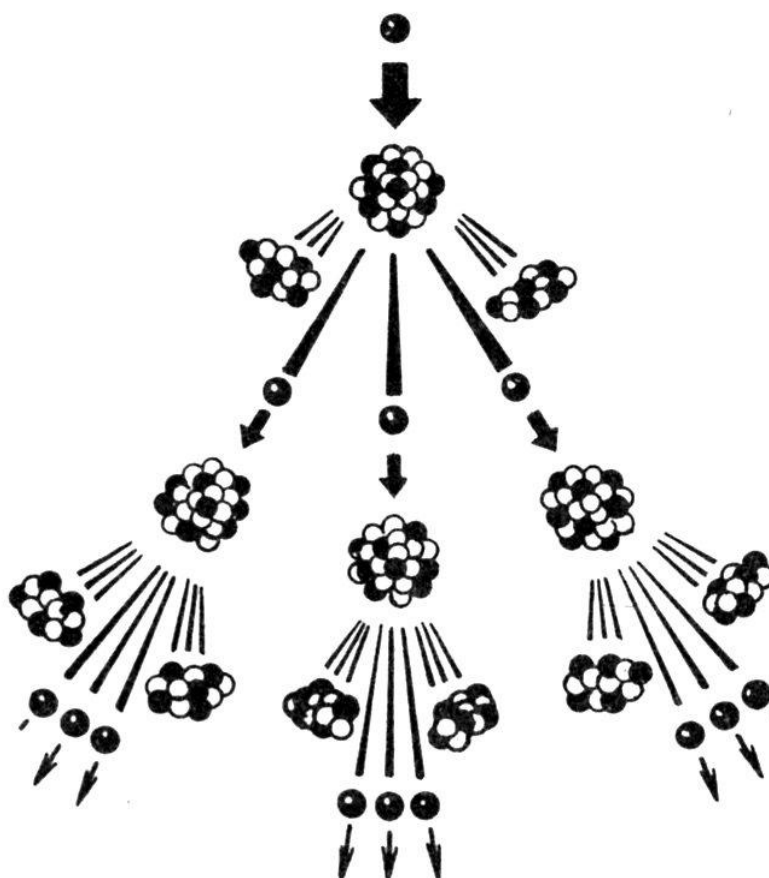


П.Г. Плотников, Л.В. Плотникова

## Некоторые аспекты ядерной физики

Учебное пособие



Санкт-Петербург  
2016

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**  
**УНИВЕРСИТЕТ ИТМО**

**П.Г. Плотников, Л.В. Плотникова**

## **Некоторые аспекты ядерной физики**

**Учебное пособие**

**Санкт-Петербург**  
**2016**

**Плотников П.Г., Плотникова Л.В.** Некоторые аспекты ядерной физики: Учебное пособие. – СПб: НИУ ИТМО, 2016. – 58 с.

В учебном пособии представлен цикл лекций для изложения основных положений ядерной физики: истории; вопросов строения электронных оболочек атомов; явлений, обусловленных свойствами и процессами в атомных оболочках; состава и свойств атомных ядер; радиоактивных превращений; ядерных реакций; основных проблем ядерной энергетики.

Пособие предназначено для бакалавров, обучающихся по направлению 16.03.01 «Техническая физика» Физические принципы аналитического приборостроения.

Рекомендовано к печати Ученым советом Университета ИТМО, протокол № 2 от 25.01.2016 года



**Университет ИТМО** – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2016

© Плотников П.Г., 2016

© Плотникова Л.В., 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

Аннотация .....	4
Лекция №1 Немного истории. Модели атомов. Теория Бора .....	5
Лекция №2 Строение атома. Квантовые числа электронов. Принципы заполнения орбиталей. Полная электронная формула элемента .....	13
Лекция №3 Уравнение Шрёдингера .....	19
Лекция №4 Модели строения атомов. Векторная модель атома. Эффект Зеемана и явления резонанса .....	23
Лекция №5 Атомное ядро. Состав и размеры атомных ядер. Энергия связи ядер. Ядерные силы. Модели ядра .....	30
Лекция №6 Радиоактивность. Основные понятия .....	39
Лекция №7 Ядерные реакции. Основные понятия .....	46
Лекция №8 Физические основы ядерной энергетики .....	53
Приложение 1 .....	58
Приложение 2 .....	66
Приложение 3 .....	66
Приложение 4 .....	67
Литература .....	70
О кафедре ИТТЭК Университета ИТМО .....	71

## АННОТАЦИЯ

Настоящее пособие содержит цикл лекций «Некоторые аспекты ядерной физики» в рамках дисциплины «Теоретическая физика (ядерная физика) (Б.3.2.2-ИТТЭК)», которая является частью обще-профессионального цикла дисциплин подготовки студентов – бакалавров IV курса по направлению подготовки 223200 Техническая физика. Дисциплина реализуется на инженерно-физическом факультете СПб НИУ ИТМО кафедрой Информационных технологий топливно-энергетического комплекса.

Курс рассчитан на один семестр (4 курс 7 семестр 17 академических часов) и состоит из одного модуля.

Учебное пособие охватывает круг вопросов, связанных с изучением истории предмета; экспериментальных фактов, лежащих в основе квантовых представлений; изучением строения электронных оболочек атомов; изучением явлений, обусловленных свойствами и процессами в атомных оболочках; изучением состава и свойств атомных ядер; радиоактивных превращений; ядерных реакций; основных проблем ядерной энергетики.

Учебное пособие состоит из восьми лекций и четырёх приложений со сквозной нумерацией формул, рисунков и таблиц.

В данном пособии авторы попытались изложить материал в простом и доступном для усвоения виде и, вместе с тем, представить адекватную современному уровню знаний научную картину мира в части физики атома, атомного ядра и вопросов ядерной энергетики на основе знания основных положений, законов и методов естественных наук и математики.

Надеемся, что данное пособие поможет слушателям вскрыть физическую, естественно – научную сущность проблем, возникающих в ходе профессиональной деятельности, провести их качественный и количественный анализ

В результате освоения предложенного курса студенты должны получить навыки и умения работы на различных дозиметрических приборах, способность самостоятельно проводить сложные физические исследования и решать соответствующие задачи.

## Лекция 1

### Немного истории.

8 ноября 1895 года Вильгельм Рентген (первый в истории физики лауреат Нобелевской премии) открыл  $X$  – лучи (рентгеновское излучение).

В 1896 г. Антуан Анри Беккерель, исследуя работу Рентгена, случайно открыл радиоактивность во время работ по исследованию фосфоресценции в солях урана.

Датой открытия электрона считается 1897 г., когда англичанином Томсоном был поставлен эксперимент по изучению *катодных лучей*. Первые снимки треков отдельных электронов были получены Чарльзом Вильсоном при помощи созданной им туманной камеры (*камеры Вильсона*).

Далее стоит особо выделить Эрнеста Резерфорда (30 августа 1871 г. – 19 октября 1937 г., Кембридж) – он известен, как «отец» ядерной физики, лауреат Нобелевской премии по химии 1908 г.

В 1898 г. Э.Резерфорд открывает  $\alpha$ – и  $\beta$ – лучи.

С лета 1898 г. британский учёный новозеландского происхождения делает первые шаги в исследовании только что открытого явления радиоактивности урана и тория.

Спустя год, в 1899 г. Поль Вийяр открыл  $\gamma$ – излучение (название этого типа ионизирующего излучения, как и первых двух, предложено Э.Резерфордом).

В 1903 г. Э.Резерфорд и Фредерик Содди выдвинули и доказали революционную идею о преобразовании элементов в процессе радиоактивного распада. В этом же году английский физик Джозеф Джон Томсон предложил одну из первых моделей строения атома: *«пудинговую модель атома»*.

По предположению Томсона, атом представляет собой шар, по всему объёму которого равномерно распределён положительный заряд. Внутри этого шара находятся электроны. Каждый электрон может совершать колебательные движения около своего положения равновесия. Положительный заряд шара равен по модулю суммарному отрицательному заряду электронов, поэтому электрический заряд атома в целом равен нулю.

Модель строения атома, предложенная Томсоном, нуждалась в экспериментальной проверке. В частности, важно было проверить, действительно ли положительный заряд распределён по всему объёму атома с постоянной плотностью. Поэтому в 1909 – 1911 гг. Резерфорд совместно со своими сотрудниками провёл ряд опытов по исследованию состава и строения атомов.

В 1911 г. опытом рассеяния  $\alpha$ – частиц доказал существование в атомах положительно заряженного ядра и электронов вокруг него ....

Э.Резерфорд написал и опубликовал три тома работ. Все эти работы носят экспериментальный характер.

1904 г. – «Радиоактивность».

1905 г. – «Радиоактивные превращения».

1930 г. – «Излучения радиоактивных веществ» (в соавторстве с Дж.Чедвиком и Ч.Эллисом).

В 1920 г. Э.Резерфорд высказал предположение, что существует частица нейтрон.

Двенадцать учеников Э.Резерфорда стали лауреатами Нобелевской премии по физике и химии. Один из наиболее талантливых учеников Генри Мозли, экспериментально показавший физический смысл периодической системы элементов, погиб в 1915 году в Галлиполи в ходе Дарданелльской операции ...

Э.Резерфорд помог Г.Гейгеру разработать счётчик для автоматического подсчёта числа ионизирующих частиц, в Кембридже работал с Н.Бором и с П.Л.Капицей. Со слов Капицы, важным качеством Резерфорда как экспериментатора была его наблюдательность. В частности, благодаря наблюдательности, Э.Резерфорд открыл *эманацию* (газообразный продукт распада радиоактивных веществ) тория, заметив различия в показаниях электроскопа, измерявшего ионизацию, при открытой и закрытой дверце в приборе, перекрывавшей поток воздуха.

Другой пример – открытие Резерфордом искусственной *трансмутации* элементов, когда облучение ядер азота в воздухе  $\alpha$ - частицами сопровождалось появлением высокоэнергичных частиц (протонов), имевших большой пробег, но очень редких.

Изучение явления радиоактивности. После открытия радиоактивных элементов началось активное изучение физической природы их излучения.

В 1899 г. Э.Резерфорду удалось обнаружить сложный состав радиоактивного излучения.

Опыт (рисунок 1.) состоял в следующем. Радиоактивный препарат помещали на дно свинцового цилиндра с узким каналом, напротив выходного отверстия помещалась фотопластинка. Цилиндр с исследуемым препаратом устанавливался между полюсами постоянного магнита в

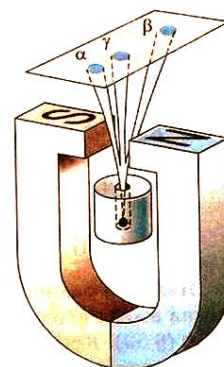
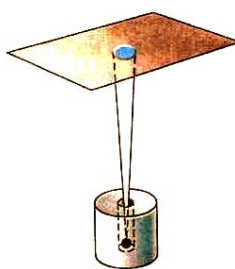


Рисунок 1. Определение состава радиоактивного излучения в опыте Резерфорда

вакууме, т. е. на радиоактивное излучение действовала сила Лоренца. Тогда, если смотреть в направлении магнитных силовых линий (от полюса  $N$  к полюсу  $S$ ), то электрон движется по часовой стрелке. Иначе говоря, поворот электрона совпадает с вращательным движением винта, который ввинчивается по направлению магнитных силовых линий.

Изучая природу *альфа*- излучения, Э.Резерфорд провёл следующий эксперимент. На пути альфа частиц он поместил счётчик Гейгера, который

измерял число частиц за определённое время. При помощи электрометра он измерил заряд частиц, испущенных за это же время. Тогда

$$\sum_{i=1}^N \frac{q_i}{N} = Q, \quad (1)$$

где  $Q$  – заряд неизвестной частицы. Этот заряд оказался равен двум элементарным зарядам. По отклонению частиц в магнитном поле Э.Резерфорд определил отношение заряда к массе частицы, оказалось, что на один элементарный заряд приходится две атомные единицы массы. Таким образом, было установлено, что при заряде, равном двум элементарным, альфа– частица имеет четыре атомные единицы массы. Из этого следует, что альфа– излучение – это поток ядер гелия.

В 1920 г. Резерфорд высказал предположение, что должна существовать частица массой, равной массе протона, но не имеющая электрического заряда – нейтрон. Однако обнаружить такую частицу ему не удалось. Её существование было экспериментально доказано Джеймсом Чедвиком в 1932 г. Кроме того, Резерфорд уточнил на 30% отношение заряда электрона к его массе.

Как известно сегодня, удельный заряд электрона равен:  $\frac{e_0}{m_e} = -1.758820024(11) \cdot 10^{11} \frac{Кл}{кг}$ .

Выкачивая воздух из сосуда с торием, Резерфорд выделил эманацию тория (газ, известный сейчас как *торон* или *радон-220*, один из изотопов радона) и исследовал ионизирующую способность этого вещества. Было выяснено, что активность этого газа каждую минуту убывает вдвое. Таким образом, изучая зависимость активности радиоактивных веществ от времени, учёный открыл закон *радиоактивного распада*.

Поскольку ядра атомов химических элементов достаточно устойчивы, Резерфорд предположил, что для их преобразования или разрушения нужна очень большая энергия. Первое ядро, подвергнутое искусственному преобразованию – ядро атома азота. Бомбардируя азот альфа– частицами с большой энергией, Резерфорд обнаружил появление протонов – ядер атома водорода.

Это был первый опыт *превращения веществ* (азота и кислорода), выполненный Эрнестом Резерфордом (рисунок 2).

Ну, и, конечно же, *эксперимент Гейгера – Марсдена* с золотой фольгой.

Э.Резерфорд – один из немногих лауреатов Нобелевской премии, кто сделал свою самую известную работу после получения самой престижной в области науки премии. Совместно с Гансом Гейгером и Эрнстом Марсденом в 1909 г., он провёл эксперимент, который продемонстрировал существование компактного положительного ядра в центре атома. Резерфорд

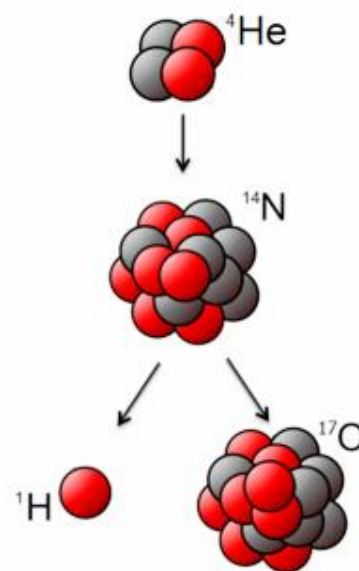


Рисунок 2



попросил Гейгера и Марсдена в этом эксперименте искать альфа-частицы с очень большими углами отклонения, что не ожидалось от модели атома Томсона в то время. Такие отклонения, хотя и редкие, были найдены, и вероятность отклонения оказалась гладкой, хотя и быстро убывающей функцией угла отклонения.

Позднее Резерфорд признался, что когда предложил своим ученикам провести эксперимент по рассеиванию альфа-частиц на большие (тупые) углы, он сам не верил в положительный результат.

«Это было почти столь же невероятно, как если бы вы стреляли 15-дюймовым снарядом в кусок тонкой бумаги, а снаряд возвратился бы к вам и нанёс удар» © Эрнест Резерфорд.

Э.Резерфорд смог интерпретировать полученные в результате эксперимента данные, что привело его к разработке *планетарной модели атома* в 1911 г. Согласно этой модели атом состоит из очень маленького положительно заряженного ядра, содержащего большую часть массы атома, и обращающихся вокруг него лёгких электронов.

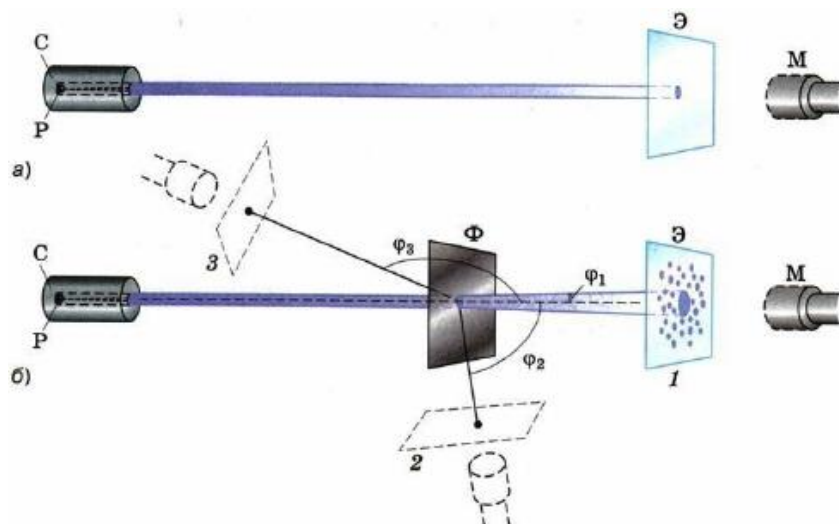


Рисунок 3. Схема установки опыта Э.Резерфорда для исследования строения атома

Чтобы понять, как проводились эти опыты, рассмотрим рисунок 3. В опытах использовался свинцовый сосуд *C* с радиоактивным веществом *P*, излучающим  $\alpha$ -частицы. Из этого сосуда  $\alpha$ -частицы вылетают через узкий канал со скоростью порядка 15000 км/с. Поскольку  $\alpha$ -частицы непосредственно

непосредственно увидеть невозможно, то для их обнаружения служит стеклянный экран *Э*.

Экран покрыт тонким слоем специального вещества, благодаря чему в местах попадания в экран  $\alpha$ -частиц возникают вспышки, которые наблюдаются с помощью микроскопа *M*.

Такой метод регистрации частиц называется методом сцинтилляций (т. е. вспышек).

Вся установка помещается в сосуд, из которого откачан воздух, чтобы устранить рассеяние  $\alpha$ -частиц за счет их столкновений с молекулами воздуха.

Если на пути  $\alpha$ -частиц нет никаких препятствий, то они падают на экран узким, слегка расширяющимся пучком (рис. 3а). При этом все возникающие на экране вспышки сливаются в одно небольшое световое пятно.

Если же на пути  $\alpha$ - частиц поместить тонкую фольгу  $\Phi$  из исследуемого металла (рис. 3б), то при взаимодействии с веществом  $\alpha$ - частицы рассеиваются по всем направлениям на разные углы  $\varphi$  (на рисунке изображены только три угла:  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$ ).

Когда экран находится в положении 1, наибольшее количество вспышек расположено в центре экрана. Значит, основная часть всех  $\alpha$ - частиц прошла сквозь фольгу, почти не изменив первоначального направления (рассеялась на малые углы). При удалении от центра экрана количество вспышек становится меньше. Следовательно, с увеличением угла рассеяния  $\varphi$  количество рассеянных на эти углы частиц резко уменьшается.

Перемещая экран вместе с микроскопом вокруг фольги, можно обнаружить, что некоторое (очень небольшое) число частиц рассеялось на углы, близкие к  $90^\circ$  (это положение экрана обозначено цифрой 2), а некоторые единичные частицы – на углы порядка  $180^\circ$ , т. е. в результате взаимодействия с фольгой были отброшены назад (положение 3).

Именно эти случаи рассеяния  $\alpha$ - частиц на большие углы дали Э.Резерфорду наиболее важную информацию для понимания того, как устроены атомы веществ. Проанализировав результаты опытов, Резерфорд пришёл к выводу, что столь сильное отклонение  $\alpha$ - частиц возможно только

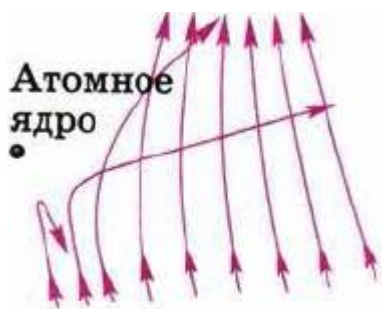


Рисунок 4

в том случае, если внутри атома имеется чрезвычайно сильное электрическое поле. Такое поле могло быть создано зарядом, сконцентрированным в очень малом объёме (по сравнению с объёмом атома). Один из примеров схематического изображения ядерной модели атома, предложенной Э. Резерфордом показан на рисунке 4, где указаны, траектории полёта  $\alpha$ -частиц при прохождении сквозь атомы вещества

Поскольку масса электрона примерно в 8000 раз меньше массы  $\alpha$ - частицы, электроны, входящие в состав атома, не могли существенным образом изменить направление движения  $\alpha$ - частиц. Поэтому в данном случае речь может идти только о силах электрического отталкивания между  $\alpha$ - частицами и положительно заряженной частью атома, масса которой значительно больше массы  $\alpha$ - частицы.

Эти соображения привели Резерфорда к созданию ядерной (*планетарной*) модели атома. Напомним, что, согласно этой модели, в центре атома находится положительно заряженное ядро, занимающее очень малый объём атома. Вокруг ядра движутся электроны, масса которых значительно меньше массы ядра. Атом электрически нейтрален, поскольку заряд ядра равен модулю суммарного заряда электронов.

Э.Резерфорд сумел оценить размеры атомных ядер. Оказалось, что в зависимости от массы атома его ядро имеет диаметр порядка  $10^{-14}$ – $10^{-15}$  м, т.е. оно в десятки и даже сотни тысяч раз меньше атома (напомним, что атом имеет диаметр порядка  $10^{-10}$  м).

Рисунок 4 иллюстрирует процесс прохождения  $\alpha$ - частиц сквозь атомы вещества с точки зрения ядерной модели. На этом рисунке показано, как меняется траектория полёта  $\alpha$ - частиц в зависимости от того, на каком расстоянии от ядра они пролетают. Напряжённость создаваемого ядром электрического поля, а значит, и сила действия на  $\alpha$ - частицу довольно быстро убывают с увеличением расстояния от ядра. Поэтому направление полёта частицы сильно меняется только в том случае, если она проходит очень близко к ядру.

Поскольку диаметр ядра значительно меньше диаметра атома, то большая часть из числа всех  $\alpha$ - частиц проходит сквозь атом на таких расстояниях от ядра, где сила отталкивания создаваемого им поля слишком мала, чтобы существенно изменить направление движения  $\alpha$ - частиц. И только очень немногие частицы пролетают рядом с ядром, т. е. в области сильного поля, и отклоняются на большие (тупые) углы. Именно такие результаты и были получены в опыте Резерфорда.

Таким образом, в результате опытов по рассеянию  $\alpha$ - частиц была доказана несостоятельность модели атома Джозефа Джона Томсона, выдвинута ядерная модель строения атома и проведена оценка диаметров атомных ядер.

### Вопросы

- 1 В чём заключалось открытие, сделанное Беккерелем в 1896 г.?
- 2 Расскажите, как проводился опыт, схема которого изображена на рисунке 1. Что выяснилось в результате этого опыта?
- 3 О чём свидетельствовало явление радиоактивности?
- 4 Что представлял собой атом согласно модели, предложенной Томсоном?
- 5 Используя рисунок 3, расскажите, как проводился опыт по рассеянию  $\alpha$ - частиц.
- 6 Какой вывод был сделан Э.Резерфордом на основании того, что некоторые  $\alpha$ - частицы при взаимодействии с фольгой рассеялись на большие (тупые) углы?
- 7 Что представляет собой атом согласно ядерной модели, выдвинутой Э.Резерфордом?

Э.Резерфорд не связал величину заряда ядра с атомным номером элемента. Этот вывод был сделан позже, а сам Э.Резерфорд предположил, что заряд ядра пропорционален атомной массе. Кроме того, стоит подчеркнуть, что он негативно отзывался о перспективах ядерной энергетики.

Планетарная модель атома Резерфорда сменила «пудинговую модель атома» Томсона.

Недостатком планетарной модели атома была её несовместимость с законами *классической физики*. Если электроны движутся вокруг ядра, как планеты вокруг Солнца, то их движение является ускоренным, а по законам

классической электродинамики они должны были бы излучать электромагнитные волны постоянно, т.е. терять энергию и, следовательно, в конце концов, упасть на ядро.

Отсюда возникают предпосылки появления новой модели атома – модели атома Бора, в которой постулируются другие, отличные от классических, законы движения электронов.

Боровская модель атома (модель Бора) – полуклассическая модель атома, предложенная Нильсом Бором в 1913 г. За основу он взял планетарную модель атома, выдвинутую Резерфордом. Однако, с точки зрения классической электродинамики, электрон в модели Резерфорда, двигаясь вокруг ядра, должен был бы излучать энергию непрерывно и очень быстро и, потеряв её, упасть на ядро. Чтобы преодолеть эту проблему, Бор ввёл допущение, суть которого заключается в том, что электроны в атоме могут двигаться только по определённым (*стационарным*) орбитам, находясь на которых они не излучают, а излучение или поглощение происходит только в момент перехода с одной орбиты на другую. Причём, стационарными являются лишь те орбиты, при движении по которым момент количества движения электрона равен целому числу *постоянных Планка*:

$$m_e v_n r_n = \frac{nh}{2\pi}. \quad (2)$$

Используя это допущение и законы классической механики, а именно равенство силы притяжения электрона со стороны ядра и центробежной силы, действующей на вращающийся электрон, он получил следующие значения для радиуса стационарной орбиты  $R_n$  и энергии  $E_n$  находящегося на этой орбите электрона:

$$R_n = 4\pi \frac{\epsilon_0}{Ze^2} \frac{n^2 \hbar^2}{m_e}; E_n = \frac{1}{8\pi} \frac{Ze^2}{\epsilon_0} \frac{1}{R_n} \quad (3)$$

или

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8\epsilon_0 n^2 \hbar^2}. \quad (4)$$

Здесь  $m_e$  – масса электрона,  $Z$  – количество протонов в ядре,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $e$  – заряд электрона.

Именно такое выражение для энергии можно получить, применяя *уравнение Шрёдингера* в задаче о движении электрона в центральном кулоновском поле.

Радиус первой орбиты в атоме водорода  $R_0 = 5.2917720859(36) \cdot 10^{-11}$  м, ныне называется *боровским радиусом*, либо атомной единицей длины и широко используется в современной физике. Энергия первой орбиты  $E_0 = 13.6$  эВ представляет собой *энергию ионизации атома водорода*.

Таким образом, полуклассическая теория Н.Бора основана на двух *постулатах Бора*:

1. атом может находиться только в особенных стационарных или квантованных состояниях, каждому из которых отвечает определённая

энергия. В стационарном состоянии атом не излучает электромагнитных волн;

2. излучение и поглощение энергии атомом происходит при скачкообразном переходе из одного стационарного состояния в другое, при этом имеют место два соотношения.  $h\nu = E_n - E_m$ , где  $h\nu$  – излучённая (поглощённая) энергия,  $n$  и  $m$  – номера квантовых состояний. В спектроскопии  $E_n$  и  $E_m$  называются термами.

Правило квантования момента импульса:  $m_e v_n r_n = \frac{nh}{2\pi}$ , где  $n=1, 2, 3, \dots$

Далее, исходя из соображений классической физики о круговом движении электрона вокруг неподвижного ядра по стационарной орбите под действием кулоновской силы притяжения, Бором были получены выражения для радиусов стационарных орбит и энергии электрона на этих орбитах:

$$r_n = R_0 n^2, R_0 = \frac{\hbar^2}{k m_e e^2} \approx 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ м} - \text{боровский радиус}, k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}.$$

$E_n = -R_y \frac{1}{n^2}, R_y = \frac{m_e k^2 e^4}{2\hbar^2}$ , где  $R_y$  – энергетическая постоянная Ридберга (численно равна 13.6 эВ).

Достоинства теории Н.Бора. Объяснила дискретность энергетических состояний водородоподобных атомов.

Теория Н.Бора подошла к объяснению внутриатомных процессов с принципиально новых позиций, стала первой *полуквантовой теорией атома*.

Эвристическое значение теории Бора состоит в смелом предположении о существовании стационарных состояний и скачкообразных переходов между ними. Эти положения позднее были распространены и на другие микросистемы.

Объясняет границу таблицы Менделеева. Последний атом, способный существовать физически, имеет порядковый номер 137, так как, начиная со 138-го элемента  $1s$ - электрон должен двигаться со сверхсветовой скоростью, что противоречит *специальной теории относительности*.

Недостатки теории Н.Бора. Не смогла объяснить интенсивность спектральных линий.

Справедлива только для водородоподобных атомов и не работает для атомов, следующих за ними в таблице Менделеева без экспериментальных данных (энергии ионизации или других).

Теория Н.Бора логически противоречива: не является ни классической, ни квантовой. В системе двух уравнений, лежащих в её основе, одно – уравнение движения электрона – классическое, другое – уравнение квантования орбит – квантовое.

Теория Н.Бора являлась недостаточно последовательной и общей. Поэтому она в дальнейшем была заменена современной *квантовой механикой*, основанной на более общих и непротиворечивых исходных положениях. Сейчас известно, что постулаты Н.Бора являются следствиями более фундаментальных квантовых законов. Но правила квантования широко

используются и в наши дни как приближённые соотношения: их точность часто бывает очень высокой.

В более фундаментальном виде подобная модель атома называется *моделью атома Резерфорда – Бора – Зоммерфельда*.

*Опыт Франка – Герца* – опыт, явившийся экспериментальным доказательством дискретности внутренней энергии атома. Поставлен в 1913 году Дж. Франком и Г. Герцем.

Энергетические уровни вырожденных состояний водородоподобных атомов.

## Лекция №2

### Строение атома.

*Атомом* называют наименьшую частицу химического элемента, обладающую его химическими свойствами. Атом состоит из положительно заряженного *ядра* и *электронной оболочки*. В атоме заряд ядра равен по модулю суммарному заряду всех его электронов и показывает номер элемента в таблице Менделеева. *Ионом* данного атома называют электрически заряженную частицу, образующуюся при потере или приобретении электронов атомом.

Простейшей атомной системой является атом водорода, состоящий из одного электрона и одного протона и, вместе с тем, самой распространённой во Вселенной: ~75%. *Водородоподобными (изоэлектронными водороду)*, т.е. имеющими также по одному электрону, являются ионы  $He^+$ ,  $Li^{2+}$ ,  $Be^{3+}$ ,  $C^{5+}$  и т.д.

*Водородоподобный атом* – атом, содержащий в электронной оболочке один и только один электрон. Таким атомом, кроме водорода и его тяжёлых изотопов (*дейтерия* и *третия*), может быть любой ион, если число потерянных им электронов равно  $(Z-1)$ . Поскольку у такого иона остаётся только один электрон, его и называют *водородоподобным атомом*.

Электронные спектры таких атомов описываются *теорией Бора*.

Спектр излучения (поглощения) атомов водорода – линейчатый. Частоты линий этого спектра описываются *формулой Бальмера – Ридберга*:

$$\nu_{mn} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M}} \approx R_\infty, \quad (5)$$

где  $R_\infty = 3.29 \cdot 10^{15}$  Гц – *постоянная Ридберга*,  $m_e$  – масса электрона,  $M$  – масса ядра,  $m$  и  $n$  – главные квантовые числа, характеризующие энергетические уровни атома, между которыми осуществляется переход при излучении света частотой  $\nu_{mn}$  ( $n=1, 2, 3, \dots$ ;  $m=n+1, n+2, n+3, \dots$ ). Соответственно, длины волн излучения (поглощения) в вакууме определяют из формулы:

$$\frac{1}{\lambda_{mn}} = R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (6)$$

где  $R' = \frac{R}{c} = 1.097 \times 10^{-7} \text{ м}^{-1}$  также называют *постоянной Ридберга* в ( $\text{м}^{-1}$ ).

Группу спектральных линий с одинаковыми  $n$  называют серией. При  $n=1$  получается *серия Лаймана*, при  $n=2$  – *серия Бальмера*, при  $n=3$  – *серия Пашена*,  $n=4$  – *серия Бреккетта*, при  $n=5$  – *серия Пфунда*, при  $n=6$  – *серия Хэмфри*. Первая из них лежит в далёком ультрафиолетовом диапазоне, вторая охватывает видимую область, остальные спектральные серии водорода лежат в инфракрасной области. Для изоэлектронных водороду ионов справедлива сериальная формула Бальмера – Ридберга:

$$\nu_{mn} = Z^2 R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (7)$$

где  $Z$  – порядковый номер элемента в таблице Менделеева (<http://table-mendeleev.ru>).

При химических реакциях ядра атомов остаются без изменений, меняется лишь строение электронных оболочек вследствие перераспределения электронов между атомами. Способностью атомов отдавать или присоединять электроны определяются его химические свойства.

Как известно, электрон имеет двойственную (корпускулярно – волновую) природу. Благодаря волновым свойствам электроны в атоме могут иметь только строго определённые значения энергии, которые зависят от расстояния до ядра. Электроны, обладающие близкими значениями энергии, образуют энергетический уровень. Он содержит строго определённое число электронов – максимально  $2n^2$ . Энергетические уровни подразделяются на  $s$ –,  $p$ –,  $d$ –,  $f$ – подуровни, их число равно номеру уровня.

Квантовые числа электронов. Состояние каждого электрона в атоме обычно описывают с помощью четырёх квантовых чисел: главного ( $n$ ), орбитального ( $l$ ), магнитного ( $m$ ) и спинового ( $s$ ). Первые три характеризуют движение электрона в пространстве, а четвёртое – вокруг собственной оси.

*Главное квантовое число* ( $n$ ) определяет энергетический уровень электрона (общую энергию электрона на данной орбитали), удалённость уровня от ядра (размер электронного облака). Принимает целые значения ( $n=1, 2, 3, \dots$ ) и соответствует номеру периода таблицы Менделеева. Для любого элемента по номеру периода можно определить число энергетических уровней электронов в атоме, и какой энергетический уровень является внешним.

Пример: индий  $In$  расположен в 5-ом периоде, значит главное квантовое число  $n=5$ , причём, электроны в его атоме распределены по пяти энергетическим уровням ( $n=1, n=2, n=3, n=4, n=5$ ), внешним уровнем будет пятый ( $n=5$ ).

Расшифровать элемент магний  $Mg$ ?

*Орбитальное квантовое число* ( $l$ ), называемое также азимутальным или дополнительным квантовым числом, характеризует геометрическую форму орбитали и определяет момент импульса электрона. Принимает значение

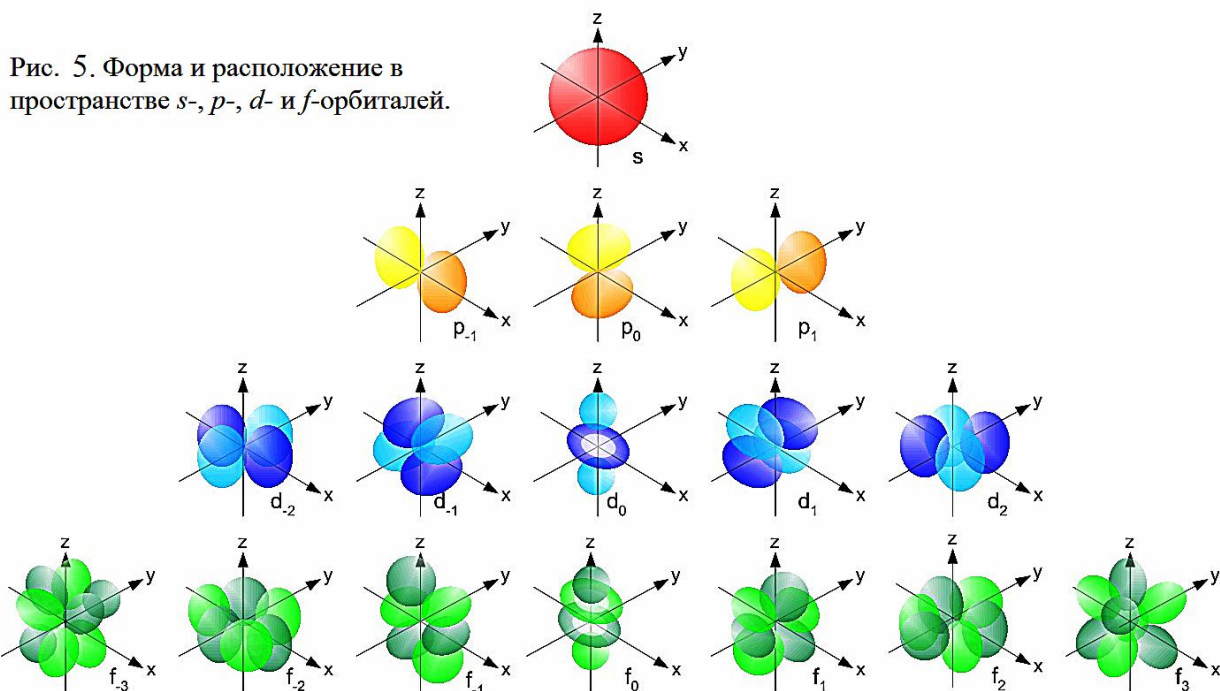
целых чисел от 0 до  $(n-1)$ , где  $n$  – главное квантовое число. Момент импульса при этом задаётся соотношением:

$$p = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (8)$$

Независимо от номера энергетического уровня каждому значению орбитального квантового числа соответствует орбиталь особой формы. Набор орбиталей с одинаковыми значениями главного квантового числа  $n$  называется энергетическим уровнем (составляют одну электронную оболочку), а с одинаковыми  $n$  и  $l$  – подуровнем:

- $l=0$   $s$ - подуровень,  $s$ - орбиталь – форма орбитали сфера;
- $l=1$   $p$ - подуровень,  $p$ - орбиталь – форма орбитали гантель;
- $l=2$   $d$ - подуровень,  $d$ - орбиталь – орбиталь сложной формы;
- $l=3$   $f$ - подуровень,  $f$ - орбиталь – ещё более сложная форма;
- $l=4$   $g$ - подуровень,  $g$ - орбиталь – ещё более сложная форма.

Буквенные обозначения атомных орбиталей произошли от описания спектральных линий в атомных спектрах:  $s$  (*sharp*) – резкая серия в атомных спектрах,  $p$  (*principal*) – главная,  $d$  (*diffuse*) – диффузная,  $f$  (*fundamental*) – фундаментальная. Как мы видим, подуровни обозначаются по первым буквам английских названий соответствующих линий в спектрах. В дальнейшем более высокие подуровни стали обозначать, просто продолжая латинский алфавит:  $g$ - подуровень,  $h$ - подуровень и т.д.



На первом энергетическом уровне ( $n=1$ ) орбитальное квантовое число  $l$  принимает единственное значение  $l=(n-1)=0$ . Форма орбитали – сферическая, на первом энергетическом уровне имеется только один подуровень –  $1s$ . Для второго энергетического уровня ( $n=2$ ) орбитальное квантовое число может принимать два значения:  $l=0$ ,  $s$ -орбиталь – сфера большего диаметра, чем на первом энергетическом уровне ( $n=1$ );  $l=1$ ,  $p$ -орбиталь – гантель. Таким образом, на втором энергетическом уровне ( $n=2$ ) имеются два подуровня –  $2s$  и  $2p$ . Для третьего энергетического уровня ( $n=3$ ) орбитальное квантовое



число  $l$  принимает три значения:  $l=0$ ,  $s$ -орбиталь – сфера большего диаметра, чем на втором энергетическом уровне ( $n=2$ ),  $l=1$ ,  $p$ -орбиталь – гантель большего размера, чем на втором энергетическом уровне;  $l=2$ ,  $d$ -орбиталь сложной формы. Таким образом, на третьем энергетическом уровне ( $n=3$ ) могут быть три энергетических подуровня –  $3s, 3p, 3d$  и так далее.

*Магнитное квантовое число* ( $m$ ) характеризует положение электронной орбитали в пространстве и принимает целочисленные значения от  $-l$  до  $+l$ , включая 0. Это значит, что для каждой формы орбитали существует  $(2l+1)$  энергетически равноценных ориентаций в пространстве (рисунок 5).

Несколько иначе, магнитное квантовое число  $m_l$  определяет проекцию орбитального момента импульса на направление магнитного поля и может принимать целые значения в диапазоне от  $-l$  до  $+l$ , включая 0 ( $m_l = -l \dots 0 \dots +l$ ):

$$M_z = \hbar m_l. \quad (9)$$

В литературе орбитали обозначают комбинацией квантовых чисел, при этом главное квантовое число обозначают цифрой, орбитальное квантовое число – соответствующей буквой и магнитное квантовое число – выражением в нижнем индексе, показывающем проекцию орбитали на декартовы оси  $X, Y, Z$ , например,  $2p_x, 3d_{xy}, 4f_{z(x^2-y^2)}$ . Для орбиталей внешней электронной оболочки, то есть в случае описания валентных электронов, главное квантовое число в записи орбитали, как правило, опускают.

Для  $s$ -орбитали ( $l=0$ ) такое положение одно и соответствует  $m=0$ . Сфера не может иметь разные ориентации в пространстве.

Для  $p$ -орбитали ( $l=1$ ) – три равноценные ориентации в пространстве ( $2l+1=3$ );  $m=-1, 0, +1$ .

Для  $d$ -орбитали ( $l=2$ ) – пять равноценных ориентаций в пространстве ( $2l+1=5$ );  $m=-2, -1, 0, +1, +2$ .

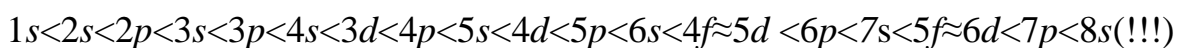
Таким образом, на  $s$ - подуровне – одна, на  $p$ - подуровне – три, на  $d$ - подуровне – пять, на  $f$ - подуровне – семь, на  $g$ -подуровне – девять орбиталей, на  $h$ - подуровне – одиннадцать орбиталей. Смотри рисунок 5.

*Спиновое квантовое число* ( $s$ ) характеризует магнитный момент, возникающий при вращении электрона вокруг своей оси. Принимает только два значения  $+1/2$  и  $-1/2$  соответствующие противоположным направлениям вращения.

#### Принципы заполнения орбиталей.

1. *Принцип Паули.* В атоме не может быть двух электронов, у которых значения всех квантовых чисел ( $n, l, m, s$ ) были бы одинаковы, т.е. на каждой орбитали может находиться не более двух электронов (с противоположными спинами).

2. *Правило Клечковского* (1951 г., принцип наименьшей энергии). В основном состоянии каждый электрон располагается так, чтобы его энергия была минимальной. Чем меньше сумма  $(n+l)$ , тем меньше энергия орбитали. При заданном значении  $(n+l)$  наименьшую энергию имеет орбиталь с меньшим  $n$ . Энергия орбиталей возрастает в ряду (*правило Маделунга*, 1936 г.):



Исключения из правила Клечковского. Эмпирическое правило Клечковского и вытекающее из него схема очерёдности несколько противоречат реальной энергетической последовательности атомных орбиталей только в двух однотипных случаях: у атомов *Cr, Cu, Nb, Mo, Ru, Rh, Pd, Ag, Pt, Au* имеет место «провал» электрона с *s*-подуровня внешнего слоя на *d*-подуровень предыдущего слоя, что приводит к энергетически более устойчивому состоянию атома, а именно: после заполнения двумя электронами орбитали *6s* следующий электрон появляется на орбитали *5d*, а не *4f*, и только затем происходит заселение четырнадцатью электронами орбиталей *4f*, затем продолжается и завершается заселение десятиэлектронного состояния *5d*. Аналогичная ситуация характерна и для орбиталей *7s, 6d* и *5f*.

3. Порядок заполнения электронами орбиталей в пределах одного подуровня (орбиталей с одинаковыми значениями главного квантового числа *n* и орбитального квантового числа *l*) определяется *правилом Хунда*.

Правило Хунда – правило квантовой химии, определяющее порядок заполнения орбиталей определённого подслоя и формулируется следующим образом: суммарное значение спинового квантового числа электронов данного подслоя должно быть максимальным. Сформулировано Фридрихом Хундом в 1925 г.

Это означает, что в каждой из орбиталей подслоя заполняется сначала один электрон, а только после исчерпания незаполненных орбиталей на эту орбиталь добавляется второй электрон. При этом на одной орбитали находятся два электрона с полуцелыми спинами противоположного знака, которые спариваются (образуют двухэлектронное облако) и, в результате, суммарный спин орбитали становится равным нулю.

Атом в основном состоянии должен иметь максимально возможное число не спаренных электронов в пределах определённого подуровня.

#### Полная электронная формула элемента.

Запись, отражающая распределение электронов в атоме химического элемента по энергетическим уровням и подуровням, называется *электронной конфигурацией* данного атома. В основном (невозбуждённом) состоянии атома все электроны удовлетворяют принципу минимальной энергии. Это значит, что сначала заполняются подуровни, для которых:

1. главное квантовое число (*n*) минимально;
2. внутри уровня сначала заполняется *s*- подуровень, затем *p*- , и лишь затем *d*- (*l* – минимально);
3. заполнение происходит так, чтобы (*n+l*) было минимально (правило Клечковского).
4. в пределах одного подуровня электроны выстраиваются таким образом, чтобы их суммарный спин был максимален, т.е. содержал наибольшее число неспаренных электронов (правило Хунда);

5. при заполнении электронных атомных орбиталей выполняется принцип Паули. Его следствием является, что энергетическому уровню с номером  $n$  может принадлежать не более чем  $2n^2$  электронов на  $n^2$  подуровнях. Смотри таблицу 1.

Таблица 1. Энергетическая последовательность орбиталей в изолированных атомах

$(n+l)$	$n$	$l$	Атомные орбитали	
1	1	0	1s	Первый период
2	2	0	2s	
3	2	1	2p	Второй период
	3	0	3s	
4	3	1	3p	Третий период
	4	0	4s	
5	3	2	3d	Четвёртый период
	4	1	4p	
	5	0	5s	
6	4	2	4d	Пятый период
	5	1	5p	
	6	0	6s	
7	4	3	4f	Шестой период
	5	2	5d	
	6	1	6p	
	7	0	7s	
8	5	3	5f	Седьмой период
	6	2	6d	
	7	1	7p	
	8	0	8s	Начало восьмого периода

Выполнить пример для любого элемента из таблицы Менделеева!

Электроны являются *фермионами*, т.е. частицами с полуцелым значением спина. Своё название получили в честь физика Энрико Ферми. Фермионы подчиняются *статистике Ферми – Дирака*.

*Внешними (валентными)* электронами атома называют электроны, входящие в состав  $s$ - и  $p$ - оболочек слоя с наибольшим числом  $n$  (главного

квантового числа) для данного атома. Этими электронами определяются химические и оптические свойства атомов.

В заполненной  $s$ - оболочке компенсированы магнитные спиновые моменты электронов; в заполненных  $p$ - ,  $d$ - ,  $f$ - ,  $g$ - ,  $h$ - оболочках компенсированы также магнитные орбитальные моменты электронов. Поэтому магнитный момент атома с заполненными подоболочками равен нулю, и соответствующий элемент обладает *диамагнитными свойствами*. В атомах с незаполненными подоболочками некомпенсированный (не равный нулю) магнитный момент обуславливает *парамагнетизм*, а в ряде случаев – *ферромагнетизм* или *антиферромагнетизм*.

Заполнение  $nd$ - оболочки и  $nf$ - оболочки в атомах происходит при почти неизменной электронной конфигурации  $(n+1)s$ - и  $(n+1)p$ - оболочек и поэтому почти не влияет на химические свойства переходных элементов, которые в пределах данной группы элементов являются сходными.

Заполнение  $nd$ - и  $nf$ - оболочек, однако, существенно сказывается на рентгеновских спектрах атомов, связанных с электронными переходами во внутренних слоях атома.

Суммарное число электронов в  $s$ - и  $p$ - подгруппах равно 8. Механизм отдачи или присоединения валентных (внешних) электронов лежит в основе большинства химических реакций. Энергетически оказываются выгодной отдача электронов атомами с менее чем наполовину занятой  $s$ - и  $p$ - подгруппой, и присоединение электронов атомами с более чем на половину занятой  $s$ - и  $p$ - подгруппой. Атомы с ровно наполовину занятой  $s$ - и  $p$ - подгруппой могут в зависимости от ряда условий либо отдавать, либо приобретать электроны.

### Лекция №3

Уравнение Шрёдингера – *линейное дифференциальное уравнение в частных производных*, описывающее изменение в пространстве (в общем случае, в *конфигурационном пространстве*) и во времени *чистого состояния*, задаваемого *волновой функцией*, в *гамильтоновых* квантовых системах. Играет в *квантовой механике* такую же важную роль, как *уравнения Гамильтона* или *уравнение второго закона Ньютона* в *классической механике* или *уравнения Максвелла* для электромагнитных волн. Сформулировано Эрвином Шрёдингером в 1925 г., опубликовано в 1926 г. Уравнение Шрёдингера не выводится, а постулируется методом аналогии с классической оптикой, на основе обобщения экспериментальных данных. Наиболее общая форма уравнения Шрёдингера – это форма, включающая зависимость от времени:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = \hat{H} \Psi, \quad (10)$$

где  $\hat{H}$  – гамильтониан системы.

Пример нерелятивистского зависящего от времени уравнения Шрёдингера в координатном представлении для точечной частицы массы  $m$ , движущейся в потенциальном поле с потенциалом  $U(\vec{r}, t)$ :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\vec{r}, t) \right] \Psi(\vec{r}, t). \quad (11)$$

В данном примере гамильтониан  $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\vec{r}, t)$ .

*Стационарное уравнение Шрёдингера*

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(\vec{r}) \right\} \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}); \psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-i\frac{Et}{\hbar}}$$

перепишем в виде

$$\frac{2m}{\hbar^2} [E - U(\vec{r})] \psi(\vec{r}) + \Delta \psi(\vec{r}) = 0. \quad (12)$$

*Многоэлектронные атомы*  $\equiv$  атомы, содержащие два и более электронов. Напишем стационарное уравнение Шрёдингера для многоэлектронных атомов или ионов:

$$\frac{2m}{\hbar^2} \left[ E + \sum_{i=1}^N k \frac{Ze^2}{r_i} - U(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) + \sum_{i=1}^N \Delta_i \psi(\vec{r}) = 0, \quad (13)$$

где  $\Delta_i$  – оператор Лапласа  $i$ -го электрона,  $r_i$  – расстояние  $i$ -го электрона от

ядра,  $U = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{k=1; k \neq i}^N \frac{ke^2}{r_{ik}}$  – потенциальная энергия взаимодействия между всеми

$N$  электронами ионизированного атома (для нейтрального атома  $N=Z$ );  $r_i$  – расстояние  $i$ -го электрона от ядра;  $r_{ik}$  – расстояние между  $i$ -ым и  $k$ -ым

электронами;  $\frac{kZe^2}{r_i}$  – потенциальная энергия взаимодействия  $i$ -го электрона с

ядром;  $E$  – полная энергия атома;  $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ .

Уравнение Шрёдингера для многоэлектронного атома может быть решено только приближёнными методами, прежде всего, методами *теории возмущений* ( $U \neq 0$ ), т.е. пренебрегается потенциальной энергией взаимодействия электронов по сравнению с энергией взаимодействия электронов с ядром. Решение уравнения Шрёдингера методом теории возмущений практически возможно только при малых значениях  $N$ .

Что нам даёт решение уравнения Шрёдингера для атома?!

С увеличением  $N$  даже приближённое решение уравнения Шрёдингера методом теории возмущений становится затруднительным. В приближении центрального поля в атоме для отыскания решения используются в основном два метода: *метод Хартри – Фока* и *метод Томаса – Ферми*.

Метод Хартри – Фока основан на замене электрического поля ядра и всех электронов атома, кроме одного выделенного, некоторым постоянным по времени *самосогласованным полем*, в котором движется выделенный электрон. Внесение потенциала этого поля в уравнение Шрёдингера

позволяет найти для каждого выделенного электрона значения квантовых чисел  $n$  и  $l$  и тем самым энергетические состояния электронов.

Метод Томаса – Ферми основан на так называемой *статистической модели атома*, в которой предполагается непрерывное распределение электронных зарядов в атоме с плотностью, удовлетворяющей уравнению Пуассона для потенциала электрического поля  $\varphi(\vec{r})$ .

Плотность электронных зарядов вычисляется независимо с помощью *квантовой статистики и принципа Паули*.

Метод Томаса – Ферми применим как к атому, так и к иону, но при этом по-разному задаётся потенциал на границе (атома или иона).

В случае нейтрального атома, полагая на границе атома  $\varphi=0$ , для потенциала поля получаем *уравнение Томаса – Ферми*

$$\Delta\varphi = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \varphi^{\frac{3}{2}}, \quad (14)$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа.

Уравнение Шрёдингера для атома гелия и ионов, содержащих  $N=2$  электрона ( $Li^+$ ,  $Be^{2+}$ ,  $B^{3+}$  и т.д.) имеет вид:

$$\Delta_1\psi + \Delta_2\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E + \frac{kZe^2}{r_1} + \frac{kZe^2}{r_2} - \frac{ke^2}{r_{12}} \right) \psi = 0, \quad (15)$$

где  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  – операторы Лапласа,  $E$  – полная энергия атома,  $-\frac{kZe^2}{r_1}$  и  $-\frac{kZe^2}{r_2}$  – потенциальные энергии взаимодействия каждого из электронов с ядром,  $\frac{ke^2}{r_{12}}$  – энергия взаимодействия между электронами,  $r_{12}$  – расстояние между электронами.

Уровни энергии и собственные функции в нулевом приближении, в котором пренебрегается взаимодействием электронов:

$$E = E_{n_1} + E_{n_2}, \quad \psi_n = \psi_{n_1}\psi_{n_2}, \quad (16)$$

где  $E_n = -\frac{RZ^2}{n^2}$  ( $R$  – постоянная Ридберга) и  $\psi_n$  – водородоподобная волновая функция электрона.

В первом приближении теории возмущений нормальное состояние атома гелия вычисляется с учётом энергии взаимного отталкивания электронов, описываемых волновыми функциями нормального состояния водородоподобного типа. Полная энергия основного состояния двухэлектронной системы в нулевом приближении:

$$E_0 = 2Z^2 E_{норм.} = -2RZ^2. \quad (17)$$

В первом приближении:

$$E_1 = \left( 2Z^2 - \frac{5}{4}Z \right) E_{норм.}, \quad (18)$$

где  $E_{норм.} = -R$  – энергия атома водорода в нормальном состоянии.

При решении задачи о произвольном состоянии электронов в атоме гелия необходимо учитывать неразличимость электронов. Вследствие того,

что оба электрона атома гелия неотличимы друг от друга, *собственные функции* могут быть двух видов:

$$\Psi = \psi_{n_1}(1)\psi_{n_2}(2) \text{ и } \Psi = \psi_{n_1}(2)\psi_{n_2}(1), \quad (19)$$

где цифры в скобках означают «номер» электрона. Поскольку энергия  $E_n$ , соответствующая этим двум случаям, одна и та же, то  $\Psi$  описывает дважды вырожденное состояние. Вырождение уровней энергии, связанное с неразличимостью атомных электронов (и вообще любых одинаковых микрочастиц), называют *обменным вырождением*. Такое вырождение уровней энергии типично для квантовых систем.

Общее нормированное решение уравнения Шрёдингера для атома гелия может быть представлено в виде линейной комбинации (суммы или разности) его частных решений:

$$\Psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{n_1}(1)\psi_{n_2}(2) - \psi_{n_1}(2)\psi_{n_2}(1)], \quad (20)$$

либо

$$\Psi_c = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{n_1}(1)\psi_{n_2}(2) + \psi_{n_1}(2)\psi_{n_2}(1)]. \quad (21)$$

Волновая функция  $\Psi_a$  изменяет знак при перестановке местами цифр (электронов) 1 и 2, поэтому её называют *антисимметричной волновой функцией*. Волновую функцию  $\Psi_c$ , которая не меняет знака при такой перестановке, называют *симметричной волновой функцией*.

При учёте возмущения  $\frac{ke^2}{r_{12}}$ , т.е. взаимного отталкивания электронов, обменное вырождение снимается и двукратно вырожденное состояние расщепляется на два состояния с энергиями  $E_c$  и  $E_a$ . Средняя энергия возмущения  $\Delta E$ , вызванная взаимодействием двух электронов в атоме гелия:

$$\Delta E = \iint |\Psi|^2 \frac{ke^2}{r_{12}} dV_1 dV_2. \quad (22)$$

Для состояний, описываемых функциями  $\psi_a$  и  $\psi_c$ ,

$$\Delta E_a = C - A \text{ и } \Delta E_c = C + A. \quad (23)$$

Здесь  $C > 0$  и  $A > 0$ , причём

$$C = \iint |\psi_{n_1}(1)|^2 |\psi_{n_2}(2)|^2 \frac{ke^2}{r_{12}} dV_1 dV_2 \quad (24)$$

– *кулоновский интеграл*, соответствующий кулоновскому взаимному отталкиванию электронов. Второе слагаемое в формуле

$$A = \frac{1}{2} \iint [\psi_{n_1}(1)\psi_{n_2}(2)\psi_{n_1}^*(2)\psi_{n_2}^*(1) + \psi_{n_1}(2)\psi_{n_2}(1)\psi_{n_1}^*(1)\psi_{n_2}^*(2)] \frac{ke^2}{r_{12}} dV_1 dV_2 \quad (25)$$

не имеет аналога в классической физике, его называют *интегралом обменного взаимодействия*, так как он связан с особым квантовомеханическим эффектом, обусловленным неразличимостью тождественных частиц (в данном случае электронов).

Для полного описания состояния системы электронов атома гелия недостаточно знать  $\Psi$  – функцию, зависящую от координат обоих

электронов, т.е.  $\Psi_c(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  или  $\Psi_a(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ . Нужно ещё указать, как ориентированы спины электронов. Таким образом, состояние электронов описывают полной волновой функцией

$$\Psi = \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \chi(m_{s1}, m_{s2}), \quad (26)$$

где  $\chi$  – спиновая волновая функция, зависящая от ориентаций спинов электронов, т.е. от значений магнитного спинового числа  $m_s$  обоих электронов. Так как  $m_s$  принимает только два значения  $\pm \frac{1}{2}$ , то возможны следующие 4 спиновые функции и соответствующие им значения  $m_s = m_{s1} + m_{s2}$ :

$$\chi_1 = \alpha(1)\alpha(2), \quad m_s = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1;$$

$$\chi_2 = \beta(1)\beta(2), \quad m_s = -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = -1;$$

$$\chi_3 = \alpha(1)\beta(2) + \alpha(2)\beta(1), \quad m_s = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right) + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right) = 0;$$

$$\chi_4 = \alpha(1)\beta(2) - \alpha(2)\beta(1), \quad m_s = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right) - \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right) = 0;$$

где функции  $\alpha$  и  $\beta$  соответствуют значениям числа  $m_s$  электрона, равным  $+\frac{1}{2}$  и  $-\frac{1}{2}$ , а числа в скобках обозначают номера электронов. Первые три функции являются симметричными и относятся к трёхкратно вырожденному ортосостоянию атома, характеризующемуся суммарным спином  $S=1$  (в единицах  $\hbar$ ). Последняя функция является антисимметричной и относится к парасостоянию с суммарным спином  $S=0$  (в единицах  $\hbar$ ).

В соответствии с принципом Паули полные волновые функции, отвечающие состояниям двухэлектронной системы, должны быть антисимметричными:

$$\Psi = \psi_c \chi_a \text{ или } \Psi = \psi_a \chi_c.$$

## Лекция №4

### Модели строения атомов. Векторная модель атома.

Для целей систематики сложных спектров многоэлектронных атомов и изучения тонкой структуры спектров применяют *векторную модель атома*. В этой модели момент импульса, соответствующий орбитальному движению каждого электрона, представляют вектором  $\vec{L}$ . Момент импульса, соответствующий спину электрона, – вектором  $\vec{S}$ .

Проекции векторов  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$  на некоторое направление, совпадающее с направлением внешнего магнитного поля, квантованы и принимают значения, кратные  $\hbar$  (постоянной Планка) или, что то же самое,  $\hbar$  –



постоянной Дирака. Это называют *пространственным квантованием* орбитального и спинового моментов импульса электрона в атоме.

Проекция вектора  $\vec{L}$  принимает значения (в единицах  $\hbar$ ) от  $-L$  до  $L$  с учётом нуля, т.е. всего  $(2L+1)$  значение. Проекция вектора  $\vec{S}$  принимает значения  $+1/2$  и  $-1/2$  (в единицах  $\hbar$ ). Модули векторов  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$  равны соответственно  $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}$  и  $|\vec{S}| = \frac{\hbar}{2}$ .

Сумму

$$\vec{j} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (27)$$

где  $|\vec{j}| = \hbar\sqrt{j(j+1)}$ , называют *полным вектором момента импульса электрона*, а  $j$  – называют *внутренним квантовым числом*,  $l$  и  $s$  называют соответственно *орбитальным* и *спиновым квантовыми числами*.

При расчёте энергетических уровней и соответствующих им термов атомов, содержащих два и более электронов, необходимо учитывать релятивистский эффект, зависящий от векторов орбитального и спинового моментов импульса и называемый *спин – орбитальным взаимодействием*.

Орбитальные и спиновые моменты импульса всех  $N$  электронов атома можно сложить двумя способами. Первый способ осуществляется, когда взаимодействие орбитальных моментов импульса  $\vec{l}_i$  и  $\vec{l}_k$  электронов и их спиновых моментов импульса ( $\vec{s}_i$  и  $\vec{s}_k$ ) сильнее, чем взаимодействие моментов  $\vec{l}_i$  и  $\vec{s}_i$  для  $i$ -го электрона. Связь орбитального и спинового моментов импульса в этом случае называют *нормальной (рассел – саундеровской) LS-связью*. Она является наиболее распространённой в лёгких атомах. Векторы орбитального и спинового моментов импульса электронов складывают в этом случае порознь, образуя вектор *суммарного орбитального момента импульса атома*  $\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{l}_i$ ,  $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}$  и вектор *суммарного спинового момента импульса атома*  $\vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i$ ,  $|\vec{S}| = \hbar\sqrt{S(S+1)}$ , где  $N$  – число электронов в атоме. Оба суммарных момента импульса образуют *суммарный полный момент импульса атома*:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad |\vec{J}| = \hbar\sqrt{J(J+1)}, \quad (28)$$

число  $J$  называют *суммарным внутренним квантовым числом атома*,  $L$  и  $S$  – соответственно *суммарным орбитальным* и *спиновым квантовыми числами атома*. Ввиду различной возможной ориентации векторов  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$ , квантовое число  $J$  принимает следующие значения:

$J=L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$ , т.е.  $J$  имеет  $2S+1$  значение при  $L \geq S$ , и  $2L+1$  значение при  $L \leq S$ . Геометрическому сложению векторов  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$  соответствует алгебраическое сложение соответствующих квантовых чисел  $L$  и  $S$ .

Возможные значения проекции на выбранную ось  $Z$  вектора  $\vec{J}$  полного момента импульса атома равны  $J_z = m\hbar$ , где  $m$  – *магнитное квантовое число атома*, которое может принимать  $(2J+1)$  значений, равных

$-J, (-J+1), \dots, 0, \dots, (J-1), J$ . Если  $L \geq S$ , то  $2J+1=2S+1$ , а если  $L \leq S$ , то  $2J+1=2L+1$ .

Различной взаимной ориентации векторов  $\vec{L}$  и  $\vec{S}$  соответствует несколько значений энергии атома, общее число которых, равное  $2J+1$ , называется *мультиплетностью энергетического уровня*.

Второй способ сложения орбитальных и спиновых моментов импульса атомных электронов осуществляется, когда взаимодействие  $\vec{l}_i$  и  $\vec{s}_i$  для каждого из электронов сильнее, чем взаимодействие порознь орбитальных и спиновых моментов различных электронов между собой. Связь моментов импульса атомных электронов в этом случае называют *сильной связью* или *jj – связью*. Эта связь существует преимущественно в тяжёлых атомах. Векторы орбитального и спинового моментов импульса каждого электрона атома складываются, давая вектор полного момента импульса электрона:  $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ .

Суммарный полный момент импульса атома образуется сложением полных моментов импульса каждого из электронов:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^N \vec{j}_i, \quad |\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}. \quad (29)$$

Для атома с двумя внешними электронами при слабой связи суммарный орбитальный момент импульса  $\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$ , т.е.  $L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$ ; максимальное значение  $L$  отвечает параллельной, а минимальное – антипараллельной ориентации орбитальных моментов импульса обоих внешних электронов в векторной модели. Суммарный спиновый момент импульса  $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ , т.е.  $S = s_1 \pm s_2 = 1$  или  $0$ , соответственно, при параллельной и антипараллельной ориентациях спиновых моментов.

В случае *LS-связи* и при  $L \geq S$  мультиплетность энергетического уровня и *спектрального термина* равна числу  $2S+1$  возможных ориентаций в пространстве суммарного полного момента импульса атома  $\vec{J}$ . Мультиплетность показывает, на какое число близких компонент расщепляется энергетический уровень и спектральный терм вследствие спин – орбитального взаимодействия. Это расщепление проявляется в *тонкой структуре спектральных линий*. В зависимости от значения мультиплетности энергетические уровни и термы называют: *синглетными* ( $S=0$ ), *дублетными* ( $S=1/2$ ), *триплетными* ( $S=1$ ), *квартетными* ( $S=3/2$ ) и т.д. Мультиплетность термов атомов и ионов с заполненными электронами внутренними оболочками определяется состоянием только внешних электронов. Например, у атома гелия и гелиевоподобных ионов, содержащих два электрона, имеются два типа уровней – синглетные и триплетные. Аналогичные термы имеются у атомов второй группы Периодической системы элементов Менделеева, имеющих два внешних электрона.

Для *оптических (электрических дипольных) квантовых переходов* в атомах действуют следующие *правила отбора*: разрешены переходы только между состояниями 1 и 2, для которых

$$\Delta L = L_2 - L_1 = 0, \pm 1, \quad \Delta J = J_2 - J_1 = 0, \pm 1, \quad \Delta m = 0, \pm 1, \quad (30)$$

где  $L$ ,  $J$ , и  $m$  – орбитальное, внутреннее и магнитное квантовые числа атома. Кроме того, существует *интеркомбинационный запрет*, согласно которому при оптических переходах не может изменяться спиновое квантовое число атома:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = 0. \quad (31)$$

Этот запрет строго выполняется только у легких атомов, для которых справедливо приближение *LS-связи*. Запрет снимается магнитными взаимодействиями (главным образом за счёт спин – орбитального взаимодействия).

В спектроскопии принято следующее обозначение термов многоэлектронных атомов:  $^{2S+1}L_J$ , где  $2S+1$  – мультиплетность термина,  $J$  – суммарное внутреннее квантовое число, а  $L$  – обозначение термина с помощью заглавной буквы латинского алфавита, выбираемой в зависимости от значения суммарного орбитального квантового числа  $L$  атома в рассматриваемом состоянии по правилу (таблица 2):

Таблица 2.

Значение $L$											0
Обозначение термина атома											

В случае необходимости перед обозначением термина может быть также показана соответствующая *электронная конфигурация*, т.е. распределение электронов по состояниям с разными значениями главного и орбитального квантовых чисел  $n_i, l_i$ :  $(n_1 l_1)^{k_1} (n_2 l_2)^{k_2} \dots ^{2S+1}L_J$ , где  $k_i$  – число электронов в состоянии  $n_i, l_i$ . Например, терм основного состояния атома кислорода имеет вид:  $(1s)^2(2s)^2(2p)^4 ^3P_2$ .

Взаимодействие магнитных моментов электронов и атомного ядра вызывает возникновение *сверхтонкой структуры* спектральных термов. Магнитный момент ядра, складывающийся из магнитных моментов составляющих его нуклонов, имеет порядок величины *ядерного магнетона*,  $\mu_N = \frac{e \hbar}{m_p 2}$ , где  $m_p$  – масса протона. В соответствии с малостью ядерного магнетона по сравнению с магнетоном Бора  $\mu_B = \frac{e \hbar}{m_e 2}$  сверхтонкая структура спектральных линий характеризуется расщеплениями линий, в тысячи раз меньшими, чем в тонкой структуре.

Магнитное взаимодействие электронов и ядра, подобно взаимодействию самих электронов, в векторной модели атома выражается с помощью вектора ядерного момента  $\vec{I}$  (спина):

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}, \quad |\vec{F}| = \hbar \sqrt{F(F+1)}, \quad (32)$$

где  $\vec{J}$  – вектор суммарного полного момента импульса электронов атома,  $\vec{F}$  – вектор полного момента импульса атома, включая его ядро.

Соответствующее вектору  $\vec{F}$  квантовое число  $F$  может принимать значения (при фиксированном  $J$ )  $F=J+I, J+I-1, \dots, |J-I|$ .

Систематика спектральных линий при сверхтонкой структуре не отличается от принятой для тонкой структуры в случае слабой связи.

#### Эффект Зеемана и явления резонанса.

*Эффектом Зеемана* называют расщепление энергетических уровней и спектральных линий атомов, молекул и кристаллов в магнитном поле. Различают эффекты Зеемана: *простой (нормальный)* и *сложный (аномальный)*, а также *продольный* и *поперечный*. Продольный эффект наблюдается вдоль направления магнитного поля, поперечный – в направлениях, перпендикулярных к направлению магнитного поля.

При продольном эффекте Зеемана каждая спектральная линия расщепляется на две компоненты (*нормальный зеемановский дублет*) с частотами  $\nu \pm \Delta\nu$ , где  $\nu$  – частота линии в отсутствие магнитного поля.

При простом поперечном эффекте Зеемана наряду с указанным дублетом наблюдается несмещённая линия, т.е. всего три линии (*нормальный зеемановский триплет*) с частотами  $\nu, \nu \pm \Delta\nu$ .

В поперечном эффекте Зеемана все три монохроматических компоненты плоско поляризованы.

Значение  $\Delta\nu$  в нормальном эффекте Зеемана совпадает с *ларморовой частотой*:

$$\Delta\nu = \nu_L = \frac{e}{m_e} \frac{\mu_0 H}{4\pi}, \quad (33)$$

где  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $H$  – напряжённость магнитного поля. Величина  $\Delta\nu$  обычно весьма мала, при  $H \approx 10^6$  А/м,  $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-5}$ . Эффект Зеемана можно наблюдать лишь с помощью приборов с высокой разрешающей способностью.

Классическая теория не даёт объяснения аномальному эффекту Зеемана. Квантовая теория эффекта Зеемана (нормального и аномального) рассматривает его как результат изменения энергетических уровней атома вследствие взаимодействия его спинового и орбитального моментов между собой и с внешним магнитным полем. для описания этого взаимодействия привлекают векторную модель атома. Различают случаи *слабого* и *сильного* магнитных полей.

По мере увеличения напряжённости  $\vec{H}$  магнитного поля расщепление  $\Delta\nu$  растёт (одновременно с  $\nu_L$ ) пропорционально  $H$  до тех пор, пока отдельные компоненты расщепления соседних линий тонкой структуры не начинают перекрываться, что соответствует переходу от слабого магнитного поля к сильному. При дальнейшем увеличении  $H$  некоторые линии зеемановского расщепления сливаются, а интенсивности других уменьшаются. В сильном магнитном поле взаимодействие с полем как орбитального магнитного момента атома, так и его спинового магнитного момента во много раз сильнее, чем их взаимодействие друг с другом. В этом

случае последнее играет роль слабого возмущения. При этом в эффекте Зеемана наблюдают только три линии с частотами  $\nu$ ,  $\nu \pm \Delta\nu$ , которые соответствуют простому эффекту Зеемана и имеют тонкую структуру. Переход сложного эффекта Зеемана в простой называют *эффектом Пашена – Бака*.

*Магнитным резонансом* называют избирательное поглощение энергии электромагнитных волн определённой частоты  $f$  веществом, находящимся в постоянном магнитном поле, напряжённость  $\vec{H}$  которого направлена перпендикулярно напряжённости переменного магнитного поля волны. Это явление связано с вынужденными переходами между уровнями одного и того же зеемановского мультиплета, возникшими в результате действия постоянного магнитного поля. Если  $\Delta E$  – разность энергий двух соседних уровней, между которыми совершается переход, то резонансная частота  $f = \frac{\Delta E}{h}$ , где  $h$  – постоянная Планка.

Различают электронный и ядерный магнитные резонансы. *Электронным парамагнитным резонансом* (ЭПР) называют магнитный резонанс в парамагнитном веществе, содержащем частицы, которые обладают постоянным магнитным моментом – атомы, молекулы, ионы и квазисвободные электроны (например, электроны проводимости в металлах). Для переходов, подчиняющихся правилу отбора по магнитному квантовому числу, резонансная частота равна

$$\nu_{\text{ЭПР}} = \frac{g\mu_0\mu_B H}{h}, \quad (34)$$

где  $H$  – напряжённость постоянного внешнего магнитного поля,  $g$  – множитель Ланде (для квазисвободных электронов  $g=2$ ). При  $H \approx 10^5 \div 10^6$  А/м частота резонанса  $\nu_{\text{ЭПР}} \approx 10^9 \div 10^{10}$  Гц.

Форма и интенсивность линий, наблюдаемых в электронном парамагнитном резонансе, зависят от взаимодействия спинов атомных электронов друг с другом и с решёткой твёрдого вещества.

*Спин – спиновое взаимодействие* атомов обусловлено наличием не равного нулю полного спинового магнитного момента атома. В общем случае оно добавляется к взаимодействию атомов с внешним магнитным полем, приводя к уширению резонансных линий. Это взаимодействие быстро убывает с ростом расстояния между атомами и может быть сделано пренебрежимо малым при разведении парамагнитного вещества в немагнитных растворителях.

*Спин – решёточное взаимодействие* обусловлено тем, что орбитальный магнитный момент атома, связанный  $LS$  – связью со спиновым моментом атома, связан вместе с тем электрическими силами с внутрикристаллическим полем (спин непосредственно с решёткой не взаимодействует). Это взаимодействие обуславливает то, что спины атомов ориентируются по направлению внешнего магнитного поля не мгновенно, а постепенно. Это явление называют *спин – решёточной релаксацией* и характеризуют периодом релаксации  $\tau$ , связанным с энергией атомного перехода

соотношением неопределённостей Гейзенберга. Переход атома на более высокий (поглощение) или на более низкий (излучение) уровень зеемановского расщепления происходит не раньше, чем соседние атомы в решётке смогут отдать или воспринять квант энергии  $h\nu_{ЭПР} = \Delta E$ .

*Ферромагнитным резонансом (ЭФР)* называют электронный магнитный резонанс, наблюдающийся в ферромагнитных образцах. Резонансное поглощение энергии в ферромагнетиках на несколько порядков больше, чем в парамагнетиках. Расчёт ферромагнитного резонанса нельзя основывать на рассмотрении квантовых переходов между зеемановскими уровнями отдельных атомов, как в случае ЭПР. В ферромагнитном образце электроны образуют связанный коллектив. Поэтому поглощение энергии переменного электромагнитного поля происходит в результате взаимодействия этого поля с магнитными моментами макроскопических объёмов образца.

Из-за влияния спонтанной намагниченности и размагничивающих полей напряжённость  $\vec{H}_{эфф.}$  результирующего (эффективного) магнитного поля в образце может сильно отличаться от напряжённости  $\vec{H}_0$  постоянного однородного внешнего магнитного поля. Соответственно, резонансные частоты зависят не только от  $\vec{H}_0$ , но и от формы образца и его ориентации в магнитном поле  $\vec{H}_0$ . В простейшем случае однородно намагниченного изотропного образца сферической формы, радиус которого мал по сравнению с длиной волны переменного СВЧ поля, резонансная частота равна

$$\nu_{ЭФР} = \frac{g\mu_0\mu_B H}{h}, \quad (35)$$

где множитель Ланде для электронов  $g=2$ . Если образец имеет доменную структуру, то картина ферромагнитного резонанса осложняется и возможно появление нескольких резонансных частот.

Эффект Штарка в водородоподобных системах. *Эффектом Штарка* называют расщепление спектральных линий под действием на излучающее вещество внешнего электрического поля. Поскольку даже очень сильные внешние электрические поля слабы по сравнению с внутриатомными, их действие на движение атомных электронов можно рассматривать как небольшое возмущение. Соответственно штарковское расщепление линий очень мало и для наблюдения требует приборов с высокой разрешающей способностью. Линии расщепляются на ряд компонент (*сателлитов*).

В водороде и водородоподобных системах в первом приближении теории возмущений имеет место *линейный эффект Штарка*, частично снимающий вырождение между уровнями единственного атомного электрона.

Расщепление:

$$\Delta \nu_1 = \frac{3}{2} n(n_1 - n_2) \frac{eEa_0}{h}, \quad (36)$$

где  $E$  – напряжённость однородного электрического поля,  $a_0$  – боровский радиус,  $n_1$  и  $n_2$  – так называемые параболические квантовые числа ( $n_1, n_2=1, 2,$

3, ..., (n-1), n – главное квантовое число, причём  $n=n_1+n_2+|m|+1$ , m – магнитное квантовое число, так что  $(n_1+n_2) \leq n-1$ .

Наличие линейного эффекта Штарка означает, что система обладает средним дипольным моментом, вызванным поляризацией этой системы в электрическом поле

$$p = \frac{3}{2} n(n_1 - n_2) e a_0. \quad (37)$$

После частичного снятия вырождения в линейном эффекте Штарка остаётся вырождение состояний, отличающихся значениями магнитного квантового числа m. Дальнейшее снятие вырождения происходит в эффекте второго приближения – *квадратичном эффекте Штарка*. В достаточно сильных электрических полях с напряжённостью E, превосходящей  $10^7$  В/м, наблюдается расщепление:

$$\Delta v_2 = -\frac{n^4}{16} [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19] \frac{E^2 a_0^3}{h}, \quad (38)$$

зависящее, помимо прочих квантовых чисел, также от магнитного квантового числа m. Квадратичный эффект Штарка всегда отрицателен и смещает энергетические уровни в сторону меньших энергий.

## Лекция №5

### Атомное ядро. Состав и размеры атомных ядер.

Все атомные ядра состоят из элементарных частиц, называемых *протонами* и *нейтронами*. Протоны имеют положительный заряд, равный элементарному заряду ( $e \approx 1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл); нейтроны электрически нейтральны. Протон и нейтрон считают двумя различными зарядовыми состояниями одной частицы, называемой *нуклоном*.

Количество протонов в ядре называют зарядовым числом Z (*атомным номером, порядковым номером*); оно равно номеру соответствующего химического элемента в Периодической системе Д.И.Менделеева. К настоящему времени известны ядра от Z=1 (для водорода) до Z=118. Количество нейтронов в ядре обозначается N. Для большинства ядер  $N \geq Z$ , за исключением  ${}^1_1\text{H}$ ,  ${}^3_2\text{He}$  и других *нейтронодефицитных* ядер.

Для лёгких ядер отношение  $\frac{N}{Z} \approx 1$ , для ядер элементов в конце периодической таблицы –  $\frac{N}{Z} \approx 1.6$ .

Полное число нуклонов в ядре  $A = N + Z$  называют *массовым числом ядра*. Разновидности атомов одного и того же химического элемента, ядра которых содержат одно и то же число протонов Z, но различное число нейтронов N, называются *изотопами*. Таким же образом называют сами ядра этих атомов.

Атомные ядра, у которых одинаковы массовые числа, но различны зарядовые числа Z, называются *изобарами*. Ядра – изобары называют

зеркальными ядрами, если число протонов в одном из них равно числу нейтронов в другом ( $Z_1=N_2$ ,  $Z_2=N_1$  и  $Z_1+N_1=Z_2+N_2$ ). Конкретное атомное ядро с заданными значениями  $Z$  и  $A$  называют нуклидом и обозначают  ${}^A X$  или  ${}^A_Z X$ , где  $X$  – символ химического элемента с порядковым номером  $Z$  в Периодической таблице Менделеева и массовым числом  $A$ .

К началу XXI века открыто ~3000 атомных ядер. Общее число ядер в границах ядерной стабильности по оценкам различных источников может быть порядка 7000, причём, устойчивых ядер около 300, остальные – неустойчивые (радиоактивные). Устойчивые изобары большей частью встречаются парами. Устойчивые изобарные пары, за исключением пар с  $A=113$  и  $A=123$ , имеют чётные  $A$ ,  $Z$  и  $N$ , причём, для членов пары  $Z$  различается на две единицы.

Известно о 59 устойчивых изобарных парах и 5 изобарных триадах (таблица 3).

Таблица 3.

$A$	Триада		
50	${}_{22}Ti$ (титан)	${}_{23}V$ (ванадий)	${}_{24}Cr$ (хром)
96	${}_{40}Zr$ (цирконий)	${}_{42}Mo$ (молибден)	${}_{44}Ru$ (рутений)
124	${}_{50}Sn$ (олово)	${}_{52}Te$ (теллур)	${}_{54}Xe$ (ксенон)
130	${}_{52}Te$ (теллур)	${}_{54}Xe$ (ксенон)	${}_{56}Ba$ (барий)
136	${}_{54}Xe$ (ксенон)	${}_{56}Ba$ (барий)	${}_{58}Ce$ (церий)

Ядра, состоящие из чётного (нечётного) числа протонов и чётного (нечётного) числа нейтронов, называют чётно – чётными (нечётно – нечётными). В обоих случаях массовые числа  $A$  – чётные.

Ядра, состоящие из чётно (нечётного) числа протонов и нечётно (чётного) числа нейтронов, называют чётно – нечётными (нечётно – чётными). В данных случаях массовые числа  $A$  – нечётные.

Ядра, как известно, не имеют чётко выраженной границы. Поэтому радиус или диаметр ядра имеют условный смысл. Эмпирическая формула для радиуса ядра имеет вид

$$R \approx R_0 A^{\frac{1}{3}} = R_0 \sqrt[3]{A}, \quad (39)$$

где  $R_0 = (1.2 \div 1.5) \cdot 10^{-15}$  м,  $A$  – массовое число.

Объём ядра пропорционален числу нуклонов в нём. Плотность ядерного вещества постоянна для всех ядер, её значение по порядку величины равно  $\rho \approx (2.7 \div 2.8) \cdot 10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>.

Средняя плотность вещества нейтронной звезды в несколько раз превышает плотность атомного ядра. Дальнейшему гравитационному сжатию нейтронной звезды препятствует давление ядерной материи, возникающее за счёт взаимодействия нейтронов.

Средняя плотность Земли  $5.515 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>.

Средняя плотность черной дыры равна примерно 18.5 килограмм на метр кубический – для массы черной дыры в миллиард солнечных масс. Это всего на порядок выше плотности воздуха и гораздо меньше плотности воды.



Энергия связи ядер. Ядерные силы.

Энергией связи атомного ядра  ${}^A_ZX$  называют минимальную энергию, которая необходима для полного расщепления на свободные нуклоны: протоны и нейтроны. В соответствии с законом взаимосвязи массы и энергии покоя

$$W_{\text{связи}} = \Delta m \cdot c^2 = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M_{\text{ядра}}] \cdot c^2, \quad (40)$$

или

$$W_{\text{связи}} = \Delta m \cdot c^2 = [Z \cdot M_H + (A - Z) \cdot m_n - M] \cdot c^2, \quad (41)$$

где  $M$  и  $M_{\text{ядра}}$  массы атома и его ядра,  $M_H$  – масса атома водорода  ${}^1_1H$ ,  $m_p$  и  $m_n$  – массы протона и нейтрона,  $c$  – скорость света в вакууме. Величину  $\Delta m = \frac{W_{\text{связи}}}{c^2}$  называют *дефектом массы ядра*. Иногда под дефектом массы понимают величину  $\Delta = M - A$ , где масса атома  $M$  выражена в атомных единицах массы (*а.е.м.*). Величину  $f = \frac{\Delta}{A}$  называют соответственно *упаковочным коэффициентом*. Обычно  $W_{\text{связи}}$  выражают в МэВ, а  $M$ ,  $M_{\text{ядра}}$ ,  $M_H$ ,  $m_p$  и  $m_n$  – в атомных единицах массы (1 *а.е.м.* = 1/12 массы атома углерода  ${}^{12}_6C$ ):

$$W_{\text{связи}} = 931.5016 \cdot (1.0072765 \cdot Z + 1.0086650 \cdot (A - Z) - M_{\text{ядра}}), \quad (42)$$

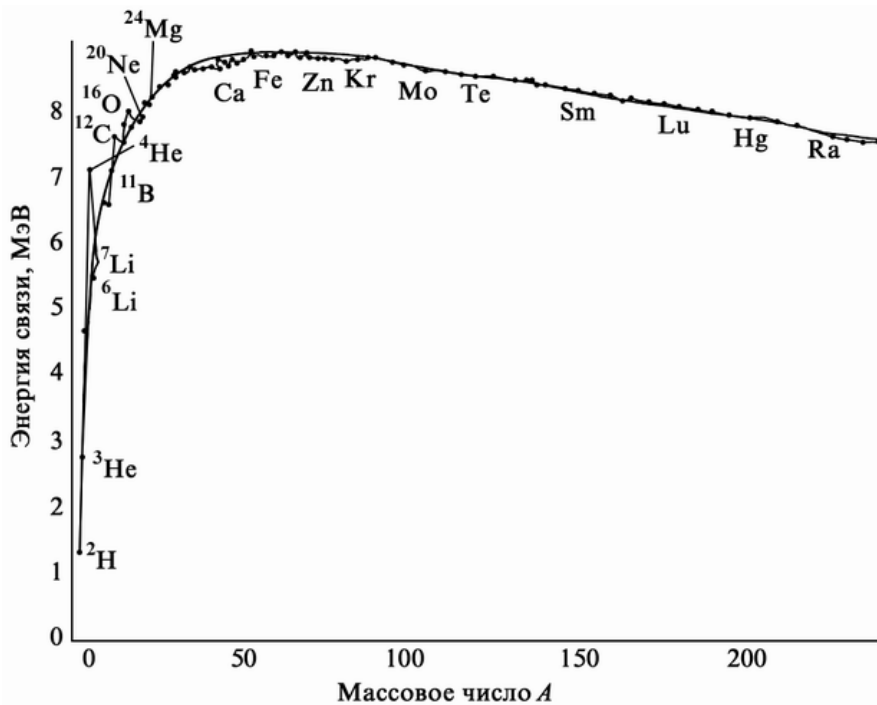
или

$$W_{\text{связи}} = 931.5016 \cdot (1.0078250 \cdot Z + 1.0086650 \cdot (A - Z) - M). \quad (43)$$

Отношение энергии связи ядра к числу содержащихся в нём нуклонов называют *удельной энергией связи ядра*

$$\omega_{\text{связи}} = \frac{W_{\text{связи}}}{A}. \quad (44)$$

На рисунке показан общий характер зависимости от массового числа  $A$



для стабильных ядер. Наиболее прочно связаны нуклоны в ядрах атомов химических элементов, находящихся в средней части

Периодической таблицы Д.И.Менделеева

$$\left( \omega_{\text{связи}} \approx 8.7 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}} \right)$$

. Для ядер более тяжёлых атомов удельная энергия связи убывает с

ростом массового числа  $A$ , например, для ядра урана  ${}_{92}^{238}\text{U}$   $\omega_{\text{связи}} \approx 7.6 \frac{\text{МэВ}}{\text{нуклон}}$ .

Этим объясняется возможность выделения энергии при делении тяжёлых ядер. В области малых значений массового числа  $A$  имеются острые «пики» удельной энергии связи: максимумы соответствуют чётно – чётным ядрам ( ${}^4_2\text{He}, {}^{12}_6\text{C}, {}^{16}_8\text{O}$ ), а минимумы соответствуют нечётно – нечётным ядрам ( ${}^6_3\text{Li}, {}^{10}_5\text{B}, {}^{14}_7\text{N}$ ). Возрастание удельной энергии связи  $\omega_{\text{связи}}$  с ростом  $A$  в этой области объясняет возможность получения энергии при слиянии лёгких ядер с образованием более тяжёлых ядер.

Ядро, имеющее наименьшую возможную энергию, равную  $E_{\text{min}} = -W_{\text{связи}}$ , называют находящимся в *основном состоянии*. Если ядро имеет  $E > E_{\text{min}}$ , то говорят о *возбуждённом состоянии ядра*. Ядро в возбуждённом метастабильном состоянии называют *изомером*. Случай с  $E=0$  соответствует диссоциации ядра на составляющие его нуклоны.

Между протонами в ядре действуют кулоновские силы отталкивания. Поэтому из факта существования устойчивых ядер следует, что между составляющими его нуклонами действуют некоторые силы, связывающие их в ядро. Эти силы называют *ядерными силами*. Ядерные силы представляют собой одно из проявлений *сильного (цветового) взаимодействия*. Энергия ядерных сил и кулоновского отталкивания протонов в ядре равна энергии связи. Ядерные силы обладают следующими ниже свойствами.

1. *Свойство зарядовой независимости*: ядерные силы, действующие между двумя протонами, или между двумя нейтронами, или между протоном и нейтроном, одинаковы. Отсюда вытекает, что ядерные силы имеют неэлектрическую природу.

2. *Свойство насыщения*: каждый нуклон взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Это следует из характера зависимости энергии связи и дефекта массы от массового числа. При отсутствии насыщения должно было бы быть  $W_{\text{связи}} \sim A(A-1)$ .

3. Ядерные силы являются силами притяжения, а на очень малых расстояниях между нуклонами ( $r \leq 1.5 \cdot 10^{-16}$  м) силы притяжения сменяются силами отталкивания.

4. Ядерные силы являются короткодействующими, т. е. проявляются на расстояниях между нуклонами, сравнимых по порядку величины с размерами самих нуклонов. Эти расстояния называются *радиусом  $R$  действия ядерных сил* ( $R \approx 1.5 \cdot 10^{-15}$  м).

5. Ядерные силы имеют нецентральный характер, а их потенциал лишён сферической симметрии.

6. Ядерные силы зависят от ориентации спинов взаимодействующих нуклонов.

В *обменной теории ядерных сил* (Юкава Хидэки, 1935 г., первый японец, получивший Нобелевскую премию, Нобелевскую премию по физике в 1949 г.) предполагается, что взаимодействие между нуклонами в атомном ядре осуществляется путём обмена виртуальными мезонами. Так, силы

притяжения нуклонов объясняются обменом  $\pi$ - мезонами, происходящим по схемам:

$p + n \rightarrow n + \pi^+ + n \rightarrow n + p$  – обмен  $\pi^+$  – мезоном;

$n + p \rightarrow p + \pi^- + p \rightarrow p + n$  – обмен  $\pi^-$  – мезоном;

$\left. \begin{array}{l} p + p \rightarrow p + \pi^0 + p \rightarrow p + p \\ n + n \rightarrow n + \pi^0 + n \rightarrow n + n \\ p + n \rightarrow p + \pi^0 + n \rightarrow p + n \end{array} \right\}$  – обмен  $\pi^0$  – мезоном; где  $p$  и  $n$  – протон и нейтрон.

нейтрон.

Обменный механизм ядерных сил объясняет их короткодействующий характер. При этом существенно наличие у  $\pi$ - мезона отличной от нуля массы покоя. Согласно соотношению неопределённостей Гейзенберга время обмена нуклонов  $\pi$ - мезонами  $\Delta t$  должно удовлетворять  $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ , где  $\Delta E = m_\pi c^2$  – энергия покоя  $\pi$ - мезона. Расстояние, на которое за время  $\Delta t$  может удалиться  $\pi$ - мезон от нуклона в ядре, даже двигаясь со скоростью, близкой к скорости света в вакууме, равно  $R_0 \approx \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx 1.2 \cdot 10^{-15}$  м, т.е. примерно

совпадает со значением радиуса ядра и по порядку величины совпадает с радиусом действия ядерных сил. Для сравнения, масса покоя фотонов  $m_\gamma = 0$  и  $R_0 = \infty$ , т.е. электромагнитное поле имеет бесконечно большой радиус действия. С другой стороны предполагая, что за время  $\Delta t$   $\pi$ - мезон проходит расстояние  $R_0$ , равное радиусу действия ядерных сил, можно подсчитать массу покоя  $\pi$ - мезона:  $m_\pi \approx \frac{\hbar}{R_0 c} \approx 250 m_e$ , где  $m_e$  – масса покоя электрона. Это

согласуется со значениями масс  $\pi$ - мезонов.

#### Магнитные и электрические свойства ядер.

Нуклоны в ядре обладают *орбитальными* и *спиновыми магнитными* и *механическими моментами*. Нуклоны являются *фермионами*, их спин равен  $\frac{\hbar}{2}$ . Орбитальный  $\vec{\mu}_l$  и спиновый  $\vec{\mu}_s$  магнитные моменты нуклонов равны:

$$\vec{\mu}_l = \gamma_l \vec{L}, \quad \vec{\mu}_s = \gamma_s \vec{S}; \quad \mu_l = \gamma_l \hbar, \quad \mu_s = \gamma_s \hbar, \quad (45)$$

где  $l$  и  $s$  – орбитальное и спиновое квантовые числа, а  $\gamma_l$  и  $\gamma_s$  – соответствующие гиромагнитные отношения, причём

$$\gamma_l \frac{\hbar}{\mu_{ядра}} = \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ для протона} \\ 0 \text{ для нейтрона} \end{array} \right\}; \quad \gamma_s \frac{\hbar}{\mu_{ядра}} = \left\{ \begin{array}{l} +5.585 \text{ для протона} \\ -3.826 \text{ для нейтрона} \end{array} \right\}.$$

Здесь  $\mu_{ядра} = \frac{e \hbar}{m_p} \frac{1}{2} = 5.051 \cdot 10^{-27}$  Дж/Тл – так называемый *ядерный*

*магнетон*,  $e$  и  $m_p$  – элементарный заряд и масса протона.

В случае ядер, за единицу гиромагнитного отношения принимают величину

$$\gamma_0 = \frac{e}{2m_p c}, \quad (46)$$

где  $e$  и  $m_p$  – элементарный заряд и масса протона.

Согласно классической теории, *гиромагнитное отношение* (*магнитомеханическое отношение*) является коэффициентом пропорциональности между *угловой скоростью прецессии* магнитного момента, помещённого во внешнее магнитное поле, и вектором магнитной индукции:

$$\vec{\Omega} = \gamma \vec{B}. \quad (47)$$

В квантовой теории гиромагнитным отношением определяется величина расщепления уровней в *эффекте Зеемана*.

В ядерной физике *спином ядра* называют его полный момент импульса. Он геометрически складывается из полных моментов импульса нуклонов, составляющих ядро. Соответственно, внутренние квантовые числа нуклонов складываются алгебраически и дают суммарное целое число (0, 1, 2, 3, ...) при чётном массовом числе  $A$  и суммарное полуцелое число (1/2, 3/2, 5/2, ...) при нечётном массовом числе  $A$ . Отсюда следует, что в случае чётного массового числа  $A$  ядра подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна, во втором – статистике Ферми – Дирака.

Изложенное выше, является следствием того, что в ядрах осуществляется сильная связь (*jj – связь*) между спиновым и орбитальным моментами каждого нуклона. Поэтому каждый нуклон характеризуется полным моментом импульса:  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ . Суммарный момент импульса (спин) ядра и магнитный момент  $\vec{\mu}$  ядра равны:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i, \quad \vec{\mu} = \gamma_J \vec{J}, \quad |\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)}, \quad (48)$$

где  $\gamma_J$  – гиромагнитное отношение для ядра.

Спины ядер не превышают нескольких  $\hbar$ , а магнитные моменты ядер – нескольких ядерных магнетонов  $\mu_{ядра}$ . Это свидетельствует о том, что спины и магнитные моменты протонов и нейтронов в ядре в основном взаимно компенсируются. Соответственно, спины и магнитные моменты чётно – чётных ядер равны нулю.

Магнитные моменты чётно – нечётных и нечётно – чётных ядер могут быть приближённо рассмотрены в *однуклонной модели ядра*. В ней предполагается, что магнитные моменты таких ядер обусловлены движением одного «валентного» нуклона около остальной части ядра, состоящей из чётного числа нуклонов, векторная сумма орбитальных и спиновых моментов которых равна нулю. В этом случае спин ядра (полный момент импульса) и магнитный момент ядра будут равны

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}, \quad \vec{\mu} = \gamma_l \vec{l} + \gamma_s \vec{s}. \quad (49)$$

Поскольку  $\gamma_l$  и  $\gamma_s$  у «валентного» нуклона различны, магнитный момент  $\vec{\mu}$  этого нуклона не параллелен спину ядра  $\vec{J}$ . Вектор магнитного момента ядра  $\vec{\mu}$  прецессирует вокруг вектора полного момента импульса ядра  $\vec{J}$ , а его среднее значение, играющее роль проявляющегося в опытах эффективного магнитного момента ядра, равно составляющей вектора  $\vec{\mu}$  вдоль направления вектора полного момента импульса ядра  $\vec{J}$ .

Магнитные моменты ядер по модулю равны:

$$\mu \text{ нечётно – чётных ядер} = \begin{cases} \frac{J^2 - 1.293J}{J+1} \mu_{\text{ядра}} \text{ для } l = J + \frac{1}{2} \\ (J + 2.293) \mu_{\text{ядра}} \text{ для } l = J - \frac{1}{2} \end{cases}; \quad (50)$$

$$\mu \text{ чётно – нечётных ядер} = \begin{cases} \frac{1.913J}{J+1} \mu_{\text{ядра}} \text{ для } l = J + \frac{1}{2} \\ -1.913 \mu_{\text{ядра}} \text{ для } l = J - \frac{1}{2} \end{cases}. \quad (51)$$

Электрический заряд нуклонов (протонов) в ядре в общем случае распределён ассиметрично. Мерой отклонения этого распределения от сферической симметрии служит *квадрупольный электрический момент ядра*  $Q_0$ . Распределение заряда в ядре приближённо представляют в виде эллипсоида вращения. Квадрупольный момент ядра

$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(b^2 - a^2), \quad (52)$$

где  $b$  и  $a$  – полуоси эллипсоида. Для ядра, вытянутого вдоль направления спина, соответствующего полуоси  $b$ ,  $Q_0 > 0$ . Для ядра, сплюсненного в этом направлении,  $Q_0 < 0$ . Для сферического распределения заряда в ядре  $Q_0 = 0$  – это имеет место при спине ядра, равном 0 или  $\frac{1}{2}$  в единицах  $\hbar$ .

Дипольный электрический момент ядра в основном состоянии равен нулю.

Во внешнем магнитном поле происходит квантование спина ядра (*пространственное квантование*) и каждый энергетический уровень расщепляется на  $(2J+1)$  подуровень (*Зеемановское расщепление ядерных уровней*). Избирательное поглощение электромагнитного излучения веществом, связанное с переходом его ядер между различными зеемановскими подуровнями энергии, называют *ядерным парамагнитным резонансом*. Резонансные частоты для переходов, подчиняющихся правилу отбора для магнитного (внутреннего) квантового числа  $m_J$ ,  $\Delta m_J = \pm 1$  равны:

$$\nu_{\text{ЯПР}} = \frac{g \mu_{\text{ядра}} B}{h}, \quad (53)$$

где  $g$  – безразмерный коэффициент, аналогичный *множителю Ланде* для атома,  $\mu_{\text{ядра}}$  – ядерный магнетон,  $B$  – индукция внешнего постоянного магнитного поля,  $h$  – постоянная Планка.

Частоты ЯПР при одном и том же значении  $B$  по порядку величины в  $\frac{\mu_B}{\mu_{\text{ядра}}} \approx 1836$  раз меньше частот ЭПР и лежат в области  $10^5$ – $10^6$  Гц для обычно применяемых магнитных полей. Спин – решёточная релаксация ядерных спинов ввиду слабого взаимодействия ядерных спинов с решёткой имеет периоды, достигающие многих часов; они в тысячи раз больше, чем в ЭПР.

Если ядро имеет квадрупольный электрический момент, то вследствие его взаимодействия с внутримолекулярным или внутрикристаллическим электрическим полем возникает *Штарковское расщепление* энергетических уровней ядра на ряд подуровней. Избирательное поглощение веществом электромагнитного излучения, связанное с переходами его ядер между штарковскими подуровнями энергии, называют *ядерным квадрупольным резонансом*. ЯКР является эффективным методом изучения структуры молекул и кристаллов на основе определения положения и интенсивностей линий ЯКР.

#### Модели ядра. Капельная модель.

Ввиду незнания точного характера сил, действующих в атомном ядре, для изучения и теоретического предсказания его свойств пользуются *моделями ядра*, основанными на внешней аналогии свойств атомных ядер со свойствами жидкой капли, электронной оболочки атома и т.д. Соответственно этому, модели ядер называются *капельной, оболочечной* и т.д.

В *капельной модели ядра* силы, действующие в ядре, предполагаются аналогичными молекулярным силам в капле жидкости.

Капельная модель ядра – одна из самых ранних моделей строения атомного ядра, предложенная Нильсом Бором в 1936 г. в рамках теории составного ядра, развитая Яковом Френкелем и, в дальнейшем, Джоном Уиллером, на основании которой Карлом Вайцеккером была впервые получена полуэмпирическая формула для энергии связи ядра атома, названная в его честь *формулой Вайцеккера*.

Согласно этой теории, атомное ядро можно представить в виде сферической равномерно заряженной капли из особой ядерной материи, которая, обладая некоторыми свойствами, например, несжимаемостью, насыщением ядерных сил, «испарением» нуклонов (нейтронов и протонов), напоминает жидкость. В связи с этим, на такое ядро – каплю можно распространить некоторые другие свойства капли жидкости, например, поверхностное натяжение, дробление капли на более мелкие (деление ядер), слияние мелких капель в одну большую (синтез ядер). Учитывая эти общие для жидкости и ядерной материи свойства, а также специфические свойства последней, вытекающие из принципа Паули и наличия электрического заряда, можно получить эмпирическую формулу Вайцеккера, позволяющую вычислить энергию связи ядра, а значит и его массу, если известен его нуклонный состав (общее число нуклонов  $A$  или массовое число и количество протонов  $Z$  в ядре):

$$\Delta W_{\text{связи}} = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{\frac{2}{3}} - \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \varepsilon \cdot \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta, \quad (54)$$

$$\text{где } \delta = \left. \begin{array}{l} + \frac{\chi}{A^{\frac{3}{4}}} \text{ для чётно-чётных ядер} \\ 0 \text{ для ядер с нечётным } A \\ - \frac{\chi}{A^{\frac{3}{4}}} \text{ для нечётно-нечётных ядер} \end{array} \right\}.$$

Коэффициенты  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\varepsilon$  и  $\chi$  получают при статистической обработке экспериментальных данных. Эта формула даёт довольно точные значения энергии связи и массы для очень многих ядер, что делает её достаточно универсальной и очень ценной для анализа различных свойств ядра. В целом, капельная модель ядра и формула Вайцеккера сыграли решающую роль в построении теории деления ядра.

Оболочечная модель ядра. В оболочечной модели ядра принимается, что энергетическая структура (уровни энергии нуклонов) ядра подобна энергетической структуре электронной оболочки атома.

Сильное взаимодействие нуклонов в ядре и малый радиус этого взаимодействия позволяют рассматривать нуклоны движущимися независимо друг от друга в поле, обладающем сферически симметричным потенциалом. При этом нуклоны могут находиться в различных энергетических состояниях. Основному состоянию ядра должно соответствовать заполнение всех нижних уровней. Потеря нуклоном энергии при межнуклонных столкновениях не может перевести его в более низкое состояние, ибо все они заняты в соответствии с принципом Паули. Это приводит к тому, что длина свободного пробега нуклона в невозбуждённом ядре становится больше радиуса ядра. Это означает возможность рассматривать нуклоны в рамках данной модели невзаимодействующими и несталкивающимися.

Порядок заполнения нуклонных оболочек (система протонов независима от системы нейтронов) с ростом  $A$  сходен с порядком заполнения электронных оболочек с ростом  $Z$ .

Предсказания оболочечной модели, в общем, соответствует действительности. Наиболее устойчивыми по сравнению с соседними ядрами являются ядра со значениями  $N$  или  $Z$ , равными 2, 8, 20, 28, 126 и 152. Эти числа названы *магическими числами*. Ядра, у которых магическими числами являются и  $N$ , и  $Z$  называют дважды магическими. Эти ядра ( ${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ ) обладают особой устойчивостью, проявляющейся, в частности, в том, что они являются наиболее распространёнными в природе изотопами этих элементов.

Оболочечная модель ядра хорошо работает для лёгких ядер и ядер, находящихся в основном (невозбуждённом) состоянии.

Обобщённая (коллективная) модель ядра. Обобщённая (коллективная) модель ядра представляет собой синтез капельной и оболочечной моделей ядра. В этой модели принимается, что нуклоны ядра движутся в некотором

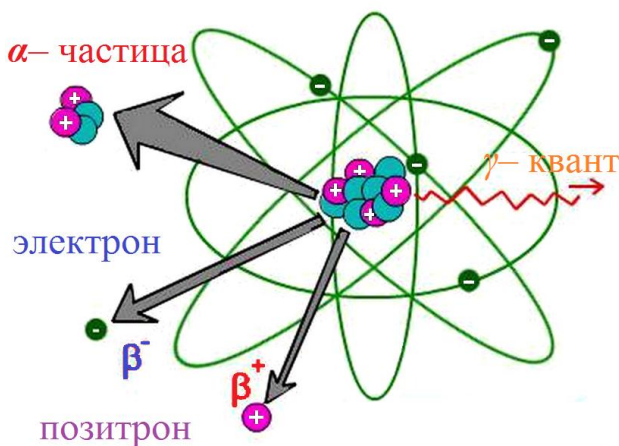
усреднённом самосогласованном поле, действующем на выделенный нуклон со стороны остальных. Эта усреднённость поля теряется вблизи «поверхности» ядра вследствие того, что нуклоны, не входящие в состав заполненных нуклонных оболочек («валентные» нуклоны), вызывают у «поверхности» ядра флуктуации потенциала самосогласованного поля, что проявляется в «деформации» ядерной «поверхности». Эти деформации возникают тем более легко, что в ядре нет центрального тела, которое стабилизировало бы движение системы нуклонов. В результате деформаций нарушается сферическое распределение заряда в ядре, и оно приобретает квадрупольный электрический момент.

Оболочечная и капельная модели рассматриваются как предельные случаи обобщённой модели ядра. Оболочечный аспект обобщённой модели состоит в том, что в ней сохраняют смысл индивидуальные состояния нуклонов и нуклонные оболочки. Вместе с тем эти состояния определяются не непосредственным взаимодействием нуклонов, а их коллективным взаимодействием, как в капельной модели ядра, через нарушение потенциала взаимодействия «деформациями» ядерной поверхности. Капельный аспект обобщённой модели ядра проявляется при больших возбуждениях ядра (сильных «деформациях» и сильных искажениях самосогласованного поля), когда теряется «лицо» состояний отдельных нуклонов. При очень высоких уровнях ядерного возбуждения из него могут «испаряться» отдельные нуклоны.

## Лекция №6

### Радиоактивность. Основные понятия.

*Радиоактивностью* называют самопроизвольное превращение одного химического элемента в изотопы другого химического элемента, сопровождающееся испусканием некоторых частиц, например, ядер гелия.



*Естественной радиоактивностью* называют радиоактивность неустойчивых изотопов, существующих в природе. *Искусственной радиоактивностью* называют радиоактивность изотопов, полученных в результате *ядерных реакций*. Свойства конкретного изотопа не зависят от способа его получения.



Минимальное время жизни радиоактивных изотопов составляет  $\sim 10^{-13}$ – $10^{-12}$  с.

В таблице 4 представлены основные типы радиоактивных превращений. В ней указаны «правила сдвигов»  $\Delta Z$  и  $\Delta A$ , схема процессов и типы взаимодействий, ответственные за их протекание и стабилизацию. Символы  $S$ ,  $E$  и  $W$  означают соответственно *сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия*.

Таблица 4.

Тип превращения	$\Delta Z$	$\Delta A$	Вид обнаруженного излучения	Процесс	Взаимодействие	Авторы открытия, год
Радиоактивность	—	—	Излучение	—	—	А. Беккерель, 1896
$\alpha$ -распад	-2	-4	${}^4_2\text{He}$	${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\text{Y} + {}^4_2\text{He}$	S + E	Э. Резерфорд, 1898
$\beta^-$ -распад	+1	0	$(n \rightarrow p) e^- \bar{\nu}_e$	${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z+1}\text{Y} + e^- + (\bar{\nu}_e)$	W	Э. Резерфорд, 1898
$\gamma$ -распад	0	0	$\gamma$	${}^A_Z\text{X}^* \rightarrow {}^A_Z\text{X} + \gamma$	E	П. Виллар, 1900
$\beta^+$ -распад	-1	0	$(p \rightarrow n) e^+ \nu_e$	${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{X} + e^+ + \nu_e$	W	И. Жолио-Кюри, Ф. Жолио-Кюри, 1934
Электронный захват (К-захват)	-1	0	$(pe^- \rightarrow n) \nu_e$	${}^A_Z\text{X} + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y}$	W	Л. Альварес, 1937
Спонтанное деление ядер	$\sim Z/2$	$\sim A/2$	Два осколка	${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A'}_{Z'}\text{Y}' + {}^{A-A'}_{Z-Z'}\text{Y}''$	S + E	К. А. Петржак, Г. Н. Флеров, 1940
Протонный распад	-1	-1	${}^1_1\text{H}$	${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A-1}_{Z-1}\text{Y} + {}^1_1\text{H}$	S + E	Э. Хофман и др., 1982
Кластерный распад (f-радиоактивность)	$Z' - Z$	$A' - A$	${}^{14}\text{C}, {}^{20}\text{O}, {}^4\text{Ne}, {}^6\text{Ne}, {}^{28}\text{Mg}, {}^{30}\text{Mg}, {}^{32}\text{Si}, {}^{34}\text{Si}$	${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A'}_{Z'}\text{Y}' + {}^{A-A'}_{Z-Z'}\text{Y}''$	S + E	Х. Роуз, Г. Джонс, Д. В. Александров и др., 1984
Двухпротонный распад	-2	-2	${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H}$	${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A-2}_{Z-2}\text{X} + {}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H}$	S + E	J. Giovinozzo <i>et al.</i> , M. Pfitzner <i>et al.</i> , 2002

Перечисленные основные типы радиоактивности характеризуются относительно большим временем превращения ядер, которое обеспечивается характером взаимодействия (слабые взаимодействия при  $\beta$ -распаде) или задержкой испускания положительно заряженных частиц потенциальным барьером ядра, обусловленным совместным действием сил кулоновского отталкивания и ядерного притяжения ( $\alpha$ -распад, спонтанное деление, одно- и двухпротонная радиоактивность). Обычно все типы радиоактивности сопровождаются испусканием гамма – лучей, представляющих собой потоки фотонов жёстких электромагнитных излучений с длиной волны порядка  $10^{-13}$ – $10^{-11}$  м.

*Гамма-лучи* являются наиболее вероятным случаем релаксации возбуждённых продуктов радиоактивного распада. Ядро, испытывающее радиоактивный распад, называют *материнским ядром*, а возникающие ядра или ядро называют *дочерними*. Если происходит дальнейший распад, то возникают «внучатые» ядра.

Самопроизвольный (спонтанный) распад атомных ядер следует закону

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (55)$$

где  $N_0$  – количество ядер в данном объёме вещества в начальный момент времени  $t=0$ ,  $N$  – количество ядер в том же объёме вещества к моменту времени  $t$ ,  $\lambda$  – *постоянная радиоактивного распада*. Постоянная распада  $\lambda$  имеет смысл вероятности распада ядра в единицу времени, она равна доле ядер, распадающихся за одну секунду. Величину  $\frac{1}{\lambda}$  называют *средним временем жизни радиоактивного изотопа*. Для характеристики устойчивости ядер относительно радиоактивного распада пользуются понятием *периода полураспада*  $T_{\frac{1}{2}}$ , т.е. времени, в течение которого исходное количество ядер распадающегося вещества уменьшается вдвое. Величины  $\lambda$  и  $T_{\frac{1}{2}}$  связаны соотношением  $T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0.693}{\lambda}$ . Если радиоактивный изотоп имеет несколько каналов радиоактивного распада, то общая постоянная распада  $\lambda = \sum_k \lambda_k$ , где суммирование проводится по всем типам радиоактивности,  $\lambda_k$  называются *парциальными постоянными распада*. Число распадов ядер данного материала (источника) в единицу времени называют *активностью* материала (источника); а величину отношения активности материала к единице массы материала, называют *удельной активностью вещества* материала (источника).

$$A = \frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t}. \quad (56)$$

В системе единиц СИ единицей измерения активности является обратная секунда – Беккерель (Бк), т.е. 1 Бк = 1 распад в 1 секунду.

Устойчивость ядер (в среднем), начиная с некоторого массового числа, снижается с ростом массового числа этих ядер.

*Естественная радиоактивность лёгких и средних ядер – это чрезвычайно редкое явление.*

Среди тяжёлых атомов, начиная от массового числа  $A \geq 200$ , естественная радиоактивность – это универсальное явление. Эти ядра образуют три естественно – радиоактивных и одно искусственно – радиоактивное семейства, называемые по наиболее долгоживущему (с наибольшим  $T_{\frac{1}{2}}$ ) «родоначальнику» семейства: *семейство уранорадиевое* (от  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ), *семейство тория* (от  ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ), *семейство ураноактиниевое* (от  ${}^{235}_{92}\text{U}$ ) и *семейство нептуния* (от  ${}^{237}_{93}\text{Np}$ , получаемого искусственным путём). Смотрите таблицу 5.

Массовые числа членов каждого из радиоактивных семейств характеризуются формулой  $A = 4n + a$ , где  $n$  – целое число.

Таблица 5.

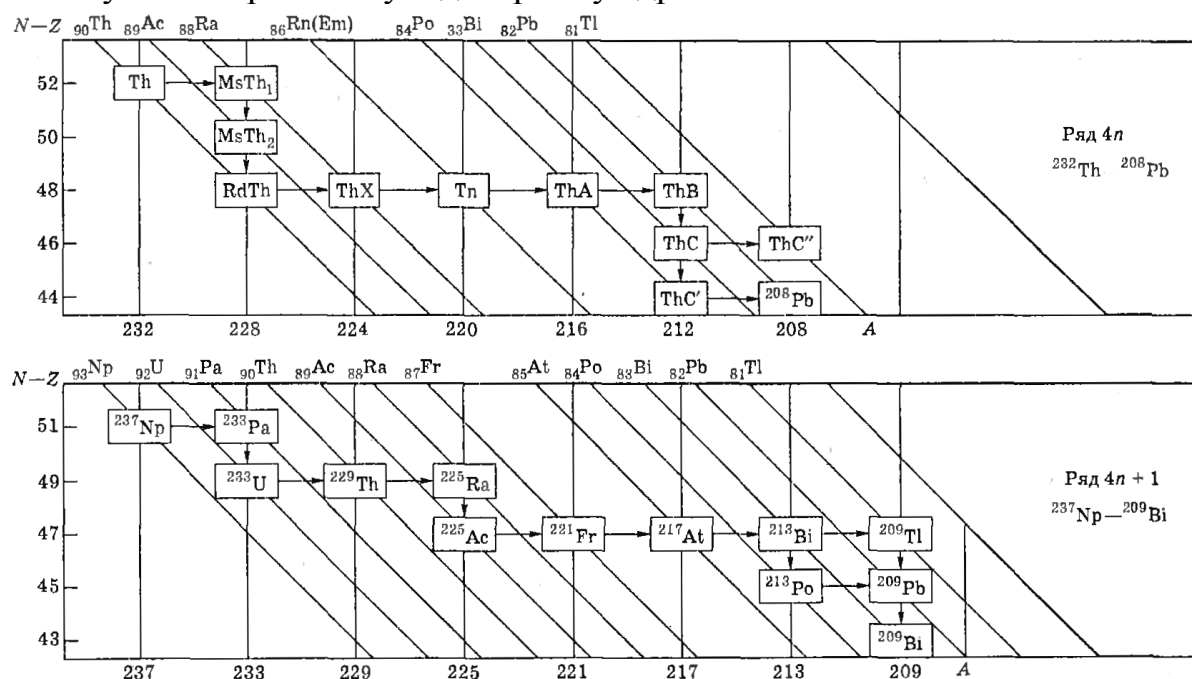
$1.4 \cdot 10^{10}$ лет	${}^{232}_{90}\text{Th}$	$a=0$	для семейства тория ( <i>Th</i> )	${}^{208}_{82}\text{Pb}$
$2.2 \cdot 10^6$ лет	${}^{237}_{93}\text{Np}$	$a=1$	для семейства нептуния ( <i>Np</i> )	${}^{209}_{83}\text{Bi}$
$4.5 \cdot 10^9$ лет	${}^{238}_{92}\text{U}$	$a=2$	для семейства уранорадиевого ( <i>U</i> )	${}^{206}_{82}\text{Pb}$
$7 \cdot 10^8$ лет	${}^{235}_{92}\text{U}$	$a=3$	для семейства актиноуранового ( <i>Ac</i> )	${}^{207}_{82}\text{Pb}$

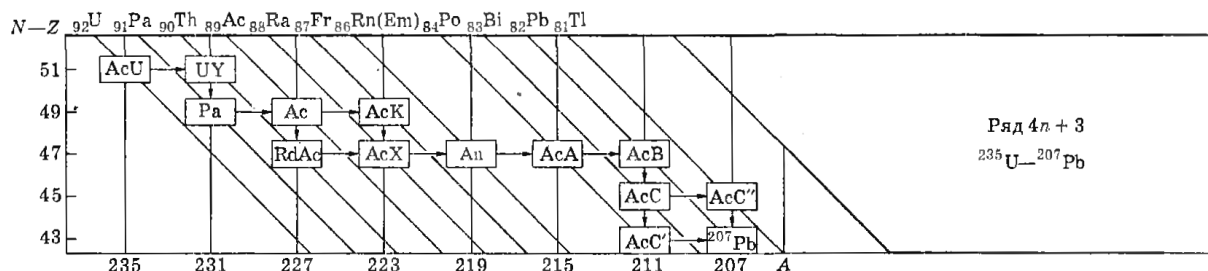
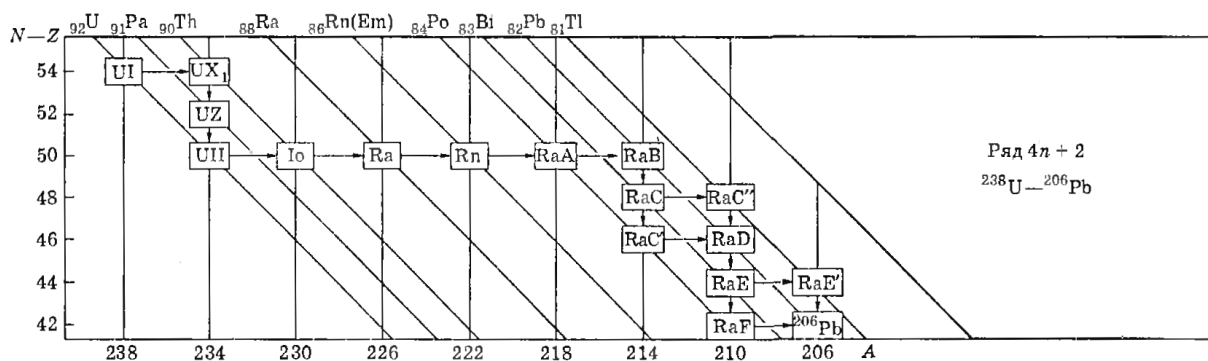
Переход от одного члена семейства к другому осуществляется цепочкой последовательных альфа- и бета- распадов и заканчивается на устойчивом ядре, которым для семейства тория ( $a=0$ ) является  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ , для семейства нептуния ( $a=1$ ) является  ${}^{209}_{83}\text{Bi}$ , для семейства урана ( $a=2$ ) является  ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ , и для семейства актиния ( $a=3$ ) является ядро  ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ .

Последовательность радиоактивных превращений в этих семействах показана на рисунке, где стрелки, параллельные оси *A*, соответствуют альфа-распадам; а стрелки, параллельные оси *N-Z* соответствуют бета-распадам. Для этой последовательности переходов от изотопа к изотопу в указанных радиоактивных семействах справедлив закон смещения Содди – Фаянса (1913 г.):

$$\left\{ \begin{matrix} A' = A - 4 \\ Z' = Z - 2 \end{matrix} \right\} \alpha\text{-распад}, \quad \left\{ \begin{matrix} A' = A \\ Z' = Z + 1 \end{matrix} \right\} \beta\text{-распад}, \text{ где значения } A, Z \text{ и } A', Z'$$

соответствуют материнскому и дочернему ядрам.





Задание: найти ошибку в схеме уранорадиевого семейства!

<http://www.science-education.ru/98-4746>

<http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/ract02.htm>

В настоящее время известно 26 элементов с  $Z > 92$ , называемые *трансурановыми элементами*. Все они в природных условиях, видимо, не существуют и получены искусственным путём. Всем трансурановым элементам присуще явление радиоактивности с периодами полураспада, быстро уменьшающимися при возрастании количества протонов  $Z$ . Искусственно полученные трансурановые элементы от 112 до 116 на 2004 год не имели утверждённых названий, в 2012 году 114 элемент получил название *флеровий*, а 116 элемент – *ливерморий*.

Основным видом радиоактивного превращения трансурановых элементов является альфа– распад. Изотопы трансурановых элементов тем устойчивее, чем меньше у них число нейтронов  $N$  при данном числе протонов  $Z$ . Изотопы с заполненными ядерными оболочками имеют большие периоды полураспада  $T_{\frac{1}{2}}$ , чем соседние с ними. Трансурановые элементы неустойчивы по отношению к спонтанному делению ядер.

Альфа– распад. *Альфа– распадом* называют испускание атомным ядром  $\alpha$ – частицы (ядра гелия  ${}^4_2\text{He}$ ). Альфа– распад характерен для тяжёлых ядер с массовым числом  $A$  не менее 150 (у самария  $Z=62$  и  $A=150$ ). Известны более 300 альфа– активных изотопов, большая часть которых получена искусственно. Периоды полураспада  $T_{\frac{1}{2}}$  различных  $\alpha$ – активных изотопов изменяются в очень широких пределах от  $10^{-8}$  с до  $10^{18}$  лет, например, изотоп вольфрама  ${}^{182}_{74}\text{W}$  имеет период полураспада  $T_{\frac{1}{2}} > 8.3 \cdot 10^{18}$  лет, а изотоп

протактиния  ${}_{91}^{219}\text{Pa}$  имеет  $T_{\frac{1}{2}}=5.3 \cdot 10^{-8}$  с. Кинетическая энергия  $\alpha$ - частиц  $E_{\alpha}$  заключена в сравнительно узких пределах примерно от 2 до 11 МэВ.

Альфа- распад ядра возможен только при условии:  $M_A > (M_{A-4} + M_{\alpha})$ , где  $M_A$  и  $M_{A-4}$  – массы материнского и дочернего ядер, а  $M_{\alpha}$  – масса  $\alpha$ - частицы.

Энергия  $E$ , выделяющаяся при альфа- распаде ядра и кинетическая энергия  $\alpha$ - частицы  $E_{\alpha}$  равны:

$$E = (M_A - M_{A-4} - M_{\alpha}) \cdot c^2 \text{ и } E_{\alpha} = \frac{M_{A-4}}{M_A} \cdot E = \frac{M_{A-4}}{M_A} \cdot (M_A - M_{A-4} - M_{\alpha}) \cdot c^2. \quad (57)$$

Для конкретного  $\alpha$ - активного изотопа энергетический спектр  $\alpha$ - частиц является дискретным. Энергия  $E_{\alpha}$  при распаде невозбуждённого «материнского» ядра зависит не только от природы изотопа, но также от степени возбуждения «дочернего» ядра. Энергия  $E_{\alpha}$  максимальна в том случае, когда «дочернее» ядро не возбуждено, и тем меньше, чем на более высоком энергетическом уровне находится «дочернее» ядро. Соответственно, радиоактивный источник излучает несколько групп  $\alpha$ - частиц, различающихся по их энергии (*тонкая структура альфа- спектра*). Обычно наиболее интенсивной является группа с наибольшей энергией  $E_{\alpha}$ .

Иногда альфа- распад ядра рассматривается как пример туннельного эффекта. Считается, что внутри ядра спонтанно образующаяся  $\alpha$ - частица находится в некоторой яме, которая отделена потенциальным барьером конечной ширины и высоты. Этот барьер обусловлен совместным действием на  $\alpha$ - частицу ядерных сил притяжения нуклонами и кулоновских сил отталкивания ядерными протонами. Высота барьера в несколько раз больше энергии  $\alpha$ - частицы, которая может выйти из ядра только путём просачивания через барьер.

В процессе  $\alpha$ - распада различают две стадии: образование  $\alpha$ - частицы из нуклонов ядра и испускание  $\alpha$ - частицы ядром. Время жизни  $\alpha$ - радиоактивных ядер определяется в основном второй, гораздо более медленной, стадией  $\alpha$ - распада.

Из-за свойства насыщения ядерных сил и свойств сил кулоновского отталкивания  $\alpha$ - распад – значительно более вероятный тип радиоактивности, чем одно- и двухпротонная радиоактивность.

*Коэффициент прозрачности потенциального барьера* очень сильно зависит от ширины и высоты этого барьера. Именно поэтому период полураспада  $T_{\frac{1}{2}}$   $\alpha$ - радиоактивных ядер значительно уменьшается при даже небольшом увеличении кинетической энергии  $\alpha$ - частиц  $E_{\alpha}$ . Связь между  $T_{\frac{1}{2}}$  и  $E_{\alpha}$  описывается экспериментально установленным *законом Гейгера – Нэттола* (1911 г.)

$$\ln T_{\frac{1}{2}} = \frac{B}{(E_{\alpha})^{\frac{1}{2}}} + C, \quad (58)$$

где  $B > 0$  и  $C < 0$  – постоянные величины, не зависящие от массового числа  $A$  «материнского» ядра и слабо зависящие от числа протонов в ядре

(положительного заряда)  $Z$ . Этот закон наиболее хорошо описывает переходы между основными состояниями чётно – чётных ядер. Закон Гейгера – Нэттола позволяет определить период полураспада радиоактивного вещества, получив экспериментальные данные о энергии испускаемой при реакции частицы, например, при альфа– распаде.

Бета– распад. Под понятием *бета– распада* объединяют три вида ядерных превращений: *электронный* ( $\beta^-$ ) *распад*, *позитронный* ( $\beta^+$ ) *распад* и *электронный захват* ( $e^-$  захват). Бета– радиоактивных изотопов значительно больше, чем альфа– активных.

*Бета– радиоактивные изотопы имеются во всей области изменения массовых чисел ядер от лёгких ядер до самых тяжёлых.*

Всего известно более 1200  $\beta$ – активных изотопов, из них порядка 20 являются естественными, а все остальные получены искусственным путём.

$\beta$ – распад атомных ядер обусловлен *слабым взаимодействием* элементарных частиц. При  $\beta^-$ – распаде происходит превращение одного ядерного нейтрона в протон, а при  $\beta^+$ – распаде происходит превращение одного ядерного протона в нейтрон с одновременным испусканием ядром *лейптонной пары* – электрона и электронного антинейтрино в первом случае и позитрона и электронного нейтрино во втором случае. При  $e^-$  захвате происходит превращение одного ядерного протона в нейтрон с испусканием электронного нейтрино в результате поглощения ядром электрона из какого-либо слоя атомной оболочки, чаще всего, из ближайшего к ядру  $K$ – слоя; причём,  $e^-$  захват сопровождается испусканием атомом характеристического рентгеновского излучения.

При  $\beta$ – распаде происходит преобразование друг в друга  $d$  и  $u$  кварков в одном из нуклонов ядра. При  $\beta^-$ – распаде один из двух  $d$  кварков нейтрона превращается в  $u$  кварк, а при  $\beta^+$ – распаде один из двух  $u$  кварков протона превращается в  $d$  кварк.

Энергетические условия возможности осуществления различных типов  $\beta$ – распада «материнского» ядра атома  ${}^A_Z X$  имеют следующий вид (масса нейтрино и антинейтрино приняты равными нулю, а различие в энергиях связи электронов в «материнском» и «дочерним» атомах считается пренебрежимо малым):

1.  $\beta^-$ – распад возможен, если  $M(Z,A) > M(Z+1,A) + 2m$ ;
2.  $\beta^+$ – распад возможен, если  $M(Z,A) > M(Z-1,A) + 2m$ ;
3.  $e^-$  захват возможен, если  $M(Z,A) > M(Z-1,A)$ .

Здесь  $M(Z,A)$ ,  $M(Z+1,A)$ ,  $M(Z-1,A)$  – массы атомов «материнского» (исходного) и «дочернего» (конечного) вещества, а  $m$  – масса электрона;  $\beta^+$ – распад и  $e^-$  захват демонстрируют один и тот же процесс превращения ядерного протона в нейтрон, и могут происходить оба, конкурируя друг с другом. Однако, если  $M(Z-1,A) < M(Z,A) < M(Z-1,A) + 2m$ , то  $\beta^+$ – распад невозможен, тогда как  $e^-$  захват будет осуществляться.

Стоит отметить, что Нобелевскую премию по физике в 2015 г. получили Артур Макдональд и Такааки Каджита. Как объявил Нобелевский комитет, награды вручены «за открытие осцилляции нейтрино, показывающее, что у нейтрино есть масса».

Гамма– излучение. При радиационном переходе атомного ядра из возбуждённого состояния  $n$  с энергией  $E_n$  в основное или менее возбуждённое состояние  $f$  с энергией  $E_f$  испускается один  $\gamma$ – фотон. Согласно закону сохранения энергии (с точностью до энергии отдачи ядра) энергия фотона  $h\nu = E_n - E_f$ , где  $\nu$  – частота  $\gamma$ – излучения. В связи с дискретностью энергетических уровней ядра  $\gamma$ – излучение имеет линейчатый спектр энергии и частот.

При  $\gamma$ – излучении выполняются также законы сохранения импульса и момента импульса.

Наряду с радиационным переходом ядра, при котором излучается  $\gamma$ – фотон, существует параллельный с ним *безызлучательный процесс*, называемый *внутренней конверсией*. В этом процессе энергия, освобождающаяся при ядерном переходе, передаётся без посредства  $\gamma$ – кванта одному из атомных электронов, вызывая ионизацию атома. Внутреннюю конверсию формально, для облегчения расчётов считают идущей в две стадии: на первой стадии ядро как бы излучает гамма – квант, который на второй стадии поглощается электроном и передаёт ему свою энергию (конвертирует).

В ряде случаев время жизни ядра в возбуждённом состоянии может значительно превышать обычно наблюдаемые времена. Для таких метастабильных возбуждённых состояний ядра оно может достигать до многих лет. В зависимости от свойств уровней энергии ядер и разности энергий между уровнями, величина времени жизни ядра в метастабильном состоянии может изменяться в очень широких пределах. Например, у нептуния известно время жизни возбуждённого ядра, соответствующее периоду полураспада порядка 5500 лет.

Резонансное испускание и поглощение  $\gamma$ – фотонов атомными ядрами, называемое *эффектом Мёссбауэра*, наблюдается в кристаллических твёрдых телах. В кристалле энергия отдачи ядер преобразуется в энергию колебаний кристаллической решётки.

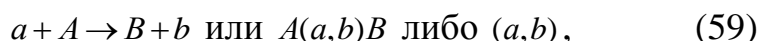
Радиоуглеродный анализ – метод *радиоизотопной датировки*, применяемый для определения возраста предметов и материалов биологического происхождения путём измерения содержания в исследуемых образцах радиоактивного изотопа углерода  $^{14}\text{C}$  по отношению к стабильным изотопам углерода. Предложен Уиллардом Либби в 1946 г. (Нобелевская премия по химии в 1960 г.).

## Лекция №7.

### Ядерные реакции. Основные понятия.

*Ядерными реакциями* называют превращение атомных ядер, вызванные их взаимодействиями с элементарными частицами или друг с другом. В большинстве ядерных реакций участвуют два ядра и две частицы: одна пара ядро – частица называется *исходной*, а другая – *конечной*.

Символически ядерные реакции записывают в виде



где  $A$  и  $B$  – исходное и конечное ядра,  $a$  и  $b$  – исходная и конечная частица в реакции.

Ядерную реакцию характеризуют энергией ядерной реакции  $Q$ , равной разности суммарной кинетической энергии продуктов реакции и суммарной кинетической энергии исходных продуктов. Из закона сохранения полной (релятивистской) энергии системы при ядерной реакции следует, что энергия реакции  $Q$  равна разности энергии покоя системы исходных частиц и энергии покоя продуктов реакции.

При  $Q > 0$  реакция идёт с выделением энергии и называется *экзотермической*, а при  $Q < 0$  реакция идёт с поглощением энергии и называется *эндотермической*.

Эндотермической ядерной реакции с энергией  $Q < 0$  соответствует *энергетический порог* ( $E_{\text{порог}}$ ) – эта реакция может осуществляться только при условии, что кинетическая энергия относительного движения ядра  $A$  и частицы  $a$   $E_{\text{отн.}} \geq Q$ . Если ядро  $A$  неподвижно (мишень), а частица  $a$  налетает на ядро, двигаясь с нерелятивистской скоростью  $v_1 \ll c$ , то пороговая кинетическая энергия частицы  $a$

$$E_{\text{порог}} = \left( \frac{M_A + m_a}{M_A} \right) |Q|, \quad (60)$$

где  $M_A$  и  $m_a$  – массы ядра  $A$  и частицы  $a$ .

Если частица релятивистская ( $v_1 < c$ ), то

$$E_{\text{порог}} = \left( \frac{M_A + m_a}{M_A} + \frac{|Q|}{2M_A} \right) |Q|, \quad (61)$$

где  $|Q| = (M_B + m_b - (M_A + m_a)) \cdot c^2$  – разность энергий покоя конечной и исходной пар.

В случае экзотермической ядерной реакции и при упругом рассеянии  $E_{\text{порог}} = 0$ .

Взаимодействие исходной пары ядро – частица может заключаться:

1. в *упругом рассеянии*, при котором происходит только перераспределение кинетической энергии соударяющихся частиц  $a + A \rightarrow A + a$ ;

2. в *неупругом рассеянии*, при котором из ядра вылетает частица  $b = a'$ , тождественная с налетающей на мишень, но обладающая меньшей энергией. Ядро мишени при этом переходит в возбуждённое состояние ( $B = A^*$ ).



Схематическая запись неупругого рассеяния выглядит так  $a + A \rightarrow A^* + a'$  или  $A(a, a')A^*$ ;

3. в *ядерной реакции*, в результате которой возникает новое ядро  $B \neq A$  и новая частица  $b \neq a$ , так что процесс происходит по схеме  $a + A = B + b$  или  $A(a, b)B$ ; ядерная реакция приводит к изменению свойств и состава исходной пары или превращению элементарных частиц. Во всех ядерных реакциях соблюдаются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрического, *барионного*, *лептонных зарядов*, а также *изотопического спина* и его проекции.

Ядерные реакции изучаются *методами теории столкновений*. Вероятность  $P$  ядерной реакции характеризуется величиной *эффективного сечения*  $\sigma$  ( $P \sim \sigma$ ). Наряду с эффективным сечением, ядерные реакции характеризуются *выходом ядерной реакции* – отношением числа ядерных превращений к числу исходных частиц  $a \left( \frac{N}{a} \right)$ . Функцию, описывающую зависимость эффективного сечения  $\sigma$  от энергии бомбардирующих частиц ( $f = \sigma(E_a)$ ) называют *функцией возбуждения ядерной реакции*. Ядерные реакции можно рассматривать как квантовые переходы системы  $(a+A)$  в систему  $(B+b)$ .

В ряде случаев ядерная реакция может происходить неоднозначно, т.е., наряду со схемой  $a + A \rightarrow B + b$ , она может протекать по схеме  $a + A \rightarrow C + c$  или  $A(a, c)C$  и по другим подобным схемам. Возможные пути протекания ядерной реакции называют её *каналами (модами)*. Начальный этап реакции называют *входным каналом*, а конечный этап ядерной реакции называют *выходным каналом*. Если энергия налетающей частицы ниже порога эндотермической реакции, то эта ядерная реакция невозможна (соответствующий канал называют *закрытым*).

Различают ядерные реакции, протекающие в один и два этапа. Первые называют *прямыми ядерными реакциями*. Они характеризуются малым временем протекания  $\sim 10^{-23} - 10^{-21}$  с. При прямой реакции частица  $a$ , налетающая на ядро – мишень  $A$ , сталкивается с одним нуклоном (максимум с 2–3 нуклонами) ядра  $A$ , передавая прямо ему импульс и энергию. Таковы, например, реакции типа  $(n, n), (n, p), (p, n), (p, p)$ , играющие заметную роль при обстреле ядер нуклонами с энергией порядка нескольких десятков МэВ.

Возможен другой ход ядерной реакции. На первом этапе налетающая частица застревает в ядре – мишени. Энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между нуклонами ядра, и ни один из них не получает достаточной энергии для вылета из ядра. Проходит большое время по сравнению с *характерным ядерным временем* ( $\sim 10^{-23} - 10^{-21}$  с), пока энергия в ядре вновь не сконцентрируется на одной частице, обеспечивая её вылет из ядра (*второй этап ядерной реакции*). Такие ядра, образовавшиеся в результате поглощения частицы и находящиеся в возбуждённом состоянии, называют *составными ядрами (компаунд – ядрами)*. Ядерная реакция при этом идёт как бы в два этапа:

$$a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b, \quad (62)$$

где  $C^*$  – составное ядро. Время жизни составных ядер достигает  $10^{-15}$ – $10^{-14}$  с.

Характер распада составного ядра не зависит от того, каким образом это составное ядро образовалось. Тип распада составного ядра зависит от энергии возбуждения ядра, момента импульса и некоторых других характеристик ядра. Различные возможные способы распадов имеют ту или иную вероятность, определяемую парциальной шириной  $\Gamma_b$ , соответствующей данному способу распада. Вероятность  $\omega_b$  распада составного ядра с испусканием частицы  $b$  равна

$$\omega_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}, \quad (63)$$

где  $\Gamma_b$  – *парциальная ширина* данного типа распада,  $\Gamma$  – полная ширина, равная сумме всех ширин распада, соответствующих всем возможным способам распада  $\Gamma = \sum_b \Gamma_b$ . Существует мера неопределённости энергии ядра

в данном состоянии, связанная с соотношением неопределённости для энергии и времени.

Сечение  $\sigma = (a, b)$  ядерной реакции  $A(a, b)B$  равно

$$\sigma(a, b) = \sigma(a)\omega_b, \quad (64)$$

где  $\sigma(a)$  – сечение образования составного ядра:

$$\sigma(a) = \sum_l \frac{\lambda^2}{4\pi} (2l+1) D_l \eta_l. \quad (65)$$

Здесь  $l$  – момент импульса налетающих частиц (в единицах  $\hbar$ ),  $\lambda$  – длины их дебройлевских волн,  $D_l$  – вероятность прохождения через потенциальный барьер налетающей частицы с моментом импульса  $l$ ,  $\eta_l$  – вероятность «прилипания» налетающей частицы к ядру – мишени, определяемая ядерным взаимодействием  $a$  и  $A$ .

В капельной модели ядра налетающая частица рассматривается как источник повышения «температуры» ядра – капли, а вылетевшая из ядра частица – как результат «испарения» из капли ядерного вещества.

В соответствии с соотношением неопределённостей энергетические уровни составного ядра  $C^*$  имеют конечную ширину

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (66)$$

где  $\tau$  – время жизни ядра в данном состоянии («на данном уровне»).

Если расстояние  $\Delta E$  между соседними уровнями ядра  $C^*$  меньше ширины этих уровней, то энергетический спектр этого ядра считают *квазинепрерывным*. Соответственно, образование составного ядра может происходить при любых значениях кинетической энергии  $E$  частицы  $a$ . В этом случае ядерную реакцию  $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$  называют *нерезонансной*.

Если  $\Delta E \geq \Gamma$ , то составное ядро может образовываться, а идущая через него ядерная реакция осуществиться лишь при условии, что энергия частицы  $a$  соответствует попаданию энергии составного ядра в интервал  $\Gamma$  неопределённости положения энергетического уровня ядра. Такую ядерную

реакцию называют *резонансной*, так как её сечение  $\sigma=(a,b)$  зависит от энергии  $E$  частицы  $a$  резонансным образом – заметно изменяется с изменением энергии  $E$  вблизи резонансного значения  $E_0$ . Эту зависимость сечения  $\sigma=(a,b)$  от  $E$  описывают *формулой Брейта – Вигнера*. Для резонансной реакции, вызываемой частицами  $a$  с нулевым орбитальным моментом импульса  $l$  ( $l=0$ ) и идущей через составные ядра  $C^*$ , формула Брейта – Вигнера имеет вид:

$$\sigma(a,b) = \pi \lambda_a \frac{2J_C + 1}{2(J_A + 1)(2J_a + 1)} \cdot \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T - T_C)^2 - \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (67)$$

где  $\lambda_a = \frac{\lambda_a}{2\pi}$ ,  $\lambda_a$  – дебройлевская длина волны частицы  $a$ ,  $\Gamma_a$  и  $\Gamma_b$  – парциальные ширины уровня составного ядра  $C^*$ , соответственно, на частицу  $a$  и ядро – мишень  $A$  (упругое рассеяние частиц  $a$ ) и на частицы  $b$  и  $B$ ,  $\Gamma$  – полная ширина уровня составного ядра,  $J_C$  – спин составного ядра, а  $J_A$  и  $J_a$  – спины сталкивающихся частиц  $a$  и ядра – мишени  $A$ .

Формула Брейта – Вигнера позволяет определить вероятность резонансной ядерной реакции в зависимости от энергии бомбардирующей частицы, вызывающей данную реакцию.

#### Общая классификация ядерных реакций.

Ядерные реакции классифицируются по следующим параметрам:

1. энергия вызывающих эти реакции частиц;
2. тип участвующих в этих реакциях частиц;
3. род участвующих в них ядер;
4. характер происходящих в них превращений.

Различают ядерные реакции при малых, средних и высоких энергиях. Реакции при малых энергиях (порядка эВ) происходят в основном с участием нейтронов. Реакции при средних энергиях (до нескольких МэВ) вызываются также заряженными частицами, гамма– квантами и *вторичными космическими лучами*. Реакции при высоких энергиях (сотни и тысячи МэВ) приводят к разложению ядер на составляющие их нуклоны и рождению отсутствующих в свободном виде элементарных частиц (*мезонов, гиперонов и др.*).

По типу участвующих в ядерных реакциях частиц различают:

1. реакции под действием нейтронов;
2. реакции под действием заряженных частиц – протонов, дейтронов (ядер тяжёлого водорода), альфа– частиц (ядер гелия) и многозарядных ионов тяжёлых химических элементов. Источниками заряженных частиц являются: *естественно – радиоактивные элементы, ускорители* заряженных частиц, космические лучи.
3. Реакции под действием гамма– квантов.

По роду участвующих в ядерных реакциях ядер различают:

1. реакции на лёгких ядрах (с массовыми числами  $A < 50$ );
2. реакции на средних ядрах ( $50 < A < 140 \div 150$ ) и
3. реакции на тяжёлых ядрах ( $A > 150$ ).

Для реакций под действием заряженных частиц характерно наличие кулоновского потенциального барьера, который должны преодолеть частицы, чтобы проникнуть в ядро и вызвать реакцию. Благодаря *туннельному эффекту*, такие реакции начинаются при энергиях частиц, меньших высоты потенциального барьера. Сходство механизмов ядерных реакций под действием заряженных частиц и нейтронов заключается в образовании составного ядра в возбуждённом состоянии с его последующим распадом. Различие ядерных реакций на заряженных частицах и нейтронах сказывается за пределами ядра и связано с разной проницаемостью кулоновского барьера для частиц, имеющих заряд, и нейтронов. В области малых энергий наиболее вероятно неупругое рассеяние протона  $p$  или альфа-частицы  $\alpha$ , т.е. реакции  $(p,p)$  и  $(\alpha,\alpha)$ . В области средних энергий (единицы МэВ) становятся возможными реакции  $(p,n)$ ,  $(\alpha,n)$ ,  $(\alpha,2n)$  и  $(\alpha,3n)$  с вылетом в каждом акте реакции соответственно одного, двух и трёх нейтронов  $n$ .

Особым видом ядерной реакции является *реакция срыва* на дейтронах  $d$  типа:  $(d,p)$  или  $(d,n)$ . Ввиду слабой связи протона с нейтроном в дейтроне, а также, благодаря большим размерам дейтрона, при его приближении к ядру – мишени нейтрон проникает в ядро, а протон находится вне ядра. В результате образуется ядро, являющееся изотопом ядра – мишени. Такие ядерные реакции, происходящие при энергиях дейтронов порядка нескольких МэВ, называют реакциями срыва. При этом реакция  $(d,p)$  оказывается более вероятной, чем реакция  $(d,n)$ , и ядро характеризуется малой энергией возбуждения, часто меньшей, чем энергия связи нейтрона, определяющая возможность его распада. При больших энергиях дейтронов ядерные реакции срыва остаются преобладающим типом реакций на дейтронах. Однако, в этом случае, как нейтрон, так и протон дейтрона могут проникать в ядро, в то время как другая часть дейтрона остаётся вне мишени. Поэтому при больших энергиях дейтронов существует одинаковая вероятность ядерных реакций  $(d,p)$  и  $(d,n)$ .

Нейтрону не нужно преодолевать потенциальный барьер для проникновения в атомное ядро. Поэтому экзотермические ядерные реакции под действием нейтронов наиболее вероятны при низких тепловых энергиях нейтронов порядка сотых долей эВ. Реакции с нейтронами при малых энергиях идут с образованием составного ядра и являются резонансными. Распространённой реакцией для медленных нейтронов на ядрах, за исключением самых лёгких, является *радиационный захват* нейтронов протонами ядер  $(n,\gamma)$ , в результате которого составного ядра не образуется, а ядро возвращается из возбуждённого в основное состояние, испустив  $\gamma$ -квант. Наряду с радиационным захватом нейтронов происходит их испускание с начальной энергией (*упругое рассеяние нейтронов*). Для быстрых нейтронов имеет место неупругое рассеяние их с испусканием  $\gamma$ -квантов  $(n,n\gamma)$ .

*Нейтроны также вызывают реакции деления ядер.*

При взаимодействии ядер с налетающими  $\gamma$ - квантами происходит *фотоядерная реакция (ядерный фотоэффект)*. Известны следующие виды этой реакции:

1. испускание ядром протона;
2. испускание ядром нейтрона;
3. деление (*фотоделение ядер*).

Одной из распространённых ядерных реакций является *фоторасщепление дейтрона*:  $\gamma + d \rightarrow p + n$ . Эта реакция становится возможной, когда энергия  $\gamma$ - кванта превысит энергию связи протона и нейтрона в дейтроне (2.23 МэВ). Ядерный фотоэффект объясняется с помощью представления о составном ядре, возбуждённом с помощью поглощения  $\gamma$ - кванта. В этой реакции наиболее вероятно испускание нейтрона. Наряду с этим для тяжёлых ядер существует процесс выбивания протона из ядра прямым «ударом» гамма- квантов, при котором вылетающий протон забирает почти всю энергию  $\gamma$ - кванта (*прямой ядерный фотоэффект*). Эффективные сечения фотоядерных реакций характеризуются очень широким максимумом в области энергий  $E_\gamma \approx 10 \div 20$  МэВ почти для всех ядер (так называемый *гигантский резонанс*).

При  $E_\gamma \geq 2m_\pi c^2$ ,  $E_\gamma \geq 2m_{p,n} c^2$  происходят *реакции фоторождения мезонов, нуклонов и т.д.* ( $m_\pi$  – масса покоя  $\pi$ - мезона,  $m_{p,n}$  – масса покоя нуклона). Область реакций фоторождения соответствует энергиям  $\gamma$ - квантов где-то от 100 до 1000 МэВ.

Делением (вынужденным делением) атомного ядра называют распад возбуждённого составного ядра на 2 (значительно реже на 3), близких по массе *ядра – осколка деления*. Реакция деления под действием нейтронов становится энергетически выгодной для средних и тяжёлых ядер с массовым числом  $A > 100$ . Неустойчивость таких ядер относительно деления связана с большим количеством содержащихся в них протонов и соответственно с большими силами кулоновского отталкивания (особенно вблизи границ ядра). Вследствие этого отталкивания потенциальный барьер, который нужно преодолеть при делении составного ядра, имеет небольшую высоту, равную  $E_{акт.}$  и называемую *энергией активного деления ядра*. Такую энергию возбуждения должно получить ядро, поглощая нейтрон, для того, чтобы осуществить деление.

Энергия возбуждения ядра равна сумме кинетической энергии налетающего нейтрона и его энергии связи  $E_{св.}$  в составном ядре.

Энергия активации  $E_{акт.}$  убывает с увеличением так называемого *параметра делимости*  $\frac{Z^2}{A}$ , где  $A$  и  $Z$  – массовое и зарядовое числа ядра.

Энергия  $E_{св.}$  зависит от чётности ядра. Поэтому кинетическая энергия нейтронов, необходимая для осуществления деления ядра и равная  $(E_{акт.} - E_{св.})$ , может заметно отличаться у разных изотопов одного и того же химического элемента.

У сверхтяжёлых ядер (например, у ядер урана) энергия  $E_{акт.}$  столь мала, что возможно *самопроизвольное (спонтанное) деление ядер*, не связанное с какими-либо внешними воздействиями и осуществляющееся путём туннельного эффекта.

В рамках обобщённой модели ядра деление ядер рассматривается как результат такой деформации ядерной поверхности, при которой возникает её неустойчивость, приводящая к возникновению «перетяжки» (подобно дроблению жидкой капли). Капельная модель ядра приводит к следующему условию, определяющему возможность деления ядра:  $\frac{Z^2}{A} \geq 17$ . Это условие

выполняется для всех ядер, начиная с серебра  $^{108}_{47}\text{Ag}$ , для которого параметр делимости  $\approx 20$ . Из обобщённой модели следует, что ядра совершенно неустойчивы относительно деления и не могут существовать в природе, если

их параметр делимости удовлетворяет соотношению  $\frac{Z^2}{A} \geq \frac{Z^2}{A_{кр.}}$ , где  $A_{кр.}$  –

критическое значение параметра делимости. По разным оценкам  $\frac{Z^2}{A_{кр.}} \approx 45 \div 49$ .

Энергетическая неустойчивость тяжёлых ядер по отношению к делению связана с тем, что удельная энергия связи в тяжёлых ядрах составляет порядка 7.6 МэВ на нуклон, в то время как для ядер атомов середины Периодической системы удельная энергия связи около 8.7 МэВ на нуклон.

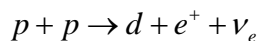
Наиболее вероятным в реакции деления является деление ядра на две части. При делении тепловыми нейтронами и спонтанном делении отношение масс осколков примерно 3:2. Вероятность деления ядра на три части составляет  $10^{-6}$ – $10^{-2}$  от вероятности деления на две части. Деление ядра на ещё большее число частей имеет пренебрежимо малую вероятность при обычных энергиях частиц. Одновременно с делением тяжёлого ядра на два осколка из ядра вылетают несколько нейтронов, называемых *мгновенными нейтронами*. Оба ядра – осколка «перегружены» нейтронами, и в момент образования находятся в сильно возбуждённых состояниях. Поэтому они испытывают несколько последовательных  $\beta^+$  – распадов, а также испускают сравнительно небольшое число так называемых *запаздывающих нейтронов* (для урана они составляют около 1% от всех нейтронов деления).

Энергия реакции деления тяжёлых ядер освобождается главным образом в виде кинетической энергии осколков (около 89% при делении ядер  $^{235}_{92}\text{U}$  *тепловыми нейтронами*), а также в виде энергии нейтронов деления,  $\gamma$  – квантов и частиц продуктов  $\beta^-$  – распада.

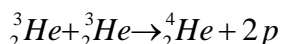
Особым видом ядерных реакций являются экзотермические *реакции синтеза лёгких ядер*, эффективно протекающие при сверхвысоких температурах (порядка  $10^7$ – $10^9$  К), самопродолжающиеся за счёт значительного выделения в них энергии. Такие реакции называют *термоядерными реакциями*. Высокие температуры в них необходимы для того, чтобы кинетическая энергия теплового движения ядер, оказалась

достаточной, для преодоления кулоновского потенциального барьера ядер и последующего возбуждения реакции синтеза. Термоядерные реакции начинаются при энергиях теплового движения ядер, несколько меньше высоты потенциального барьера из-за наличия туннельного эффекта.

Термоядерные реакции являются, по-видимому, основными источниками энергии звёзд. Известны два *термоядерных цикла*, в которых энерговыделение происходит за счёт превращения ядер водорода в ядра гелия. В одном из вариантов *протонно – протонного цикла*



$d + p \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$  , т.е. ядро гелия образуется из 4 протонов и выделяется



энергия ...

## Лекция №8.

### Физические основы ядерной энергетики.

Зависимость сечения ядерной реакции деления от энергии вызывающих её нейтронов различна для различных ядер. Для одной группы ядер (например,  ${}^{233}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{235}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ) сечение реакции имеет максимумы для *медленных нейтронов* ( $E \approx 0.025$  эВ), а также для *промежуточных нейтронов* ( $E \approx 1 \div 1000$  эВ). Для другой группы ядер (например,  ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ,  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ) эффективное сечение реакции деления является наибольшим для *быстрых нейтронов* ( $E \approx 1$  МэВ). Это связано с различной энергией связи нейтронов в ядрах с чётным или нечётным числом нуклонов в ядре. В случае захвата нейтрона ядром  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , захваченный нейтрон является чётным, и его энергия связи больше, чем энергия связи нейтрона, захваченного ядром  ${}^{238}_{92}\text{U}$  и являющегося нечётным.

В каждом звене реакции деления тяжёлых ядер из сильно возбуждённых ядер испускается от 2 до 3 мгновенных нейтронов. Нейтроны деления, взаимодействуя с соседними ядрами делящегося вещества, в свою очередь могут вызывать их деление. Такую реакцию деления называют *цепной реакцией* по аналогии с цепными химическими реакциями, продукты которых могут вновь вступать в соединения с исходными веществами. Особенностью подобных реакций является непрерывное восстановление активных центров. В цепной реакции деления роль активных центров играют нейтроны деления.

Характер протекания во времени цепной реакции деления тяжёлых ядер под действием нейтронов определяется значением коэффициента размножения нейтронов  $k$ , равного отношению чисел нейтронов, поглощаемых ядрами и вызывающих их деление в данном и предыдущем звеньях цепи  $k = \frac{N_i}{N_{i-1}}$ . Для осуществления незатухающей цепной реакции деления необходимо, чтобы выполнялось условие:  $k \geq 1$ .

Скорость нарастания цепной реакции деления равна скорости увеличения числа нейтронов, вызывающих деление ядер:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k-1}{\tau} \cdot N, \quad (68)$$

где  $\tau$  – среднее время жизни одного поколения нейтронов.

При  $k > 1$   $\frac{dN}{dt} > 0$  и реакцию называют *саморазгоняющейся (развивающейся) реакцией*, а её режим – *надкритическим режимом*.

При  $k = 1$   $\frac{dN}{dt} = 0$ . Следовательно,  $N$  – неизменно, и реакцию называют *самоподдерживающейся реакцией*, а её режим называют *критическим режимом*.

При  $k < 1$   $\frac{dN}{dt} < 0$  – цепная реакция деления тяжёлых ядер затухает.

Коэффициент размножения нейтронов всегда меньше среднего числа  $N_0$  нейтронов, высвобождающихся при делении одного ядра рассматриваемого тяжёлого изотопа. Это связано, во-первых, с тем, что цепная реакция проходит в пределах ограниченного объёма пространства, называемого *активной зоной цепной реакции*. Поэтому часть нейтронов не участвует в цепной реакции. Во-вторых, есть вероятность радиационного захвата нейтрона ядром с последующим испусканием составным ядром  $\gamma$  – кванта без деления самого ядра. Соответственно, *важнейшей характеристикой ядерного горючего* служит величина:

$$\eta = \frac{\sigma(n, f)}{\sigma(n, f) + \sigma(n, \gamma)} \cdot N_0, \quad (69)$$

где  $\sigma(n, f)$  и  $\sigma(n, \gamma)$  – сечения реакций деления ядра и радиационного захвата нейтрона. Наконец, в реальных ядерных установках часть нейтронов деления захватывается неделяющимися ядрами (замедлителей, конструкционных материалов, продуктов реакции, примесей).

В результате  $k = \eta P(1 - \mu)$ , где  $P < 1$  – вероятность того, что нейтроны деления остаются в пределах активной зоны,  $\mu$  – вероятность захвата нейтронов неделяющимися ядрами. Значение вероятности  $P$  зависит от формы и размеров активной зоны, уменьшаясь с уменьшением размеров этой зоны. Минимальные размеры активной зоны, при которых ещё возможно осуществление реакции деления, называют *критическими размерами*:

$$P_{\min} = \frac{1}{\eta(1 - \mu)}, (k = 1). \quad (70)$$

Массу делящегося вещества, находящуюся в активной зоне критических размеров, называют *критической массой*.

В атомной бомбе используется неуправляемая цепная реакция деления ядер урана  ${}^{235}_{92}\text{U}$  или плутония  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ . Реакция осуществляется мгновенными нейтронами деления, обладающими кинетической энергией порядка 1 МэВ. Среднее время жизни этих быстрых нейтронов очень мало ( $10^{-8}$ – $10^{-7}$  с), а скорость развития реакции столь велика, что за время порядка  $10^{-6}$  с

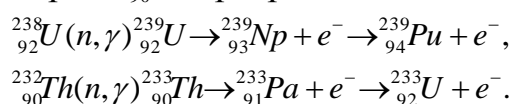


выделяется огромная энергия. Эту энергию принято выражать в *тротиловом эквиваленте* – массе тротилового заряда, при взрыве которого выделяется такая же энергия. Тротиловый эквивалент одного килограмма урана  ${}^{235}_{92}\text{U}$  при полном делении всех его ядер равен 20000 тонн тротила.

До момента взрыва атомной бомбы её ядерный заряд, масса которого больше критической, разделён на несколько не взаимодействующих частей с массами, меньшими критической. Для осуществления взрыва все её части быстро соединяются вместе.

*Ядерным реактором* называют установку, в которой осуществляется управляемая цепная реакция деления. По энергии  $E_n$  нейтронов, вызывающих деление, ядерные реакторы делятся на быстрые ( $E_n \approx 1$  МэВ), тепловые ( $E_n \approx 0.025$  эВ) и промежуточные. В качестве делящегося вещества – ядерного топлива используют природный изотоп урана  ${}^{235}_{92}\text{U}$  (0.7204% в природной смеси) и искусственно полученные изотопы урана  ${}^{233}_{92}\text{U}$  и плутония  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ,  ${}^{241}_{94}\text{Pu}$ ,  ${}^{243}_{94}\text{Pu}$ , деление которых осуществляется нейтронами любой энергии.

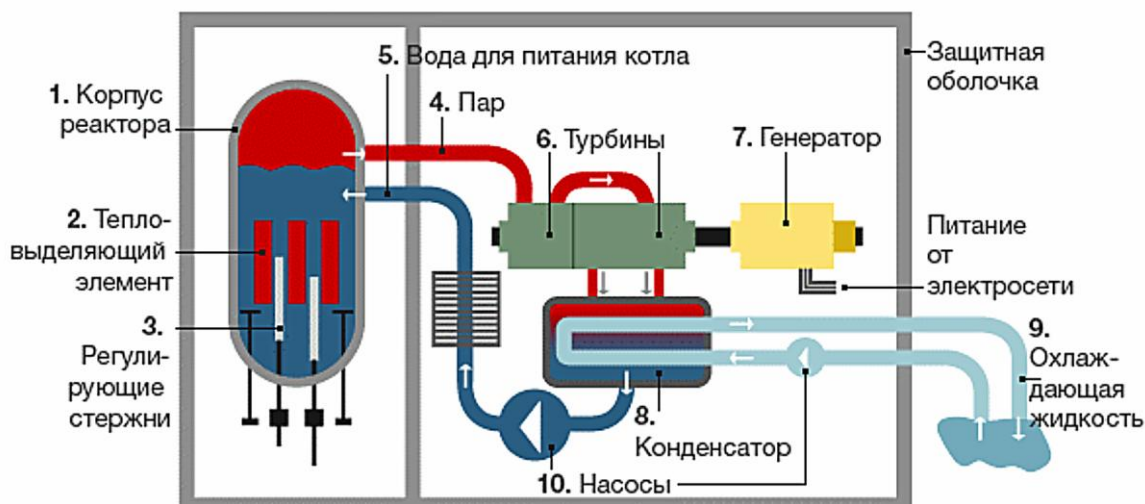
Природные изотопы урана  ${}^{238}_{92}\text{U}$  (99.2742% в природной смеси) и тория  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  (100% в природной смеси) делятся только быстрыми нейтронами с энергиями  $E_n \geq 1$  МэВ, но при этом сечения деления столь малы, что коэффициент размножения нейтронов  $k < 1$ . Поэтому уран  ${}^{238}_{92}\text{U}$  и торий  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  не могут использоваться в качестве ядерного топлива. Они служат сырьём для воспроизводства ядерного топлива, захватив нейтрон и испытав два последовательных  $\beta^-$  – распада, ядро урана  ${}^{238}_{92}\text{U}$  превращается в ядро  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ , и ядро тория  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  превращается в изотоп урана  ${}^{233}_{92}\text{U}$  по следующим схемам



Большую часть действующих ядерных реакторов составляют тепловые с урановым ядерным топливом.

Для торможения нейтронов деления до нужных небольших тепловых значений энергии в активную зону теплового ядерного реактора помимо ядерного горючего помещают *замедлитель*. В качестве замедлителя используют вещества с малой атомной (молярной) массой, имеющие большое сечение захвата нейтронов. Для этой цели используют обычную воду  $\text{H}_2\text{O}$ , графит, парафин и соединения бериллия. По расположению в активной зоне ядерного горючего и замедлителя ядерные реакторы делятся на *гомогенные*, в которых ядерное топливо и замедлитель равномерно перемешаны, образуя раствор или суспензию; и *гетерогенные*, в которых ядерное топливо и замедлитель быстрых нейтронов расположены отдельно. В ядерных реакторах на быстрых нейтронах замедлитель отсутствует.

Схема кипящего ядерного реактора



В целях уменьшения вероятности ухода нейтронов из активной зоны реактора последнюю окружают слоем *отражателя нейтронов*, изготовленного из тех же материалов, что замедлитель.

Система охлаждения ядерного реактора предназначена для отвода из активной зоны реактора выделяющейся в ней энергии деления цепной реакции (обычно в виде определённого количества теплоты), в которую переходит кинетическая энергия осколков деления при их торможении в делящемся веществе и замедлителе. Через активную зону реактора прокачивается теплоноситель (вода, водяной пар, *He*, *CO<sub>2</sub>*, воздух, некоторые жидкие металлы и сплавы, который затем через теплообменник передаёт тепло во вторичную тепловую систему реактора.

Системы регулирования и безопасности обеспечивают возможность управления цепной реакцией, недопущения её самопроизвольного разгона, а также обеспечивают защиту окружающего реактор пространства от интенсивных потоков нейтронов и  $\gamma$ -квантов, существующих в активной зоне реактора. Для первой цели применяютсядвигаемые в активную зону стержни (бор, кадмий). Вторая цель достигается окружением реактора массивными слоями веществ, сильно поглощающих нейтроны и  $\gamma$ -кванты (например, комбинацией бетона и свинца), а также полной замкнутостью цепей теплоносителя и отсутствием утечек в них.

В *реакторе – размножителе* ядра одного делящегося вещества превращаются в результате ядерных реакций в ядра другого делящегося вещества, причём количество воспроизводимого делящегося изотопа превышает количество сжигаемого первоначального изотопа.

В *бридерных реакторах*, воспроизводимое и первоначальное вещества представляют собой изотопы одного и того же химического элемента (например, «сжигается»  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , а воспроизводится уран  ${}^{233}_{92}\text{U}$ ).

В *реакторах – конверторах* имеют место быть изотопы разных химических элементов, например, «сжигается» уран  ${}^{238}_{92}\text{U}$ , а воспроизводится  ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ .

Для создания высокой температуры в неуправляемой термоядерной реакции ( $T \approx 5 \cdot 10^7$  К) применяется атомная бомба, дающая такую температуру при взрыве на весьма короткий ( $\sim 10^{-6}$  с) промежуток времени, за который, однако, успевает произойти термоядерная реакция в массе изотопов водорода (водородная бомба).

В основе термоядерной энергетики лежит использование энергии экзотермических реакций синтеза лёгких ядер. Наиболее доступной по области необходимых температур является реакция между ядрами дейтерия и трития:  ${}^2_1D + {}^3_1T \rightarrow {}^4_2He + n + 17.6 \text{ МэВ}$ . В этой реакции выделяется 17.6 МэВ.

Энерговыделение в такой реакции составляет примерно 3.5 МэВ на нуклон, в то время как при делении ядра урана  ${}^{238}_{92}U$  эта величина энергии составляет около 0.85 МэВ на нуклон.

Управляемая термоядерная реакция, самоподдерживаясь за счёт выделения энергии, сможет длительное время протекать в контролируемых масштабах. Нагрев и управление поведением термоядерной смеси при этом определяются тем обстоятельством, что смесь при сверхвысоких температурах переходит в состояние *плазмы*. Для такого нагрева скорость подвода энергии к смеси должна превышать скорость утечки энергии из неё. Основными видами утечек являются тепло, уходящее через стенки реакторов, а также *тормозное излучение* в плазме.

Важнейшей задачей практического осуществления управляемых термоядерных реакций является создание таких условий, при которых высокотемпературная плазма устойчиво удерживается с помощью магнитных полей в состоянии термоизоляции. Для этой цели применяют *магнитные ловушки* и специальные торроидальные разряды, в которых имеется продольное электромагнитное поле. Магнитные ловушки удерживают плазму от контакта со стенками реактора. В системах с плазменными шнурами происходит стягивание плазмы в шнур магнитным полем тока, протекающего в плазме.

Образование возбуждённых ядер в реакциях с нейтронами приводит к распаду ядер спустя значительное время после окончания реакции, вызванной нейтронным облучением. Излучение таких ядер, состоящее обычно из бета-частиц и гамма-квантов, является примером *искусственной радиоактивности*. Периоды полураспада искусственно – радиоактивных ядер лежат в интервале от долей секунды до тысяч лет.

*Ядерное эффективное сечение, эффективное сечение ядра, ядерное сечение реакции, микроскопическое сечение реакции* – величина, характеризующая вероятность взаимодействия элементарной частицы с атомным ядром или другой частицей. Единица измерения эффективного сечения – барн (1 барн равен  $10^{-28}$  м<sup>2</sup>). С помощью известных эффективных сечений вычисляют скорости ядерных реакций или количество прореагировавших частиц ...

Таким образом, эффективное сечение – это усреднённая по многим случаям взаимодействия величина, которая определяет, прежде всего,

эффективность взаимодействия сталкивающихся частиц и только при определённых условиях даёт представление об их размерах и радиусах действия. Большинство сечений ядерных реакций имеют значения от  $10^{-27}$  до  $10^{-23}$  см<sup>2</sup>, т.е. порядка геометрических сечений ядер ...

## Приложение 1

Ионизирующее излучение – это в самом общем смысле поток микрочастиц, способных ионизировать вещество. Наиболее значимы следующие типы ионизирующего излучения:

1. коротковолновое электромагнитное излучение (поток фотон – квантов высоких энергий),

- рентгеновское излучение,
- гамма– излучение;

2. потоки микрочастиц,

- бета– частиц (электронов и позитронов),
- альфа– частиц (ядер атомов гелия–4),
- нейтронов,
- протонов,
- ионов, мюонов, нейтрино, антинейтрино и др.,
- осколков деления (тяжёлых ионов, возникающих при делении ядер).

Источники ионизирующего излучения.

*Природные источники ионизирующих излучений:*

- спонтанный радиоактивный распад радионуклидов;
- термоядерные реакции, например, на Солнце;
- индуцированные ядерные реакции в результате попадания в ядро высокоэнергетичных микрочастиц или слияния радиоактивных ядер;
- космические лучи.

*Искусственные источники ионизирующих излучений:*

- искусственные радионуклиды ( ${}_{92}^{234}\text{U}$ ,  ${}_{92}^{235}\text{U}$ , известны 14 изотопов урана),
- ядерные реакторы,
- ускорители элементарных частиц (генерируют потоки заряженных частиц, а также тормозное фотонное излучение),
- рентгеновский аппарат, как разновидность ускорителей (генерирует тормозное рентгеновское излучение).

Наведённая радиоактивность. Многие стабильные атомы в результате облучения и соответствующей индуцированной ядерной реакции превращаются в нестабильные изотопы. В результате такого облучения стабильное вещество становится радиоактивным, причём, тип вторичного ионизирующего излучения будет отличаться от первоначального облучения. Наиболее ярко такой эффект проявляется после нейтронного облучения (нейтронная бомба).

Цепочка ядерных превращений. В процессе ядерного распада или синтеза возникают новые нуклиды, которые также могут быть нестабильны. В результате возникает цепочка ядерных превращений. Каждое превращение имеет свою вероятность и свой набор ионизирующих излучений. В результате интенсивность и характер излучений радиоактивного источника может значительно меняться со временем.

Измерение ионизирующих излучений. *Методы измерения.* Исторически первыми датчиками ионизирующих излучений были химические светочувствительные материалы, используемые в фотографии. Ионизирующие излучения засвечивали фотопластинку, помещённую в светонепроницаемый конверт.

В качестве датчиков ионизационного излучения в быту и промышленности наибольшее распространение и применение получили дозиметры на базе *счётчиков Гейгера*. Счётчик Гейгера (СГ) – газоразрядный прибор, в котором ионизация газа излучением превращается в электрический ток между электродами. Как правило, такие приборы корректно регистрируют только гамма– излучение.

Существуют *полупроводниковые датчики* ионизирующего излучения. Широкое применение в науке получили *сцинтилляторы*. Эти приборы преобразуют энергию излучения в видимый свет за счёт поглощения излучения в специальном веществе. Вспышка света регистрируется ФЭУ (фотоэлектронным умножителем). Сцинтилляторы хорошо разделяют излучение по энергиям. Для исследования потоков элементарных частиц применяют пузырьковые камеры (*камеры Вильсона*).

Единицы измерения параметров ионизирующего излучения. Эффективность взаимодействия ионизирующего излучения с веществом зависит от типа излучения, энергии частиц и сечения взаимодействия облучаемого вещества. *Терминология ионизирующего излучения.*

- *Линейная передача энергии (ЛПЭ)*, показывающая, какую энергию ионизирующее излучение передаёт среде на единице длины пробега при единичной плотности вещества.
- *Поглощённая доза излучения* показывает, какая энергия ионизационного излучения поглощается в единице массы вещества.

В Международной системе единиц СИ единицей поглощённой дозы является грэй (Гр, англ. *gray, Gy*), численно равный поглощённой энергии в 1 Дж 1 кг массы вещества, т.е.  $1 \text{ Грэй} = 1 \text{ Дж} / 1 \text{ кг} = \text{м}^2 / \text{с}^2$ . Иногда встречается устаревшая внесистемная единица рад (англ. *rad*) – это доза, соответствующая поглощённой энергии в 100 эрг 1 (одним) граммом вещества ( $1 \text{ рад} = 0.01 \text{ Гр}$ ).

Также широко применяется устаревшее понятие *экспозиционная доза излучения (ЭДИ)* – величина, показывающая, какой электрический заряд создаёт фотонное (гамма– или рентгеновское излучение) излучение в единице массы воздуха. В системе СИ используется единица Кулон на килограмм, внесистемная единица экспозиционной дозы ионизирующего излучения – это Рентген ( $1 \text{ Кл/кг} = 3876 \text{ Р}$ ,  $1 \text{ Р} = 2.57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ ).

Активность радиоактивного источника ионизирующего излучения определяется как среднее количество распадов ядер в единицу времени. Соответствующая единица в системе СИ – это беккерель (Бк, англ. *Bq*) – обозначает количество ядерных распадов в одну секунду. Применяется также внесистемная единица Кюри (Ки, англ. *Ci*),  $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ . Первоначальное определение этой единицы соответствовало активности 1 грамма радия–226.

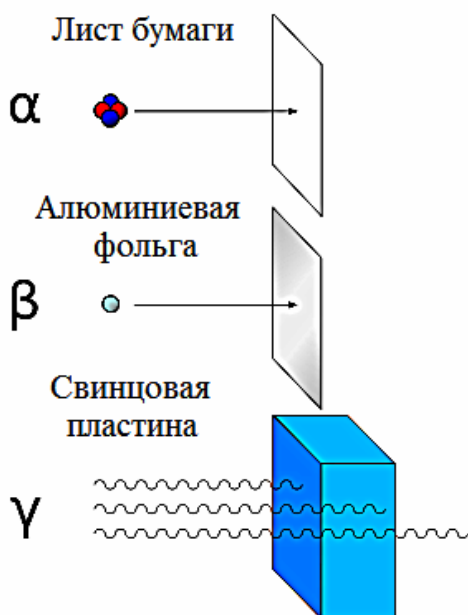
Корпускулярное ионизирующее излучение также характеризуется *кинетической энергией частиц*. Для измерения этого параметра наиболее распространена внесистемная единица электрон-вольт (эВ). Как правило, радиоактивный источник генерирует частицы с определённым спектром энергий. Датчики излучения также имеют неравномерную чувствительность по энергии частиц.

Физические свойства ионизирующих излучений. По механизму взаимодействия с веществом выделяют непосредственно потоки заряженных частиц и косвенно ионизирующее излучение (потоки нейтральных элементарных частиц – фотонов и нейтронов).

По механизму образования – первичное (рождённое в источнике) и вторичное (образованное в результате взаимодействия излучения другого типа с веществом) ионизирующее излучение.

Энергия частиц ионизирующего излучения лежит в диапазоне от нескольких сотен электрон-вольт (рентгеновское излучение, бета– излучение некоторых радионуклидов) до  $10^{15}$ – $10^{20}$  и выше электрон-вольт (протоны космического излучения, для которых не обнаружено верхнего предела по энергии).

Длина пробега и проникающая способность сильно различаются – от микрометров в конденсированной среде (альфа– излучение радионуклидов, осколки ядерного деления) до многих километров (высокоэнергетичные мюоны космических лучей).



Альфа– излучение представляет собой поток  $\alpha$ – частиц – ядер гелия  ${}^4_2\text{He}$ ,  $\alpha$ – частицы, рождённые при радиоактивном распаде ядер, могут быть легко остановлены листом бумаги.

Бета– излучение представляет собой поток электронов, возникающих при  $\beta$ – распаде. Для защиты от  $\beta$ – частиц энергией до 100 КэВ достаточно алюминиевой фольги толщиной менее миллиметра, с энергией  $\beta$ – частиц до 1 МэВ будет достаточно алюминиевого листа в несколько миллиметров.

Как известно, гамма– излучение обладает гораздо большей проникающей

способностью, поскольку состоит из высокоэнергичных фотонов, не обладающих зарядом. Для защиты от  $\gamma$ -квантов эффективны тяжёлые элементы, такие как свинец, бетон и т.д., поглощающие фотоны с энергиями выше нескольких МэВ в слое толщиной несколько сантиметров. Очевидно, что *проникающая способность* всех видов ионизирующего излучения зависит от энергии.

Воздействие на конструкционные материалы. Длительное воздействие корпускулярных излучений или фотонных излучений сверхвысоких энергий может существенно изменять свойства используемых конструкционных материалов. Изучением этих изменений занимается инженерная дисциплина *радиационное материаловедение*. Раздел физики, занимающийся исследованием поведения твердых тел под облучением, получил название *радиационная физика твердого тела*. Наиболее значимыми типами радиационных повреждений является:

- разрушение кристаллической решетки вследствие выбивания атомов из узлов;
- ионизация диэлектриков;
- изменение химического состава веществ вследствие ядерных реакций.

Учет радиационных повреждений инженерных конструкций наиболее актуален для ядерных реакторов и полупроводниковой электроники, рассчитанной на работу в условиях радиации.

Воздействие на полупроводники. Современные *полупроводниковые технологии* чувствительны к ионизирующей радиации. Тем не менее, они широко применяются в военной и космической технике, в ядерной отрасли. При этом используется ряд технологических, схмотехнических и программных решений, уменьшающих последствия радиационного воздействия.

Основные типы радиационных повреждений, приводящих к разовым или необратимым отказам полупроводников:

Накопление электрического заряда в подзатворных диэлектриках вследствие ионизации. Приводит к смещению порога открывания *полевых транзисторов* и долговременному отказу. Уменьшение топологических норм увеличивает стойкость к повреждениям такого типа.

Стекание заряда в EEPROM и *Flash* памяти вследствие ионизации диэлектрика «кармана». Приводит к потере данных. Борются резервированием, избыточным кодированием и использованием других видов памяти.

Фотоэффект на *p-n переходах* (аналогично *солнечным батареям*). Увеличивает паразитные утечки и ложные сигналы. Для борьбы с этим явлением используются специальные технологии, например, *изоляция компонентов диэлектриком*.

Космические тяжелые заряженные частицы (ТЗЧ) высоких энергий, ионизируя атомы, рождают в полупроводнике лавину электронов. Это может привести к изменению состояния цифровых микросхем и мощным помехам в

аналоговых приборах. В худшем случае к пробую изоляторов или тиристорному защёлкиванию приборов с *p-n* переходом. С последним процессом борются изоляцией диэлектриком, изоляцией двумя *p-n* переходами (*triple-well* процесс), контролем тока потребления узлов с перезапуском по аварийному росту потребления.

Разрушение кристаллической структуры и изменение химического состава полупроводниковых приборов.

Химическое действие ионизирующего излучения. Ионизирующее излучение может вызывать химические превращения вещества. Такие превращения изучает дисциплина *радиационная химия*. Под действием ионизирующего излучения происходят следующие превращения:

— превращение молекул *кислорода* в молекулы *озона*, из-за чего металлы быстро окисляются;

— разложение воды на кислород и водород с образованием некоторого количества *перекиси водорода*;

— превращение *аллотропических модификаций* в более устойчивые: белого фосфора в красный, белого олова в серое, алмаза в графит;

— разложение на простые вещества газов – углекислого газа, сернистого газа, сероводорода, хлороводорода, аммиака;

— *полимеризация соединений*, содержащих *двойные* и *тройные связи*.

Биологическое действие ионизирующих излучений. Разные типы ионизирующего излучения обладают разным разрушительным эффектом и разным способом воздействия на биологические ткани. Соответственно, одной и той же поглощённой дозе соответствует разная биологическая эффективность излучения. Поэтому для описания воздействия излучения на живые организмы вводят понятие *относительной биологической эффективности излучения*, которая измеряется с помощью *коэффициента качества*. Для рентгеновского, гамма- и бета- излучений коэффициент качества принят за 1. Для  $\alpha$ -излучения и осколков ядер коэффициент качества равен от 10 до 20. Для нейтронов – 3–20 в зависимости от энергии этих нейтронов. Для заряженных частиц биологическая эффективность прямо связана с *линейной передачей энергии* (ЛПЭ) данного типа частиц (средняя потеря энергии частицей на единицу длины пробега частицы в биологической ткани).

Единицы измерения. Для учёта биологического эффекта поглощённой дозы излучения была введена *эквивалентная поглощённая доза* (ЭПД) ионизирующего излучения, численно равная произведению поглощённой дозы излучения на коэффициент биологической эффективности. В системе СИ *эффективная* и *эквивалентная* поглощённая доза измеряется в зивертах (Зв, англ. *sievert*, Sv).

Ранее широко применялась единица измерения эквивалентной дозы *бэр* (Биологический Эквивалент Рентгена для гамма- излучения, англ. *rem*). Эквивалентная доза в 1 бэр соответствует облучению гамма- квантами с поглощённой дозой в 1 рентген. Эквивалентная поглощённая доза приводится к поглощённой дозе гамма- излучения, поскольку массовые



измерительные приборы регистрируют в основном именно гамма-излучение, и такая величина наиболее соответствует возможностям измерений. Для рентгеновского и гамма-излучений  $1 \text{ бэр} = 0.01 \text{ Зв}$ , соответственно принимают, что  $1 \text{ рентген} = 0.01 \text{ Зв}$ .

Помимо биологической эффективности, необходимо учитывать проникающую способность излучений. Например, тяжёлые ядра атомов и альфа-частицы имеют крайне малую длину пробега в сколько-нибудь плотном веществе, поэтому радиоактивные альфа-источники опасны при попадании внутрь организма. Наоборот, гамма-излучение обладает значительной проникающей способностью.

Некоторые радиоактивные изотопы способны встраиваться в процесс обмена веществ живого организма, замещая неактивные элементы. Это приводит к удержанию и накоплению радиоактивного вещества непосредственно в живых тканях, что существенно увеличивает опасность контакта. Например, широко известны йод-131, изотопы стронция, плутония и т.п.. Для характеристики этого явления используется понятие *период полувыведения изотопа из организма*.

Механизмы биологического воздействия. Первичное действие ионизирующих излучений – это прямое попадание в биологические молекулярные структуры клеток и в жидкие (водные) среды организма. Вторичное действие – действие *свободных радикалов*, возникающих в результате ионизации, создаваемой излучением в жидких средах организма и клеток. Свободные радикалы вызывают разрушения целостности цепочек макромолекул (белков и нуклеиновых кислот), что может привести как к массовой гибели клеток, так и канцерогенезу и мутагенезу. Наиболее подвержены воздействию ионизирующего излучения активно делящиеся (эпителиальные, стволовые, также эмбриональные) клетки.

После действия излучения на организм в зависимости от дозы могут возникнуть детерминированные и стохастические *радиобиологические эффекты*. Например, порог появления симптомов острой *лучевой болезни* у человека составляет  $1\text{--}2 \text{ Зв}$  на всё тело.

В отличие от детерминированных, *стохастические эффекты* не имеют чёткого дозового порога проявления. С увеличением дозы облучения возрастает лишь частота проявления этих эффектов. Проявиться они могут как спустя много лет после облучения (*злокачественные новообразования*), так и в последующих поколениях (мутации).

Основным источником информации о стохастических эффектах воздействия ионизирующего излучения являются данные наблюдений за здоровьем людей, переживших *атомные бомбардировки* или *радиационные аварии*. Специалисты наблюдали 87500 человек, переживших атомные бомбардировки. Средняя доза их облучения составила  $0.24 \text{ Зт}$ . При этом прирост онкологических заболеваний за последующие годы составил 9%. При дозах менее  $0.1 \text{ Зт}$  отличий между ожидаемой и наблюдаемой в реальности заболеваемостью никто в мире не установил.

Гигиеническое нормирование ионизирующих излучений. Нормирование осуществляется по санитарным правилам и нормативам СанПин 2.6.1.2523-09 «*Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009)*». Устанавливаются дозовые пределы эффективной дозы для следующих категорий лиц:

— персонал – лица, работающие с техногенными источниками излучения (группа А) или находящиеся по условиям работы в сфере их воздействия (группа Б);

— все население, включая лиц из персонала, вне сферы и условий в их производственной деятельности.

Основные пределы доз и допустимые уровни облучения персонала группы Б равны четверти значений для персонала группы А.

Эффективная доза для персонала не должна превышать за период трудовой деятельности (50 лет) 1000 мЗв, а для обычного населения за всю жизнь – 70 мЗв. Планируемое повышенное облучение допускается только для мужчин старше 30 лет при их добровольном письменном согласии после информирования о возможных дозах облучения и риске для здоровья.

Применение ионизирующих излучений. Ионизирующие излучения применяются в различных технических областях:

— интроскопия (в том числе для досмотра багажа и людей в аэропортах);

— стерилизация медицинских инструментов, расходных материалов и продуктов питания;

— «вечные» люминесцентные источники света широко использовались в середине 20-го века в циферблатах приборов, подсветке специального оборудования, елочных игрушках, рыболовецких поплавках и т. п.;

— датчики пожара (задымления);

— датчики и счетчики предметов на принципе перекрытия предметом узкого гамма– или рентгеновского луча;

— некоторые виды изотопных генераторов электроэнергии;

— ионизация воздуха (например, для борьбы с пылью в прецизионной оптике или облегчения пробоя в автомобильных свечах зажигания).

В медицине:

— для получения картины внутренних органов и скелета используют рентгенографию, рентгеноскопию, компьютерную томографию;

— для лечения опухолей и других патологических очагов используют лучевую терапию: облучение гамма– квантами, рентгеном, электронами, тяжёлыми ядерными частицами, такими как протоны, тяжёлые ионы, отрицательные  $\pi$ – мезоны и нейтроны разных энергий;

— введение в организм радиофармацевтических препаратов, как с лечебными, так и с диагностическими целями.

В аналитической химии:

— *радиоактивационный анализ* путем бомбардировки нейтронами и анализа характера и спектра наведенной радиоактивности;

— анализ веществ с использованием спектров поглощения, испускания или рассеяния гамма– и рентгеновских лучей;

— анализ веществ с использованием обратного рассеяния бета– частиц.  
В нанотехнологиях: *ионно-трековая технология*.  
Знак радиационной опасности. Новый знак радиационной опасности.



*Международный условный знак радиационной опасности* («трилистник», «вентилятор») имеет форму трёх секторов шириной  $60^{\circ}$ , расставленных на  $120^{\circ}$  друг относительно друга, с небольшим кругом в центре. Выполняется чёрным цветом на жёлтом фоне.

В таблице символов Юникод есть символ знака радиационной опасности – ☸ (U+0x2622).



В 2007 г. был принят новый знак радиационной опасности, в котором «трилистник» дополнен знаками «смертельно» («череп с костями») и «уходи!» (силуэт бегущего человека и указывающая стрелка). Новый знак призван стать более понятным для тех, кто не знаком со значением традиционного «трилистника».

## Приложение 2

В приборе ДП-5А используется контрольный  $\beta$ – источник стронций–90 ( $^{90}_{38}\text{Sr}$ ). В комплекте к ДП-5В идёт стронций – иттриевый (Sr-90 – Y-89) контрольный  $\beta$ – источник Б-8.



### Приложение 3

Зиверт (русское обозначение Зв., международное обозначение Sv) – единица измерения эффективной и эквивалентной доз ионизирующего излучения в Международной системе единиц (СИ), используется с 1979 года. Один зиверт – это количество энергии, поглощённое килограммом биологической ткани, равное по воздействию поглощённой дозе (ПДИ) гамма– излучения в 1 грей.

Через другие единицы измерения СИ зиверт выражается следующим образом:  $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг} = 1 \text{ м}^2/\text{с}^2$  (для излучений с коэффициентом качества, равным 1.0).

Единица названа в честь шведского учёного Рольфа Зиверта. В соответствии с правилами СИ, касающимися производных единиц, названных по имени учёных, наименование единицы зиверт пишется со строчной буквы, а её обозначение «Зв» - с заглавной буквы.

Равенство зиверта и грея показывает, что эквивалентная доза и поглощённая доза имеют одинаковую размерность, но не означает, что эффективная доза численно равна поглощённой дозе. При определении эквивалентной дозы учитываются физические свойства ионизирующего излучения, при этом эквивалентная доза равна поглощённой дозе,

умноженной на коэффициент качества ионизирующего излучения, зависящий от вида излучения и характеризующий биологическую активность того или иного вида излучения.

Эффективная доза равна эквивалентной дозе, умноженной на взвешивающий тканевый коэффициент, зависящий от вклада того или иного органа в ущерб, наносимый при облучении отдельных органов или тканей организму в целом. Эквивалентная доза имеет большое значение для радиобиологии, в то время как эффективная доза является одной из основных величин, применяемых для гигиенического нормирования уровня радиационного воздействия.

Раньше (а иногда и сейчас) использовалась единица бэр (биологический эквивалент рентгена; англ. *rem, roentgen equivalent man*), устаревшая внесистемная единица измерения эквивалентной дозы. 100 бэр = 1 зиверту. Также верно, что 100 рентген = 1 зиверт с оговоркой, что рассматривается биологическое действие рентгеновского излучения (или другого фотонного излучения, например,  $\gamma$ -излучения).

## Приложение 4

### Россия совершила ядерный прорыв

Началось строительство экспериментального завода по производству топлива для первого в мире опытного реактора на быстрых нейтронах с тяжелым жидкометаллическим теплоносителем. Проект получил название «Прорыв».

Утверждается, что он станет настоящим открытием для всего мира и изменит будущее энергетики. Отработанное ядерное топливо будет перерабатываться в «таблетки», на которых и работает прорывной российский реактор.

О начале строительства завода было объявлено в Томске заместителем генерального директора Госкорпорации «Росатом» Вячеславом Першуковым в рамках пленарного заседания I Всероссийского форума молодых ученых *U-NOVUS*.



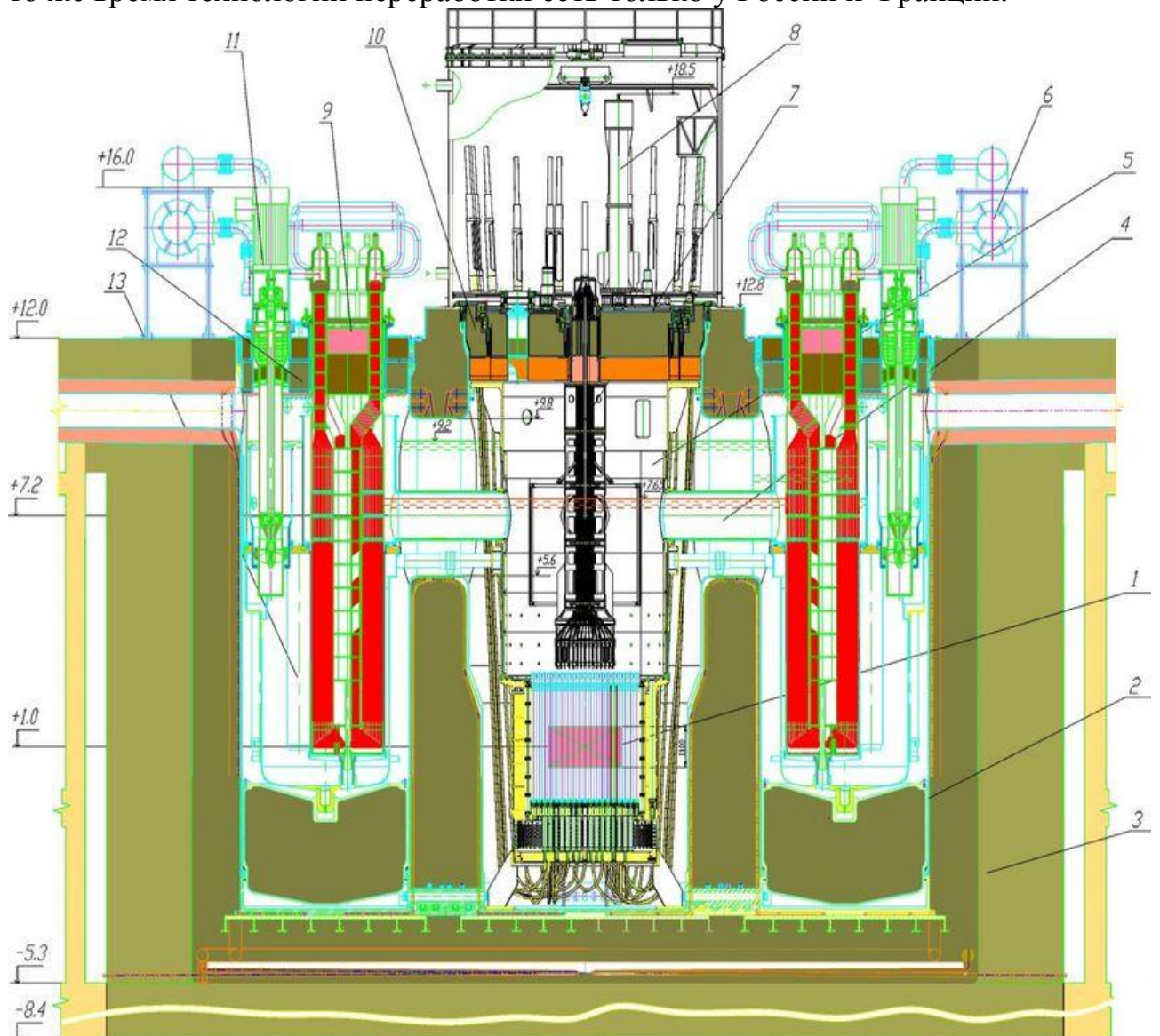
«Что касается инновационных проектов, тут уже звучало несколько раз слово «прорыв», то прорыв есть, он так и называется проект «Прорыв». Это создание новой формы атомной энергетики на быстрых реакторах с замыканием топливного цикла. И

реализуем мы этот проект в Томске, на СХК. И в принципе, мы уже его уже

начинаем реализовывать на уровне капитального строительства, это началось буквально несколько дней назад», — заявил Вячеслав Першуков.

Завод по производству новейшего топлива планируется запустить в 2017 году, чтобы к пуску реактора «БРЕСТ-300» уже была готова первая загрузка нового топлива. «БРЕСТ» должен начать работу в 2020 году. И уже в 2022 году будет запущен модуль переработки топлива для формирования безотходной технологии и замкнутого цикла.

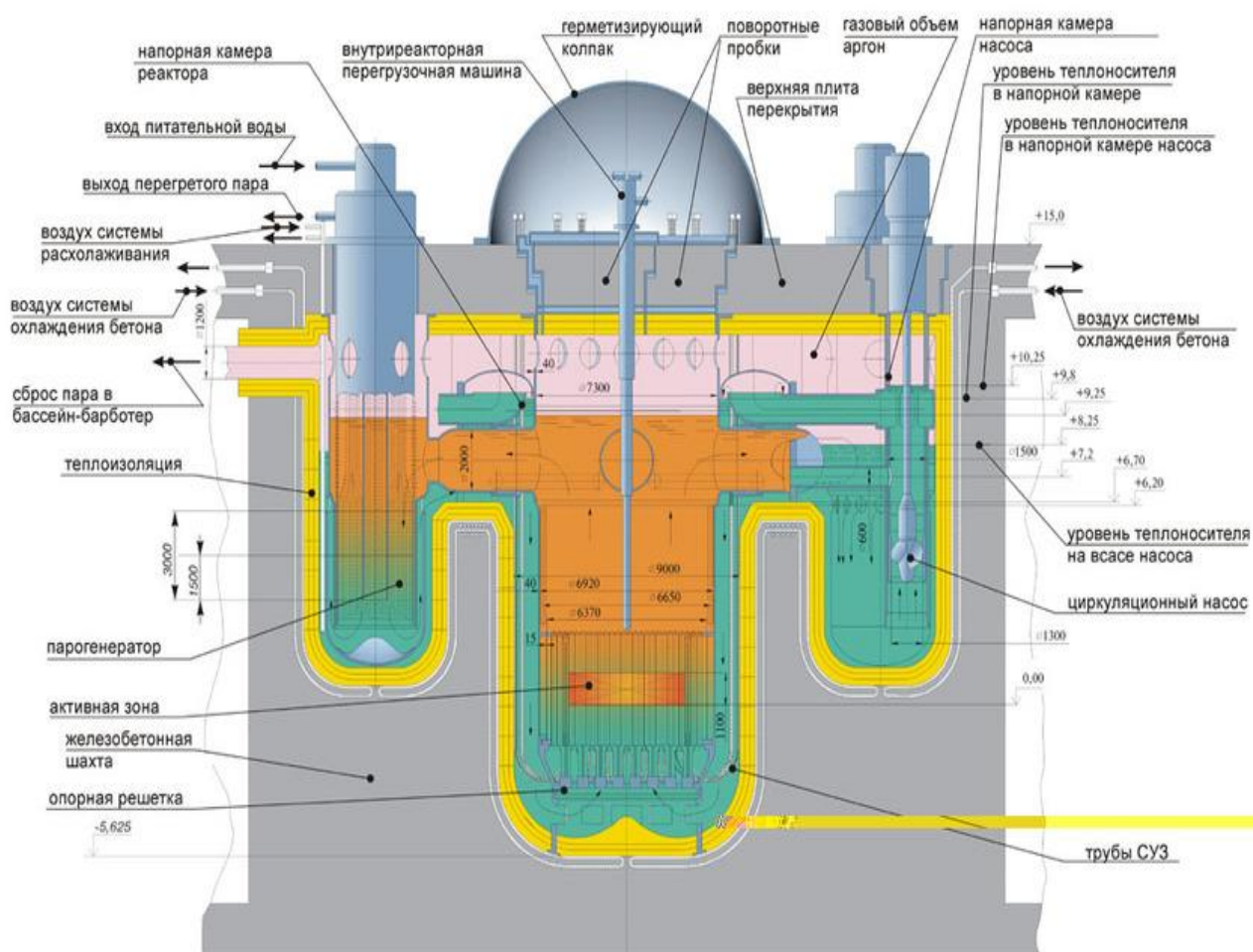
Обычные реакторы работают на низкообогащенном уране – после них остается множество ядерных отходов, которые представляют серьезную экологическую проблему, а эффективность реактора далека от идеала. В мире уже 345000 тонн ядерных отходов, в том числе 110 000 тонн в США. В то же время технологии переработки есть только у России и Франции.



- |                           |  |                                  |
|---------------------------|--|----------------------------------|
| 1. Зона активная          | 5. Корзина активной зоны                 | 9. Парогенератор                 |
| 2. Блок корпусов          | 6. Система расхолаживания                | 10. Перекрытие верхнее           |
| 3. Шахта реактора         | 7. Колонна измерительная                 | 11. Главный циркуляционный насос |
| 4. Трьюбпровод коллектора | 8. Машина внутриреакторная перегрузочная | 12. Блок парогенератора-ГЦН      |
|                           |  | 13. Фильтр                       |

«БРЕСТ-300» представляет собой ядерный реактор замкнутого типа четвертого поколения. Он позволяет осуществлять безотходную выработку ядерной энергии. И это в полном смысле мирный атом – при наличии такого реактора невозможно создать ядерное оружие, так что его можно поставлять и на экспорт. По словам доктора физико-математических наук А. Крюкова, за 60 лет работы АЭС у нас уже накопилось топлива для переработки на несколько сотен лет.

Завод в Томской области как раз и предназначен для переработки ядерных отходов в специальные «таблетки», пригодные для сжигания в реакторе «БРЕСТ-300». Все это осуществляется в рамках беспрецедентного в мировой практике проекта «Прорыв», которым действительно можно гордиться. Если заверения российских специалистов верны, то «Прорыв» способен решить ряд важнейших мировых проблем: от хранения ядерных отходов до грядущего энергетического кризиса.



Помимо замкнутого цикла переработки и небывалой мощности, российский реактор нового поколения обладает и беспрецедентным уровнем безопасности. Аварии даже критического уровня диверсионного происхождения с разрушением здания реактора, крышки его корпуса не могут привести к радиоактивному выбросу, требующему эвакуации населения и появления на долгие годы отчужденных участков территории, вроде печально известной Припяти.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Цирельсон В.Г. Квантовая химия. Молекулы, молекулярные системы и твёрдые тела: учебное пособие для вузов / В.Г. Цирельсон. – 3-е изд., испр. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2014. – 495 с.: ил. – (Учебник для высшей школы).
2. Яворский Б.М., Детлаф А.А., Лебедев А.К. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов. 8-е изд., перераб. и испр. – М.: ООО «Издательство Оникс»; ООО «Издательство «Мир и Образование», 2006.
3. Иродов И.Е. Атомная и ядерная физика. Сборник задач. – СПб.: ООО «Лань», 2009.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. – 3-е издание, стереотипное. – М.: Физматлит, 2006. – Т. V. Атомная и ядерная физика. – 784 с.
5. <http://table-mendeleev.ru>
6. <http://www.science-education.ru/98-4746>
7. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/ract02.htm>
8. <https://hi-tech.mail.ru/news/russian-brest-300-nuclear-reactor/> (04 апреля 2015 18:20 Новости Источник: РОСАТОМ)
9. Интернет ресурсы: статьи в Википедии.



**Миссия университета** – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

---

### **КАФЕДРА ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ТОПЛИВНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА**

Кафедра химии входила в состав первых 14 кафедр ЛИТМО, сформированных в 1930 году. В 1930–1960 годах кафедра работала в рамках факультета Точной механики; в период деятельности Инженерно-физического факультета (ИФФ) с 1946 года по 1954 год кафедра входила в состав ИФФ. С 1933 года – кафедрой возглавлял известный специалист в области оптического стекла профессор В.Г. Воано, позже – известный русский ученый-химик профессор С.А. Щукарев. С 1954 по 1972 год кафедрой возглавлял доцент Г.С. Кошурников.

С момента второго рождения инженерно-физического факультета в 1976 г. кафедра химии вошла в его состав. В это время на кафедре стали развиваться, в основном, три научно-технологических направления: создание новых композиционных оптических материалов; разработка химических сенсоров; технология оптического волокна.

В последующие годы сотрудники кафедры, прежде всего, профессора Новиков А.Ф. и Успенская М.В., существенно переработали методику преподавания курса химии, адаптировав ее к активно внедрявшейся тогда в Университете системе дистанционного обучения. В результате, преподавание курса химии в Университете ИТМО вышло на новый более высокий уровень.

В дальнейшем на кафедре под руководством профессора М.В. Успенской активно развивалось научно-техническое направление в области химии и физики сорбирующих полимерных материалов и нанокompозитов. В частности, на основе акриловых супервлагоабсорбентов разработан ряд новых материалов многофункционального назначения: сенсоры, жидкие линзы, раневые повязки, искусственные почвы для сельского хозяйства, огнестойкие конструкционные элементы и др.

В связи с этим в 2011 году данная кафедра (исторически – кафедра химии) позиционировала себя как отдельное структурное подразделение Национального исследовательского университета ИТМО в качестве кафедры “Информационных технологий топливно-энергетического комплекса”.

С переходом отечественных предприятий на международные стандарты продукции, повышением требований к охране окружающей среды и внедрением сложных аналитических автоматизированных систем контроля

качества и мониторинга, с 2008 года в рамках направления «Техническая физика» кафедра проводит подготовку магистров и бакалавров по профилю «Физико-технические аспекты аналитического приборостроения».

Подготовка включает в себя следующие разделы:

- Компьютерные комплексы для автоматизированного контроля физических, химических, механических, термических, реологических и некоторых других свойств нефтяного сырья и продуктов нефтепереработки;
- Встроенные микропроцессорные комплексы для управления технологическими процессами и измерением широкого круга параметров энергетических установок и систем энергоснабжения;
- Физико-математическое моделирование технологических процессов нефтепереработки и топливно-энергетического комплекса;
- Информационно-аналитические системы и комплексы различного профиля, адаптированные под специфические условия работы на предприятиях ТЭК.

Уникальная программа обучения сочетает фундаментальную подготовку в области информационных систем, физической оптики, молекулярной спектроскопии, аналитической и физической химии, компьютерной метрологии, общехимической технологии и автоматике.

В рамках специальных дисциплин изучаются приборы и методы контроля качества продукции и принципы построения автоматизированных анализаторных систем для предприятий ТЭК, нефтяной и химической промышленности.

Такие системы как основа информационных технологий контроля качества и мониторинга безопасности могут успешно применяться практически на всех предприятиях и лабораториях химического и нефтехимического профиля, а также в металлургической, пищевой и фармацевтической промышленности.

Выпускники кафедры имеют широкие перспективы трудоустройства в современных крупных компаниях ТЭК, таких как Роснефть, ПТК, Газпром, Киришинефтеоргсинтез, Лукойл, ТНК-ВР, а также на предприятиях и лабораториях пищевой, фармацевтической и других отраслях промышленности.

Практика эксплуатации предприятий ТЭК подтверждает необходимость создания и применения эффективных систем контроля за безопасностью и систем экологического мониторинга.

В связи с этим с 2011 года были разработаны и открыты бакалаврская и магистерская программы по направлению подготовки 241000 " Энерго- и ресурсосберегающие процессы в химической технологии, нефтехимии и биотехнологии ". Основной целью образовательной магистерской программы "Информационные ресурсосберегающие технологии и экологические аспекты на предприятиях ТЭК" является подготовка высококвалифицированных специалистов, соответствующих современным требованиям к выпускникам вуза, с учетом потребностей

рынка труда Санкт-Петербурга и регионов России. Будущие магистры будут способны использовать информационные технологии и математическое моделирование для описания различных физических и физико-химических процессов, для контроля качества продукции нефтепереработки, работать на современном оборудовании в научных, научно-производственных и производственных лабораториях по исследованию выпускаемой продукции и т.д.

Основными направлениями научной деятельности в рамках магистерской программы являются:

- Создание приборов и датчиков физических величин и физико-химических параметров углеводородного сырья и продуктов (в том числе на основе нанотехнологий);
- Разработка приборов для измерения параметров качества нефтепродуктов и пищевых продуктов на основе компьютерных технологий;
- Создание эффективных информационных систем контроля качества продукции и коммерческого учета на предприятиях ТЭК на основе приборов и устройств различного назначения;
- Создание эффективных информационных систем мониторинга безопасности эксплуатации объектов ТЭК.

Подготовка магистров ведется с участием ряда промышленных предприятий, научно-производственных объединений, научно-исследовательских институтов и вузов Санкт-Петербурга, что дает возможность получить отличные знания и неоценимый опыт в различных сферах деятельности: производственной, научно-исследовательской, административной и т.д.

Биотехнология и биоинженерия являются приоритетными направлениями современной науки и промышленного производства. Продукты биотехнологии и биоинженерии востребованы в медицине, фармации, биологии, и других высокотехнологичных отраслях народного хозяйства. Разработка новых источников энергии, создание биосовместимых материалов и синтез биологически активных веществ – главные составляющие этих двух наук и отраслей производства. В частности, интенсивно развиваются производство и применение ферментов в переработке различных видов сырья и в получении биопрепаратов. Ферментные технологии имеют преимущества с экономической, технологической и экологической точек зрения, поэтому годовой оборот ферментных препаратов составляет десятки миллионов долларов США и он непрерывно растёт. По объёму производства ферментные препараты занимают третье место после аминокислот и антибиотиков. Ферментативные процессы, применяемые в технологиях, аналогичны природным, но они более безопасны и для здоровья человека и для окружающей среды.

Развитие этих отраслей сдерживается недостатком специалистов высшего уровня, подготовленных в области информационного обеспечения и средств измерения живых систем и биологических структур.

Для решения проблемы подготовки магистров на стыке информационных технологий, биологии и инженерии объединены усилия двух кафедр: Кафедра химии и молекулярной биологии ИХиБТ и кафедра ИТТЭК, имеющих опыт подготовки специалистов бакалавров и магистров в информационных технологиях и биотехнологии.

В учебный план предлагаемой программы включены, наряду с общеобразовательными, дисциплины по информационной, биологической, химической, технологической подготовке и ряду других отраслей знаний, необходимых в подготовке специалистов заявленного уровня.

В настоящее время на каф. ИТТЭК под руководством проф. Успенской М.В., ведутся работы по направлениям, связанных с созданием материалов для фармакологии и регенеративной медицины, предметов санитарно-гигиенического назначения, а также биосовместимых и биodeградируемых материалов.

Также на кафедре под руководством проф. Неелова И.М. активно развивается моделирование полимеров и биополимеров, начиная от структуры веществ и физико-химических процессов, протекающих в живых организмах до физико-механических и эксплуатационных характеристик материалов и биосистем.

Профессорско-преподавательский состав на кафедре насчитывает 18 человек, из них 6 профессоров и докторов наук.

В настоящее время на базе кафедр НИУ ИТМО создан Международный научно-исследовательский институт биоинженерии, возглавляемый проф. М.В. Успенской, что значительно расширяет экспериментальную базу и научный потенциал кафедр и способствует повышению уровня подготовки кадров высшей категории.

В настоящее время на кафедре трудятся 18 преподавателей, шестеро из них являются докторами наук, профессорами, признанными на международном уровне, членами ученых советов в России и за рубежом.

Плотников Петр Геннадьевич  
Плотникова Людмила Валерьевна

**Некоторые аспекты ядерной физики**

**Учебное пособие**

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

**Редакционно-издательский отдел**  
**Университета ИТМО**  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49