

Владимирский государственный университет

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебно-практическое пособие

Владимир 2026

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Владимирский государственный университет
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебно-практическое пособие

Электронное издание



Владимир 2026

ISBN 978-5-9984-2315-4

© Антонова М. А.,
Кокурина Ю. К., 2026

УДК 539.1
ББК 22.383

Авторы-составители: М. А. Антонова, Ю. К. Кокурина

Рецензенты:

Доктор физико-математических наук, доцент
профессор кафедры общей и прикладной физики
Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых
Л. В. Фуров

Кандидат физико-математических наук, доцент
доцент кафедры современного образования
Владимирского филиала Российского университета кооперации
В. В. Красильщиков

Ядерная физика [Электронный ресурс] : учеб.-практ. пособие / авт.-сост.: М. А. Антонова, Ю. К. Кокурина ; Владим. гос. ун-т им. А. Г. и Н. Г. Столетовых. – Владимир : Изд-во ВлГУ, 2026. – 108 с. – ISBN 978-5-9984-2315-4. – Электрон. дан. (3,71 Мб). – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Систем. требования: Intel от 1,3 ГГц ; Windows XP/7/8/10 ; Adobe Reader ; дисковод CD-ROM. – Загл. с титул. экрана.

Содержит основные понятия по разделу «Ядерная физика», комплекс лабораторных работ. Приведены необходимые графические иллюстрации и примеры решения типовых задач.

Предназначено для студентов очной, очно-заочной и заочной форм обучения с элементами дистанционных образовательных технологий всех технических направлений подготовки, а также может быть рекомендовано преподавателям вузов при проведении практических занятий и лабораторных работ по разделу «Ядерная физика».

Рекомендовано для формирования профессиональных компетенций в соответствии с ФГОС ВО.

Табл. 2. Ил. 50. Библиогр.: 10 назв.

ISBN 978-5-9984-2315-4

© Антонова М. А.,
Кокурина Ю. К., 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
Глава 1. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА	5
1.1. Строение атома	5
1.2. Строение ядра	20
1.3. Явление радиоактивности	26
1.4. Закон радиоактивного распада.....	30
1.5. Виды радиоактивного распада	36
Глава 2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ	44
2.1. Классификация элементарных частиц.....	44
2.2. Особенности элементарных частиц	52
2.3. Методы наблюдения и изучения элементарных частиц	53
2.4. Статистические методы исследования	57
Глава 3. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ	65
ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ	72
ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ	95
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	107
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	108

ВВЕДЕНИЕ

Одна из основных задач высшего образования – формирование научного мировоззрения студентов. Ведущая роль принадлежит здесь фундаментальным дисциплинам, которые относятся к базовой (обязательной) части математического и естественно-научного цикла. К их числу относится физика.

Цель преподавания физики: способствовать развитию физического мышления студентов, формированию научного мировоззрения, тем самым заложить основы для профессиональной подготовки будущего инженера, дать теоретическую и экспериментальную базу, которая позволит студенту свободно ориентироваться в вопросах, возникающих в процессе подготовки по общетехническим дисциплинам. Роль физики в становлении инженера велика.

Курс физики изучается в течение первого и второго семестров первого года обучения. Пособие охватывает лишь один раздел физики «Ядерная физика». Лекционные занятия дополняются практическими и лабораторными занятиями, имеющими тесную связь с темами лекций. Предусмотрен контроль самостоятельной работы студентов: письменная контрольная работа и выполнение лабораторных работ. Они призваны формировать у студентов навыки экспериментальных исследований и умение работать с физическими приборами и оборудованием.

Издание рассчитано на студентов технических специальностей, изучающих физику.

Глава 1. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

1.1. Строение атома

Атом... Как много в этом слове всего интересного и непонятно-го. Мы уже знаем, что *эта частица участвует практически во всех физических процессах, которые окружают нас каждую секунду*. Коррозия металла? Фотографирование? Электрический ток? – практически любое известное явление подразумевает знания об атоме и его специфике (рис. 1).



Рис. 1. Строение атома

Но чем является сам атом? Этот вопрос очень интересный. На него есть много ответов даже в контексте общепринятой физики. Мы точно знаем, что это частица, из которой состоит вещество и которая является таким строительным блоком. Как из кирпичиков из неё формируются молекулы и материалы. Она сама составная и содержит внутри субатомные частицы, а представления о существовании как такового атома существуют уже очень долгое время.

Стандартная модель

Давайте рассмотрим устройство атома, отталкиваясь от классической парадигмы с стандартной модели физики. Да, она будет содержать не всю известную информацию и не станет исчерпывающей (ведь есть интересные идеи относительно того, что любая частица есть информация и т.п.), но знаний в ней достаточно для простого человека, который только начинает познавать физику или просто хочет повысить уровень грамотности.

Начнём, пожалуй, вот с этой замечательной картинки:

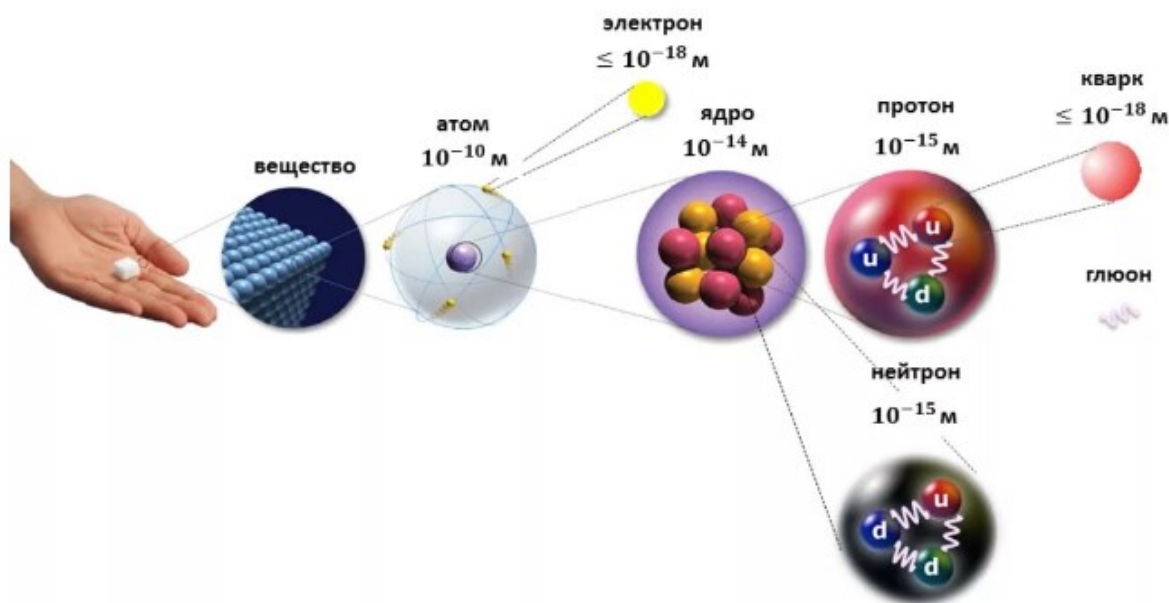


Рис. 2 Превращение материи в атом

На схеме детально разложено то, как материя превращается в атом и указаны общепринятые структурные составляющие самого атома (рис. 2).

Берём любой материал и смотрим на его структуру. Она состоит из молекул или атомов в зависимости от типа связи, которая есть в данном случае. Например, металлы преимущественно имеют кристаллическое строение и не имеют молекул в своем составе. Зато молекула есть у воды.

Важный тезис: правильно сказать, что вещество состоит из атомов, вне зависимости от наличия молекулярного строения. Сами молекулы состоят из атомов.

Теперь посмотрим на материал в электронный микроскоп и увидим набор шариков и какие-то серые тени. А сейчас выделим самое главное – мы видим группу атомов, которые и являются строительными блоками этого вещества.

Вещество состоит из атомов

Вот так, например, выглядит наночастица золота в электронном микроскопе (рис. 3).

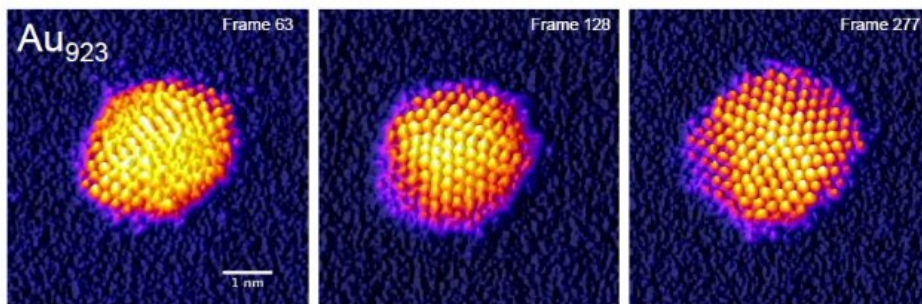


Рис. 3. Частица из атомов

Полагаем, что дискуссия относительно факта существования атома и его обычного вида тут не нужна, хотя и интересна в теоретическом смысле. Впрочем, именно что "фотографии" на этом кончаются и скоро вы поймёте почему это так. Да и этот снимок фотографией не является – это невозможно из-за дифракционного предела Абе.

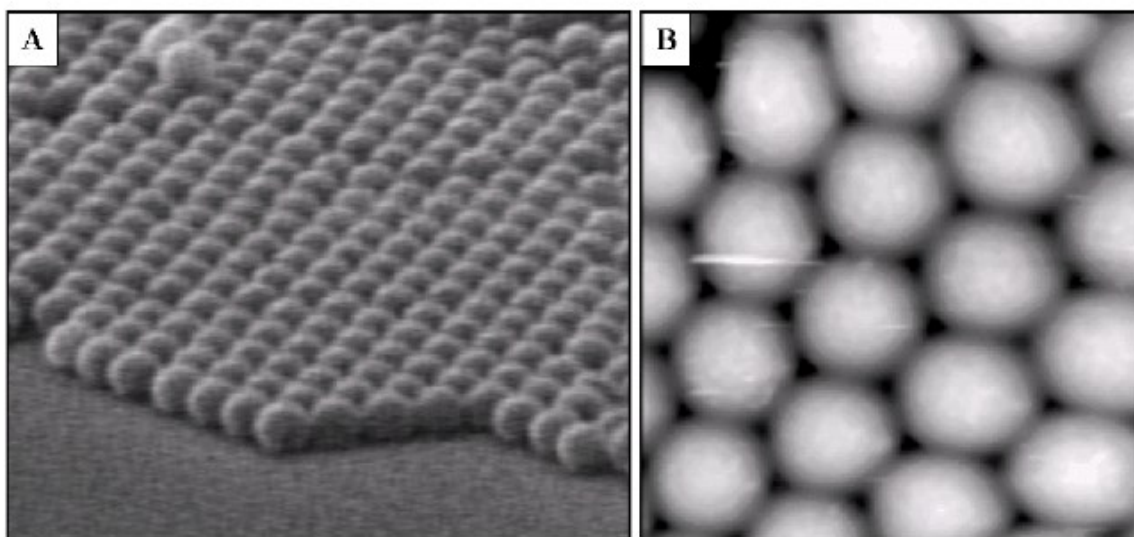


Рис. 4. Это группа атомов в слое графена. Мы видим их как шарики

Возьмём один из этих шариков. Что это вообще такое?

Из контекста очевидно, что так должен выглядеть сам атом. Это строительный блок для материи, а его свойства как материальной единицы очень интересны. Например, у атома нет чёткой границы и конкретной формы, а факт того, что мы видим шарики, связан со спецификой работы методов фиксации. Это внешняя граница из электронов, которые располагаются в наиболее вероятных точках их существования и постоянно перемещаются. В момент выполнения снимка оказывается, что система интерпретирует их как шары (рис. 4).

Сам атом как он есть

Дальше для описания устройства атома мы используем данные, которые получены в результате симбиоза физической теории и косвенных измерений системы. Полезно ориентироваться на модель атома Резерфорда. Она же подскажет нам, как строятся представления об атоме.

Важный тезис: Внутреннее строение атома невозможно увидеть, мы строим модели по результатам косвенных измерений, и подтверждаем гипотезы и теории.

Резерфорд понял, что атом имеет такую модель, на основе результатов своих экспериментов по рассеянию альфа-частиц на тонкой металлической фольге. Он обнаружил, что большинство альфа-частиц напрямую проходили сквозь фольгу, но некоторые отскакивали. Резерфорд предположил, что в районе той небольшой области, от которой они отскакивали, находится положительно заряженное ядро. Но это ядро должно быть как-то уравновешено, а значит есть ещё и электроны с отрицательным зарядом вокруг него (рис. 5). Сами же положительные протоны должны быть как-то склеены друг с другом и было предположено, что помогают в этом нейтральные нейтроны. Получилась вот такая великолепная картинка, которую вы много раз видели и, скорее всего, считаете правильной.

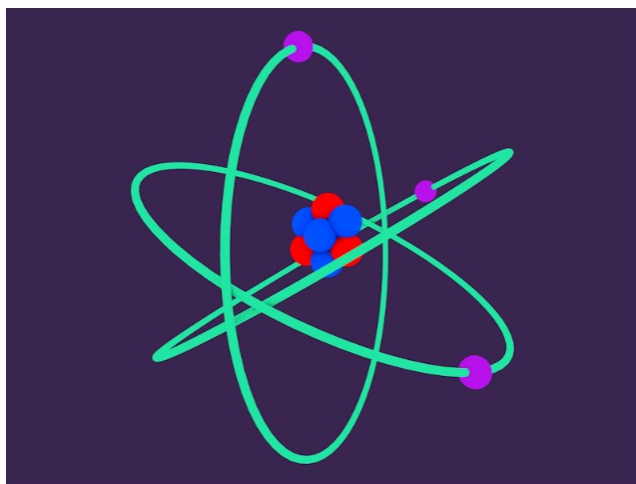


Рис. 5. Перемещение электронов

На плоскости такая картинка выглядит более понятной. Вот она модель Резерфорда (рис. 6). На ней видно и положительно заряженные протоны, и нейтральные нейтроны, и кружащие электроны.

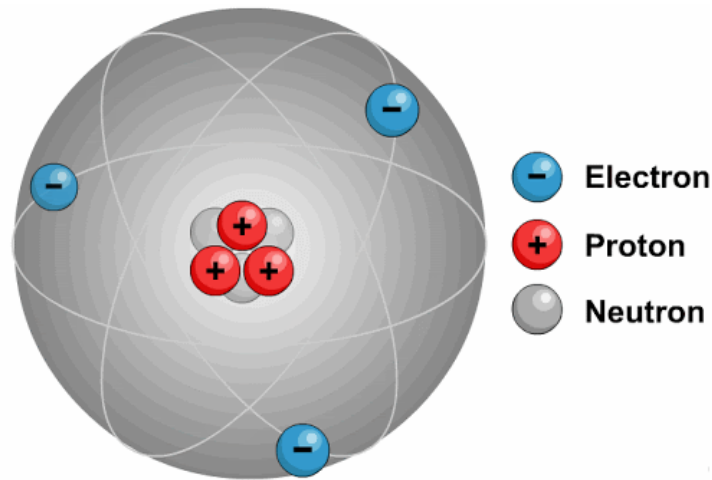


Рис. 6. Модель Резерфорда

И именно на постоянно вращающихся электронах физика поперхнулась. Модель казалась вполне неплохой, но у подхода Резерфорда был ряд противоречий.

Самое очевидное из них – если планетарная модель атома такая классная и электроны вращаются вокруг ядра, как Земля вокруг Солнца, то атом не должен испускать энергию. Однако, это наблюдалось при переходе из состояния в состояние. Например, при переходе в менее возбужденное состояние, атом испускал энергию.

Это значит, что энергия электронов в итоге иссякнет и... эта частица должна падать на ядро (*рис. 7*). Ведь в случае сравнения с планетой, та не испускает энергию в прямом смысле этого слова. Получается, что модель не полная.

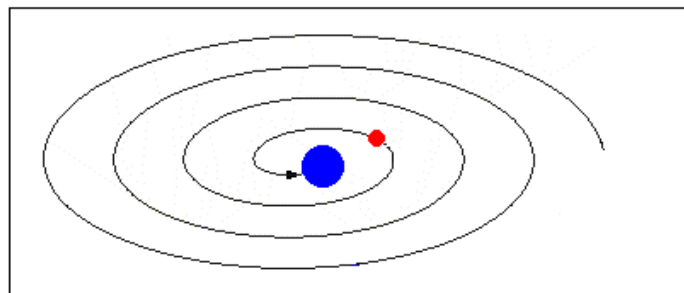


Рис. 7. Электрон упадёт на ядро

Физике потребовалось довольно много времени, чтобы ответить на все появившиеся вопросы. Мы пропустим тут множество исследований и гипотез. Отметим лишь, что были постулаты Бора и что всё переросло в **модель атома Шрёдингера**.

В 1913 г. Бор сформулировал два постулата:

1. Первый постулат (постулат стационарных состояний) – существуют стационарные состояния атома, находясь в которых он не излучает энергию. Этим стационарным состояниям соответствуют определенные (стационарные) орбиты, по которым движутся электроны.

Правило квантования орбит – из всех орбит электрона, возможных с точки зрения классической механики, осуществляются только те, для которых момент импульса равен величине, кратной постоянной Планка $L_n = m_e v_n r_n = n\hbar$, $n = 1, 2, 3, \dots$ – целое число, m – масса электрона, v – скорость электрона, r – радиус орбиты.

2. Второй постулат (правило частот) – при переходе атома из одного стационарного состояния в другое испускается или поглощается один фотон

$$\hbar\omega = E_m - E_n.$$

Постулаты Бора о существовании стационарных состояний атомов и правило частот нашли свое экспериментальное подтверждение в опытах Франка и Герца в 1913 г.

Стационарное уравнение Шрёдингера для электрона в атоме водорода имеет вид

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0$$

Решение этого уравнения сложно, громоздко и выходит за рамки нашего курса. Отметим только, что решение уравнения Шрёдингера для атома водорода является точным решением, и это одно из немногих точных решений.

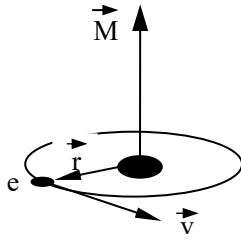
Процесс нахождения решения связан с нахождением собственных значений и собственных функций.

В результате решения уравнений собственные функции содержат три целочисленных параметра – n , l , и m :

n – главное квантовое число, определяет квантование энергии электрона в атоме. $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$

Параметр l носит название **орбитального (или азимутального) квантового числа**. Значение этого параметра определяет квантование момента импульса M_l электрона в атоме при данном значении энергии E_n

$$M_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad \vec{M} = [\vec{r} \times \vec{p}]$$



Решения, удовлетворяющие стандартным условиям, получаются лишь при значениях l , не превышающих $n-1$. Следовательно, при данном n квантовое число l может принимать n различных значений $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$.

Так как момент импульса – векторная величина, то он квантуется не только по величине, но и по направлению.

Параметр m носит название **магнитного квантового числа** и определяет квантование проекции момента импульса M_z на произвольную ось Z

$$M_z = \hbar m.$$

При данном l квантовое число m может принимать $2l+1$ различных значений

$$m = -l, -l+1, -l+2, \dots, -1, 0, +1, \dots, l-1, l$$

Следовательно, каждому собственному значению энергии E_n (кроме E_1) соответствует несколько собственных функций ψ_{nlm} , отличающиеся значениями квантовых чисел l и m . Это означает, что атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях. Такие состояния мы определили как **вырожденные**. **Кратность вырождения** энергетического уровня, т.е. число различных состояний, соответствующих этому энергетическому уровню, можно вычислить, исходя из возможных значений для l и m , и она равна n^2 .

В атомной физике применяются условные обозначения состояний электрона с различными значениями момента импульса

$l = 0$ s-состояние

$l = 1$ p-состояние

$l = 2$ d-состояние

$l = 3$ f-состояние и т.д.

В результате возможны следующие состояния:

$n = 1$ $l = 0$ 1s – состояние

$n = 2$ $l = 0, 1$ 2s, 2p – состояния

$n = 3$ $l = 0, 1, 2$ 3s, 3p, 3d – состояния и т. д.

Величина собственного момента импульса электрона определяется по общим законам квантовой механики так называемым **СПИНОВЫМ КВАНТОВЫМ ЧИСЛОМ S**

$$M_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2}} = \frac{1}{2} \hbar \sqrt{3}, \text{ где } s = \frac{1}{2}.$$

Таким образом, состояние каждого электрона в атоме характеризуется четырьмя квантовыми числами:

главным $n = 1, 2, 3, \dots$

орбитальным $l = 0, 1, 2, 3, \dots n-1$

магнитным $m = -l, \dots -1, 0, +1, \dots +l$

спиновым $m_s = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$

Итоговая и наиболее современная модель подразумевает, что у атома планетарное строение, но электроны ведут себя иначе. Впрочем, как и все субатомные частицы.

Квантовая физика нещадно дополнила классическую механику в атоме своими странными принципами типа неопределённости Гейзенберга или суперпозиции.

В квантовой механике в 1927 г. Гейзенберг установил основополагающий принцип, который называют **принципом неопределённостей**. Количественные соотношения, выражающие этот принцип в конкретных случаях, называют **соотношениями неопределённостей**. Согласно Гейзенбергу, микрочастица не может одновременно иметь точно определенную координату и соответствующую компоненту импульса

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar.$$

Здесь Δx – неопределенность координаты частицы, Δp_x – неопределенность импульса частицы.

Для энергии и времени справедливо соотношение неопределённостей

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar.$$

Тут можно написать сотню статей, но наша цель – посмотреть на картинки. А потому отметим лишь, что новая модель атома подразумевает, что все частицы имеют наиболее вероятное расположение. Это значит, что нет никаких движений, напоминающих солнечную систему. Область существования электрона – это области наибольшей вероятности. А потому картинка должна выглядеть так (*рис. 8*).

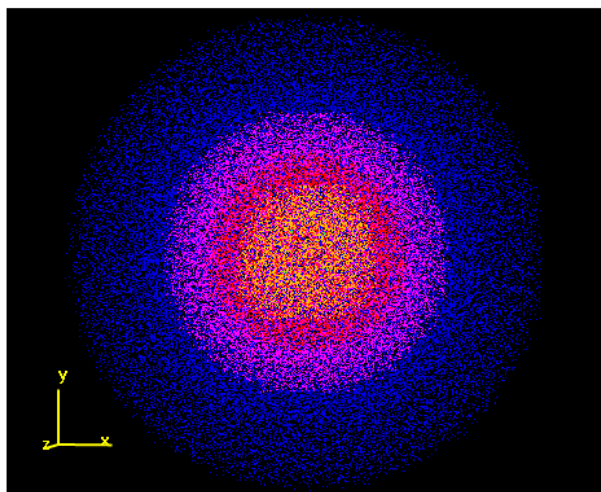


Рис. 8. Новая модель атома

Полагаем, что это не окончательная модель. Ведь, по сути дела, мы взяли принципы классической физики для описания, например, реакционной способности атома, но при этом заменили механику подходом вероятности. Похоже, что это нечто промежуточное. И да, не устану повторять, что я не называю эту модель неправильной. Она работает и это проверено. Вопрос в визуализации.

Важный тезис: Сам атом и субатомные частицы – это сущности квантовой физики с вероятностным характером поведения

Ну и самый современный снимок атома выглядит довольно таки страшно (рис. 9). Это модель, в которой отображены все частицы в их квантовом торжестве.

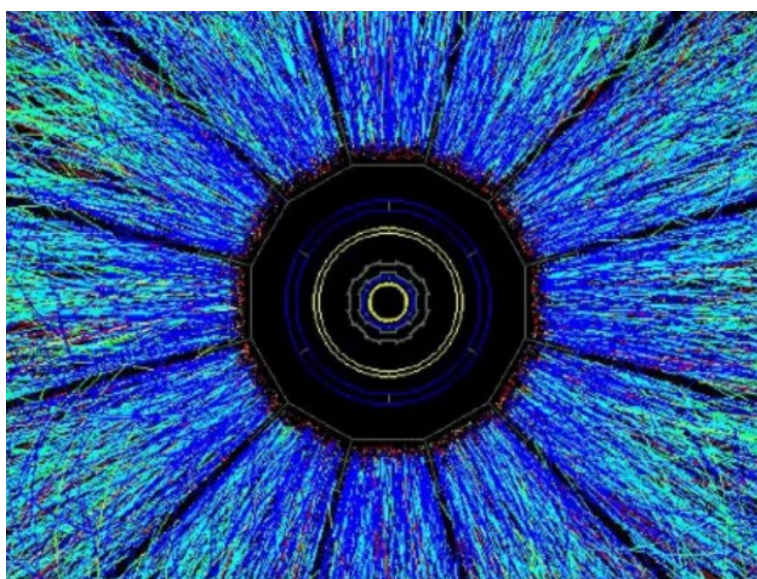


Рис. 9. Современный снимок атома

Изображение в действительности являются данными, полученными с детектора, а не прямой визуализацией атомного ядра. Визуально различимые круги и многогранники отображают работу измерительного прибора, а цветные линии обозначают траектории детектируемых частиц – побочных продуктов столкновения ядра с разогнанными ионами. Сам процесс взаимодействия поражает своей сложностью. Разогнанный ион генерирует “облако” рентгеновских фотонов, которое, в свою очередь, вступает во взаимодействие с глюонами-частицами, ответственными за удержание нуклонов в ядре. Результатом этого взаимодействия становится рождение пар частица-античастица. Для точной оценки размеров и формы ядра использовалась двумерная развертка, что позволило избежать завышенных значений, ранее получаемых при использовании одномерного подхода. Так или иначе, это одна из самых красивых современных визуализаций.

Лептоны и электроны

Из принятой модели очевидно, что у атома есть электроны, протоны и нейтроны. Как бы нам взглянуть на них? Тут у нас тоже есть моделька. Для начала отметим, что согласно всё той же стандартной модели есть лептоны, а есть адроны. Лептоны согласно стандартной модели не из чего не состоят и работают как фундаментальные. Опять-таки, не будем выходить тут за рамки модели и говорить, что лептоны тоже, вроде как, делятся дальше и это тоже уже вполне научно.

Для нас электрон – это лептон. Его визуализируют разными образами. В рамках стандартной модели это обычный шарик, хотя любой шарик есть ошибка. На практике это должно быть нечто типа волны или её фрагмента. Поэтому мы смеем полагать, что уместно тут привести визуализацию электрона (*рис. 10*).

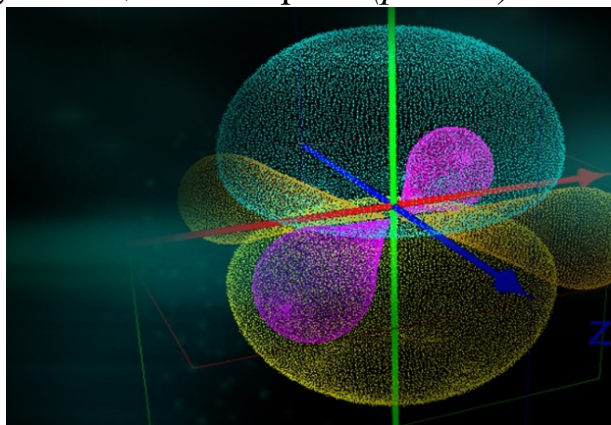


Рис. 10. Визуализация электрона, напряженность поля

В 2009 году ученые из Харьковского физико-технического института совершили прорыв: получили изображение атома углерода. Но интереснее рассмотреть этот снимок в контексте вида электрона.

Сложность проблемы вам уже понятна: заключалась в природе электрона, который, согласно квантовой теории, не является фиксированной точкой, а существует в виде облака вероятностей, окружающего ядро – так называемой орбитали. На полученных изображениях видны голубые сферы и раздвоенные облака, демонстрирующие два различных расположения электронов на орбиталях атома углерода. Эти структуры не только визуализируют абстрактные концепции квантовой механики, но и служат убедительным доказательством ее справедливости, полностью согласуясь с ранее установленными теоретическими моделями (рис. 11).

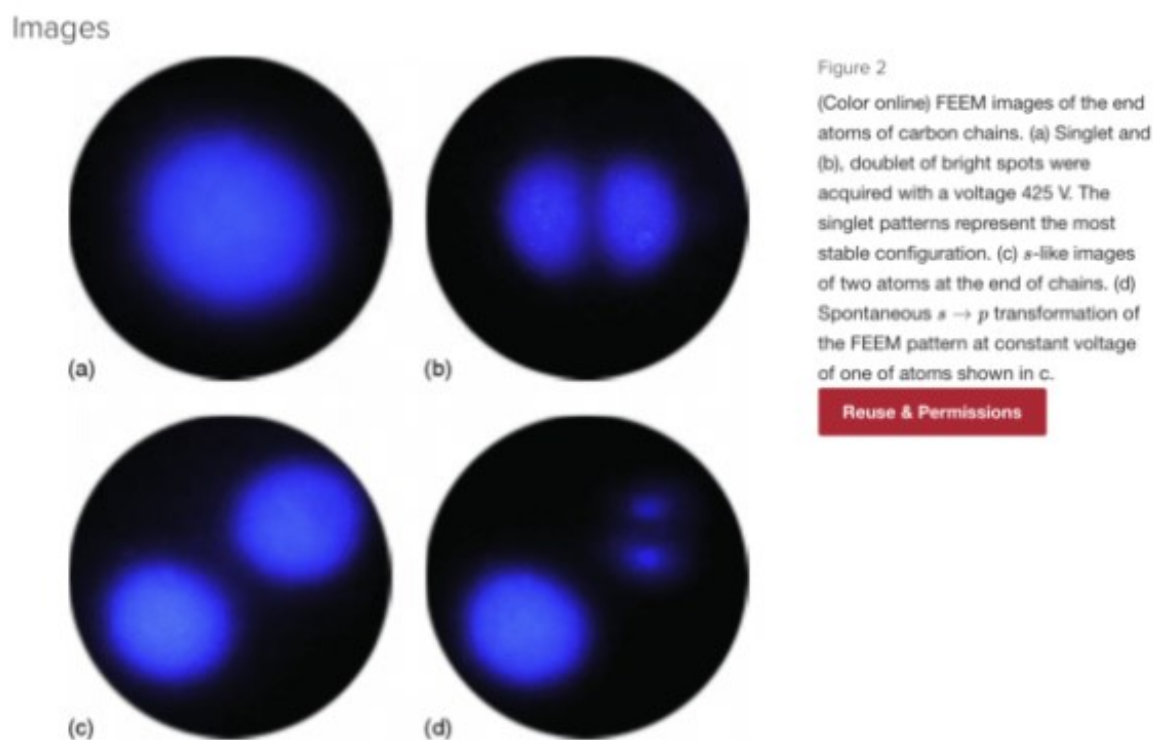


Рис. 11. Снимок атома углерода

Теперь поговорим про протоны и нейтроны. С ними всё сложнее. Согласно модели они составные. Не будем тут рассматривать абсолютно весь так сказать "зоопарк частиц" стандартной модели, их там сотни. Но важные для нас заберём.

Протоны и нейтроны

По этой логике нейтроны и протоны состоят из кварков (рис. 12). Кварки связаны глюонами. Давайте опустим интересные вопросы из серии: а как об этом узнали. У нас сейчас другая цель. Отметим лишь, что тут уже работает скорее математика, нежели физика.

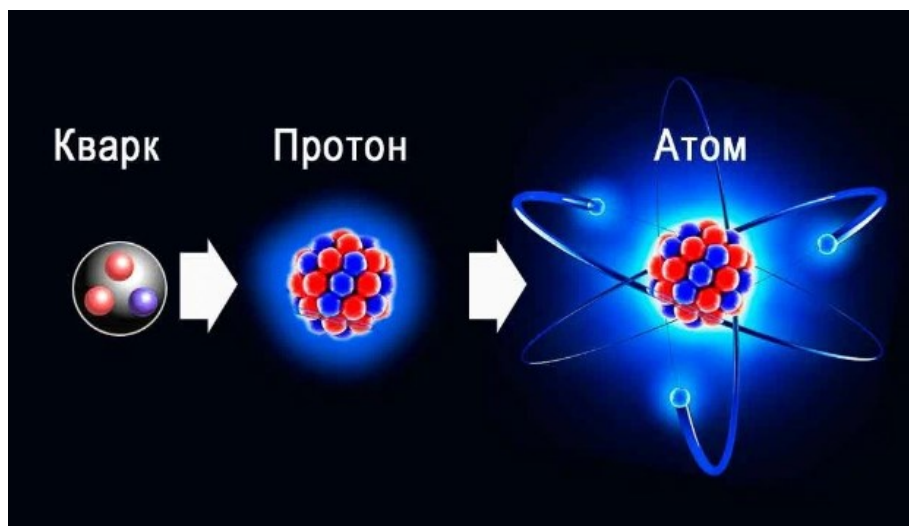


Рис. 12. Путь от кварка до атома

У нас есть интересная картина образования протона в камере Вильсона (рис. 13). Это тот самый всплеск или яркая вспышка со следом, который отходит от одного из лучей.



Рис. 13. Образование протона

Кварки и глюоны

Кварки – это элементарные частицы, составляющие все адроны: барионы и мезоны. Нас с вами интересуют барионы. Ну а слово "элементарные" говорит, что кварки не делятся и становятся основой материи в стандартном понимании. Но сами кварки невероятно хитрые и сложные. Увидеть мы их не сможем, но можем рассматривать разные визуализации.

С кварками вообще всё очень сложно. Они имеют цвета и ароматы.

Цвет кварка – это условное название для определённой физической характеристики этих частиц. Каждый кварк может быть носителем одного из трёх основных цветов: красного, зелёного или синего. Он означает разновидность «заряда» сильного ядерного взаимодействия. Цвет не имеет отношения к обычному оптическому цвету в макромире.

Аромат кварка – это его особая физическая характеристика. Существует шесть видов кварков, различающихся ароматом: верхний (u – up), нижний (d – down), очаровательный (c – charm), странный (s – strange), истинный (t – truth или top) и прелестный (b – beauty или bottom). Аромат не имеет никакого отношения к аромату, понимаемому буквально. Это общее название ряда квантовых чисел, характеризующих тип кварка.

Ну и это нашло отражение на картинках строения нейтронов и протонов (рис. 14).

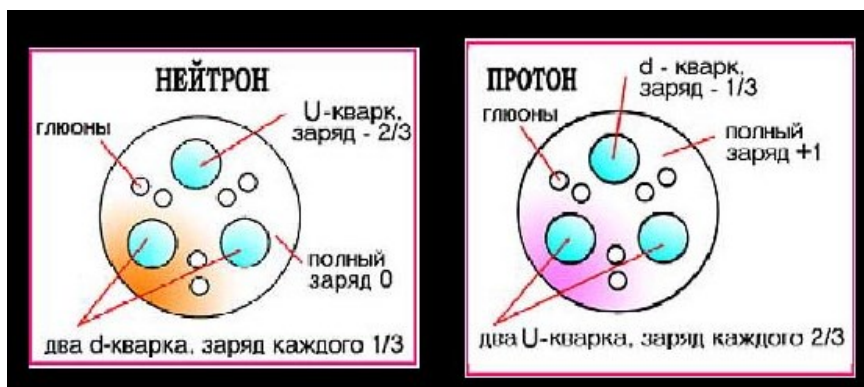


Рис. 14. Общая схема нейтрона и протона

Тут всё подписано, но как-то оно «не совсем красиво». Поэтому, приятнее смотреть вот на такую модельку. Кварки тут будут точками нужного цвета (рис. 15).

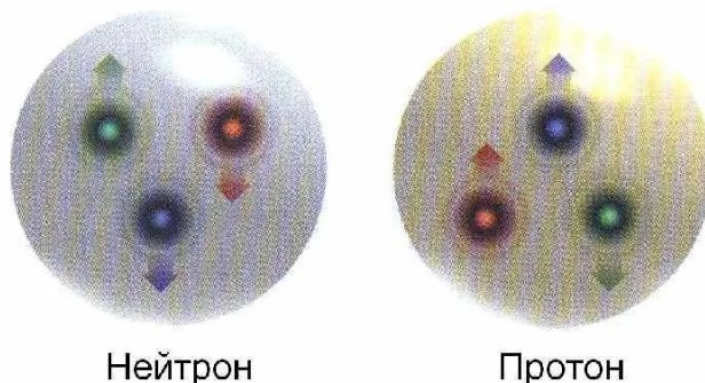


Рис. 15. Цвета кварков

Нужно отметить, что эта цветная схема не полная. Она сегодня будет считаться устаревшей. А современная версия должна включать глюоны, которые описывают взаимодействия между кварками.

Эволюция представлений о внутренней структуре протона (рис. 16):

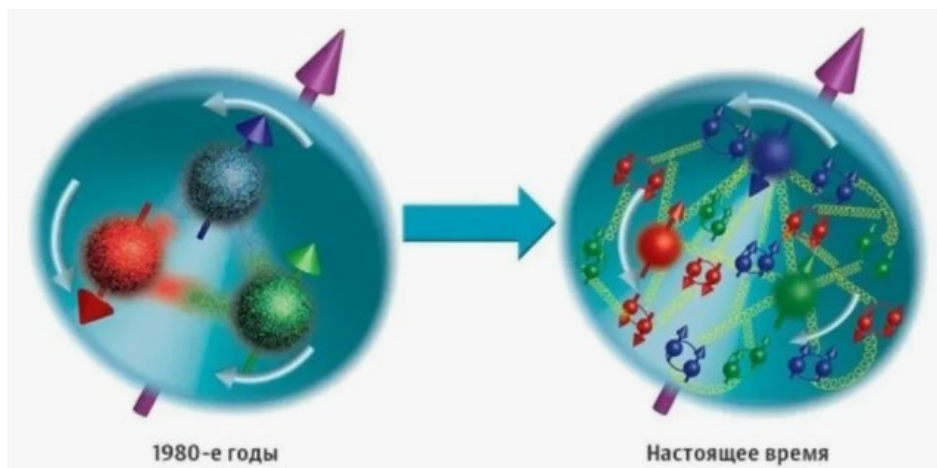


Рис. 16. Современная схема протона

На сцене тут у нас появляются глюоны. Они являются переносчиком сильного взаимодействия. Описывается глюон, как элементарная безмассовая частица, фундаментальный бозон и квант векторного поля. Как выглядит глюон никто не знает, но поскольку он описывается, как этакий клей (рис. 17), то на схемах показан как пружинка.

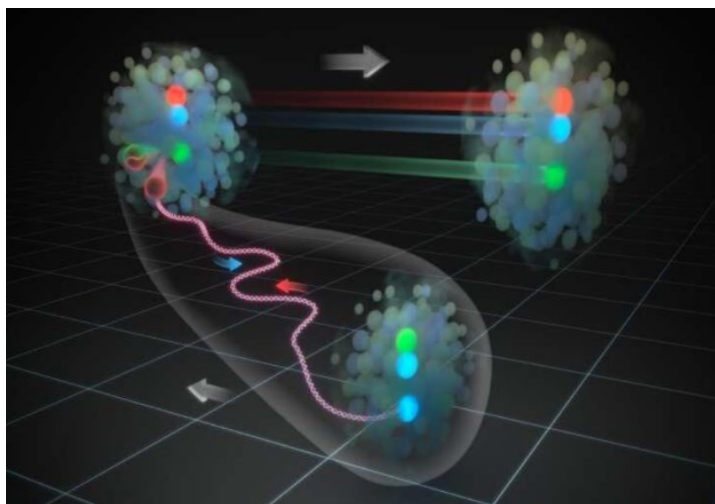


Рис. 17. Так называемый «пространственный клей»

На самом деле вы должны чётко осознавать, что и на уровне кварков происходят постоянные движения, а все идеализированные статичные картинки, которые похожи на схемы – это лишь способ хоть как-то изобразить реальную, невероятно сложную, картину (*рис. 18*).



Рис. 18. Постоянное движение кварков

Квантовый суп

Имея эти знания, которые во много отталкиваются от математических моделей и находят подтверждения с помощью детекторов разного типа, мы можем сделать интересные выводы об устройстве материи и её формировании. Изначально была кварк-глюонная плазма, которую рисуют самыми разными способами. Иногда картинку ниже называют «квантовой пеной» (*рис. 19*).

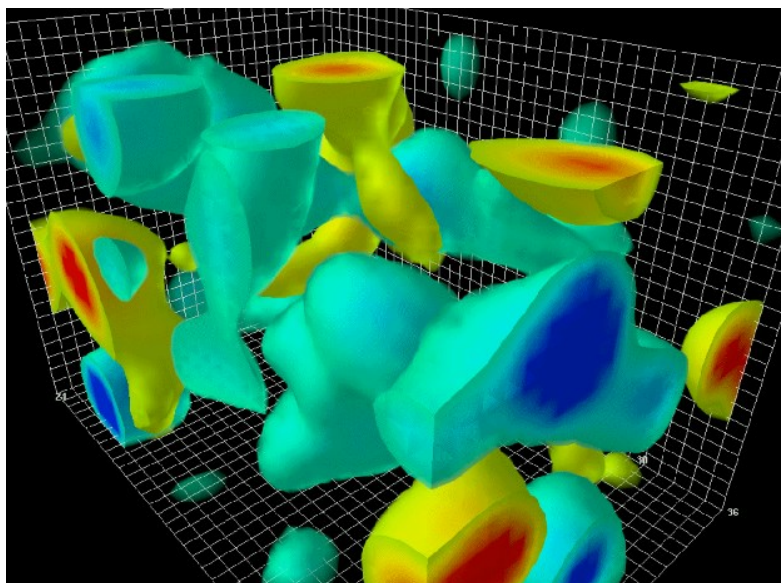


Рис. 19. Квантовая пена

Из этого «нечто» получились островки, которые стали восприниматься как нейтроны и протоны. На самом деле, реальная картина строения атома вряд ли бы сильно отличалась от этого постоянного бурления.

1.2. Строение ядра

В далёком 1911 году британский физик Э. Резерфорд заявил об открытии, перевернув взгляды на химию не только философов общества, перед этим выступал ученый, но и всего научного мира.

В докладе «Рассеяние α - и β -лучей и строение атома» Резерфорд говорил об:

«...атом, который состоит из центрального электрического заряда, объединенного в соединениях и окруженного однородным сферическим полюсом противоположного электрического равновесия».

Открытие атомного ядра начало для ядерной физики, изучение свойств атомных ядер элементов (*рис. 20*).

Современное определение атомного ядра звучит так:

Атомное ядро – центральная часть атома, в которой состоит его основная масса.

Атомный источник состоит из элементарных частиц:

протонов p ;

нейтроны n .

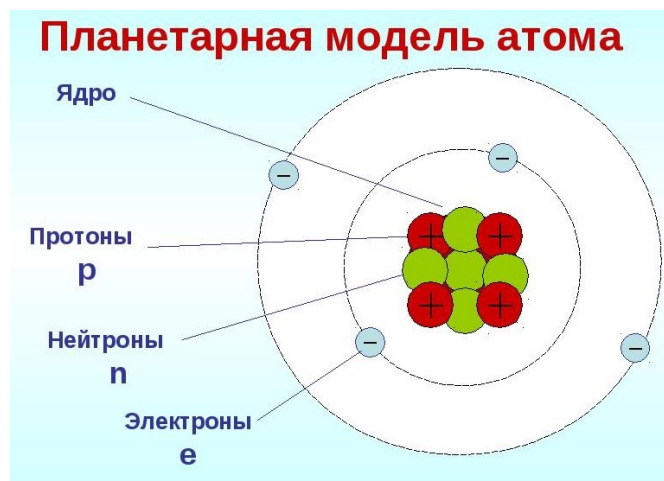


Рис. 20. Планетарная модель атома

Наука воспринимает атомное ядро как физический объект, характерный для него. Теоретическое описание модели атомного ядра практически не представляется возможным из-за небольших размеров частиц, составляющих атом. Из-за этого появляется множество представлений о построении атомных ядер, некоторые из которых могут взаимоисключать, противоречить или дополнять друг друга.

Теории создания атомного ядра:

1. Оболочечная.

Предложена Д. Д. Иваненко и Е. Н. Гапоном в 1932 году, дополнена М. Гепперт-Майер и Х. Йенесоном в 1949 году.

Модель ядра представляет собой систему протонов и нейтронов, которые движутся в усредненном поле независимо друг от друга из-за силовых воздействий от других нуклонов.

Отрицательные частицы за переменным электронным циклом доходят до предела, и дальше электроны продолжают присоединяться, что приводит к понижению энергии связи.

Теория неполноценна из-за невозможности объяснения деформированных ядер.

2. Капельная.

Предложена Н. Бором в 1936 году.

Согласно теории, данный источник по форме представляет собой сферическую заряженную каплю, напоминающую жидкость. Она обладает несжимаемостью, насыщением ядерных сил, испарением нуклонов.

Теория является макроскопической, не объясняющей свойств и строения ядра на микроскопическом уровне.

3. Кластерная или модель нуклонных ассоциаций.

Появление относится ко второму полудню 30-х годов прошлого века.

Согласно теории, ядро представляет собой α -частичный кластер.

Теория подходит для некоторых описаний ядер, но не подходит для более сложных систем.

4. Статистическая.

В 1936 году и в 1937 году была параллельно открыта Я. Френкелем и Л. Ландау.

Рассматривается модель атома с точки зрения уровней разного порядка, средние и тяжелые ядра, которые возбуждаются при высокой энергии, но расстояние между ними остается небольшим.

5. Коллективный.

Открытие относится к 1952 году, когда О. Бор и Б. Моттelson разработал свою систему на основе теории капельной модели атомного ядра.

По соображениям, источники финансирования нуклонами заполняются электронными оболочками и окружаются внешними нуклонами.

6. Обобщенная Бора – Моттelsonа.

Также предложено в 1952 году О. Бором и Б. Моттelsonом. Объясняла некоторые особенности поведения ядер тем, что нуклоны, образующие ядро, могут деформироваться и стать вытянутыми или сплюснутыми.

7. Сверхтекучая.

Предложена в 1958 году О. Бором и Дж. Валатином.

Согласно теории, спаривание нуклонов приводит к сверхтекучести финансирования. Причина спаривания – взаимодействие частиц, которые движутся по отдельным орбитам.

8. Ротационный.

Описывала причину соединения цепи всего ядра с движением отдельных нуклонов. Согласно этой модели, атом атома должен быть несферическим.

9. Optical.

Ядро – полупрозрачная сфера, обладающая коэффициентом преломления и независимости, частица, попадающая в такую среду, имеющую все характерные для полупрозрачной оптической среды виды взаимодействия.

10. Вибрационный.

Ядро воспринимается как жидкая капля. используется для объяснения коллективных возбуждений сферических ядер.

Ядерно-физические характеристики.

Важным понятием для определения ядерно-физических характеристик является понятие нуклида.

Нуклид – атом, который четко определил установленным массовым числом, атомным числом и энергетическим состоянием. Нуклид имеет ограниченное время жизни, которое подходит для исследований и опыта.

К ядерно-физическим характеристикам относятся понятия:

- заряда;
- массы;
- радиус;
- моменты ядра;
- энергия связи.

Заряд Z атомного ядра определяется числами протонов, так же, как и порядковый номер химического элемента. Впервые зарядное ядро в 1913 году определил английский физик Г. Мозли и сделал последний вывод, что найденная в его опытах константа атома не может быть никем другим, кроме как зарядом атомного ядра.

Изотопы элементарных элементов имеют разную массу M из-за разницы в количестве нейтронов $A - Z$. Ядерная физика измеряет массу ядер в а.е.м. – атомных единиц массы, которая рассчитывается как $1/12$ массы ^{12}C .

Для определения ядра необходимо из общей массы M вычесть всех электронов.

Энергетический эквивалент массы рассчитывается согласно соотношению Эйнштейна по формуле:

$$E = Mc^2, \text{ где } c - \text{ скорость света в вакууме.}$$

Радиус ядра зависит от связей:

$$R = r_0 A^{1/3}, \text{ где } r_0 - \text{ константа.}$$

Моменты роста:

- спина;
- магнитный момент;
- машина квадрупольный момент.

Собственный механический момент, или спин, обязательно является чертой нуклонов. Он равен $\frac{1}{2}$, при этом ядро должно иметь механические моменты.

Число нуклонов некоторых химических элементов может быть очень большим, однако это не влияет на спину – их может быть небольшое количество из-за особенностей взаимодействия аналогичных нуклонов. Спины взаимно компенсируют друг друга, то есть пара всегда происходит между антипараллельными спинами.

Магнитные моменты возможны в природе благодаря возникновению спинов. Магнитные моменты ядер малы из-за большой массы нуклонов, поэтому их нельзя сравнивать с магнитными моментами электронов. Магнитный момент четно-четных пар возникает, что характерно и для спинов.

Не все атомные ядра обладают силой большего эффекта. Эта чертой принадлежит только ядру нечетно-нечетного состава. Такие ядра могут иметь электрические квадрупольные моменты, которые характеризуют ядра как несферические объекты.

Атомные ядра, испытывающие друпольные моменты, бывают проявлениями воды и отрицательными качествами.

Несферическая форма электрических полей позволяет образовываться новым электрическим уровням.

Экспериментально было доказано, что масса ядра стабильных ядер меньше массы отдельных нуклонов. В результате этого к переходу привела масса дефектов:

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

где m_p и m_n – свободная масса протона и нейтрона,

$M(Z,A)$ – масса ядра.

Энергия связи ядра эквивалентна энергии дефекта масса:

$$E_c = (Zm_p + (A-Z)m_n - M(Z,A))c^2,$$

где c – скорость света в вакууме.

Атомное вещество состоит из протонов p – частицы с зарядом $+e$, метод, из которого имеет относительную массу 1, число протонов, определенное зарядом ядра Z , условному порядковому числу в таблице Менделеева;

нейтронов n – батареи без заряда, видимая относительная масса 1, обозначает N .

Электроны e требуют электронную оболочку атома, но не входят в состав ядра. Заряд электрона отрицателен.

Число нейтронов и протонов

Протоны и нейтроны вместе носят название нуклоны и являются искусственным массовым числом A .

A ($A=N+Z$),

что соответствует равной средней массе атома в Периодической системе элементы Д. И. Менделеева.

Число протонов и нейтронов может отличаться. Ядра с одинаковым числом протонов и разными числами нейтронов называются изотопами.

Заряд ядра

Зарядовое число определяет Z числом протонов p , которое также определяет число электронов в атоме и номер химического элемента в ПСХЭ.

Например, если взять углерод, то:

его номер в ПСХЭ – 6;

число протонов – 6, с общим зарядом $+6$;

число нейтронов – 6;

число электронов – 6, с общим зарядом -6 ;

массовое число – 12;

есть изотопы от ^{12}C до ^{22}C , самые замечательные ^{13}C и ^{14}C .

Синтез атомных ядер, финансирование энергетики

Слияние двух и более атомных ядер с последующим появлением новых ядер или различных элементарных частиц называется синтезом атомных ядер и в результате происходит ядерный эффект.

Синтез ядер в природе очень сложен, так как заряженные ядра обладают силой отталкивания – кулоновский барьер. Для синтеза ядер требуются силы извне, которые помогают сблизить ядра на расстояние порядка 10^{-15} м.

Это возможно:

- в природе – при столкновении частиц ионизированного газа с космическими лучами;
- в лабораториях – при помощи ускорителей заряженных частиц;
- в космическом пространстве – при нагревании веществ до чрезвычайно высокой температуры в звезде.

При обеспечении ядерных и радиоактивных выбросов происходит выделение энергии, или выделение атомной/ядерной энергии.

Применение этой энергии происходит в условиях ядерной энергетики, на атомных станциях, в военных целях.

1.3. Явление радиоактивности

Явление радиоактивности многократно упоминается в различных статьях и фильмах, но далеко не все понимают его природу. Что же, разберем, что такое ионизирующее излучение и какие его виды встречаются в физике.

Основы радиоактивности

Начнем мы с того, что термин "радиация" тут не совсем уместен, но очень широко употребляется. Правильнее говорить ионизирующее излучение. Под этим излучением понимается некоторая субстанция, которая может проходить через материал и оказывать на него воздействие.

Что значит ионизировать? Это значит создавать ионы при прохождении. Это следует из названия. Появление "нестандартных" ионов опасно тем, что весь материал перевернется с ног на голову. Возможно изменение физических, механических и химических свойств с последующим разрушением этого материала и его деградацией.

Откуда берется поток излучения? Давайте это попробуем выяснить.

Излучение появляется не просто так. Его источником являются нестабильные атомы. Нестабильные – это значит выведенные из положения равновесия по той или иной причине.

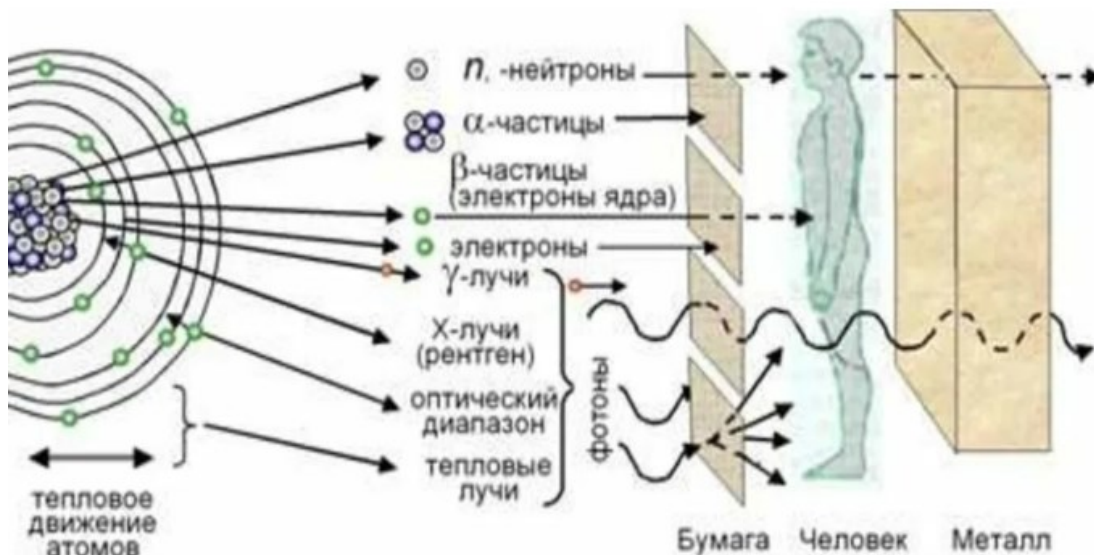


Рис. 21. Схема излучения

Если в обычном случае состав атома и его конструкция строго определены, если это можно так назвать, то в случае появления факта излучения от атома этот строгий баланс оказывается нарушенным. В результате происходит выброс той или иной части, которая не сбалансирована.

Обратите внимание на приведенную выше схему. Там приведены все "сюрпризы", которые могут отлететь от атома (рис. 21). Остаётся спросить, а откуда берется энергия для их полёта?

Мы помним, что все частицы находятся в постоянном тепловом движении. Пока они связаны, логика напоминает поведение собаки на привязи. Она бежит рядом со своим домиком и не может высвободить энергию. Мешает трос. Если же собака срывается, то она бежит в неизвестном направлении.

Вот вам и причина полёта. И летит частиц так пока не испытает притяжение или не застрянет в другой структуре. Именно поэтому нейтроны и нейтронное излучение так хорошо проникает через предметы. Оно почти не взаимодействует с объектами.

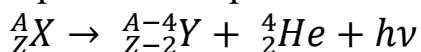
При таких пертурбациях может выделяться энергия, которую мы называем гамма излучением. Ну и в зависимости от того, что именно отправилось в полёт, различают и разные виды излучения – альфа, бета и гамма. Ещё есть нейтронное.

Особенности взаимодействия излучений с окружающей материей

Каждое излучение специфическим образом взаимодействует с окружающими предметами. Мы уже сказали, что любое из них явно не полезно для живых организмов и излучение сделает в перспективе радиоактивными и объекты, с которыми взаимодействовало.

Альфа-излучение лучше называть потоком альфа-частиц. Или научно: **альфа-распад** – превращение атомных ядер, сопровождаемое испусканием α -частиц (рис. 22). Так принято называть поток ядер атомов Гелия, которые отправились в разрушительное путешествие. Появляются они в случае, когда дисбаланс приводит к тому, что сил для удержания своих частей у атомов не хватает. Проникающая способность такого излучения минимальная. Можно отгородиться даже листом бумаги.

Протекает α -распад согласно правилу смещения:



где A_ZX – материнское ядро, ${}^{A-4}_{Z-2}Y$ – дочернее ядро, 4_2He – ядро атома гелия, $h\nu$ – квант энергии, испускаемый ядром, то есть массовое число дочернего ядра уменьшается на 4 единицы, а зарядовое число уменьшается на 2 единицы. Например,

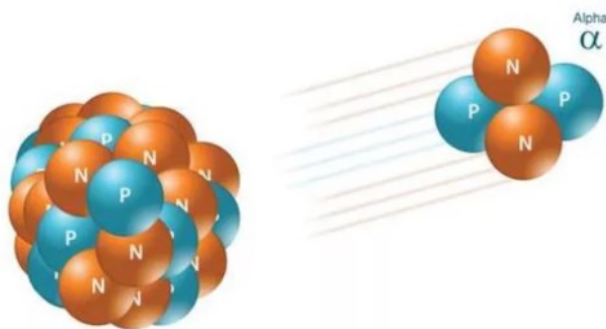
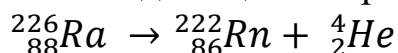
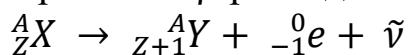


Рис. 22. Схема альфа-излучения

Следующий вариант – **бета-излучение**. **Бета-распад** – самопроизвольный процесс превращения радиоактивного ядра, сопровождаемое образованием потока электронов (рис. 23). Такой поток представляет гораздо больше угроз, чем альфа, но менее опасно по проникающей способности нежели гамма-лучи. Бета-частица – это электрон, который откололся от нестабильного атома.

Протекает β -распад согласно правилу смещения:



где ${}^0_{-1}e$ – электрон, $\tilde{\nu}$ – антинейтрино, то есть массовое число дочернего ядра не изменяется, а зарядовое число увеличивается на 1 единицу.

Например, ${}^{15}_6C \rightarrow {}^{15}_7N + {}^0_{-1}e + \tilde{\nu}$

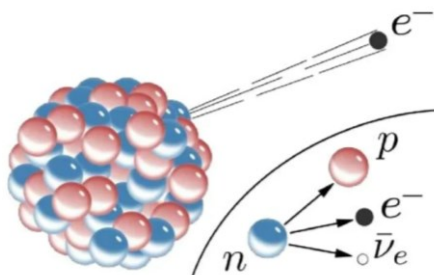
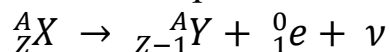


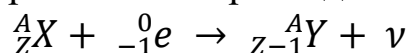
Рис. 23. Бета-излучение

В некоторых случаях в процессе бета-распада образуется позитрон 0_1e , правило смещения такого распада имеет вид:



где ν – нейтрино. Например, ${}^{13}_7N \rightarrow {}^{13}_6C + {}^0_1e + \nu$

Электронный захват (или К – захват) – подтип β -распада, заключается в том, что ядро поглощает один из К – электронов своего атома, в результате чего один из протонов превращается в нейтрон, испуская при этом нейтрино. Схема распада:



Например: ${}^{40}_{19}K + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^{40}_{18}Ar + \nu$

В процессе распада происходит множество превращений, которые сопровождаются выбросами энергии. Выброс энергии – это выброс так называемых **гамма-лучей**. Это чистая энергия, которая высвобождается при естественных процессах в нестабильном атоме (рис. 24). Проникающая способность очень высока.

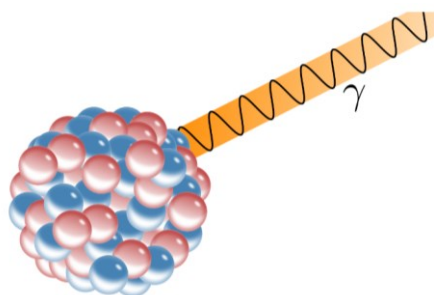


Рис. 24. Гамма-излучение

Есть ещё **нейтронное излучение**, которое мы затронули выше. Это излучение нейтронов, которые отвалились при процессах, происходящих в нестабильном атоме (*рис. 25*). Летят нейтроны. Это самое опасное из всех видов излучений с максимальной проникающей способностью. Причем, почему-то именно о нём вспоминают в последнюю очередь. Спроси любого школьника, и он даже не вспомнит о существовании этого типа.

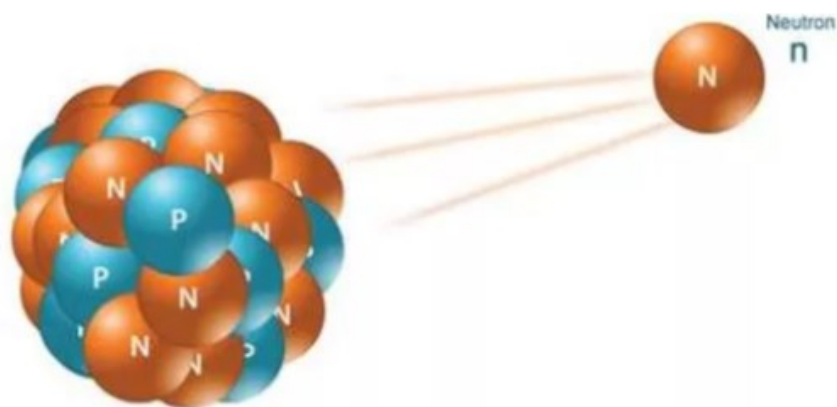


Рис. 25. Нейтронное излучение

Кроме этих вариантов излучения можно встретить и нестандартные и малоизвестные варианты. Например, возможно наблюдать испускание нейтрино.

1.4. Закон радиоактивного распада

Распад отдельного нестабильного ядра предсказать сложно, но мы почти никогда не имеем дело с отдельными атомами. Когда их много, можно выявить определенные статистические закономерности.

Возьмем некоторое количество радиоактивного вещества и отметим количество радиоактивных ядер. Засечем время, через которое распадется половина ядер. Оказывается, если с этого момента засечь снова такой же промежуток времени, по его истечении количество радиоактивных ядер снова уменьшится в два раза. Обратите внимание: распадется не вторая половина от начального количества ядер, а половина от уже оставшихся (*рис. 26*).

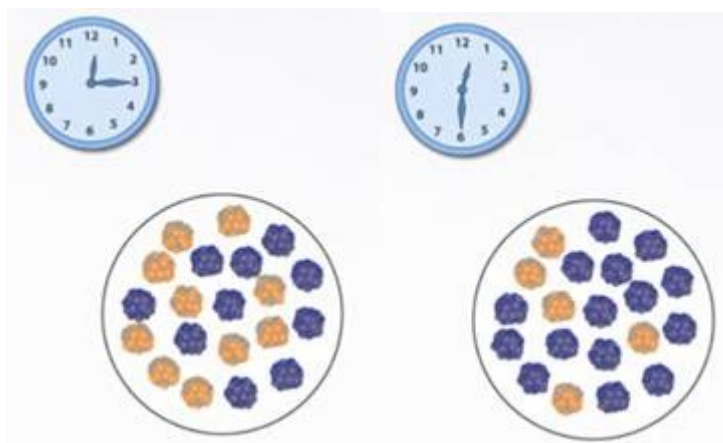


Рис. 26. Период полураспада

То есть если взять этот промежуток времени, то количество ядер по его истечении будет в 2 раза меньше, чем в его начале. Этот промежуток времени назвали **периодом полураспада**, и он для каждого элемента свой, обозначают его обычно большой буквой T , иногда $T_{1/2}$. Одни элементы более стабильны, и, чтобы половина ядер распалась, нужно ждать тысячи лет, а другие более радиоактивны, у них период полураспада может составлять часы и минуты.

Период полураспада

Не обязательно работать с промежуток, когда распадается половина ядер. Можно засечь уменьшение, например на 10 % или в 3,5 раза. Это будут другие промежутки времени, отличные от периода полураспада, но все равно закономерность будет выполняться. Если взять промежуток времени, за который распадется 10 % ядер, то за каждый такой промежуток будет распадаться 10 % от начального количества ядер, потом 10 % от оставшихся и т. д. Но при расчетах и оценке активности удобно оперировать уменьшением именно в два раза, поэтому часто используют величину период полураспада.

Радиоуглеродный анализ возраста биологических останков

Углерод – это один из основных элементов, из которых состоят органические вещества, поэтому это одна из основных составляющих живых организмов. Почти все атомы углерода в атмосфере стабильны, но встречается и радиоактивный изотоп углерода ^{14}C , приблизительно один из триллиона атомов углерода.

Изотоп ^{14}C образуется в верхних слоях атмосферы под действием космической радиации, и его содержание в атмосфере все время приблизительно одно и то же. Такое же его содержание и в живых ор-

ганизмах, из-за постоянного обмена веществ с окружающей средой. Когда организм погибает, обмен веществ прекращается, и с этого момента новых количеств радиоактивного углерода не поступает, он только распадается (рис. 27).

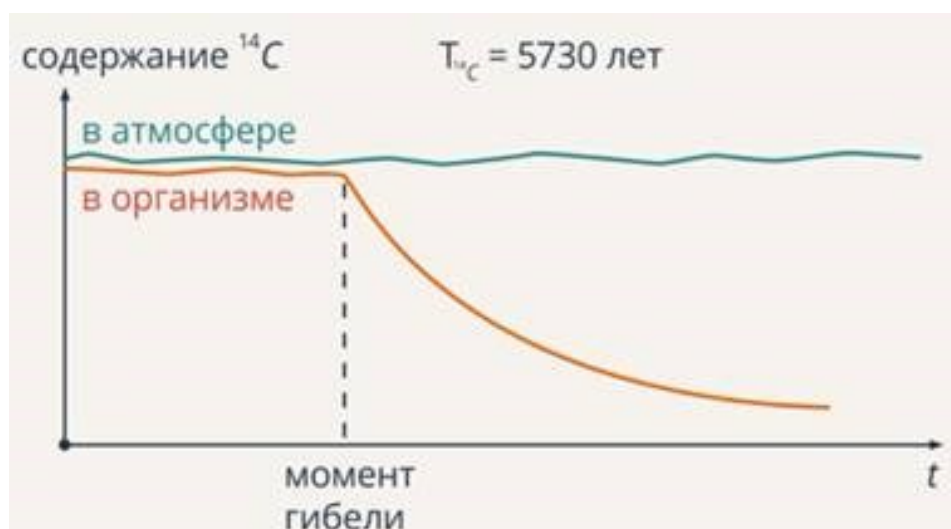


Рис. 27. Содержание углерода в организме с течением времени

Таким образом, зная период полураспада ^{14}C , 5730 лет, и начальное содержание этого изотопа в погибшем организме (а оно равно содержанию в атмосфере), мы можем определить возраст биологических останков. Причем это касается не только, например, скелетов животных, но и бумажных документов, деревянных изделий, одежды и т. д., так как они имеют биологическое происхождение.

Как это записать в виде уравнения, чтобы решать задачи? Обозначим начальное количество радиоактивных ядер N_0 , а через некоторое время останется N ядер. Теперь так и запишем: через один период полураспада количество ядер уменьшится в два раза (половина распадется):

$$N = \frac{N_0}{2}$$

Через два периода полураспада количество ядер дважды разделится на два:

$$N = \frac{N_0}{2^2}$$

И так далее. Через n периодов полураспада количество нераспавшихся ядер поделится на два n раз, то есть:

$$N = \frac{N_0}{2^n}$$

Измерять время в периодах полураспада неудобно, мы привыкли измерять время в минутах, часах, годах и т. д. Если дан промежуток времени t , то сколько раз период полураспада T поместится в этом промежутке? Ответ простой:

$$n = \frac{t}{T}$$

Останется подставить количество периодов полураспада в формулу, которую мы записали, и сможем рассчитать количество распавшихся ядер в любой момент времени:

$$N(t) = \frac{N_0}{2^{\frac{t}{T}}} = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T}}$$

Полученное уравнение назвали **законом радиоактивного распада**.

Радиоактивный распада относится к статистическим процессам, подчиняющимся законам статистики, поэтому теория радиоактивного распада строится на предположении об его вероятностном характере. Введем вероятность распада ядра за единицу времени λ , которая называется **постоянная радиоактивного распада**. Она определяет среднее время жизни $\tau = 1/\lambda$ радиоактивного ядра. Если радиоактивное вещество содержит N атомов, ядра которых распадаются независимо друг от друга, то можно считать, что число ядер dN , претерпевающих превращение за интервал времени dt , равно $dN = -\lambda N dt$, знак «-» указывает на то, что число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается. Величина $A = \lambda N$ называется активностью радиоактивного вещества. Это число распадов, происходящих с ядрами образца за одну секунду (скорость распада). Единица активности в системе СИ – 1 Бк (Беккерель). 1 Бк – активность нуклида, при которой за 1 с происходит 1 распад. внесистемная единица 1 Ки (Кюри).

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$$

Тогда закон радиоактивного распада примет вид:

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

Согласно этому закону число распавшихся ядер убывает экспоненциально (рис. 28).

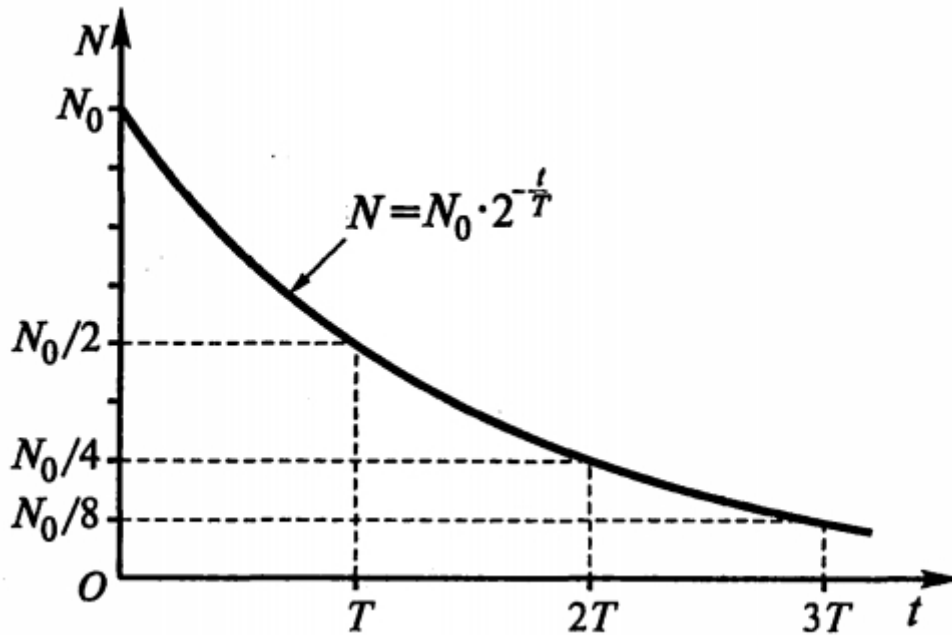


Рис. 28. Зависимость числа нераспавшихся ядер от времени

Сложный радиоактивный распад может протекать в двух случаях:

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

$$N = N_1 \cdot e^{-\lambda_1 t} + N_2 \cdot e^{-\lambda_2 t},$$

где N_1 и N_2 – количество ядер соответствующего сорта при $t = 0$.

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

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

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 \cdot N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 \cdot N_1 - \lambda_2 \cdot N_2 \end{cases}$$

Физический смысл этих уравнений состоит в том, что количество ядер 1 убывает за счет их распада, а количество ядер 2 пополняется за счет распада ядер 1 и убывает за счет своего распада. В начальный момент времени $t = 0$ имеется N_{01} ядер 1 и N_{02} ядер 2. С такими начальными условиями решение системы имеет вид:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{01} \cdot e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) = N_{02} \cdot e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{01} \cdot (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases}$$

Система значительно упрощается, если $\lambda_1 \ll \lambda_2$. В этом случае

$$\begin{cases} N_1(t) \approx N_{01} \\ N_2(t) \approx N_{02} \cdot e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot N_{01} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases}$$

Если при этом $N_{02} = 0$, то

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot N_{01} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Для оценки значения $N_2(t)$ можно использовать графический метод построения кривых (рис. 29).

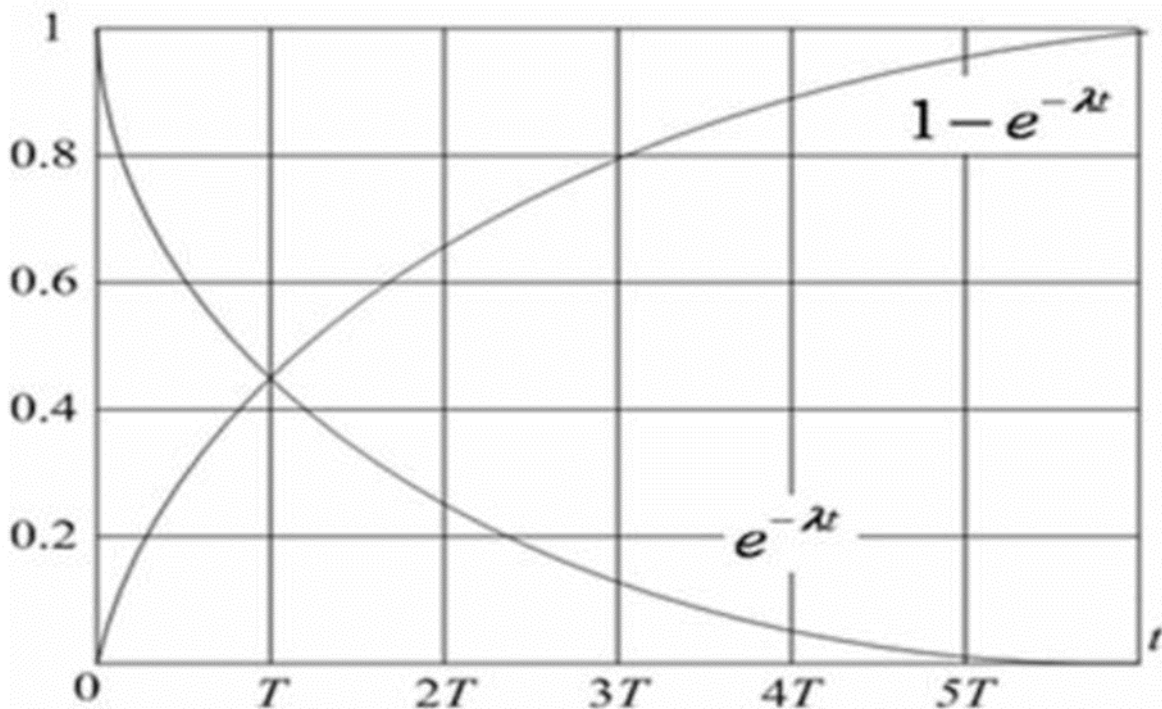
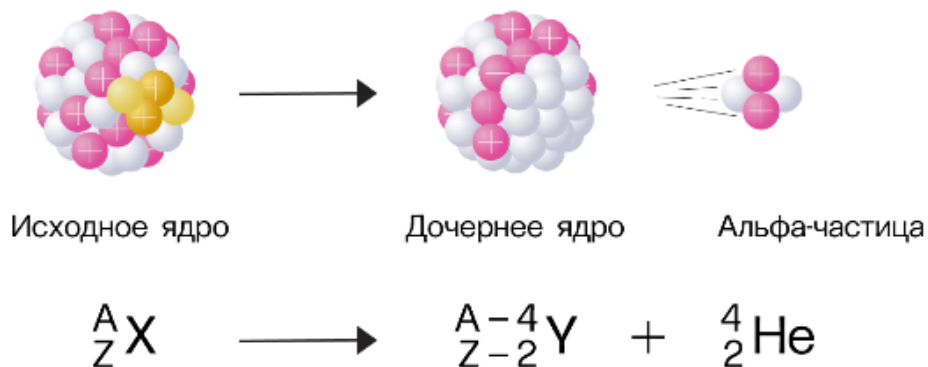


Рис. 29. Сложный радиоактивный распад

1.5. Виды радиоактивного распада

Альфа-распад

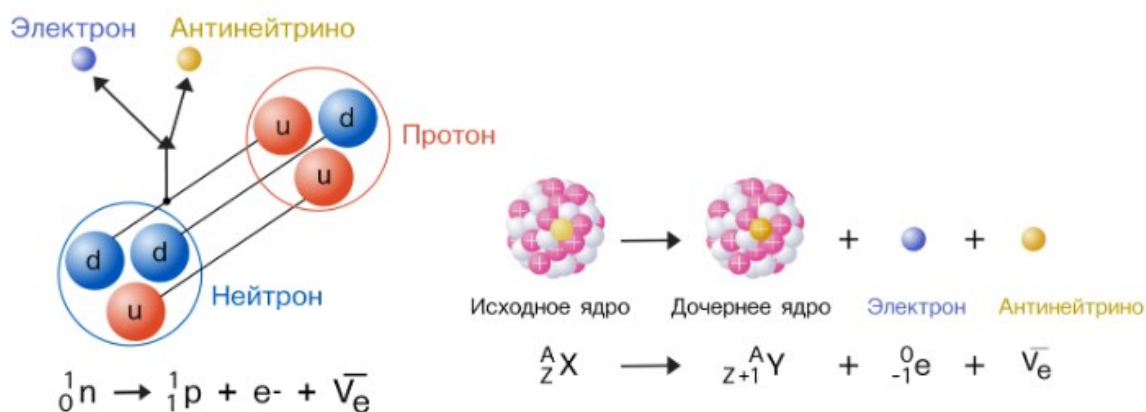


X – ИСХОДНЫЙ ЭЛЕМЕНТ Y – ДОЧЕРНИЙ ЭЛЕМЕНТ A – МАССОВОЕ ЧИСЛО ИСХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА Z – ЗАРЯД ИСХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА

Рис. 30. Правило смещения при альфа-распаде

Ядро атома испускает альфа-частицу – ядро атома гелия (рис. 30). При этом массовое число A исходного элемента уменьшается на 4 атомные единицы массы, а заряд Z – на 2 единицы элементарного заряда. В результате получается элемент, в Периодической таблице смещенный на две клетки влево.

Бета-минус-распад (рис. 31)



X – ИСХОДНЫЙ ЭЛЕМЕНТ Y – ДОЧЕРНИЙ ЭЛЕМЕНТ A – МАССОВОЕ ЧИСЛО ИСХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА Z – ЗАРЯД ИСХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА

Рис. 31. Правило смещения при бета-распаде

Нейтрон в ядре превращается в протон, испуская при этом электрон и электронное антинейтрино. Поскольку общее число протонов и нейтронов остается неизменным, массовое число A не меняется, а вот заряд Z увеличивается на 1. В результате получается элемент, в Периодической таблице смещенный на одну клетку вправо.

Позитронная эмиссия

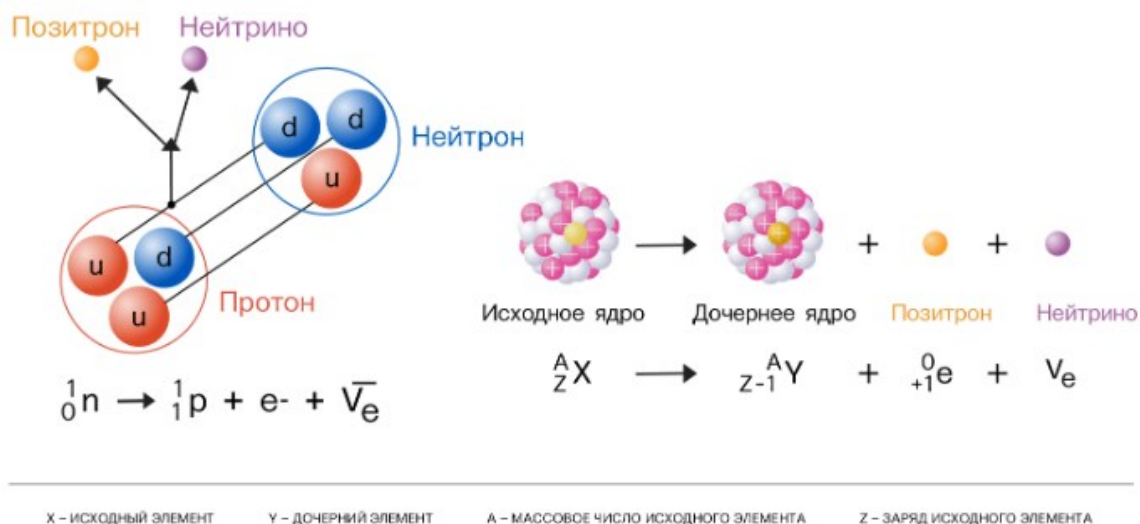


Рис. 32. Позитронная эмиссия

Протон в ядре превращается в нейтрон, испуская при этом позитрон и электронное нейтрино (рис.32). Массовое число A не меняется, а вот заряд Z уменьшается на 1 – получается элемент, в Периодической таблице смещенный на одну клетку влево.

Позитрон почти мгновенно аннигилирует с одним из электронов окружающего вещества, испуская при этом два аннигиляционных гамма-кванта, детектирование которых позволяет установить точку аннигиляции. На этом основан принцип работы позитронно-эмиссионной томографии.

Электронный захват

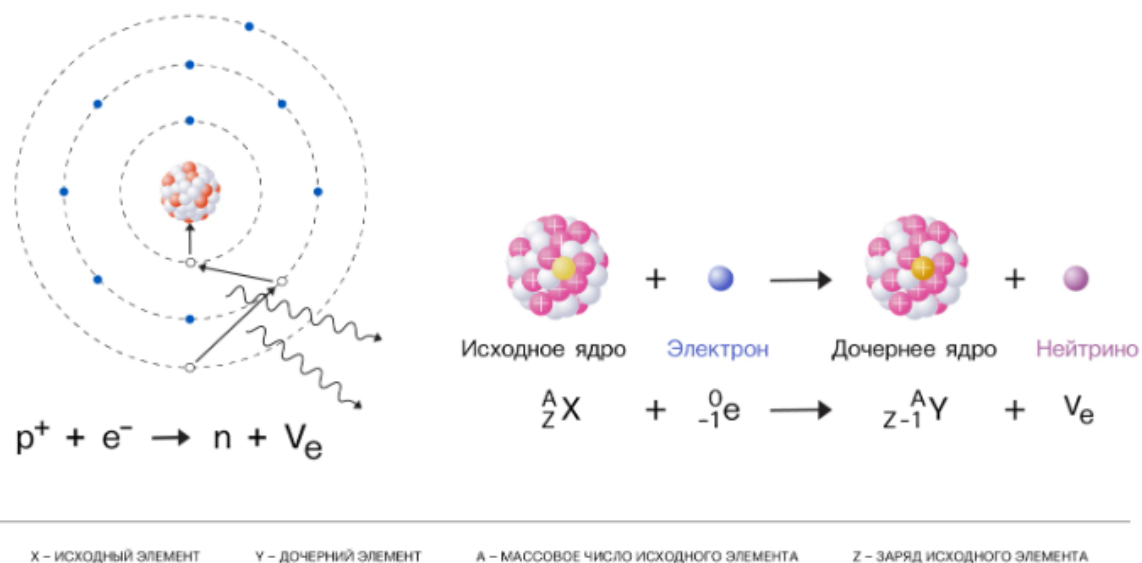
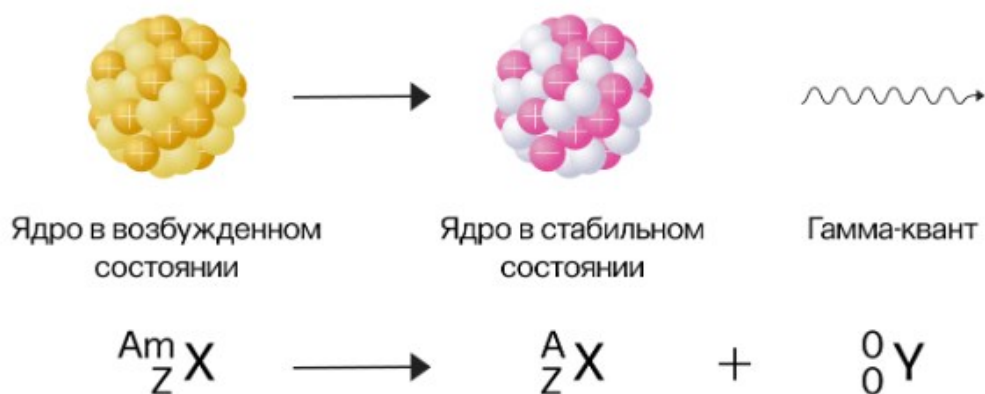


Рис. 33. Схема электронного захвата

Еще один вид бета-распада – электронный, или К-захват: протон захватывает с ближайшей к ядру К-орбитали электрон и превращается в нейтрон, испуская при этом электронное нейтрино. Как и в случае позитронного распада, при К-захвате массовое число A не меняется, а заряд Z уменьшается на 1 (рис. 33).

Гамма-излучение (рис. 34)



X – ИСХОДНЫЙ ЭЛЕМЕНТ Y – ДОЧЕРНИЙ ЭЛЕМЕНТ A – МАССОВОЕ ЧИСЛО ИСХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА Z – ЗАРЯД ИСХОДНОГО ЭЛЕМЕНТА

Рис. 34. Гамма-излучение

Переход ядра атома из возбужденного состояния в стабильное с излучением гамма-кванта. Заряд и атомное число при этом не меняются.

Спонтанное деление

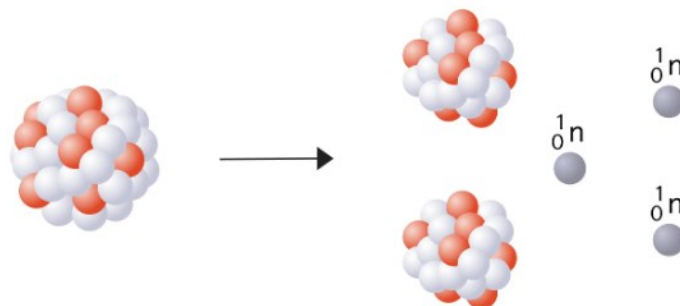


Рис. 35. Спонтанное деление тяжелых ядер

Самопроизвольный распад тяжелого ядра на два осколка и несколько свободных нейтронов (рис. 35).

Существуют и другие виды деления: испускание протонов, запывающих альфа-частиц, кластерная радиоактивность и другие. Но они случаются гораздо реже, чем описанные выше.

1.6. Ядерные силы

Деятельность человека зависит от наличия источников энергии. Энергия нужна для отопления, для движения транспорта, для информационных технологий, на производстве, в сельском хозяйстве. Поэтому вопрос энергетики – один из самых важных в жизни любого государства.

Основной источник энергии – это топливо. Автомобили на бензиновых и дизельных двигателях используют энергию сгорания топлива; электромобили, как и другие электроприборы, расходуют электроэнергию, которую получают преимущественно преобразованием энергии сгорания топлива на электростанциях. Запасы топлива ограничены, поэтому остро стоит вопрос: где еще брать энергию? Мы уже знаем, что люди догадались извлекать энергию из атомного ядра. Оно состоит из положительно заряженных частиц, которые каким-то образом держатся вместе. Но если атомное ядро все-таки разделить на ча-

сти, эти части будут отталкиваться и с большой скоростью разлетаться друг от друга – вот и кинетическая энергия, которую можно использовать.

Идея, конечно, отличная. Тем более что любое вещество состоит из атомов, поэтому источник кажется почти неисчерпаемым. Но как эта идея реализуется? Как расщепить атомное ядро, любого ли атома ядро можно расщепить и сколько энергии при этом будет выделяться? И вообще, чтобы ядро расщепить, нужно понять, за счет чего достигается его устойчивость в обычных условиях (рис. 36). Когда мы исследуем эти процессы и построим их модель, то сможем использовать атомную энергию.

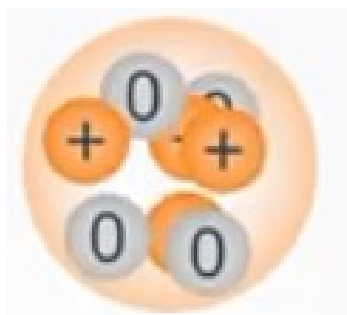


Рис. 36. Строение ядра

Что это за силы, которые держат протоны вместе в составе атомного ядра? Те силы, которые мы уже изучили, на эту роль не подходят. Силы упругости, трения и т. д. мы рассматривали на макроуровне и объясняли *межмолекулярным взаимодействием*, а здесь речь о взаимодействии частиц внутри атомного ядра.

Может быть, они держатся благодаря гравитационному притяжению? Хотя расстояние между протонами малó (чем меньше расстояние, тем сильнее притяжение), все равно гравитационного притяжения недостаточно, чтобы удержать протоны в ядре.

Электромагнитное и гравитационное взаимодействие протонов

Сравним силы электрического отталкивания и гравитационного притяжения двух протонов, которые находятся на расстоянии r друг от друга. Сила электрического взаимодействия по модулю равна:

$$F_э = k \frac{q_p \cdot q_p}{r^2}$$

Сила гравитационного взаимодействия по модулю равна:

$$F_{гр} = G \frac{m_p \cdot m_p}{r^2}$$

Найдем их отношение:

$$\frac{F_э}{F_{гp}} = \frac{k \cdot q_p^2}{r^2} \cdot \frac{r^2}{G \cdot m_p^2} = \frac{k \cdot q_p^2}{G \cdot m_p^2}$$

Как видим, квадрат расстояния сократился, значит, отношение этих сил не зависит от расстояния. G , k – известные постоянные, массу и заряд протона тоже можем посмотреть в таблице. Вычислим отношение сил:

$$\frac{F_э}{F_{гp}} = \frac{9 \cdot 10^9 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{6,67 \cdot 10^{-11} \cdot (1,67 \cdot 10^{-27})^2} = 1,2 \cdot 10^{36}$$

Как видим, гравитационное притяжение пренебрежимо мало на фоне электрического отталкивания, а значит, не может его компенсировать.

Значит, протоны держатся вместе за счет какого-то взаимодействия, с которым мы еще не сталкивались. Нейтроны не подвержены электростатическому отталкиванию, но этому новому для нас взаимодействию они тоже подвержены, за счет него они тоже удерживаются в составе ядра.

В сравнении с силой гравитационного притяжения сила отталкивания протонов в ядре огромна. Такой же большой должна быть и сила, которая их удерживает. Выявленное взаимодействие так и назвали, ***сильное взаимодействие***.

Сильное взаимодействие и ядерные силы

Часто понятия «сильное взаимодействие» и «ядерные силы» считают синонимами. Именно так с этими терминами мы и будем обращаться в нашем курсе. Но если вы будете углубленно изучать физику, вы можете столкнуться немного с другим их толкованием.

Так, под «ядерными силами» имеют в виду все виды сил, которые действуют между нуклонами в ядре: электромагнитные, гравитационные, сильные и слабые. А термин «сильное взаимодействие» относится к взаимодействию целой группы элементарных частиц, в которую входят нуклоны. Эта группа частиц называется адронами.

Исследуя поведение протонов и нейтронов в ядре, выявили, что сильное взаимодействие резко убывает с расстоянием. Оно проявляется только на малых расстояниях, сравнимых с размерами этих протонов и нейтронов. На расстоянии 10^{-15} м сильное взаимодействие примерно в 100 раз больше, чем электростатическое, а уже на рассто-

янии 10^{-14} м оно ничтожно малó по сравнению с электростатическим (рис. 37).

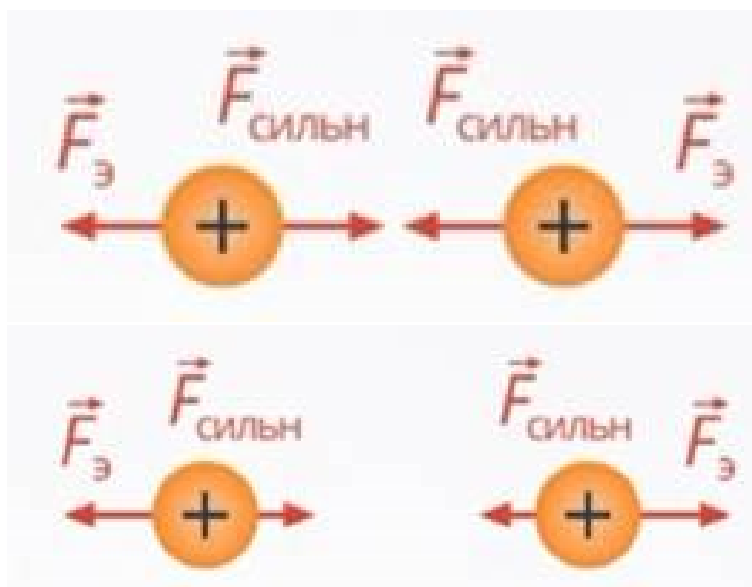


Рис. 37. Сильное взаимодействие

Все сходится: на малых расстояниях: когда нуклоны находятся в составе ядра, между ними преобладает сила притяжения, обусловленная сильным взаимодействием. Это притяжение велико, но стоит его преодолеть, каким-то образом развести нуклоны на чуть большее расстояние и отделить их друг от друга, как сила притяжения становится почти нулевой и нуклоны разлетаются в стороны. Главное – преодолеть этот барьер.

С такими барьерами, порогами мы сталкиваемся не впервые. Процесс горения протекает похожим образом: при разрыве химических связей и образовании новых выделяется энергия в виде теплоты. Но чтобы этот процесс начался, нужно преодолеть порог: поднести спичку, чтобы разорвались первые связи, и потом уже выделившейся энергии будет достаточно, чтобы преодолевать следующие пороги и поддерживать процесс. Камень, лежащий в ложбине на вершине горы, обладает потенциальной энергией относительно подножья, но, чтобы он с этой горы скатился, нужно начальное воздействие для преодоления порога. Это потом он уже будет катиться и сможет даже выбить другие такие камни из своих ложбин, тем самым спровоцировав лавину.

Итак, следует выделить основные особенности ядерных сил:

1. Являются силами притяжения;
2. Являются короткодействующими;
3. Для ядерных сил характерна зарядовая независимость;
4. Ядерным силам свойственно насыщение;
5. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов;
6. Не являются центральными.

Глава 2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

2.1. Классификация элементарных частиц

В физике элементарными частицами называли физические объекты в масштабах ядра атома, которые невозможно разделить на составные части. Однако, на сегодня, ученым все же удалось расщепить некоторые из них. Структуру и свойства этих мельчайших объектов изучает физика элементарных частиц (*см. рис. 2*).

История открытия первых частиц

О наименьших частицах, составляющих всю материю, было известно еще в древности. Однако, основоположниками так званого «атомизма» принято считать философа Древней Греции Левкиппа и его более известного ученика – Демокрита. Предполагается, что второй и ввел термин «атом». С древнегреческого «atomos» переводится как «неделимый», что определяет взгляды древних философов.

Позднее стало известно, что атом все же можно разделить на два физических объекта – ядро и электрон. Последний впоследствии и стал первой элементарной частицей, когда в 1897-м году англичанин Джозеф Томсон провел эксперимент с катодными лучами и выявил, что они представляют собой поток одинаковых частиц с одинаковыми массой и зарядом.

Параллельно с работами Томсона, занимающийся исследованием рентгеновского излучения Анри Беккерель, проводит опыты с ураном и открывает новый вид излучения. В 1898 году французская пара физиков – Мария и Пьер Кюри изучают различные радиоактивные вещества, обнаруживая то же самое радиоактивное излучение. Позже будет установлено, что оно состоит из альфа (2 протона и 2 нейтрона) и бета-частиц (электроны), а Беккерель и Кюри получают Нобелевскую премию. Проводя свои исследования с такими элементами как уран, радий и полоний, Мария Склодовская-Кюри не предпринимала никаких мер безопасности, в том числе не использовала даже перчатки. Как следствие в 1934 году ее настигла лейкемия. В память о достижениях великого ученого, открытый парой Кюри элемент, полоний, был назван в честь родины Марии – Polonia, с латинского – Польша.



Рис. 38. Фотография с V Сольвеевского конгресса 1927 год

Начиная с 1905-го года, Альберт Эйнштейн посвящает свои публикации несовершенству волновой теории света, постулаты которой расходились с результатами экспериментов. Что впоследствии привело выдающегося физика к идее о «световом кванте» – порции света. Позже, в 1926-м году, он был назван как «фотон», в переводе с греческого «phos» («свет»), американским физиохимиком – Гилбертом Н. Льюисом (*рис. 38*).

В 1913 году Эрнест Резерфорд, британский физик, основываясь на результатах уже проведенных на то время экспериментов, отметил, что массы ядер многих химических элементов кратны массе ядра водорода. Поэтому он предположил, что ядро водорода является составляющей ядер других элементов. В своем эксперименте Резерфорд облучал альфа-частицами атом азота, который в результате излучил некую частицу, названную Эрнестом как «протон», с др. греческого «протос» (первый, основной). Позже было экспериментально подтверждено, что протон – это ядро водорода.

Очевидно, протон, не единственная составная часть ядер химических элементов. К такой мысли приводит тот факт, что два протона в ядре отталкивались бы, и атом мгновенно распадался. Поэтому Резерфорд выдвинул гипотезу о наличии еще одной частицы, которая имеет массу, равную массе протона, но является незаряженной. Некоторые опыты ученых по взаимодействию радиоактивных и более легких элементов, привели их к открытию еще одного нового излучения.

В 1932-м году Джеймс Чедвик определил, что оно состоит из тех самых нейтральных частиц, которые назвал нейтронами.

Таким образом, были открыты наиболее известные частицы: фотон, электрон, протон и нейтрон.

Далее открытия новых субъядерных объектов становились все более частым событием, и на данный момент известно около 350 частиц, которые принято полагать «элементарными». Те из них, которые до сих пор не удалось расщепить, считаются бесструктурными и называются «фундаментальными».

Что такое спин?

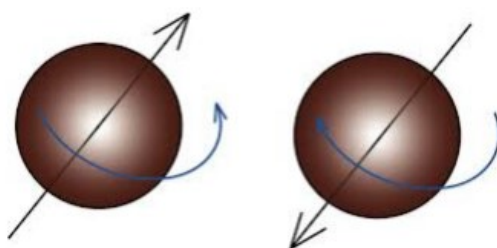


Рис. 39. Спин электрона

Прежде чем переходить к дальнейшим инновациям в области физики, следует определиться с характеристиками всех частиц. К наиболее известным, не считая массы и электрического заряда, относится также и спин. Данная величина называется иначе как «собственный момент импульса» и никоим образом не связана с перемещением субъядерного объекта как целого (рис. 39). Ученым удалось обнаружить частицы со спином 0, $\frac{1}{2}$, 1, $\frac{3}{2}$ и 2. Чтобы представить наглядно, хоть и упрощенно, спин, как свойство объекта, рассмотрим следующий пример.

Пусть у предмета имеется спин равный 1. Тогда такой объект при повороте на 360 градусов возвратится в исходное положение. На плоскости этим предметом может быть карандаш, который после разворота на 360 градусов окажется в исходном положении. В случае с нулевым спином, при любом вращении объекта он будет выглядеть всегда одинаково, к примеру, одноцветный мячик.

Для спина $\frac{1}{2}$ потребуется предмет, сохраняющий свой вид при развороте на 180 градусов. Им может быть все тот же карандаш, только симметрично наточенный с обеих сторон. Спин равный 2 потребует сохранения формы при повороте на 720 градусов, а $\frac{3}{2}$ – 540.

Данная характеристика имеет очень большое значение для физики элементарных частиц.

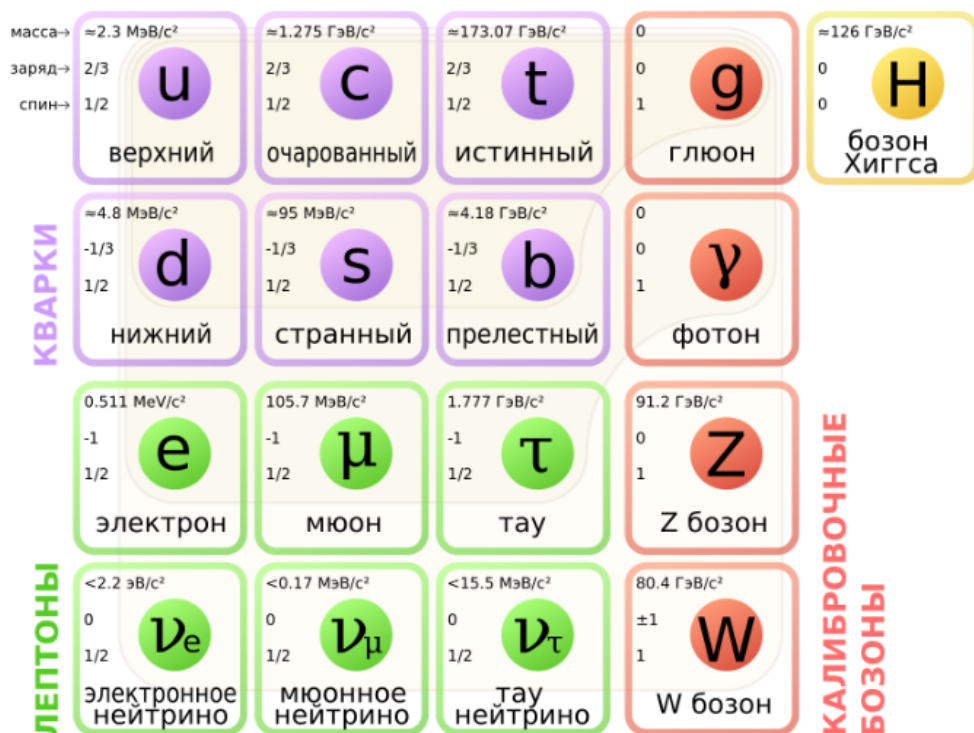


Рис. 40. Стандартная модель в физике

Имея внушительный набор микрообъектов, составляющих окружающий мир, ученые решили их структурировать, так образовалась известная всем теоретическая конструкция под названием «Стандартная модель» (рис. 40). Она описывает три взаимодействия и 61 частицу при помощи 17-ти фундаментальных, некоторые из которых были ею предсказаны задолго до открытия.

Три взаимодействия таковы:

- Электромагнитное. Оно происходит между электрически заряженными частицами. В простом случае, известном со школы, – разноименно заряженные объекты притягиваются, а одноименно – отталкиваются. Происходит это посредством, так называемого переносчика электромагнитного взаимодействия – фотона.

- Сильное, иначе – ядерное взаимодействие. Как ясно из названия, его действие распространяется на объекты порядка ядра атома, оно отвечает за притяжение протонов, нейтронов и прочих частиц, также состоящих из кварков. Сильное взаимодействие переносится при помощи глюонов.

- Слабое. Действует на расстояниях в тысячу меньших размера ядра. В таком взаимодействии принимают участия лептоны и кварки, а также их античастицы. При этом в случае слабого взаимодействия они могут перевоплощаться друг в друга. Переносчиками являются бозоны W^+ , W^- и Z^0 .

Так Стандартная модель сформировалась следующим образом (рис. 41).

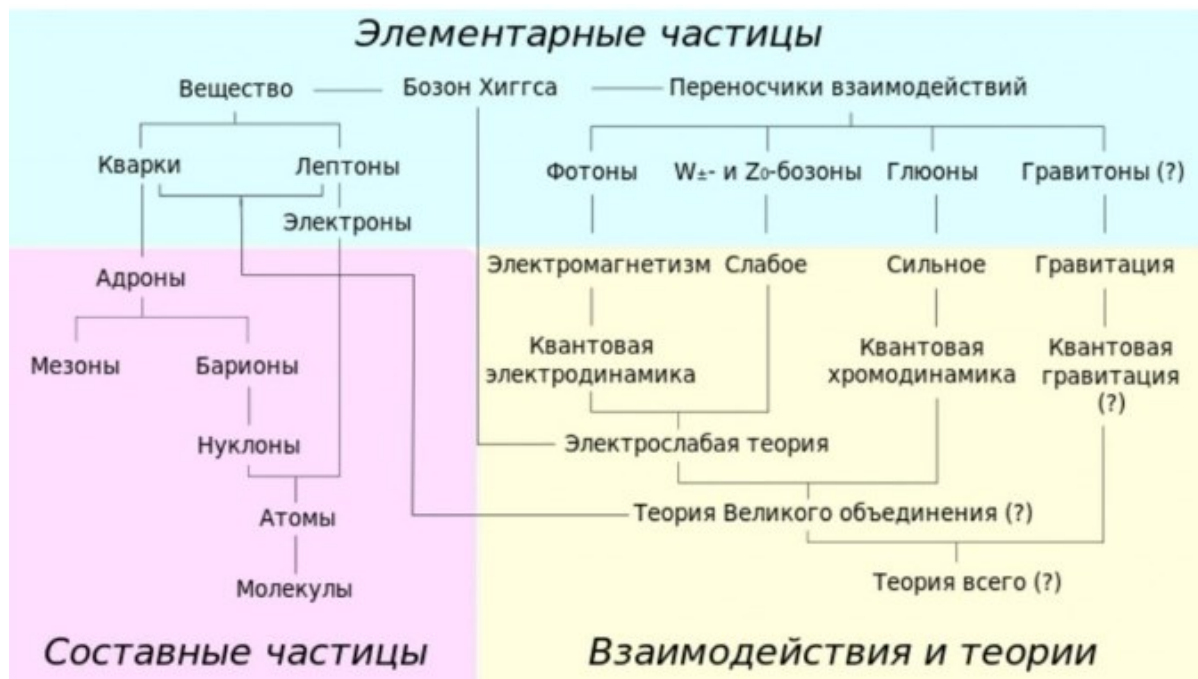


Рис. 41. Краткий обзор различных семейств элементарных и составных частиц

Она включает шесть кварков, из которых состоят все адроны (частицы, подверженные сильному взаимодействию):

- Верхний (u);
- Очарованный (c);
- Истинный (t);
- Нижний (d);
- Странный (s);
- Прелестный (b).

Видно, что эпитетов физикам не занимать. Другие 6 частиц – лептоны. Это фундаментальные частицы со спином $\frac{1}{2}$, которые не принимают участие в сильном взаимодействии.

- Электрон;
- Электронное нейтрино;

- Мюон;
- Мюонное нейтрино;
- Тау-лептон;
- Тау-нейтрино.

А третьей группой Стандартной модели являются калибровочные бозоны, которые имеют спин равный 1 и представляются переносчиками взаимодействий:

- Глюон – сильное;
- Фотон – электромагнитное;
- Z-бозон – слабое;
- W-бозон – слабое.

К ним также относится и недавно обнаруженный бозон Хиггса, частица со спином 0, которая, упрощенно говоря, наделяет все другие субъядерные объекты инертной массой.

В результате, согласно Стандартной модели, наш мир выглядит таким образом: все вещество состоит из 6 кварков, образующих адроны, и 6 лептонов; все эти частицы могут участвовать в трех взаимодействиях, переносчиками которых являются калибровочные бозоны.

Недостатки Стандартной модели

Однако, еще до открытия бозона Хиггса – последней частицы, предсказываемой Стандартной моделью, ученые вышли за ее пределы. Ярким примером тому есть т.н. «гравитационное взаимодействие», которое сегодня находится наравне с другими. Предположительно, переносчиком его есть частица со спином 2, которая не имеет массы, и которую физикам еще не удалось обнаружить – «гравитон».

Мало того, Стандартная модель описывает 61 частицу, а на сегодняшний день человечеству известно уже более 350 частиц. Это означает, что на достигнутом работа физиков-теоретиков не окончена.

Классификация частиц

Чтобы упростить себе жизнь, физики сгруппировали все частицы в зависимости от особенностей их строения и прочих характеристик. Классификация бывает по следующим признакам:

- Время жизни.
- Стабильные. В их числе протон и антипротон, электрон и позитрон, фотон, а также гравитон. Существование стабильных частиц не ограничено временем, до тех пор, пока они находятся в свободном состоянии, т.е. не взаимодействуют с чем-либо.

- **Нестабильные.** Все остальные частицы спустя некоторое время распадаются на свои составные части, потому называются нестабильными. Например, мюон живет всего лишь 2,2 микросекунды, а протон – $2,9 \cdot 10^{29}$ лет, после чего может распасться на позитрон и нейтральный пион.

- **Масса.**

- **Безмассовые элементарные частицы, которых всего три:** фотон, глюон и гравитон.

- **Массивные частицы – все остальные.**

- **Значение спина.**

- **Целый спин, в том числе нулевой, имеют частицы, которые называются бозоны.**

- **Частицы с полуцелым спином – фермионы.**

- **Участие во взаимодействиях.**

- **Адроны (структурные частицы) – субъядерные объекты, что принимают участие во всех четырех типах взаимодействий. Ранее упоминалось, что они складываются с кварков. Адроны делятся на два подтипа: мезоны (целый спин, являются бозонами) и барионы (полуцелый спин – фермионы).**

- **Фундаментальные (бесструктурные частицы). К ним относятся лептоны, кварки и калибровочные бозоны (читайте ранее – «Стандартная модель.»).**

Ознакомившись с классификацией всех частиц, можно, к примеру, точно определить некоторые из них. Так нейтрон является фермионом, адроном, а точнее барионом, и нуклоном, то есть имеет полуцелый спин, состоит из кварков и участвует в 4-х взаимодействиях. Нуклон же – это общее название для протонов и нейтронов.

Интересные факты

- Интересно, что противники атомизма Демокрита, который предсказывал существование атомов, заявляли, что любое вещество в мире делится до бесконечности. В какой-то мере они могут оказаться правыми, так как ученым уже удалось разделить атом на ядро и электрон, ядро на протон и нейтрон, а их в свою очередь на кварки.

- Демокрит предполагал, что атомы имеют четкую геометрическую форму, и потому «острые» атомы огня – обжигают, шершавые атомы твердых тел крепко скрепляются своими выступами, а гладкие атомы воды проскальзывают при взаимодействии, иначе – текут.

- Джозеф Томсон составил собственную модель атома, который представлялся ему как положительно заряженное тело, в которое как бы «воткнуты» электроны. Его модель получила название «пудинг с изюмом» (Plum pudding model).

- Кварки получили свое название благодаря американскому физики Мюррею Гелл-Манну. Ученый хотел использовать слово, похожее на звук кряканья утки (kwork). Но в романе Джеймса Джойса «Поминки по Финнегану» встретил слово «quark», в строке «Три кварка для мистера Марка!», смысл которого точно не определен и возможно, что Джойс использовал его просто для рифмы. Мюррей решил назвать частицы этим словом, так как на то время было известно лишь три кварка.

- Хотя фотоны, частицы света, являются безмассовыми, вблизи черной дыры, кажется, что они меняют свою траекторию, притягиваясь к ней при помощи гравитационного взаимодействия. На самом же деле сверхмассивное тело искривляет пространство-время, из-за чего любые частицы, в том числе и не имеющие массы, меняют свою траекторию в сторону черной дыры.

- Большой адронный коллайдер именно потому «адронный», что сталкивает два направленных пучка адронов, частиц размерами порядка ядра атома, которые участвуют во всех взаимодействиях.

В ядерной физике элементарные частицы классифицируют по разным признакам, например, по видам взаимодействий, величине спина и времени жизни. Выделяют лептоны, адроны и бозоны.

Лептоны

Фундаментальные частицы с полуцелым спином, не участвующие в сильном взаимодействии. Некоторые особенности классификации:

- Три поколения лептонов:
 - первое поколение – электрон и электронное нейтрино;
 - второе поколение – мюон и мюонное нейтрино;
 - третье поколение – тау-лептон и тау-нейтрино (плюс соответствующие античастицы).
- Каждый лептон в трёх поколениях имеет соответствующую античастицу.

Адроны

Частицы, участвующие во всех видах фундаментальных взаимодействий, включая сильные. Адроны делятся на две основные группы в соответствии с их кварковым составом:

Барионы – состоят из трёх кварков трёх цветов, образуя бесцветную комбинацию. К барионам относятся, например, нуклоны, составляющие ядро атома (протон и нейтрон).

Мезоны – состоят из одного кварка и одного антикварка. К мезонам относятся пионы (π -мезоны) и каоны (K-мезоны) и многие более тяжёлые мезоны.

Бозоны

Элементарные частицы с целочисленным спином, подчиняющиеся статистике Бозе-Эйнштейна. В рамках Стандартной модели бозоны выступают переносчиками фундаментальных взаимодействий:

- Фотон – отвечает за электромагнетизм.
- Глюоны – за сильное взаимодействие, перенося «цветовой» заряд между кварками.
- W^\pm и Z-бозоны – опосредуют слабые взаимодействия.
- Бозон Хиггса (спин 0, масса $125 \text{ ГэВ}/c^2$) – взаимодействует с одноимённым полем, нарушающим электрослабую симметрию и придающим массу фермионам и W/Z-бозонам.

2.2. Особенности элементарных частиц

Время жизни элементарных частиц

Считается, что электрон имеет бесконечное время жизни.

Фотон пролетает 600 метров за две микросекунды. Мю-частица не должна пролетать 600 м, потому что время жизни мю-частицы составляет две микросекунды. Однако на самом деле он проходит более 6000 м и достигает поверхности земли. Это происходит потому, что эффект специальной теории относительности продлил время жизни частицы мю.

Время жизни массы элементарной частицы:

Электрон – бесконечность.

Протон – неизвестно.

Тау-частица – 300 фемтосекунд (1000 лет).

Мю-частица – 2 микросекунды (700 млн лет).

Однако время жизни каждой элементарной частицы не определено с самого начала. Элементарная частица возрастом 1000 лет идентична элементарной частице возрастом 700 млн лет.

2.3. Методы наблюдения и изучения элементарных частиц

В ядерной физике для регистрации элементарных частиц (детекторов) используют как счётчики, так и камеры (трековые детекторы). Эти приборы позволяют фиксировать факт прохождения частицы, определять её характеристики (энергию, импульс и др.) и наблюдать следы (треки) частиц в веществе.

Счётчики

Счётчики фиксируют факт прохождения частицы, определяют момент времени, величину теряемой энергии. Некоторые виды счётчиков:

- Счётчик Гейгера – стеклянная трубка с двумя электродами внутри, заполненная газом. При прохождении через счётчик заряженная частица ионизирует газ, в результате в трубке возникает электрический разряд, который регистрируется в виде кратковременного импульса напряжения.
- Пропорциональный счётчик – сигнал служит мерой ионизационных потерь частицы.
- Сцинтилляционные счётчики – используют свойство некоторых веществ светиться (сцинтилировать) при прохождении заряженной частицы. Кванты света, образующиеся в сцинтиляторе, затем регистрируются с помощью фотоумножителей.

Камеры

Камеры (трековые детекторы) – устройства для прослеживания траектории заряженной частицы со всеми вторичными продуктами. Некоторые виды камер:

- Камера Вильсона – трековый детектор, в котором трек (след) частицы образует цепочка мелких капелек жидкости вдоль траектории её движения. Принцип работы – конденсация пересыщенного пара и образование видимых капель жидкости на ионах вдоль следа частицы.

- Пузырьковая камера – сосуд, заполненный прозрачной перегретой жидкостью. При быстром понижении давления вдоль трека ионизирующей частицы образуется цепочка пузырьков пара, которые освещаются внешним источником и фотографируются.

- Искровая камера – управляемый трековый детектор, действие основано на появлении искровых разрядов в газе в том месте, где проходят заряженные частицы. Состоит из набора плоскопараллельных электродов, пространство между ними заполнено инертным газом.

Методы наблюдения

- **Камера Вильсона.** Герметически закрытый сосуд, заполненный парами воды или спирта (*рис. 42*). При резком опускании поршня пар в камере адиабатно расширяется, и пар становится перенасыщенным. Если через камеру пролетает заряженная частица, она ионизирует газ, и вдоль её траектории образуются капли тумана (трек). Этот трек можно наблюдать визуально или сфотографировать. Если поместить камеру в магнитное поле, то траектории заряженных частиц искривляются, что позволяет определять массу, заряд и энергию частиц по кривизне их движения.

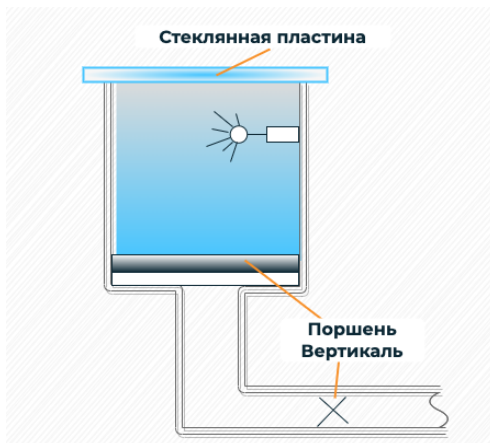


Рис. 42. Камера Вильсона

- **Пузырьковая камера.** Вместо водяного пара в ней используется перегретая жидкость, такая как жидкий водород (*рис. 43*).

Жидкий пропан или водород накачаны в камеру под давлением при температуре выше точки кипения. После резкого снижения давления вещество переходит в неустойчивое состояние. На пути пролё-

та элементарной частицы – в центрах ионизации перегретой жидкости – появляются микроскопические пузыри пара.

Из-за высокой плотности жидкости длина треков весьма ограничена – элементарные частицы погрязают в веществе, что дарит возможность наблюдать сразу несколько взаимодействий ЭЧ с веществом. Эффект обладает завораживающим действием для наблюдателя.

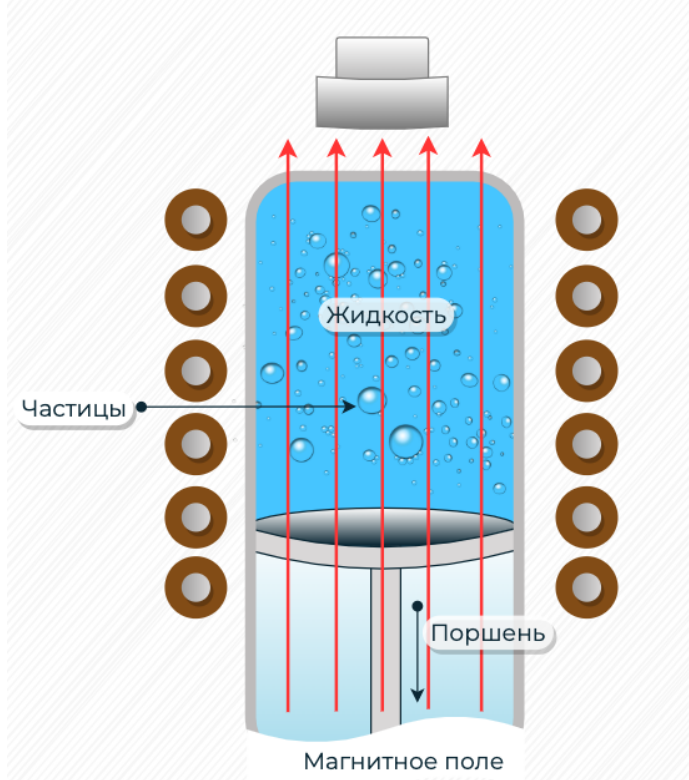


Рис. 43. Пузырьковая камера

Методы регистрации

- **Счётчик Гейгера.** Счётчик Гейгера – самый распространённый прибор для регистрации элементарных частиц. Представлен стеклянной колбой покрытой изнутри слоем металла (рис. 44). Вдоль неё тянется тонкая токопроводящая нить. Внутри корпуса закачан инертный газ. Пролетающая сквозь газ частичка «отрывает» от его атомов электроны.

Вследствие появляются свободные носители зарядов и положительно заряженные ионы. Поле между катодом и анодом разгоняет электроны, вызывающие лавинообразную ударную ионизацию. В результате растёт электрический ток, который регистрирует нагрузочный резистор R . Он генерирует импульсы напряжения и отправляет их на регистрирующий прибор.

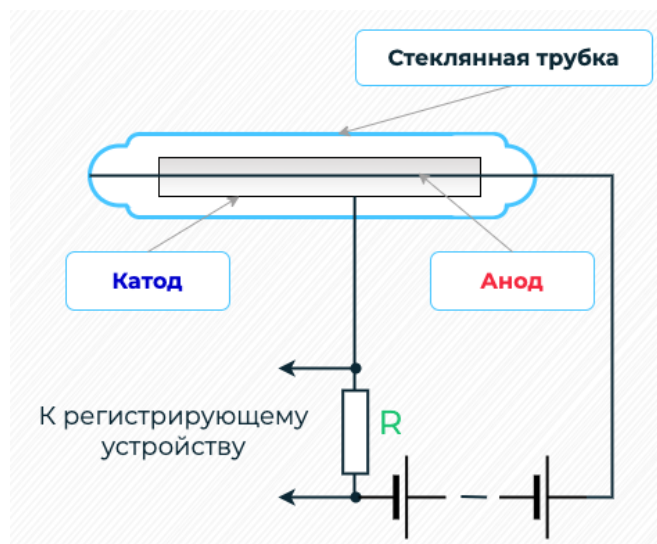


Рис. 44. Счётчик Гейгера

• **Метод толстослойных фотоэмульсий.** Использует специальные фотоэмульсии для регистрации заряженных частиц (рис. 45). Фотоэмульсия включает множество кристаллов бромида серебра. Элементарная частица с зарядом, проходящая сквозь кристалл, выбивает из него электрон. Несколько заряженных кристаллов образуют скрытую картинку. В процессе проявления изображения серебро восстанавливается, делая траекторию пролёта частицы видимой. Трек позволяет оценить её массу и энергетический потенциал.



Рис. 45. Метод трёхслойных фотоэмульсий

• **Метод сцинтилляций.** На экран наносится тонкий слой сернистого цинка. Если об этот экран ударяется частица, то она вызывает на экране вспышку света, которую можно рассмотреть в лупу или микроскоп.

Этот метод был все же несовершенен. Приходилось очень тщательно наблюдать за экраном, чтобы увидеть все вспышки, глаз уста-

вал: ведь приходилось пользоваться микроскопом. Возникла необходимость в новых способах, которые давали бы возможность более четко, быстро и достоверно регистрировать те или иные излучения.

Конечно, существуют и другие методы регистрации частиц.

Например, есть такой метод, как искровая камера. Там в результате протекания радиоактивных реакций по следу движения частицы образуются искры. Их тоже хорошо видно и легко регистрировать.

На сегодняшний день чаще всего используют полупроводниковые датчики, которые и компактны, и удобны, и дают достаточно хороший результат.

2.4. Статистические методы исследования

Из-за разнообразных неконтролируемых воздействий результаты измерения макроскопической величины имеют статистический характер. В основном это относится к статистичности процесса измерения. Возможны флуктуации и самой измеряемой величины, однако они могут быть сделаны сколь угодно малыми. Поэтому можно сказать, что сама по себе измеряемая величина (например, масса какого-либо тела, длина стержня и т. д.) имеет некоторое вполне определенное значение, в то время как результаты измерений флуктуируют из-за несовершенства измерительных приборов, недостаточной их изоляции от изменяющихся внешних условий и т. д. Численные значения результатов измерений обычно распределены по некоторому непрерывному вероятностному закону, чаще всего по закону Гаусса.

Совсем иначе обстоит дело со многими измерениями в ядерной физике. В отличие от макромира в микромире флуктуации измеряемых величин связаны, как правило, с самой сутью явлений и поэтому не могут быть сделаны сколь угодно малыми.

Если, например, речь идет об измерении числа актов радиоактивного распада, происшедшего за какое-то время, то флуктуирует сама измеряемая величина, а измерительный прибор (счетчик частиц) в первом приближении можно считать идеальным, т. е. не подверженным статистическому влиянию окружающих условий. Измеряемая величина (например, число актов радиоактивного распада) является уже не непрерывной, а дискретной, и наиболее характерным законом распределения, вместо закона Гаусса, является закон Пуассона, а иногда биномиальный закон.

Роль статистического подхода в микромире значительно глубже, чем в макрофизике. Статистика здесь нужна не только для обработки результатов измерений, но и для изучения самой природы исследуемых явлений. Например, природа радиоактивности была окончательно установлена только после завершения подробного статистического анализа, показавшего, что различные акты распада между собой статистически независимы. Другой пример. При исследовании космических лучей при помощи камеры Вильсона было обнаружено, что число частиц, регистрируемых при различных последовательных расширениях камеры, распределено не по закону Пуассона. Это наблюдение послужило отправной точкой для открытия и исследования ливней космических частиц.

Ошибки, связанные с методикой измерения, называют систематическими. Например, детекторы ядерных излучений и пересчетные устройства имеют конечное мертвое время t . Если в течение этого времени возникает несколько импульсов, то регистрирующее устройство не сможет сосчитать их отдельно, и, следовательно, просчитает часть импульсов. Просчеты, хотя и объясняются статистическим характером явлений, но приводят к систематической ошибке, зависящей от скорости счета и параметров системы, предназначенной для регистрации импульсов.

Распределение Пуассона

Пусть счетчик облучается потоком независимо следующих друг за другом частиц. Попадание той или иной частицы в счетчик является случайным событием. Поэтому в течение равных интервалов времени через счетчик может пролететь разное количество частиц. В этих условиях вероятность p_k того, что в течение времени t в счетчик попадет k частиц, дается известной формулой Пуассона:

$$p_k = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt} \quad (1.1)$$

где n – поток частиц.

Среднее число актов определяется равенством

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} kp_k \quad (1.2)$$

Если интенсивность не зависит от времени, то $\bar{k} = nt$, откуда следует, что интенсивность n имеет смысл среднего числа актов, осуществляющихся за единицу времени.

Тогда формулу (1.1) можно записать в виде

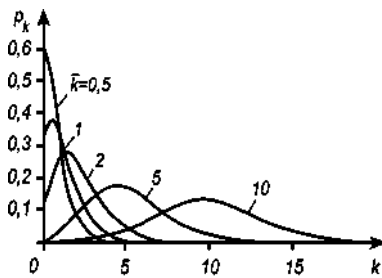
$$p_k = \frac{(\bar{k})^k}{k!} e^{-\bar{k}} \quad (1.3)$$

Как видно из (1.3), распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра – среднего числа актов. Экспериментальное определение \bar{k} является, как правило, основной целью большей части измерений, проводимых в ядерной физике.

Из формулы (1.3) следует, что

$$p_{k+1}(\bar{k}) / p_k(\bar{k}) = \bar{k} / (k+1) \quad (1.4)$$

Поэтому, если $\bar{k} \ll k$, то p_k монотонно убывает с ростом k . Иная картина имеет место, когда $\bar{k} > 1$. В этом случае p_k сначала возрастает, достигая максимального значения при $k \approx \bar{k}$, после чего начинает монотонно убывать.



Зависимость p_k при разных \bar{k} изображена на рисунке. При малых \bar{k} наблюдается асимметрия. По мере роста \bar{k} максимум становится относительно все более острым, а график – все более симметричным относительно $k = \bar{k}$. При большом \bar{k} график практически симметричен.

Из формулы (1.3) следует, что при всяком значении \bar{k} возможно осуществление любого числа актов k . Однако не все события встречаются одинаково часто. Если величина k близка к \bar{k} , то вероятность p_k велика, в противном случае – мала. Мерой отклонения случайной величины k от ее среднего значения (мерой флуктуации) является дисперсия.

Дисперсией некоторой случайной величины x называется выражение

$$D_x = \overline{(x - \bar{x})^2}. \quad (1.5)$$

Величину $\Delta x = \sqrt{D_x}$ называют абсолютной флуктуацией случайной величины x , а величину $\delta x = \Delta x / \bar{x} = \sqrt{D_x} / \bar{x}$ – ее относительной флуктуацией.

В случае закона Пуассона дисперсия

$$D_k = \bar{k}, \quad (1.6)$$

абсолютная флуктуация

$$\Delta k = \sqrt{\bar{k}}, \quad (1.7)$$

относительная флуктуация

$$\delta k = 1/\sqrt{\bar{k}}, \quad (1.8)$$

где \bar{k} – среднее число актов.

Соотношения (1.6) – (1.8) играют основную роль во всех приложениях закона Пуассона. Их смысл состоит в следующем. Если регистрировать отсчеты счетчика в очень большом числе равных интервалов, то в большей части интервалов число отсчетов k будет отличаться от \bar{k} не более чем на $\sqrt{\bar{k}}$.

Абсолютная флуктуация (1.7) возрастает с ростом \bar{k} , однако относительная ошибка δk (1.8) уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из числа сосчитанных частиц. Отсюда можно найти число частиц k , которое нужно сосчитать для достижения заданной относительной ошибки δ :

$$k = 1/\delta^2. \quad (1.9)$$

Таким образом, для измерения среднего числа частиц со статистической ошибкой 10%, нужно сосчитать 10^2 частиц. Для того чтобы статистическая ошибка составила 1%, требуется уже 10^4 частиц и т. д.

Закон Пуассона определен только для положительных значений k . На практике он часто применяется в тех случаях, когда нужно оценить надежность измерений и ошибки измеренных величин в случае наблюдения редких событий (отличающихся малой интенсивностью).

Связь распределения Пуассона с распределением Гаусса

Выше уже отмечалось, что по мере роста \bar{k} распределение Пуассона становится все более симметричным относительно $k = \bar{k}$.

Если выполнено условие

$$\sqrt{k} > 1 \quad (1.10)$$

то достигается полная симметрия. Кроме того, различие между величинами вероятностей для смежных или близких k оказывается очень малым. Например, легко проверить, что при $\bar{k} = 1000$:

$$(p_{1000} - p_{995})/P_{1000} = 0,01 \quad (1.11)$$

В этих условиях вместо вероятности p_k осуществления того или иного числа отсчетов можно пользоваться уже другой величиной, а именно, вероятностью $p(k)$ того, что число отсчетов заключено в

„бесконечно малом“ интервале от k до $k + dk$. По абсолютной величине интервал dk может содержать несколько единиц. Однако он мал по сравнению с интересующими нас k , равными по порядку величины среднему числу отсчетов \bar{k} . Тем самым дискретное распределение заменяется непрерывным. Количественное рассмотрение функции распределения при выполнении условия (1.10) приводит к выводу, что рассматриваемая величина k распределена по закону Гаусса:

$$p(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \exp\left(-\frac{(k - \bar{k})^2}{2\bar{k}}\right) \quad (1.12)$$

Закон Гаусса определен как для положительных, так и отрицательных значений k . Величина $y = k - \bar{k}$, имеющая смысл отклонения числа отсчетов k от среднего значения, распределена по закону

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\bar{k}}\right) \quad (1.13)$$

При помощи (1.13) можно вычислить вероятность того, что величина $y = k - \bar{k}$ заключена интервале от $y = y_1$ до $y = y_2$. Искомая вероятность

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \int_{y_1}^{y_2} \exp\left(-\frac{y^2}{2\bar{k}}\right) dy \quad (1.14)$$

Заменяя переменную по формуле $y = z\sqrt{\bar{k}}$, получим

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \int_{y_1/\sqrt{\bar{k}}}^{y_2/\sqrt{\bar{k}}} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \quad (1.15)$$

или

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \Phi(y_2 / \sqrt{\bar{k}}) - \Phi(y_1 / \sqrt{\bar{k}}), \quad (1.16)$$

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \quad (1.17)$$

- функция Гаусса.

Значения функции Гаусса приводятся в разнообразных математических и физических справочниках. С помощью таблиц можно найти вероятность того, что отклонение от среднего не превосходит по модулю величины абсолютной ошибки ($\sqrt{\bar{k}}$):

$$p(|y| \leq \sqrt{k}) = 2\Phi(1) = 0,682, \quad (1.18)$$

точно так же получаем

$$p(|y| \leq 2\sqrt{k}) = 2\Phi(2) = 0,954, \quad (1.19)$$

$$p(|y| \leq 3\sqrt{k}) = 2\Phi(3) = 0,997. \quad (1.20)$$

Из формул (1.18) – (1.20) вытекает следующее: если регистрировать отсчеты счетчика в большом числе равных интервалов времени, то при выполнении условия (1.10) в 68,2% случаев число отсчетов будет отличаться от \bar{k} не более чем на \sqrt{k} , в 95,4% не более чем на $2\sqrt{k}$ и в 99,7% не более чем на $3\sqrt{k}$ и т. д.

Результат измерения числа отсчетов к приводится всегда вместе со своей абсолютной ошибкой (обычно \sqrt{k}), которая является показателем статистической точности измерений.

Распределение (1.12) является частным случаем распределения Гаусса

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1.21)$$

которое зависит от двух параметров – \bar{x} и σ .

Часто используется представление распределения (1.21) в функции переменной $u = (x-\bar{x})/\sigma$, тогда

$$p(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) \quad (1.22)$$

В таком представлении распределения Гаусса его среднее значение равно нулю, а стандартное отклонение -единице.

Распределение Гаусса является хорошим приближением для описания широкого круга статистических явлений. В ядерной физике распределение (1.21) описывает, например, распределение углов упругого рассеяния при прохождении заряженной частицы через вещество, распределение пробегов тяжелых заряженных частиц в веществе, распределение импульсов по амплитудам при регистрации заряженных частиц полупроводниковым и сцинтилляционным детекторами и т. д.

Распределение Гаусса широко используется при анализе погрешностей эксперимента. Широкое применение нормального распределения в теории измерений основано на доказываемом в теории вероятности утверждении о том, что случайная величина, являющаяся суммой очень большого числа независимых случайных величин с практически произвольным распределением, распределена согласно (1.21). Последнее утверждение означает, что использование нормального закона при описании экспериментальных данных возможно в тех случаях, когда исследуемую случайную величину можно представить в виде суммы достаточно большого числа независимых элементарных слагаемых, каждое из которых сравнительно мало влияет на сумму. Такая ситуация часто характерна для сложных экспериментов. В качестве примера можно привести случай, когда случайная величина подчиняется равномерному (равновероятному) распределению: случайная величина, являющаяся суммой трех таких величин уже может быть хорошо аппроксимирована распределением Гаусса.

Распределение χ^2

Распределение χ^2 (хи-квадрат) находит широкое применение при проверке согласия экспериментальных данных с некоторой априорной гипотезой, получении доверительных интервалов для статистических параметров, проверке независимости переменных и в ряде других задач.

Пусть $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_\nu$ - набор ν случайных величин, каждая из которых распределена по нормальному закону со своим математическим ожиданием \bar{x}_i и дисперсией σ_i^2 . Квадраты нормированных значений \bar{x}_i $u_i^2 = (x_i - \bar{x}_i)^2 / \sigma_i^2$ в силу случайности x_i - также случайные величины. Их сумма также является случайной величиной

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\nu} u_i^2 = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{(x_i - \bar{x}_i)^2}{\sigma_i^2}. \quad (1.23)$$

Очевидно, что величина χ^2 всегда положительна. Параметр ν в (1.23) называют числом степеней свободы. Поскольку величины u_i нормированы и имеют одно и тоже среднее значение, равное ну-

лю, и равную единице дисперсию, то распределение плотности вероятности случайной величины χ^2 должно зависеть только от одного параметра, а именно от параметра ν . Если не все ν случайных величин не зависимы, то число степеней свободы, являющееся параметром в распределении χ^2 , меньше ν на число связей. Плотность распределения вероятности для χ^2 дается формулой

$$p(\chi^2) = \frac{1}{2^{\nu/2} (\nu/2 - 1)!} (\chi^2)^{(\nu/2 - 1)} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right), 0 < \chi^2 < \infty \quad (1.24)$$

Среднее значение χ^2 равно числу степеней свободы ν , а дисперсия – 2ν . Для приложений важно распределение накопленной вероятности

$$P(\chi^2 < \chi^2_*) = \int_0^{\chi^2_*} p(\chi^2) d\chi^2, \quad (1.25)$$

которое трудно получить непосредственным интегрированием. В руководствах и книгах по статистике приводятся подробные таблицы $P(\chi^2 < \chi^2_*)$ для различных

Глава 3. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Решение задач является важнейшим этапом обучения физике в вузе. Основная цель – развивать физическое мышление учащихся, в частности, способности анализировать физические явления, обобщать сведения о них, находить черты сходства и различия. Практика показывает, что физический смысл различных определений, правил, законов становится действительно понятным учащимся лишь после неоднократного обращения к конкретным задачам. Но в связи с переходом высшего образования на уровневую систему обучения произошло сокращение количества аудиторных часов, отведенных на практические занятия по решению задач. Следовательно, необходимым шагом стал перенос большей части работы студентов по решению задач на самостоятельную работу.

Самостоятельная работа – это планируемая работа студентов, выполняемая по заданию и при методическом руководстве преподавателя, но без его непосредственного участия. Самостоятельная работа способствует:

- углублению и расширению знаний;
- формированию интереса к познавательной деятельности;
- овладению приемами процесса познания;
- развитию познавательных способностей.

Решение задач выступает и как цель, и как метод обучения. Поэтому традиционно в процессе решения задач реализуются и обучающая, и контролирующая функции (для выяснения уровня овладения знаниями, умениями и навыками по физике).

Решение задачи должно содержать краткое описание явления, о котором говорится в условии задачи, и быть обосновано с использованием законов и положений физики. Следует пояснять формулы, используемые при решении задач, и входящие в них величины. При необходимости решение поясняют чертежом (рисунком, графиком, схемой). Например, следует изобразить тело с приложенными к нему силами, график газового процесса, схему электрической цепи, схему электрического и магнитного полей с указанием направлений векторов \vec{E} и \vec{B} , показать ход лучей в оптических системах и т.д. Обозначения на чертеже и в решении задачи должны соответствовать друг другу. Не следует обозначать одну и ту же величину разными симво-

лами, а также различные величины одинаковыми символами. Решение задач должно быть пояснено так, как это сделано в примерах, приведенных ниже.

Как правило, задачи решаются в общем виде, т.е. в буквенном виде без вычисления промежуточных величин. При таком способе решения ответ получается в виде расчётной формулы. Если расчётная формула не является прямым следствием какого-либо закона, надо дать её вывод.

Получив расчётную формулу, следует:

- выписать в единицах СИ численные значения величин, входящих в формулу;
- проверить правильность расчётной формулы анализом единиц измерения, для чего подставив в формулу обозначения единиц входящих в нее величин и выполнив преобразования, убедиться, что единицы правой и левой частей формулы совпадают;
- вычислить искомую величину, подставив в расчётную формулу числовые значения входящих в нее величин.

При выполнении вычислений следует пользоваться микрокалькулятором. После получения результата (в единицах СИ) его можно преобразовать, переводя в единицы, кратные или дольные от единиц СИ.

Примеры решения задач

Пример 1. Определите число протонов и нейтронов в атомном ядре неизвестного элемента X , участвующего в ядерной реакции ${}^A_ZX + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$.

Решение. В соответствии с законами сохранения массового числа и заряда получаем:

$$\begin{cases} A + 1 = 3 + 4, \\ Z + 1 = 2 + 2 \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} A = 6, \\ Z = 3. \end{cases}$$

Отсюда следует, что в неизвестном ядре $Z = 3$ протона и $A - Z = 3$ нейтрона.

Ответ: 3 протона, 3 нейтрона

Пример 2. В результате нескольких α - и β -распадов ядро урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ превращается в ядро свинца ${}_{82}^{206}\text{Pb}$. Определите количество α -распадов и количество β -распадов в этой реакции.

Решение. Каждый α -распад приводит к уменьшению массового числа ядра на 4. Каждый β -распад не изменяет массовое. Следовательно, для того чтобы определить число α -распадов, достаточно проследить изменение массового числа. При превращении ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ в ядро ${}_{82}^{206}\text{Pb}$ массовое число уменьшается на 32. Таким образом, число α -распадов равно $\frac{32}{4} = 8$.

Определим количество β -распадов. После восьми α -распадов заряд ядра станет равен $92 - 8 \cdot 2 = 76$. Следовательно, чтобы в результате получилось ядро ${}_{82}^{206}\text{Pb}$, необходимо, чтобы произошло еще $82 - 76 = 6$ β -распадов, которые и «подправят» зарядовое число.

Ответ: 8 α -распадов, 6 β -распадов.

Пример 3. Какая доля радиоактивных ядер распадается через интервал времени, равный половине периода полураспада? Ответ приведите в процентах и округлите до целых.

Решение. Согласно закону радиоактивного распада, по истечении времени $t = \frac{T}{2}$ от первоначального количества радиоактивных атомов N_0 останется примерно:

$$N = N_0 2^{-t/T} = N_0 2^{-1/2} = \frac{N_0}{\sqrt{2}}.$$

Тем самым доля ядер, не претерпевших радиоактивного распада, составит $\frac{N}{N_0} \cdot 100\% = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 100\%$. Доля же распавшихся ядер, очевидно, окажется равной $\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \cdot 100\% \approx 29\%$.

Ответ: 29 %.

Пример 4. Используя таблицу масс атомных ядер, вычислите энергию, освобождающуюся при синтезе 1 кг гелия из изотопов водорода – дейтерия и трития: ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$.

Массы атомных ядер

Атомный номер	Название элемента	Символ изотопа	Масса атомного ядра изотопа	
			кг	а. е. м.
1	водород	${}^1_1\text{H}$	$1,6726 \cdot 10^{-27}$	1,00727
1	водород	${}^2_1\text{H}$	$3,3437 \cdot 10^{-27}$	2,01355
1	водород	${}^3_1\text{H}$	$5,0075 \cdot 10^{-27}$	3,01550
2	гелий	${}^3_2\text{He}$	$5,0066 \cdot 10^{-27}$	3,01493
2	гелий	${}^4_2\text{He}$	$6,6449 \cdot 10^{-27}$	4,00151
13	алюминий	${}^{27}_{13}\text{Al}$	$44,7937 \cdot 10^{-27}$	26,97441
15	фосфор	${}^{30}_{15}\text{P}$	$49,7683 \cdot 10^{-27}$	29,97008
-	нейтрон	${}^1_0\text{n}$	$1,6750 \cdot 10^{-27}$	1,00866

Решение. Для нахождения энергетического выхода ядерной реакции используем формулу $\Delta E = \Delta m c^2$. Дефект массы ядерной реакции вычисляем по формуле, используя данные из таблицы

$$\Delta m = m_{{}^2_1\text{H}} + m_{{}^3_1\text{H}} - m_{{}^4_2\text{He}} - m_n.$$

$$\Delta m = 2,01355 + 3,01550 - 4,00151 - 1,00866 = 0,01888 \text{ а. е. м.}$$

или

$$\begin{aligned} \Delta m &= (3,3437 + 5,0075 - 6,6449 - 1,6750) \cdot 10^{-27} \text{ кг} = \\ &= 3,13 \cdot 10^{-29} \text{ кг}. \end{aligned}$$

Энергетический выход ядерной реакции можно рассчитать либо по формуле, либо с использованием переводного коэффициента 931,5 МэВ

$$\Delta E = 0,01888 \cdot 931,5 \text{ МэВ} \approx 17,6 \text{ МэВ}$$

или

$$\Delta E = 3,13 \cdot 10^{-29} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ Дж} = 2,817 \cdot 10^{-12} \text{ Дж}.$$

Найдем число N ядер в 1 кг гелия:

$$N = \frac{m}{m_{\text{He}}} = \frac{1 \text{ кг}}{6,6449 \cdot 10^{-27} \text{ кг}} \approx 1,5 \cdot 10^{26}.$$

Тогда искомое количество энергии, выделяющейся при синтезе

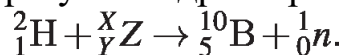
$$E = \Delta E \cdot N \approx 17,6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 1,5 \cdot 10^{26} \text{ Дж} \approx 4,2 \cdot 10^{14} \text{ Дж}$$

или

$$E = \Delta E \cdot N \approx 2,817 \cdot 10^{-12} \cdot 1,5 \cdot 10^{26} \text{ Дж} \approx 4,2 \cdot 10^{14} \text{ Дж}.$$

Ответ: $4,2 \cdot 10^{14}$ Дж.

Пример 5. В результате реакции синтеза ядра дейтерия с ядром X_Z образуется ядро бора и нейтрон в соответствии с реакцией:



Каковы массовое число X и заряд Y (в единицах элементарного заряда) ядра, вступившего в реакцию с дейтерием?

Решение. В ходе ядерной реакции выполняется закон сохранения массового числа, то есть суммарного числа протонов и нейтронов. Следовательно, массовое число неизвестного ядра равно $X = 10 + 1 - 2 = 9$. Кроме того, выполняется закон сохранения электрического заряда, отсюда находим, что заряд ядра равен $Y = 5 - 1 = 4$.

Ответ: 94.

Пример 6. В пробирке в момент времени $t_0 = 0$ находилось некоторое количество ядер радиоактивного изотопа. Через $t_1 = 5$ мин. в пробирке осталось 3416 мкмоль нераспавшихся ядер, а через $t_2 = 17$ мин. – 427 мкмоль нераспавшихся ядер. Чему равен период полураспада исходного изотопа? Ответ приведите в минутах.

Решение. Период полураспада – это время, в течение которого распадается половина начального числа радиоактивных атомов.

Согласно закону радиоактивного распада по истечении времени t от первоначального количества атомов N_0 радиоактивного вещества с периодом полураспада T останется примерно $N = N_0 2^{-t/T}$ атомов. Аналогичное уравнение можно записать и для количества вещества: $\nu = \nu_0 2^{-t/T}$. Запишем отношение количества вещества в пробирке через 5 минут, к количеству вещества в пробирке через 17 минут:

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{2^{-t_1/T}}{2^{-t_2/T}} = 2^{-(t_1-t_2)/T}.$$

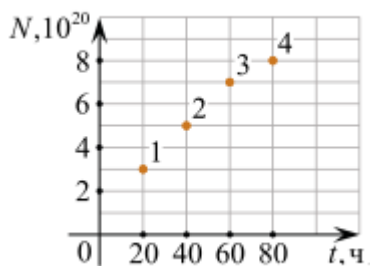
Откуда получаем:

$$\frac{t_2 - t_1}{T} = \log_2 \frac{\nu_1}{\nu_2} \Leftrightarrow T = \frac{t_2 - t_1}{\log_2 \frac{\nu_1}{\nu_2}}.$$

Подставляя числовые выражения, находим:

$$T = \frac{17 \text{ мин} - 5 \text{ мин}}{\log_2 \frac{3416 \text{ мкмоль}}{427 \text{ мкмоль}}} = 4 \text{ мин.}$$

Ответ: 4.



Пример 7. Из ядер платины $^{197}_{78}\text{Pt}$ при β^- -распаде с периодом полураспада 20 часов образуются стабильные ядра золота. В момент начала наблюдения в образце содержится $8 \cdot 10^{20}$ ядер платины. Через какую из точек, кроме начала координат, пройдет график зависимости числа ядер золота от времени (см. рисунок)?

Решение. Согласно закону радиоактивного распада число образующихся ядер золота будет меняться со временем по закону:

$$N(t) = 8 \cdot 10^{20} - 8 \cdot 10^{20} \cdot 2^{-t/T} = 8 \cdot 10^{20} \cdot (1 - 2^{-t/T}).$$

График пройдет через точки: (20, 4), (40, 6), (60, 7) – точка 3, (80, 7,5).

Ответ: 3.

Пример 8. Пациенту ввели внутривенно дозу раствора, содержащего изотоп $^{24}_{11}\text{Na}$. Активность 1 см^3 этого раствора $a_0 = 2000$ распадов в секунду. Период полураспада изотопа $^{24}_{11}\text{Na}$ равен $T = 15,3$ ч. Через $t = 3$ ч 50 мин активность 1 см^3 крови пациента стала $a = 0,28$ распадов в секунду. Каков объем введенного раствора, если общий объем крови пациента $V = 6$ л? Переходом ядер изотопа $^{24}_{11}\text{Na}$ из крови в другие ткани организма пренебречь.

Решение. Обозначим объем введенного раствора V_0 . Активность всего объема крови пациента равна активности введенного раствора:

$$a_0 \cdot \left(\frac{V_0}{1 \text{ см}^3} \right), \text{ а } \text{активность } 1 \text{ см}^3 \text{ крови равна } a_1 = a_0 \cdot \left(\frac{V_0}{1 \text{ см}^3} \right) \cdot \left(\frac{1 \text{ см}^3}{V} \right) = a_0 \cdot \frac{V_0}{V}.$$

По закону радиоактивного распада по прошествии времени t число оставшихся ядер равно $N = N_1 2^{-t/T}$, где N_1 – первоначальное число ядер в растворе. По определению, активность радиоактивного вещества есть число распадов радиоактивных ядер за 1 с, то есть активность это производная от числа распавшихся ядер N_p по времени. Тогда активность a радиоактивного вещества равна

$$a = \frac{dN_p}{dt} = \frac{d(N_1 - N_1 \cdot 2^{-t/T})}{dt} = \frac{N_1 \cdot \ln 2 \cdot 2^{-t/T}}{T} = a_1 \cdot 2^{-t/T}.$$

Отсюда, объединяя все формулы, находим искомую величину:

$$V_0 = V \cdot \frac{a \cdot 2^{t/T}}{a_0} = \frac{0,28 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \cdot 2^{\frac{230}{918}}}{2000} \approx 1 \text{ см}^3.$$

Ответ: $V_0 \approx 1 \text{ см}^3$.

ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

Оформление отчета

Отчет студента по лабораторной работе составляется по следующей схеме: 1. Титульный лист. 2. Цель работы. 3. Оборудование. 4. Теоретическая часть. 5. Методика проведения эксперимента. 6. Экспериментальная часть. 7. Обработка результатов измерения. 8. Выводы.

Титульный лист оформляется на первой странице отчета. В центральной части этой страницы указываются *номер лабораторной работы и ее название*. Ниже (справа) *фамилия исполнителя, номер группы и дата проведения измерений*. В правом нижнем углу – три короткие строчки для подписи преподавателя: “*к работе допущен*”, “*работа выполнена*”, “*работа защищена*”. Со второй страницы следует описание остальных разделов отчета. Пункты 1 – 5 выполняются до начала выполнения лабораторной работы, пункт 6 – в лаборатории. Результаты измерений заносятся в таблицы. Пункты 7 – 8 выполняются после получения экспериментальных данных.

Студентам необходимо самостоятельно до начала занятий детально изучить описание лабораторной работы. Теоретический материал, схемы, рисунки должны быть представлены в отчете в объеме, необходимом для осмысленного выполнения лабораторной работы. Рисунки, схемы и таблицы выполняются с применением чертежных принадлежностей. Графики представляются на миллиметровой бумаге и клеиваются в отчет.

Представленные лабораторные работы дают возможность при помощи несложных установок экспериментально проверить основные положения квантовой оптики и атомной физики.

Лабораторная работа № 1 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУАССОНА

Цель работы: экспериментально определить интенсивность ядерного излучения с малыми интервалами времени, проверить, что полученные величины подчиняются закону Пуассона и(или) Гаусса.

Оборудование: счетчика Гейгера – Мюллера на базе счетчика регистрации бета-излучения СБТ-13 в учебном процессе высшей школы.

Теоретическая часть.

Распределение Пуассона.

Пусть счетчик облучается потоком независимо следующих друг за другом частиц. Попадание той или иной частицы в счетчик является случайным событием. Поэтому в течение равных интервалов времени через счетчик может пролететь разное количество частиц. В этих условиях вероятность p_k того, что в течение времени t в счетчик попадет k частиц, дается известной формулой Пуассона:

$$p_k = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt} \quad (1.1)$$

где n – поток частиц.

Среднее число актов определяется равенством

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} kp_k \quad (1.2)$$

Если интенсивность не зависит от времени, то $\bar{k} = nt$, откуда следует, что интенсивность n имеет смысл среднего числа актов, осуществляющихся за единицу времени.

Тогда формулу (1.1) можно записать в виде

$$p_k = \frac{(\bar{k})^k}{k!} e^{-\bar{k}} \quad (1.3)$$

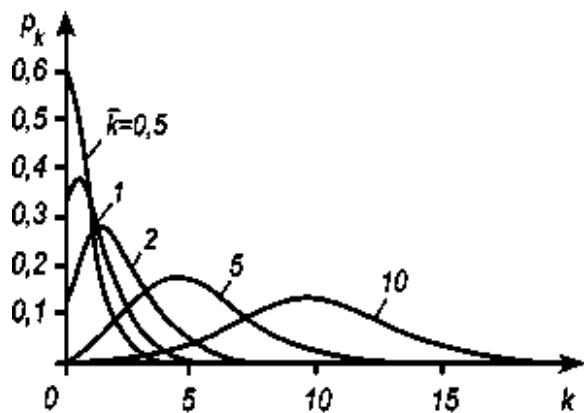
Как видно из (1.3), распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра – среднего числа актов. Экспериментальное определение \bar{k} является, как правило, основной целью большей части измерений, проводимых в ядерной физике.

Из формулы (1.3) следует, что

$$p_{k+1}(\bar{k}) / p_k(\bar{k}) = \bar{k} / (k+1) \quad (1.4)$$

Поэтому, если $K < 1$, то p_k монотонно убывает с ростом k . Иная

картина имеет место, когда $\bar{k} > 1$. В этом случае p_k сначала возрастает, достигая максимального значения при $k \approx \bar{k}$, после чего начинает монотонно убывать.



Зависимость p_k при разных \bar{k} изображена на рисунке. При малых \bar{k} наблюдается асимметрия. По мере роста \bar{k} максимум становится относительно все более острым, а график – все более симметричным относительно $k = \bar{k}$. При большом \bar{k} график практически симметричен.

Из формулы (1.3) следует, что при всяком значении \bar{k} возможно осуществление любого числа актов k . Однако не все события встречаются одинаково часто. Если величина k близка к \bar{k} , то вероятность p_k велика, в противном случае – мала. Мерой отклонения случайной величины k от ее среднего значения (мерой флуктуации) является дисперсия.

Дисперсией некоторой случайной величины x называется выражение

$$D_x = \overline{(x - \bar{x})^2}. \quad (1.5)$$

Величину $\Delta x = \sqrt{D_x}$ называют абсолютной флуктуацией случайной величины x , а величину $\delta x = \Delta x / \bar{x} = \sqrt{D_x} / \bar{x}$ – ее относительной флуктуацией.

В случае закона Пуассона дисперсия

$$D_k = \bar{k}, \quad (1.6)$$

абсолютная флуктуация

$$\Delta k = \sqrt{\bar{k}}, \quad (1.7)$$

относительная флуктуация

$$\delta k = 1 / \sqrt{\bar{k}}, \quad (1.8)$$

где \bar{k} – среднее число актов.

Соотношения (1.6) – (1.8) играют основную роль во всех приложениях закона Пуассона. Их смысл состоит в следующем. Если регистрировать отсчеты счетчика в очень большом числе равных интервалов, то в большей части интервалов число отсчетов k будет отли-

чататься от \bar{k} не более чем на $\sqrt{\bar{k}}$.

Абсолютная флуктуация (1.7) возрастает с ростом \bar{k} , однако относительная ошибка δk (1.8) уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из числа сосчитанных частиц. Отсюда можно найти число частиц k , которое нужно сосчитать для достижения заданной относительной ошибки δ :

$$k = 1/\delta^2. \quad (1.9)$$

Таким образом, для измерения среднего числа частиц со статистической ошибкой 10%, нужно сосчитать 10^2 частиц. Для того чтобы статистическая ошибка составила 1%, требуется уже 10^4 частиц и т. д.

Закон Пуассона определен только для положительных значений k . На практике он часто применяется в тех случаях, когда нужно оценить надежность измерений и ошибки измеренных величин в случае наблюдения редких событий (отличающихся малой интенсивностью).

Связь распределения Пуассона с распределением Гаусса

Выше уже отмечалось, что по мере роста \bar{k} распределение Пуассона становится все более симметричным относительно $k = \bar{k}$.

Если выполнено условие

$$\sqrt{\bar{k}} > 1 \quad (1.10)$$

, то достигается полная симметрия. Кроме того, различие между величинами вероятностей для смежных или близких k оказывается очень малым. Например, легко проверить, что при $\bar{k} = 1000$:

$$(p_{1000} - p_{995})/P_{1000} = 0,01 \quad (1.11)$$

В этих условиях вместо вероятности p_k осуществления того или иного числа отсчетов можно пользоваться уже другой величиной, а именно, вероятностью $p(k)$ того, что число отсчетов заключено в „бесконечно малом“ интервале от k до $k + dk$. По абсолютной величине интервал dk может содержать несколько единиц. Однако он мал по сравнению с интересующими нас k , равными по порядку величины среднему числу отсчетов \bar{k} . Тем самым дискретное распределение заменяется непрерывным. Количественное рассмотрение функции распределения при выполнении условия (1.10) приводит к выводу, что рассматриваемая величина k распределена по закону Гаусса:

$$p(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \exp\left(-\frac{(k - \bar{k})^2}{2k}\right) \quad (1.12)$$

Закон Гаусса определен как для положительных, так и отрицательных значений k . Величина $y = k - \bar{k}$, имеющая смысл отклонения числа отсчетов к от среднего значения, распределена по закону

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \exp\left(-\frac{y^2}{2k}\right) \quad (1.13)$$

При помощи (1.13) можно вычислить вероятность того, что величина $y = k - \bar{k}$ заключена интервале от $y = y_1$ до $y = y_2$. Искомая вероятность

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \int_{y_1}^{y_2} \exp\left(-\frac{y^2}{2k}\right) dy \quad (1.14)$$

Заменяя переменную по формуле $y = z\sqrt{k}$, получим

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \int_{y_1/\sqrt{k}}^{y_2/\sqrt{k}} \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \quad (1.15)$$

или

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \Phi(y_2 / \sqrt{k}) - \Phi(y_1 / \sqrt{k}), \quad (1.16)$$

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz \quad (1.17)$$

- функция Гаусса.

Значения функции Гаусса приводятся в разнообразных математических и физических справочниках. С помощью таблиц можно найти вероятность того, что отклонение от среднего не превосходит по модулю величины абсолютной ошибки (\sqrt{k}):

$$p(|y| \leq \sqrt{k}) = 2\Phi(1) = 0,682, \quad (1.18)$$

точно так же получаем

$$p(|y| \leq 2\sqrt{k}) = 2\Phi(2) = 0,954, \quad (1.19)$$

$$p(|y| \leq 3\sqrt{k}) = 2\Phi(3) = 0,997. \quad (1.20)$$

Из формул (1.18) – (1.20) вытекает следующее: если регистрировать отсчеты счетчика в большом числе равных интервалов времени, то при выполнении условия (1.10) в 68,2% случаев число отсчетов будет отличаться от \bar{k} не более чем на \sqrt{k} , в 95,4% не более чем на 2

\sqrt{k} и в 99,7% не более чем на $3\sqrt{k}$ и т. д.

Результат измерения числа отсчетов к приводится всегда вместе со своей абсолютной ошибкой (обычно \sqrt{k}), которая является показателем статистической точности измерений.

Распределение (1.12) является частным случаем распределения Гаусса

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1.21)$$

которое зависит от двух параметров – \bar{x} и σ .

Часто используется представление распределения (1.21) в функции переменной $u = (x - \bar{x}) / \sigma$, тогда

$$p(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right) \quad (1.22)$$

В таком представлении распределения Гаусса его среднее значение равно нулю, а стандартное отклонение – единице.

Распределение Гаусса является хорошим приближением для описания широкого круга статистических явлений. В ядерной физике распределение (1.21) описывает, например, распределение углов упругого рассеяния при прохождении заряженной частицы через вещество, распределение пробегов тяжелых заряженных частиц в веществе, распределение импульсов по амплитудам при регистрации заряженных частиц полупроводниковым и сцинтилляционным детекторами и т. д.

Распределение Гаусса широко используется при анализе погрешностей эксперимента. Широкое применение нормального распределения в теории измерений основано на доказываемом в теории вероятности утверждении о том, что случайная величина, являющаяся суммой очень большого числа независимых случайных величин с практически произвольным распределением, распределена согласно (1.21). Последнее утверждение означает, что использование нормального закона при описании экспериментальных данных возможно в тех случаях, когда исследуемую случайную величину можно представить в виде суммы достаточно большого числа независимых элементарных слагаемых, каждое из которых сравнительно мало влияет на сумму. Такая ситуация часто характерна для сложных экспериментов. В качестве примера можно привести случай, когда случайная величина

подчиняется равномерному (равновероятному) распределению: случайная величина, являющаяся суммой трех таких величин уже может быть хорошо аппроксимирована распределением Гаусса.

Распределение χ^2

Распределение χ^2 (хи-квадрат) находит широкое применение при проверке согласия экспериментальных данных с некоторой априорной гипотезой, получении доверительных интервалов для статистических параметров, проверке независимости переменных и в ряде других задач.

Пусть $x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_\nu$ - набор ν случайных величин, каждая из которых распределена по нормальному закону со своим математическим ожиданием \bar{x}_i и дисперсией σ_i . Квадраты нормированных значений \bar{x}_i $u_i^2 = (x_i - \bar{x}_i)^2 / \sigma_i^2$ в силу случайности x_i - также случайные величины. Их сумма также является случайной величиной

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\nu} u_i^2 = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{(x_i - \bar{x}_i)^2}{\sigma_i^2}. \quad (1.23)$$

Очевидно, что величина χ^2 всегда положительна. Параметр ν в (1.23) называют числом степеней свободы. Поскольку величины u_i нормированы и имеют одно и то же среднее значение, равное нулю, и равную единице дисперсию, то распределение плотности вероятности случайной величины χ^2 должно зависеть только от одного параметра, а именно от параметра ν . Если не все ν случайных величин не независимы, то число степеней свободы, являющееся параметром в распределении χ^2 , меньше ν на число связей. Плотность распределения вероятности для χ^2 дается формулой

$$p(\chi^2) = \frac{1}{2^{\nu/2} (\nu/2 - 1)!} (\chi^2)^{(\nu/2 - 1)} \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right), \quad 0 < \chi^2 < \infty \quad (1.24)$$

Среднее значение χ^2 равно числу степеней свободы ν , а дисперсия - 2ν . Для приложений важно распределение накопленной вероятности

$$P(\chi^2 < \chi^2_*) = \int_0^{\chi^2_*} p(\chi^2) d\chi^2, \quad (1.25)$$

которое трудно получить непосредственным интегрированием. В руководствах и книгах по статистике приводятся подробные таблицы $P(\chi^2 < \chi_*^2)$ для различных ν .

Целью многих экспериментов является оценка закона распределения некоторой физической величины. В ядерной физике это может быть, например, закон углового распределения нейтронов, рассеянных на ядрах определенного элемента. Точный закон распределения случайной величины в эксперименте определить невозможно, поскольку для этого понадобилось бы бесконечное число измерений для получения генеральной совокупности, а из конечного числа измерений определяется лишь конечная выборка. Из этого сразу следует важный вывод о том, что эксперимент не доказывает правильность гипотезы, а лишь позволяет сделать заключение о непротиворечивости ее с данными эксперимента.

Обычно перед проведением опыта уже сформулирована одна или несколько априорных гипотез, полученных из теории или в результате предыдущих экспериментов, часто косвенных. Поскольку измеряемая величина случайная, то, даже если закон ее распределения точно известен, ввиду ограниченности выборки будут наблюдаться отклонения результатов наблюдения от вычисленных по распределению. Возникает вопрос: случайны ли наблюдаемые отклонения измеренных величин от предсказанных теорией или имеются систематические расхождения, т. е. теория неверна?

Критерием согласия называют критерий проверки гипотезы о предполагаемом распределении. С его помощью можно установить, задавшись так называемой *доверительной вероятностью*, согласуются экспериментальные данные с априорной гипотезой или нет. Доверительная вероятность определяется условиями задачи и обычно принимается близкой к единице, например, 0,95.

На практике наиболее часто используется критерий согласия χ^2 . Рассмотрим этот критерий. Пусть требуется проверить гипотезу о том, что случайная величина X распределена по закону $p(x)$. Рассмотрим опыт, в котором получено n независимых измерений X . Разобьем всю область изменений X на l интервалов и подсчитаем количество n_i изме-

ренных значений X , попавших в каждый из интервалов. Поскольку теоретическое распределение $p(x)$ предполагается известным, можно рассчитать теоретическое число значений X в i -м интервале np_i , где p_i – вероятность попадания случайной величины в i -й интервал. Если экспериментальные частоты n_i сильно отличаются от теоретических np_i , то гипотезу о согласии теории и эксперимента следует отвергнуть. Критерий χ^2 дает возможность количественно выразить эту степень согласия.

В качестве меры расхождения между теорией (np_i) и экспериментом (n_i) используют критерий

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^l \frac{(n_i - np_i)^2}{np_i}. \quad (1.26)$$

Ясно, что чем меньше различаются теоретические и экспериментальные частоты, тем меньше значение χ^2 . Поскольку распределение 1.26 при $n \rightarrow \infty$ стремится к распределению χ^2 (см. формулу (1.24)), этот критерий и назван критерием согласия χ^2 . Применяют его следующим образом: рассчитав значение χ^2 и задавшись доверительной вероятностью α (или уровнем статистической значимости $1 - \alpha$), находят по таблицам значение $\chi_{\alpha, \nu}^2$ для $\nu = l - 1 - t$, где t – количество дополнительных соотношений для оценки параметров распределения $p(x)$. Если при данном α

$\chi^2 > \chi_{\alpha, \nu}^2$, то теория и эксперимент расходятся, если $\chi^2 < \chi_{\alpha, \nu}^2$ – согласуются.

Также из таблиц можно определить доверительную вероятность α , при которой $\chi^2 < \chi_{\alpha, \nu}^2$

Рассмотрим пример. Проведено $n=100$ измерений случайной величины – в табл. 1 приведены значения k и частоты их появления n_k .

Таблица 1

Экспериментальные n_k и ожидаемые по Пуассону np_k частоты.

k	0	1	2	3	4	5	6	Всего
n_k	27	40	23	7	2	1	0	100
$m_k = np_k$	30,7	36,2	21,4	8,4	2,48	0,59	0,21	100

Необходимо проверить гипотезу о том, что эти данные подчиняются закону Пуассона, т. е. что

$$p(k) = p_k = \frac{\bar{k}^k e^{-\bar{k}}}{k!}$$

Мы видим, что для полного определения p_k нужно оценить параметр \bar{k} . Пусть этой оценкой будет выборочное среднее. Среднее \bar{k} вычислим по формуле

$$\bar{k} = \frac{\sum_k kn_k}{\sum_k n_k}. \quad (1.27)$$

Таким образом,

$$\bar{k} = (0 \times 27 + 1 \times 40 + 2 \times 22 + 3 \times 7 + 4 \times 2 + 5 \times 1) / 100 = 118 / 100 = 1,18.$$

Тогда для ожидаемых частот получаем выражение

$$m_k = np_k = 100 \cdot (1,18)^k \cdot e^{-1,18} \cdot (k!)^{-1}.$$

Эти значения приведены в третьей строке табл. 1. Поскольку ожидаемые частоты для $k > 2$ малы, объединим последние четыре значения k и составим новую табл. 2.

Таблица 2

Ожидаемые частоты				
k	0	1	2	> 3
n_k	27	40	23	10
$m_k = np_k$	30,7	36,2	21,4	11,

Для проверки гипотезы вычислим

$$u^2 = \sum_k \frac{(n_k - m_k)^2}{m_k} = \frac{(-3,7)^2}{30,7} + \frac{3,8^2}{36,6} + \frac{1,6^2}{21,4} + \frac{(-1,7)^2}{11,7} = 1,21$$

Для оценки \bar{k} мы использовали одно соотношение (1.27), поэтому число степеней свободы равно $\nu = 4 - 1 - 1 = 2$. Следовательно, величина u^2 должна быть распределена примерно как χ^2_2 .

Выясним теперь, не окажется ли величина u^2 столь большой, что исходная гипотеза (о распределении Пуассона) неправдоподобна. Из табл. 3 на с. 20 находим, что доверительной вероятности $p=0,95$ (или 5%-му уровню статистической значимости) соответствует значение

$\chi_{0,95;2}^2 = 5,99$, т. е. величина u^2 должна находиться в пределах от 0 до 6,0. Поскольку значение u^2 попадает в этот *незначимый* интервал, проверяемая гипотеза принимается.

С другой стороны, если бы мы получили $u^2 = 6,1$ или больше, то должны были бы считать его значимым, поскольку, если гипотеза верна, то только в 5 случаях из 100 величина u^2 будет принимать столь большие значения.

В работе предлагается провести измерения интенсивности ядерного излучения с малыми интервалами времени, получить данные, как в рассмотренном примере (см. табл. 1) и проверить, что полученные величины подчиняются закону Пуассона и(или) Гаусса.

Счетчик СБТ-13 облучается потоком статистически независимо следующих друг за другом частиц. В нашем случае – радиоактивным распадом содержащегося в любом теле, в том числе и в материале, из которого состоит счетчик, радиоактивного изотопа калия ^{40}K .

Техническое описание установки.

Установка состоит из двух блоков. *Счетного блока*, который фиксирует количество импульсов срабатывания счетчика Гейгера-Мюллера (СГ), позволяет задавать отрезки времени в течение которых подсчитываются импульсы, запускать отсчет импульсов, включать и выключать звуковое эхо срабатывания СГ. *Основания* с закреплённым на нём СГ с электронным формирователем высокого напряжения.

Перед включением счетного блока (СБ), необходимо подключить к нему СГ посредством соединительного кабеля и разъёма, находящегося на задней стенке СБ. Затем СБ подключить к сети 220 В. (Если при включении СБ на ЖКИ высветятся неверные символы, повторно выключите и включите переключатель «Сеть» СБ).

СБ на задней панели содержит предохранительную колодку, разъём для подключения СГ, тумблер для включения звукового эхо срабатывания СГ (тумблер в верхнем положении), кнопку контроля напряжения на СГ и температуру микроконтроллера (перед этим необходимо нажать кнопку «Сброс»), сетевой провод. На передней

панели находятся переключатель «Сеть» для включения прибора, кнопка «Пуск» для запуска отсчета количества импульсов, кнопка «Сброс» для перехода в режим установки времени счета импульсов, кнопки установки времени счета импульсов, ЖКИ с подсветкой и тумблер «Ручн.-Авт.» позволяющий автоматизировать запуск отсчета количества импульсов при неизменном времени счета импульсов.

После включения СБ на табло появится надпись «Установите время измерения. Нажмите кнопку выбора промежутка времени измерения, нажмите кнопку «Пуск». Начнется отсчет времени и количества импульсов, который закончится по истечению установленного промежутка. Если включен тумблер «Ручн.-Авт.», то через несколько секунд автоматически произойдет сброс результатов и отсчет начнется снова. Если необходимо прервать текущее измерение и перейти к другому диапазону, нажмите кнопку «Сброс».

Порядок выполнения работы

1. Включить пересчетный прибор и дать ему прогреться в течение 15-20 мин.

2. Нажатием клавиши "3 сек" на приборе установить необходимое время измерения. Включить режим «Авт». Нажать клавишу "Пуск". Считать показание прибора. Через некоторое время прибор сам запустит счет импульсов на интервале 3 сек.

3. Таким способом произвести 100 измерений по 3 сек. каждое. Результаты измерений занести в таблицу, аналогичную табл. 1. Результат измерений обработать по методике, описанной выше. Построить экспериментальное и теоретическое распределения.

k	0	1	2	3	4	5	6	Всего
n_k								100
$m_k = np_k$								100

Контрольные вопросы.

1. Распределение Пуассона (формула). Условия применимости. Величина дисперсии для закона Пуассона.

2. Закон Гаусса. Физический смысл параметров.

3. Связь между распределениями Пуассона и Гаусса. При каких условиях распределение Пуассона переходит в закон Гаусса и какими свойствами в таком случае оно обладает?

Лабораторная работа № 2 **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ^{40}K**

Цель работы: экспериментальное определение периода полураспада изотопа ^{40}K , входящего в состав соли калий хлористый (KCl)

Оборудование: Комплект «Измерение периода полураспада долгоживущего изотопа» с использованием счетчика Гейгера – Мюллера на базе счетчика регистрации бета-излучения СБТ-13 в учебном процессе высшей школы.

Теоретическая часть

В настоящее время известно в природе много процессов, происходящих самопроизвольно, спонтанно. К числу таких процессов относится радиоактивный распад ядер. При радиоактивном распаде ядром атома могут испускаться альфа-частицы, бета-частицы (электроны, имеющие непрерывное распределение по энергии), нейтроны, протоны, гамма-лучи. Самопроизвольный распад радиоактивных ядер происходит по закону радиоактивного распада, согласно которому число ядер $dN(t)$, распадающихся за бесконечно малый промежуток времени dt , пропорционально числу ядер $N(t)$, имеющихся налицо в момент времени t :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \quad (2.1)$$

Коэффициент пропорциональности λ называется постоянной распада ядра. Радиоактивная постоянная показывает долю ядер, распадающихся в единицу времени, другими словами, λ – это вероятность распада. Знак минус в уравнении (3.1) соответствует убыванию количества ядер в процессе распада.

Если первоначально при $t=0$ имелось N_0 ядер, то, используя закон радиоактивного распада, можно найти число оставшихся ядер по истечении времени t . Для этого необходимо проинтегрировать уравнение (3.1):

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t)$$

Отсюда

$$\ln N(t) = -\lambda t + \text{const}$$

Пропотенцировав это выражение и используя условие, что при $t = 0$ $N(0) = N_0$, получим

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

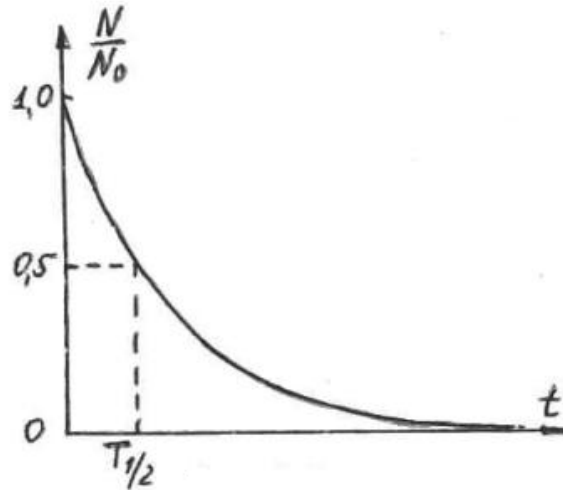


Рис. 46. Закон радиоактивного распада

Таким образом, число ядер радиоактивного распада уменьшается со временем по экспоненциальному закону. На рис. 46 представлена кривая изменения числа ядер во времени, происходящего по закону радиоактивного распада. Этот закон может быть применен только к большому числу радиоактивных ядер. При небольшом числе распадающихся ядер наблюдаются статистические колебания около среднего значения.

Радиоактивный распад – явление случайное, и "время жизни" каждого отдельного ядра не может быть определено заранее. Пользуясь постоянной распада λ , представляющей вероятность того, что ядро испытывает превращение в течение единицы времени, можно вычислить среднюю продолжительность жизни t большого числа ядер.

Если dN – число ядер, распавшихся за промежуток времени между t и $t + dt$, то ядра просуществовали время, равное t , а общая продолжительность их жизни составит

$$t dN = t \lambda N dt$$

Сумма продолжительности жизни всех N_0 атомов, существовавших в момент времени $t=0$, будет равна

$$\sum t = \int_0^{\infty} t \lambda N dt$$

Подставляя вместо N его значение из формулы (3.2), получим

$$\sum t = N_0 \int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} t dt = \frac{N_0}{\lambda}$$

Отсюда средняя продолжительность жизни ядра

$$\tau = \frac{\sum t}{N_0} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.3)$$

Практически для характеристики устойчивости данного радиоактивного изотопа обычно пользуются периодом полураспада. Период полураспада определяется промежутком времени, в течение которого распадается половина наличного количества ядер. Связь между периодом полураспада и радиоактивной постоянной λ легко выводится из формулы (2.2)

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda T_{1/2}} = \frac{1}{2}$$

Отсюда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (2.4)$$

С учетом формулы (2.4) уравнение (2.1) может быть переписано в форме, удобной для экспериментального определения периода полураспада $T_{1/2}$ долгоживущих радиоактивных ядер ($\sim 10^3 - 10^9$ лет).

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{0,693}{T_{1/2}} \cdot N \quad (2.5)$$

Ряд естественных радиоактивных изотопов, в том числе и ^{40}K , имеют такие большие периоды полураспада, что для этих элементов количество ядер можно считать неизменным в течение столетий. Вследствие этого число ядер, распадающихся в единицу времени в

единице веса, будет постоянно. Следовательно, используя формулу (2.5), можно определить период полураспада долгоживущего изотопа

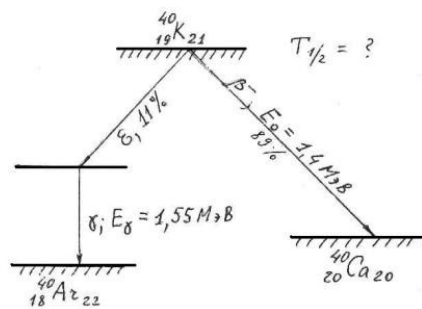
$$T_{1/2} = \frac{0,693 N}{\frac{dN}{dt}} \quad (2.6)$$

Цель настоящей работы состоит в определении указанным способом периода полураспада ^{40}K .

Методика измерений

Радиоактивные атомы ^{40}K содержатся в естественной смеси изотопа калия в количестве 0,011 % от общего числа атомов калия. Радиоактивный распад ядра атома ^{40}K в 89 % случаев совершается путем испускания β^- - частиц с максимальной энергией $E_0=1,4$ МэВ с образованием ядра $^{40}\text{Ca}_{20}$ (рис. 47) и в 11 % случаев электронным захватом (e^- – захват) распадается на возбужденное состояние $^{40}\text{Ar}_{22}$, которое испускает γ – квант с энергией $E_\gamma=1,55$ МэВ и переходит в основное состояние $^{40}\text{Ar}_{22}$.

$$G = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (2.7)$$



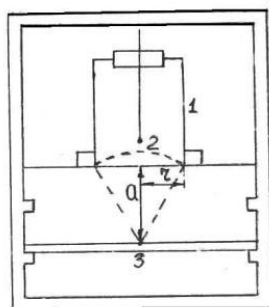


Рис. 47. Схема экспериментальной установки

Таким образом, регистрируя β^- - частицы распада ^{40}K с помощью торцевого счетчика Гейгера-Мюллера; можно определить число ядер ^{40}K , распадающихся в единицу времени. Однако для определения числа частиц, испускаемых – источником, необходимо учитывать следующие поправки:

1. Геометрический фактор. Если поместить точечный источник, испускающий – частицы на определенном расстоянии от окошка счетчика (рис. 47), то достигнут окошка счетчика только те частицы, которые попадают в телесный угол Ω . Излучение же от радиоактивного препарата распространяется в телесном угле 4π . Геометрическим коэффициентом G называется отношение числа частиц, попавших в телесный угол Ω , к общему числу частиц, испускаемых источником (телесный угол 4π). Телесный угол может быть заменен линейным углом α и выражен через расстояние a и радиус окошка счетчика r

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi(1 - \cos \alpha)}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}}\right)$$

Если имеется не точечный источник излучения, а радиоактивный препарат определенных размеров, то вычисление геометрического коэффициента, значительно усложняется. Для плоского препарата можно вычислить G для данного счетного устройства по формуле Блахмана:

$$G = 0,5 \left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{1/2}} - \frac{3}{8} \cdot \frac{\beta\gamma}{(1+\beta)^{5/2}} - \gamma^2 \left(-\frac{5}{16} \cdot \frac{\beta}{(1+\beta)^{7/2}} + \frac{35}{64} \cdot \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{9/2}} \right) - \right. \\ \left. - \gamma^3 \left(\frac{35}{128} \cdot \frac{\beta}{(1+\beta)^{9/2}} - \frac{315}{256} \cdot \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{11/2}} + \frac{1155}{1024} \cdot \frac{\beta^3}{(1+\beta)^{13/2}} \right) \right] \quad (2.8)$$

где $\beta = \frac{v^2}{c^2}$; $\gamma = \frac{c^2}{c^2 - v^2}$

a – расстояние препарата от счетчика, v – диаметр окна счетчика, c – диаметр препарата.

Для нашей установки $a=6$ мм, $v=26$ мм, $c=26$ мм.

2. Эффективность счетчика к β^- частицам. Для энергии $E_0=1,1$ МэВ она близка к единице, то есть все β^- частицы, попавшие в счетчик, регистрируются. Таким образом, $\epsilon_b=1$.

3. Поправка на поглощение β^- излучения окошком счетчика, слоем воздуха между β^- препаратом и окошком счетчика и лавсановой пленкой, покрывающей источник.

Поглощение β^- излучения веществом происходит по закону

$$I = I_0 e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}} \cdot x}$$

где x – толщина поглотителя, $x_{1/2}$ – слой половинного ослабления.

Для частиц с энергией $E_0=1,4$ МэВ значение $x_{1/2}=87$ мг/см². Поверхностная плотность окошка счетчика и слоя воздуха в нашей установке составляет 3 мг/см². Поверхностная плотность лавсановой пленки 12,0 мг/см². Тогда поправка на поглощение

$$f_A = e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}} \cdot x} = e^{-\frac{0,693}{87} \cdot 15,0} = 0,887$$

4. Поправка на самопоглощение β^- излучения. Может быть определена по формуле

$$f_S = \frac{(1 - e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}} \cdot x})}{0,693 \cdot x} \cdot x_{1/2}$$

Поверхностная плотность источника равна в нашем случае 58 мг/см². Тогда находим, что $f_S=0,8$.

5. Поправка на обратное рассеяние зависит от толщины подложки, на которой находится радиоактивное вещество. В нашем случае источник помещен на пластиковую подложку, поэтому следует поправку на обратное рассеяние принять равной $f_R=1$.

6. Поправка на схему распада. Как видно из рис. 47, распад ⁴⁰K только в 89 % случаев происходит с испусканием β^- частиц, поэтому поправка на схему распада будет $f_C=0,89$.

Таким образом, измерив на установке скорость счета β^- частиц I (имп/мин) и вводя поправки, можно определить число β^- частиц, испущенных источником ^{40}K за 1 мин, а тем самым и количество распадающихся ядер (за 1 мин)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{G \cdot \varepsilon_{\beta} \cdot f_A \cdot f_S \cdot f_R \cdot f_C} \quad (2.9)$$

Для определения периода полураспада ^{40}K по формуле (2.6) необходимо знать также число ядер ^{40}K , содержащихся в источнике. Источником в данной работе служит химически чистая соль KCl , нанесенная на алюминиевую подложку и покрытая тонкой лавсановой пленкой. Содержание KCl в молях в источнике излучения равно $3,75 \cdot 10^{-3}$. Зная число молекул в одном моле любого вещества ($N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ 1/моль) и содержанием атомов ^{40}K в естественной смеси изотопов калия (0,011 %), легко определить N – число ядер ^{40}K в источнике. ($N = 3,75 \cdot 10^{-3} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,011 \cdot 0,01$).

Далее при помощи формулы (2.6) можно определить период полураспада ^{40}K .

Регистрация β^- частиц в установке осуществляется торцевым счетчиком СБТ-13.

Порядок выполнения работы.

1. Установить корпус счетчика СБТ-13 на такой высоте от основания (~13мм), чтобы зазор между образцом с ^{40}K и корпусом счетчика составил 3 мм (это обеспечит значение параметра $a=6$ мм).

2. В присутствии преподавателя или лаборанта включить установку. Дать ей прогреться в течение 10-15 мин.

3. Измерить собственный фон установки, запустив счет в течение 20 мин. без препарата. Вычислить скорость счета фона I_{ϕ} .

$$I_{\phi} = \frac{N_{\phi}}{\Delta t_{\phi}} \left(\frac{\text{имп}}{\text{мин}} \right)$$

4. Поставить препарат с солью KCl (весом $3,75 \cdot 10^{-3}$ моля) на основание под счетчиком СБТ-13 (препарат расположен на квадратном 68x68 мм пластиковом основании). В течение времени $D_{tc} = 20$ мин.

измерить суммарное количество импульсов препарата вместе с фоном N_C . Вычислить скорость счета препарата $I = I_C - I_\Phi$.

5. По формуле (2.9) вычислить число распадов ^{40}K за 1 мин с учетом поправок.

6. Определить число ядер ^{40}K в препарате.

7. По формуле (2.6) вычислить период полураспада ^{40}K в годах.

Контрольные вопросы.

1. Что такое радиоактивность?
2. В чем состоит закон радиоактивного распада?
3. Что называют периодом полураспада?
4. Что такое α – распад?
5. Что такое β - распад?
6. Какова природа γ -излучения ядер?

Лабораторная работа № 3 ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА

Цель работы: изучить работу газоразрядного счетчика Гейгера – Мюллера, построить счетную характеристику счетчика.

Оборудование: газоразрядный счетчик Гейгера – Мюллера

Теоретическая часть.

Счетной характеристикой счетчика называют зависимость скорости счета от напряжения при постоянной интенсивности излучения.

Конструкция счетчика очень проста: корпус счетчика изготавливают из различных материалов, выбирая их в зависимости от типа регистрируемого излучения. Для регистрации β -частиц корпус выполняют из алюминия, меди или нержавеющей стали. Чтобы β -частицы не поглощались материалом корпуса, его делают тонкостенным. Часто для увеличения жесткости тонкостенный корпус гофрируют. Корпус счетчика γ -частиц представляет собой стеклянный баллон, на внутренней поверхности которого нанесен электропроводя-

щий слой, служащий катодом счетчика или баллон из тонкой фольги. Поскольку регистрация γ -кванта возможна лишь в случае образования им комптон- или фотоэлектрона, то и толщина стеклянных стенок выбирается исходя из условия наиболее вероятной регистрации счетчиком этих вторичных электронов. Для регистрации α -частиц и β -частиц обычно используется торцовый счетчик. Один из торцов корпуса закрывают тонкой пленкой из слюды или другого материала. Через пленку в счетчик проникают заряженные частицы. В качестве анода чаще всего используется вольфрамовая нить, поверхность которой отполирована для исключения влияния неровностей на распространение газового разряда вдоль нити.

В нашем случае мы используем счетчик СБТ-13. Счетчик предназначен для регистрации бета-излучения в радиометрических и дозиметрических устройствах. Торец счетчика закрыт тонкой пленкой из слюды. Чувствительность счетчика к бета-излучению по скорости счета находится в диапазоне 100-140 имп/мкР. Собственный фон ~ 0.6 имп/с.

Эффективность счетчика для заряженных частиц близка к 100%. Счетчик регистрирует все заряженные частицы, если они появляются в газе с интервалом времени, большим разрешающего времени счетчика, и образуют хотя бы одну пару ионов. Эффективность регистрации γ -квантов зависит от вероятности взаимодействия их с материалом счетчика. Обычно эффективность регистрации γ -квантов не превышает 2%.

Рабочее напряжение, которое необходимо приложить к электродам счетчика Гейгера – Мюллера для обеспечения нормального режима его работы, определяется путем снятия зависимости скорости счета от величины приложенного напряжения при постоянной интенсивности ионизирующего излучения, попадающего в рабочий объем счетчика. Эта зависимость называется счетной характеристикой. Ее вид показан на рисунке 6. При значении разности потенциалов $U < U_{\beta}$ импульсы тока также возникают (область пропорциональности и ограниченной пропорциональности), но регистрирующая радиосхема обладает порогом чувствительности и регистрирует только самые

большие из них. С ростом напряжения растет доля импульсов, амплитуда которых достаточна для регистрации. Соответствующий участок счетной характеристики изображен отрезком АВ на рис. 48. В области Гейгера – Мюллера $U_B \leq U \leq U_C$ ионизирующее излучение вызывает импульсы с большой амплитудой, достаточной для регистрации их радиосхемой. На участке ВС счетной характеристики у идеально работающего счетчика скорость счета не зависит от U и определяется числом ионизирующих частиц, попадающих в трубку. В действительности с ростом напряжения наблюдается слабое увеличение числа зарегистрированных импульсов. Это объясняется тем, что гейгеровская область содержит небольшую примесь области непрерывного разряда. «Плато» счетной характеристики является рабочей областью счетчика Гейгера – Мюллера.

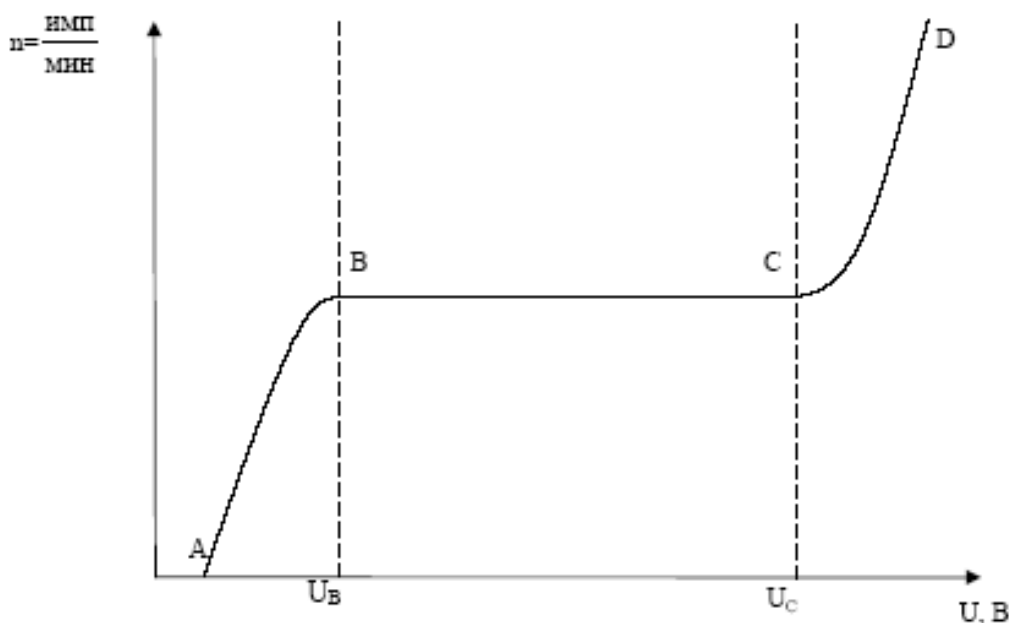


Рис. 48. Счетная характеристика счетчика

Обычно в качестве рабочей точки на характеристике выбирают середину «плато». При очень широком «плато» выбирают точку ближе к началу области Гейгера– Мюллера.

Порядок выполнения работы.

1. Подготовить установку к работе согласно техническому описанию. Включить пересчетное устройство. Установить ручкой потенциометра «грубо» минимальное напряжение на счетчике Гейгера – Мюллера (СГ), повернув её против часовой стрелки. Выждать 5 – 10 мин для прогрева СГ и стабилизации показаний вольтметра.

2. Снять счетную характеристику при облучении СГ источником ионизирующего бета-излучения (соль КСl). Результаты измерений записать в таблицу.

U, В									
n, имп/мин									

Для снятия характеристики установить пластиковый контейнер с КСl на панель установки и разместить входное окно СГ как можно ближе к источнику бета-излучения. Подать на счетчик СБТ-13 напряжение 290 В. Если счетчик не начинает работать, слегка повернув ручку потенциометра «грубо.», увеличить напряжение на 10 В. Выждать одну минуту. Если за это время счетчик ни разу не сработает, то увеличивают напряжение еще на 10 В. Продолжая постепенно повышать напряжение, найти значение U , при котором счетчик начинает регистрировать электронно-фотонные лавины. Произвести первое измерение скорости счета в течение 5 мин.(или другого отрезка времени – задается преподавателем). Увеличивая напряжение через ~10-20 В, продолжить измерение скорости счета (по 5 мин. каждое). При снятии счетной характеристики обратить внимание на конец счетной области (400-410 В): при резком увеличении скорости счета измерения прекратить и напряжение на счетчике снизить, так как вследствие диссоциации молекул гасящего газа рабочая смесь в счетчике быстро портится. Результаты представить в виде графика функции $n = f(U)$.

Следует учесть, что число импульсов срабатывания СГ носит статистический характер, при выборе небольших временных промежутков регистрации количества импульсов необходимо произвести последовательно несколько измерений на каждом промежутке времени и усреднить результат.

В процессе измерения допускает уход установленного напряжения до 2-3%, что не влияет на результаты измерений. Возможна корректировка напряжения в процессе измерения.

Выставлять напряжение на счетчике не более 410 В.

Контрольные вопросы.

1. Что такое счетная характеристика?
2. Какие приборы используют для изучения элементарных частиц?

ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

Номера задач выбираются по соответствующим таблицам вариантов. Вариант студентом определяется по порядковому номеру в списке группы.

Работа должна быть выполнена в отдельной ученической тетради, на обложке которой следует указать наименование вуза, института, специализации, фамилию и инициалы студента, дисциплину, по которой выполнена работа.

Работа выполняется чернилами или шариковой ручкой только синего или черного цвета; не допускаются записи красными чернилами. Задачи должны иметь те номера, под которыми они стоят в задании. Условие задач необходимо переписывать полностью и каждую задачу начинать с новой страницы, а для замечаний рецензента оставлять поля шириной 3 см.

Задачи

1. Определите нуклонный состав ядер железа ${}^{54}_{26}\text{Fe}$ (количество нуклонов, протонов, нейтронов).
2. В ядре атома химического элемента 22 протона и 26 нейтронов. Назовите этот химический элемент.
3. На сколько отличаются количества нейтронов в ядрах урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ и нептуния ${}^{237}_{93}\text{Ne}$?
4. Атом лития содержит 3 электрона, 3 протона, 4 нейтрона. Чему равно массовое число ядра атома лития?

5. Сколько нейтронов содержит изотоп урана ${}^{238}_{92}\text{U}$?
6. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро фтора ${}^{19}_9\text{F}$?
7. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро изотопа кислорода ${}^{18}_8\text{O}$?
8. На сколько больше нейтронов в ядре изотопа хлора (массовое число 37, зарядовое число 17), чем в ядре изотопа фтора (массовое число 19, зарядовое число 9)?
9. Сколько электронов содержится в электронной оболочке нейтрального атома, в атомном ядре которого содержится 16 протонов и 15 нейтронов?
10. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро указанного элемента ${}^{108}_{47}\text{Ag}$?
11. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро указанного элемента ${}^{216}_{84}\text{Po}$?
12. В ядре атома химического элемента 25 протона и 30 нейтронов. Назовите этот химический элемент.
13. В ядре атома химического элемента 74 протона и 109 нейтронов. Назовите этот химический элемент.
14. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро указанного элемента ${}^{207}_{82}\text{Pb}$?
15. На сколько отличаются количества протонов в ядрах урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ и нептуния ${}^{237}_{93}\text{Ne}$?
16. На сколько больше протонов в ядре изотопа хлора (массовое число 37, зарядовое число 17), чем в ядре изотопа фтора (массовое число 19, зарядовое число 9)?
17. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро указанного элемента ${}^{190}_{76}\text{Os}$?
18. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро указанного элемента ${}^{247}_{96}\text{Cm}$?
19. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро указанного элемента ${}^{169}_{69}\text{Tm}$?
20. Сколько нейтронов и протонов содержит ядро указанного элемента ${}^{258}_{101}\text{Md}$?

21. Изотоп ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ превратился в изотоп ${}^{206}_{82}\text{Pb}$. При этом произошло X α -распадов и Y β -распадов. Чему равны X и Y ?

22. В результате некоторого числа α -распадов и некоторого числа электронных β -распадов из ядра ${}^A_Z\text{X}$ получается ядро ${}^{A-8}_{Z-2}\text{Y}$. Чему равно число β -распадов в этой ядерной реакции?

23. В результате серии радиоактивных распадов ядро урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ превращается в ядро свинца ${}^{206}_{82}\text{Pb}$. Какое количество α - и β -распадов оно испытывает при этом?

24. Ядро изотопа углерода ${}^{14}_6\text{C}$ претерпело электронный β -распад, в результате чего образовалось новое ядро X . Какой порядковый номер в таблице Д. И. Менделеева имеет соответствующий ядру X химический элемент и сколько нуклонов входит в состав ядра X ?

25. Ядро изотопа тория ${}^{232}_{90}\text{Th}$ испытывает три α -распада и один электронный β -распад, в результате которых образуется ядро атома ${}^A_Z\text{X}$. Определите заряд Z (в единицах элементарного заряда) ядра X .

26. Ядро изотопа тория ${}^{232}_{90}\text{Th}$ испытывает два α -распада и два электронных β -распада, в результате которых образуется ядро атома ${}^A_Z\text{X}$. Определите заряд Z (в единицах элементарного заряда) ядра X .

27. Как изменятся при β^- -распаде ядра изотопа эйнштейния ${}^{256}_{99}\text{Es}$ массовое число ядра и заряд ядра?

28. Во что превращается изотоп тория ${}^{234}_{90}\text{Th}$, претерпевающий три альфа-распада?

29. Какой элемент образуется из ${}^{238}_{92}\text{U}$ после одного α - и двух β -распадов?

30. Какой изотоп образуется из радиоактивного изотопа ${}^{133}_{51}\text{Sb}$ после четырех β -распадов?

31. Сколько нейтронов содержится в ядре некоторого радиоактивного элемента, если после семи α -распадов и четырёх β -минус-распадов оно превращается в устойчивое ядро с числом нейтронов, равным 125?

32. На сколько уменьшится число нуклонов в ядре радиоактивного элемента после пяти α - и четырех β -распадов?

33. Какой элемент образуется из ${}^{238}_{92}\text{U}$ после α -распада и двух β -распадов?

34. Радиоактивный атом ${}^{232}_{90}\text{Th}$ превратился в атом ${}^{212}_{83}\text{Bi}$. Сколько при этом произошло α -распадов?

35. Ядро изотопа урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ после захвата нейтрона не испытывает деления, а претерпевает последовательно два β -распада с испусканием электронов. В какое ядро превращается изотоп урана?

36. Какой изотоп образуется из лития ${}^8_3\text{Li}$ после одного β -распада и одного α -распада?

37. Какой изотоп образуется из ${}^{232}_{90}\text{Th}$ после четырех α -распадов и двух β -распадов?

38. Ядра изотопа ${}^{232}_{90}\text{Th}$ претерпевают α -распад, два β -распада и еще один α -распад. Какие ядра получаются после этого?

39. Ядро изотопа ${}^{211}_{83}\text{Bi}$ получилось из другого ядра после последовательных α и β -распадов. Что это за ядро?

40. Ядро ${}^{216}_{84}\text{Po}$ образовалось после двух последовательных α -распадов. Из какого ядра получилось ядро полония?

41. Через какое время распадается 80% атомов радиоактивного изотопа хрома ${}^{51}_{24}\text{Cr}$, если его период полураспада 27,8 суток?

42. Сколько атомов полония распадается за сутки из 10^6 атомов, если период полураспада равен 138 суткам?

43. Имеется 10^{10} атомов радия. Сколько атомов останется спустя 3200 лет, если период полураспада – 1600 лет?

44. Чему равен период полураспада, если за 4800 лет число нераспавшихся ядер составило 0,125 от общего их количества с начала отсчета.

45. Сколько процентов радиоактивных ядер кобальта останется через 30 дней, если период полураспада равен 71 дню?

46. Период полураспада радия 1600 лет. Через какое время число атомов уменьшится в четыре раза?

47. Имеется 8 кг радиоактивного цезия. Определить массу нераспавшегося цезия после 135 лет радиоактивного распада, если его период полураспада 27 лет?

48. Имелось некоторое количество радиоактивного серебра. Масса радиоактивного серебра уменьшилась в 8 раз за 810 суток. Определить период полураспада радиоактивного серебра.

49. Какая доля радиоактивных ядер некоторого элемента распадается за время, равное половине периода полураспада?

50. Радиоактивный натрий ${}_{11}^{24}\text{Na}$ распадается, выбрасывая β -частицу. Период полураспада натрия 15 ч. Вычислить количество атомов, распавшихся из 1 мг данного радиоактивного препарата за 30 ч.

51. Какая часть атомов радиоактивного кобальта ${}_{27}^{58}\text{Co}$ распадается за 18 суток, если период полураспада равен 72 суткам?

52. За 10 суток из 1000 ядер радиоактивного изотопа распалось 750 ядер. Найти период полураспада изотопа.

53. Имеется 4 г радиоактивного кобальта. Сколько граммов кобальта распадается за 216 суток, если его период полураспада 72 суток?

54. Сколько по массе радиоактивного вещества останется по истечении трех суток, если в начале его было 100 г? Период полураспада вещества равен двум суткам.

55. Имелось некоторое количество радиоактивного изотопа серебра. Масса радиоактивного серебра уменьшилась в 8 раз за 810 суток. Определить период полураспада радиоактивного серебра.

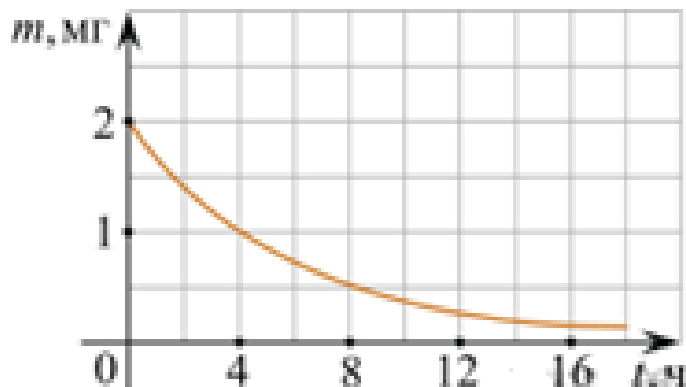
56. Активность радиоактивного элемента уменьшилась в четыре раза за 8 дней. Найти период полураспада.

57. Имеется $25 \cdot 10^6$ атомов радия. Со сколькими из них произойдет радиоактивный распад за одни сутки, если период полураспада радия равен 1620 лет.

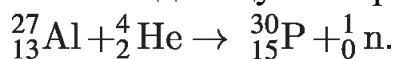
58. Период полураспада радия – 1600 лет. Во сколько раз уменьшается радиоактивность препарата за 800 лет, если продукты распада радия удаляются?

59. Период полураспада изотопа свинца ${}_{82}^{209}\text{Pb}$ составляет 3,3 часа. В лаборатории начали наблюдать за образцом, когда он содержал 10 мг свинца. Какая масса свинца распадется за 9,9 часа?

60. На рисунке показан график изменения массы находящегося в пробирке радиоактивного изотопа с течением времени. Каков период полураспада этого изотопа? (Ответ дать в часах.)



61. Используя таблицу масс атомных ядер, вычислите энергию, освобождающуюся при осуществлении ядерной реакции:

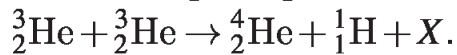


Массы атомных ядер

Атомный номер	Название элемента	Символ изотопа	Масса атомного ядра изотопа	
			кг	а. е. м.
—	нейтрон	${}_0^1\text{n}$	$1,6750 \cdot 10^{-27}$	1,00866
1	водород	${}_1^1\text{H}$	$1,6726 \cdot 10^{-27}$	1,00727
1	водород	${}_1^2\text{H}$	$3,3437 \cdot 10^{-27}$	2,01355
1	водород	${}_1^3\text{H}$	$5,0075 \cdot 10^{-27}$	3,01550
2	гелий	${}_2^3\text{He}$	$5,0066 \cdot 10^{-27}$	3,01493
2	гелий	${}_2^4\text{He}$	$6,6449 \cdot 10^{-27}$	4,00151
13	алюминий	${}_{13}^{27}\text{Al}$	$44,7937 \cdot 10^{-27}$	26,97441

15	φοσφορ	${}_{15}^{30}\text{P}$	$49,7683 \cdot 10^{-27}$ кг	29,97008 а. е. м.
----	--------	------------------------	-----------------------------	-------------------

62. Определите, ядро какого изотопа X освобождается при осуществлении ядерной реакции:



Используя таблицу масс атомных ядер (в задаче 61), вычислите энергию, освобождающуюся при осуществлении этой ядерной реакции.

63. Определите, какая частица X образуется при осуществлении ядерной реакции: ${}^1_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + X$. Используя таблицу масс атомных ядер (в задаче 61), вычислите энергию, освобождающуюся при осуществлении этой ядерной реакции.

64. При взрыве атомной бомбы освобождается энергия $8,3 \cdot 10^{16}$. Эта энергия получается в основном за счет деления ядер урана 238. При делении одного ядра урана 238 освобождается 200 МэВ, масса ядра равна примерно 238 а. е. м. Вычислите массу ядер урана, испытывавших деление при взрыве, и суммарный дефект массы.

65. Одним из типов реакций синтеза, которые можно использовать в будущих термоядерных реакторах, является реакция ${}^2_1\text{H} + {}^3_2\text{He} = {}^4_2\text{He} + {}^1_1\text{p} + W$. Какая энергия W выделяется при этой реакции? Масса атома дейтерия ${}^2_1\text{H}$ примерно равна 2,014 а. е. м., масса атома ${}^3_2\text{He}$ – 3,016 а. е. м., масса атома ${}^4_2\text{He}$ – 4,003 а. е. м. Ответ приведите в мегаэлектрон-вольтах.

66. Вычислите энергию связи ядра дейтерия ${}^2_1\text{H}$, если масса протона 1,00814 а.е.м., масса нейтрона 1,00899 а.е.м., масса ядра дейтерия 2,01410 а.е.м.

67. Вычислите дефект массы ядра кислорода ${}^{17}_8\text{O}$, если масса протона 1,00814 а.е.м., масса нейтрона 1,00899 а.е.м., масса ядра кислорода 16,99913 а.е.м.

68. Определите энергию связи ядра изотопа алюминия ${}^{27}_{13}\text{Al}$, если масса протона 1,00814 а.е.м., масса нейтрона 1,00899 а.е.м., масса ядра изотопа алюминия 26,9898 а.е.м.

69. Определите энергетический выход ядерной реакции ${}^7_3\text{Li} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + {}^1_0\text{n}$, если энергия связи ядра изотопа бериллия 56,4 МэВ, изотопа лития – 39,2 МэВ, дейтерия – 2,2 МэВ.

70. При облучении ядер бора 11 протонами образуются ядра бериллия – 8. Какие еще ядра получаются в этой реакции? Сколько энергии выделяется или поглощается в этой реакции? (масса ядра бора 11,00931 а.е.м., масса ядра бериллия 8,00531 а.е.м.)

71. При реакции деления ядер урана-235 выделилось $1,204 \cdot 10^{26}$ МэВ энергии. Определить массу распавшегося урана, если при делении одного ядра выделяется 200 МэВ энергии.

72. Мощность атомной электростанции $5 \cdot 10^5$ кВт и КПД 20 %. Определить годовой расход урана-235.

73. Препарат полония испускает в секунду $3,7 \cdot 10^9$ α -частиц с энергией 5,3 МэВ. Сколько энергии выделяет препарат в течение часа?

74. Определите, выделяется или поглощается энергия при ядерной реакции ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^1_1\text{H} + {}^{17}_8\text{O}$. Массы ядер, участвующих в реакции: $m_{\text{N}} = 2,3253 \cdot 10^{-26}$ кг, $m_{\text{He}} = 6,6467 \cdot 10^{-27}$ кг, $m_{\text{H}} = 1,6736 \cdot 10^{-27}$ кг, $m_{\text{O}} = 2,8229 \cdot 10^{-27}$ кг.

75. В ядерной реакции ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$ выделяется энергия 3,27 МэВ. Определите массу атома ${}^3_2\text{He}$, если масса атома ${}^2_1\text{H}$ равна $3,34461 \cdot 10^{-27}$ кг

76. Определить энергию, которая выделится при образовании из протонов и нейтронов ядер гелия ${}^4_2\text{He}$ массой 1 г.

77. Какую наименьшую энергию нужно затратить, чтобы оторвать один нейтрон от ядра азота ${}^{14}_7\text{N}$?

78. Определить наименьшую энергию, необходимую для разделения ядра углерода ${}^{12}_6\text{C}$ на три равные части.

79. Вычислите дефект массы и энергию связи ядра ${}^{11}_5\text{B}$. (масса ядра бора 11,00931 а.е.м.)

80. Препарат, активность которого равна $1,7 \cdot 10^{12}$ частиц в секунду, – помещен в калориметр, заполненный водой при 293 К. Сколько времени потребуется, чтобы довести до кипения 10 г воды, если известно, что данный препарат испускает α -частицы энер-

гией 5,3 МэВ, причем энергия всех α -частиц полностью переходит во внутреннюю энергию? Теплоемкостью препарата, калориметра и теплообменом с окружающей средой пренебречь.

81. Каково массовое число ядра X в реакции деления урана

$${}_0^1n + {}_{92}^{235}\text{U} \rightarrow {}_{56}^{141}\text{Ba} + X + 3{}_0^1n ?$$

82. Каково массовое число ядра X в реакции

$${}_{95}^{241}\text{Am} + {}_2^4\text{He} \rightarrow X + 2{}_0^1n ?$$

83. Определите, сколько α -частиц и сколько протонов получается в результате реакции термоядерного синтеза

$${}_2^3\text{He} + {}_3^6\text{Li} \rightarrow ? {}_2^4\text{He} + ? {}_1^1p$$

84. Реакция деления ядра урана тепловыми нейтронами описывается уравнением: $x \cdot {}_0^1n + {}_{92}^{235}\text{U} \rightarrow {}_{56}^{144}\text{Ba} + {}_{36}^{89}\text{Kr} + y \cdot {}_0^1n$.

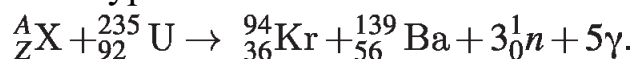
Определите минимальное число нейтронов x , вступающих в реакцию, и число нейтронов y , образующихся в качестве продуктов этой реакции.

85. При бомбардировке изотопов бора ${}_{5}^{10}\text{B}$ нейтронами образуются α -частица и ядро лития. Чему равно число протонов и число нейтронов в составе ядра образующегося элемента?

86. В результате реакции ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_0^1n \rightarrow {}_Z^A\text{X} + {}_2^4\text{He}$ образуется некоторое ядро X . Каковы заряд образовавшегося ядра Z (в единицах элементарного заряда) и его массовое число A ?

87. Ядро некоторого элемента бомбардируется протонами. В результате ядерной реакции поглощаются протоны и образуются α -частицы и ядро нового элемента. У образовавшегося ядра массовое число меньше массового числа исходного ядра на 3, а зарядовое число больше зарядового числа исходного ядра на 5. Определите минимальное число протонов и минимальное число α -частиц, участвующих в этой ядерной реакции.

88. В результате столкновения ядра урана с частицей произошло деление ядра урана, сопровождающееся излучением γ -квантов в соответствии с уравнением:



Сколько протонов содержит частица A_ZX , с которой столкнулось ядро урана?

89. Определите количество протонов в ядре X , которое образовалось в результате ядерной реакции ${}^7_{14}\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^A_ZX + {}^1_1\text{p}$.

90. Сколько протонов содержит ядро X , образовавшееся в результате ядерной реакции ${}^7_4\text{Be} + {}^0_{-1}\text{e} \rightarrow X + \nu_e$?

91. Ядро алюминия может захватить альфа-частицу, в результате чего происходит ядерная реакция ${}^4_2\text{He} + {}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow {}^A_ZX + {}^1_0n$ образованием ядра химического элемента A_ZX . Каков заряд образовавшегося ядра Z ?

92. Ядро бериллия может захватить нейтрон, в результате чего происходит ядерная реакция ${}^1_0n + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^A_ZX + 2{}^1_0n$ образованием ядра химического элемента A_ZX . Каков заряд образовавшегося ядра Z ?

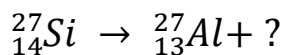
93. Каков заряд ядра X в реакции ${}^1_0n + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^A_ZX + {}^1_1\text{p}$?

94. Сколько протонов содержит ядро X , образовавшееся в результате ядерной реакции ${}^{27}_{13}\text{Al} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^1_1\text{H} + X$?

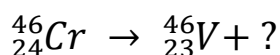
95. Допишите ядерную реакцию: ${}^{27}_{13}\text{Al} + \gamma \rightarrow {}^{26}_{12}\text{Mg} + ?$

96. Дополните ядерную реакцию ${}^{55}_{25}\text{Mn} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^1_0n + ?$

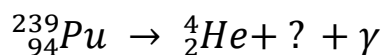
97. Запишите недостающую частицу или ядро:



98. Запишите недостающую частицу или ядро:



99. Запишите недостающую частицу или ядро:



100. Запишите недостающую частицу или ядро:

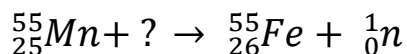


Таблица вариантов

Вариант	Номера задач				
1	1	21	41	61	81
2	2	22	42	62	82
3	3	23	43	63	83
4	4	24	44	64	84
5	5	25	45	65	85
6	6	26	46	66	86
7	7	27	47	67	87
8	8	28	48	68	88
9	9	29	49	69	89
10	10	30	50	70	90
11	11	31	51	71	91
12	12	32	52	72	92
13	13	33	53	73	93
14	14	34	54	74	94
15	15	35	55	75	95
16	16	36	56	76	96
17	17	37	57	77	97
18	18	38	58	78	98
19	19	39	59	79	99
20	20	40	60	80	100

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Физика – это фундаментальная база для теоретической подготовки специалиста. Изучение основных физических явлений, овладение законами физики формируют у будущих специалистов умение выделять физическое содержание в прикладных задачах.

Одна из важнейших целей курса физики состоит в формировании у студентов представлений о физической картине мира.

Пособие может быть использовано для самостоятельной работы студентов очной, очно-заочной и заочной форм обучения с элементами дистанционных образовательных технологий всех технических направлений подготовки ВлГУ, а также преподавателями вузов для проведения практических и лабораторных занятий по данному разделу физики.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Волькенштейн, В. С. Сборник задач по общему курсу физики. М. : Наука, 1979. – 351 с.
2. Галкин, А. Ф. Лекции по физике. В 5 ч. Ч. 5 / А. Ф. Галкин, Н. С. Прокошева ; Владим. гос. ун-т. – Владимир : Изд-во ВлГУ, 2004. – 2007.
3. Детлаф, А. А. Курс физики / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – М. : Высш. шк., 1989. – 607 с.
4. Методические указания, программа, вопросы и задачи по физике. – Владимир : Изд-во ВлГУ, 2007. – 124 с.
5. Савельев И. В. Курс общей физики. В 3 т. Т.1. – М. : Наука, 1987. – 432 с.
6. Савельев И.В. Курс общей физики. В 3 т. Т. 2. – М. : Наука, 1988. – 496 с.
7. Савельев И. В. Сборник вопросов и задач по общей физике. – М. : Наука, 1982. 271 с.
8. Трофимова Т. И. Курс физики. М. : Высш.шк., 1990. – 470 с.
9. Сивухин Д. В. Общий курс физики : в 4 т. М. : Наука, 1974 – 1980. – 2508 с.
10. Чертов А. Г., Воробьев А. А. Задачник по физике. М. : Высш. шк., 1981. – 496 с.

Учебное электронное издание

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Учебно-практическое пособие

Авторы-составители:
АНТОНОВА Мария Александровна
КОКУРИНА Юлия Камильевна

Издается в авторской редакции

Системные требования: Intel от 1,3 ГГц; Windows XP/7/8/10;
Adobe Reader; дисковод CD-ROM

Тираж 10 экз.

Издательство Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых.
600000, Владимир, ул. Горького, 87.