

**Министерство образования Российской Федерации
Саратовский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского**

«Общая физика»

(Часть 6: Ядерная Физика)

Учебное пособие

Саратов 2014

В учебном пособии в определенном порядке скомпилирован апробированный (очное, заочное и дистанционное обучение) материал по Ядерной Физике (часть 6 курса "Общая физика"). Приведены теоретические сведения и даны примеры решения типовых задач.

Учебное пособие предназначено для студентов технических специальностей.

Разработано в соответствии с Государственным стандартом высшей школы.

Рецензенты:

**Кафедра Теоретической и ядерной физики СГУ,
Д.ф.-м.н., профессор А.Г.Лазерсон**

Авторы-составители:

**д.ф.-м.н., проф. СГУ Лавкин А.Г.,
д.т.н., проф. СГУ, СГТУ Антонов И.Н.,
вед. инженер СГУ Мысенко М.Б.**

Содержание

Введение

Общие сведения об атомных ядрах

Естественная радиоактивность. Альфа-, бета- и гамма-лучи.

Законы радиоактивного распада

О методах регистрации микрочастиц

Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность

Энергия связи и дефект массы атомного ядра

Реакция деления. Цепная реакция. Ядерный реактор

Реакция синтеза (термоядерная реакция). Энергия звезд

Космические лучи. Элементарные частицы

Об использовании ядерной энергии

Задачи

Приложения

- 1. Практические занятия.**
- 2. Список вопросов к зачету (экзамену) по курсу «Общая физика»**
- 3. Перечень средств обучения.**
- 4. Литература (основная, дополнительная).**

Введение

«Общая физика» представляет собой дисциплину, являющуюся одной из центральных в системе образования студентов технических специальностей в средних и высших учебных заведениях. Главная цель при ее изучении – освоить фундаментальные понятия каждой из областей физики, ориентироваться в их взаимосвязи, приобрести навыки практической работы – решение задач и выполнение лабораторных работ.

Дисциплина «Общая физика» имеет междисциплинарный характер, активно содействует развитию других научных направлений и осуществляет интерактивную функцию в системе наук. В связи с этим «Общая физика» представляется мощным средством для формирования мировоззрения, а также важнейшим элементом культуры.

В этом курсе изучаются фундаментальные понятия и сложность этого курса заключается в том, что многие разделы достаточно сложны и требуют математической подготовки.

В курсе по дисциплине «Общая физика» изучаемый материал распределен на модули, модули разделены на отдельные занятия. Освоение материала контролируется практическими работами и контрольными вопросами.

Требования к знаниям

В итоге изучения курса студент должен знать:

- Определения основных физических величин.**
- Формулировки основных законов физики**
- О взаимосвязи между различными разделами физики.**
- О фундаментальных физических экспериментах, послуживших обоснованию физических законов.**
- Об основных технических применениях достижений физики.**

О проявлениях физических законов в различных природных явлениях

- О взаимосвязи физики с другими естественными науками.**
- О принципе относительности.**
- О принципе дополнительности.**

Требования к умениям
Студент должен уметь:

Использовать физические величины при формулировке физических законов, находить их размерности.

Правильно применять физические законы при решении задач физики.

Давать научную трактовку результатам, полученным в лабораторном физическом эксперименте.

Объяснять наблюдаемые природные явления на основе физических законов.

Применять принцип относительности.

Формулировать положения о корпускулярно – волновом дуализме материальных частиц.

Общие сведения об атомных ядрах

Исследования атомных ядер наиболее интенсивно проводились лишь с середины 20 века. Тем не менее результаты, которые удалось получить в этой области, оказались важными в научном и практическом отношении - исследования ядер и внутриядерных процессов привело к открытию и практическому использованию ядерной энергии.

Согласно гипотезе - в состав всех атомных ядер входит только два вида элементарных частиц — протоны и нейтроны. Протон имеет положительный заряд, равный заряду электрона (т. е, элементарному заряду $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ Кл), и массу покоя $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг. Нейтрон не имеет заряда; его масса немного

больше массы протона: $m_p = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг. Общее название этих частиц — нуклоны (лат. - ядра).

Массу ядер и элементарных частиц обычно выражают в атомных единицах массы (а. е. м.). За атомную единицу массы принята $1/12$ массы изотопа углерода C^{12} ; $1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг. Следовательно, $m_p = 1,00728 \text{ а. е. м.}$, а $m_n = 1,00866 \text{ а. е. м.}$ Таким образом,

$$m_p \approx m_n \approx 1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Заряд атомного ядра любого химического элемента, выраженный в элементарных зарядах, равен атомному номеру Z этого элемента. Но заряд ядра складывается из зарядов протонов; следовательно, число протонов N_p в атомном ядре элемента равно атомному номеру Z элемента

$$N_p = Z$$

Почти вся масса атома заключена в его ядре. Но масса ядра складывается из масс всех нуклонов, входящих в ядро. Тогда сумма чисел протонов N_p и нейтронов N_n должна равна массовому числу атома, т. е. целому числу A , ближайшему к атомной массе (выраженной в а. е. м.): $N_p + N_n = A$, ($Z + N_n = A$). Следовательно, число нейтронов в атомном ядре элемента равно разности между массовым числом и атомным номером элемента:

$$N_n = A - Z$$

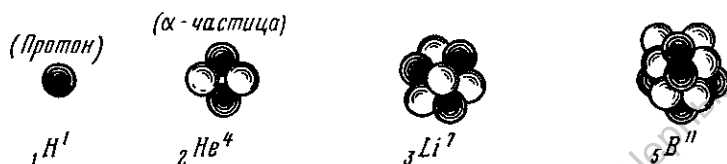
Таким образом, по массовому числу и атомному номеру химического элемента можно непосредственно определять число протонов и число нейтронов, содержащихся в атомном ядре этого элемента.

Атомные ядра химических элементов принято обозначать символом ${}_Z^A X$, где X — символ элемента, A — массовое число, Z —

атомный номер. Например, ${}^2\text{He}^4$ означает атомное ядро гелия, ${}^8\text{O}^{16}$ — атомное ядро кислорода.

На рисунке схематически изображены ядра атомов водорода ${}^1\text{H}^1$, гелия ${}^2\text{He}^4$, лития ${}^3\text{Li}^7$ и бора ${}^6\text{B}^{11}$; черными шариками представлены протоны, белыми — нейтроны.

Атомы, ядра которых состоят из одинакового числа протонов, но из различного числа нейтронов,



называются изотопами. Например, у водорода имеется четыре изотопа: протий (легкий водород) H , дейтерий (тяжелый водород) D , тритий (сверхтяжелый водород) T и четырехнуклонный водород. Ядро протия (протон) H^1 состоит из одного протона ($A = 1$), ядро дейтерия (дейтон) H^2 — из протона и нейтрона ($A = 2$), ядро трития (тритон) H^3 — из протона и двух нейтронов ($A = 3$), ядро четырехнуклонного водорода H^4 — из протона и трех нейтронов ($A=4$). В соединении с кислородом дейтерий образует тяжелую воду (D_2O), тритий - сверхтяжелую воду T_2O . Тяжелая вода содержится в природной воде в очень небольшом количестве — 0,016%; она может быть выделена из природной воды путем многократной перегонки или посредством электролиза. Сверхтяжелая вода встречается в ничтожных количествах (10^{-16} %) в дождевой воде.

Изотопы одного химического элемента имеют одинаковое строение электронных оболочек. Поэтому, у изотопов данного элемента одинаковы как химические свойства, так и физические свойства, которые обусловлены главным образом структурой электронной оболочки, Что касается физических свойств, обусловленных структурой ядра (массовое число, плотность, радиоактивность и т. д.), то они заметно различаются.

Это различие наиболее отчетливо выражено у самых легких химических элементов.

Из периодической системы элементов видно, что атомные массы некоторых элементов значительно отличаются от целых чисел. С помощью масс-спектрографа установлено, что такие элементы представляют собой смесь нескольких изотопов. Это является главной причиной нецелочисленности атомных масс элементов; другая причина, связанная с называемым дефектом массы, рассмотрена ниже.

Установлено, что большинство химических элементов, встречающихся в природе, представляет собой смесь изотопов. В частности, природный водород состоит на 99,985% из протия и на 0,015% из дейтерия.

Согласно теории атомное ядро можно уподобить капле жидкости (капельная модель ядра). Нуклоны, составляющие ядро, связаны между собой особыми силами притяжения — ядерными силами, подобно тому как молекулы в капле жидкости связаны между собой молекулярными силами сцепления.

Устойчивость атомных ядер большинства элементов говорит о том, что ядерные силы исключительно велики: они должны превышать кулоновские силы отталкивания, действующие между протонами. Ядерные силы проявляются только на очень малых расстояниях — порядка 10^{-13} см. При незначительном увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы уменьшаются до нуля и кулоновские силы разъединяют протоны (разрушают ядро).

Ядерные силы являются силами особого рода — не гравитационными и не электрическими. Их природа и свойства изучены недостаточно. Наиболее вероятной считается мезонная теория ядерных сил, согласно которой нуклоны взаимодействуют друг с другом путем обмена особыми элементарными частицами — мезонами.

Благодаря ядерным силам нуклоны столь тесно «упакованы» в ядре, что плотность ρ вещества в атомных ядрах оказывается колоссальной. Определим порядок величины этой плотности. Будем считать ядро шарообразным, имеющим радиус

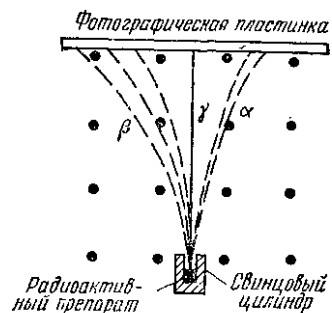
$$r = 10^{-15} \sqrt{A} \text{ (м)}$$

где A — число нуклонов в ядре (т. е. массовое число). Масса ядра равна сумме масс всех входящих в него нуклонов: $m_A = 1,66 \cdot 10^{-27} A$ (кг). Тогда

$$\rho = \frac{m_A}{\frac{4}{3} \pi r^3} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} \cdot A}{\frac{4}{3} \cdot 3,14 \cdot 10^{-46} \cdot A} \approx 4,1 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3 = 4,1 \cdot 10^8 \text{ т/см}^3.$$

Таким образом, 1 см^3 ядерного вещества весил бы около четырехсотмиллионов тонн (1), тогда как 1 см^3 одного из наиболее тяжелых химических элементов—платины — весит всего лишь 22,5 грамма. Это сопоставление указывает на чрезвычайную ажурность структуры атомов, молекул и макроскопических объектов.

Наиболее устойчивыми являются ядра легких элементов, состоящие из приблизительно одинакового числа протонов и нейтронов. У самых тяжелых элементов (расположенных в периодической системе после свинца), ядра которых состоят из большого числа нуклонов (с преобладанием нейтронов), ядерные силы уже не обеспечивают устойчивости ядра. Такие ядра могут самопроизвольно распадаться, превращаясь в ядра более легких элементов. Это явление носит название естественной радиоактивности.



Естественная радиоактивность. Альфа-, бета- и гамма-лучи. Законы радиоактивного распада

Естественная радиоактивность была открыта для соли урана он испускал невидимые лучи, способные вызывать люминесценцию, проникать через слои непрозрачных веществ, ионизировать газы, вызывать почернение фотографической пластинки. Дальнейшие исследования, показали, что естественная радиоактивность свойственна не только урану, но и многим тяжелым химическим элементам торию, полонию и радю. Все эти элементы были названы радиоактивными элементами, а испускаемые ими лучи — радиоактивными лучами (радиоактивным излучением).

По своему составу радиоактивное излучение является сложным: в него входят три различных вида излучения, получивших названия альфа-лучей, бета-лучей гамма-лучей. Основные свойства этих лучей.

1. Альфа-лучи отклоняются электрическим и магнитным полями; представляют собой поток атомных ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, называемых α -частицами. На рис. изображено отклонение альфа-лучей магнитным полем (силовые линии поля, перпендикулярные плоскости рисунка, направлены на читателя и показаны точками). Каждая α -частица несет два элементарных положительных заряда $+2e$ и обладает массовым числом 4. Альфа-частицы вылетают из ядер радиоактивных элементов со скоростями от 14000 до 20000 км/с, что соответствует кинетическим энергиям от 4 до 9 МэВ.

Пролетая через вещество, α -частица ионизирует его атомы, действуя на них своим электрическим полем («выбивает» электроны из атомов вещества), Израсходовав энергию на ионизацию атомов, α -частица останавливается; при этом она захватывает два электрона (из имеющихся в веществе свободных электронов) и превращается в атом гелия.

Путь, проходимый α -частицей в веществе (до остановки), называется ее пробегом, или проникающей способностью, а число пар ионов, создаваемых α -частицей на пробеге, называется ее ионизирующей способностью. Очевидно, что чем больше ионизирующая способность частицы, тем меньше ее пробег.

Пробег α -частиц в воздухе (при нормальном давлении) составляет 3—9 см, а их ионизирующая способность равна 100000 — 250000 пар ионов (в среднем 30000 пар ионов на 1 см пробега). Таким образом, α -частицы обладают высокой ионизирующей способностью, но небольшой проникающей способностью.

Альфа-лучи полностью поглощаются, например, слоем алюминия толщиной 0,06 м.

2. Бета-лучи отклоняются электрическим и магнитным полями; представляют собой поток быстрых электронов, называемых β -частицами. Масса их в 7350 раз меньше массы α -частицы. Средняя скорость β -частиц составляет около 160000 км/с. На рис. показано отклонение β -частиц магнитным полем

В отличие от α -излучения β -излучение имеет сплошной энергетический спектр. Ядра одного и того же радиоактивного элемента выбрасывают β -частицы и со скоростью, близкой к нулю, и со скоростью, близкой к скорости света. Энергия β -частиц лежит в пределах от сотых долей МэВ до нескольких МэВ.

Поскольку β -частица имеет весьма малую массу, большую (в среднем) скорость и несет только один элементарный заряд, ее ионизирующая способность значительно — в 100 раз — меньше, а пробег во столько же раз больше, чем у α -частицы. Пробег β -частиц достигает в воздухе 40 м, в алюминии — 2 см, в биологической ткани — 6 см.

Экспериментально установлено, что атомные ядра одного и того же радиоактивного элемента теряют при β -распаде вполне определенное, одинаковое количество энергии. Поэтому все β -частицы, испускаемые данным элементом, должны были бы обладать одинаковой энергией. Между тем, как отмечалось, β -излучение характеризуется сплошным энергетическим спектром, что также установлено экспериментально. Таким образом, энергия, уносимая β -частицами из ядер, оказывается меньше энергии, испускаемой ядрами при β -распаде. Это не согласуется с законом сохранения энергии. В связи с этим высказана гипотеза о том, что при каждом акте β -распада вместе

с β -частицей из ядра выбрасывается еще одна легкая, незаряженная частица, названная нейтрино. Нейтрино и β -частица совместно уносят из ядра одно и то же количество энергии. Но в различных актах β -распада эта энергия распределяется между нейтрино и β -частицей по-разному (случайно), чем и объясняется сплошной характер энергетического спектра β -излучения.

3. Гамма-лучи представляют собой поток фотонов, имеющих очень высокую частоту — порядка 10^{20} Гц, что соответствует длине волны — порядка 10^{-12} м. Энергия γ -фотонов имеет порядок 1 МэВ.

Являясь крайне жестким электромагнитным излучением, γ -лучи во многом подобны характеристическим рентгеновским лучам. Они не отклоняются электрическим и магнитным полями, распространяются со скоростью света, при прохождении через кристаллы обнаруживают дифракцию. Но в отличие от рентгеновских лучей, γ -лучи испускаются атомным ядром (при его переходе из возбужденного состояния в нормальное).

Поглощение γ -лучей в веществе обусловлено в основном тремя процессами: фотоэффектом, эффектом Комптона и образованием электронно-позитронных пар. Последний процесс состоит в том, что γ -фотон, обладающий энергией $h\nu \geq 1,02$ МэВ, пролетая вблизи атомного ядра, может (под влиянием ядерного поля) превратиться в пару элементарных частиц — электрон и позитрон (позитрон имеет массу, равную массе электрона, и несет положительный элементарный заряд; обозначается буквой e^+ или β^+). Ионизирующая способность γ -лучей невелика; в воздухе она имеет порядок 100 пар ионов (в среднем 1—2 пары ионов на 1 см «пробега»).

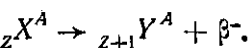
Гамма-лучи являются одним из самых проникающих излучений. Наиболее жесткие γ -лучи проходят через слой свинца толщиной 5 см или через слой воздуха толщиной в несколько сотен метров; тело человека они пронизывают насквозь.

Подчеркнем, что радиоактивное излучение испускается атомными ядрами, а не их электронными оболочками. Для

α -излучения это очевидно, поскольку электронная оболочка не содержит протонов и нейтронов (образующих α -частицу); для β -излучения это следует из того, что оно не зависит (не изменяется) от каких бы то ни было воздействий на электронные оболочки радиоактивных атомов. Бета-частицы не входят в состав ядра, но возникают в нем в процессе ядерного распада (благодаря превращениям нейтронов в протоны). И α - и β -распады обычно сопровождаются γ -излучением.

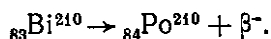
Очевидно, что радиоактивное излучение ведет к превращению атомов излучающего элемента в атомы другого элемента.

При испускании β -частицы заряд ядра увеличивается на единицу, а масса практически не изменяется (ввиду малости массы β -частицы). Следовательно, по мере β -распада радиоактивный элемент превращается в элемент с атомным номером, на единицу большим, и с тем же массовым числом. Иначе говоря, при β -распаде элемент смещается в периодической системе на один номер вправо без изменения массового числа.

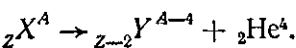


Символически это смещение записывается так:

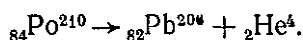
Например,



При испускании α -частицы заряд ядра уменьшается на 2 единицы, а массовое число — на 4 единицы.:



Например,



Правила (4) и (5), определяющие смещение радиоактивного элемента в периодической системе, называют законами смещения.

Радиоактивный распад ведет к постепенному уменьшению числа атомов радиоактивного элемента. Он носит случайный характер в том смысле, что нельзя предсказать, когда и какой именно атом распадется. Можно говорить только о вероятности распада каждого атома за определенный промежуток времени.

Число атомов dN , распадающихся за время dt , пропорционально времени и общему числу N атомов радиоактивного элемента:

$$dN = -\lambda N \cdot dt,$$

где λ — коэффициент пропорциональности, называемый постоянной распада данного элемента. Знак минус указывает на уменьшение числа атомов радиоактивного элемента со временем. Из (6) следует, что

$$\lambda = -\frac{dN}{N \cdot dt},$$

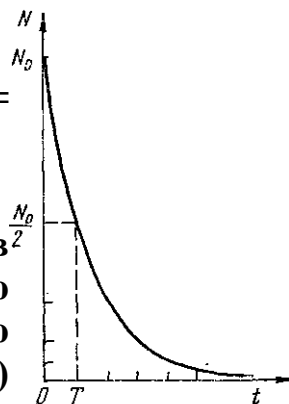
т. е. постоянная распада равна относительному уменьшению числа атомов данного элемента в единицу времени.

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

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

Интегрируя уравнение (6) в пределах от $t = 0$ до $t > 0$ получим

где N_0 — число атомов элемента в начальный момент времени, N — число атомов этого же элемента, оставшихся по истечении времени t . •Соотношение (7)



0 до

называется законом радиоактивного распада; графически этот закон представлен на рис.

Для характеристики быстроты распада радиоактивного элемента вводится понятие периода полураспада. Периодом полураспада T называется время, в течение которого количество атомов исходного элемента

уменьшается вдвое. Из (7) следует, что
$$e^{-\lambda T} = \frac{1}{2},$$

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

откуда
$$\tau = \frac{T}{\ln 2} = 1,44 T,$$

т. е. среднее время жизни приблизительно в полтора раза больше периода полураспада.

Величина, обратно пропорциональная постоянной распада, представляет среднее время жизни радиоактивного атома:

$$\text{Следовательно, } T = \tau \cdot \ln 2,$$

Значения T , τ , λ у различных радиоактивных элементов весьма различны. Наряду с такими «долгоживущими» элементами, как уран ${}_{92}^{238}$ ($T = 4,5 \cdot 10^9$ лет), встречаются и такие «короткоживущие» элементы, как, например, полоний ${}_{84}\text{Po}^{214}$ ($T = 1,5 \cdot 10^{-4}$ с).

Число атомных распадов, совершающихся в радиоактивном элементе за 1 с, называется активностью a этого элемента:

$$a = \left| \frac{dN}{dt} \right|.$$

Из формул (6), (8) и (9) следует, что
$$a = \lambda N = \frac{N \cdot \ln 2}{T}.$$

Таким образом, активность элемента пропорциональна его количеству и обратно пропорциональна периоду полураспада. За единицу активности принята активность 1 г радия, получившая название кюри:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп./с.}$$

Продукт радиоактивного распада химического элемента может сам быть радиоактивным. Поэтому процесс радиоактивного распада обычно проходит через ряд промежуточных стадий, образуя цепочку радиоактивных элементов, заканчивающуюся стабильным элементом. Такая цепочка элементов называется радиоактивным семейством. В настоящее время известны четыре радиоактивных семейства.

1. Семейство урана — радия начинается с урана ${}_{92}\text{U}^{238}$ ($T = 4,5 \times 10^9$ лет) и заканчивается изотопом свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

2. Семейство нептуния; начинается с трансуранового элемента нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$ ($T = 2,2 \cdot 10^6$ лет) и заканчивается изотопом висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$. Следует отметить, что природного нептуния на Земле уже нет, так как он полностью распался; сейчас нептуний получают посредством искусственных ядерных реакций.

3. Семейство актиния; начинается с актиноурана ${}_{92}\text{AcU}^{235}$ ($T = 7,3 \cdot 10^8$ лет) и заканчивается изотопом свинца ${}_{82}\text{Pb}^{207}$.

4. Семейство тория\ начинается с тория ${}_{90}\text{Th}^{232}$ ($T = 1,4 \cdot 10^{10}$ лет) и заканчивается изотопом свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

В таблице приведены все члены радиоактивного семейства урана-радия (дочерние элементы помещены под материнскими) и указав вид радиоактивного распада каждого из членов.

| Элемент | Символ | Вид распада | Период полураспада |
|---------|--------|-------------|----------------------|
| Уран | U | α | $4,5 \cdot 10^9$ лет |
| Торий | Th | β | 24,1 дня |

| | | | |
|-------------|-------|----------|-------------------------|
| Протактиний | Ra | β | 1,14 мин |
| Уран | 92U | α | 2,7-10 ³ лет |
| Торий | Th | α | 8,2-10 ⁴ лет |
| Радий | Ra | α | 1622 года |
| Радон | Rn222 | α | 3,8 дня |
| Полоний | Po | α | 3,05 мин |
| Свинец | Pb | β | 26,8 мин |
| Висмут | Bi | β | 19,7 мин |
| Полоний | Po | α | 0,15 с |
| Таллий | Tl | β | 1,32 мин |
| Свинец | Pb | β | 22,2 года |
| Висмут | Bi | β | 4,97 дня |
| Полоний | Po | α | 139 дней |
| Свинец | Pb | Стабилен | |

Пользуясь этой таблицей и законами смещения (4) и (5), нетрудно составить символическую запись всей цепи радиоактивных превращений, происходящих в данном семействе.

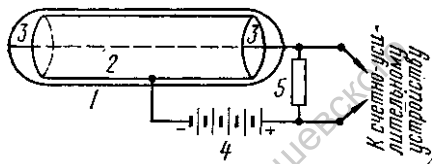
О методах регистрации микрочастиц

При изучении атомных ядер и внутриядерных процессов (как естественных, так и искусственновызванных) приходится иметь дело с крайне малыми частицами (электронами, протонами,

а-частицами и т.п.). Для наблюдения и регистрации этих микрочастиц ядерная физика пользуется следующими приборами и методами: ионизационным счетчиком, сцинтилляционным счетчиком, камерой Вильсона, пузырьковой камерой, толстослойной фотографической эмульсией и др..

1. Ионизационный счетчик

основан на возникновении газового разряда при ионизации газа движущейся заряженной микрочастицей.



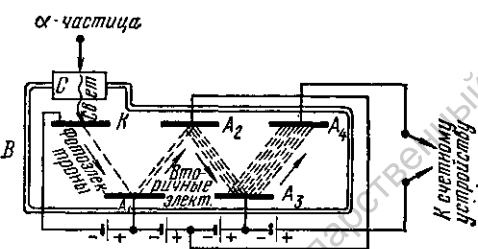
Распространенным видом ионизационного счетчика является счетчик Гейгера — Мюллера, схема которого представлена на рис. В стеклянном баллоне 1 (наполненном газом под давлением порядка 10^4 Па) находится цилиндрический конденсатор 2, внутренним электродом которого служит металлическая нить 3. На конденсатор подано напряжение от батареи 4 через высокоомное (порядка 10^9 Ом) сопротивление 5.

Если в конденсатор влетит заряженная микрочастица, то производимая ею ионизация газа вызовет газовый разряд. В цепи конденсатора пройдет кратковременный ток, сопровождающийся падением

напряжения на резисторе 5. Это колебание напряжения усиливается обычными радиотехническими способами и затем регистрируется вспышкой сигнальной лампочки или движением стрелки электромеханического счетчика.

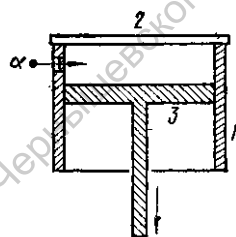
Таким образом, счетчик Гейгера — Мюллера регистрирует каждую ионизирующую частицу. Разрешающая способность счетчика (со специальным пересчетным устройством) достигает 10000 частиц в секунду.

2. Сцинтилляционный счетчик основан на радиолюминесценции, т. е. на флуоресценции вещества под ударами частиц радиоактивного излучения.



Сцинтилляционный счетчик, схематически изображенный на рис., представляет собой совокупность прозрачного монокристаллического люминофора (сцинтиллятора) С и многокаскадного фотоэлектронного умножителя В. Фотоэлектронный умножитель имеет один катод К и несколько анодов A_1, A_2, A_3 и т. д.; потенциал каждого последующего анода выше, чем предыдущего.

Счетчик действует следующим образом. Микрочастица, например α -частица, падая на сцинтиллятор, вызывает в нем кратковременную вспышку (сцинтилляцию). Свет этой вспышки вырывает электроны из катода С. Вырванные фотоэлектроны летят к аноду A_1 и выбивают из него по несколько вторичных электронов. Возросший поток электронов направляется к аноду A_2 , где также выбивает вторичные электроны, и т. д. В результате на выходе фотоэлектронного умножителя возникает значительный импульс тока, регистрируемый счетным устройством.



Таким образом, сцинтилляционный счетчик отмечает каждую микрочастицу, падающую на сцинтиллятор. Разрешающая способность сцинтилляционных счетчиков на несколько порядков выше, чем ионизационных счетчиков.

3. Камера Вильсона основана на том, что ионы, создаваемые в воздухе пролетающей микрочастицей, становятся ядрами конденсации для пересыщенного пара.

Камера Вильсона состоит из цилиндра /, герметически закрытого стеклянной крышкой 2, и поршня 3 (рис.). При резком опускании поршня воздух, находящийся в рабочем объеме камеры (над поршнем), адиабатически расширяется и охлаждается. Водяной пар, содержащийся в воздухе, становится пересыщенным и конденсируется на ионах, созданных микрочастицей, влетевшей в камеру через тонкую часть стенки цилиндра. Весь путь частицы оказывается усыянным водяными капельками. Освещая рабочий объем камеры, можно увидеть и

сфотографировать этот путь, или, как его принято называть, трек.

По виду трека можно судить о природе ионизирующей частицы (например, трек электрона тоньше и длиннее трека α -частицы).

Разработан метод исследования частиц посредством камеры Вильсона, помещенной в сильное магнитное поле.

В этом случае треки оказываются изогнутыми (частица имеет заряд). По радиусу их кривизны можно определять массу, заряд и скорость ионизирующих частиц.

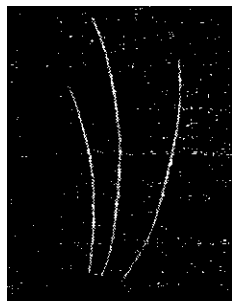
На рис. изображены треки α -частиц, сфотографированные в магнитной камере Вильсона.

4. Пузырьковая камера основана на том, что ионы, возникающие на пути заряженной микрочастицы, движущейся внутри «растянутой» жидкости, становятся центрами парообразования. Представляет собой сосуд с расширительным устройством, наполненный жидкостью в состоянии, близком к «растянутому». В качестве жидкости применяются эфир, фреон, жидкий азот, пропан и др.

Исследуемая микрочастица, пролетая через камеру, ионизирует молекулы жидкости; одновременно расширительное устройство резко снижает давление в камере. Жидкость становится «растянутой» и закипает; в ней возникают мельчайшие пузырьки пара, в первую очередь на ионах. Поэтому весь путь микрочастицы оказывается усеянным пузырьками, хорошо видимыми благодаря специальному освещению. Это позволяет наблюдать и фотографировать треки.

Так как жидкость является достаточно плотной средой, то движущиеся в ней микрочастицы сильно тормозятся и останавливаются, пройдя сравнительно короткий путь.

Благодаря этому с помощью пузырьковой камеры можно исследовать микрочастицы, обладающие очень высокой энергией (камеру Вильсона такая частица пронизала бы насквозь, не дав законченного трека).

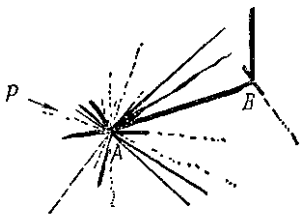


5. Метод толстослойных фотографических эмульсий основан на том, что заряженная микрочастица, попадая в слой мелкозернистой фотоэмульсии, оставляет в нем скрытый след своего пути. После проявления фотоэмульсии след чернеет. По длине, форме, степени почернения и другим характеристикам следа (рассматриваемого под микроскопом) можно определить массу, заряд, скорость и энергию частицы.

Фотоэмульсией служит желатиновый слой, содержащий микрокристаллы бромистого серебра; толщина слоя около 1 мм.

Поскольку фотоэмульсию можно экспонировать в течение длительного времени, данный метод оказывается особенно ценным для наблюдения редко встречающихся микрочастиц и исследования редких ядерных процессов. На рис. показаны следы, оставленные в фотоэмульсии осколками атомного ядра, разрушенного (в точке А) быстрым протоном; один из этих осколков затем распался (в точке В) на три частицы.

В заключение подчеркнем, что с помощью рассмотренных методов можно непосредственно наблюдать только заряженные частицы. Нейтральные частицы непосредственно не наблюдаются, так как они не производят ионизации атомов вещества (и, следовательно, не дают треков). Данные о массе, скорости и энергии нейтральных частиц получают косвенно, изучая характер действия этих частиц на заряженные (при расчетах пользуются законами сохранения энергии и количества движения).



Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность

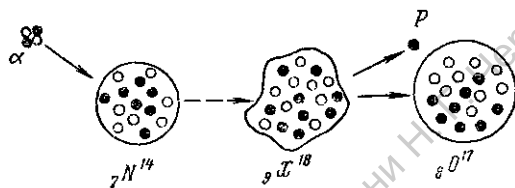
Изучение естественной радиоактивности показало, что превращение одного химического элемента в другой обусловлено внутриядерными процессами,

т. е. изменениями, происходящими внутри атомных ядер. В связи с этим были предприняты попытки искусственного превращения одних химических элементов в другие путем

воздействия на атомные ядра. Эффективным средством такого воздействия оказалась бомбардировка атомных ядер частицами высокой энергии (от нескольких миллионов до десятков миллиардов Электронвольт).

Первоначально в качестве бомбардирующих частиц использовались α -частицы радиоактивного излучения. В дальнейшем стали применять и другие заряженные частицы, предварительно сообщая им очень большую кинетическую энергию в специальных ускорителях, например в циклотронах. Кроме того, теперь используются потоки заряженных и нейтральных частиц, создаваемые ядерными реакторами.

Процесс превращения ядер,



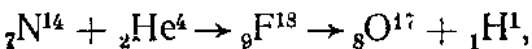
частиц,
ядерными

атомных

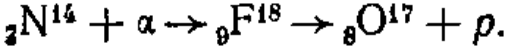
обусловленный воздействием на них быстрых элементарных частиц (или ядер атомов), называется ядерной реакцией.

Первая искусственная ядерная реакция - превращение атомного ядра азота в ядра изотопа кислорода. В качестве бомбардирующих частиц использовались α -частицы естественного радиоактивного излучения. Реакция проводилась в камере Вильсона, наполненной азотом. После α -облучения азота в рабочем объеме камеры появились атомы изотопа кислорода и атомные ядра водорода, т. е. протоны.

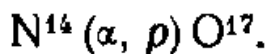
Данная реакция протекает следующим образом (рис.): α -частица попадает в атомное ядро азота ${}^7\text{N}^{14}$ и поглощается им. Образующееся при этом промежуточное ядро ${}^9\text{F}^{18}$ (ядро изотопа фтора ${}^9\text{F}^{18}$) оказывается неустойчивым: оно выбрасывает из себя один протон, превращаясь в атомное ядро изотопа кислорода ${}^8\text{O}^{17}$. Эту реакцию можно записать так:



или



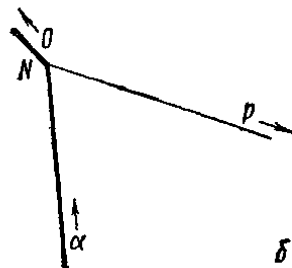
Пользуются и еще более сокращенным способом записи ядерных реакций. После символа ядра-мишени указывают в скобках бомбардирующую частицу и все другие частицы, появляющиеся в результате реакции; за скобкой ставят символ ядра-продукта (атомный номер элемента обычно не пишут). Применительно к рассматриваемой реакции этот способ записи выглядит так:



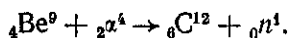
На рис.(а) приведена фотография, на которой зафиксирован процесс превращения одного из атомных ядер азота в камере Вильсона. Верообразно расходящиеся белые нити являются треками α -частиц. На конце одного из треков (точка N) имеется характерное разветвление — «вилка» (ее схема дана на рис.(б)). Здесь α -частица вклинилась в ядро азота, в результате чего образовались ядро изотопа кислорода и протон. Короткий толстый трек ядра кислорода направлен влево вверх, а длинный тонкий трек протона — вправо вниз.

Таким образом, опыт подтвердил возможность осуществления искусственных ядерных реакций и вместе с тем непосредственно показал, что протоны входят в состав атомных ядер и могут быть выделены (выбиты) из этих ядер.

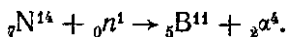
Как видно на фотографии (рис. (а)), лишь немногие α -частицы попадают в ядро и вызывают ядерную реакцию. Это объясняется, во-первых, тем, что атомные ядра расположены сравнительно далеко друг от друга, и, во-вторых, тем, что между положительно заряженным ядром и α -частицей возникают (при их сближении) очень большие кулоновские силы отталкивания; поэтому в ядро может вклиниться только α -частица, обладающая достаточно высокой энергией. В этой связи отметим, что наиболее эффективными снарядами для обстрела атомных ядер являются нейтральные частицы (особенно нейтрон), поскольку между ними и ядрами нет электростатического отталкивания.



Рассмотрим еще ядерную реакцию, в результате которой был обнаружен нейтрон. При бомбардировке бериллиевой пластинки α -частицами (рис.) ядро бериллия ${}^9_4\text{Be}$ захватывает α -частицу и, испуская нейтрон n , превращается в ядро углерода ${}^{12}_6\text{C}$:



Нейтроны, вылетающие из бериллия, направляются в камеру Вильсона, наполненную азотом. При попадании нейтрона в ядро азота ${}^{14}_7\text{N}$ образуются ядро бора ${}^{11}_5\text{B}$ и α -частица:

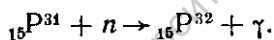


Сам нейтрон не дает трека в камере, но по трекам ядра бора и α -частицы можно рассчитать, что данная реакция вызвана нейтральной частицей массой в 1 а. е. м., т. е. нейтроном.

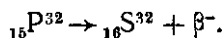
Отметим, что свободный нейтрон существует недолго. Он либо вступает в ядерную реакцию с каким-нибудь атомным ядром, либо превращается в протон, испуская β -частицу и нейтрино: $n (\beta, \nu)_p$. Следовательно, нейтрон радиоактивен, согласно опытным данным, его период полураспада составляет около 11,7 мин.

Все ядерные реакции сопровождаются испусканием тех или иных элементарных частиц (в том числе γ -фотонов). Продукты многих ядерных реакций оказываются радиоактивными; их называют искусственно радиоактивными изотопами.

Примером получения радиоактивных изотопов может служить реакция захвата нейтронов фосфором ${}_{15}\text{P}^{31}$. При этом захвате испускается γ -фотон и образуется радиоактивный изотоп фосфора:

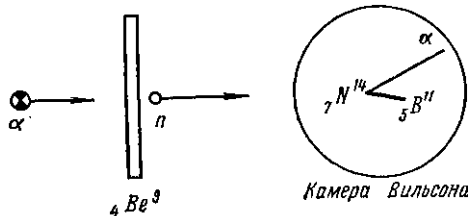


Период полураспада изотопа фосфора $T = 14,3$ дня; распад ядра изотопа, сопровождающийся испусканием β -частицы, ведет к образованию стабильного изотопа серы ${}_{16}\text{S}^{32}$:

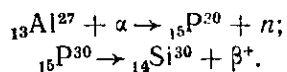


Как и естественно радиоактивным веществам, искусственно радиоактивным изотопам свойственны γ , β , α -распады. Однако, имеются и такие искусственно радиоактивные изотопы, которые обладают позитронным распадом,

т.е. испускают позитроны. Примером может служить реакция бомбардировки алюминия α -частицами. В данном случае ядро алюминия ${}_{13}\text{Al}^{27}$ испускает нейтрон и превращается в ядро



радиоактивного изотопа фосфора ${}_{15}\text{P}^{30}$, период полураспада которого $T = 2,5$ мин. Этот изотоп, испуская позитрон β^+ , превращается в стабильный изотоп кремния ${}_{14}\text{Si}^{30}$. Реакция идет по схеме:



В промышленном масштабе искусственные радиоактивные изотопы получают путем облучения (главным образом нейтронного) соответствующих химических элементов в ядерном реакторе.

Получено по несколько изотопов для каждого химического элемента; их общее число превышает 1500. Многие из них широко применяются в качестве «меченых атомов» в самых разнообразных отраслях.

| Элемент | Период полураспада | Вид распада |
|----------|-----------------------|-----------------|
| Углерод | 5720 лет | β |
| Азот | 9,9 мин | β^+ |
| Кислород | 2,1 мин | β^+ |
| Натрий | 2,6 года | γ, β |
| Фосфор | 14,3 дня | β |
| Сера | 87,1 дня | $P\sim$ |
| Калий | 12,4 часа | V |
| Кальций | 152 дня | β |

| | | |
|----------|-----------|---------------------|
| Марганец | 2,6 часа | β . γ |
| Железо | 46,3 дня | β . γ |
| Кобальт | 5,3 года | β . γ |
| Цинк | 250 дней | β +. γ |
| Мышьяк | 26,8 часа | β +. γ |
| Иод | 8 дней | β . γ |

В таблице приведены характеристики некоторых искусственных радиоактивных изотопов, наиболее употребляемых в сельском хозяйстве. С помощью этих изотопов исследуются процессы питания сельскохозяйственных растений и животных, миграция насекомых, фотосинтез, передвижение грунтовых вод, проводится радиоактивное облучение семян, ведется борьба с вредителями сельскохозяйственных растений и т. п.

Энергия связи и дефект массы атомного ядра

Как отмечалось, нуклоны прочно связаны в ядре атома ядерными силами. Для разрыва этой связи, т. е. для полного разобщения нуклонов, необходимо затратить некоторое количество энергии (совершить некоторую работу).

Энергия, необходимая для разобщения нуклонов, составляющих ядро, называется энергией связи ядра. Величину энергии связи можно определить на основе закона сохранения энергии и закона пропорциональности массы и энергии.

Согласно закону сохранения энергии, энергия нуклонов, связанных в ядре, должна быть меньше энергии разобращенных нуклонов на величину энергии связи ядра. С другой стороны, согласно закону пропорциональности массы и энергии,

изменение энергии системы сопровождается пропорциональным изменением массы системы:

$$\Delta W = \Delta mc^2,$$

где c — скорость света в вакууме. Так как в рассматриваемом случае ΔW и есть энергия связи ядра, то масса атомного ядра должна быть меньше суммы масс нуклонов, составляющих ядро, на величину Δm , которая называется дефектом массы ядра. По формуле (10) можно рассчитать энергию связи ядра, если известен дефект массы этого ядра.

Массы атомных ядер определены с высокой степенью точности посредством масс-спектрографа; массы нуклонов также известны. Это дает возможность определять дефект массы любого ядра и рассчитывать энергию связи ядра.

В качестве примера рассчитаем энергию связи ядра атома гелия. Оно состоит из двух протонов и двух нейтронов. Масса протона $m_p = 1,0073$ а. е. м., масса нейтрона $m_n = 1,0087$ а. е. м. Следовательно, масса нуклонов, образующих ядро, равна $2m_p + 2m_n$. Масса же ядра атома гелия $m_{\alpha} = 4,0016$ а. е. м. Таким образом, дефект атомного ядра гелия равен $\Delta m = 4,0320 - 4,0016 = 0,03$ а. е. м.,

Тогда энергия связи ядра гелия равна

$$\mathcal{E} = \Delta mc^2 = 5 \cdot 10^{-29} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ Дж} = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = \frac{4,5 \cdot 10^{-12}}{1,6 \cdot 10^{-14}} \text{ эВ} \approx 28 \text{ МэВ}.$$

где Z — атомный номер, A — массовое число. Выражая массу нуклонов и ядра в атомных единицах массы и учитывая, что $c^2 \cdot 1$ а. е. м. = $\frac{9 \cdot 10^{16} \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \text{ эВ} = 931 \text{ МэВ}$

Общая формула для расчета энергии связи любого ядра в дж. по его дефекту массы будет иметь вид

$$\Delta m = 0,03 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \approx 5 \cdot 10^{-29} \text{ (кг)}.$$

$$\mathcal{E} = c^2 \{ [Zm_p + (A - Z) \cdot m_n] - m_{\alpha} \},$$

можно написать формулу энергии связи ядра в МэВ:

$$\mathcal{E} = 931 [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}}].$$

Энергия связи ядра, приходящаяся на один нуклон, называется удельной энергией связи ϵ . Следовательно,

$$\epsilon = \frac{\mathcal{E}}{A}.$$

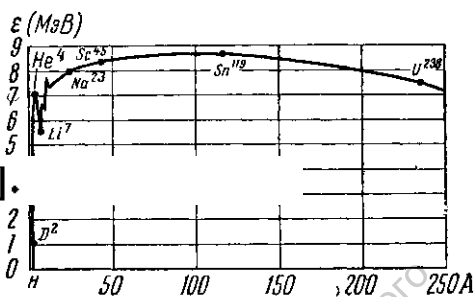
У ядра гелия $\epsilon = \frac{28}{4} = 7$ (МэВ).

Удельная энергия связи характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер: чем больше ϵ , тем устойчивее ядро. Согласно формулам (11) и (12),

Еще раз подчеркнем, что в формулах (12) и (13) массы нуклонов и ядра выражены в атомных единицах массы.

По формуле (13) можно рассчитывать удельную энергию связи любых ядер. Результаты этих расчетов представлены графически на рис., по оси ординат отложены удельные энергии связи в МэВ, по оси абсцисс — массовые числа A . Из графика следует, что удельная энергия связи максимальна (8,65 МэВ) у ядер с массовыми числами порядка 100; у тяжелых и у легких ядер она несколько меньше (например, 7,5 МэВ у урана, 7 МэВ у гелия).

Всякая ядерная реакция сопровождается выделением или поглощением энергии. График зависимости от A позволяет определить, при каких превращениях ядра происходит



выделение энергии и при каких — ее поглощение. При делении тяжелого ядра на ядра с массовыми числами A порядка 100 (и более) происходит выделение энергии (ядерной энергии). Поясним это следующим рассуждением. Пусть, например, произошло разделение ядра урана ($A = 238$) на два атомных ядра («осколка») с массовыми числами $A_2 = 119$. Удельная энергия связи ядра урана $\varepsilon_1 = 7,5$ МэВ, удельная энергия связи каждого из новых ядер $\varepsilon_2 = 8,6$ МэВ. Для разобращения всех нуклонов, составляющих атомное ядро урана, необходимо затратить энергию, равную энергии связи ядра урана:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1 A_1 = 7,5 \cdot 238 = 1785 \text{ (МэВ)}.$$

При объединении этих нуклонов в два новых атомных ядра (с массовыми числами 119) выделится энергия, равная сумме энергий связи новых ядер:

$$\varepsilon_2 = 2\varepsilon_2 A_2 = 2 \cdot 8,6 \cdot 119 = 2046,8 \text{ (МэВ)}.$$

Следовательно, в результате реакции деления ядра урана выделится ядерная энергия в количестве $\Delta\varepsilon$, равном разности между энергией связи новых ядер и энергией связи ядра урана:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 2046,8 - 1785 = 261,8 \text{ (МэВ)}.$$

Выделение ядерной энергии происходит и при ядерных реакциях иного типа — при объединении (синтезе) нескольких легких ядер в одно ядро. В самом деле, пусть, например, имеет место синтез двух ядер натрия Na^{23} ($A_i = 23$) в ядро с массовым числом $A_2 = 46$. Удельная энергия связи ядра натрия $\varepsilon_1 = 7,9$ МэВ, удельная энергия связи синтезированного ядра $\varepsilon_2 = 8,4$ МэВ. Для разобращения всех нуклонов, образующих два ядра натрия,

необходимо затратить энергию, равную удвоенной энергии связи ядра натрия:

$$\varepsilon_1 = 2\varepsilon_1 A_1 = 2 \cdot 7,9 \cdot 23 = 363,4 \text{ (МэВ)}.$$

При объединении этих нуклонов в новое ядро (с массовым числом 46) выделится энергия, равная энергии связи нового ядра:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_2 A_2 = 8,4 \cdot 46 = 386,4 \text{ (МэВ)}.$$

Следовательно, реакция синтеза ядер натрия сопровождается выделением ядерной энергии в количестве, равном разности энергии связи синтезированного ядра и энергии связи ядер натрия:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 386,4 - 363,4 = 23 \text{ (МэВ)}.$$

Таким образом, мы приходим к выводу, что выделение ядерной энергии происходит как при реакциях деления тяжелых ядер, так и при реакциях синтеза легких ядер. Количество ядерной энергии $\Delta\varepsilon$, выделяемое каждым прореагировавшим ядром, равно разности между энергией связи ε_2 продукта реакции и энергией связи ε_1 исходного ядерного материала:

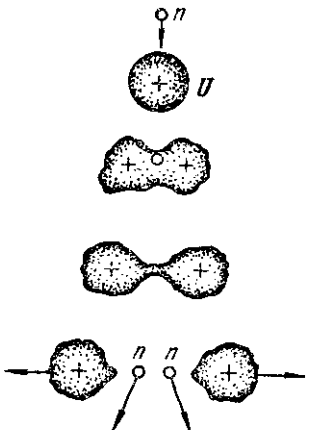
$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1.$$

Это положение является исключительно важным, поскольку на нем основаны промышленные способы получения ядерной энергии.

Отметим, что наиболее выгодной, в отношении энергетического выхода, является реакция синтеза ядер водорода H^1 или дейтерия D^2 , поскольку, как это следует из графика (см. рис. 386), в данном случае разность энергий связи синтезируемого ядра и исходных ядер будет наибольшей.

Реакция деления. Цепная реакция. Ядерный реактор

Делиться, т. е. распадаться на две части, может только возбужденное ядро. Для возбуждения ядра необходимо сообщить ему достаточное количество энергии (энергии возбуждения), что можно сделать путем обстрела ядра, например α -частицами или протонами. Наиболее эффективными «снарядами» являются, как уже отмечалось, нейтроны, поскольку они будучи электрически нейтральными, не испытывают электростатического отталкивания со стороны ядра.



Благодаря работам ряда ученых была открыта реакция деления ядер урана, обстреливаемых нейтронами. Основываясь на капельной модели ядра, можно описать эту реакцию следующим образом.

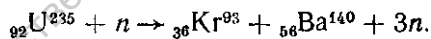
Захватив нейтрон, ядро урана U становится возбужденным и деформируется. Если возбуждение невелико, то ядро, освобождаясь от излишка энергии путем испускания γ -фотона или нейтрона, возвращается в устойчивое состояние. Если же энергия возбуждения достаточно велика, то в ядре образуется перетяжка, аналогичная перетяжке между двумя частями раздваивающейся капли жидкости. Ядерные силы, действующие в узкой перетяжке, уже не могут противостоять значительной кулоновской силе отталкивания одноименно заряженных частей ядра. Перетяжка разрывается и ядро распадается на два «осколка», разлетающихся с огромными скоростями в противоположные стороны. Кроме того, в момент деления из ядра выбрасываются 2—3 нейтрона, называемые мгновенными.

Энергетический спектр мгновенных нейтронов простирается от очень малых энергий — порядка 1 эВ и менее (соответствующих тепловому движению нейтронов при нормальной температуре), примерно до 10 МэВ. Большинство мгновенных нейтронов имеет энергию 1—2 МэВ. Нейтроны, обладающие энергией, большей 1,5 МэВ, называются быстрыми,

нейтроны меньшей энергии — медленными (нейтроны с очень малыми энергиями носят название тепловых).

Осколки разделившегося ядра являются радиоактивными: они испускают γ -фотоны, β -частицы и нейтроны; эти нейтроны в отличие от мгновенных называются запаздывающими (выбрасываются в течение нескольких минут после акта деления). Число запаздывающих нейтронов составляет около 1 % всех нейтронов, образующихся при делении.

Способностью делиться на две части под действием нейтронов обладают ядра всех тяжелых элементов. Наиболее важными в практическом отношении делящимися материалами являются уран ${}_{92}\text{U}^{238}$, актиноуран ${}_{92}\text{U}^{235}$, искусственный изотоп урана ${}_{92}\text{Pu}^{239}$ и плутоний ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Ядра ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{233}$ и ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ делятся под действием как быстрых, так и медленных (в том числе и тепловых) нейтронов, а ядра ${}_{92}\text{U}^{238}$ — только под действием быстрых нейтронов. Медленные нейтроны поглощаются ураном-238, не вызывая деления. Продукты деления тяжелых ядер разнообразны: их массовые числа лежат в пределах от 70 до 160. Однако, чаще всего массы осколков данного ядра относятся как 2 к 3. Примером такого деления может служить распад актино- урана на изотопы криптона и бария с испусканием трех нейтронов:



Наряду с делением под действием нейтронов имеет место самопроизвольное деление тяжелых ядер, правда, в очень незначительной мере; например, в 1 г урана происходит всего лишь около 20 самопроизвольных распадов в час.

Энергия, освобождающаяся при делении тяжелого ядра, составляет около 200 МэВ, причем примерно 80% этой величины выделяется в виде кинетической энергии осколков; остальные 20% приходятся на энергию радиоактивного излучения осколков и кинетическую энергию мгновенных нейтронов.

Если учесть, что энергия нейтрона, вызывающего деление ядра (т. е. затрачиваемая энергия), не превышает 7—10 МэВ, а обычно бывает значительно, меньшей, то окажется, что ядерно

делящиеся материалы могут служить источником колоссальных энергий. Например, энергия, освобождающаяся при делении всех ядер, содержащихся в 1 кг урана-235, равна примерно $2,3 \cdot 10^7$ кВт·ч. Для сравнения укажем, что такое количество энергии выделяется при сгорании 2000000 кг бензина, или 2500000 кг каменного угля, или при взрыве 25000000 кг тротила.

Следует, однако, иметь в виду, что для выделения больших количеств ядерной энергии необходимо, чтобы делению подвергалась значительная часть ядер, содержащихся в массе «ядерного горючего». Поэтому, реакция деления должна быть саморазвивающейся, или цепной. при каждом акте деления должны появляться новые нейтроны, из которых хотя бы один вызывал следующий акт деления.

Наиболее просто цепная реакция осуществляется в веществе, ядра которого делятся под действием медленных нейтронов, например в уране-235. В самом деле, достаточно какому-нибудь случайному нейтрону попасть в одно из ядер урана-235, как произойдет деление данного ядра (рис.). Возникающие при этом 2—3 мгновенных нейтрона попадут в 2—3 других ядра урана, вызвав их деление. В результате появится 4—9 мгновенных нейтронов, способных вызвать деление следующих 4—9 ядер, и т. д.

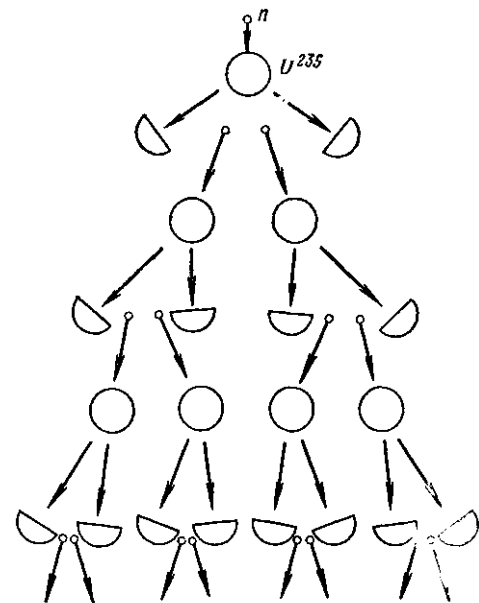
Несмотря на то, что при делении каждого ядра урана возникает 2—3 нейтрона, не все они вызывают деление других ядер; часть нейтронов может быть захвачена ядрами неделящихся (или трудно делящихся) примесей, присутствующих в ядерном горючем, часть нейтронов может вылететь через поверхность объема горючего материала, не успев столкнуться с его ядрами. Существуют и другие причины, уменьшающие число нейтронов, активно участвующих в цепной реакции.

Развитие цепной реакции характеризуется коэффициентом размножения нейтронов K , который измеряется отношением числа N_i нейтронов, вызывающих деление ядер вещества на одном из этапов реакции, к числу N_{i-1} нейтронов, вызвавших деление на предыдущем этапе реакции:

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}}.$$

Например, цепной реакции, изображенной на рис. 388, соответствует коэффициент размножения нейтронов

$$K = \frac{4}{2} = \frac{8}{4} = 2.$$



Коэффициент размножения зависит от ряда факторов, в частности от природы и количества делящегося вещества и от геометрической формы занимаемого им объема. Одно и то же количество данного вещества имеет наибольшее значение коэффициента K при шарообразной форме объема, поскольку в этом случае потеря

мгновенных нейтронов через поверхность объема будет наименьшей (шар имеет минимальную поверхность при данном объеме).

Масса делящегося вещества, в которой цепная реакция идет с коэффициентом $K=1$, называется критической массой данного вещества. Для чистого актиноурана критическая масса составляет около 40 кг (при шарообразной форме объема).

Если масса ядерного горючего меньше критической, то $K < 1$ и реакция деления не будет развиваться (затухнет). Если масса горючего равна критической, то $K = 1$ и цепная реакция будет идти с постоянной интенсивностью; такая реакция применяется в ядерных реакторах. Если же масса горючего больше критической, то $K > 1$; в этом случае цепная реакция будет бурно развиваться и может привести к взрыву. Такая реакция имеет место в атомной бомбе.

В атомную бомбу заложена масса делящегося вещества (например, актиноурана), превышающая критическую, но разделенная на несколько частей, каждая из которых меньше критической. Бомба взрывается после того, как эти части быстро сближаются и объединяются (посредством взрыва обычного взрывчатого вещества).

В зоне взрыва атомной бомбы температура повышается до десятков миллионов кельвинов, а давление достигает сотен миллиардов Паскалей. Взрыв сопровождается интенсивным испусканием γ -фотонов и нейтронов. Кроме того, местность в окрестностях взрыва заражается радиоактивными продуктами деления ядер (ядерными осколками). В дальнейшем это заражение распространяется на огромные территории (посредством воздушных и водных течений).

Для промышленного получения ядерной энергии необходимо управлять цепной реакцией, поддерживая значение коэффициента размножения нейтронов равным единице. Это осуществляется путем введения в массу ядерного горючего подвижных управляющих стержней, содержащих кадмий или бор, которые являются сильными поглотителями нейтронов. Вначале управляющие стержни выдвигаются из котла с ядерным горючим и цепная реакция идет при $K > 1$. Затем, когда нейтроны размножатся в достаточном количестве, управляющие стержни вдвигаются в котел и, поглощая часть нейтронов, замедляют цепную реакцию. Глубина погружения стержней автоматически регулируется так, чтобы $K = 1$. При этом реакция стабилизируется: число нейтронов, образующихся в единицу времени, остается постоянным.

Установки, предназначенные для промышленного получения ядерной энергии, называются ядерными реакторами.

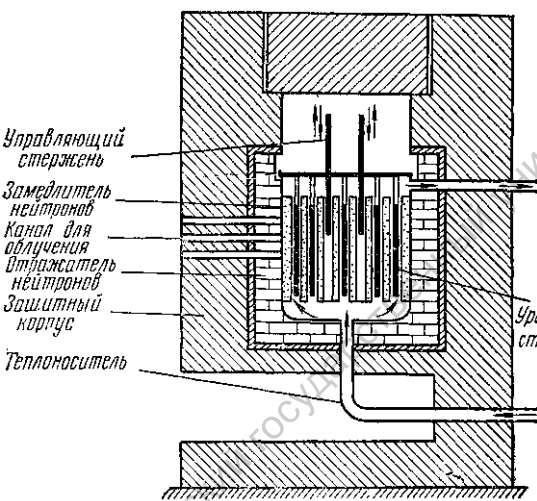
На рис. изображена схема ядерного реактора, работающего на природном уране, предварительно обогащенном ураном-235 до 5% (природный уран состоит на 99,3% из ${}_{92}\text{U}^{238}$ и на 0,7% из ${}_{92}\text{U}^{235}$). Уран вводится в реактор в виде стержней.

Цепная реакция ведется на медленных (тепловых) нейтронах, которые хорошо поглощаются ядрами урана-235, вызывая их

деление, и сравнительно слабо поглощаются ядрами урана-238. Для этого пространство между урановыми стержнями заполняется замедлителем нейтронов, в качестве которого используется, например, графит.

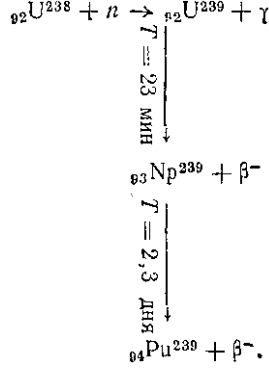
Осколки урановых ядер, образующиеся в процессе цепной реакции, затормаживаются замедлителем, отдавая ему свою кинетическую энергию. Благодаря этому температура в активной зоне реактора повышается до 800—900 К. Посредством теплоносителя (тяжелой воды или расплавленного металла, циркулирующего по трубам) теплота отводится из активной зоны реактора и превращается в механическую и затем в электрическую энергию.

Наряду с выделением энергии в ядерном реакторе происходит образование и накопление нового ядерного топлива — плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$.



Дело в том, что ядро ${}_{92}\text{U}^{238}$, поглотив медленный нейтрон, превращается, испуская фотон, в ядро радиоактивного изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ с периодом полураспада $T = 23$ мин. В свою очередь это ядро испускает β -частицу и превращается в ядро радиоактивного трансуранового элемента

нептуния ${}_{93}\text{Np}^{239}$ с периодом полураспада $T = 2,3$ дня. Ядро нептуния, испуская β -частицу, превращается в ядро трансуранового элемента плутония ${}_{94}\text{Pu}^{239}$. Описанная реакция идет по схеме



Плутоний-239 является хорошим ядерным топливом: его ядра делятся под действием медленных нейтронов, подобно ядрам урана-235. Плутоний радиоактивен: он испускает α -, β - и γ -лучи. Его период полураспада $T = 24100$ лет, благодаря чему плутоний можно накапливать в больших количествах.

Ядерный реактор является мощным источником нейтронных потоков и радиоактивных излучений, используемых для изготовления искусственных радиоактивных изотопов. Вещества, которые надо подвергнуть облучению, помещаются в специальные каналы, сделанные в защитном корпусе реактора.

Реакция синтеза (термоядерная реакция). Энергия звезд

Синтез двух (или нескольких) легких ядер в одно ядро сопровождается выделением ядерной энергии. Например, при реакции синтеза ядер дейтерия и трития в ядро гелия выделяется энергия 17,5 МэВ.

Простой расчет показывает, что если такой реакции подвергнутся все ядра, содержащиеся в 1 кг смеси дейтерия с тритием, то выделится колоссальное количество ядерной энергии W :

$$W = \frac{1 \text{ кг} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}}{0,0025 \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}} \cdot 17,5 \cdot 10^8 \text{ эВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/эВ} =$$

$$= 7,2 \cdot 10^{14} \text{ Дж}$$

(0,0025 кг·моль⁻¹ — молярная масса смеси, состоящей из равного числа дейтронов и тритонов). Эта энергия в 8 с лишним раз больше энергии, выделяющейся при реакции деления 1 кг урана-235.

Очевидно, что для объединения двух ядер в одно они должны, преодолевая кулоновскую силу взаимного отталкивания, сблизиться на расстояние порядка 10^{-13} см; тогда дальнейшее их сближение (и объединение) совершат уже ядерные силы. Следовательно, объединяемые ядра должны обладать достаточно большой кинетической энергией для совершения работы против кулоновских сил отталкивания; это является необходимым условием осуществления реакции синтеза.

Как показывают расчеты, для осуществления реакции синтеза дейтерия и трития в гелий дейтроны и тритоны должны обладать кинетической энергией порядка 0,01 МэВ. Следовательно, в принципе синтез гелия можно осуществлять путем обстрела тритонов дейтронами, ускоренными до энергии 0,01 МэВ. Однако практически этот способ оказывается совершенно неэкономичным. Дело в том, что ввиду малости размера реагирующих частиц (дейтронов и тритонов) вероятность их столкновения крайне мала: лишь очень немногие дейтроны будут сталкиваться с тритонами. В результате энергия, затраченная на ускорение дейтронов, окажется больше энергии, выделившейся при реакции синтеза.

Реакция синтеза станет эффективной (экономически выгодной) только в том случае, если в смеси дейтерия с тритием все ядра (или по крайней мере значительная часть их) будут обладать энергией порядка 0,01 МэВ. Этого можно достигнуть путем нагревания смеси до такой температуры, при которой средняя кинетическая энергия теплового движения атомов смеси приблизится к 0,01 МэВ. Нетрудно показать, что такая температура измеряется десятками миллионов градусов.

Действительно, средняя кинетическая энергия теплового движения частицы выражается соотношением

$$\bar{W} = \frac{3}{2} kT$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Тогда

$$T = \frac{2}{3} \cdot \frac{\bar{W}}{k} = \frac{2}{3} \cdot \frac{0,01 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 77\,000\,000 \text{ (K)}.$$

Итак, реакция синтеза может идти только при температуре в десятки миллионов градусов, в связи с чем она получила название термоядерной реакции. При этой температуре «термоядерное горючее» является плазмой, т. е. газом, состоящим из электронов и «оголенных» ядер (лишенных электронной оболочки).

В земных условиях столь высокие температуры создаются только во взрывающейся атомной бомбе. Поэтому пока что освоена только термоядерная реакция взрывного типа, реализуемая в водородной бомбе.

Водородная бомба представляет собой массивный герметизированный сосуд, наполненный жидкой смесью дейтерия с тритием. В верхней внутренней части сосуда помещается небольшая атомная бомба, при взрыве которой смесь дейтерия с тритием мгновенно нагревается до температуры в десятки миллионов кельвинов. Благодаря этому происходит бурная термоядерная реакция, заканчивающаяся взрывом водородной бомбы.

Сила взрыва водородной бомбы в десятки раз превосходит силу взрыва атомной бомбы.

Осуществление управляемой термоядерной реакции встречается с большими трудностями. Чтобы создать термоядерный реактор, необходимо обеспечить регулируемое нагревание плазмы до десятков миллионов кельвинов. Кроме того, что особенно сложно, необходимо полностью устранить

соприкосновение плазмы со стенками какого бы то ни было вещественного сосуда.

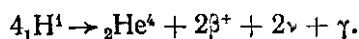
Ведутся теоретические и экспериментальные исследования по созданию условий для управления термоядерной реакцией. Возможно, что плазма будет создаваться с помощью искрового разряда и удерживаться в определенной области пространства посредством тороидального магнитного поля.

Осуществление управляемой термоядерной реакции полностью разрешит энергетическую проблему, поскольку сырье (вода) для получения дейтерия имеется на Земле в практически неограниченном количестве.

Термоядерные реакции являются, по-видимому, единственным источником энергии, излучаемой Солнцем и звездами. Эти космические тела более чем на 50% состоят из водорода, а температура в их центральной части имеет порядок десятков миллионов градусов Кельвина.

Таким образом, на Солнце и звездах имеются все необходимые условия для развития термоядерных реакций.

Одна из таких реакций, называемая *протонно-протонным циклом* (p—p-циклом) состоит из нескольких последовательных ядерных превращений, в результате которых четыре протона объединяются в ядро гелия; при этом испускаются у-фотон, два нейтрино и два позитрона. Результат p—p-цикла можно записать так:



Энергия, выделяющаяся в каждом p—p-цикле, составляет около 25 МэВ, что соответствует 628 млрд. Дж на 1 г водорода.

Расчеты показывают, что запас водорода на Солнце обеспечит осуществление термоядерных реакций в течение многих миллиардов лет.

Космические лучи. Элементарные частицы

Первичные космические лучи представляют собой поток атомных ядер (преимущественно протонов и α -частиц), влетающих с огромными скоростями в земную атмосферу из мирового пространства. Столкновение этих ядер с ядрами атомов, входящих в состав воздуха, приводит к образованию новых ядер и различных элементарных частиц; их поток носит название вторичных космических лучей. Первичные космические лучи в значительной мере поглощаются атмосферой, поэтому земной поверхности достигают главным образом порожденные ими вторичные космические лучи.

Происхождение этих лучей еще не выяснено; существует лишь ряд гипотез. Наиболее приемлемой считается гипотеза о генерации космических лучей при вспышках сверхновых звезд. Для изучения космических лучей используются те же ионизационные приборы.

Интенсивность космических лучей имеет максимум на высоте около 20 км над уровнем моря (благодаря образованию вторичных космических лучей). С уменьшением высоты интенсивность уменьшается (за счет поглощения лучей атмосферой), достигая на уровне моря минимального значения (здесь лучами создается в среднем 1,8 пары ионов в 1 см^3 воздуха за 1 с).

Средняя энергия частиц первичного космического излучения (на верхней границе атмосферы) составляет около 10^4 МэВ, отдельные частицы обладают энергией порядка 10^{10} МэВ. Следовательно, космические лучи являются источником частиц сверхвысоких энергий, не достигнутых в лабораторных условиях (в ускорителях). При взаимодействии таких частиц с веществом происходят принципиально новые ядерные реакции, изучение которых углубляет наши знания о свойствах ядер и элементарных частиц. Именно в этом состоит главная научная ценность космических лучей. Уместно отметить, что большинство элементарных частиц было обнаружено в космических лучах.

Переходя к вопросу об элементарных частицах, следует уточнить определение этого понятия. Элементарными

называются частицы, которым на современном уровне знаний нельзя приписать определенную внутреннюю структуру, т. е. нельзя представить их состоящими из каких-либо других частиц. Известно 32 вида элементарных частиц, не считая резонансов (исключительно короткоживущих частиц со средним временем жизни порядка 10^{-28} с, известно около 100 резонансов).

Элементарные частицы характеризуются массой (покоя), электрическим зарядом, средним временем жизни и некоторыми другими величинами. По значению массы покоя элементарные частицы можно подразделить на 4 класса: фотоны ($M_0 = 0$), лептоны ($M_0 > 0$, но меньше или равна массе электрона), мезоны (M_0 больше массы электрона, но меньше массы протона) и барионы (M_0 равна или больше массы протона, но меньше массы дейтрона); среди барионов различают нуклоны и более тяжелые частицы — гипероны.

В таблице приведены известные элементарные частицы (за исключением резонансов) и даны некоторые их характеристики; масса частиц выражена в массах покоя электрона, электрический заряд — в элементарных зарядах.

С фотонами, лептонами и нуклонами мы познакомились. Новые элементарные частицы — мезоны и гипероны — являются неустойчивыми (короткоживущими); они возникают при ядерных реакциях, вызванных частицами сверхвысокой энергии (миллиарды электрон-вольт). Кроме того, пи-мезоны и мю-мезоны образуются при распаде ка-мезонов и гиперонов. Пи-мезоны, по-видимому, играют роль ядерных сил: на расстояниях порядка 10^{-18} см нуклоны взаимодействуют между собой путем обмена пи-мезонами. Мезоны и гипероны были обнаружены в космических лучах.

При рассмотрении таблицы обращают на себя внимание следующие факты.

1. Только три из элементарных частиц — электрон, протон и нейтрон — являются основными: из них построены атомы и в конечном счете весь окружающий нас вещественный мир.

2. Заряд элементарной частицы (выраженный в элементарных зарядах) равен либо +1, либо — 1, либо 0; двух- и многозарядных частиц нет.

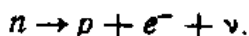
3. Большинство элементарных частиц неустойчиво и имеет крайне малое время жизни.

4. Каждой частице (кроме фотона и пи-ноль-мезона) соответствует античастица. Частица и античастица имеют одинаковую массу и величину электрического заряда, но различаются знаком заряда (а при отсутствии заряда — направлением какой-либо из характеристик, например направлением магнитного момента). Примером частицы и античастицы являются электрон и позитрон (антиэлектрон), протон и антипротон, мю-плюс-мезон и мю-минус-мезон и т. п.

При столкновении частицы с античастицей обе они перестают существовать как, превращаясь в другие элементарные частицы; этот процесс носит название аннигиляции пар. Примерами аннигиляции пар могут служить превращение протона и антипротона в пи-ноль-мезоны ($p + \bar{p} \rightarrow 2\pi^0$) и превращение электрона и позитрона в фотоны ($e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$). Выяснено, что вообще все заряженные элементарные частицы могут аннигилировать со своими античастицами, образуя фотоны. Наблюдаются также процессы, обратные аннигиляции, в результате которых возникают частицы и соответствующие им античастицы. Этот процесс называется образованием пар. Примером образования пар может служить превращение фотона в электрон и позитрон.

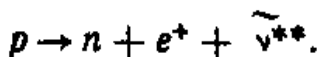
Экспериментально обнаружено множество процессов (помимо аннигиляции и образования пар), при которых одни элементарные частицы превращаются в другие. Приведем несколько примеров.

1. Самопроизвольное превращение свободного нейтрона в протон с испусканием электрона и нейтрино:



2. Превращение протона, находящегося в атомном ядре, в нейтрон с испусканием позитрона и антинейтрино:

3.



4. Превращение протона в ка-плюс-мезон и лямбда-ноль-гиперон под действием жесткого фотона (энергией порядка 1000 МэВ):

5.



Следует подчеркнуть, что при всех взаимопревращениях элементарных частиц строго соблюдаются основные законы сохранения (массы, энергии, количества движения, электрического заряда) и закон пропорциональности массы и энергии.

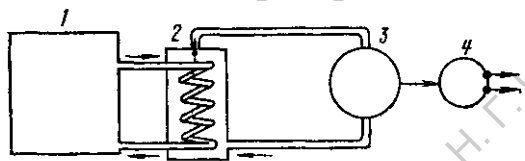
Способность к взаимным превращениям является фундаментальным свойством элементарных частиц.

В заключение отметим, что многие физики придерживаются гипотезы о существовании очень небольшого числа «истинно элементарных частиц», обладающих дробными электрическими зарядами и названных кварками из комбинаций кварков образуются остальные частицы. Предпринятые для проверки этой гипотезы экспериментальные поиски кварков (в космических лучах и в потоках, создаваемых мощными ускорителями частиц) уже увенчались некоторым успехом.

Об использовании ядерной энергии

В области практического использования ядерной энергии сформировались два основных направления: во-первых, развитие ядерной энергетики и, во-вторых, применение радиоактивных изотопов.

Ядерной энергетикой называется осуществляемое в промышленных масштабах преобразование ядерной энергии в другие виды энергии (механическую, электрическую и др.), используемые затем для производственных и бытовых нужд. Преобразование совершается обычно по следующей схеме (рис. 390). Теплота, отводимая теплоносителем из активной зоны ядерного реактора, передается воде, находящейся в парогенераторе 2, и превращает эту воду в пар. Пар приводит в действие паровую турбину 3, которая в свою очередь приводит в действие электромашинный генератор тока 4.



В СССР была введена в эксплуатацию первая в мире атомная электростанция (АЭС) мощностью 5000 кВт. Согласно имеющимся программам Международного агентства по использованию атомной энергии (МАГАТЭ), общая мощность атомных электростанций во всем мире будет быстро возрастать.

Ядерная энергия используется также в атомных двигателях. В этой связи следует упомянуть ледокол «Ленин» с атомным двигателем мощностью 44 000 кВт, построенный в СССР.

Эксплуатация атомных электростанций пока что наиболее целесообразна в тех районах, которые удалены от месторождения обычных видов топлива (угля, нефти, газа) и бедны гидроресурсами. Основным преимуществом атомных двигателей транспортного типа является то, что они могут длительное время работать без пополнения горючим; это особенно важно для кораблей полярного плавания и подводных лодок.

Благодаря развитию промышленности и росту городов во многих странах ощущается недостаток технической воды. В этой связи решается проблема опреснения морской воды с широким использованием для этой цели атомной энергии.

Исключительно многообразным является применение ядерной энергии, излучаемой искусственными радиоактивными

изотопами. Радиоактивные излучения используются для автоматического контроля и управления некоторыми технологическими процессами (например, для измерения и регулирования толщины проката пластмассовых, металлических, резиновых и других лент и пленок), для стерилизации препаратов (в фармацевтической промышленности) и пищевых продуктов (в консервном производстве)-

Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

| Класс | Название | Символ | Античастица | Масса покоя | Заряд | Среднее время жизни (с) | Примечание |
|---------|----------------------|-----------------|-----------------|-------------|-------|-------------------------|---|
| Фотоны | Фотон | γ | γ | 0 | 0 | ∞ | Возникает при внутриатомных и внутриядерных процессах, а также при аннигиляции пар |
| | нейтрино | ν | $\bar{\nu}$ | $<0,0005$ | 0 | ∞ | Возникает при β^- -распаде и распаде мю-мезонов |
| | антинейтрино | $\bar{\nu}$ | ν | $<0,0005$ | 0 | ∞ | Возникает при β^+ -распаде и распаде мю-мезонов |
| Лептоны | мюонное нейтрино | ν_μ | $\bar{\nu}_\mu$ | $<0,0008$ | 0 | ∞ | Возникает при распаде мю-мезонов |
| | мюонное антинейтрино | $\bar{\nu}_\mu$ | ν_μ | $<0,0008$ | 0 | ∞ | Возникает при распаде мю-мезонов |
| | электрон | e^- | e^+ | 1 | -1 | ∞ | Образует электронную оболочку атома. Кроме того, возникает при образовании электронно-позитронных пар (см. § 139) |
| | позитрон | e^+ | e^- | 1 | +1 | ∞ | Возникает в процессе β -распада и при образовании электронно-позитронных пар |
| Мезоны | мю-плюс | μ^+ | μ^- | 206,8 | +1 | $2,21 \cdot 10^{-6}$ | Возникают при распаде пи-мезонов и ка-мезонов |
| | мю-минус | μ^- | μ^+ | 206,8 | -1 | $2,21 \cdot 10^{-6}$ | |

| Класс | Название | | Символ | Анти-частица | Масса покоя | Заряд | Среднее время жизни (с) | Примечание | |
|----------|----------|-------------|-------------|---------------|---------------|-------|-------------------------|---|--|
| Мезоны | пи-ноль | | π^0 | π^0 | 264,2 | 0 | $2,3 \cdot 10^{-16}$ | Возникают при взаимодействии частиц высокой энергии с атомными ядрами, а также при распаде ка-мезонов и гиперонов | |
| | пи-плюс | | π^+ | π^- | 273,2 | +1 | $2,55 \cdot 10^{-8}$ | | |
| | пи-минус | | π^- | π^+ | 273,2 | -1 | $2,55 \cdot 10^{-8}$ | | |
| | Мезоны | ка-плюс | | K^+ | K^- | 966,6 | +1 | $1,22 \cdot 10^{-8}$ | Возникают при взаимодействии частиц сверхвысокой энергии с атомными ядрами |
| | | ка-минус | | K^- | K^+ | 966,6 | -1 | $1,22 \cdot 10^{-8}$ | |
| | | ка-ноль | | K^0 | \tilde{K}^0 | 974,2 | 0 | $1,0 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | антика-ноль | | \tilde{K}^0 | K^0 | 974,2 | 0 | $1,0 \cdot 10^{-10}$ | |
| Барныоны | ну-клоны | протон | p | \tilde{p} | 1836,1 | +1 | ∞ | Образует атомное ядро | |
| | | антипротон | \tilde{p} | p | 1836,1 | -1 | ∞ | Возникает при взаимодействии частиц сверхвысокой энергии | |
| | | нейтрон | n | \tilde{n} | 1838,6 | 0 | 1013* | Образует атомное ядро | |
| | | антинейтрон | \tilde{n} | n | 1838,6 | 0 | 1013 | Возникает при взаимодействии частиц сверхвысокой энергии | |

| Класс | Название | Символ | Античастица | Масса покоя | Заряд | Среднее время жизни (с) | Примечание | |
|--------------|-----------------|-----------------|---------------------|---------------------|----------------------|-------------------------|-----------------------|--|
| Барionsы | гипероны | лямбда-ноль | Λ^0 | $\tilde{\Lambda}^0$ | 2182,8 | 0 | $2,51 \cdot 10^{-10}$ | Возникают при взаимодействии частиц сверхвысокой энергии с атомными ядрами |
| | | антилямбда-ноль | $\tilde{\Lambda}^0$ | Λ^0 | 2182,8 | 0 | $2,51 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | сигма-ноль | Σ^0 | $\tilde{\Sigma}^0$ | 2331,8 | 0 | $< 10^{-11}$ | |
| | | антисигма-ноль | $\tilde{\Sigma}^0$ | Σ^0 | 2331,8 | 0 | 10^{-11} | |
| | | сигма-плюс | Σ^+ | $\tilde{\Sigma}^+$ | 2327,7 | +1 | $0,81 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | антисигма-плюс | $\tilde{\Sigma}^+$ | Σ^+ | 2327,7 | -1 | $0,81 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | сигма-минус | Σ^- | $\tilde{\Sigma}^-$ | 2340,6 | -1 | $1,61 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | антисигма-минус | $\tilde{\Sigma}^-$ | Σ^- | 2340,6 | +1 | $1,61 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | кси-минус | Ξ^- | $\tilde{\Xi}^-$ | 2580,2 | -1 | $1,3 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | антикси-минус | $\tilde{\Xi}^-$ | Ξ^- | 2580,2 | +1 | $1,3 \cdot 10^{-10}$ | |
| | | кси-ноль | Ξ^0 | $\tilde{\Xi}^0$ | 2566 | 0 | $1,5 \cdot 10^{-10}$ | |
| антикси-ноль | $\tilde{\Xi}^0$ | Ξ^0 | 2566 | 0 | $1,5 \cdot 10^{-10}$ | | | |

* Для свободных нейтронов. Для нейтронов, входящих в состав различных β -радиоактивных атомных ядер, среднее время жизни имеет различные значения, а для нейтронов, образующих стабильные ядра, оно равно бесконечности.

и т.д. Посредством радиоактивных изотопов проводится облучение семян сельскохозяйственных культур и самих растений с целью вызвать изменение (в нужном направлении) некоторых наследственных свойств растения (скороспелости, морозоустойчивости, устойчивости к болезням и т.п.).

Особенно широкое распространение во всех областях научной и практической деятельности получил метод меченых атомов, основанный на использовании радиоактивных изотопов. Сущность этого метода состоит в следующем.

Микроскопическую дозу радиоактивного изотопа (обычно с небольшим периодом полураспада) вводят в один из участков исследуемой системы, например в почву около корней растения, в струю водного или воздушного потока, в ткань живого организма, в смазку двигателя и т. п. Затем с помощью счетчика или иного регистратора радиоактивных излучений (см. § 140) наблюдают за перемещением введенного изотопа в данной системе. Анализируя результаты этих наблюдений, можно получить весьма ценные сведения о процессах, совершающихся в исследуемой системе (и не поддающихся изучению посредством каких-либо других современных методов).

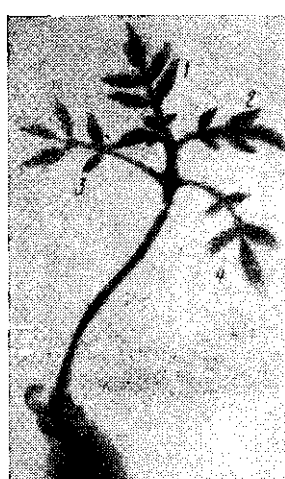
Поясним применение метода меченых атомов на примере исследования процесса питания сельскохозяйственных растений фосфором.

В почву под исследуемые растения вносят фосфорное удобрение с примесью изотопа фосфора ^{32}P . После этого растения подвергают периодическому обследованию с помощью счетчиков радиоактивного излучения. При этом выясняется (по интенсивности излучения, исходящего от различных частей растения): когда фосфор поступает в корневую систему, с какой скоростью он перемещается внутри растения, как распределяется в растении, как участвует в обмене вещества и т. п. Эти исследования обычно дополняют автордиографированием: растение срезают, высушивают и накладывают на фотографическую пластинку (экспонирование производится в темноте в течение 20—30 ч). Благодаря действию радиоактивного излучения меченых атомов на фотопластинке после ее проявления получается отпечаток растения (радиоавтограф). По степени почернения различных участков радиоавтографа можно судить о распределении фосфора внутри данного растения. Такие радиоавтографы получают от нескольких растений, срезанных в различное время. Анализ серии радиоавтографов и значений интенсивности радиоактивного излучения, измеренных счетчиком, позволяет получить достаточно полное представление о процессе питания растений фосфором.

На рис. изображен радиоавтограф томата, двухнедельном возрасте через 36 ч после меченым фосфором ^{32}P . Этот радиоавтограф показывает, что молодые листья (1 и 2) сильнее, чем старые (3 и 4).

С помощью метода меченых атомов успешно изучаются такие важные для сельскохозяйственного производства проблемы и вопросы, как фотосинтез, рациональное применение удобрений, усвоение различных элементов растениями, внекорневая подкормка растений, питание сельскохозяйственных животных, синтез молочного жира и мышечных белков, передвижение воды и водяного пара в почве, миграция насекомых, действие инсектицидов, износ трущихся деталей автотракторных двигателей и многие другие.

В заключение отметим, что даже те весьма краткие сведения о ядерной энергетике и применении радиоактивных изотопов, которые оказались возможным привести в данной главе, указывают на очень важную роль ядерной энергии в народном хозяйстве. Можно с уверенностью сказать, что эта роль будет с каждым годом возрастать.



срезанного в корневой подкормки

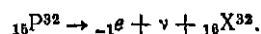
показывает, в поглощают фосфор

изучаются такие важные проблемы и вопросы, усвоение подкормка растений, синтез молочного

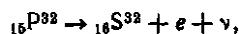
Задача 1. В агробиологических исследованиях методом меченых атомов зачастую используют радиоактивный изотоп фосфора ${}_{15}\text{P}^{32}$ с периодом полураспада $T = 14,3$ дня. При распаде этого изотопа из ядра его атома выбрасывается электрон и нейтрино.

Написать ядерную реакцию распада изотопа фосфора и определить числа A N i n A N_2 атомов, распадающихся за промежутки времени $\Delta t_1 = 10$ дням и $t_2 = 1$ с. Первоначальное число атомов изотопа $N_0 = 1,9 \cdot 10^{19}$.

Решение. Применяя правило записи ядерных реакций и учитывая, что при испускании электрона ядро атома теряет один отрицательный элементарный заряд, практически не теряя массы, а также то обстоятельство, что нейтрино не обладает ни зарядом, ни (практически) массой, можем написать:



По периодической системе элементов Менделеева найдем, что элементом с атомным номером 16 и массовым числом 32 является сера S^{32} . Следовательно,



т. е. при распаде изотопа фосфора образуется стабильный изотоп серы.

Согласно закону радиоактивного распада (7),

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

где λ — постоянная распада, N — число атомов данного радиоактивного изотопа, оставшееся по истечении времени

Так как $N = N_0 - \Delta N$ и, согласно формуле (8), $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$, то можем написать

$$N_0 - \Delta N = N_0 e^{-\frac{t}{T} \ln 2} = N_0 \left(e^{\ln 2} \right)^{-\frac{t}{T}}.$$

$$\Delta N_1 = N_0 \left(1 - 2^{-\frac{\Delta t_1}{T}} \right) = 1,9 \cdot 10^{19} \left(1 - 2^{-\frac{10}{14,3}} \right) = 1,9 \cdot 10^{19} (1 - 0,615) = 7,3 \cdot 10^{18} \text{ атомов.}$$

Учитывая, что $e^{\ln 2} = 2$, получим

встретится трудность в вычислении

даже по семизначным таблицам. Поэтому в данном случае (и вообще в случаях, когда $\Delta t \ll T$) следует делать приближенный расчет ΔN_2 по формуле (6), переходя в ней от дифференциалов к конечным малым приращениям и полагая $N \ll N_0$:

$$\Delta N_2 = \lambda N_0 \cdot \Delta t_2 = N_0 \frac{\ln 2}{T} \Delta t_2 = 1,9 \cdot 10^{19} \cdot 0,693 \cdot 0,00000081 = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ атомов.}$$

$$\frac{\Delta t_2}{T} = \frac{1}{14,3 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60} = 0,00000081$$

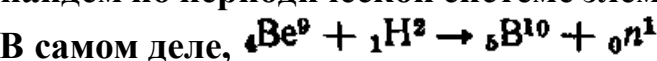
Задача 2. При бомбардировке дейтроном ядро бериллия ${}_{4}\text{Be}^9$ выбрасывает нейтрон.

Записать эту ядерную реакцию и вычислить выделяющуюся в ее ходе энергию ΔW

Решение. Произведя предварительную запись реакции в виде



найдем по периодической системе элементов, что ${}_{5}\text{X}^{10}$ есть изотоп бора — ${}_{5}\text{B}^{10}$. Следовательно,



Выделяющуюся при реакции энергию определим по закону пропорциональности массы и

энергии (10): $\Delta W = c^2 \cdot \Delta m$,

где c — скорость света в вакууме, Δm — изменение массы при реакции, т. е. разность между массой частиц, образующихся в результате реакции, и массой частиц, вступающих в реакцию:

$$\Delta m = (m_{{}_{4}\text{Be}^9} + m_{{}_{1}\text{H}^2}) - (m_{{}_{5}\text{B}^{10}} + m_{{}_{0}\text{n}^1})$$

В физических таблицах найдем: $m^{\wedge} = 9,01505$ а. е. м., $\tau_{\text{нг}} = 2,01474$ а. е. м., $= 10,01612$ а. е. м., $\tau_{\text{оп}} = 1,00866$ а. е. м. Тогда»
произведя расчет, получим

$$\begin{aligned} \Delta m &= 0,00501 \text{ а. е. м.} = 0,00501 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 8,317 \cdot 10^{-30} \text{ кг}, \\ \Delta W &= c^2 \cdot \Delta m = 9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2 \cdot 8,317 \cdot 10^{-30} \text{ кг} = 7,5 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = \\ &= \frac{7,1 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/эВ} \cdot 10^6} = 4,7 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Задача 3. Вычислить энергию связи ϵ и дефект массы Δm ядра изотопа углерода ${}^6\text{C}^{12}$.

Решение. Согласно общей формуле (И), выражающей энергию связи ядра, имеем

$$\epsilon = 931 [Zm_p + (A - Z)m_n - m_a],$$

где m_p , m_n и m_a — соответственно массы протона, нейтрона и ядра ${}^6\text{C}^{12}$, выраженные в атомных единицах массы, $Z = 6$ — атомный номер данного изотопа, $A = 12$ — массовое число изотопа.

$$\begin{aligned} \epsilon &= 931 [6 \cdot 1,0073 + (12 - 6) \cdot 1,0087 - 12] \text{ МэВ} = 89,37 \text{ МэВ} = \\ &= 89,37 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,43 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}. \end{aligned}$$

Так как $\tau_p = 1,0073$ а. е. м. и $\tau_n = 1,0087$ а. е. м. (см. § 138), а $\tau_a = 12$ а. е. м., то Дефект массы определим по закону пропорциональности массы и энергии (10):

$$\Delta m = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{1,43 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}}{9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2} = 1,59 \cdot 10^{-28} \text{ кг}.$$

Задача 4. Атомная электростанция мощностью $P = 500\,000$ кВт,

$$\Delta m = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{1,43 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}}{9 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2} = 1,59 \cdot 10^{-28} \text{ кг}.$$

работающая на уране ${}_{92}\text{U}^{235}$, имеет коэффициент полезного действия $\eta_1 = 20\%$ Тепловая электростанция той же мощности, работающая на каменном угле, имеет коэффициент полезного действия $\eta_2 = 75\%$

Определить годовой расход (массу) горючего атомной электростанции (m_1) и тепловой электростанции (m_2), если за каждый акт деления ядра ${}_{92}\text{U}^{235}$ выделяется энергия $w_1 = 200$ МэВ, а теплотворная способность каменного угля

$$w_2 = 2,93 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}.$$

Решение. Введем обозначения: Δm — масса атома ${}_{92}\text{U}^{235}$, n — число атомов урана, распавшихся за один год работы электростанции. Тогда, учитывая, что $\Delta m \doteq M/N_A$, где $M = 0,235$ (кг · моль⁻¹) — молярная масса ${}_{92}\text{U}^{235}$ и N_A — постоянная Авогадро, можем написать

$$m_1 = n \cdot \Delta m = n \frac{M}{N_A}$$

Энергия, выделяемая всеми атомами урана, распавшимися за время $t = 1$ году, равна $n w_1$. Часть этой энергии, идущая на совершение полезной работы и обуславливающая данную полезную мощность P атомной электростанции, будет равна $W_1 = n w_1 \eta_1$.

Подставив это выражение n в выражение m_1 ,

$$n = \frac{P t}{w_1 \eta_1}$$

получим

$$m_1 = \frac{PtA}{\omega_1 \eta_1 N_A} = \frac{5 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot (365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60) \text{ с} \cdot 0,235 \text{ кг/моль}}{(2 \cdot 10^8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}) \text{ Дж} \cdot 0,2 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 961 \text{ кг},$$

э

С другой стороны, очевидно, что

$$W_1 = Pt.$$

Приравнивая между собой правые части двух последних равенств, найдем

Энергия, выделяемая за год каменным углем, сжигаемым на тепловой электростанции, равна $m_2 \omega_2$. Часть этой энергии, идущая на совершение полезной работы, будет равна

$$W_2 = m_2 \omega_2 \eta_2 = Pt,$$

откуда

$$m_2 = \frac{Pt}{\omega_2 \eta_2} = \frac{5 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot 3,15 \cdot 10^7 \text{ с}}{2,93 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг} \cdot 0,75} = 7,17 \cdot 10^8 \text{ кг}.$$

Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. Практические занятия

1. Кинематические характеристики в простейших видах движения: прямолинейное равномерное, прямолинейное равнопеременное, равномерное и равнопеременное движение по окружности.
2. Законы Ньютона. Импульс системы материальных точек. Закон сохранения импульса.
3. Работа силы. Потенциальная энергия. Кинетическая энергия. Закон сохранения энергии в механике.
4. Свободные и вынужденные колебания линейного гармонического осциллятора
5. Поперечные и продольные волны. Уравнение плоской бегущей волны.
6. Движение жидкости. Закон Бернулли.
7. Теплота и работа. Первое начало термодинамики. Работа в изопроцессах. Теплоемкости
8. Основные положения молекулярно-кинетической теории вещества. Основное уравнение кинетической теории идеального газа.
9. Закон Кулона. Электростатическое поле и его напряженность. Теорема Остроградского-Гаусса.
10. Потенциал электростатического поля. Связь потенциала с напряженностью. Энергия электрического поля.
11. Электрический ток, сила тока, напряжение, ЭДС. Закон Ома для неоднородного участка цепи.
12. Магнитное поле, магнитная индукция. Закон Ампера и сила Лоренца.
13. Электромагнитная индукция. Закон Фарадея.
14. Закон Ома в цепи переменного тока.
15. Электромагнитная волна.
16. Интерференция и дифракция света.
17. Формула Планка. Внешний фотоэффект. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
18. Ядерная модель атома. Постулаты Бора. Атом водорода по Бору.

2. Список вопросов к зачету (экзамену) по курсу «Общая физика»

Механика, Молекулярная физика

1. Система отсчета. Материальная точка. Траектория движения. Путь. Перемещение. Скорость. Ускорение.
2. Кинематические характеристики в простейших видах движения: прямолинейное равномерное, прямолинейное равнопеременное, равномерное и равнопеременное движение по окружности.
3. Силы в природе. Примеры. Законы Ньютона. Система единиц.
4. Центр инерции. Внутренние и внешние силы. Уравнение движения центра инерции.
5. Импульс материальной точки. Импульс системы материальных точек. Закон сохранения импульса.
6. Момент импульса материальной точки. Момент импульса системы материальных точек. Момент силы.
7. Закон сохранения момента импульса системы материальных точек.
8. Вращательное движение твердого тела относительно закрепленной оси. Угловые скорость и ускорение. Уравнение вращательного движения. Момент инерции.
9. Работа силы. Консервативные силы. Потенциальная энергия. Кинетическая энергия. Закон сохранения энергии в механике.
10. Движение частицы в центральном поле. Задача Кеплера. Космические скорости.
11. Свободные и вынужденные колебания линейного гармонического осциллятора в отсутствие и при наличии трения.
12. Волны в упругой среде. Поперечные и продольные волны. Уравнение плоской бегущей волны. Звуковые волны. Инфра и ультра звук.
13. Неинерциальные системы отсчета. Сила инерции. Понятие о принципе эквивалентности.
14. Закон Паскаля и Архимеда. Движение жидкости. Закон Бернулли для идеальной жидкости.
15. Специальная теория относительности Постулаты Эйнштейна. Преобразования Лоренца.
16. Следствие из преобразований Лоренца: относительность временных и пространственных интервалов.
17. Зависимость массы от скорости. Связь между массой и энергией. Кинетическая энергия в теории относительности. Релятивистский импульс.
18. Термодинамическая система параметры процесс и состояние равновесия. Уравнение состояния идеального газа.
19. Теплота и работа. Первое начало термодинамики. Работа в изопроцессах. Теплоемкости.
20. Цикл Карно. КПД идеальной тепловой машины работающей на цикле Карно.
21. Второе начало термодинамики. Статистический смысл энтропии.
22. Реальный газ. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Критическое состояние. Экспериментальные изотермы.
23. Фазовые переходы первого рода. Уравнение Клаузиуса-Клайперона. Понятие о фазовых переходах второго рода
24. Основные положения молекулярно-кинетической теории вещества. Кинетический смысл температуры.
25. Распределение Максвелла частиц газа по скоростям. Характерные скорости молекул газа.
26. Распределение Больцмана частиц идеального газа по пространству под действием внешнего поля. Барометрическая формула.

Электромагнетизм, Оптика, Атомная и Ядерная физика

1. Взаимодействие неподвижных зарядов. Закон Кулона. Электростатическое поле и его напряженность. Теорема Остроградского-Гаусса.

2. Потенциал электростатического поля. Связь потенциала с напряженностью. Работа перемещения заряда в поле.
3. Электрическое поле в проводниках. Емкость. Конденсаторы. Энергия электрического поля.
4. Диполь во внешнем поле. Полярные и неполярные диэлектрики. Поляризация диэлектриков. Вектор поляризации. Вектор электрического смещения.
5. Электрический ток, сила тока, напряжение, ЭДС. Закон Ома для неоднородного участка цепи. Работа и мощность постоянного тока. Закон Джоуля - Ленца.
6. Электропроводность жидкостей газов и твердых тел. Ток в вакууме.
7. Магнитное поле, магнитная индукция. Закон Био-Савара-Лапласа. Поле прямого тока. Вихревой характер магнитного поля.
8. Действие магнитного поля на ток. Закон Ампера и сила Лоренца.
9. Электромагнитная индукция. Закон Фарадея. Самоиндукция, взаимная индукция, Энергия магнитного поля.
10. Переменный электрический ток. Активное, емкостное, индуктивное сопротивление. Закон Ома в цепи переменного тока.
11. Колебательный контур. Свободные и вынужденные колебания в контуре.
12. Ток смещения. Полная система уравнений Максвелла в интегральной дифференциальной форме.
13. Электромагнитная волна. Скорость распространения электромагнитных волн. Электромагнитная природа света.
14. Когерентные источники света. Принцип Гюйгенса-Френеля.
15. Интерференция света. Условия \min и \max . освещенности интерференционной картины.
16. Способы получения интерференционной картины.
17. Дифракция света. Дифракция Френеля на круглом отверстии. Дифракционная решетка.
18. Естественный и поляризованный свет. Методы получения поляризованного света. Законы Брюстера и Малюса.
19. Понятие о равновесном тепловом излучении. Закон Кирхгофа. Законы излучения абсолютно черного тела. Формула Планка.
20. Внешний фотоэффект. Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта.
21. Энергия, импульс и масса фотона.
22. Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц. Ядерная модель атома. Постулаты Бора. Атом водорода по Бору.
23. Волны де Бройля. Дифракция частиц.
24. Волновая функция и ее статистическая интерпретация. Уравнение Шредингера. Задача о частице в прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками.
25. Соотношение неопределенностей Гейзенберга.
26. Спин частиц. Системы, состоящие из одинаковых частиц. Принцип тождественности частиц. Принцип Паули..
27. Описание состояния электрона в атоме квантовыми числами. Периодическая система элементов Д.И.Менделеева.
28. Элементы квантовой статистики. Статистика Больцмана. Теория теплоемкостей твердых тел.
29. Статистика Ферми-Дирака. Электронный газ. Уровень Ферми.
30. Статистика Бозе-Эйнштейна. Равновесное излучение. Формула Планка для излучения абсолютно-черного тела.
31. Радиоактивность. α - и β -распады. Правило смещения при радиоактивных распадах.
32. Характеристики атомного ядра. Состав заряд масса спин и магнитный момент ядра. Стабильные и радиоактивные ядра.
33. Дефект массы и энергия связи ядра. Ядерные реакции. Реакции деления. Реакторы.
34. Термоядерные реакции. Проблема управления термоядерной реакцией.
35. Методы регистрации элементарных частиц.

- 36. Представление о классификации элементарных частиц. Частицы и античастицы.**
37. Понятие о составных моделях частиц. Кварки

3. Перечень средств обучения

- 1. Комплект лекционных экспериментальных демонстраций.**
- 2. Оборудование для проведения лабораторных работ по физике.**
- 3. Комплект учебных видео - фильмов по физике.**

4. Литература. (основная)

- 1. Сивухин Д.В. Общий курс физики т.1-5 . М., «Просвещение» 2009**
- 2. Савельев И.В. Курс общей физики т.1-3, М., «Наука», 2008**

Литература. (дополнительная)

- 1. В.Н. Рыжов. Физика, ч.1,2,3 Учебное пособие Саратов, «Научная книга», 2006**
- 2. Яворский Б.М., Дятлов А.А., Милковская Л.В. Курс общей физики. т.1-3. М., «Просвещение», 2009**
- 3. Гершензон Е.М. Малов Н.Н. Курс общей физики. М., «Наука», 2007.**