

Э.Х.БОЗОРОВ

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
(УЧЕБНИК)

Ташкент - 2019

Физика элементарных частиц в настоящее время является одной из самых бурно развивающихся областей физических знаний, постоянно заставляющей устаревать соответствующие главы учебников. Роль, которую играет изучение законов поведения элементарных частиц, не сводится просто к дроблению вещества на все меньшие и меньшие частицы, изучению свойств этих частиц и установлению узкой последовательности – *молекулы – атомы – ядра – нуклоны – кварки*. Известный английский ученый и популяризатор науки П. Девис, оценивая значение исследований элементарных частиц, писал: «При столкновении субатомных частиц, движущихся с большими скоростями, происходит рождение нового мира взаимодействий и полей. Несущие огромную энергию осколки материи, разлетающиеся после столкновений, таят в себе секреты природы, которые от «сотворения мира» оставались погребенными в недрах атома».

Для специалистов работающий в области физике высоких энергий, а также студентов бакалавров и магистрантов высших учебных заведений.

СОДЕРЖАНИЕ

	ПРЕДИСЛОВИЕ.....	6
1.	ВВЕДЕНИЕ.....	7
2.	КРАТКИЕ ИСТОРИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ.....	10
3.	КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.....	13
3.1.	Классификация по массе микрочастицы.....	14
3.2.	Электрический заряд.....	14
3.3.	Время жизни.....	14
3.4.	Спин.....	15
4	ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ...	16
4.1.	Слабое взаимодействие.....	19
4.2.	Переносчики взаимодействий.....	21
5.	СОВРЕМЕННАЯ СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.....	23
5.1.	Античастицы и антивещество.....	23
5.2.	Лептоны.....	26
5.3.	Адроны.....	27
5.4.	Кварковая модель адронов.....	29
5.4.1.	Поиски свободных кварков.....	34
6.	ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.....	37
6.1.	Закон сохранения барионного заряда.....	37
6.2.	Закон сохранения лептонного заряда.....	38
6.3.	Закон сохранения странности.....	39
7.	ЗАДАНИЯ К САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЕ..	40
7.1.	Примеры решения задач.....	41
7.2.	Вопросы и задачи для самостоятельного решения.....	45
8 .	КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.....	55
9.	МЮОНЫ И ИХ СВОЙСТВА.....	57
10.	МЕЗОНЫ И ИХ СВОЙСТВА.....	60
11.	РАЗМЕР, СОСТАВ И ЗАРЯД АТОМНОГО ЯДРА.	

	МАССОВОЕ И ЗАРЯДОВОЕ ЧИСЛО. ДЕФЕКТ МАСС И ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ АТОМНОГО ЯДРА. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ.....	66
12.	НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ИСТОРИИ ОТКРЫТИЯ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА. ЦЕПНАЯ ЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ. ЯДЕРНАЯ БОМБА. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР. РЕАКЦИЯ СИНТЕЗА АТОМНЫХ ЯДЕР. ПРОБЛЕМА УПРАВЛЯЕМЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ.	76
13.	РАДИОАКТИВНОСТЬ, ИСТОРИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ. ЗАКОНЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИОАКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.....	88
14.	РАДИОАКТИВНОСТЬ И ЯДЕРНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЯХ.....	102
15.	СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА.....	104
16.	РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД.....	109
17.	ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ.....	113
18.	ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ.....	114
19.	ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕТА-ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ.....	115
20.	ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ.....	117
21.	ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С	

	ВЕЩЕСТВОМ.....	119
22.	ДОЗИМЕТРИЯ.....	123
23.	СВОЙСТВА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ...	129
24.	ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СЧЕТЧИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ СВОЙСТВА.....	167
25.	СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ И БОЗОН ХИГГСА	182
	ЛИТЕРАТУРА.....	200

ПРЕДИСЛОВИЕ

Закономерности, положенные в основу теории элементарных частиц, формируют представления о фундаментальной структуре материи. Эти знания, уже сейчас, когда теория элементарных частиц далека от завершения, являются элементом общечеловеческой культуры, знакомство с которыми необходимо каждому образованному человеку.

Основное внимание в данной работе уделено теории элементарных частиц, их систематизации, специфическим законам сохранения, кварковой теории адронов. Практически не обсуждаются экспериментальные методы исследования, так как современная экспериментальная база физики элементарных частиц настолько грандиозна, что, безусловно, заслуживает отдельного описания.

Предполагается, что студенты уже знакомы с основами электродинамики, специальной теории относительности, атомной и ядерной физики и квантовой механики, а также владеют математическими навыками.

При изучении данного раздела физики с целью углубления полученных знаний, а также для ознакомления с экспериментальными методами исследований, рекомендуем обращаться к источникам, список которых приведен в конце.

1 ВВЕДЕНИЕ

Элементарные частицы в точном значении этого термина – первичные, далее неразложимые частицы, из которых, по предположению, состоит вся материя. В понятии «элементарные частицы» в современной физике находит выражение идея о первообразных сущностях, определяющих все известные свойства материального мира, идея, возникшая на ранних этапах становления естествознания и оказавшая сильное влияние на его развитие.

В период с пятого по четвертый век до нашей эры в древнегреческой натурфилософии зародилось новое учение – атомистика. Выдающийся представитель этого учения – Демокрит (примерно 460–370 гг. до нашей эры) считал, что весь материальный мир состоит из мельчайших, недоступных для восприятия человеческими органами чувств частиц, которые он назвал «атомами». Атомы неделимы, непроницаемы и вечны – настоящие «кирпичики мироздания». Атомы обладают различной формой, соединение атомов в различных комбинациях создает различные природные материалы, атомы существуют в постоянном движении, для существования атомов необходима пустота. Демокрит считал, что только движение атомовечно, а количество возникающих и исчезающих при этом миров – бесконечно. Атомистика Демокрита явилась очень мощной идеей, достойно оцениваемой и в наше время.

Именно из конфигураций и комбинаций ограниченного числа таких атомов был построен мир Эпикура, Лукреция и Гассенди. Ньютону эти «фундаментальные» атомы представлялись как твердые, массивные и неделимые частицы: «При размышлении о всех этих вещах мне кажется вероятным, что Бог вначале дал материи форму твердых массивных, непроницаемых, подвижных частиц... Эти первоначальные частицы, являясь

твердыми, несравнимо тверже, чем всякое пористое тело, составленное из них, настолько тверже, что они никогда не изнашиваются и не разбиваются в куски... Если бы они изнашивались или разбивались на куски, то природа вещей, зависящая от них, изменялась бы».

Поиск «кирпичиков мироздания» продолжается и в настоящее время, изменилась лишь терминология. После обнаружения структуры атомов, для обозначения мельчайшей неделимой единицы материи используется термин «элементарная частица». По мере развития учения о микромире сам термин вызывает много критических замечаний, причем критике подвергается как понятие элементарности, так и правомерность использования понятия «частица».

Понятие «элементарные частицы» сформировалось в тесной связи с установлением дискретного характера строения вещества на микроскопическом уровне. Обнаружение на рубеже XIX–XX веков молекул и атомов, затем выявление составляющих атомов – электронов и ядер, установление сложной структуры самих ядер в конечном итоге дало основание предполагать, что эта цепочка основных составных частей материи завершается дискретными бесструктурными образованиями, которые и были названы элементарными частицами. Такое предположение, однако, являлось только лишь экстраполяцией известных фактов, и строго не обосновывалось. Не исключена также возможность того, что последовательность структурных составляющих материи принципиально бесконечна. От данного выше понятия «элементарности» в таком случае придется отказаться. Существование элементарных частиц – это своего рода постулат, и проверка его справедливости – одна из важнейших задач физики.

В современной физике понятие «элементарные частицы» часто употребляется не в своем точном значении, а менее строго – для наименования большой группы мельчайших частиц материи, при условии, что они

не являются атомами, атомными структурами или атомными ядрами (кроме ядра атома водорода).

Открытие и изучение квантовой природы микрочастиц внесло дополнительные трудности в строгое формулирование термина «элементарные частицы». Оказалось, что в дополнительном обсуждении нуждается не только истинная элементарность частицы, но и корректность применения термина «частица» по отношению к микрообъекту. Например, так как в атомных масштабах невозможно проследить за движением частиц по определенным траекториям, то нет и смысла требовать от элементарных объектов тех свойств, которыми обладают макрообъекты. Поэтому можно, по-видимому, считать, что элементарные частицы называют «частицами» в том смысле, что они переносят определенные свойства, которые невозможно ни разобщить, ни разделить. Например, электрон несет определенный электрический заряд, обладает определенной массой, имеет определенный спин и т.д., и эти величины нельзя не изменить, не отделить друг от друга. Далее, электрон посредством гравитационных, электрических и других сил взаимодействует со всем остальным миром по строго определенным неизменным законам. В этом смысле можно определить понятие «элементарные частицы» как определенные комбинации свойств, соответствующих данным микрообъектам и переносимых всегда вместе.

При этом следует понимать, что под словом «элементарный» подразумевается некая минимальная система, по возможности не обладающая внутренней структурой. В свою очередь, при обсуждении наличия внутренней структуры микрообъекта возникают вопросы, связанные со свойствами взаимопревращения частиц. Поэтому приходится признать, что, несмотря на широкое использование термина «элементарные частицы», само понятие определено далеко не строго, так как, находясь на совре-

менном уровне понимания природы, вопрос об «истинно элементарных» частицах можно считать окончательно не решенным.

2 КРАТКИЕ ИСТОРИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Открытие элементарных частиц, начавшееся в конце XIX века, подготовлено всесторонними исследованиями оптических спектров атомов, изучением электрических явлений в жидкостях и газах, открытием фотоэлектричества, рентгеновских лучей, естественной радиоактивности, свидетельствовавших о существовании сложной структуры материи.

Исторически первой открытой элементарной частицей был **электрон** – носитель отрицательного элементарного электрического заряда. В 1897 году Дж. Дж. Томсон установил, что катодные лучи образованы потоком мельчайших частиц, которые были названы электронами. В 1911 году Э. Резерфорд выяснил, что положительный заряд в атомах сосредоточен в компактных образованиях – ядрах, а в 1919 году обнаружил среди частиц, выбитых из атомных ядер, **протоны** – частицы с единичным положительным зарядом и массой, в 1840 раз превышающей массу электрона. Другая частица, входящая в состав ядра, – **нейтрон** была открыта в 1932 году Дж. Чедвиком. Нейтрон имеет массу, близкую к массе протона, но не обладает электрическим зарядом. Открытием нейтрона завершилось выявление частиц, являющихся структурными элементами атомов и их ядер.

Работы по изучению теплового излучения и закономерностей фотоэффекта привели к выводу о существовании частицы электромагнитного поля – **фотона**. Прямые экспериментальные доказательства существования фотона были даны Р. Милликеном (1912–15 гг.) и А. Комптоном (1922 г.)

Открытие *нейтрино* – частицы, существование которой теоретически предсказано В. Паули в 1930 году, произошло лишь в 1953 году, благодаря исследованиям Ф. Райнеса и К. Коуэна.

С 30-х и до начала 50-х годов прошлого века изучение элементарных частиц тесно связано с исследованиями космических лучей. В 1932 году в составе космических лучей К. Андерсон обнаружил *позитрон* – частицу с массой электрона, но с положительным электрическим зарядом. Позитрон был первой открытой античастицей. (Подробнее вопрос существования антивещества рассмотрен в разделе 5.1).

В 1936 году К. Андерсон и С. Неддермейер обнаружили также в космических лучах *мюоны* (обоих знаков электрического заряда) – частицы с массой примерно в 200 раз большей, чем у электрона, а в остальном удивительно близкие к свойствам электрона и позитрона. В 1935 году Х. Юкава, при создании модели взаимодействия между нуклонами внутри атомных ядер, предположил существование частиц, играющих роль переносчиков этого взаимодействия. В 1947 году группой С. Пауэрла в космических лучах были открыты π^+ и π^- -мезоны с массой в 247 электронных масс, оказавшиеся именно теми частицами, существование которых предсказал Х. Юкава.

В конце 40-х – начале 50-х годов была открыта большая группа частиц с необычными свойствами, получивших название *странных*. Первые частицы этой группы K^+ и K^- -мезоны и Λ -гипероны были открыты в космических лучах, последующие открытия странных частиц сделаны на ускорителях заряженных частиц, создающих интенсивные потоки протонов и электронов высоких энергий.

С начала 50-х годов прошлого века ускорители превратились в основной инструмент для исследования элементарных частиц. Ускорители существенно увеличили темп получения новых данных и в короткий срок

расширили и обогатили знание свойств микромира. С применением протонных ускорителей с энергиями в несколько ГэВ были открыты тяжелые античастицы: *антипротон* (1955 г.), *антинейтрон* (1956 г.), *антисигма-гипероны* (1960 г.). В 1964 году был открыт самый тяжелый гиперон – Ω^- (омега-минус гиперон) с массой около двух масс протона. Также в эти годы на ускорителях было открыто большое число крайне неустойчивых, даже по сравнению с другими нестабильными элементарными частицами, частиц, получивших название *резонансов*. Массы большинства резонансов превышают массу протона. Оказалось, что резонансы составляют основную часть элементарных частиц.

В 1962 году выяснилось, что существуют разные виды нейтрино, кроме электронного было открыто *мюонное нейтрино*. В 1975 году были получены первые сведения о существовании тяжелого аналога электрона и мюона – тяжелого *τ -лептона*. В 1977 году были открыты *Y -частицы* с массой порядка десяти протонных масс. С созданием очень мощных ускорителей в 1983 году стало возможным наблюдать рождение и идентифицировать массивные (примерно в 90 протонных масс) *W*- и *Z*-частицы.

Таким образом, за годы, прошедшие после открытия электрона, было выявлено огромное число разнообразных микрочастиц. Если в 1932 году было известно всего пять частиц, то в течение последующих 30 лет физики были просто изумлены многочисленностью и разнообразием новых субатомных частиц, открытию которых, казалось, не будет конца. Ситуация в физике элементарных частиц в середине прошлого века была подобна той, которая сложилась в восемнадцатом веке в биологии, когда биологи составляли подробнейшие каталоги видов растений и животных. Число элементарных частиц в тот период увеличилось до 350 (стало гораздо больше числа элементов периодической таблицы) и этот список,

постоянно пополняясь, к настоящему времени составляет примерно 400 частиц.

Неожиданными во многих отношениях оказались свойства обнаруженных частиц. Открытие позитрона показало, что в некоторых случаях достаточно простого алгебраического изменения знака тех или иных физических величин, чтобы они правильно описывали другие частицы. Кроме того, помимо характеристик, заимствованных из классической физики, таких как электрический заряд, масса, момент количества движения, потребовалось ввести много новых специальных характеристик (внутренних квантовых чисел), не имеющих аналогов в классической физике, например – странность, очарование и т.д.

3 КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Огромное количество элементарных частиц, обнаруженных в середине прошлого века, безусловно, требовало упорядочивания частиц по каким-либо группам, использующим определенные признаки. Каждая из таких попыток классификации естественным образом использует в качестве некоторого основного признака какую-либо из физических характеристик: массу, заряд и т.д. Рассмотрение этих попыток иллюстрирует огромное разнообразие элементарных частиц, дает возможность показать пределы изменения тех или иных физических характеристик частиц, поэтому ниже обсуждаются некоторые из классификаций, использующие одну из физических характеристик.

3.1 Классификация по массе микрочастицы

Поскольку масса и вес связаны между собой, то частицы принято делить на «*легкие*» и «*тяжелые*». При этом следует помнить о релятивистском изменении массы частицы при движении. Частица, имеющая нулевую массу покоя, движется со скоростью света – фотон. Электрон – самая легкая из частиц с ненулевой массой покоя. Протон и нейтрон примерно в 2 000 раз тяжелее, масса самой тяжелой частицы, которую удалось создать в лабораторных условиях – Z-частицы, примерно в 200 000 раз больше массы электрона.

3.2 Электрический заряд

Электрические заряды изученных элементарных частиц являются целыми кратными от абсолютной величины заряда электрона, называемой элементарным электрическим зарядом. У известных элементарных частиц заряды изменяются в довольно узком диапазоне $q = 0, \pm 1, \pm 2$. Фотон и нейтрино не имеют электрического заряда.

3.3 Время жизни

В зависимости от времени жизни (τ) элементарные частицы делятся на *стабильные*, *квазистабильные* и *нестабильные* (резонансы). Стабильными частицами, в пределах точности современных измерений, принято считать электрон ($\tau > 5 \cdot 10^{21}$ лет), протон ($\tau > 10^{30}$ лет), фотон и нейтрино. К квазистабильным относят частицы, распадающиеся за счет электромагнитного и слабого (см. разд. 4.1) взаимодействий. Их времена жизни $\tau > 10^{-20}$ с (для свободного нейтрона даже около 1 000 с). Резонансами называют короткоживущие элементарные частицы, распадающиеся, в основном, за счет сильного взаимодействия. Их характерные времена

жизни составляют $\sim 10^{-23} - 10^{-24}$ с. Такие интервалы времени кажутся очень малыми, но не следует забывать, что в ускорителях частицы движутся со скоростями, близкими к скорости света, и за это время успевают пролетать значительные расстояния. Кроме того, в их собственной системе отсчета время течет гораздо медленнее. До недавнего времени считалось, что электроны, протоны, фотоны и нейтрино абсолютно стабильны. «Вечность» частицы как бы определяла ее фундаментальность. Но оказалось, что нейтрон стабилен только в ядре, свободный нейтрон распадается примерно за 15 минут. Нужно также иметь в виду, что распад частиц процесс квантовый, поэтому продолжительность жизни конкретной частицы предсказать трудно, можно говорить лишь о среднем времени жизни и периоде полураспада.

3.4 Спин

Спин – квантовая величина, не имеющая классического аналога. Впервые существование спина было предположено у электрона и было связано с ошибочным представлением о вращении его как плотного образования вокруг собственной оси и, соответственно, наличии у него собственного момента – отсюда и название. В дальнейшем выяснилось, что спин является внутренним свойством частицы, подобно массе и заряду, и всегда сохраняется.

Спин элементарной частицы (J) – характеризуется набором целых или полуцелых (кратных $\frac{1}{2}$) значений спинового квантового числа, кратных величине постоянной Планка $\hbar$. В этих единицах спин π - и K -мезонов $J=0$, у протона, нейтрона и электрона $J=1/2$, у фотона $J=1$. Известны частицы со спинами 0, 2 и $3/2$. В зависимости от дробности или целочисленности спина частицы делятся на «**фермионы**» и «**бозоны**». Принадлеж-

ность к этим классам является очень важной характеристикой частицы, она определяет поведение ансамбля одинаковых (тождественных) частиц или их *статистику*. Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ферми-Дирака (отсюда название фермионы), которая требует асимметрии волновой функции системы относительно перестановки частиц и согласно принципу Паули «запрещает» двум частицам с полуцелым спином находиться в одинаковом состоянии. Частицы с нулевым или целым спином подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна (бозоны), которая требует симметрии волновой функции относительно перестановок частиц и допускает нахождение любого числа частиц в одном и том же состоянии. Статистические свойства элементарных частиц существенны при процессах распада или рождения частиц, когда образуется несколько одинаковых частиц. Статистика Ферми-Дирака играет также исключительно важную роль в структуре атомных ядер и определяет закономерности заполнения атомных оболочек, лежащие в основе периодической системы Менделеева.

4 ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Все элементарные частицы можно поделить на большие семейства в зависимости от *характера сил*, действующих на частицу извне и внутри нее. Наиболее важное квантовое свойство всех элементарных частиц – способность рождаться и уничтожаться (испускаться и поглощаться) при взаимодействии с другими частицами. Примером может служить процесс рождения π^+ -мезона при столкновении двух протонов:

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+,$$

или процесс аннигиляции электрона и позитрона, когда взамен исчезнувших частиц возникают два γ -кванта:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma .$$

Процессы упругого рассеяния частиц, например $e^- + p \rightarrow e^- + p$, также связаны с поглощением начальных и рождением конечных частиц. Распад нестабильных ядер на более легкие частицы, сопровождаемый выделением энергии, является процессом, в котором продукты распада рождаются в момент самого распада и до этого момента не существуют. Примерами распадов могут служить: $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$; $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$; $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ (знаком «тильда» над символом частицы принято помечать соответствующие античастицы). Различные процессы с элементарными частицами протекают по-разному и отличаются по величине взаимодействия. В соответствии с этим взаимодействия между элементарными частицами можно феноменологически разделить на несколько классов: **сильное, электромагнитное** и **слабое**. Кроме того, все элементарные частицы участвуют в **гравитационном** взаимодействии. В курсах механики и электромагнетизма достаточно подробно рассматриваются гравитационное и электромагнитное взаимодействия, а при рассмотрении состава атомных ядер – сильное (или ядерное) взаимодействие. Поэтому здесь лишь коротко напомним их основные свойства и далее подробнее опишем слабое взаимодействие.

Гравитационное взаимодействие, хорошо известное по своим макроскопическим проявлениям, в случае элементарных частиц на характерных расстояниях $\sim 10^{-15}$ м дает чрезвычайно малые эффекты из-за малости масс элементарных частиц, и поэтому, как правило, не учитывается.

Но следует отметить, что на *очень малых расстояниях* $\sim 10^{-35}$ м гравитационное взаимодействие может оказаться существенным, так как на таких расстояниях будет сказываться изменение геометрии пространства-времени за счет гравитации.

Сильное взаимодействие является самым мощным из всех взаимодействий, встречающихся в природе (отсюда и название). Оно приводит к самой сильной связи между элементарными частицами. Сильное взаимодействие обладает зарядовой независимостью, т.е. вызывает *притяжение* между частицами, независимо от их электрического заряда или его отсутствия. Именно это взаимодействие обуславливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключительную прочность этих образований в земных условиях. Вследствие своей большой величины сильное взаимодействие является источником огромной энергии. Сильное взаимодействие является короткодействующим, с радиусом порядка 10^{-15} м.

Электромагнитное взаимодействие обуславливает процессы менее сильные, чем процессы сильного взаимодействия, а порождаемая этим взаимодействием связь элементарных частиц – заметно слабее. В частности, электромагнитное взаимодействие ответственно за связь атомных электронов с ядрами и связь атомов в молекулах. В электромагнитном взаимодействии участвуют элементарные частицы, обладающие электрическим зарядом. Электромагнитное взаимодействие, также как и гравитационное, является дальнодействующим.

4.1 Слабое взаимодействие

Слабое взаимодействие, как показывает само название, вызывает очень медленно протекающие процессы с элементарными частицами. Ил-

люстрацией слабости протекания таких процессов может служить тот факт, что нейтрино, участвующее только в слабом взаимодействии (гравитационное можно не учитывать), беспрепятственно пронизывает толщу Земли и Солнца.

Слабое взаимодействие обуславливает также медленные процессы распада квазистабильных частиц. Для частиц, распадающихся за счет слабых взаимодействий, времена жизни τ лежат в диапазоне $10^3 - 10^{10}$ с, тогда как типичные времена для сильного взаимодействия составляют $10^{23} - 10^{24}$ с, а для распадов частиц за счет электромагнитного взаимодействия – $\tau \sim 10^{-16}$ с. Первым обнаруженным и наиболее распространенным процессом, вызываемым слабым взаимодействием, является радиоактивный β -распад ядер. В процессе *электронного β^- - распада* один из нейтронов атомного ядра превращается в протон с испусканием электрона и электронного антинейтрино: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. В результате этого ядро с массовым числом A и зарядом Z превращается в ядро с зарядом $Z+1$ и тем же A (изобару). В процессе *позитронного β^+ - распада* происходит переход $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, а ядро превращается в изобару $Z-1$ с испусканием позитрона и электронного нейтрино. С β -распадом тесно связан процесс захвата атомного электрона протоном, входящим в состав атомного ядра: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, проводящий к превращению ядра в изобару с $Z-1$. Если захват электрона происходит с самой нижней электронной оболочки ($n=1$), то его называют *K-захватом*.

В первой теории β -распада, созданной в 1934 г. Э. Ферми, для объяснения этого явления потребовалось ввести гипотезу о существовании особого типа короткодействующих сил, которые вызывают электронный β -распад. На основе данных о времени жизни β -радиоактивных ядер была оценена величина этих сил. Дальнейшие исследования показали, что ве-

денное Ферми взаимодействие имеет универсальный характер и обуславливает распад всех частиц, условно называемых стабильными, которые не могут распадаться за счет сильного или электромагнитного взаимодействия.

Слабое взаимодействие обуславливает все процессы с участием нейтрино, поскольку нейтрино обладает лишь слабым и гравитационным взаимодействием. Так, испускание нейтрино в реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, в которой один из протонов, испуская под действием слабого взаимодействия позитрон и электронное нейтрино, превращается в нейтрон, образующий в результате сильного взаимодействия с другим протоном ядро дейтерия (d). По современным представлениям эта реакция является основным источником энергии Солнца и некоторых звезд. Другие реакции, протекающие на звездах, имеющие конечным результатом образование ядер гелия, также сопровождаются переходом протонов в нейтроны за счет слабого взаимодействия с испусканием нейтрино. Испускание нейтрино в процессах слабого взаимодействия определяет эволюцию звезд, особенно на заключительных стадиях, инициирует взрывы сверхновых звезд и образование пульсаров. Таким образом, роль слабого взаимодействия – регулировать время жизни неживой материи.

«Силу» различных классов взаимодействий элементарных частиц можно приближенно охарактеризовать безразмерными параметрами, связанными с квадратами соответствующих констант взаимодействий. Для сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий протонов эти параметры соотносятся, как $1 : 10^{-2} : 10^{-6} : 10^{-38}$ при средней энергии процесса порядка 1 ГэВ. Необходимость указания энергии процесса связана с тем, что интенсивности различных процессов сами зависят от энергии. Пока остается неясным, сохранится ли такое деление взаимодействий на классы при очень больших энергиях.

4.2 Переносчики взаимодействий

В соответствии с представлениями современной физики, любые взаимодействия между частицами происходят посредством обмена между любой парой частиц особыми виртуальными частицами, называемыми **квантами** соответствующего поля. В случае электромагнитного взаимодействия такими частицами являются фотоны. Кванты поля ядерных сил (сильное взаимодействие) называют **пионами** (**π -мезонами**). Механизм возникновения любого фундаментального взаимодействия в общих чертах одинаков. В качестве примера рассмотрим ядерное взаимодействие. Сначала один нуклон испускает пион массой m , затем другой нуклон должен поглотить этот пион, что и будет означать, что между этими нуклонами произошло взаимодействие. При этом процессе пион должен перенести энергию-массу $\Delta E = mc^2$, что, на первый взгляд, не соответствует закону сохранения энергии. Но, в соответствии с принципом неопределенности, если пион принципиально не будет наблюдаемым в течение времени $\Delta t = h/\Delta E = h/(mc^2)$, после чего будет поглощен другим нуклоном, то нарушения закона сохранения энергии не произойдет. Такие «ненаблюдаемые» в интервале времени Δt частицы и называют **виртуальными**. Также и процессы испускания частицей квантов поля, когда сами кванты принципиально не могут наблюдаться, но либо поглощаются через короткое время этой же частицей, либо какой-то другой, называют **виртуальными процессами**. За время Δt виртуальный пион может преодолеть расстояние, не большее $r = c\Delta t$, эта величина и будет примерно соответствовать радиусу действия ядерных сил.

Электромагнитные силы возникают, когда между заряженными частицами происходит обмен фотонами. Поскольку масса фотонов равна нулю, то и радиус действия электромагнитных сил бесконечен. Переносчиками слабого взаимодействия являются частицы, называемые W - и Z -бозонами. Квантами гравитационного поля являются частицы с нулевой массой и спином 2, называемые *гравитонами*. Свойства гравитонов описаны, но частицы экспериментально не обнаружены. Переносчиками сильного взаимодействия, ответственного за удержание кварков в адронах, являются *глюоны*, область проявления которых будет рассмотрена подробнее при обсуждении гипотезы кварков. В таблице 1 представлены типы взаимодействий, соответствующие им силы и полевые кванты.

Таблица 1

Характеристики фундаментальных взаимодействий

Взаимодействие	Сила взаимодействия (относит. единицы)	Полевой квант (обозначение)	Область проявления
Сильное	~ 15	Пионы ($\pi^{\pm}, \pi^0$)	Атомные ядра
	1	Глюоны (g)	Кварки
Электромагнитное	$\sim 10^{-2}$	Фотоны (γ)	Атомы
Слабое	$\sim 10^{-6}$	Бозоны ($Z^0, W^{\pm}$)	Процессы Распада
Гравитационное	$\sim 10^{-38}$	Гравитоны (G)	Массивные тела и фотоны

5. СОВРЕМЕННАЯ СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В зависимости от участия в тех или иных видах взаимодействий все элементарные частицы, за исключением фотона и других переносчиков взаимодействий, разбиваются на два основных класса: класс *адронов* и класс *лептонов*. Адроны обладают сильным взаимодействием наряду с электромагнитным и слабым, а лептоны участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействиях. (Наличие общего для этих групп гравитационного взаимодействия подразумевается). Классификация элементарных частиц по видам взаимодействий, в которых они участвуют, оказывается в настоящее время наиболее используемой и, по-видимому, сохранится в дальнейшем. Но прежде чем обсуждать эту классификацию подробно, необходимо обсудить существование античастиц.

5.1 Античастицы и антивещество

Предположение о существовании античастиц впервые сделано в 1931 году Полем Дираком при попытке объединения принципа относительности с квантовой теорией. Дирак вывел уравнение, описывающее квантовомеханическое поведение электрона при скоростях, близких к скорости света. Решение этого уравнения предсказывало наличие у электрона четырех внутренних состояний (четырёх волновых функций). Дираку удалось интерпретировать два из этих внутренних состояний как состояния с разными значениями спина, которые из решения уравнения равнялись $\pm 1/2$, что само по себе представляло большое достижение, т.к. в нерелятивистской теории Шредингера спин вводился дополнительно. Существование же еще двух решений Дирак связал с наличием симметрии относительно знака электрического заряда, т.е. наряду с отрицательно заряженным электроном уравнение описывало положительно заряженную частицу с такой же массой – антиэлектрон. (Первоначально на роль анти-

электрона Дирак ошибочно предлагал протон.) В дальнейшем П. Дирак высказал предположение о том, что подобные «античастицы» должны существовать у всех элементарных частиц и таким образом как бы «удваивать» их число. В 1932 г. антиэлектроны были экспериментально обнаружены К. Андерсоном в космических лучах и были названы позитронами. С этого времени начались поиски других античастиц. К 1979 году были экспериментально обнаружены античастицы почти всех известных элементарных частиц.

Сейчас можно уверенно утверждать, что античастицы – группа элементарных частиц, массы и прочие физические характеристики которых имеют ту же величину, что и их «двойники» – частицы, а некоторые их характеристики, например электрический заряд или магнитный момент, противоположны по знаку. Само существование античастиц является универсальным свойством элементарных частиц. Каждой частице соответствует своя античастица: например, позитрон и антипротон отличаются от электрона и протона знаком электрического заряда, антинейтрон отличается от нейтрона знаком магнитного момента. В общем случае античастица отличается от частицы только знаками так называемых *зарядов* (электрического, барионного, лептонного, странности), о которых подробнее будет говориться в следующих разделах. Такие же характеристики, как масса, спин, время жизни у пары «частица – античастица» одинаковы.

В некоторых случаях античастица совпадает со своей частицей, т.е. все свойства частицы и античастицы одинаковы. Такие частицы называют *истинно нейтральными*. К ним относятся фотон, π^0 -мезон и η^0 -мезон.

Понятия частицы и античастицы относительны. Электрон считают частицей, а позитрон – античастицей только потому, что в наблюдаемой нами части Вселенной преобладают именно электроны, а позитроны – более экзотические частицы. Условившись считать электрон и протон ча-

стицами, далее с помощью законов сохранения (см. разд. 6) можно однозначно установить, чем является каждая элементарная частица – частицей или античастицей. Известны особые виды взаимопревращений для пар «частица – античастица».

Аннигиляция и рождение пар. При встрече электрона с позитроном происходит их аннигиляция (исчезновение), т.е. превращение их в γ -кванты: $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$. Существует также обратный процесс – рождение пары: γ -квант может породить пару e^+ , e^- , если его энергия не меньше собственной энергии пары $2m_e c^2$. Аннигилируют не только электрон с позитроном, но и любая другая частица со своей античастицей. Однако при аннигиляции тяжелых частиц возникают, в большинстве случаев, не фотоны, а пионы. Это объясняется проявлением различных типов взаимодействий: аннигиляция электрона с позитроном вызывается электромагнитным взаимодействием, а аннигиляция более тяжелых частиц – сильным взаимодействием (см. разд. 4.2).

Антиматерия – материя, построенная из античастиц. В антиматерии ядра состоят из антипротонов и антинейтронов, а позитроны образуют оболочки атомов. Согласно современной теории, ядерные силы, определяющие устойчивость атомных ядер, одинаковы для частиц и античастиц. Также одинаковы электрические и магнитные силы, благодаря которым существуют устойчивые конфигурации электронов в атомах и молекулах. Поэтому вся иерархия строения вещества из частиц должна быть осуществима и для антиматерии, состоящего из античастиц. В 1965 году впервые экспериментально доказано, что из античастиц могут строиться комплексы такого же типа, что и из частиц: Л. Ледерманом зарегистрировано первое антиядро – антидейтрон, в 1969 году Ю. Прокошкиным получено ядро антигелия ${}^3\text{He}$. Открыты также антиядра ${}^3\text{H}$ и т.п. Из античастиц может быть построено антиматерия так же, как и материя из частиц.

Однако возможность аннигиляции не позволяет антивеществу сколько-нибудь длительное время существовать рядом с веществом. Не исключено, что где-то во Вселенной существуют галактики, состоящие из антиатомов, но при поисках «антимиров» нужно учитывать следующее: современные методы наблюдения основаны в основном на регистрации электромагнитного излучения, идущего к нам из космоса. Однако с его помощью установить существование антимира невозможно, т.к. квант электромагнитного поля, фотон, одинаков для частицы и античастицы, и, значит, электромагнитные спектры соответствующих друг другу частиц и античастиц тождественны. Возможность обнаружения антимиров дает существование нейтрино. Во-первых, благодаря своей колоссальной проникающей способности, нейтрино (и антинейтрино) способны доходить до нас даже из далеких галактик. Во-вторых, нейтрино и антинейтрино – разные частицы, поэтому процессы, протекающие с излучением нейтрино в нашем мире, отличаются от процессов, проходящих с излучением антинейтрино в антимире и наоборот. Поэтому оказывается принципиально возможным (когда метод *нейтринной спектроскопии* будет достаточно разработан) установить, какими частицами (или античастицами) вызвано нейтринное излучение данной галактики.

5.2 Лептоны

Лептоны – частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях и имеющие спин $\frac{1}{2}$. Класс лептонов, по данным на настоящее время, состоит из 6 частиц и 6 соответствующих античастиц, т.е. содержит всего 12 частиц. Название «лептоны» (от греческого *leptos* – тонкий, легкий) исторически было связано с тем, что массы первых известных лептонов были меньше масс всех других частиц. Все лептоны – фермионы. Самый из-

вестный лептон – электрон, вместе с электронным нейтрино (ν_e), образует первую пару лептонов, которую принято называть **поколением**, вторая пара – это отрицательный мюон (μ^-) со своим мюонным нейтрино (ν_μ), и следующее поколение образует самый тяжелый из лептонов – таон (или τ -лептон) с таонным нейтрино (ν_τ). Антилептоны представлены абсолютно симметрично: это позитрон, положительный мюон (μ^+) и антитаон вместе со своими антинейтрино. Подробнее класс лептонов представлен в табл. 4. Лептоны несут специфический **лептонный заряд** $L=1$ (или лептонное число) для частиц, и равный $L=-1$ для антилептонов. Из опыта известен **закон сохранения числа лептонов**, согласно которому разность числа лептонов и числа антилептонов в замкнутой системе остается постоянной при любых процессах (подробнее см. 6.2). Таким образом, вводя лептонный заряд, можно свести закон сохранения числа лептонов к закону сохранения лептонного заряда. Для остальных элементарных частиц $L=0$.

Сохранение лептонного заряда объясняет, например, отсутствие такого процесса, как $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$, поскольку в такой реакции происходило бы изменение лептонного заряда, хотя другие законы сохранения этот процесс разрешают.

У лептонов, в отличие от адронов, не обнаружена внутренняя структура, поэтому их принято относить к истинно элементарным частицам.

5.3 Адроны

Как уже отмечено выше, класс адронов образуют частицы, участвующие в сильном взаимодействии. Первыми исследованными представителями адронов были протон и нейтрон. В настоящее время адронов существуют сотни. Адроны принято делить на **мезоны** и **барионы**.

Название «мезоны» (от греческого *mesos* – средний, промежуточный) связано с тем, что массы первых открытых мезонов – π -мезона и K -мезона

имеют значения, промежуточные между массами протона и электрона. В дальнейшем было открыто много других мезонов, масса некоторых из них превышает массу протона. Все мезоны являются бозонами.

Барионы (от греч. *baros* – тяжелый) – группа «тяжелых» адронов с полуцелым спином и массой, не меньшей массы протона. К барионам относятся протон, нейтрон, гипероны, барионные резонансы. Единственный стабильный барион – протон, все остальные барионы нестабильны и путем последовательных распадов превращаются в протон и легкие частицы.

В любом процессе выполняется закон сохранения барионов: разность между числом барионов и антибарионов остается неизменной. Соответственно вводится **барионный заряд** (или барионное число) $B=1$ для всех барионов и $B=-1$ для антибарионов и равный 0 для всех остальных частиц (в том числе и всех мезонов). Барионный заряд системы – строго сохраняющаяся величина, закон сохранения барионного заряда выполняется при всех видах взаимодействия элементарных частиц.

Для наглядности восприятия основная систематика элементарных частиц приведена в таблице 2.

Таблица 2

Основная систематика элементарных частиц

Фотоны	Лептоны	Адроны		
		Мезоны	Барионы	
			Нуклоны	Гипероны
γ	$e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	π, K, η и резонансы	p, n	$\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ и резонансы

5.4 Кварковая модель адронов

С начала 50-х годов прошлого века открытие большого числа адронов с довольно разнообразными свойствами явилось основанием для по-

исков закономерностей в распределении масс и квантовых чисел барионов и мезонов, которые бы могли составить основу их классификации. Исследования с самого начала сопровождались попытками выделить среди всех адронов частицы, более фундаментальные, чем остальные, которые могли бы стать основой для построения всех адронов. Оказалось, что некоторые адроны можно объединить в группы из восьми или десяти частиц с аналогичными физическими свойствами. Математический анализ этих свойств в определенной группе указывал на то, что появление этих свойств может быть связано с наличием некой внутренней структуры адронов. Модель, наиболее успешно решающая задачу классификации адронов, была предложена в 1964 году Дж. Цвейгом и М. Гелл-Манном, в основе ее лежит предположение о существовании особых структурных элементов адронов – *кварков*.

М. Гелл-Манн позаимствовал название для своих гипотетических элементов из художественного произведения Дж. Джойса «Поминки по Финнегану» (или «Три кварка для Мастера Марка»), потому что, как и в книге Джойса, так и в предложенной им физической модели, понятие кварка означало некий объект с совершенно неожиданными свойствами, ранее не встречавшимися в природе. Например, все известные до сих пор частицы обладали целыми зарядовыми и барионными числами, поэтому, чтобы получить требуемую структуру, необходимо было приписать кваркам дробные электрические заряды и барионные числа, что само по себе не имеет никаких аналогов в природе.

Первоначально было предложено три кварка и три соответствующих антикварка. Названия эти частицы получили от первых букв английских слов up – вверх, down – вниз, strange – странный: *u*-кварк с зарядом $2/3$ (в единицах элементарного электрического заряда), *d*-кварк с зарядом $-1/3$ и странный *s*-кварк также с зарядом $-1/3$. Кроме дробного электриче-

ского заряда, все кварки обладают спином $1/2$ (фермионы) и барионным зарядом $B=1/3$. Кроме того, для s -кварка было введено квантовое число $S=-1$, называемое странностью (подробнее см. 6.3). Оказалось, что все барионы можно «построить» из комбинаций трех кварков, а мезоны – из пары «кварк – антикварк». Так, протон составлен из кварков (uud) (электрический заряд равен $2/3 + 2/3 - 1/3 = +1$), нейтрон – из кварков (udd) (заряд $2/3 - 1/3 - 1/3 = 0$), π^+ -мезон состоит из кварка и антикварка ($u\bar{d}$), странный K^+ -мезон – из кварка и антикварка ($u\bar{s}$) и т.д.

Модель кварков удачно описала адроны, а также прояснила их группировки по определенным свойствам. При помощи трех u , d и s кварков удалось построить все известные к 1974 году адроны. На основании кварковой модели была не только понята структура известных адронов, но и было предсказано существование новых частиц. По мере совершенствования модели к первоначально предложенным трем кваркам постепенно пришлось добавить еще три. Четвертым в теорию в 1971–76 гг. был введен кварк c (от англ. charm). В 1977 г. открытие новой Υ -частицы и исследование ее свойств дало основания для введения в рассмотрение пятого b – кварка (англ. beauty – красота), а также дало начало поискам связанного с ним слабым взаимодействием t – кварка (англ. top – верхний). Только в 1994 году появились первые эксперименты, непосредственно указывающие на существование шестого t -кварка. Символы u , d , s , c , t , b , отличающие различные типы кварков, физики стали называть **ароматами**, чтобы еще раз подчеркнуть их необычные качества.

По мере обнаружения новых адронов, состоящих из трех одинаковых кварков, возникла необходимость ввести в рассмотрение еще один заряд кварка, названный **цветом**. Необходимость введения новой характеристики можно кратко пояснить на примере Ω^- -гиперона. Кварковое наполнение этой частицы можно представить тремя s -кварками, имеющими

ми одинаковое направление спина. Но волновая функция такой системы оказывается полностью симметричной относительно перестановки кварков. С другой стороны, кварки – фермионы, и для них справедлив принцип Паули, согласно которому функция такой системы должна быть антисимметричной. Решением вопроса и оказалось введение цвета кварка. На примере с Ω^- -гипероном понятно, что минимальное число значений новой характеристики должно быть равно трем. Введение цвета позволило поместить три кварка одинакового аромата внутри адрона. Цветовой заряд, имеющий три значения, можно условно назвать красным, синим и зеленым. Заряды можно смешивать – смешение всех трех зарядов дает бесцветное («белое») состояние, какое и бывает у адрона, состоящего из трех одинаковых кварков разного цвета. Также заряд одного цвета можно компенсировать *антицветом*, что требуется для построения мезона, состоящего из пары «кварк – антикварк». Естественно, цветовой заряд кварков ничего общего, кроме аналогии со смешиванием различных красок, не имеет с обычными цветами. В таблице 3 в качестве иллюстрации приведен вытекающий из описанных представлений кварковый состав некоторых мезонов и барионов.

Таблица 3

Кварковое наполнение некоторых элементарных частиц*

Мезоны ($J=0$)		Барионы	
Частица	Состав	Частица (J)	Состав
π^+	$u\bar{d}$	$p(1/2)$	uud
π^-	$\bar{u}d$	$n(1/2)$	udd
K^+	$u\bar{s}$	$\Sigma^+(1/2)$	uus
K^-	$\bar{u}s$	$\Sigma^-(1/2)$	dds
K^0	$d\bar{s}$	$\Sigma_c^0(1/2)$	ddc
$\bar{K}^0$	$\bar{d}s$	$\Xi^0(1/2)$	uss
D^+	$c\bar{d}$	$\Xi^-(1/2)$	dss
D^-	$d\bar{c}$	$\Xi_c^+(1/2)$	dcc
D^0	$c\bar{u}$	$\Omega_c^0(1/2)$	ssc
$\bar{D}^0$	$u\bar{c}$	$\Omega^-(3/2)$	sss
F^+	$c\bar{s}$	$\Delta^-(3/2)$	ddd
F^-	$s\bar{c}$	$\Delta^{++}(3/2)$	uuu

ПРИМЕЧАНИЕ. При попытке самостоятельно «сконструировать» кварковый состав каких-либо элементарных частиц нужно иметь в виду, что, кроме довольно простых случаев кваркового наполнения, возможны более сложные варианты. Например, истинно нейтральный π^0 - мезон также состоит из кварка и антикварка, но он представляет собой суперпозицию состояний $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$, находясь с равной вероятностью в одном или другом:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}).$$

Кварковое наполнение η - мезона выглядит еще сложнее:

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}).$$

Обсуждение способов построения таких функций выходит за рамки данной работы.

В 1976 году М. Гелл-Манн построил квантовую теорию цветовых взаимодействий, впоследствии названную **квантовой хромодинамикой**. Согласно этой теории, цветовой заряд порождает особое поле, кванты которого называются **глюонами** (от англ. glue – клей), т.к. они «склеивают»

кварки в адронах. Роль глюонов сводится к «перекрашиванию» кварков. Например, глюон несет пару цветов – синий и антикрасный – и поглощается красным кварком. Тогда он нейтрализует красный заряд кварка своим антикрасным и окрашивает кварк в синий цвет. Если цветовых зарядов три, то можно составить 9 цветовых комбинаций для глюонов, но одна из них нейтральна, т.к. будет окрашивать кварк в тот же самый цвет. Таким образом, в квантовой хромодинамике взаимодействие осуществляется между шестью кварками и шестью антикварками посредством обмена восьмеркой глюонов. На этапе создания квантовой хромодинамики кварки рассматривались как удачная форма систематизации элементарных частиц, но безусловный успех кварковой модели, используемой физиками на протяжении почти пятидесяти лет, ставит вопрос о поиске существования кварков в *свободном* состоянии (см. ниже раздел 5.4.1).

Возвращаясь к вопросу об истинно элементарных или фундаментальных частицах, можно сказать, что в настоящее время такими частицами считают фотон, лептоны и кварки. Следует отметить определенную симметрию, характерную как для лептонов, так и для кварков. Тех и других частиц по шесть, их можно объединить в пары, называемые поколениями. Кроме того, то же можно сделать и с соответствующими античастицами. Физикам такая симметрия не кажется случайной, она дает возможность развивать теорию, объединяющую электромагнитные и слабые взаимодействия. Таким образом, современная «таблица Менделеева» для элементарных частиц имеет совсем простой вид, представленный в таблице 4.

Таблица 4

Фундаментальные составляющие вещества

Поколения	1	2	3	Электрический заряд
Кварки	u	c	t	$2/3$
	d	s	b	$-1/3$
Лептоны	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	-1

5.4.1 Поиски свободных кварков

В настоящее время известно множество экспериментов, поставленных с целью обнаружения внутренней структуры адронов и отождествления этой структуры с кварками. Идея первых экспериментов такого рода аналогична известным еще по школьному курсу знаменитым опытам Э. Резерфорда по обнаружению атомных ядер при рассеянии α -частиц на атомах. В первом из таких экспериментов в 1969 г. на большом линейном ускорителе в Станфорде (СЛАК, США) в качестве «мишени» был выбран наиболее стабильный из адронов – протон. В качестве бомбардирующих частиц нужно было выбирать частицы, не участвующие в сильном взаимодействии, с тем, чтобы они не «завязли» в протоне, т.е. лептоны. В качестве бомбардирующей частицы был использован электрон, разогнанный до энергии $2 \cdot 10^{10}$ эВ. Как в первом эксперименте, так и в последующих, выполненных в ЦЕРНе (Швейцария) и Гамбурге (Германия), характер рассеяния, несомненно, указывал на наличие внутри протона некой пространственной структуры. Дальнейшее экспериментальное изучение структуры нуклонов и других адронов с помощью облучения их электронами высоких энергий, а также по рассеянию на них бесструктурных мюонов и нейтрино, позволило установить существование в нуклонах точечных структур с дробными электрическими зарядами и доказать их иден-

тичность кваркам. Но, обсуждая подобные эксперименты, следует понимать, что обнаружение внутренних структур адронов является лишь косвенным доказательством существования кварков.

Многочисленные поиски кварков *в свободном состоянии* пока не увенчались успехом. Вполне возможно, это объясняется тем, что в свободном состоянии кварки существовать не могут вследствие особого характера взаимодействия между ними. Согласно одной из гипотез, сила взаимодействия между кварками не убывает с увеличением расстояния между ними, а может даже возрасти. Эти силы и не дают кваркам вылететь из адронов. Это состояние «невылетания» в квантовой хромодинамике носит название *конфаймент* кварков.

Однако ничто не мешает предположить, что кварки невозможно наблюдать в свободном состоянии из-за их возможно больших масс (до сих пор массы кварков оценить не удастся). Большая масса кварка будет означать, что и энергия связи кварков в адронах также будет весьма велика и оказывается недоступной для современных ускорителей. Поэтому на сегодняшний день поиски свободных кварков продолжаются. Исследования ведутся в двух направлениях.

Первое направление – это физико-химический подход, в котором предполагается наличие стабильных кварков в окружающем нас веществе. Эксперименты этого направления нацелены на обнаружение атомов либо ионов с дробным зарядом, что приведет к ряду характерных свойств таких частиц: пониженной ионизации, составляющей дробную часть ($1/9$ или $4/9$) от ионизации целозаряженного иона; необычного значения e/m , аномального поведения такой частицы в электростатическом поле, нестандартного положения спектральных линий таких атомов. Кварки искали в земном веществе, в лунном грунте, в метеоритах, а также в солнечном веществе с помощью спектроскопических методов.

Различные варианты экспериментов приводят к значениям верхнего предела возможной концентрации кварков в веществе, лежащем в интервале от 10^{-15} до $10^{-28} \frac{\text{кварков}}{\text{нуклон}}$.

Время от времени некоторые сообщения о наблюдении свободных кварков появляются. Так, группа экспериментаторов Станфордского университета наблюдала поведение шариков из ниобия массой $\sim 10^{-4}$ г в неоднородном магнитном поле и зарегистрировала случаи, когда заряд шарика оказывался равным $\pm e/3$.

При этом соответствующая концентрация кварков составляла $\sim 10^{-20} \frac{\text{кварков}}{\text{нуклон}}$.

Однако эти данные пока не подтверждаются другими исследованиями, и, соответственно, не могут пока быть признаны достоверными.

Второе направление – это попытки регистрации кварков непосредственно в космических лучах и на ускорителях. В опытах на ускорителях свободные кварки не обнаружены вплоть до энергий ~ 250 ГэВ в $p\bar{p}$ -столкновениях и ~ 84 ГэВ в e^+e^- -столкновениях. Исследования такого рода на ускорителях постоянно планируются по мере появления более мощных ускорителей.

Детектирование кварков в космических лучах также пока не привело к успеху и установило ограничение на поток кварков из космоса, меньшее величины $10^{-15} \frac{\text{кварков}}{\text{стерад} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^2}$.

Но, как бы там не было, а поиски свободных кварков продолжаются.

6. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Для элементарных частиц известно гораздо больше законов сохранения, чем для макроскопических процессов, при этом роль этих законов чрезвычайно важна. Многие законы сохранения в физике элементарных частиц были открыты непосредственно из опыта, до создания последовательной теории элементарных частиц, и поэтому часто носят предсказательный характер и позволяют анализировать процессы, механизм которых еще не раскрыт. Все эти законы подразделяют на **точные** и **приближенные**. Точные законы сохранения выполняются во всех фундаментальных взаимодействиях, а приближенные – только в некоторых.

Точными являются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрического заряда. Кроме того, экспериментальные исследования наводили на мысль о необходимости введения особенных для элементарных частиц зарядов неэлектрической природы, которые также сохраняются. Так, в дополнение к электрическому заряду Q были введены **барионный** B и три **лептонных** заряда L : электронный, мюонный и таонный. У всех элементарных частиц эти заряды имеют только целочисленные значения.

6.1 Закон сохранения барионного заряда

Как уже говорилось в разделе 5.3, если всем барионам приписать $B=1$, всем антибарионам $B=-1$, а всем остальным частицам $B=0$, то во всех процессах суммарный барионный заряд будет сохраняться. Это свойство и называют **законом сохранения барионного заряда**. Другими словами, полное число барионов, участвующих в реакции, должно сохраняться.

Например, согласно закону сохранения барионного заряда, протон ($B=1$) не может превратиться в позитрон e^+ ($B=0$) и фотон γ ($B=0$), хотя это не запрещено законами сохранения энергии, импульса, момента импульса

и электрического заряда. Из этого же закона следует, что антибарион может рождаться только в паре со своим барионом. Для сложной системы частиц заряд каждого вида равен сумме зарядов того же вида всех частиц системы (аддитивность барионного заряда).

6.2 Закон сохранения лептонного заряда

В случае лептонов в последнее время чаще говорят не о лептонном «заряде», а о лептонном **флейворе**. Различают полный лептонный флейвор L и индивидуальные лептонные флейворы (заряды): электронный L_e (для электрона и электронного нейтрино), мюонный L_μ (для мюона и мюонного нейтрино), таонный L_τ (для таона и его нейтрино). Необходимость введения трех лептонных флейворов (зарядов) связана именно с существованием трех разных нейтрино.

В разделе 5.2, при описании свойств лептонов, уже говорилось, что с помощью лептонных зарядов легко интерпретируются экспериментально открытые закономерности взаимодействия элементарных частиц, согласно которым при любых процессах разность между числом лептонов и антилептонов сохраняется. Принято считать, что $L_e=L_\mu=L_\tau=+1$ для лептонов и $L_e=L_\mu=L_\tau=-1$ для антилептонов, для всех остальных элементарных частиц лептонные заряды равны нулю. Например, согласно закону сохранения лептонного заряда, при распаде нейтрона на протон и электрон

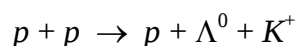
$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e,$$

должно вместе с электроном рождаться именно **электронное** антинейтрино, так как только тогда суммарный лептонный заряд L_e будет равен нулю. На сегодняшний день никаких реакций с нарушением как полного, так и индивидуального лептонного флейвора не наблюдалось, хотя некоторые

теории слабого взаимодействия предсказывают возможность процессов, протекающих с нарушением этого закона.

6.3 Закон сохранения странности

Примером *приближенного закона* сохранения может служить характеристика, названная **странностью S**. Экспериментально установлено, что при столкновениях адронов высоких энергий рождаются гипероны. Следовательно, рождение гиперонов связано с сильным взаимодействием, и соответственно, время их жизни должно быть $\sim 10^{-23}$ с. Но на опыте их время жизни оказалось в $\sim 10^{13}$ раз больше. Кроме того, в таких процессах гипероны появлялись всегда только парами. Например, при столкновении протонов:



Λ^0 -гиперон появляется только совместно с K^+ -мезоном, но никогда не появляется с K^- -мезоном. Такая же закономерность наблюдалась и в случае Σ -гиперонов. После рождения эти частицы медленно и независимо друг от друга распадаются за счет слабого взаимодействия. За такое поведение гипероны и K -мезоны и назвали **странными** частицами. Для количественного описания парного рождения и медленного распада странных частиц было введено квантовое число S – странность. Поведение странных частиц можно объяснить, если принять $S=-1$ для Σ^- , Λ^0 - и K^- - частиц, $S=-2$ для Ξ^- -частиц, $S=-3$ для Ω^- -гиперона. Тогда странность в сильных и электромагнитных взаимодействиях будет сохраняться, а в слабых может меняться на ± 1 (закон сохранения странности). Таким образом, в реакции столкновения протонов странность протонов, являющихся обыкновенными частицами, равна нулю, и также равна нулю странность пары

рожденных странных частиц Λ^0 и K^+ . При распаде же этих частиц на обычные (при слабом взаимодействии) закон сохранения странности нарушается, этим нарушением и объясняют медленность распадов странных частиц. Пример с введением странности хорошо иллюстрирует тот факт, что многие из законов сохранения для элементарных частиц установлены из опыта и являются основными правилами, позволяющими анализировать процессы, механизм которых еще требует объяснения.

Сведения о барионных зарядах B и странности S адронов приведены в таблице 5. Для соответствующих античастиц B и S имеют противоположные знаки.

Таблица 5

Барионный заряд и странность адронов

Заряды	Мезоны	Барионы					
		Нуклоны		Гипероны			
	π K^+ η	p	n	Λ	Σ	Ξ	Ω
B	0 0 0	+1	+1	+1	+1	+1	+1
S	0 +1 0	0	0	−1	−1	−2	−3

7 ЗАДАНИЯ К САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЕ

Цель данного раздела – закрепление на практике основных положений и закономерностей теории элементарных частиц, изложенных выше. Предлагаемые вопросы и задания в основном затрагивают знания о природе фундаментальных взаимодействий, учат применять на практике законы сохранения, а также касаются использования простейших представлений о кварковом уровне строения элементарных частиц. Так как большинство заданий данного раздела требует применения законов сохранения, то для успешной самостоятельной работы необходимо предваритель-

но тщательно изучить законы сохранения (см. [раздел 6](#)), внимательно ознакомиться с предлагаемыми ниже примерами, а также рассмотреть информацию, которую содержат таблицы приложения.

7.1 Примеры решения задач

Пример 7.1. Объяснить невозможность аннигиляции электрона и позитрона с испусканием одного γ -кванта $e^+ + e^- \rightarrow \gamma$, а также распада γ -кванта «на лету» $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$.

Решение. Невозможность таких процессов определяется законом сохранения импульса. В системе центра масс полный импульс электрона и позитрона при аннигиляции равен нулю. Так как полный импульс должен сохраняться, то импульс образующихся фотонов также должен быть равен нулю, что невозможно, если образуется один фотон. Следовательно, первый процесс противоречит закону сохранения импульса. Из этих же соображений следует невозможность распада γ -кванта «на лету» на электрон и позитрон (в отсутствии третьего тела).

Пример 7.2. Указать, какой из каналов приведенного ниже распада невозможен и по какой причине:



Пользуясь [табл. П1](#) приложения, находим массы частиц: $m_\Sigma = 1197,4$ МэВ, $m_\Lambda = 1115,6$ МэВ, $m_\pi = 139,6$ МэВ, т.е. канал (2) запрещен энергетически: $m_\Sigma < m_\Lambda + m_\pi$.

Пример 7.3. Указать процессы, запрещенные законами сохранения лептонного или барионного зарядов:

- 1) $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$, 2) $\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$, 3) $\mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$,
 4) $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0$, 5) $\pi^- + n \rightarrow K^- + K^0$, 6) $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$.

Решение. Пользуясь табл. П1 и П2 приложения, определяем, что невозможны следующие процессы: (1), так как не сохраняется лептонный заряд ($0 \neq 0+1+1$); (3), поскольку не сохраняются электронный L_e и мюонный L_μ флейворы; (5), так как не сохраняется барионный заряд B ($+1 \neq 0+0$).

Пример 7.4. Электронное нейтрино ν_e имеет лептонный флейвор $L_e = 1$, а антинейтрино $L_e = -1$. Как экспериментально отличить нейтрино от антинейтрино?

Решение. Воспользовавшись законом сохранения электронного флейвора, заметим, что нейтрино может превратить нейтрон в протон согласно реакции $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$, но не может превратить протон в нейтрон, т.к. соответствующая реакция $\nu_e + p \rightarrow n + e^+$ запрещена законом сохранения электронного флейвора. Антинейтрино $\tilde{\nu}_e$, наоборот, может превратить протон в нейтрон, но не может превратить нейтрон в протон. Пользуясь этим свойством, можно отличить нейтрино от антинейтрино.

Пример 7.5. Определить, какие из приведенных ниже процессов запрещены законом сохранения странности:

- 1) $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, 2) $\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+$, 3) $\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^0 + n$,
 4) $\tilde{p} + n \rightarrow \Lambda + \tilde{\Sigma}^+$, 5) $\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda + n$, 6) $\pi^- + n \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^-$.

Решение. Подставим значение странности S (см. прил. табл.П2) последовательно во все процессы:

$$1) 0 + 0 \rightarrow -1 + 1, \quad 2) 0 + 0 \rightarrow -1 -1, \quad 3) 0 + 0 \rightarrow +1 -1 + 0,$$

$$4) 0 + 0 \rightarrow -1 + 1, \quad 5) -1 + 0 \rightarrow -1 + 0, \quad 6) 0 + 0 \rightarrow -2 + 1 -1.$$

Видно, что суммарное значение странности не сохраняется только в процессах (2) и (6). По этой причине они запрещены.

Пример 7.6. Выяснить, какие из перечисленных реакций разрешены по закону сохранения странности S , а какие запрещены по этому закону и, следовательно, идут с малой вероятностью или практически не наблюдаются:

$$1) \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0, \quad 2) \pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0, \quad 3) \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-,$$

$$4) \Xi^- \rightarrow 2\pi^- + p, \quad 5) \pi^+ + \tilde{p} \rightarrow \tilde{\Sigma}^+ + K^-.$$

Решение. Взаимодействие и распад частиц происходит в результате сильного, электромагнитного или слабого взаимодействий. Вероятность процессов при слабом взаимодействии примерно в 10^{10} – 10^{12} раз меньше, чем при сильном. Сильное взаимодействие может происходить между адронами и при *сохранении* странности ($\Delta S = 0$). При слабом взаимодействии странность не сохраняется ($\Delta S = 1$ или 2). При изменении странности $\Delta S = 1$ вероятность процесса уменьшается в 10^{10} – 10^{12} раз, а при изменении $\Delta S = 2$ реакция не наблюдается, если возможна реакция с изменением ΔS только на 1. Реакции между частицами с нарушением странности, т.е. происходящие по слабому взаимодействию, практически не наблюдаемы из-за малости вероятности процесса при существующей интенсивности частиц, генерируемых в ускорителях. Однако распад частиц с наруше-

нием закона сохранения странности всегда наблюдается, так как вероятность распада за время наблюдения равняется 1.

В реакциях (1) и (5) странность сохраняется ($\Delta S=0$), и они идут по сильному взаимодействию. В реакциях (2) и (3) странность изменяется на 1 ($\Delta S=1$), поэтому распад (3) происходит за время, характерное для слабого взаимодействия ($\sim 10^{-10}$ с), а реакция (2) практически не наблюдаема. В процессе (5) изменение странности равно 2 ($\Delta S=2$), поэтому этот процесс не наблюдается.

Пример 7.7. При распадах адронов (барионов и мезонов), приводящих к рождению лептонов, существует эмпирическое правило, управляющее вероятностью распада: *если изменение странности адрона (ΔS) при реакции не равняется изменению заряда адронов (ΔQ), то такой распад не наблюдается.* Например, наблюдается реакция $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$ ($\Delta Q = \Delta S = +1$), но не наблюдается реакция $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ($\Delta Q = -1$; $\Delta S = +1$). Принимая во внимание вышесказанное, определите, какие реакции, из перечисленных ниже, разрешены по правилу $\Delta Q = \Delta S$, а какие запрещены:

- 1) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$, 2) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + \nu_e$,
 3) $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}_e$, 4) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e$.

Решение. В реакциях (2) и (3) изменение заряда равно изменению странности: 2) $\Delta Q = \Delta S = -1$; 3) $\Delta Q = \Delta S = +1$, поэтому они разрешены. Реакции (1) и (4) запрещены, так как в них нарушается правило $\Delta Q = \Delta S$: 1) $\Delta Q = 1$; $\Delta S = -1$; 4) $\Delta Q = -1$; $\Delta S = +1$.

Пример 7.8. Установить кварковый состав K^+ -мезона, а также гиперонов Λ^0 и Ω^- .

Решение. Пользуясь табл. 4 и приложением, устанавливаем квантовые числа адронов и кварков. Мезоны должны состоять из кварка и антикварка, поскольку их барионный заряд $B = 0$. В случае K^+ -мезона $Q = 1$, $B = 0$, $S = +1$. Это возможно лишь в случае $K^+(u\bar{s})$. У гиперонов барионный заряд $B = 1$, странность Λ^0 -гиперона $S = -1$, а у Ω^- -гиперона $S = -3$. Каждый кварк имеет $B = 1/3$, значит эти гипероны должны состоять из трех кварков. Кроме того, у Λ^0 -гиперона $Q = 0$. Это возможно лишь в случае $\Lambda^0(uds)$. У Ω^- -гиперона $Q = -1$, $S = -3$. Это возможно реализовать только с помощью трех кварков: $\Omega^-(sss)$.

7.2 Вопросы и задачи для самостоятельного решения

В большинстве приведенных ниже задач в условии есть «подсказка», т.е. имеется указание на вид закона сохранения, несоответствия с которым нужно искать в данном конкретном случае. Советуем для тренировки «ждать подвоха», т.е. проверять не только данный указанный закон, но и выполнение других законов сохранения.

1 Какое значение спина имеет бозе-частица?

Ответ: нулевое или целочисленное значение спина.

2 Какое значение спина имеет ферми-частица?

Ответ: полуцелое значение спина.

3 На какие частицы распространяется принцип запрета Паули?

Ответ: на фермионы.

4 Определите, какие из приведенных ниже реакций запрещены законом сохранения энергии:

$$1) p \rightarrow n + e^+ + \nu_e, \quad 2) \mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \gamma, \quad 3) \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma,$$

4) $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$, 5) $K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$, 6) $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$.

Ответ: 1.

5 Реакция распада протона по схеме $p \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_e$ невозможна вследствие **невыполнения** какого закона сохранения?

Ответ: закона сохранения барионного заряда.

6 Считая, что начальные частицы обладают достаточной кинетической энергией для осуществления процесса, укажите реакции, запрещенные законом сохранения барионного заряда:

1) $K^- + n \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$, 2) $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+$, 3) $\pi^+ + n \rightarrow K^+ + K^0$.

Ответ: 3.

7 Найдите реакции, запрещенные законом сохранения лептонного заряда:

1) $p \rightarrow n + e^+$, 2) $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e$, 3) $K^+ \rightarrow \pi^- + 2e^+$.

Ответ: 1, 3.

8 Укажите реакции, в которых выполняется закон сохранения лептонного заряда:

1) $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$, 2) $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_e$, 3) $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$,

4) $\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$.

Ответ: 1, 3, 4.

9 Рассмотрите приведенные ниже реакции и укажите, в каких из них не сохраняется лептонный флейвор L_e или L_μ :

1) $\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + e^+$, 2) $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + \mu^+$, 3) $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, 4) $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$.

Ответ: 1, 2, 4.

10 Укажите реакции, в которых не сохраняется индивидуальный лептонный заряд (флейвор):

1) $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, 2) $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \gamma$, 3) $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$,

4) $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$, 5) $K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$, 6) $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$.

Ответ: 2, 4.

11 Реакция распада нейтрона происходит по схеме $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$.

Требованиями какого закона сохранения обусловлено присутствие в этой реакции антинейтрино?

Ответ: закона сохранения лептонного заряда.

12 Выберите реакции, запрещенные законами сохранения :

1) $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$, 2) $\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$, 3) $\pi^- + n \rightarrow K^- + K^0$.

Ответ: 1, 3.

13 Укажите реакции, разрешенные законами сохранения :

1) $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0$, 2) $\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$, 3) $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$.

Ответ: 2, 3.

14 Укажите, в каких из приведенных ниже реакций не выполняется закон сохранения странности:

1) $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, 2) $\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+$, 3) $\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^0 + n$,
4) $\tilde{p} + n \rightarrow \Lambda + \tilde{\Sigma}^+$, 5) $\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda + n$, 6) $\pi^- + n \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^-$.

Ответ: 2, 6.

15 Определите, в каких из перечисленных ниже реакциях выполняется закон сохранения странности:

1) $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda + K^+$, 2) $K^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^+$, 3) $p + \tilde{\Sigma}^+ \rightarrow K^+ + \pi^+$,
4) $p + \tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+$.

Ответ: 1, 3.

16 Найти реакции, запрещенные законом сохранения странности:

1) $\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + \tilde{\Xi}^+ + n$, 2) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-$,
3) $\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^0$, 4) $\pi^+ + \tilde{p} \rightarrow \tilde{\Sigma}^+ + \pi^-$.

Ответ: 2, 4.

17 Укажите, в каких реакциях, приведенных ниже, не выполняется закон сохранения странности:

- 1) $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, 2) $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \gamma$, 3) $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$,
4) $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$, 5) $K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$, 6) $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$.

Ответ: 5.

18 Укажите реакции, разрешенные всеми законами сохранения:

- 1) $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, 2) $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \gamma$, 3) $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$,
4) $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$, 5) $K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$, 6) $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$.

Ответ: 3, 6 (реакция 1 запрещена законом сохранения энергии, в реакциях 2 и 4 не сохраняются лептонные заряды, а реакция 5 практически не наблюдаема, т.к. странность S не сохраняется (см. также пример 7.7)).

19 Укажите, какие из перечисленных ниже реакций невозможны или практически не наблюдаемы из-за нарушения законов сохранения:

- 1) $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$, 2) $\Sigma^- + p \rightarrow \pi^0 + \tilde{K}^0$, 3) $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \tilde{K}^0$,
4) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-$, 5) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$, 6) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$,
7) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + e^- + \tilde{\nu}_e$, 8) $\Sigma^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$.

Ответ: реакции 2 и 8 невозможны, так как в них не сохраняется барионный заряд; реакции 3 и 4 практически не наблюдаемы, так как в них не сохраняется странность.

20 Определите, какие реакции из перечисленных ниже, разрешены по правилу $\Delta Q = \Delta S$ (см. пояснения к задаче 7.6):

- 1) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + e^- + e^+$, 2) $\Lambda \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$, 3) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \mu^-$.

Ответ: 1 ($\Delta Q = \Delta S = 0$), 2 ($\Delta Q = \Delta S = 1$).

21 Определите, какие реакции из перечисленных ниже, запрещены по правилу $\Delta Q = \Delta S$ (см. пояснения к задаче 7.6):

- 1) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$, 2) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e$, 3) $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + e^+ + \nu_e$.

Ответ: 2 ($\Delta Q = -1; \Delta S = 1$), 3 ($\Delta Q = -1; \Delta S = 1$).

22 Являются ли реакции распада K^+ -мезона на $(\mu^+ + \nu_\mu)$ или $(\pi^+ + \pi^0)$ реакциями слабого взаимодействия?

Ответ: Да, поскольку к слабым взаимодействиям относятся все процессы с участием нейтрино, а также процессы, в которых странность S не сохраняется.

23 Какие элементарные частицы, входящие в состав атома, являются участниками сильного взаимодействия?

Ответ: протоны, нейтроны

24 Участниками какого фундаментального взаимодействия являются электроны, протоны и фотоны?

Ответ: электромагнитного взаимодействия

25 Какие элементарные частицы принимают участие в процессе гравитационного взаимодействия?

Ответ: все элементарные частицы.

26 Существованием какого фундаментального взаимодействия объясняется распад нейтрона?

Ответ: слабого взаимодействия.

27 По какому взаимодействию происходит распад частиц в приведенных ниже реакциях:

1) $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n$, 2) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$, 3) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + e^- + \tilde{\nu}_e$?

Ответ: распады (1) и (3) происходят по слабому взаимодействию; распад (2) – по электромагнитному.

28 По какому взаимодействию происходит реакция $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$?

Ответ: по сильному взаимодействию.

29 Рассмотреть приведенные реакции и определить тип взаимодействия:

1) $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$, 2) $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$, 3) $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$.

Ответ: 1 – сильное взаимодействие; 2 – электромагнитное; 3 – слабое взаимодействие.

30 Укажите тип взаимодействия, по которому осуществляются следующие реакции:

$$1) \pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+, \quad 2) \Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0, \quad 3) \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Ответ: 1 – сильное взаимодействие; 2 – слабое; 3 – электромагнитное.

31 Разместите следующие распады в порядке возрастания времени жизни частиц:

$$1) \Delta^{++} \rightarrow \pi^0 + p, \quad 2) \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma, \quad 3) \Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0.$$

Ответ: 1, 2, 3.

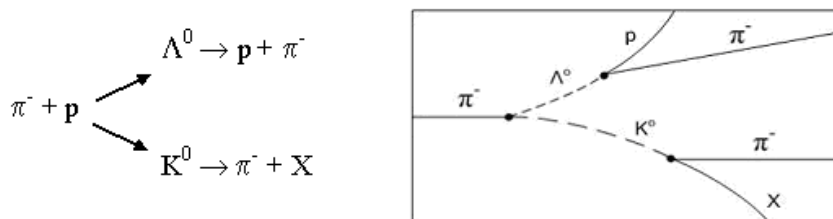
32 Зная квантовые числа кварков, сконструировать из трех кварков следующие барионы: $p, n, \Sigma^+, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$.

Ответ: $(uud), (udd), (uus), (dds), (uss), (dss)$.

33 Зная квантовые числа кварков, сконструировать из кварка и антикварка следующие мезоны: $\pi^+, \pi^-, K^+, K^-, K^0$.

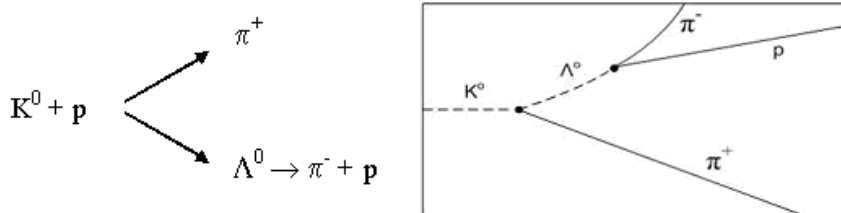
Ответ: $(u\bar{d}), (\bar{u}d), (u\bar{s}), (\bar{u}s), (d\bar{s})$.

34 Используя фотографию взаимодействия π -мезона с протоном в водородной пузырьковой камере, которое идет по приведенной слева схеме, определите спин частицы X.



Ответ: $J_x=0$.

35 Используя фотографию взаимодействия K^0 -мезона с протоном в водородной пузырьковой камере, которое идет по приведенной слева схеме, определите спин Λ^0 -гиперона.



Ответ: $J_A = 1/2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше сведения о физике элементарных частиц экспериментально проверены и достоверно известны. Только такого рода факты обычно и появляются в учебниках. Но совершенно очевидно, что физика элементарных частиц остается, несмотря на установление нового, кварк-лептонного уровня организации микромира, далеко незавершенной теорией.

Во-первых, по-прежнему неясно, являются ли кварки и лептоны теми самыми «первокирпичиками», из которых построен весь материальный мир. Если конфаймент кварков является их внутренним свойством, способом существования, то тогда в исследовании вещества наступил предел экспериментальных возможностей в обнаружении экспериментальных частиц, и попытки обнаружения свободных кварков принципиально невозможны. Но пока все, что знает наука о кварках, есть только результат теоретических расчетов и косвенных измерений, поэтому может оказаться также, что с увеличением мощности ускорителей в десятки или сотни раз по сравнению с существующими мощностями, все же удастся зафиксировать кварки в свободном состоянии. При этом, конечно, нужно понимать, что создание столь мощных ускорителей является невероятно сложной и дорогостоящей задачей. Кроме того, имеются предположения о том, что некоторые из кварков и лептонов могут представлять собой объекты, со-

стоящие из субчастиц – *преонов*, и тогда, возможно, физика элементарных частиц далека от завершения.

Во-вторых, изучая явления микромира, ученые пытаются найти взаимосвязь между разными видами взаимодействий и построить их объединенную теорию. Изучение четырех типов фундаментальных взаимодействий, описанных выше, в применении к элементарным частицам, уже сейчас дает возможность физикам надеяться на объединение этих взаимодействий в одно, универсальное супервзаимодействие. В настоящее время уже имеются теории, объединяющие электромагнитное и слабое взаимодействия на расстояниях 10^{-18} м в один тип, который называют *электрослабым* взаимодействием. На очереди создание теорий, объединяющих электрослабое и сильное взаимодействие (на расстояниях 10^{-32} м). Ведущую роль в создании такой теории и присоединении гравитационного взаимодействия в предстоящие пятьдесят лет большинство физиков предсказывают *теории суперструн*, начало которой было положено также физикой элементарных частиц, при создании модели глюонного взаимодействия между кварками в адронах.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица III

Основные характеристики и квантовые числа лептонов и фотона

Частица	Символ*	Масса, МэВ	Заряды					Спин
			Q	L_e	L_μ	L_τ	B	
Фотон	γ	0	0	0	0	0	0	1
Нейтрино	ν_e	0	0	+1	0	0	0	$\frac{1}{2}$
	$\tilde{\nu}_e$	0	0	0	+1	0	0	$\frac{1}{2}$
	ν_μ	0	0	0	0	+1	0	$\frac{1}{2}$
	$\tilde{\nu}_\mu$	0	0	0	0	+1	0	$\frac{1}{2}$
Электрон	e^- e^+	0,511	-1	+1	0	0	0	$\frac{1}{2}$
Мюон	μ^- μ^+	105,56	-1	0	+1	0	0	$\frac{1}{2}$
Таон	τ^- τ^+	1782	0	0	0	+1	0	$\frac{1}{2}$

* Слева указаны символы частиц, справа – символы соответствующих античастиц, символы истинно нейтральных частиц (см. с.13) расположены посередине.

ПРИМЕЧАНИЕ. Античастицы имеют тождественные с частицей значения массы и спина, но противоположные по знаку значения электрического Q , лептонного L , барионного B зарядов и странности S .

Таблица П 2

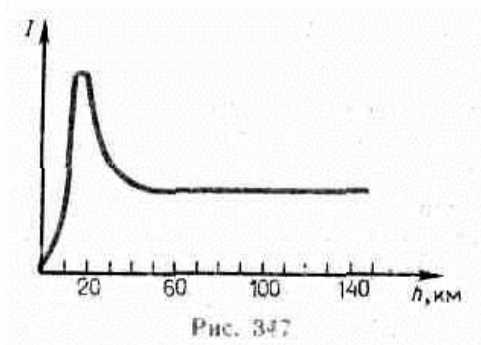
Основные характеристики и квантовые числа адронов

Частица	Символ*	Масса, МэВ	Заряды			Спин <i>J</i>	Странность <i>S</i>
			<i>Q</i>	<i>L</i>	<i>B</i>		
Мезоны							
π-мезоны (пионы)	π^0	135,0	0	0	0	0	0
	$\pi^+ \quad \pi^-$	139,6	-1	0	0	0	0
К-мезоны (каоны)	$K^+ \quad K^-$	493,8	+1	0	0	0	+1
	$K^0 \quad \bar{K}^0$	497,8	0	0	0	0	-1
Эта-мезон	η	549	0	0	0	0	0
Фи-мезон	φ	1 019	0	0	0	1	0
Барiony							
Протон	$p \quad \bar{p}$	938,26	+1	0	+1	½	0
Нейтрон	$n \quad \bar{n}$	939,55	0	0	+1	½	0
Лямбда- Гиперон	$\Lambda \quad \bar{\Lambda}$	1 115,6	0	0	+1	½	-1
Сигма- Гипероны	$\Sigma^+ \quad \bar{\Sigma}^+$	1 189,4	+1	0	+1	½	-1
	$\Sigma^0 \quad \bar{\Sigma}^0$	1 198,5	0	0	+1	½	-1
	$\Sigma^- \quad \bar{\Sigma}^-$	1 197,4	-1	0	+1	½	-1
Кси- Гипероны	$\Xi^0 \quad \bar{\Xi}^0$	1 314,9	0	0	+1	½	-2
	$\Xi^- \quad \bar{\Xi}^-$	1 321,3	-1	0	+1	½	-2
Омега- Гиперон	$\Omega^- \quad \bar{\Omega}^-$	1 672	-1	0	+1	3/2	-3

8 КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Развитие физики элементарных частиц тесно связано с изучением космического излучения — излучения, приходящего на Землю практически изотропно со всех направлений космического пространства. Измерения интенсивности космического излучения, проводимые методами, аналогичными методам регистрации радиоактивных излучений и частиц, приводят к выводу, что его интенсивность быстро растет с высотой, достигает максимума, затем уменьшается и с $h \approx 50$ км остается практически постоянной.

Различают **первичное и вторичное** космические излучения. Излучение, приходящее непосредственно из космоса, называют **первичным космическим излучением**. Исследование его состава показало, что первичное излучение представляет собой поток элементарных частиц высокой энергии, причем более 90% из них составляют протоны с энергией примерно 10^9 — 10^{13} эВ, около 7% — α -частицы и лишь небольшая доля (около 1%) приходится на ядра более тяжелых элементов ($Z > 20$). По современным представлениям, основанным на данных астрофизики и радиоастрономии, считается, что первичное космическое излучение имеет в основном галактическое происхождение. Считается,

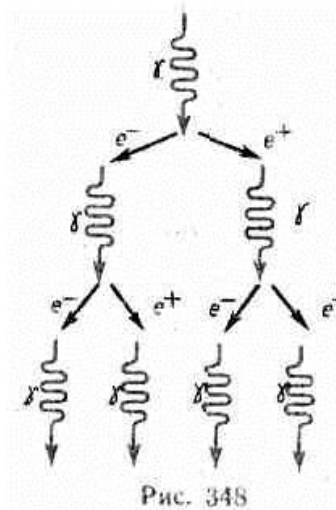


что ускорение частиц до столь высоких энергий может происходить при столкновении с движущимися межзвездными магнитными полями. При $h \geq 50$ км интенсивность космического излучения постоянна; на этих высотах наблюдается лишь первичное излучение.

С приближением к Земле интенсивность космического излучения возрастает, что свидетельствует о появлении **вторичного космического излучения**, которое образуется в результате взаимодействия первичного космического излучения с ядрами атомов земной атмосферы. Во вторичном космическом излучении встречаются практически все известные элементарные частицы. При $h < 20$ км космическое излучение является вторичным; с уменьшением h его интенсивность понижается, поскольку вторичные частицы по мере продвижения к поверхности Земли испытывают поглощение.

В составе вторичного космического излучения можно выделить два компонента: **мягкий** (сильно поглощается свинцом) и **жесткий** (обладает в свинце большой проникающей способностью). Происхождение мягкого компонента объясняется следующим образом. В космическом пространстве всегда имеются γ -кванты с энергией $E > 2m_e c^2$, которые в поле атомных ядер превращаются в электронно-позитронные пары. Образовавшиеся таким образом электроны и позитроны, тормозясь, в свою очередь, создают γ -кванты, энергия которых еще достаточна для образования новых электронно-позитронных пар и т. д. до тех пор, пока энергия γ -квантов не будет меньше $2m_e c^2$. Описанный процесс называется **электронно-позитронно-фотонным** (или **каскадным**) **ливнем**. Хотя первичные частицы, приводящие к образованию этих ливней, и обладают огромными энергиями, но ливневые частицы являются «мягкими» — не проходят через большие толщи вещества. Таким образом, ливневые частицы — элек-

троны, позитроны и γ -кванты — и представляют собой мягкий компонент вторичного космического излучения. Природа



жесткого компонента будет рассмотрена в дальнейшем.

Исследование космического излучения, с одной стороны, позволило на заре развития физики элементарных частиц получить основные экспериментальные данные, на которых базировалась эта область науки, а с другой — дало возможность и сейчас изучать процессы с частицами сверхвысоких энергий вплоть до 10^{21} эВ, которые еще не получены искусственным путем. Правда, с начала 50-х годов для исследования элементарных частиц стали применять ускорители (позволяют ускорить частицы до сотен гигаэлектрон-вольт; см. § 116), в связи с чем космическое излучение утратило свою исключительность при их изучении, оставаясь лишь основным «источником» частиц в области сверхвысоких энергий.

9. МЮОНЫ И ИХ СВОЙСТВА

Японский физик Х. Юкава (1907—1981), изучая природу ядерных сил и развивая идеи советских ученых И. Е. Тамма и Д. Д. Иваненко об их обменном характере, выдвинул в 1935 г. гипотезу о существовании частиц с

массой, в 200—300 раз превышающей массу электрона. Эти частицы должны, согласно Юкаве, выполнять роль носителей ядерного взаимодействия, подобно тому, как фотоны являются носителями электромагнитного взаимодействия.

К. Андерсон и С. Неддермейер, изучая поглощение жесткого компонента вторичного космического излучения в свинцовых фильтрах с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, действительно обнаружили (1936) частицы массой, близкой к ожидаемой ($207 m_e$). Они были названы впоследствии мюонами. Доказано, что жесткий компонент вторичного космического излучения состоит в основном из мюонов, которые, как будет показано ниже, образуются вследствие распада более тяжелых заряженных частиц (π - и K -мезонов). Так как масса мюонов большая, то радиационные потери для них пренебрежимо малы, а поэтому жесткий компонент вторичного излучения обладает большой проникающей способностью.

Существуют положительный (μ^+) и отрицательный (μ^-) мюоны; заряд мюонов равен элементарному заряду e . Масса мюонов (оценивается по производимому ими ионизационному действию) равна $206,8 m_e$, время жизни μ^+ - и μ^- -мюонов одинаково и равно $2,2 \cdot 10^{-6}$ с. Исследования изменения интенсивности жесткого компонента вторичного космического излучения с высотой показали, что на меньших высотах потоки мюонов менее интенсивны. Это говорит о том, что мюоны претерпевают самопроизвольный распад, являясь, таким образом, нестабильными частицами.

Распад мюонов происходит по следующим схемам:

$$\mu^+ \rightarrow {}^0_1e + {}^0_0\nu_e + {}^0_{-1}\bar{\nu}_\mu, \quad (270.1)$$

$$\mu^- \rightarrow {}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}_e + {}^0_1\nu_\mu, \quad (270.2)$$

где $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\mu$ — соответственно «мюонные» нейтрино и антинейтрино, которые, как предположил советский физик Б. М. Понтекорво (р. 1913 г.) и экспериментально доказал (1962) американский физик Л. Ледерман (р. 1922), отличаются от $\bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_e$ — «электронных» нейтрино и антинейтрино, сопутствующих испусканию позитрона и электрона соответственно. Существование $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\mu$ следует из законов сохранения энергии и спина.

Из схем распада (270.1) и (270.2) следует, что спины мюонов, как и электрона, должны быть равны $1/2$ (в единицах $\hbar$), так как спины нейтрино ($1/2$) и антинейтрино ($-1/2$) взаимно компенсируются.

Дальнейшие эксперименты привели к выводу, что мюоны не взаимодействуют или взаимодействуют весьма слабо с атомными ядрами, иными словами, являются **ядерно-неактивными частицами**. Мюоны, с одной стороны, из-за ядерной пассивности не могут рождаться при взаимодействии первичного компонента космического излучения с ядрами атомов атмосферы, а с другой — из-за нестабильности не могут находиться в составе первичного космического излучения. Следовательно, отождествить мюоны с частицами, которые, согласно Х. Юкаве, являлись бы носителями ядерного взаимодействия, не удалось, так как такие частицы должны интенсивно взаимодействовать с ядрами. Эти рассуждения и накопленный впоследствии экспериментальный материал привели к выводу о том, что должны существовать какие-то **ядерно-активные частицы**, распад которых и приводит к образованию мюонов. Действительно, в 1947 г. была обнаружена частица, обладающая свойствами, предсказанными Юкавой, которая распадается на мюон и нейтрино. Этой частицей оказался π -мезон.

10. МЕЗОНЫ И ИХ СВОЙСТВА

С. Пауэлл (1903—1969; английский физик) с сотрудниками, подвергая на большой высоте ядерные фотоэмульсии действию космических лучей (1947), обнаружили ядерно-активные частицы — так называемые **π-мезоны** (от греч. «мезос» — средний), или **пионы**. В этом же году пионы были получены искусственно в лабораторных условиях при бомбардировке мишеней из Be, C и Cu α-частицами, ускоренными в синхроциклотроне до 300 МэВ. π-Мезоны сильно взаимодействуют с нуклонами и атомными ядрами и, по современным представлениям, обуславливают существование ядерных сил.

Существуют положительный (π^+), отрицательный (π^-) (их заряд равен элементарному заряду e) и нейтральный (π^0) мезоны. Масса π^+ - и π^- -мезонов одинакова и равна $273,1m_e$, масса π^0 -мезона равна $264,1m_e$. Все пионы нестабильны: время жизни соответственно для заряженных и нейтрального π-мезонов составляет $2,6 \cdot 10^{-8}$ и $0,8 \cdot 10^{-16}$ с.

Распад заряженных пионов происходит в основном по схемам

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + {}^0_0\nu_\mu, \quad (271.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + {}^0_0\bar{\nu}_\mu, \quad (271.2)$$

где мюоны испытывают дальнейший распад по рассмотренным выше схемам (270.1) и (270.2). Из схем распада (271.1) и (271.2) следует, что спины заряженных π-мезонов должны быть либо целыми (в единицах $\hbar$, либо равны нулю. Спины заряженных π-мезонов, по ряду других экспериментальных данных, оказались равными нулю.

Нейтральный пион распадается на два γ-кванта:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

Спин π^0 -мезона, так же как и спин π^+ -мезона, равен нулю.

Исследования в космических лучах по методу фотоэмульсий (1949) и изучение реакций с участием частиц высоких энергий, полученных на ускорителях, привели к открытию **К-мезонов**, или **каонов**, — частиц с нулевым спином и с массами, приблизительно равными $970 m_e$. В настоящее время известно четыре типа каонов: положительно заряженный (K^+), отрицательно заряженный (K^-) и два нейтральных (K^0 и $\bar{K}^0$). Время жизни К-мезонов лежит в пределах 10^{-8} — 10^{-10} с в зависимости от их типа.

Существует несколько схем распада К-мезонов. Распад заряженных К-мезонов происходит преимущественно по схемам

$$\begin{cases} K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & (K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu), \\ K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 & (K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0), \\ K^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu_e & (K^- \rightarrow e^- + \pi^0 + \bar{\nu}_e). \end{cases}$$

Распад нейтральных К-мезонов в основном происходит по следующим схемам (в порядке убывания вероятности распада):

для короткоживущих (K_S^0)

$$\begin{cases} K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \\ K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0; \end{cases}$$

для долгоживущих (K_L^0)

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e,$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu,$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0,$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

Типы взаимодействий элементарных частиц

Согласно современным представлениям, в природе осуществляется *четыре типа фундаментальных взаимодействий*: **сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное.**

Сильное, или ядерное, взаимодействие обуславливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключительную прочность этих образований, лежащую в основе стабильности вещества в земных условиях.

Электромагнитное взаимодействие характеризуется как взаимодействие, в основе которого лежит связь с электромагнитным полем. Оно характерно для всех элементарных частиц, за исключением нейтрино, антинейтрино и фотона. Электромагнитное взаимодействие, в частности, ответственно за существование атомов и молекул, обуславливая взаимодействие в них положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов.

Слабое взаимодействие — наиболее медленное из всех взаимодействий, протекающих в микромире. Оно ответственно за взаимодействие частиц, происходящих с участием нейтрино или антинейтрино (например, β -распад, μ -распад), а также за безнейтринные процессы распада, характеризующиеся довольно большим временем жизни распадающейся частицы ($\tau \geq 10^{-10}$ с).

Гравитационное взаимодействие присуще всем без исключения частицам, однако из-за малости масс элементарных частиц оно пренебрежимо мало и, по-видимому, в процессах микромира несущественно.

Сильное взаимодействие примерно в 100 раз превосходит электромагнитное и в 10^{14} раз — слабое. Чем сильнее взаимодействие, тем с большей интенсивностью протекают процессы. Так, время жизни частиц, называемых **резонансами**, распад которых описывается сильным взаи-

модействием, составляет примерно 10^{-23} с; время жизни π^0 -мезона, за распад которого ответственно электромагнитное взаимодействие, составляет 10^{-16} с; для распадов, за которые ответственно слабое взаимодействие, характерны времена жизни $10^{-10} — 10^{-8}$ с. Как сильное, так и слабое взаимодействия — короткодействующие. Радиус действия сильного взаимодействия составляет примерно 10^{-15} м, слабого — не превышает 10^{-19} м. Радиус действия электромагнитного взаимодействия практически не ограничен.

Элементарные частицы принято делить на три группы:

1) **фотоны** — эта группа состоит всего лишь из одной частицы — фотона — кванта электромагнитного излучения;

2) **лептоны** (от греч. «лептос» — легкий), участвующие только в электромагнитном и слабом взаимодействиях. К лептонам относятся электронное и мюонное нейтрино, электрон, мюон и открытый в 1975 г. тяжелый лептон — τ -лептон, или таон, с массой примерно $3487 m_e$, а также соответствующие им античастицы. Название лептонов связано с тем, что массы первых известных лептонов были меньше масс всех других частиц (кроме фотона). К лептонам относится также таонное нейтрино, существование которого в последнее время также установлено;

3) **адроны** (от греч. «адрос» — крупный, сильный). Адроны обладают сильным взаимодействием наряду с электромагнитным и слабым. Из рассмотренных выше частиц к ним относятся протон, нейтрон, пионы и каоны.

Для всех типов взаимодействия элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда.

Характерным признаком сильных взаимодействий является зарядовая независимость ядерных сил. Как уже указывалось (см. §254), ядерные си-

лы, действующие между парами $p - p$, $n - n$ или $p - n$, одинаковы. Поэтому если бы в ядре осуществлялось только сильное взаимодействие, то зарядовая независимость ядерных сил привела бы к одинаковым значениям масс нуклонов (протонов и нейтронов) и всех π -мезонов. Различие в массах нуклонов и соответственно π -мезонов обусловлено электромагнитным взаимодействием: энергии взаимодействующих заряженных и нейтральных частиц различны, поэтому и массы заряженных и нейтральных частиц оказываются неодинаковыми.

Зарядовая независимость в сильных взаимодействиях позволяет близкие по массе частицы рассматривать как различные зарядовые состояния одной и той же частицы. Так, нуклон образует дублет (нейтрон, протон), π -мезоны — триплет (π^+ , π^- , π^0) и т.д. Подобные группы «похожих» элементарных частиц, одинаковым образом участвующих в сильном взаимодействии, имеющие близкие массы и отличающиеся зарядами, называют **изотопическими мультиплетами**. Каждый изотопический мультиплет характеризуют **изотопическим спином (изоспином)** — одной из внутренних характеристик адронов, определяющей число (и) частиц в изотопическом мультиплете: $n=2I+1$. Тогда изоспин нуклона $I=1/2$ (число членов в изотопическом мультиплете нуклона равно двум), изоспин пиона $I=1$ (в пион-ном мультиплете $n=3$) и т.д. Изотопический спин характеризует только число членов в изотопическом мультиплете и никакого отношения к рассматриваемому ранее спину не имеет.

Исследования показали, что во всех процессах, связанных с превращениями элементарных частиц, обусловленных зарядово-независимыми сильными взаимодействиями, выполняется **закон сохранения изотопического спина**. Для электромагнитных и слабых взаимодействий этот закон не выполняется. Так как электрон, позитрон, фотон, мюоны и нейтрино и

антинейтрино в сильных взаимодействиях участия не принимают, то им изотопический спин не приписывается.

ЧАСТИЦЫ И АНТИЧАСТИЦЫ

Впервые гипотеза об античастице возникла в 1928 г., когда П. Дирак на основе релятивистского волнового уравнения предсказал существование позитрона (см. §263), обнаруженного спустя четыре года К. Андерсоном в составе космического излучения. Электрон и позитрон не являются единственной парой частица — античастица. Выводы релятивистской квантовой теории привели к заключению, что для каждой элементарной частицы должна существовать античастица (**принцип зарядового сопряжения**). Эксперименты показывают, что за немногим исключением (например, фотона и π^0 -мезона), действительно, каждой частице соответствует античастица.

11. РАЗМЕР, СОСТАВ И ЗАРЯД АТОМНОГО ЯДРА.

МАССОВОЕ И ЗАРЯДОВОЕ ЧИСЛО. ДЕФЕКТ МАСС И ЭНЕРГИЯ

СВЯЗИ АТОМНОГО ЯДРА. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

1. Размер, состав и заряд атомного ядра. Массовое и зарядовое число

Атомное ядро было открыто английским физиком Э. Резерфордом в 1911 году в опытах по рассеянию α -частиц при прохождении их через вещество. Схема этого опыта была приведена нами в первой лекции (см. рис. 1.1), там же было дано его краткое описание. Опыт Резерфорда послужил нам в первой лекции отправной точкой для обсуждения планетарной модели атома и проблемы неустойчивости атома в этой модели. Теперь же нас будет интересовать само ядро.

Ядро - центральная массивная часть атома, состоящая из протонов и нейтронов. В ядре сосредоточена почти вся масса атома (более 99,95%). Размеры ядер порядка $10^{-15} \div 10^{-14}$ м. Ядра имеют положительный заряд, кратный элементарному заряду e :

$$q_{\text{я}} = Z \cdot e \quad (16.1)$$

Целое число Z называется **зарядовым числом**. Оно совпадает с порядковым номером элемента в периодической системе элементов (см. лекцию 9, § 2).

Ядро состоит из протонов и нейтронов (ниже мы уточним это утверждение).

Термин "протон" (от греческого *protos* - первый) был введен Резерфордом в начале 20-х годов. Протон обозначают символом "p", он имеет следующие характеристики.

Протон - одна из двух стабильных элементарных частиц (другой стабильной частицей является электрон).

Масса протона:

$$m_p = 1,672614 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 938,28 \text{ МэВ} \approx 1836 m_e \quad (16.2)$$

здесь m_e - масса электрона.

В ядерной физике и в физике элементарных частиц массы принято выражать в единицах энергии, умножая их значение в системе СИ, на квадрат скорости света c^2 , в соответствии с релятивистской формулой, связывающей массу частицы с ее энергией покоя (см. Ч.1, (12.7)): $W_0 = m c^2$.

Так масса частицы, равная 1 МэВ (точнее - 1 МэВ/ c^2) в системе СИ будет равна:

$$\frac{1 \text{ МэВ}}{c^2} = 10^6 \frac{\text{эВ}}{c^2} \approx 1,6 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Дж}}{\left(3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^2} \approx 1,78 \cdot 10^{-30} \text{ кг} \quad (16.3)$$

Выраженная в МэВ масса электрона равна:

$$m_e = 0,511 \text{ МэВ}. \quad (16.4)$$

Заряд протона - равен элементарному:

$$q_p = e = 1,6021892 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \quad (16.5)$$

Протон имеет **спин** $s = 1/2$ и, следовательно, подчиняется принципу запрета Паули (см. лекцию 9, § 1).

Протон обладает собственным **магнитным моментом**:

$$\mu_p = +2,79 \mu_J \quad (16.6)$$

здесь

$$\mu_J = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2 \quad (16.7)$$

-единица измерения магнитного момента, называемая **ядерным магнетоном**. (Сравните с магнетоном Бора, введенным в части 2 формулой (13.19), там в формуле, аналогичной (16.7) на месте m_p стояла масса электрона m_e , значит ядерный магнетон в 1836 раз (см. (16.2)) меньше магнетона Бора). Магнитный момент протона примерно в 660 раз меньше магнитного момента электрона.

Нейтрон был открыт в 1932 году английским физиком Д. Чедвиком - учеником Резерфорда. Обозначение нейтрона - символ "n". Электрический заряд нейтрона равен нулю.

Масса нейтрона:

$$m_n = 1,6749543 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 939,57 \text{ МэВ} \approx 1838,6 m_e \quad (16.8)$$

Так как масса нейтрона больше массы протона, то он нестабилен и распадается в свободном состоянии по схеме:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (16.9)$$

здесь e^- - обозначение электрона,

$\bar{\nu}$ - символ, обозначающий **антинейтрино**.

Время, за которое распадается половина первоначального количества нейтронов (**период полураспада**) $T_{1/2} \approx 12$ минут.

Нейтрон, как и протон, имеет **спин** $s=1/2$ и поэтому подчиняется принципу запрета Паули.

Несмотря на свою электрическую нейтральность, нейтрон обладает **собственным магнитным моментом**:

$$\mu_n = -1,91 \mu_J \quad (16.10)$$

Знак "-" указывает на то, что магнитный момент направлен против механического (спинового). Уже этот факт говорит о наличии внутренней структуры у нейтрона.

Отношения магнитного момента протона к магнитному моменту нейтрона с большой точностью равно $3/2$. Объяснение этому было дано на основе представления о *кварковой структуре* протона и нейтрона.

Протонно-нейтронная модель атомного ядра была предложена в 1932 г. советским физиком Д. Иваненко после открытия нейтрона. Затем эта модель была развита немецким физиком В. Гейзенбергом.

Протоны и нейтроны получили общее название **нуклонов**, т.е. ядерных части. Отметим, что в ядре нейтрон является стабильной частицей.

Общее число нуклонов в ядре означает буквой A и называется **массовым числом** ядра.

Число нейтронов в ядре обозначают буквой N . Если учесть, что число протонов в ядре (зарядовое число) обозначается буквой Z , то для числа нейтронов имеем:

$$N = A - Z \quad (16.11)$$

По современным представлениям протоны и нейтроны состоят из **кварков** и **глюонов** и атомное ядро - сложная система, состоящая из большого количества кварков, глюонных и мезонных полей, взаимодействующих друг с другом. Задача последовательного теоретического описания атомного ядра ставится в рамках *квантовой хромодинамики*. Однако в силу своей сложности эта задача пока не решена.

При описании атомного ядра и ядерных реакций, происходящих при небольших энергиях (≤ 1 ГэВ на нуклон) можно с хорошей точностью считать, что ядро состоит из вполне определенного числа нуклонов, движущихся с нерелятивистскими скоростями ($v^2/c^2 \sim 0,1$).

Размер ядра довольно точно определяется формулой:

$$r = 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ н} = 1,3 \cdot A^{1/3} \Phi \quad (16.12)$$

здесь Φ - ферми - единица длины в ядерной физике, равная 10^{-15} м.

Для обозначения ядер применяют следующий символ:

$${}^A_ZX \quad (16.13)$$

здесь X - химический символ данного элемента в таблице Менделеева, A - массовое число, Z - зарядовое число.

Ядра с одинаковыми Z, но разными A называются **изотопами**. Химические свойства элементов определяются валентными электронами.

У протонов числа электронов одинаковы, значит **по своим химическим свойствам атомы протонов совершенно одинаковы**.

Большинство химических элементов имеет по несколько стабильных протонов. Например, у водорода три изотопа:

${}^1_1\text{H}$ – обычный водород, или протий,

${}^2_1\text{H} \equiv {}^2_1\text{D}$ – дейтерий;

${}^3_1\text{H} \equiv {}^3_1\text{T}$ – тритий.

Обычный водород и дейтерий стабильны, тритий - радиоактивен, его период полураспада $T_{1/2}=12,35$ года.

Дефект массы и энергия связи атомного ядра. Ядерные силы

Как показывает опыт, масса ядра $m_{\text{я}}$ **меньше**, чем суммарная масса входящих в состав ядра нуклонов. Объяснение этому факту дает релятивистская механика на основе формулы, связывающей массу тела с его энергией покоя W_0 (см. Ч.1, (12.7а), (12.10)). Для энергии покоя ядра W_0 имеем:

$$W_0 = m_{\text{я}} \cdot c^2 \quad (16.14)$$

С другой стороны, рассматривая ядро как систему нуклонов для W_0 на основе формулы (12.14) из Ч.1. имеем:

$$W_0 = [Zm_p + (A - Z)m_n]c^2 - W_{\text{св}} \quad (16.15)$$

В квадратных скобках формулы (16.15) стоит суммарная масса нуклонов ядра, находящихся в свободном, не связанном состоянии. Из (16.14) и (16.15) для *энергии связи* $W_{\text{св}}$ получим:

$$W_{\text{св}} = \{Zm_p + (A - Z)m_n\} - m_{\text{я}} \} c^2 \quad (16.16)$$

В фигурных скобках формулы (16.16) стоит разница между суммарной массой свободных нуклонов ядра и массой самого ядра. Величина эта называется *дефектом массы* ядра и обозначается греческой буквой Δ , следовательно:

$$\Delta \equiv [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}} \quad (16.17)$$

Из формулы (16.16) и (16.17) следует, что энергия связи $W_{\text{св}}$ и дефект массы Δ связаны простой формулой:

$$W_{\text{св}} = \Delta \cdot c^2 \quad (16.18)$$

Энергия связи имеет простой смысл: *это та энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на составляющие его нуклоны и удалить нуклоны друг от друга на такое расстояние, где они не взаимодействуют друг с другом.*

Отношение энергии связи $W_{\text{св}}$ к числу нуклонов в ядре A называется *удельной энергией связи*. Этой величиной удобно характеризовать устойчивость ядер. На рисунке (16.1) приведен график зависимости удельной энергии связи $W_{\text{св}}/A$ от числа нуклонов в ядре.

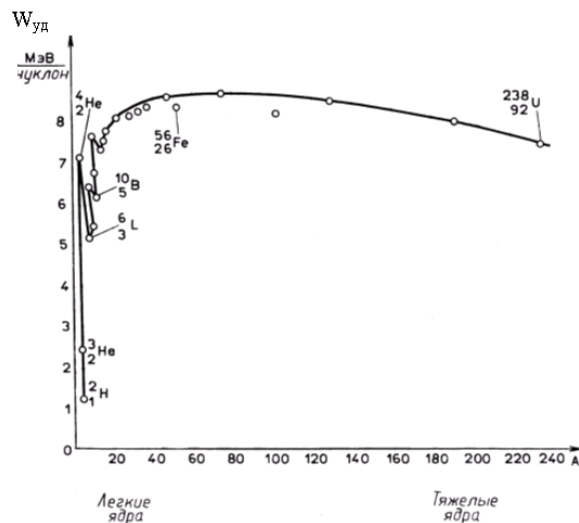


Рис. 16.1

Из графика видно, что для большинства ядер удельная энергия связи почти постоянна. Объясняется это тем, что нуклон в ядре взаимодействует не со всеми нуклонами ядра, а только с ограниченным их числом. Это свойство называется **насыщением ядерных сил**.

Для легких ядер удельная энергия связи резко возрастает с ростом A , например, для дейтерия ${}^2_1\text{H}$ она равна 1,1 МэВ/нуклон, а уже для гелия ${}^4_2\text{He}$ составляет 7,1 МэВ/нуклон. Для ядер с массовыми числами A от 50 до 60 удельная энергия связи максимальна и составляет 8,7 МэВ/нуклон. Ростом A удельная энергия связи немного уменьшается. Это объясняется возрастающей ролью кулоновского отталкивания для ядер с большим числом протонов. Для урана ($A=235$ или $A=238$) удельная энергия связи составляет 7,5 МэВ/нуклон.

Из графика зависимости удельной энергии связи от массового числа следует, что энергетически выгодны два процесса:

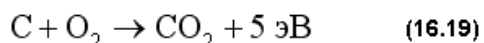
1. Слияние (синтез) легких ядер в одно ядро;
2. Деление тяжелых ядер на несколько более легких ядер.

Так, например, в реакции слияния двух ядер дейтерия в ядро гелия выделяется энергия, равная 24 МэВ.

Деление ядра с массовым числом $A=240$ ($W_{\text{св}}/A=7,5$ МэВ/нуклон) на два ядра с $A=120$ ($W_{\text{св}}/A=8,5$ МэВ/нуклон) привело бы к высвобождению энергии:

$$\Delta W = (8,5 - 7,5) \cdot 240 = 240 \text{ МэВ.}$$

Для сравнения, при сжигании угля в химической реакции:



выделяется всего 5 Эв энергии, что на 6-7 порядков меньше, чем в ядерных реакциях.

Какие же силы удерживают нуклоны вместе, сдерживая кулоновское отталкивание протонов в ядре? Ядерное взаимодействие между нуклонами получило название **сильного взаимодействия**. Сам термин "**сильное**" означает, что это взаимодействие сильнее кулоновского.

Ядерные силы имеют следующие особенности:

1. Они **короткодействующие**. Радиус действия ядерных сил притяжения порядка 10^{-15} м. На расстояниях примерно $0,5 \cdot 10^{-15}$ м притяжение сменяется быстро растущим отталкиванием.

2. Ядерные силы **не зависят от заряда нуклона**, т.е. взаимодействие протона с протоном, нейтрона с нейтроном и протона с нейтроном **одинаковы**.

3. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов. Так в ядре дейтерия - **дейтроне** - нейтрон и протон имеют спины, направленные в одну сторону. При противоположных спинах нейтрон с протоном отталкиваются.

4. Ядерные силы не являются центральными. В частности, это следует из их зависимости от ориентации спинов.

5. Ядерные силы обладают свойством **насыщения**, т.е. каждый нуклон в ядре может взаимодействовать с ограниченным числом соседей. Это свойство отмечалось при анализе графика зависимости удельной энергии связи от массового числа A . Из-за насыщения ядерных сил объемы ядер пропорциональны A - числу нуклонов в ядре (это следует из формулы (16.12)).

Современная теория сильного взаимодействия - квантовая хромодинамика - пока далека от завершения. Однако, для многих задач ядерной физики вполне удовлетворительные результаты дает **описание взаимодействия нуклонов, представляемых как элементарные объекты, посредством обмена p -мезонами.**

Существуют π^+ , π^- и π^0 - мезоны. Два первых заряжены, модули их зарядов равны элементарному заряду e . Масса заряженных π -мезонов одинакова и равна $273m_e$ (140 МэВ). Масса π^0 -мезона равна $2764m_e$ (135 МэВ). Спины всех трех π -мезонов равны нулю. Время жизни π^+ и π^- -мезонов $2,6 \cdot 10^{-8}$ с, π^0 - мезона - $0,8 \cdot 10^{-16}$ с. Мезоны, как и протон с нейтроном, относятся к **адронам**, т.е. к частицам, участвующим в сильном взаимодействии. Но, в отличие от протона и нейтрона, мезоны не несут барионного заряда, который сохраняется в ядерных реакциях. Поэтому протон и нейтрон относят к **барионам**, а мезоны не являются барионами.

1. **Ядро** - центральная массивная часть атома, где сосредоточено более 99,95% массы атома.

2. Ядро имеет положительный заряд $q_{\text{я}}$, кратный элементарному заряду e (см. (16.1)):

$$q_{\text{я}} = Z \cdot e$$

где Z - **зарядовое число**.

3. Ядро состоит из **протонов** и **нейтронов**. Протон имеет положительный заряд, нейтрон не имеет заряда.

4. **Масса протона m_p** в 1836 раз больше массы электрона. **Масса нейтрона m_n** чуть больше, она в 1839 раз больше массы электрона. Поэтому протон стабилен, а нейтрон распадается на протон, электрон и антинейтрино, в среднем, за время, равное 12 минутам.

5. Для обозначения ядер применяют следующий символ:



где X - химический символ данного элемента в таблице Менделеева;

A - массовое число (общее число протонов и нейтронов - **нуклонов** - в ядре);

Z - зарядовое число.

6. Масса ядра $m_{\text{я}}$ меньше, чем суммарная масса протонов и нейтронов, составляющих ядро. Разница называется **дефектом массы Δ** (см. (16.17)):

$$\Delta \equiv [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{\text{я}}$$

где A - массовое число - общее число протонов и нейтронов (нуклонов) в ядре.

7. **Энергией связи $W_{\text{св}}$** называется та энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на составляющие ядро нуклоны. Она равна (см. (16.18)):

$$W_{\text{св}} = \Delta \cdot c^2.$$

8. Отношение энергии связи $W_{\text{св}}$ к числу нуклонов в ядре A называется **удельной энергией связи**.

9. Удельная энергия связи минимальная для легких ядер (1,1 МэВ/нуклон для дейтерия), затем резко растет с ростом массового числа A. Для ядер с A от 50 до 60 удельная энергия связи максимальна (8,7 МэВ/нуклон), затем, с ростом A удельная энергия связи немного убывает. Для урана с A = 238 она равна 7,5 МэВ/нуклон.

10. Нуклоны удерживаются в ядре вместе за счет *сильного взаимодействия*. Радиус его действия $\sim 10^{-15}$ м.

11. Энергетически выгодны два процесса:

1) Слияние (синтез) легких ядер в одно ядро;

2) Деление тяжелых ядер.

12. Современная теория сильного взаимодействия - квантовая хромодинамика - пока далека от завершения. *В первом приближении* можно считать, что сильное взаимодействие нуклонов в ядре возникает за счет обмена π -мезонами.

12. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ИСТОРИИ ОТКРЫТИЯ
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР УРАНА. ЦЕПНАЯ ЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ.
ЯДЕРНАЯ БОМБА. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР. РЕАКЦИЯ СИНТЕЗА
АТОМНЫХ ЯДЕР. ПРОБЛЕМА УПРАВЛЯЕМЫХ
ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Некоторые сведения из истории открытия деления ядра урана

После открытия нейтрона физики получили в свое распоряжение частицу, способную, ввиду отсутствия заряда, проникать в любые, в том числе и тяжелые, ядра. Исследования воздействия нейтронов на ядра, главным образом тяжелых элементов, велись в широких масштабах. Итальянский физик Э. Ферми в 1934 году начинает опыты по бомбардировке различных ядер нейтронами и получает радиоактивные изотопы. В ходе этих исследований он делает важное открытие: эффективность воздействия нейтронов значительно увеличивается, если между источником нейтронов и облучаемым веществом поместить *замедлитель нейтронов*.

Облучая нейтронами уран, Ферми получает трансурановые элементы: нептуний и плутоний. Вскоре после сообщения Ферми о трансурановых элементах, немецкая исследовательница Ида Ноддак опубликовала в Химическом журнале статью, в которой выдвинула смелую гипотезу о том, что под действием нейтрона ядро урана может разделиться на несколько больших осколков, которые *не являются соседями урана* в таблице Менделеева. Однако, эта идея показалась неправдоподобной, Ферми счел предположение Ноддак абсурдным. В 1938 году Ирен Кюри вместе с югославом Павлом Савичем заметила, что в уране, облученном нейтронами, присутствует лантан, элемент с массовым числом $A=139$.

В том же году эти опыты были повторены немецким ученым Отто Ханом и Фрицем Штрассманом. Статья Гана и Штрассмана была опубликована в январе 1939 года под заглавием "О доказательстве возникновения щелочноземельных металлов при облучении урана нейтронами и их свойствах". Еще до опубликования статьи Хан прислал своей бывшей сотруднице Лизе Мейтнер письмо с изложением своих результатов. Мейтнер, будучи еврейкой немецкого происхождения, эмигрировала после захвата Австрии Гитлером в Стокгольм. В это время к ней на рождественские каникулы приехал ее племянник Отто Фриш, работавший раньше в институте кайзера Вильгельма и эмигрировавший в Данию. Фриш и Мейтнер объяснили результаты Гана и Штрассмана: при попадании нейтрона ядро урана делится на два осколка, приобретающие под действием электростатического отталкивания энергию около 200 МэВ, что как раз составляло энергию, связанную с дефектом массы.

16 января 1939 года они опубликовали статью, в которой впервые был употреблен термин "деление". Чрезвычайную важность этого нового типа ядерной реакции сразу понял Фредерик Жолио-Кюри. 8 марта 1939 года он опубликовал заметку, в которой сообщил о испускании нейтронов при

делении ядра урана. Теперь встал со всей силой вопрос о цепной реакции деления и о возможности получения оружия фантастически огромной разрушительной силы: 1 сентября 1939 года нападением нацистской Германии на Польшу началась Вторая мировая война.

Цепная ядерная реакция. Ядерная бомба

После открытия деления ядер урана У. Зинн и Л. Сциллард, а также Г.Н. Флеров показали, что при делении ядра урана вылетает **больше одного нейтрона**. Дальнейшие исследования показали, что при этом образуется два осколка деления с массовыми числами A от 90 до 150, всего образуется около 80 различных видов осколков. Чаще всего образуются осколки, массы которых относятся как 2:3. Большинство нейтронов испускается за время меньше, чем 10^{-14} с, но часть (около 0,75%) нейтронов испускается с **запаздыванием** от 0,05 с до 1 мин. В среднем при каждом делении ядра урана выделяется 2,5 нейтрона.

Природный уран содержит практически два изотопа: $^{238}_{92}\text{U}$ (99,29%) и $^{235}_{92}\text{U}$ (0,71%). Ядро урана $^{238}_{92}\text{U}$ делится под действием только **быстрых** нейтронов с энергией больше 1 ГэВ. Ядро делится под действием нейтронов **любых** энергий, **особенно эффективно деление идет под действием медленных, тепловых нейтронов**. Вероятность деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$ тепловым нейтроном в 200 раз выше, чем вероятность деления $^{238}_{92}\text{U}$ быстрым нейтроном. Энергии вылетающих нейтронов лежат в интервале от 0.1 МэВ до 14 МэВ. Казалось бы возможной цепная реакция в природном уране за счет деления $^{238}_{92}\text{U}$ быстрыми нейтронами. Однако за счет потерь энергии нейтронами при неупругих столкновениях с ядрами и за счет **поглощения** нейтрона ядром $^{238}_{92}\text{U}$ с образованием $^{239}_{92}\text{U}$ **цепная реакция на**

природном уране развиваться не может. Цепная реакция деления урана может быть осуществлена двумя способами: либо в чистом $^{235}_{92}\text{U}$ взрывным образом, либо в **ядерном реакторе**.

Химически оба изотопа урана совершенно неразличимы, поэтому задача выделения изотопа $^{235}_{92}\text{U}$ из природного урана очень сложна. Тем не менее, эта задача была решена.

Для осуществления **ядерного взрыва** в результате ядерной цепной реакции необходимо, чтобы масса делящегося вещества ($^{235}_{92}\text{U}$ либо плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$) превысила критическую массу $m_{\text{кр}}$. Для $^{235}_{92}\text{U}$ при сферической форме ядерного заряда $m_{\text{кр}} = 50$ кг, при этом радиус сферы $R_{\text{кр}} = 8,5$ см. Для $^{239}_{94}\text{Pu}$ - $m_{\text{кр}} = 11$ кг. До взрыва система должна быть подкритична, т.е. массы **частей заряда** должны быть меньше критической.

Чтобы вызвать взрыв надо **очень быстро** соединить части заряда в единое целое и таким образом перевести систему в надкритическое состояние. Обычно для сближения частей ядерного заряда используют химическое взрывчатое вещество (см. рис. 17.1).

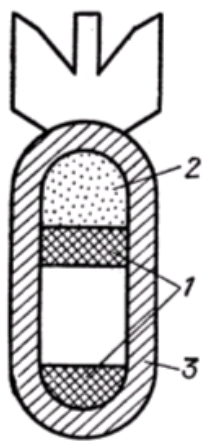


Рис. 17.1

На рис. 17.1 изображена схема ядерной бомбы: 1 - делящееся вещество ($^{235}_{92}\text{U}$, либо $^{239}_{94}\text{Pu}$), 2 - химическое взрывчатое вещество, 3 - оболочка бомбы. Цепная реакция в ядерной бомбе идет на быстрых нейтронах. Обычно успевает прореагировать небольшая часть ядерного заряда, но даже если прореагирует 1 кг $^{235}_{92}\text{U}$, то выделяется энергия, эквивалентная взрыву 20000 тонн тротила.

Примерно такой энергии взрывы произвели американцы над японскими городами Хиросима (6 августа 1945 года) и Нагасаки (9 августа 1945 года). При этом было убито и ранено более 200000 жителей этих городов.

Ядерный реактор

Ядерный реактор - это содержащая ядерное горючее установка, в которой осуществляется управляемая ядерная реакция.

В качестве делящегося вещества в реакторах используют природный (либо слегка обогащенный изотопом $^{235}_{92}\text{U}$) уран. Для возбуждения цепной реакции в природном уране используется **замедление** нейтронов при их столкновениях с легкими ядрами (^2_1H - в тяжелой воде или $^{12}_6\text{C}$ - графит). Вероятность деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$ **тепловыми** нейтронами примерно в 200 раз больше, чем вероятность поглощения нейтрона ядром $^{238}_{92}\text{U}$. Однако, при делении ядер $^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами рождаются нейтроны быстрые, которые прежде чем замедлиться могут поглотиться. Вероятность захвата нейтрона ядром $^{238}_{92}\text{U}$ достигает **очень больших значений** в определенных узких интервалах энергий (около 7 эВ). В однородной смеси ядерного горючего с поглотителем вероятность поглощения нейтронов

слишком велика и цепная реакция не может осуществиться. Эту трудность обходят, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решетку (см. рис. 17.2).

В такой среде поглощение нейтронов резко уменьшается, т.к. нейтроны опасной для поглощения энергии могут не попасть в уран, а, замедляясь, "уйти" из опасного интервала энергий.

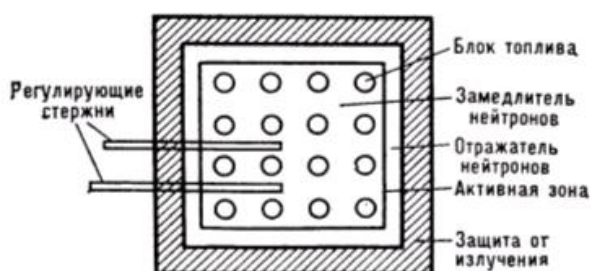


Рис. 17.2

Режим работы реактора выбирают таким образом, чтобы цепная реакция развивалась только при участии *запаздывающих* нейтронов. Так как запаздывание составляет время около минуты, то реакция может быть хорошо регулируемой. Регулирующие стержни (см. рис. 17.2) содержат элементы хорошо поглощающие нейтроны (кадмий или бор). Введение стержней в реактор уменьшает коэффициент размножения нейтронов, выведение - увеличивает. Регулирование производится автоматически.

Выделяющаяся в реакторе тепловая энергия может использоваться для выработки электрогенератором электрической энергии. Схема такой ядерной электростанции изображена на рис. 17.3.

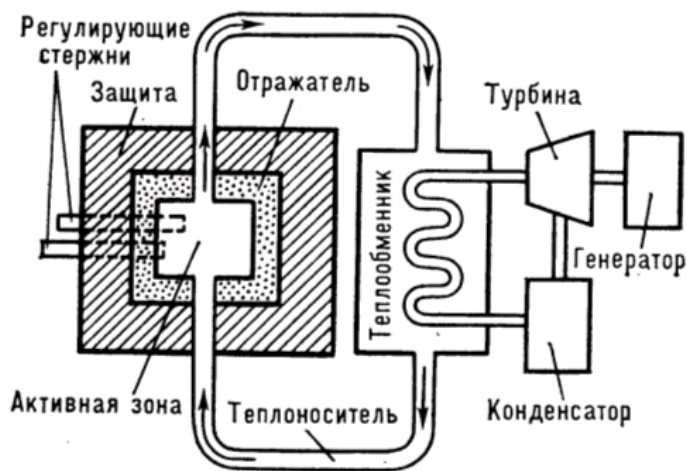


Рис. 17.3

Реакция синтеза атомных ядер. Проблема управляемых термо-ядерных реакций

Как уже отмечалось в § 2 настоящей лекции, при реакции ядерного синтеза (слияния) легких атомных ядер выделяется очень большое количество энергии.

Но для того, чтобы произошло слияние атомных ядер, их необходимо сблизить на расстояние порядка 10^{-13} м, после чего процесс слияния происходит с заметной вероятностью. Отметим, что расстояние 10^{-13} м все еще значительно больше расстояния, на котором начинают действовать ядерные силы притяжения.

На рис. 17.4 изображен примерный график зависимости потенциальной энергии взаимодействия двух ядер. На этом рисунке W - относительная кинетическая энергия ядер. Как видно из рисунка, она **меньше** потенциального барьера, который возникает за счет кулоновского отталкивания двух ядер. Пройти "под барьером" и попасть в глубокую потенциальную яму, возникающую за счет действия ядерных сил притяжения, налетаю-

щее ядро может из-за корпускулярно-волнового дуализма микрочастиц (см. лекцию 6).



Рис. 17.4

Волновая функция Ψ налетающего ядра в области потенциального барьера хотя и убывает, но если барьер не очень велик, значение волновой функции за барьером будет заметно отлично от нуля. Как известно, $|\Psi(r)|^2 dV = dV$ - вероятности обнаружить микрочастицу в объеме dV . Значит, будет отлична от нуля вероятность обнаружить частицу за потенциальным барьером, в области ямы. Этот эффект называется **"тунелированием"**. Именно наличие тунелирования дает вероятность ядрам начать слияние, начиная с расстояний 10^{-13} м. "Классическая" частица для попадания в яму должна была бы иметь энергию не меньше высоты потенциального барьера и подходить к своей "партнерше" на расстояние $\sim 10^{-5}$ м, где начинают действовать ядерные силы.

Определим W - энергию ядер, необходимую для сближения на расстояние 10^{-13} м. Как известно из электростатики (см. Часть 2, (3.3)), потенциальная энергия взаимодействия двух точечных зарядов дается формулой:

$$W_{\pi} = 9 \cdot 10^9 \frac{q_1 q_2}{r}$$

Для двух ядер дейтерия, например, $q_1=q_2=e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. При $r=10^{-13}$ м имеем:

$$W_{\pi} = 9 \cdot 10^9 \frac{1,6^2 \cdot 10^{-38}}{10^{-13}} = 2,3 \cdot 10^{-15} \text{ Дж} = 1,4 \cdot 10^4 \text{ эВ} = 14 \text{ кэВ}.$$

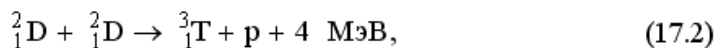
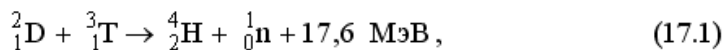
Сообщить ядрам такую энергию можно разогрев вещество до очень высокой температуры. Температуру оценим, приравнявая эту энергию средней энергии теплового движения, равную $(3/2)kT$, где $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К:

$$\frac{3}{2}kT = 2,3 \cdot 10^{-15}, \text{ Дж}$$

откуда

$$T = \frac{2}{3} \cdot \frac{2,3 \cdot 10^{-15}}{1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 10^8 \text{ К}.$$

В земных условиях реакции синтеза легких ядер впервые были реализованы в виде термоядерного взрыва (в так называемой водородной бомбе). Высокая температура, необходимая для протекания реакции синтеза в водородной бомбе, создается за счет взрыва ядерной бомбы, служащей в водородной бомбе детонатором, "поджигателем" термоядерного взрыва. В водородной бомбе используются реакции синтеза:



В реакциях (17.2) и (17.3) образуется дорогостоящий тритий ${}^3_1\text{T}$, который и вступает в реакцию с дейтерием (17.1). Образующиеся в реакциях

(17.1) нейтроны имеют энергию 14 МэВ, поэтому могут вызывать деление ядер $^{238}_{92}\text{U}$, который составляет более 99% природного урана. Для усиления энергии взрыва, бомбу окружают оболочкой из природного урана. Энергия взрыва термоядерных бомб на 2-3 порядка выше, чем ядерных и составляет от 100000 до 1000000 тонн тротила.

Управляемый термоядерный синтез, проходящий в регулируемых условиях, пока еще не реализован.

Наиболее перспективной реакцией для управляемого термоядерного синтеза является реакция (17.1), так как она протекает с наибольшей скоростью.

При температурах $T \sim 10^8$ К, необходимых для протекания реакции синтеза, вещество ионизируется: ядра и электроны уже не связаны друг с другом: вещество переходит в состояние полностью ионизированной **плазмы**. Основная проблема состоит в том, как удержать горячую плазму в зоне реакции. Одним из основных направлений решения этой проблемы является создание установок, в которых плазма удерживается с помощью магнитного поля. Эту идею в 1950 году высказали советские ученые И.Е. Тамм и А.Д. Сахаров. Она реализуется различными способами, но наибольшие усилия были затрачены на создание устройств, которые получили название "ТОКОМАК". Это название является сокращением от полного названия: "тороидальная камера с магнитными катушками". В настоящее время работы на токамаках переходят из фазы чисто физических исследований в фазу создания экспериментального термоядерного реактора. Существует международный проект, который предполагается осуществить и который должен служить экспериментальной *моделью* будущей электростанции с реакцией синтеза на основе токамака.

В заключении отметим, что системы с магнитным удержанием плазмы - не единственный путь к реализации управляемой реакции синтеза. С

1964 года начались исследования в области управляемого термоядерного синтеза с применением лазерного нагрева. При этом термоядерное горючее имеет вид небольших крупинок, диаметром несколько миллиметров, состоящих из дейтерий-тритиевого льда. Лазерное излучение фокусируется на этой мишени и разогревает ее до термоядерных температур. Работа подобного реактора может осуществляться только в импульсном режиме. Пока эти исследования далеки до завершения.

Исключительная важность для всего человечества решения проблемы управляемой термоядерной реакции состоит в том, что запасы традиционных источников энергии (нефть, газ, уголь) стремительно истощаются и управляемые термоядерные реакции должны стать основой энергетики будущего.

1. При попадании нейтрона ядро урана делится на два примерно равных по массе осколка. При этом *в среднем* испускается 2,5 нейтрона.

2. Природный уран содержит два изотопа: ${}_{92}^{238}\text{U}$ (99,29%) и ${}_{92}^{235}\text{U}$ (0,71%).

3. Ядро урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ делится под действием только *быстрых* нейтронов с энергией больше 1 ГэВ.

4. Ядро ${}_{92}^{235}\text{U}$ делится под действием нейтронов *любых* энергий, *особенно эффективно деление идет под действием медленных, тепловых нейтронов.*

5. Цепная реакция деления урана возможна либо в чистом ${}_{92}^{235}\text{U}$ *взрывным способом*, либо в ядерном реакторе, где ядерным топливом служит или природный уран, или слегка обогащенный изотопом ${}_{92}^{235}\text{U}$.

6. Для реализации реакции синтеза легких атомных ядер их необходимо сблизить на расстояние $\sim 10^{-13}$ м.

Сообщить ядрам энергию, достаточную для такого сближения, можно, разогрев вещество до температур $\sim 10^8$ К.

7. В земных условиях реакции синтеза легких ядер первые были реализованы в виде термоядерного взрыва. При этом высокая температура, необходимая для синтеза ядер дейтерия и трития создается за счет взрыва ядерной бомбы.

8. Управляемый термоядерный синтез пока еще не реализован. Одним из основных направлений решения проблемы управляемого термоядерного синтеза является создание установок, где полностью ионизированное вещество - плазма - удерживается при $T \sim 10^8$ К с помощью магнитного поля.

13. РАДИОАКТИВНОСТЬ, ИСТОРИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ. **ЗАКОНЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** **РАДИОАКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ. МЕТОДЫ** **РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

Радиоактивность. Историческое введение

Радиоактивностью называют свойства атомных ядер *самопроизвольно* изменять свой состав (заряд Z и массовое число A) путем испускания элементарных частиц или других атомных ядер.

Явление радиоактивности было открыто в 1896 году французским физиком А. Беккерелем, который обнаружил спонтанное испускание солями урана неизвестного излучения. Это излучение действовало на фотопластинку, ионизовало воздух, вызывало люминесценцию ряда веществ. В 1899 году Э. Резерфорд электрическим методом показал, что излучение *урана* состоит, по крайней мере, из двух компонент. Одну, сильно поглощаемую, Резерфорд назвал α -излучением, другую, слабо поглощаемую, он назвал β -излучением. В 1900 году Викар открыл сильно проникающее радиоактивное излучение, которое стали называть γ -излучением. Дальнейшие исследования Беккереля, Резерфорда и супругов Пьера и Марии Кюри позволили установить физическую природу радиоактивных излучений: α -излучение представляет из себя ядра атомов гелия, β -излучение является потоком электронов, а γ -лучи есть не что иное, как очень коротковолновое электромагнитное излучение.

В 1934 году Фредерик Жолио и Ирен Кюри открыли радиоактивный распад с излучением *позитронов*. Позитрон является *античастицей* электрона, в отличие от электрона он имеет положительный заряд. В 1932

году эта частица была теоретически предсказана П. Дираком и в 1932 году открыта К.Д. Андерсеном в космических лучах.

В 1940 году советскими физиками Г.Н. Флеровым и К.А. Петержаком был открыт новый тип радиоактивности - **спонтанное деление ядер**: делящееся ядро распадается на два осколка сравнимой массы с испусканием нейтронов и γ -квантов. В 1982 году С. Хофманом (ФРГ) наблюдалась **протонная радиоактивность** при распаде короткоживущего изотопа лютеция $^{151}_{71}\text{Lu}$. Затем, в 1984 году Х. Роуз и Г. Джонс открывают спонтанное испускание ядер $^{14}_6\text{C}$ ядрами радия. В дальнейшем был обнаружен спонтанный распад других ядер с вылетом $^{24}_{10}\text{He}$ и $^{38}_{12}\text{Mg}$. За работы, связанные с открытием и исследованием радиоактивности присуждено более десяти Нобелевских премий по физике и химии, в том числе: А. Беккерелю, Пьеру и Марии Кюри, Э. Резерфорду, Ирен и Фредерику Жоли-Кюри.

Закон радиоактивного распада

Закон радиоактивного распада дает зависимость $N(t)$ -числа радиоактивных ядер от времени. Поскольку отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, можно считать, что число ядер dN , распадавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально числу ядер $N(t)$, имеющих в момент времени t и промежутку времени dt :

$$dN = -\lambda N(t)dt \quad (18.1)$$

здесь λ - **постоянная радиоактивного распада**. Знак минус указывает на то, что число ядер уменьшается.

Поделим правую и левую части (18.1) на $N(t)$ и проинтегрируем:

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

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

$$\ln \frac{N(t)}{N_0} = -\lambda t$$

или

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (18.2)$$

здесь N_0 - начальное число радиоактивных ядер (при $t=0$). Формула (18.2) и выражает собой **закон радиоактивного распада**.

Для того, чтобы узнать **количество распадавшихся за время t ядер** $N_{\text{расп}}$, надо из начального числа ядер N_0 отнять $N(t)$ - число ядер, имеющих в момент времени t . Учитывая (18.2), имеем:

$$N_{\text{расп}} = N_0 - N(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (18.3)$$

Периодом полураспада $T_{1/2}$ называется время, за которое распадается половина первоначального количества ядер. Из (18.2) для $t=T$ имеем:

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

откуда:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (18.4)$$

Период полураспада для различных радиоактивных ядер имеет разное значение, изменяющееся в очень широких пределах: от $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ лет.

Активностью a радиоактивного вещества называется число распадов в единицу времени. Пусть за время dt распадается $dN_{\text{расп}}$ ядер. Тогда из (17.3) имеем для активности:

$$a \equiv \frac{dN_{\text{расп}}}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N \quad (18.5)$$

в последнем равенстве мы учли формулу (18.2).

Выражая из формулы (17.4) постоянную распада λ через период полураспада $T_{1/2}$, равенство (17.5) для активности радиоактивного вещества можно записать в следующем виде:

$$a \equiv \frac{dN_{\text{расп}}}{dt} = \frac{N \ln 2}{T_{1/2}} \quad (18.6)$$

Единицей активности в системе СИ является **беккерель** (Бк), равный одному распаду в секунду. Используется также и внесистемная единица активности - **кюри** (Ки), равная $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду.

Возникающие в результате радиоактивного распада ядра часто тоже оказываются радиоактивными. В результате возникает целый ряд радиоактивных превращений, заканчивающихся стабильным элементом. В

настоящее время обнаружено четыре радиоактивных ряда: ряды, $^{232}_{90}\text{Tl}$ начинающиеся с тория и двух изотопов урана $^{235}_{92}\text{U}$ и, $^{238}_{92}\text{U}$ заканчиваются стабильными изотопами свинца $^{208}_{82}\text{Pb}$ для тория ($^{207}_{82}\text{Pb}$ для $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{208}_{92}\text{Pb}$ для $^{238}_{92}\text{U}$). Ряд нептуния $^{237}_{93}\text{Np}$ заканчивается стабильным ядром висмута $^{209}_{83}\text{Bi}$.

Радиоактивность существующих в природе ядер называется **естественной**. Радиоактивность ядер, полученных посредством ядерных реакций, называется **искусственной**. Процесс радиоактивного превращения и в том и в другом случае подчиняется одним и тем же законам.

Взаимодействие радиоактивного излучения с веществом

Человек с помощью своих органов чувств не способен обнаружить радиоактивное излучение. Поэтому важной задачей является изучение особенностей взаимодействия различных радиоактивных излучений с веществом, выяснение их влияния на человеческий организм и разработка приборов, способных регистрировать такие излучения.

Быстрые заряженные частицы в веществе взаимодействуют с электронными оболочками и ядрами атомов. Электрон атома вещества в результате взаимодействия с быстрой заряженной частицей получает дополнительную энергию. В результате атом либо переходит в возбужденное состояние, либо ионизируется.

При прохождении вблизи атомного ядра, быстрая заряженная частица движется с ускорением, вызванным кулоновским взаимодействием с ядром, в результате чего испускаются кванты *рентгеновского тормозного излучения*. Возможно и неупругое соударение заряженных частиц с атомными ядрами. Обладающие большой массой (по сравнению с β -частицами) α -частицы при столкновениях с электронами атомов вещества почти не испытывают отклонения и в веществе движутся почти прямолинейно. Их пробеги в веществе малы. Так, α -частицы с энергией 4 МэВ в воздухе могут пролететь около 2,5 см, а в воде - сотые доли миллиметра.

Проникающая способность β -частиц больше. Так при энергии 2 МэВ от потока β -частиц защищает слой алюминия толщиной 3,5 мм. Плотная одежда может поглотить значительную часть β -частиц и совсем не пропустит α -частицы. Однако, при попадании радиоактивных веществ внутрь человеческого тела с пищей, водой, воздухом α и β излучения могут причинить человеку серьезный вред.

Нейтроны не имеют электрического заряда и поэтому не взаимодействуют с электронными оболочками атомов. При столкновениях с ядрами

они могут выбивать из них заряженные частицы, которые ионизируют и возбуждают атомы среды. При радиационном захвате тепловых нейтронов ядрами водорода ${}^1_1\text{H}$ человеческого организма они превращаются в ядра дейтерия ${}^2_1\text{H}$ с испусканием γ -квантов, с энергией 2,23 МэВ, которые дают существенный вклад в облучение организма. Установлено, что γ -кванты взаимодействуют, в основном, с электронными оболочками атомов, вызывая либо фотоэффект, либо, передавая часть своей энергии и импульса электронам, претерпевают так называемое **комптоновское рассеяние**. При энергии γ -квантов большей, чем удвоенная энергия покоя электрона может проходить рождение электрон-позитронных пар. Пути пробега нейтронов и γ -квантов в воздухе измеряются сотнями метров, в веществе - десятками сантиметров и даже метрами, в зависимости от плотности вещества и энергии γ -квантов и нейтронов. По этой причине потоки γ -квантов и нейтронов представляют для человека наибольшую опасность.

Поглощенная доза ионизирующего излучения D является универсальной мерой воздействия любого вида излучения на вещество. Она равна отношению энергии W , переданной веществу, к массе вещества m , т.е.:

$$D \equiv \frac{W}{m} \quad (18.7)$$

В системе СИ единицей поглощенной дозы является **грей** (Гр):

$$1 \text{ Гр} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ кг}}$$

Мощностью дозы P называется отношение дозы излучения ко времени облучения t , т.е.:

$$P \equiv \frac{D}{t} \quad (18.8)$$

Единицей мощности дозы в системе СИ является *грей в секунду*.

Относительная биологическая эффективность К характеризует различие биологического действия различных видов излучений при одинаковой дозе. Для рентгеновского и γ -излучения относительная биологическая эффективность $K=1$, для тепловых нейтронов $K=3$, для нейтронов с энергией 0,5 МэВ $K=10$, для α -частиц $K=20$.

Эквивалентная доза Н определяется как произведение поглощенной дозы D на относительную биологическую эффективность K :

$$H \equiv D \cdot K. \quad (18.9)$$

Единицей эквивалентной дозы в системе СИ является *зиверт (Зв)*. 1 Зв равен эквивалентной дозе, при которой поглощенная доза равна 1 Гр и $K=1$.

Экспозиционная доза $D_{\text{э}}$ характеризует ионизирующее действие излучения на *воздух*. Она определяется как отношение суммарного *заряда Q* всех ионов одного знака, созданных в воздухе вторичными частицами (электронами и позитронами) к массе воздуха m :

$$D_{\text{э}} \equiv \frac{Q}{m} \quad (18.10)$$

Экспозиционная доза в системе СИ измеряется в Кл/кг.

Распространенной *внесистемной* единицей экспозиционной дозы является *рентген (Р)*.

$$1\text{Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}. \quad (18.11)$$

При экспозиционной дозе 1 Р в 1 см³ сухого воздуха образуется $2 \cdot 10^9$ пар ионов.

Смертельная доза γ -излучения для человека равна 6 Гр. При массе человека $m=70$ кг из определения дозы (18.7) для выделившейся в организме человека *энергии* имеем:

$$W = mD = 70 \text{ кг} \cdot 6 \text{ Гр} = 420 \text{ Дж}$$

Это ничтожная энергия. Так, вода массой $m_B=10$ г, нагретая до температуры 46°C (на $\Delta t=10^\circ$ выше температуры тела) передает организму человека при ее потреблении точно такую же энергию. Действительно:

$$Q = cm_B \Delta t = 4,2 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot 10 \text{ К} = 420 \text{ Дж},$$

здесь $c=4,2 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ - удельная теплоемкость воды. Из этих оценок ясно, что не тепловое воздействие ионизирующего излучения является причиной гибели человека. Живой организм - очень сложная, высокоупорядоченная система. Ионизирующее облучение разрушает сложные молекулы живого организма, нарушая его нормальное функционирование. При эквивалентной дозе 0,5-1 Зв начинаются нарушения в кроветворной системе человека. При эквивалентных дозах облучения всего тела 3-5 Зв около половины облученных умирает в течение 1-2 месяцев. При дозах 10-50 Зв смерть наступает через 1-2 недели.

Предельно допустимой дозой облучения для лиц, профессионально связанных с использованием источников радиации, является 50 мЗв за год. В качестве предельно допустимой дозы систематического облучения населения установлена эквивалентная доза 5 мЗв за год. За счет естественного радиационного фона доза облучения составляет около 2 мЗв за год.

Методы регистрации ионизирующих излучений

Быстрые заряженные частицы, проходя через вещество, оставляют за собой след ионизированных и возбужденных атомов. Нейтроны и γ -кванты, взаимодействуя с ядрами и атомами, создают вторичные быстрые заряженные частицы. По ионизационным следам вторичных частиц могут быть обнаружены первичные частицы - нейтроны и γ -кванты.

Приборы, регистрирующие ионизирующее излучение, делятся на две группы. Приборы первой группы регистрируют факт пролета частицы и в некоторых случаях позволяют судить о ее энергии. Ко второй группе относятся трековые приборы, позволяющие наблюдать траектории частицы - треки.

К первой группе относятся: сцинтиляционные счетчики, черенковские счетчики, ионизационные камеры и газоразрядные счетчики, полупроводниковые счетчики.

Ко второй группе относятся: камера Вильсона и ее разновидность - диффузионная камера, пузырьковая камера, искровая камера, эмульсионная камера.

Сцинтиляционный счетчик регистрирует частицу по световым вспышкам, которые возникают при ее пролете. Вспышки света возникают, когда возбужденные быстрой частицей атомы возвращаются в нормальное состояние. Эти вспышки преобразуются фотоэлектронным умножителем в электрический сигнал, который регистрируется электронной аппаратурой. Так как интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии первичной частицы, то с помощью сцинтиляционного счетчика можно измерять энергию регистрируемой частицы.

Черенковский счетчик регистрирует частицу по излучению Вавилова-Черенкова, которое она создает, проходя через вещество. Это излучение возникает, если скорость частицы больше фазовой скорости света в среде. Одной из особенностей этого излучения является то, что оно распространяется лишь вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением скорости частицы. Угол Θ между направлением распространения излучения и вектором скорости частицы определяется соотношением:

$$\cos\Theta = \frac{c/n}{v} = \frac{c}{nv} \quad (18.12)$$

где c - скорость света в вакууме, n - показатель преломления рабочего вещества счетчика, v - скорость частицы.

Измерив угол Θ , мы можем определить скорость частицы v из формулы (18.12).

Ионизационная камера используется для измерения доз ионизирующих излучений. Она представляет собой цилиндрический конденсатор, между электродами которого находится воздух или другой газ. Регистрируемая частица ионизирует этот газ. Напряжение на электродах подбирают так, чтобы на них попадали все образовавшиеся ионы. Сила ионизационного тока пропорциональна мощности дозы излучения (18.8).

Газоразрядный счетчик конструктивно похож на ионизационную камеру, но в нем напряжение на электродах достаточно высокое для вторичной ионизации газа, вызываемой столкновениями первичных ионов с атомами или молекулами газа.

Полупроводниковый счетчик - это детектор частиц, основным элементом которого является полупроводниковый диод (см. [лекцию 14, § 3](#)). На него подается запирающее напряжение, при отсутствии излучения ток через диод не течет. Быстрая заряженная частица, проходя через область р-п перехода, порождает электроны и дырки. В результате возникает импульс тока, пропорциональный количеству порожденных носителей тока.

Камера Вильсона является самым первым трековым прибором. Она была создана в 1912 году англичанином Ч. Вильсоном. След ионов, оставляемых заряженной частицей, становится видимым, благодаря конденсации пересыщенных паров какой-либо жидкости. По характеру и форме этих треков из тумана можно судить о типах частиц, прошедших через камеру. В 1927 году советский ученый Д.В. Скобельцын поместил камеру

Вильсона в магнитное поле. Это значительно расширило возможности прибора: по искривлению траектории можно определить знак заряда. Если известны заряд и масса частицы, то по радиусу кривизны трека можно определить энергию частицы.

Пузырьковая камера была изобретена в 1952 году американцем . Глезером. Она похожа на камеру Вильсона, но рабочим веществом в ней является перегретая жидкость. При прохождении быстрой заряженной частицы вдоль ее траектории образуются пузырьки пара. Преимуществом пузырьковой камеры перед камерой Вильсона является значительно большая плотность рабочего вещества, в результате чего эффективность взаимодействия с ним регистрируемых частиц значительно возрастает.

Искровая камера была сконструирована в 1957 году Т. Краншоу и де Биром. Она состоит из системы плоских параллельных друг другу электродов, которые *через один* электрически соединяются друг с другом. Между этими группами электродов в момент пролета частицы подается высокое напряжение. В результате траектория частицы будет отмечена цепочкой искр. Запуск камеры производится автоматически, по сигналу дополнительных сцинтилляционных счетчиков.

Эмульсионная камера была предложена в 1927 году советскими физиками Л.В. Мысовским и А.П. Ждановым. Как мы знаем, действие быстрых заряженных частиц на фотопластинку позволило А. Беккерелю открыть радиоактивность. Недостаток фотопластинки - маленькая толщина эмульсионного слоя. В эмульсионных камерах облучению подвергаются толстые пачки, составленные из отдельных слоев фотоэмульсии. Преимущество этого метода перед камерой Вильсона и даже пузырьковой камерой - в большей плотности эмульсии. Поэтому фотоэмульсии применяют для изучения частиц очень высоких энергий.

1. **Радиоактивностью** называют свойства атомных ядер *самопроизвольно* изменять свой состав (заряд z и массовое число A) путем испускания элементарных частиц или других атомных ядер.

2. Чаще всего наблюдается испускание α , β и γ -излучений:

α -излучение - это ядра гелия ${}^4_2\text{He}$;

β -излучение - это поток электронов;

γ -излучение - это очень коротковолновое электромагнитное излучение.

3. **Закон радиоактивного распада** дает зависимость $N(t)$ - числа радиоактивных ядер от времени (см. (18.2)):

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

здесь N_0 - начальное число ядер,

λ - постоянная радиоактивного распада.

4. **Периодом полураспада** $T_{1/2}$ называется время, за которое распадается половина первоначального количества ядер. Период полураспада связан с постоянной распада формулой (18.4):

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

5. **Активностью** A называется число распадов в единицу времени (см. (18.5)):

$$a \equiv \frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t).$$

Единица активности в системе СИ - **беккерель** (Бк). 1 Бк = 1 распад в секунду. Внесистемная единица активности - **кюри** (Ки). 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду.

6. **Поглощенная доза** D равна отношению энергии W , переданной веществу ионизирующим излучением, к массе вещества (см. (18.7)):

$$D \equiv \frac{W}{m}$$

В системе СИ единицей поглощенной дозы является *грей* (Гр). 1 Гр = 1 Дж/1 кг.

7. **Эквивалентная доза Н** определяется как произведение поглощенной дозы на относительную биологическую эффективность К (см. (18.9)):

$$H \equiv D \cdot K.$$

Для γ -излучения $K=1$, для тепловых нейтронов $K=3$, для α -частиц $K=20$. Единицей эквивалентной дозы в системе СИ является *зиверт* (Зв). 1 Зв равен эквивалентной дозе, при которой поглощенная доза равна 1 Гр и $K=1$.

8. Естественный радиационный фон дает человеку дозу облучения 2 мЗв за год. В качестве предельно допустимой дозы систематического облучения населения установлена эквивалентная доза 5 мЗв за год. При эквивалентной дозе 0,5-1 Зв начинаются нарушения в кроветворной системе человека. При эквивалентной дозе 3-5 Зв около половины облученных умирает в течение 1-2 месяцев.

9. **Экспозиционная доза D_{Σ}** характеризует ионизирующее действие излучения на воздух:

$$D_{\Sigma} \equiv \frac{Q}{m}$$

где Q - суммарный заряд всех ионов одного знака, m - масса воздуха (см. (18.10)).

В системе СИ $[D_{\Sigma}] = \text{Кл/кг}$. Внесистемная единица экспозиционной дозы - *рентген* (Р). 1 Р = $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг.

10. Приборы, регистрирующие ионизирующее излучение, делятся на две группы: приборы, регистрирующие факт пролета частицы и трековые приборы, позволяющие наблюдать траектории частицы - треки.

14. РАДИОАКТИВНОСТЬ И ЯДЕРНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЯХ

Радиоактивность появились на земле со времени ее образования и человек за всю историю развития своей цивилизации находился под влиянием естественных источников радиации. Земля подвержена радиационному фону, источниками которого служат излучения Солнца, космическое излучение, излучение от залегающих в Земле радиоактивных элементов.

Термин радиоактивность, радиация по латыни звучит как излучение, с которым мы встречаемся каждый день, зажигая электрический свет (электромагнитное излучение), включая телевизор (излучение электронов) или загорая на солнце (ультрафиолетовое излучение). В дальнейшем под термином радиоактивность мы будем рассматривать ионизирующее излучение, т.е. излучение, действующее на вещество и изменяющее физическое состояние атомов в нем. Явление радиоактивности было открыто французским физиком А. Беккерелем 1 марта 1896 года при случайных обстоятельствах. Беккерель положил несколько фотографических пластинок в ящик своего стола и, чтобы на них не попал видимый свет, он придавил их куском соли урана. После проявления и исследования он заметил почернение пластинки, объяснив это излучением солью урана невидимых лучей. От солей урана Беккерель перешёл к чистому металлическому урану и отметил, что эффект испускания лучей усилился. Так произошло открытие *радиоактивности*.

Исследования показали, что эти лучи проникают сквозь тонкие металлические экраны и ионизируют газ, через который проходят. Их проникающая способность не зависит ни от температуры, ни от освещения, ни от давления. Их интенсивность не менялась со временем. Замечатель-

ной способностью обнаруженного излучения оказалась его *самопроизвольность*. Эти лучи, назвали позднее *рентгеновскими*.

Поисками веществ, способных к лучеиспусканию, по предложению Беккереля занялись молодой профессор Пьер Кюри и его супруга Мария Складовская-Кюри. Эти учёные обнаружили, что урановая смоляная руда обладает способностью давать излучение, в 4 раза превосходящее по интенсивности излучение урана. Это свидетельствовало о том, что в руде присутствовал источник излучения, более мощный, чем уран. В 1898 году супруги Кюри открыли два новых элемента — полоний, названный так в честь родины Марии Складовской-Кюри — Польши, и радий, что означает по латыни "испускающий лучи".

В честь супругов Кюри получил свое название искусственно полученный трансурановый элемент с номером 96 — Кюрий. Среди элементов содержащихся в земной коре, радиоактивными являются все начиная с висмута, т.е. с порядковым номером более 83 в таблице элементов Менделеева.

Вещества, испускающие новые излучения были названы *радиоактивными*, а новое свойство вещества, связанное с испусканием излучения, по предложению М. Кюри, было названо *радиоактивностью*.

Вскоре после открытия полония и радия Резерфордом было установлено, что радиоактивное излучение неоднородно по своему составу. Одна часть излучения поглощается тонкой алюминиевой фольгой, а другая проходила без изменения. Анализ состава излучения проводился по отклонению его в магнитном поле (рис. 1.1). Было обнаружено, что излучение содержит три вида лучей — альфа, бета, гамма.

Характер отклонения лучей в магнитном поле показывает, что альфа-лучи несут положительный заряд. Оказалось, что это атомы гелия, потерявшие два электрона, т.е. ядра атома гелия-4.

Ядро гелия-4 состоит из двух положительных протонов и двух нейтральных нейтронов. Все частицы в ядре связаны прочной связью и оно стабильно.

α-лучи — тяжелые частицы с малой проникающей способностью.

Бета-лучи — легкие частицы с большой проникающей способностью. Бета-лучи представляют собой поток быстро летящих электронов. Их скорость близка к скорости света.

γ-лучи обладают максимальной проникающей способностью и представляют собою жесткое электромагнитное излучение. Гамма-лучи обладают относительно малой ионизирующей способностью, в тоже время они имеют большие частоты, чем рентгеновские лучи. Это свойство гамма-лучей привело к широкому использованию их в медицине, для лечения злокачественных опухолей, диагностике заболеваний и т.д.

15. СТРОЕНИЕ АТОМНОГО ЯДРА

Все тела независимо от их агрегатного состояния состоят из мельчайших "кирпичиков", которые назвали атомами. "Кирпичики" имеют различные типы связи в зависимости от того к какому химическому элементу таблицы Менделеева они принадлежат. Химический элемент — совокупность атомов одного типа. Древние греки считали атом неделимым, отсюда и произошел термин атом, "неделимый". Но, как показано выше, атом является источником радиоактивного излучения, поэтому рассмотрим его строение более подробно.

Английский учёный Джозеф Джон Томпсон, проводя исследование катодных лучей, возникающих при электрическом разряде в газах, впервые экспериментально обнаружил элементарные отрицательные заряды — электроны. Он же первый измерил удельный заряд электрона — e/m (отношение заряда электрона к его массе). Было установлено, что электроны

вырываются из атомов. Атомы, представлявшие до этого неделимыми "кирпичиками мироздания", обнаружили тонкую структуру.

В 1903 г. после открытия электрона Томсон предложил модель атома в виде положительной объемно заряженной сферы диаметром 10^{-10} м, внутри которого, подобно изюму в кексе, вкраплены электроны. Отрицательный заряд электронов равен положительному заряду сферы. Излучение атомом Томсон объяснял колебаниями электронов относительно центра сферы. Из модели Томсона следовало, что масса атома распределялась равномерно по всему объему, однако, как позднее в 1908 году показал Э. Резерфорд в опытах по рассеянию «-частиц (ядер гелия тонкой золотой фольгой), это являлось ошибочным.

В качестве "зондирующих" частиц были выбраны альфа-частицы, преимущество которых перед другими видами излучений — в их высокой монохроматичности (все альфа-частицы, вылетающие из атомов одного сорта имеют одинаковую скорость) и в их большой массе (масса альфа-частицы превышает массу электрона в 7296 раз). Из-за своей большой массы альфа-частицы не должны испытывать соударений с электронами, содержащимися в атоме, и по их рассеиванию в веществе можно судить о распределении положительно заряженной материи в атоме.

Схема опытов Резерфорда представлена на рис. 1.2. Альфа-частицы испускались источником 1, помещенным внутри свинцовой камеры с узким каналом 2 так, чтобы все частицы, кроме движущихся вдоль оси канала, поглощались стенками камеры. Узкий пучок альфа-частиц попадал на тонкую золотую фольгу 3, перпендикулярно к её поверхности. Альфа-частицы, прошедшие через фольгу и рассеянные ею, попадали на экран и вызывали вспышки (сцинтилляции) на нем. В промежутке между фольгой и экраном создавался вакуум, чтобы не происходило дополнительного рассеяния альфа-частиц в воздухе.

Опыты показали, что в большинстве своем частицы после прохождения фольги сохраняли своё прежнее направление или отклонялись на очень малые углы. И лишь одна из 2×10^4 частиц отклонялась на угол, больший 90° . Для объяснения результатов этих опытов Резерфорд предположил, что весь положительный заряд сосредоточен в весьма малом объеме атома — *ядре*. Остальной объем атома заполнен электронами, полный отрицательный заряд которых равен положительному заряду ядра. Так в 1911 году была создана *ядерная модель атома*.

Рассеяние альфа-частиц в этой модели атома получило простое объяснение. В самом деле, так как электроны имеют весьма малую массу, по сравнению с альфа-частицей и распределены по всему объему атома, то а-частицы не должны испытывать заметного отклонения из-за взаимодействия с электронами. Только те частицы, которые проходят вблизи ядра испытывают сильное отклонение из-за кулоновских сил отталкивания между положительно заряженной частицей и массивным ядром. Но из-за малых размеров ядра вероятность встречи альфа-частицы с ядром также мала, поэтому и число альфа-частиц, испытавших отклонения на большие углы, весьма невелико.

На основании опытов Резерфорда по рассеянию альфа-частиц тонкими металлическими фольгами и теоретических расчетов была сформулирована ядерная модель ядра. По этой модели в центре атома — ядре, имеющем линейные размеры 10^{-10} м, сосредоточен весь положительный заряд атома и практически вся его масса. Вокруг атома, в области размером примерно 10^{-8} м, по орбитам движутся электроны, масса которых составляет весьма незначительную часть массы атома. Ядерная модель атомов напоминает солнечную систему: в центре системы находится "солнце" — ядро, а по орбитам вокруг него движутся "планеты" — электроны. "Планетарная" модель атома, дополненная постулатами Бора, ока-

залась весьма плодотворной для объяснения линейчатых спектров водородоподобных атомов, позволила объяснить природу характеристических рентгеновских спектров и ряд других физических явлений. В дальнейшем эта модель атома претерпела изменения, сохранив при этом свои основные черты. Атом состоит из ядра и электронов, расположенных вокруг ядра на определенных энергетических оболочках. Важнейшими характеристиками ядра являются его заряд Z и масса M .

В 1911 г. в опытах Резерфорда по облучению альфа-частицами легких газов показано, что ядра расщепляются, с вылетом ядер водорода, которые впоследствии были названы протонами. Эти эксперименты показали, что протоны являются составной частью ядра.

В 1932 г. английский физик Дж. Чедвиг провел опыты по бомбардировке бериллиевой фольги альфа-частицами и открыл еще одну ядерную частицу — нейтрон, который по своей массе был близок к протону.

Заряд ядра определяется числом элементарных положительных зарядов, содержащихся в нем, и совпадает с порядковым номером химического элемента в таблице Менделеева. Носителем элементарного положительного заряда является *протон*. Заряд протона (p) $q = +1,6021 \times 10^{-19}$ Кл, масса покоя протона $M = 1,6726 \times 10^{-26}$ кг $= 1836M_e$ ($M_e = 9,11 \times 10^{-31}$ кг). В состав ядра, кроме протонов, входят нейтроны. *Нейтрон* (n) — нейтральная частица с массой покоя $M_n = 1,6749 \times 10^{-27}$ кг $= 1839M_e$.

В ядерной физике считается, что протон и нейтрон — два так называемых зарядовых состояния одной и той же частицы — *нуклона* (от латинского *nucleus* — ядро). Протон является протонным состоянием нуклона с зарядом $+e$, нейтрон — его нейтронным состоянием с нулевым зарядом. Нуклоны в ядре находятся в состояниях, отличных от их свободных состояний. Это связано с тем, что в ядре между нуклонами осуществляется особое ядерное взаимодействие. От электромагнитного взаимодей-

ствия оно отличается тем, что одинаково действует на заряженный протон и нейтральный в элементарном отношении нейтрон. Действие ядерного взаимодействия проявляется на очень близких ядерных расстояниях (около 10^{-13} м), величина очень велика, позволяющая сжать ядерное вещество до плотности сотни миллионов тонн в 1 см^3 .

Масса атомного ядра совпадает практически с массой всего атома, т.к. масса электронов мала. Ядро, как и нейтральный атом, символически обозначаются так $A_Z X$, где X — символ химического элемента, Z — атомный номер (число протонов в ядре), A — массовое число (число нуклонов в ядре). Массы атомов принято выражать в атомных единицах массы (а. е. м.). За атомную единицу массы принята $1/16$ массы атома кислорода:

$$1 \text{ а. е. м.} = 1,65976 \times 10^{-27} \text{ кг}$$

Кроме того применяется "унифицированная атомная единица массы" (у. а. е. м.), равная $1/12$ массы атома углерода:

$$1 \text{ у. а. е. м.} = 1,6603 \times 10^{-27} \text{ кг.}$$

В природе существуют множество радиоактивных веществ, в соответствии со своими свойствами они объединены в ряды тория и урана. Однако и среди них встречаются вещества с одинаковыми химическими свойствами но с различными массами. Эти вещества были названы *изотопами* (от греческих слов "одинаковый" и "место"), т.е. ядра с одинаковыми Z , но разными A (т.е. с разными числами нейтронов $N = A - Z$). Например, водород ($Z = 1$) имеет три изотопа: ^1H — протий ($Z = 1, N = 0$), ^2H — дейтерий ($Z = 1, N = 1$), ^3H — тритий ($Z = 1, N = 2$). Ядра с одинаковыми A , но разными Z называются *изобарами*. Примером ядер-изобар могут служить $^{10}_4\text{Be}$, $^{10}_5\text{B}$, $^{10}_6\text{C}$.

16. РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД

В 1911 году Резерфорд и Содди показали, что атомы некоторых веществ испытывают последовательные превращения, образуя радиоактивные ряды, где каждый член этого ряда возникает из предыдущего, причем никакими внешними физическими воздействиями (температура, электрические и магнитные поля, давление) нельзя повлиять на характеристики распада.

Позже, способность некоторых ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов излучения и элементарных частиц называли *радиоактивностью*. При этом различают два вида радиоактивности — *естественную*, наблюдающуюся у нестабильных изотопов атома, существующих в природе, и *искусственную*, наблюдающуюся у изотопов, образующихся в результате ядерных реакций. Оба вида радиоактивности ничем принципиально не отличаются друг от друга и описываются одними и теми же законами радиоактивных превращений.

Процесс естественного, самопроизвольно происходящего радиоактивного превращения называется *радиоактивным распадом*, или просто *распадом*. Ядра, испытывающие распад, называются *радионуклидами*. Исходное атомное ядро называется *материнским*, а ядро, образовавшееся в результате распада, называется *дочерним*.

Радиоактивный распад происходит со строго определённой скоростью, характерной для каждого данного элемента. Время, за которое исходное число радиоактивных ядер в *среднем* уменьшается вдвое, называется *периодом полураспада T* . Периоды полураспада различных ядер колеблются в очень широких пределах. Так, например, период полураспада урана $^{238}_{92}\text{U}$ составляет 4,5 млрд. лет, радия $^{226}_{88}\text{Ra}$ — 1620 лет, радона — $^{222}_{86}\text{Rn}$

3,8 суток. Более того, периоды полураспада у изотопов одного и того элемента могут сильно различаться — у $^{226}_{88}\text{Ra}$ $T = 1630$ лет, а у $^{219}_{88}\text{Ra}$ $T = 0,001\text{с}$.

Поскольку отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, то закон радиоактивного распада носит статистический характер. Можно показать, что закон убывания во времени числа радиоактивных ядер данного вещества (*закон радиоактивного распада*) имеет вид

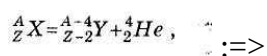
$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Здесь N_0 — число радиоактивных ядер в момент времени, принятый за начало отсчёта, т.е. при $t = 0$. N — число радиоактивных ядер в момент времени t . λ — постоянная для данного радиоактивного вещества величина, носящая название *постоянной радиоактивного распада*. Между постоянной радиоактивного распада и периодом полураспада существует простая связь:

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

Среднее время жизни радиоактивного ядра τ есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада, т.е. *радионуклиды, из которых 37000 распадается каждую 5 секунду*.

Радиоактивный распад происходит в соответствии с *правилами смещения*, установленными опытным путём. Правила смещения: $\Rightarrow$ для альфа-распада (превращения ядер, сопровождающиеся испусканием альфа-частиц)



для бета распада (превращения ядер, сопровождающиеся испусканием бета-частиц)

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

Активностью A нуклида в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в единицу времени:

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N,$$

где dN — число ядер, распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t + dt$.

Единица активности в системе СИ — *беккерель* (Бк): 1 Бк — активность нуклида, при которой за 1 с происходит один распад. Внесистемная единица активности — *кюри* (Ки):

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

1 кюри равен числу распавшихся ядер содержащихся в 1 г радия за 1 с ($3,7 \times 10^{10}$ рас/сек).

Милликюри — 10^{-3} Ки.

Микрокюри — 10^{-6} Ки.

На всех картах радиационного загрязнения, явившегося результатом Чернобыльской катастрофы, приводится радиационная плотность загрязнения, т.е. радиоактивность на единицу площади.

Например, если вы проживаете на территории с плотностью загрязнения почвы 1 Ки/кв. км или 37000 Бк/кв. м (37 кБк/кв. м), то это означает, что на одном квадратном метре этой почвы находятся

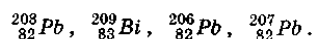
$${}_Z^AX = {}_{Z+1}^AY + {}_{-1}^0e,$$

где X — химический символ материнского ядра, ${}_2^4\text{He}$ — ядро атома гелия, ${}_{-1}^0e$ — символическое обозначение электрона (заряд его равен -1 , массовое число равно 0).

Правила смещения являются следствиями двух законов сохранения, выполняющихся при радиоактивных распадах — сохранения электриче-

ского заряда и массового числа: сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра.

Получившееся в результате распада дочернее ядро тоже может быть радиоактивным. В результате возникает *цепочка* или *ряд* радиоактивных превращений, заканчивающихся стабильным изотопом. Совокупность элементов, образующих цепочку, называется *радиоактивным семейством*. Семейство называется по наиболее долгоживущему элементу (с наибольшим периодом полураспада) "родоначальнику" семейства: тория (${}_{90}^{232}\text{Th}$), урана (${}_{92}^{238}\text{U}$) и актиния. Конечными (${}_{89}^{235}\text{Ac}$) нуклидами являются соответственно



В таблице 1 представлена цепочка семейства урана.

Таблица 1. Семейство урана.

Вид излучения	Нуклид	Период полураспада
α	Уран-238	4,47 млрд.лет
β	Торий-234	24,1 суток
β	Протактиний-234	1,17 минут
α	Уран-234	245000 лет
α	Торий-230	8000 лет
α	Радий-226	1600 лет
α	Радон-222	3,823 суток
α	Полоний-218	3,05 минут
β	Свинец-214	26,8 минут
β	Висмут-214	19,7 минут
α	Полоний-214	0,000164 секунды
β	Свинец-210	22,3 лет
β	Висмут-210	5,01 суток

17. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

Для регистрации радиоактивности и мер защиты от ядерных излучений, необходимо знать за счет каких процессов теряется энергия излучения, проходя через вещество; какова ионизирующая способность различных видов излучения.

В основном заряженные частицы, проходя через вещество, теряют свою энергию за счет столкновений с атомами этого вещества. Так как масса ядра вещества на много больше по сравнению с массой электронов атома, то наблюдаются существенные различия между столкновениями "электронными" (падающая частица сталкивается с электроном) и "ядерными" столкновениями (падающая частица сталкивается с ядром атома). В первом случае происходит возбуждение или ионизация атома (неупругое столкновение), во втором — частица и атом приходят в движение как единая система (упругое столкновение). Ядерные столкновения происходят в веществе многократно, что приводит к рассеянию частиц. Если в результате взаимодействия появляются новые частицы или исчезают первоначальные, то этот процесс называют *реакцией*. В частности, если возникают при взаимодействии ядра с новыми свойствами, то реакция называется ядерной.

Процесс радиоактивного превращения элементов всегда сопровождается выбросом элементарных частиц. Это могут быть заряженные частицы такие, как альфа-, бета-частицы, протоны и другие, нейтральные — нейтроны, нейтрино, так и гамма кванты различных энергий.

Пучки заряженных элементарных частиц, ядра лёгких элементов, ионов оказывают ионизирующее воздействие на вещество, через которые они проходят. Опосредствованное ионизирующее воздействие оказывают и нейтральные частицы, прежде всего нейтроны: в результате взаимодей-

ствия этих частиц с ядрами веществ испускаются ядром протон и гамма квант, которые и вызывают ионизацию среды.

Рассмотрим процессы, сопровождающие прохождение ионизирующего излучения через вещество.

18. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

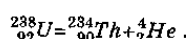
История открытия и изучения альфа-частиц связана с именем Резерфорда. При помощи альфа-частиц Резерфорд проводил исследования большинства атомных ядер.

Альфа-частицы это атомы гелия, потерявшие два электрона, т.е. ядра атома гелия

$$\alpha = {}^4_2\text{He}.$$

Ядро гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов устойчиво, частицы связаны в нем прочно.

В настоящее время известно более 200 альфа активных ядер, главным образом тяжёлых ($A > 200$, $Z > 82$), исключение составляют редкоземельные элементы ($A=140-160$). Примером альфа распада может служить распад изотопов урана:



Скорости, с которыми альфа-частицы, вылетают из распавшегося ядра, очень велики и колеблются для разных ядер в пределах от $1,4 \times 10^7$ до $2,0 \times 10^7$ м/с, что соответствует кинетическим энергиям этих частиц 4—8,8 МэВ. Альфа-частицы в состав ядра не входят, и, по современным представлениям, они образуются в момент радиоактивного распада при встрече движущихся внутри ядра 2-х протонов и 2-х нейтронов.

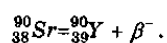
Пролетая через вещество, альфа-частицы постепенно теряют свою энергию, затрачивая ее на ионизацию газов. Причём в начале пути, когда энергия альфа-частиц велика, удельная ионизация меньше, чем в конце пути.

Под пробегом частицы в веществе понимается толщина слоя этого вещества, которую может пройти эта частица до полной остановки. Пробег частиц в основном определен для тяжелых частиц, т.к. их путь представляет прямую линию с наименьшим рассеянием. Пробег альфа-частиц зависит как от энергии частиц, так и от плотности вещества, в котором они движутся.

По пробегу альфа частицы можно определить ее энергию.

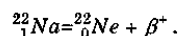
19. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЕТА-ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Бета-распад происходит, когда замена в атомном ядре (нейтрона на протон энергетически выгодна, и образующееся новое ядро имеет большую энергию связи. Бета-излучение состоит из бета-частиц (электронов или позитронов), которые испускаются при бета-распаде радиоактивных изотопов. Электроны не входят в состав ядра и не выбрасываются из оболочки атома, при электроном бета- распаде происходит превращение нейтрона в протон с одновременным образованием электрона и вылетом антинейтрино. При этом заряд ядра и его порядковый номер увеличиваются на единицу. Электронный распад характерен для ядер с избыточным числом нейтронов. Примером электронного бета-распада может служить распад стронция:



При позитронном бета-распаде происходит превращение протона в нейтрон с образованием и выбросом из ядра позитрона. Заряд и порядко-

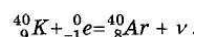
вый номер ядра уменьшаются на единицу. Позитронный бета-распад наблюдается для неустойчивых ядер с избыточным числом протонов. Примером позитронного бета-распада может служить распад радионуклида натрия:



К бета-распаду относится также электронный захват (е-захват), т.е. захват атомным ядром одного из электронов своего атома. При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон и испускается нейтрино. Возникшее ядро может оказаться в возбужденном состоянии.

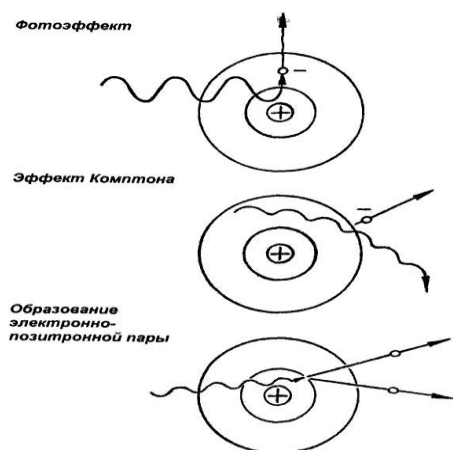
Переходя в основное состояние оно испускает гамма-фотон. Место в электронной оболочке, освобожденное захваченным электроном, заполняется электронами из вышестоящих слоев, в результате возникает рентгеновское излучение.

Примером электронного захвата может служить следующая реакция:



Бета-частицы, испускаемые при бета-распаде, имеют различную энергию, поэтому и пробег их в веществе не одинаков. Путь, проходимый бета-частицей в веществе, представляет собою не прямую линию, как у альфа-частиц, а ломаную. Взаимодействуя с веществом среды, бета-частицы проходят вблизи ядра. В поле положительно заряженного ядра отрицательно заряженная бета-частица резко тормозится и теряет при этом часть своей энергии. Эта энергия излучается в виде тормозного рентгеновского излучения. С увеличением энергии бета-частиц и атомного номера вещества интенсивность рентгеновского излучения возрастает.

Ионизирующая способность бета-частиц много меньше, а длина пробега много больше, чем у альфа-частиц.



20. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

В литературе часто встречаются термины радиоактивных излучений: рентгеновские или гамма-лучи, или общее название — электромагнитные волны с короткими длинами волн, которые обладают большой проникающей способностью в веществе. Различные названия рентгеновские и гамма лучи — связаны не с различными физическими свойствами этих лучей, а со способом их получения. Наиболее часто употребляется гамма-излучение, которое не является самостоятельным видом радиоактивности, а только сопровождает альфа- и бета- распады. Оно возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц и т.д.

Гамма-излучение испускается дочерним ядром. Дочернее ядро в момент своего образования оказывается возбуждённым, а затем за время 10^{-13} – 10^{-14} с оно переходит в основное состояние с испусканием гамма-излучения. Возвращаясь в основное состояние, ядро может пройти через ряд промежуточных состояний, поэтому гамма-излучение может содержать несколько групп гамма-квантов, отличающихся значениями энергии.

Гамма-кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, они или поглощаются или рассеиваются. Гамма-излучение не имеет заряда и тем самым не испытывает влияния кулоновских сил. При прохождении пучка гамма-квантов через вещество их энергия не меняется, но уменьшается интенсивность, согласно закону $I = I_0 e^{-\mu x}$ (I и I_0 — интенсивности гамма-излучения на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной X , μ — коэффициент поглощения); зависит от свойств вещества и энергии гамма-квантов. μ

Основными процессами, сопровождающими прохождение гамма-излучения через вещество является фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование электронно-позитронных пар (рис. 1.3).

Фотоэффектом называется процесс, при котором атом полностью поглощает гамма квант с энергией $h\nu$ и испускает электрон с кинетической энергией E_k , равной

$$E_k = h\nu - I$$

где I — энергия ионизации соответствующей атомной оболочки. Если энергия $h\nu$ достаточна для вырывания электрона из любой атомной оболочки ($h\nu > I_{\max}$), то наиболее вероятным будет испускание сильно связанных, т.е. глубоких атомных электронов. Увеличение порядкового номера z поглотителя приводит к увеличению вероятности фотоэффекта, поскольку ослабляется связь электронов с атомным остатком и возрастает число электронов в атоме. С ростом энергии $h\nu$ вероятность фотоэффекта понижается.

Комптоновским рассеянием называется такой процесс, при котором гамма-квант, взаимодействуя со слабо связанным электроном, передает ему часть своей энергии $h\nu$ и рассеивается под углом φ к первоначальному направлению, а электрон покидает атом, обладая кинетической энергией.

Увеличение энергии гамма квантов E_γ приводит к монотонному убыванию вероятности Комптон-эффекта.

Рождение электронно-позитронной пары — процесс, при котором гамма-квант превращается в пару частиц — электрон и позитрон, в результате взаимодействия с электрическим полем ядра или электрона. Процесс рождения пары частиц в поле ядра возможен при энергиях гамма-квантов превышающих 1,02 МэВ. Для возникновения такого же процесса в поле электрона энергия гамма квантов должна достичь порогового значения 2,04 МэВ.

Механизм поглощения гамма-излучения зависит от его энергии. Если энергия кванта меньше 100-200 кэВ, то наиболее вероятным механизмом поглощения является фотоэффект. Образовавшийся при фотоэффекте электрон способен вызвать ионизацию среды в которой он движется. При энергиях, больших 200 кэВ и вплоть до 100 МэВ, основным механизмом поглощения энергии гамма квантов является Комптон-эффект. Начиная с энергии гамма кванта 1,02 МэВ появляется вероятность образования электронно-позитронных пар. Энергия кванта, равная 1,02 МэВ, расходуется на образование пары, а избыток энергии кванта переходит в кинетическую энергию образующихся частиц, которые теряют эту энергию при столкновении с электронами. Наряду с процессом образования пар происходит их аннигиляция с образованием двух гамма квантов

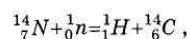
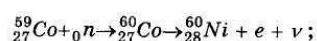
21. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Нейтроны, имеющие нулевой заряд, не взаимодействуют с электронной оболочкой встреченных атомов, а поэтому могут проникать вглубь их. Проникающая способность нейтронов весьма велика. При этом нейтроны могут либо поглощаться ядрами, либо рассеиваться на них. При упругом рассеивании на ядрах углерода, азота, кислорода и других эле-

ментов, входящих в состав тканей, нейтроны теряют лишь 10-15% энергии, а при столкновении с почти равными с ними по массе ядрами водорода — протонами — энергия нейтрона уменьшается в среднем вдвое. Поэтому, с одной стороны, вещества, содержащие большое количество атомов водорода (вода, парафин), используют для замедления нейтронов. С другой стороны, процесс упругого соударения нейтронов с протонами используется для регистрации быстрых нейтронов. В самом деле при упругом ударе нейтрона с неподвижным протоном последнему передаётся большая часть кинетической энергии нейтрона — нейтрон практически останавливается, а протон начинает двигаться в том направлении, в котором двигался нейтрон. Движущийся протон на своём пути производит интенсивную ионизацию, которая регистрируется счётчиком или камерой Вильсона.

Испытавшие столкновение нейтроны совершают хаотическое движение с тепловыми скоростями. Такие *тепловые нейтроны* могут быть зарегистрированы с помощью ядерных реакций, при которых нейтрон, проникая в ядро, способствует вылету из него высокоэнергетической альфа-частицы. По количеству ионизации, производимых этими альфа-частицами, можно судить о прохождении через камеру медленных нейтронов.

Кроме упругих взаимодействий нейтронов с ядрами, возможны и неупругие взаимодействия. При таком взаимодействии нейтрон поглощается ядром. В результате этого поглощения (радиационного захвата) образуется нестабильный тяжёлый изотоп, который испытывает бета-распад, сопровождающийся гамма-излучением. Процесс радиационного захвата нейтронов используется в технике для получения искусственных радиоактивных нуклидов, например, кобальта (радиоактивный распад $^{60}_{27}\text{Co}$ сопровождается испусканием бета-частиц с максимальной энергией 1,33 МэВ).



Представляет интерес реакция протекающая в атмосфере постоянно под действием нейтронов, содержащихся в космическом излучении. Возникающий при этом углерод ${}^{14}_6\text{C}$ радиоактивен, его период полураспада составляет 5730 лет. Радиоуглерод усваивается растениями в результате фотосинтеза и участвует в круговороте веществ в природе. Установлено, что равновесная концентрация ${}^{14}_6\text{C}$ в различных местах земного шара одинакова и соответствует примерно 14 распадам в минуту на каждый грамм углерода. Когда организм умирает, процесс усвоения углерода прекращается и концентрация ${}^{14}_6\text{C}$ в организме начинает убывать по закону радиоактивного распада. Таким образом, измерив концентрацию ${}^{14}_6\text{C}$ в останках организмов, тканей и т.д. можно определить их возраст.

Захватом нейтрона сопровождается также одна из важнейших реакций — реакция деления, в результате которой ядро делится на две примерно равные по массе части. При делении ядра образуются новые вторичные нейтроны: два-три на каждый акт деления, которые могут, в свою очередь, вызвать деление других ядер вещества, что в соответствующих условиях может вызвать цепную реакцию.

Реакции деления атомных ядер будут рассмотрены более подробно ниже.

В заключение заметим, что при попадании нейтронов на тело человека, так же как гамма квантов или альфа, бета-частиц, их воздействие сводится, в конечном счете, к ионизации биологической ткани. Напомним кратко свойства трех видов излучений.

Альфа излучение — проникающая способность невелика, задерживается листом бумаги, одеждой, неповрежденной кожей; оно не представляет опасности до тех пор, пока радиоактивные вещества не попадут внутрь

организма с пищей или вдыхаемым воздухом. При попадании внутрь организма альфа-излучение приводит к серьезному повреждению близлежащих клеток.

Бета излучение — быстрые, движущиеся с огромной скоростью электроны, проходит в ткани организма на глубину 1-2 см, однако от него можно защититься тонким слоем металла — 1,25 см, слоем дерева или плотной одеждой.

Гамма излучение и рентгеновское излучение — электромагнитное излучение, обладает очень большой энергией и проникающей способностью, оно проходит сквозь биологические ткани человека и его можно задерживать лишь свинцовыми или бетонными плитами.

Основную дозовую нагрузку на организм человека в результате Чернобыльской катастрофы на территории Гомельской и Могилевской областей определяют следующие радионуклиды и виды излучений:

цезий-137 — 90%- гамма-частиц, 10% бета-частиц,

стронций-90 — 100% альфа-частиц,

плутоний — 100% альфа-частиц,

калий-40 — (естественный радионуклид) 10% — гамма-частиц, 90% — бета-частиц.

Кроме вышеперечисленных радионуклидов в почвах и растениях гамма-излучения определяют также цезий-134, церий-144, рутений-106.

При прохождении ионизирующего излучения через вещество происходит потеря энергии излучения. Среднюю энергию частицы, теряемую на единице длины её пути в веществе называют линейной передачей энергии (ЛПЭ). Понятие ЛПЭ было введено в 1954 году. За единицу ЛПЭ принимают 1 кэВ на 1 км пути: $1 \text{ кэВ/мкм} = 62 \text{ Дж/м}$. Все ионизирующие излучения в зависимости от значения ЛПЭ делятся на редко- и плотно ионизирующие. К редко ионизирующим излучениям принято относить все виды

излучения, для которых ЛПЭ = 10 кэВ/мкм, а к плотно ионизирующим — те, для которых ЛПЭ > 10 кэВ/мкм. Для заряженных частиц ЛПЭ возрастает с уменьшением их скорости.

22. ДОЗИМЕТРИЯ

Повреждения, вызванные в живом организме излучением, будут тем больше, чем больше энергии излучения передается тканям. Количество такой переданной организму энергии называется *дозой*. Измеряемые физические величины связанные с радиационным эффектом называют дозиметрическими. Задачей дозиметрии является измерение некоторых физических величин для предсказания или оценки радиационного эффекта, в частности радиобиологического. Распространенными дозиметрическими величинами являются поглощенная доза, экспозиционная доза, эквивалентная доза, эффективная эквивалентная доза, ожидаемая доза и коллективная доза. Как определить эти дозы? Если человек подвергается воздействию ионизирующего излучения, то необходимо знать распределение интенсивности излучения в пространстве. Кроме того, поглощающая способность тканей различна. Поэтому для характеристики энергии ионизирующего излучения используют экспозиционную дозу.

Экспозиционная доза — мера ионизационного действия фотонного излучения, определяемая по ионизации воздуха в условиях электронного равновесия, т.е. если поглощенная энергия излучения в некотором объеме среды равна суммарной кинетической энергии ионизирующих частиц (электронов, протонов).

Экспозиционная доза является непосредственно измеряемой физической величиной.

В СИ единицей экспозиционной дозы является один Кулон на килограмм (Кл/кг). Внесистемная единица экспозиционной дозы — рентген

$$1\text{Р} = 2,58 \times 10^{-4} \text{ Кл/кг}, \text{ а } 1\text{Кл/кг} = 3,876 \times 10^3 \text{ Р}.$$

Рентген — единица экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучения, при прохождении которого через 0,001239 г воздуха в результате завершения всех ионизационных процессов, вызванных этим излучением, образуется $2,08 \times 10^9$ пар ионов. Отметим, что 0,001293 г — масса 1 см³ сухого атмосферного воздуха при нормальных условиях. Экспозиционная доза характеризует радиационную обстановку независимо от свойств облучаемых объектов.

Поглощающая способность объекта может сильно меняться в зависимости от энергии излучения, её вида и интенсивности, а также от свойств самого поглощающего объекта. Для характеристики поглощенной энергии ионизирующего излучения вводят понятие *поглощенной дозы*, определяемой как энергия поглощения в единице массы облучаемого вещества. Единица поглощенной дозы выражается в *греях* (Гр), 1Гр = 1Дж/кг. Единица названа по имени Луи Гарольда Грея — лауреата премии имени Рентгена, радиобиолога. Внесистемной единицей поглощенной дозы является *рад*: 1 рад — 100 эрг/г = 0,01 Дж/кг; 1Гр = 1Дж/кг = 100 рад.

Часто используют понятие *интегральной дозы*, т.е. энергии, суммарно поглощенной во всем объеме объекта. Интегральная доза измеряется в *Джоулях* (1Гр × кг = 1 Дж)

Поглощенная доза не учитывает пространственного распределения поглощенной энергии. При одинаковой поглощенной дозе альфа-излучение гораздо опаснее бета- или гамма-излучения. Для учета этого явления вводят понятие эквивалентной дозы.

Эквивалентная доза излучения представляет собой поглощенную дозу, умноженную на коэффициент, отражающий способность излучения данного вида повреждать ткани организма; альфа-излучение считается при этом в 20 раз опаснее других видов излучений. В СИ для единицы эк-

вивалентной дозы излучения используют *зиверт* (Зв). Эта единица названа по имени Зиверта — крупного исследователя в области дозиметрии и радиационной безопасности. По его инициативе создана сеть станций наблюдения за радиоактивным загрязнением внешней среды. Внесистемной единицей эквивалентной дозы излучения является *бэр*.

Эквивалентная доза излучения может быть найдена через поглощенную дозу D , умноженную на средний коэффициент Q качества излучения биологической ткани стандартного состава и на модифицирующий фактор N : $H = DQN$. Если излучение смешанное, то формула будет иметь вид TV

$$H = \sum_i SD_i Q_i N_i,$$

где i — индекс вида энергии излучения.

Используемый в формулах коэффициент качества излучения представляет собой безразмерный коэффициент Q , который предназначен для учета влияния микрораспределения поглощенной энергии на степень проявления вредного биологического эффекта. Значения коэффициента качества для различных видов излучений даны в таблице 2

Таблица 2 Коэффициент качества для различных видов излучений.

Вид излучения	Значение коэффициента качества
Рентгеновское и гамма-излучение	1
Бета-излучение	1
Протоны с энергией меньше 10 МэВ	10
Нейтроны с энергией меньше 20 КэВ	3
Нейтроны с энергией: 0,1-10 МэВ	10
Альфа-излучение с энергией меньше 10 МэВ	20

Тяжёлые ядра отдачи	20
---------------------	----

Следует также учитывать, что одни части тела (органы, ткани) более чувствительны, чем другие. Например, при одинаковой эквивалентной дозе облучения возникновение рака легких более вероятно, чем рака щитовидной железы. Поэтому дозы облучения органов и тканей, также следует учитывать с разными коэффициентами.

Коэффициенты радиационного риска для разных тканей (органов) человека при равномерном облучении всего тела, рекомендованные для вычисления эффективной эквивалентной дозы приведены в таблице 3.

Таблица 3. Коэффициенты радиационного риска

Органы или ткани	Коэффициент радиационного риска
Красный костный мозг	0,12
Костная ткань	0,03
Щитовидная железа	0,03
Лёгкие	0,12
Другие ткани	0,3
Яичники или семенники	0,25
Организм в целом	1

Умножив эквивалентную дозу на соответствующие коэффициенты и просуммировав по всем органам и тканям, получим *эффективно-эквивалентную дозу*, отражающую суммарный эффект облучения для организма. Она также измеряется в зивертах.

Рассмотренные понятия описывают только индивидуально получаемые дозы. Просуммировав индивидуальные эквивалентные дозы, полученные группой людей мы приходим к *коллективной эффективной дозе*, которая измеряется в человеко-зивертах (чел.-Зв).

Кроме того, вводят еще одно определение, поскольку многие радионуклиды распадаются очень медленно и останутся радиоактивными и в определенном будущем. Коллективную эффективную эквивалентную дозу, которую получают многие поколения людей называют *ожидаемой (полной) коллективной эффективной эквивалентной дозой*.

Одна и та же доза, но полученная за минуту или за десятилетия, может оказать различное влияние на организм. Поэтому сказать, что кто-то получил такую-то дозу, будет недостаточно, так как на основании этой информации не всегда можно сделать заключение об опасности последствий. При хроническом облучении надо иметь в виду две его особенности. Первая заключается в том, что радиационная доза облучения накапливается в организме со временем, а вторая — чем меньше ежедневная доза и чем больше промежутки между облучениями, тем больше суммарная доза, приводящая к тем же последствиям, что и в предыдущих случаях. Таким образом, доза, полученная за более длительный срок, менее вредна, чем такая же доза, полученная за более короткий срок.

В настоящее время после Чернобыля принята международная норма радиационной безопасности, которая допускает дозу облучения в 0,1 Бэр в год, что равно 1 мЗв в год. Таким образом, за жизнь человека предельная доза накопления составляет 7 Бэр или 70 мЗв.

При расчетах дозиметрических показателей в результате Чернобыльской катастрофы необходимо использовать все возможные пути воздействия ионизирующих излучений на организм человека, а также радиационные факторы не только непосредственно после аварии, но и в процес-

се жизнедеятельности в последующем. Один из ведущих американских радиологов Джон Гофман в своей книге "Чернобыльская авария: радиационные последствия для настоящего и будущего поколений" приходит, к следующему.

Данные о связи между повреждениями в генетическом аппарате и целым рядом тяжелейших болезней (раковые заболевания, уродства, нарушения функции ЦНС, болезни класса ДНКЭ и т.д.), а также имеющиеся эпидемиологические данные позволяют сделать вывод, что не существует безопасной дозы облучения и что при любой, даже самой малой дозе, риск возникновения целого ряда тяжелейших заболеваний пропорционален дозе облучения.

Полученные на животных данные, согласно которым кривая "доза-эффект" зависит от фракционирования дозы и риск заболевания может быть уменьшен за счет фракционирования, неприемлемы к человеку. При низких дозах облучения риск ракового заболевания пропорционален величине поглощенной дозы и не зависит от ее фракционирования.

При низких дозах облучения вероятность ракового заболевания на единицу поглощенной дозы выше, чем при средних и высоких дозах.

Для смешанной по полу и возрасту популяции коллективная доза в 10000 человеко-бэр приводит к появлению 27 избыточных смертей от индуцированного радиацией рака.

Относительная биологическая эффективность рентгеновского излучения примерно в 2 раза выше, чем α -лучей.

Концепция гормезиса, т.е. наличия положительного эффекта от воздействия низких доз радиации, не имеет под собой научной базы.

Во избежание опасных последствий для здоровья людей необходимо учредить институт независимых международных экспертов для оценки

безопасности всех крупных проектов, связанных с использованием ядерной энергии и ядерных технологий.

23. СВОЙСТВА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Введение.

Ионизирующим излучением называют потоки частиц и квантов электромагнитного поля - фотонов, взаимодействие которых со средой приводит к ионизации ее атомов и молекул. Ионизирующими излучениями являются рентгеновское и γ -излучение, потоки α -частиц, электронов, позитронов, протонов, нейтронов. В данной лекции будут рассмотрены как источники ионизирующего излучения (рентгеновские трубки, радионуклиды, ускорители), так и вопросы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом.

Виды ионизирующих излучений. Проникающая и ионизирующая способность разных видов ионизирующих излучений

ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ - по определению ФЗ "О радиационной безопасности населения" от 5 декабря 1995 г. "излучение, которое создается при радиоактивном распаде, ядерных превращениях, торможении заряженных частиц в веществе и образует при взаимодействии со средой ионы разных знаков".

Классификация ионизирующих излучений:

Корпускулярные (обладают массой покоя)		Электромагнитные (не обладают массой покоя)
Заряженные	Незаряженные	
Преимущественно взаимодействуют с электронной оболочкой	Взаимодействуют исключительно с ядрами	Преимущественно взаимодействуют с электронной оболочкой

Что происходит с ИИ при взаимодействии с веществом?

- 1) Рассеяние
- 2) Торможение
- 3) Поглощение
- 4) Образование электрон-позитронной пары

Что происходит с веществом?

- 1) Возбуждение электронов (радиолюминесценция)
- 2) Отрыв электронов (ионизация)
- 3) Возбуждение ядра (испускание гамма-квантов)
- 4) Образование ядер отдачи
- 5) Ядерные реакции

Основные характеристики ионизирующих излучений:

- 1) **поток ионизирующего излучения** $\Phi_n = dN/dt$,

где dN - число частиц, падающих на данную поверхность за интервал времени dt ;

- 2) **плотность потока** $j_n = d\Phi_n/dS$,

где $d\Phi_n$ - поток, приходящийся на площадь поперечного сечения dS поглощающего объема;

- 3) **поток энергии** $\Phi = dE/dt$, где dE - суммарная энергия излучения (за исключением энергии массы покоя);

- 4) **энергетический спектр** ионизирующего излучения - распределение составляющих его частиц и фотонов по энергиям.

Основные количественные характеристики взаимодействия ионизирующих излучений с веществом:

- 1) **линейная передача энергии** (ЛПЭ) - энергия, переданная среде ионизирующей частицей в заданной окрестности ее траектории на единицу длины.

2) **линейная плотность ионизации (ЛПИ)** - числу пар ионов, создаваемых частицей или квантом на единице пути в веществе.

ЛПИ зависит от природы и энергии частицы и от свойств вещества. В справочниках обычно указывается ЛПИ для стандартного вещества – сухого воздуха, а за единицу пути принимается один сантиметр. Ориентировочные значения ЛПИ для разных излучений даны в таблице.

Значение линейной плотности ионизации в воздухе.

Вид излучения	ЛПИ (пар ионов на см)
Альфа-частицы	40 000
Бета-частицы	400
Рентгеновские и гамма-кванты	5
Протоны	10 000

Конкретные значения ЛПИ могут отличаться от приведенных в 2-3 раза в зависимости от энергии частиц. В других веществах значения ЛПИ будут другими. В тканях человека значения ЛПИ примерно в 800 раз больше, чем в воздухе.

3) **Пробег.** За меру проникающей способности для частиц принимают расстояние, на котором частица замедляется до энергии, близкой к средней энергии теплового движения. Для квантов рентгеновых или гамма-лучей за меру проникающей способности принимают расстояние, на котором мощность излучения падает в e раз. Очевидно, что чем больше ЛПИ, тем в данном веществе меньше проникающая способность излучения.

Излучения с высокой проникающей способностью называют жестким; если же проникающая способность мала, такое излучение называют

мягким. Однако, эти термины относительны. Например, по сравнению с альфа-частицами бета-излучение жесткое, а по сравнению с гамма-лучами – мягкое.

а). Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Альфа-частицы	Бета-частицы
Масса покоя = 4 а.е.м. = 4 х $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг.	Масса покоя = $9,11 \cdot 10^{-31}$ кг. (в 7289 раз меньше)
Заряд: +2 х $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл	$-1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл
Полная ионизация составляет 120-250 тыс. пар ионов при энергии 4-9 МэВ ; удельная ионизация изменяется от 25 до 60 тыс. пар ионов на 1 см пути в воздухе.	Линейная плотность ионизации примерно в 800 раз меньше и составляет в среднем примерно 100-300 пар ионов на 1 см пути в воздухе.
Обладая относительно большой массой и зарядом, α -частицы имеют незначительную проникающую способность. Вследствие этого они могут быть полностью задержаны листом плотной бумаги, одеждой, слоем резины хирургических перчаток и эпидермисом кожи. Однако при попадании α -излучающих нуклидов внутрь организма степень их опасности резко возрастает.	β -частицы средних энергий задерживаются оконным стеклом, подошвой обуви, но могут вызывать поражение кожных покровов, роговицы и т.п. Поэтому даже при работе с мягкими β -излучателями руки должны быть защищены перчатками, а от жестких β -частиц (с энергией 1,5 МэВ и выше) следует защищаться экранами из органического стекла.

б) Взаимодействие нейтронов с веществом

1) Упругое рассеяние заключается в том, что нейтрон, обладающий определенным запасом энергии, при столкновении с ядром атома передает

ему часть энергии, а сам изменяет направление своего движения. Суммарная энергия нейтрона и ядра до и после взаимодействия не изменяется, причем, чем больше масса неподвижного ядра по сравнению с массой движущегося нейтрона, тем меньшая доля энергии будет ему передана при столкновении. При равных массах сталкивающихся объектов (например, с ядром водорода) движущееся тело (в данном случае нейтрон) будет терять в среднем половину своей энергии. Ядро атома, получившее дополнительную энергию ("ядро отдачи"), покидает свои электронные оболочки и, обладая положительным зарядом, производит ионизацию. В процессе упругого рассеяния энергия нейтрона последовательно уменьшается и достигает значения, равного примерно 0,025 эВ, что соответствует энергии теплового движения атомов и молекул среды. В связи с этим такие нейтроны называются *тепловыми*. В последующем происходит реакция радиационного захвата - поглощение теплового нейтрона ядром одного из атомов среды с выделением избытка энергии в виде гамма-излучения и образованием изотопа исходного нуклида, как правило, радиоактивного.

2) Неупругое рассеяние происходит путем поглощения нейтрона ядром, но с последующей ядерной реакцией того или иного типа с выделением α -частицы или протона и образованием ядра нового нуклида. После поглощения нейтрона ядром возможна также реакция с выделением нейтрона меньшей энергии, γ -излучения и образованием ядра исходного нуклида.

Вероятность того или иного типа взаимодействия зависит от энергии нейтронов и характера ядер атомов облучаемой среды. По уровню энергии нейтроны условно могут быть разделены на:

- медленные: холодные, тепловые и надтепловые (с энергией от 0,025 до нескольких эВ);
- резонансные (до 500 эВ);

- промежуточные (0,5 эВ - 0,5 МэВ);
- быстрые (быстрые, очень быстрые и сверхбыстрые) с энергией

от 0,5 до 300 МэВ и более.

Разной энергии соответствует и разная скорость полета, которая у медленных (тепловых) нейтронов составляет около **2200 м/с**, тогда как скорость нейтронов с энергией в 1 МэВ достигает **14000 км/с**.

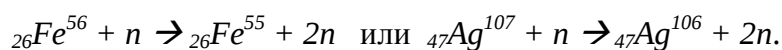
Для нейтронов с энергией **от 200 кэВ до 20 МэВ** доминирующим является **упругое рассеяние**, эффективность которого в отношении потери энергии нейтронами находится в обратной зависимости от массы ядер атомов облучаемой среды. Так, при каждом акте упругого рассеяния на ядрах водорода нейтрон теряет в среднем **50% энергии**, на ядрах углерода (более тяжелого нуклида) - **от 14 до 17%**.

Для того чтобы быстрый нейтрон с энергией в 1 МэВ стал тепловым (медленным) с $E_n = 0,025$ эВ, необходимо, чтобы в течение 10^{-6} с произошло его столкновение с 25 ядрами водорода, 100 ядрами углерода или с 2100 ядрами урана. В связи с этим в качестве **замедлителей быстрых нейтронов** используют материалы, содержащие преимущественно легкие элементы (водород, бор, углерод и другие). Чаще всего в качестве таких материалов применяют воду, пластмассы, парафин.

Для нейтронов с энергией **0,5 эВ - 200 кэВ**, наиболее характерно **неупругое рассеяние**, происходящее, как правило, на ядрах атомов элементов середины и конца Периодической системы Д.И.Менделеева.

Тепловые нейтроны с энергией **до 0,5 эВ** подвергаются главным образом **радиационному захвату**, причем ядра атомов ряда химических элементов отличаются избирательно высокой способностью поглощать тепловые нейтроны (бор, бериллий, кадмий, европий и некоторые другие), что используется в построении биологической защиты и системах управления ядерным реактором.

Нейтрон также может вызывать ядерные реакции, о которых говорилось ранее. Так одной из разновидностей реакций с участием нейтронов является реакция размножения нейтронов:



Вылетевшие нейтроны могут попасть в другие ядра, снова выделяться нейтроны и т.д., то есть реакция может принять цепной характер. На подобных реакциях основано устройство нейтронной бомбы.

Для захвата с испусканием частиц характерно наличие энергетического барьера $E_{\text{пор}}$, ниже которого сечение реакции равно нулю. Порог этот довольно высокий и поэтому данный тип реакции характерен для быстрых нейтронов.

Рентгеновы лучи и их свойства.

Рентгеновы лучи – это электромагнитное излучение с длиной волны **меньше 10^{-8} м (от 10^{-8} до 10^{-14})**. Они проявляют как волновые (интерференция, дифракция, поляризация), так и корпускулярные свойства.

Рентгеновы лучи были открыты в **1895 году** немецким физиком Вильгельмом-Карлом Рентгеном. Интересно отметить, что уже через месяц в Военно-медицинской академии И.Т.Егоровым (начальником кафедры физики) и Н.А.Орловым был получен первый в России рентгеновский снимок. Этим двум людям принадлежит большая заслуга в развитии рентгенологии в России. А в 1905 году выпускником академии доктором Кравченко были сделаны первые рентгенограммы в боевой обстановке (на крейсере «Аврора» во время Цусимского боя).

Основным источником рентгеновых лучей является **рентгеновская трубка**. Она представляет собой стеклянный или металлический баллон, из которого откачан воздух. В баллон вмонтированы два электрода: катод и анод. Катод изготовлен из вольфрамовой спирали и разогревается элек-

трическим током. В результате термоэлектронной эмиссии из катода вылетают электроны, которые фокусируются системой электродов и направляются узким пучком на анод. Число электронов, покидающих катод в единицу времени зависит от накала катода.

Электроны получают кинетическую энергию за счет высокой разности потенциалов между катодом и анодом. Величина максимальной энергии электрона, выраженная в электронвольтах, численно равна этой разности. В аппаратах для рентгенодиагностики напряжение находится в пределах от **40 до 100 киловольт**, в рентгенотерапевтических аппаратах – от **100 до 400 кВ**.

В энергию рентгеновского излучения переходит лишь 1-3 % кинетической энергии электронов. Остальная энергия выделяется в виде тепла при торможении электронов в веществе. Поэтому анод изготавливают в виде массивного цилиндра из вещества, хорошо проводящего тепло (меди). В центре анода, где сфокусирован пучок электронов, укрепляется пластинка (антикатод) из тугоплавкого металла, обычно вольфрама. Именно в ней и тормозятся электроны.

Энергия рентгеновских квантов и, соответственно, длина волны излучения зависит от энергии электронов, которая регулируется изменением подаваемого на трубку высокого напряжения. Чем выше напряжение, тем короче длина волны (излучение жестче). Его проникающая способность велика. И, наоборот, при малом напряжении излучается более длинноволновое (мягкое) излучение с низкой проникающей способностью.

Для формирования узконаправленного пучка рентгеновских лучей торцевую поверхность анода срезают под углом, а на кожухе устанавливают свинцовый конический тубус.

При попадании на антикатод быстрых электронов возможны два процесса: торможение в кулоновском поле атомов антикатада и выбива-

ние электронов с одного из внутренних энергетических уровней. В первом случае рождается излучение, которое называют тормозным из-за его происхождения. Оно имеет сплошной спектр, так как разные электроны по-разному теряют свою кинетическую энергию, отдавая ее в виде излучения. Во втором случае излучение возникает при переходе электрона атома антикатада с одной из внешних оболочек на вакантное место, образовавшееся во внутренней оболочке. Поскольку энергия электронных оболочек дискретна, такое излучение будет иметь линейчатый спектр, характерный для вещества антикатада. Кроме того, спектр излучения, испускаемый данным атомом, не зависит от того, в состав какой молекулы он входит. Поэтому оно называется характеристическим излучением данного элемента таблицы Менделеева.

Вид сплошного спектра тормозного рентгеновского излучения зависит прежде всего от напряжения, приложенного к рентгеновской трубке. При повышении напряжения на трубке длина волны, на которую приходится максимум излучения, уменьшается (излучение становится более жестким). Кроме того, при повышении ускоряющего напряжения возрастает общая мощность излучения:

$$P = kIU^2$$

Здесь k – коэффициент, зависящий от конструкции трубки, I – сила тока, U – напряжение на трубке.

Очевидно, что при любом напряжении спектр начинается с некоторой минимальной длины волны λ_{min} . Это следует из закона сохранения энергии. Энергия кванта не может быть больше, чем энергия, переданная электрону ускорившим его электрическим полем. Для случая граничной длины волны $eU = h\nu$. Отсюда:

$$\nu = eU/h, \text{ но } \nu = c/\lambda, \text{ поэтому } \lambda_{min} = hc/eU$$

Если напряжение брать в киловольтах, а длину волны измерять в ангстремах ($1\text{Å} = 10^{-10}\text{ м}$), получим

$$\lambda_{\min} = 12,3/U [\text{Å}].$$

Например, если $U=60\text{ кВ}$, $\lambda_{\min}=0,2\text{ Å}$.

В медицинской рентгенологии применяется именно тормозное излучение. При этом важно иметь возможность в широких пределах регулировать как мощность, так и жесткость (проникающую способность) излучения. Например, для получения снимка кисти не требуется большой проникающей способности; в этом случае достаточно сравнительно небольшого напряжения на трубке (40-50кВ). Если же требуется снять кости таза, проникающая способность рентгеновых лучей должна быть высокой. Соответственно, напряжение берут 70-80 и более киловольт. В том случае, когда необходимо не меняя жесткости изменить мощность излучения, меняют силу тока в трубке путем регулировки накала катода.

Характеристическое излучение также находит применение в биологии и медицине. Так рентгеноспектральный анализ, то есть обнаружение элементов по их характеристическому рентгеновскому спектру, позволяет обнаружить крайне малые количества токсических веществ (Hg, Pb, As и др.) в тканях организма и в окружающей среде. Рентгеноспектральный анализ широко применяется для исследования микроэлементов у растений и животных.

Другой широкой сферой применения характеристического излучения является **рентгеноструктурный анализ**. В его основе лежит интерференция и дифракция рентгеновых лучей при их взаимодействии с кристаллической решеткой вещества. Этот метод используют для установления структуры кристаллических тел или макромолекул. Именно с помощью рентгеноструктурного анализа было установлено строение **биополимеров**, в первую очередь – **белков и нуклеиновых кислот**, что сыграло

огромную роль в становлении и развитии молекулярной биологии, биофизики и биохимии. В настоящее время рентгеноструктурный анализ является одним из основных методов исследования ДНК, РНК, белков и других биологически важных веществ.

Взаимодействие рентгеновского и гамма-излучений с веществом

Гамма-излучение: $\lambda < 10^{-10}$ м.

При столкновении рентгеновских и гамма-квантов с электронами вещества могут происходить следующие процессы:

1. Когерентное рассеяние, когда квант изменяет направление движения, но энергия его сохраняется. Этот процесс значителен только в случае мягкого рентгеновского излучения.

2. Поглощение или фотоэффект. В этом случае квант полностью отдает свою энергию одному из электронов атома. Электрон с большой скоростью вылетает из атома, превращаясь в ион. При этом кинетическая энергия электрона равна разности энергии кванта и работы выхода электрона (формула Эйнштейна):

$$h\nu = A + mv^2/2$$

Некогерентное рассеяние или эффект Комптона. В этом случае квант при столкновении с атомом отдает электрону только часть своей энергии, отклоняясь от своего первоначального направления. Электрон вылетает из атома. При этом возникает рассеянное рентгеновское или гамма-излучение, длина волны которого больше, чем у падающего. Изменение длины волны зависит от угла θ , под которым рассеивается гамма-квант:

$$\Delta\lambda = h/mc(1 - \cos\theta)$$

3. Образование электронно-позитронной пары. Если энергия кванта больше, чем 1,022 МэВ, то в поле ядерных сил он может превра-

таться в две частицы – электрон и позитрон. Этот процесс, обратный аннигиляции, называется процессом рождения пары.

Вероятность каждого из перечисленных процессов существенно зависит от энергии кванта и от порядкового номера в таблице Менделеева того элемента, с которым взаимодействует излучение. В частности, чем ближе к началу периодической системы находится элемент, тем менее вероятен процесс поглощения. С ростом энергии кванта вероятность поглощения и рассеяния уменьшается, причем вероятность поглощения убывает гораздо быстрее, чем вероятность рассеяния. Вероятность образования пар, наоборот, увеличивается с ростом энергии квантов и при больших энергиях процесс образования пар становится доминирующим процессом.

При тех энергиях рентгеновских и гамма-квантов, которые чаще всего встречаются в практике врача, основную роль играет рассеяние (эффект Комптона). Так рассеянное излучение портит рентгеновское изображение, делая его менее четким и контрастным. Если при измерении ионизирующих излучений измерительный прибор окажется рядом с массивными предметами или стенами, рассеянное излучение может существенно исказить показания прибора.

Закон ослабления рентгеновского и гамма-излучения веществом

Ослабление потока рентгеновых и гамма-лучей при прохождении их через слой вещества толщиной x количественно описывается законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

Здесь I_0 – интенсивность падающего излучения, I – интенсивность излучения после прохождения через вещество. μ – коэффициент ослабления. Он зависит от порядкового номера элемента, а также от вида и энергии излучения. Значения коэффициента ослабления для некоторых веществ приведены в таблице.

Наряду с коэффициентом ослабления μ часто пользуются другой величиной, называемой слоем половинного ослабления. Это толщина вещества, которая ослабляет интенсивность излучения вдвое. Его обозначают $d_{1/2}$. Слой половинного ослабления и коэффициент ослабления связаны между собой: $\mu = 0,693/d_{1/2}$. Закон Бугера, записанный через слой половинного ослабления, принимает вид:

$$I = I_0 e^{-0,693x/d}$$

Зная величину слоя половинного ослабления в стандартном веществе (например в алюминии), можно сравнить жесткость (проникающую способность) разных излучений. Чем больше слой половинного ослабления, тем более жестким является излучение.

В ряде случаев поглощающий слой вещества удобнее характеризовать не толщиной, а величиной массы, приходящейся на единицу площади (m/S). Тогда, вводя массовый коэффициент ослабления $\mu_m = \mu/\rho$, где ρ - плотность вещества, можно переписать закон Бугера в виде:

$$I = I_0 \exp(-\mu_m m/S)$$

Значения массовых коэффициентов ослабления в разных веществах гораздо меньше отличаются друг от друга, чем линейные коэффициенты ослабления и поэтому ими пользоваться удобнее. Приведем для сравнения следующую таблицу:

Вещество	μ , см ⁻¹	μ_m , см ² г ⁻¹
Вода	0,17	0,17
Воздух	0,0002	0,16
Алюминий	0,44	0,17
Бетон	0,39	0,17

Если излучение проходит последовательно через несколько разных веществ, то при использовании массового коэффициента ослабления аргументом экспоненты становится суммарная толщина слоя вещества, выраженная в массовых единицах.

Замечания о единицах.

Любая единица физических величин в некоторых ситуациях может выглядеть нелепо. Так, если сообщение о продолжительности жизни подать как $\Delta t = 2,21 \cdot 10^9$ секунд = 2,21 Гс = 2210 Мс, то все это верно, но выглядит странно, а сообщение о том же, что $\Delta t = 70$ лет, воспринимается должным образом. Не очень хорош для сопоставлений в микромире 1 метр, но здесь выручает то, что дробная доля «нано» достаточно хорошо вошла в обиход, и только уж вовсе дремучие не знают, что $1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$. Сообщение, что диаметр какой-нибудь биологической клетки равен $d=15$ нм воспринимается хорошо, а то, что $d = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ – заметно хуже.

Единицей, которая, при всем к ней уважении, в микромире неудобна, является единица энергии Джоуль. В атомной и ядерной физике прочнейшие позиции единицы энергии имеет электрон-вольт.

Один электрон-вольт (1 эВ) – это энергия, которую приобретает электрон в ускоряющем электрическом поле с разностью потенциалов $\Delta\phi = 1 \text{ В}$, из состояния покоя и при отсутствии помех.

При этом совершенно не важно, далеки или близки друг к другу точки старта и финиша, важна лишь разность потенциалов $\Delta\phi$ между ними. Над зарядом q , «прогулявшимся» в таком поле $\Delta\phi$, силы поля совершают работу

$$\Delta A = q \Delta\phi$$

Применительно к электрон-вольту, $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$; и если $\Delta\phi = 1 \text{ В}$, то $\Delta A = 1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ – такова работа сил поля,

и такова приобретенная им кинетическая энергия $\frac{mV^2}{2}$, поскольку до начала прогулки он был в состоянии покоя.

Если же до попадания в поле с $\Delta\phi = 1$ В электрон уже имел энергию, то она изменится на $\Delta E = 1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$.

Единица энергии 1 эВ хороша тем, что делает представимыми ситуации, которые она описывает. Например, если на электронно-лучевой трубке телевизора ускоряющее напряжение $15000 \text{ В} = 15 \text{ кВ}$, то сразу ясно, что электроны, подлетая к экрану, имеют энергию $E = 15000 \text{ эВ} = 15 \text{ кэВ}$; и мы сознаем, что это – солидная энергия, поскольку ведь 15 киловольт – дело не шуточное. Если мы об этой же энергии будем вести разговор в джоулях, а пересчитать не сложно:

$$E = 15000 \text{ Эв } 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/эВ} = 2,4 \cdot 10^{-15} \text{ Дж},$$

то такая оценка энергетических достижений электрона оставит нас, скорее всего, безучастными.

Если выясняется, что на одной из спектральных линий радиоактивного изотопа кобальта ^{60}Co – гамма-кванты имеют энергию $E = 1,2 \text{ МэВ}$, то любой вправе внутренне поежиться, почуяв, каково энергетическое пекло в таких атомных ядрах: такую же энергию, какую имеет такой квант, электрон смог бы получить в ускоряющем поле с напряжением 1,2 миллиона вольт! На образование одной пары ионов в веществе расходуется в среднем 32,5 эВ. Не трудно подсчитать, сколько ионов способен создать один такой гамма-квант, прежде чем прекратит свое существование.

В отношении единицы измерения массы ы – одного килограмма, тоже можно сказать, что в атомной и ядерной физике он производит впечатление слона в посудной лавке. Вместо него в ядерной физике, в химии и ряде других областей широко применяется атомная единица массы, такая, что

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Приведем значения масс основных элементарных частиц в этих единицах.

$$\text{протон: } m_p = 1,007276 \text{ а.е.м.}$$

$$\text{нейтрон: } m_n = 1,008665 \text{ а.е.м.}$$

$$\text{электрон: } m_e = 0,000549 \text{ а.е.м.}$$

Значения масс частиц, представленные в атомных единицах массы с округлением до ближайшего целого, называются массовыми числами этих частиц. Так что массовые числа протона и нейтрона одинаковы и равны единице, а электрону не повезло: его массовое число равно нулю, поскольку он почти в 2000 раз легче своих родственников. Массовыми числами оперируют при анализе ядерных реакций и реакций взаимопревращения частиц. Например, запись

$$n_0^1 \rightarrow p_{+1}^1 + e_{-1}^0 + \nu_0^0$$

следует признать корректной, потому что:

- а) сумма массовых чисел в левой и правой частях одинакова
- б) алгебраическая сумма зарядов (нижние индексы) в левой и правой частях одинаковы.

За пунктами (а) и (б) стоят требования закона сохранения масс и закона сохранения заряда.

Примечание: Последнее слагаемое в уравнении (9.1) – антинейтрино ν_0^0 - первоначально появилось в нем как предполагаемая частица, без которой не выполнялись законы сохранения импульса и энергии; реальное существование этой частицы удалось подтвердить экспериментально гораздо позже.

Опираясь на самую знаменитую формулу 20 века $E = mc^2$, массу элементарных частиц иногда представляют в энергетических единицах. Так, масса электрона получается

$$m_e = 0,511 \text{ МэВ}$$

От атомной единицы массы, в обход килограмма, легок переход к такой представительной единице количества вещества, как моль. Для Co^{60} один моль – это 60 г этого изотопа. В одном моле любого вещества число частиц (атомов, молекул) одинаково и равно числу Авогадро $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ г/моль.

При всякой подстановке длины, массы, энергии в формулы, связывающие их с другими характеристиками (скорость, частота, длина волны, и т.п.) необходимо пересчитать их предварительно на соответствующие основные единицы системы СИ: метр – для длины, килограмм – для массы, джоуль – для энергии. Иначе Вы получите результат в таких новых единицах, о которых никто, включая и Вас, никогда не слышал.

Рентгеновское излучение.

На шкале электромагнитных волн условной границей между ультрафиолетовой областью и рентгеновским излучением принято считать значение длины электромагнитной волны $\lambda = 80$ нм. В излучении этой длины волны кванты имеют энергию $E = 14$ эВ. Так что рентгеновское излучение – это излучение, имеющее длину волны $\lambda = 80$ нм и энергию квантов $E = 14$ эВ.

Природными источниками рентгеновского излучения являются Солнце и звезды. Спутниковые рентгеновские телескопы дают возможность изучать Вселенную в рентгеновском диапазоне излучения. В лабораторных условиях рентгеновское излучение получают:

- с помощью рентгеновских установок; в них главный элемент – рентгеновская трубка.

- на ускорителях; в медицинской практике это бетатроны – ускорители электронов.

В обоих случаях рентгеновское излучение возникает при торможении потока быстрых электронов в металлической преграде.

Жесткое электромагнитное излучение возникает так же при радиоактивном распаде атомных ядер. На ранних стадиях исследования была обнаружена компонента радиоактивного излучения, которая не отклоняется ни в электрическом, ни в магнитном поле. Она получила название «гамма-излучение».

Надо заметить, что рентгеновское излучение было открыто в 1895 году (Рентген), а явление радиоактивности – в 1896 году (Беккерель). Родство рентгеновского и гамма-излучения выяснилось не сразу. Можно считать, что радиоактивные вещества – природный, «земной» источник рентгеновского излучения, но «гамма-излучение» как автономное название рентгеновского излучения такого происхождения так навсегда и сохранилось.

Размещение рентгеновского излучения и его кровного родственника – гамма-излучения на шкале электромагнитных волн иллюстрируется схемой на рис.



Рис

Рентгеновская трубка.

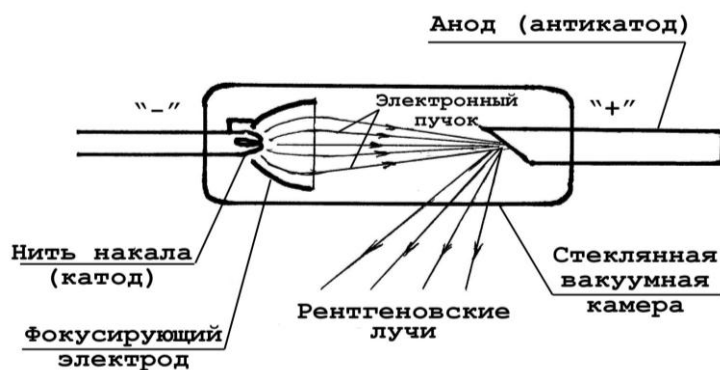


Рис.

Вот схема ее устройства:

В этом устройстве происходит следующая цепочка явлений.

Нить накала, благодаря току от специального низковольтного источника, имеет температуру поверхности порядка 2000 – 2500 К, при которой электроны вырываются из нити (явление термоэлектронной эмиссии). Эти электроны тут же подхватываются сильнейшим электрическим полем: напряжение между катодом и анодом (он традиционно называется антикатодом), создаваемое специальным высоковольтным источником, может регулироваться в пределах от нескольких киловольт до нескольких сотен киловольт.

Фокусирующий электрод находится в электрическом контакте с нитью накаливания, так что его можно считать частью катода. Его задача – так искривить силовые линии разгоняющего поля, чтобы электроны образовали узкий пучок, несмотря на их кулоновское взаимное отталкивание.

Антикатод-рентгеновские трубки изготавливаются из тяжелых тугоплавких металлов (вольфрам, молибден), торможение электронов сопровождается появлением рентгеновского излучения.

Сила тока в рентгеновской трубке весьма не велика. Она определяется очень скромной «производительностью труда» нити накала: числом электронов, вырывающихся из нее за одну секунду. Так что сила тока в рентгеновских трубках измеряется не в амперах, а в миллиамперах. Но анодное напряжение – громадное, так что электрическая мощность трубки оказывается весьма ощутимой величиной. Оценим порядок этой величины.

Напомним, что электрическая мощность участка цепи равна произведению силы тока I на напряжение, действующее на этом участке: $N = IU$. При напряжении на трубке $U = 100 \text{ кВ} = 10^5 \text{ В}$ и возникшем в ней токе $I = 5 \text{ мА} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ А}$ мощность составит $N = IU = 5 \cdot 10^{-3} \text{ А} \cdot 10^5 \text{ В} = 500 \text{ Вт} = 0,5 \text{ кВт}$.

Таков уровень энергозатрат рентгеновской трубки от источника тока. Во что переходят эти 500 джоулей в секунду? Суммарная мощность потока быстрых электронов на подлете к антикатоде – 500 Вт. Суммарная мощность потока рентгеновских лучей, возникающих при торможении электронов, составляет около 1% от этой величины (то есть 5 Вт), а остальные 99% (495 Вт) – теплота, выделяемая на антикатоде. С такой тепловой нагрузкой может не справиться даже тугоплавкий вольфрам; поэтому рентгеновские трубки часто имеют систему принудительного охлаждения антикатада.

Ситуация с низким КПД рентгеновской аппаратуры не является уникальной. Низок КПД лазеров. Да и в обычной осветительной лампочке накаливания на полезный световой выход приходится около 4% затрачиваемой от сети мощности; остальные 96% - тепловой эффект.

Поток рентгеновского излучения, возникающий в поверхностном слое материала антикатада, направляется на пациента через каналы в защитной свинцовой оболочке, охватывающей рентгеновскую трубку (на схеме не показана). Размеры и геометрия этих каналов определяются спецификой решаемых диагностических или терапевтических задач.

Для лучевой рентгеновской терапии в некоторых случаях требуется жесткое излучение, с энергией рентгеновских квантов до 45 МэВ. Рентгеновское излучение с энергией квантов столь высокого уровня получают на бетатронах.

Бетатрон

Бетатрон – ускоритель электронов. Получаемый в нем поток быстрых электронов направляется на мишень, на которой при их торможении возникает поток жесткого рентгеновского излучения. Но существуют методики воздействия на ткани организма непосредственно быстрыми электронами.

В представлении многих, ускоритель – это технический монстр. К бетатронам это не относится: это компактные и не такие уж дорогостоящие устройства. ~~В СССР они производились серийно.~~ Бетатронами оснащены крупные онкологические центры.

В бетатроне электроны ускоряются на круговой орбите при помощи возрастающего магнитного поля и удерживаются на круговой орбите этим возрастающим магнитным полем.

Объем ускорителя невелик, порядка 1-2 м³, но масса – весьма внушительная. Основной объем и масса приходятся на обмотки электромагнитов и их ферромагнитные сердечники. Разгон электронов происходит в вакуумной тороидальной камере (пустотелый бублик) диаметром порядка 0,5 м. Схема бетатрона приведена на рис. 4.3.

Тороидальная камера бетатрона находится в магнитном поле сильных электромагнитов. Если на ось камеры -выведен пучок электронов и магнитное поле начинает усиливаться (возрастает ток на обмотках), то происходит явление электромагнитной индукции: и во всем объеме камеры возникает вихрь электрического поля $\vec{E}$. На электроны, в какой бы части камеры они ни находились, действует сила $F = eE$, направленная по касательной к оси камеры и разгоняющая их.

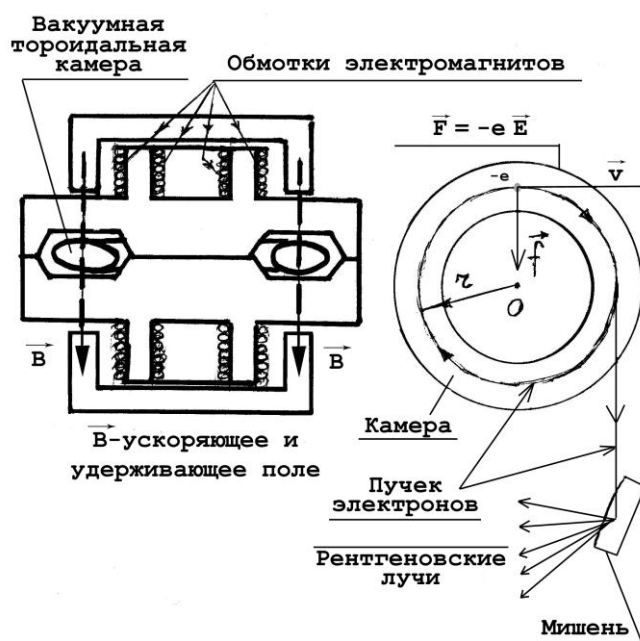


Рис.

Кроме того, на движущиеся в магнитном поле электроны действует сила Лоренца $f = eVB$, направленная в сторону центра O камеры. Эта сила удерживает пучок электронов на оси камеры. По мере роста скорости разгоняемого пучка удерживающая их сила f тоже растет, так что электроны во время всего цикла разгона остаются на неизменной орбите.

Устройства ввода электронов в камеру и вывода разогнавшихся электронов из камеры на мишень на схеме не показаны и обсуждать их не будем.

Рентгеновское излучение возникает при торможении быстрых электронов в материале мишени, подобно тому, как это происходит на антикатоде рентгеновской трубки.

Спектр рентгеновского излучения

Излучение, получаемое в обоих рассмотренных устройствах, возникает при торможении электронов в металлической преграде и называется тормозным рентгеновским излучением. Диаграмма, показывающая, как распределена в этом излучении энергия по различным значениям длин волн λ , называется спектром излучения. Его характер представлен на рис

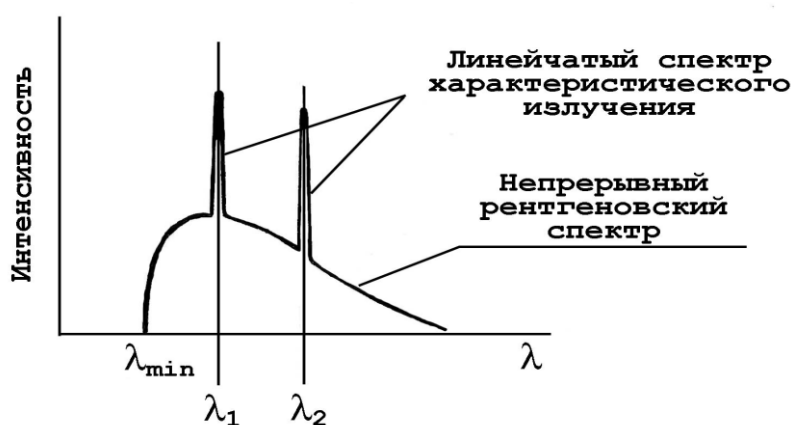


Рис.

Основные особенности такого спектра:

1. Тормозное рентгеновское излучение имеет непрерывный спектр.
2. Этот спектр имеет отчетливую левую границу $\lambda_{\min}$.
3. На фоне непрерывного спектра с помощью приборов с хорошей разрешающей способностью обнаруживаются тонкие линии линейчатого спек-

тра характеристического рентгеновского излучения, шириной порядка 10^{-5} нм.

4. Полная энергия характеристического излучения и полная энергия непрерывного спектра – величины одного порядка.

5. Увеличение анодного напряжения U на рентгеновской трубке приводит к смещению границы непрерывного спектра $\lambda_{\min}$ влево в область коротких волн.

6. Как уже отмечалось, на рентгеновское излучение идет примерно 1% энергозатрат рентгеновской трубки; остальные 99% преобразуются в теплоту.

Природа рентгеновского спектра:

Встав на позиции представлений Нильса Бора о природе линейчатых спектров, объясним факт существования спектра характеристического излучения. Быстрые электроны, проникая в атом на большую глубину, выбивают электроны из слоев К, L, М, ближних к атомному ядру, затрачивая на это необходимую часть своей кинетической энергии. Вакантные места практически тут же занимают электроны более отдаленных орбит или свободные электроны из ближайшего окружения атома, испуская при этом кванты строго определенной частоты, длины волны и энергии. Для значений длины волны λ_1 и λ_2 на рис. 4.4 энергия квантов:

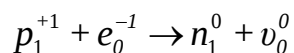
$$E_1 = h\nu_1 = \frac{hc}{\lambda_1}; \quad E_2 = h\nu_2 = \frac{hc}{\lambda_2} \quad (9.6)$$

Мы повторяем здесь рассуждения, предложенные Нильсом Бором для объяснения линейчатых спектров светового излучения атомов. Факт существования рентгеновского характеристического спектра излучения показывает, что в глубине многоэлектронных тяжелых атомов, вблизи

ядер таких атомов, действуют те же принципы и правила, что и во внешних оболочках.

На схеме рис.4 λ_1 – линия характеристического излучения, соответствующая выбиванию электрона, находившегося на К-оболочке, ближней к ядру. Такие электроны, пройдя без взаимодействия через все электронные оболочки (так иногда складывается в этом вероятностном мире); оставившие позади все преграды электронных слоев, – все же вынуждены тормозиться. Всю свою кинетическую энергию eU они отдают квантам с максимально возможной энергией $h \lambda_{\max}$ и, соответственно, с самой короткой волной $\lambda_{\min}$ – граничной для непрерывного спектра.

Возникает вопрос, а чего ради электрону, прошедшему сквозь преграды, вообще тормозиться? Ведь он знает закон Кулона не хуже нас с Вами, и ему, подчиняясь этому закону, следовало бы, наоборот, разгоняться, плюхнуться в ядро, и там соединиться с одним из протонов, по хорошо изученной (на свободных протонах, в ускорителях) схеме:



При этом ядро вольфрама W_{74}^{184} стало бы ядром тантала Ta_{73}^{124} .

Однако что-то в ядре вольфрама устроено так, что наш сценарий неприемлем. Квантовая механика не отменяет ни закон Кулона, ни классические законы электродинамики. Она лишь накладывает ограничения на диапазоны их применимости в условиях атома, молекулы, кристалла. Каждое такое ограничение – выстраданный факт, имеющий серьезнейшее экспериментальное обоснование.

Для быстрого электрона, прошившего все электронные оболочки атома вольфрама и оказавшегося в ближайших окрестностях атомного ядра, таким ограничительным фактом является то, что его проникновение в ядро неприемлемо по обстоятельствам внутриядерной обстановки. Будь

эта обстановка иной, и электрон был бы принят. (Подобные процессы известны с 1937 года. Они называются «электронным захватом»). В случае с ядром вольфрама проникновение электрона в ядро неприемлемо. Как это доводится до сведения электрона, дошедшего почти до самого ядра – дело темное. Но электрон тормозится, отдав в одном эпизоде всю свою энергию кванту максимально жесткому: $h\nu_{max} = h\frac{c}{\lambda_{min}} = eU$, отсюда

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eU}$$

Здесь c – скорость света в вакууме.

Формула объясняет пятое свойство спектра рентгеновского излучения в предыдущем разделе.

Проследим, как выглядит уход из атома быстрого электрона, потерявшего при торможении всю свою энергию.

При скорости тормозящегося электрона $V = 0$ длина волны де-Бройля, характеризующая волновые свойства частицы ($\lambda = h/mV$), становится все больше, и на какой-то стадии торможения длина волны де-Бройля становится больше поперечника атома. Это значит, что вероятность обнаружения электрона внутри атома уменьшается, а вероятность найти его вне атома, наоборот, растет. При скорости электрона $V = 0$ вероятность его пребывания в атоме становится равной нулю. Вот так: электрон как бы плавно исчезает в одном месте и появляется в другом. Описание, как он, уходя, уворачивался от орбитальных электронов, не потребовалось.

Наличие непрерывной компоненты спектра и большой тепловой эффект, имеющий место при торможении электронов, объясняется громдным числом способов, которыми быстрый электрон может по частям растерять свою кинетическую энергию при взаимодействиях с верхними и

средними электронными слоями многоэлектронных атомов. В частности, взаимодействие с внешними слабосвязанными слоями дает световое излучение, а как распространяется свет в металлах, известно: никак не распространяется; тут же превращается в теплоту.

Взаимодействие рентгеновского и гамма-излучения с веществом.

Только рентгеновские кванты очень низкой энергии $h\nu$ могут прекратить свое существование (быть поглощенными) в одном эпизоде, отдав свою энергию электрону одного атома. Гораздо чаще происходит многоступенчатая процедура, при которой рентгеновский квант уменьшает свою энергию частями, отдавая их множеству атомов, и производя их ионизацию.

Когда такая ионизация случается в металлах, выбитым при ионизации электронам тут же находится замена из многочисленных свободных электронов, и инцидент, как говорится, тут же исчерпан. Совсем другое дело, когда ионизация происходит в телах, имеющих молекулярную структуру; в особенности, в биологических тканях и средах. Здесь ионизация – это факт серьезных повреждений этой структуры, способный иметь серьезные химические, биохимические, генетические последствия.

Чем больше энергия квантов рентгеновского излучения, тем длиннее их пробег в веществе до полной потери энергии; тем глубже такое излучение проникает в вещество; тем труднее защита от него.

У рентгенологов, радиологов имеет хождение термин жесткость рентгеновского или гамма-излучения. Жестким называют излучение, проникающее на большую глубину. Наоборот, излучение с низкой энергией квантов называют мягким. Полезно иметь в виду, что жесткость – это психофизическая характеристика, соответствующая нашим ощущениям угрозы. Подобно яркости в оптике или высоте тона в акустике, жесткость

не может быть измерена. Приборов типа «рентгеновский жесткомер» нет и не будет.

Ослабление рентгеновского излучения в веществе описывается законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

~~Здесь-здесь~~ I – интенсивность излучения, прошедшего слой вещества толщиной x ; I_0 – интенсивность излучения при $x = 0$, т.е. на входе в преграду; μ – коэффициент линейного ослабления излучения. Он сложным образом зависит как от свойств вещества, так и от свойств излучения.

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}; \quad \mu = \frac{\ln 2}{d_{1/2}}, \text{ где } d_{1/2} - \text{слой половинного ослабления, т.е.}$$

ослабления в два раза.

Если такая кривая получена по экспериментальным данным, то определив по графику толщину слоя половинного ослабления, можно вычислить коэффициент линейного ослабления μ .

Любая толщина преграды ослабляет излучение в какое-то количество раз, но не до гарантированного нуля.

Наряду с линейным коэффициентом ослабления μ , применяется также массовый коэффициент ослабления $\mu = \frac{\mu}{\rho}$, где ρ – плотность вещества-поглотителя. Величина μ имеет размерность $\text{м}^2/\text{кг}$, а закон ослабления (4.7) принимает вид:

$$I = I_0 e^{-\mu \rho x}$$

Закон Бугера применяется в виде, например, в тех случаях, когда преграда представляет собой слоистую структуру из различных материалов.

Ниже рассматриваются различные виды взаимодействия рентгеновского излучения с веществом. Они действуют совместно, но значимость

каждого из них, по мере протекания многоступенчатых процессов поглощения энергии квантов, меняется.

Когерентное рассеяние.

Когерентное рассеяние характерно для мягкого рентгеновского излучения, у которого энергия квантов меньше, чем энергия ионизации атомов поглощающей среды: $h\nu < A_{\text{и}}$. Такой квант переводит атом в возбужденное состояние (один из электронов переходит на одну из более удаленных от ядра орбит), но примерно через $\Delta t = 10^{-8}$ с атом возвращается в обычное состояние, излучив вторичный рентгеновский квант.

Рассеянные кванты $h\nu'$ ослабляют первичный поток квантов $h\nu$ лишь фактом своего ухода из потока. Но уйдя из основного потока, они могут создать проблемы, например, для обслуживающего персонала: энергия ионизации атомов, из которых состоит этот персонал, может оказаться ниже, чем у атомов в преграде, и рассеянное излучение окажется ионизирующим.

Фотопоглощение.

Фотопоглощение, или фотоэффект – является главным процессом поглощения квантов с относительно низкой энергией $h\nu$, но достаточной для ионизации. Фотопоглощение является основным процессом поглощения энергии рентгеновского излучения при энергии квантов до примерно 200 кэВ (0,2 МэВ). Именно фотопоглощение знаменует конец приключений квантов с высокой энергией в ходе их многоступенчатого взаимодействия с веществом.

При фотопоглощении квант с энергией $h\nu$, превосходящей энергию связи К-электрона в атоме $E_{\text{к}}$, выбивает его и сообщает ему кинетическую энергию $E_{\text{кин}}$:

$$h\nu = E_{\text{к}} + E_{\text{кин}}$$

Вакантное место выбитого К-электрона заполняется одним из внешних электронов, что сопровождается высвечиванием одного или нескольких квантов характеристического излучения. В итоге, вместо первичного кванта $h\nu$ мы получаем кванты характеристического излучения и свободный электрон.

Эффект Комптона.

Эффект Комптона – это явление рассеяния квантов электромагнитного излучения на свободных электронах.

Комптон в 1923 году установил экспериментально, что при рассеянии рентгеновских лучей наблюдается увеличение их длины волны (и, стало быть, уменьшение частоты ν). Наблюдавшиеся изменения длины волны излучения при рассеянии на разные углы ϕ объяснить с чисто волновых позиций оказалось невозможным.

Своеобразие ситуации в связи с комптоновским рассеянием состоит в следующем. С одной стороны, речь идет об электромагнитном излучении и, следовательно, о волновом процессе. С другой стороны, «минимальная порция» этого процесса – квант с энергией $h\nu$ – ведет себя как частица. Правда, частица весьма необычная: он может иметь только скорость $c = 3 \cdot 10^8$ м/с (скорость света в вакууме) и никакую другую. Формула Эйнштейна $E = mc^2$ дает основание приписать кванту значение массы $m = \frac{h\nu}{c^2}$. Тогда импульс кванта – произведение массы на скорость – получает следующее выражение

$$p = mc = \frac{h\nu}{c}$$

Если признать равноправными партнерами «обычный электрон» с массой m_e , импульсом $P = m_e V$ и энергией $E = m_e V^2/2$, с одной стороны, и квант с импульсом $P = h\nu/c$ и энергией $E = h\nu$, то задача об их упругом

столкновении и о последствиях этого столкновения для их обоих – это задача школьного уровня сложности, на совместное применение законов сохранения энергии и импульса.

Схема взаимодействия «квант – свободный электрон»

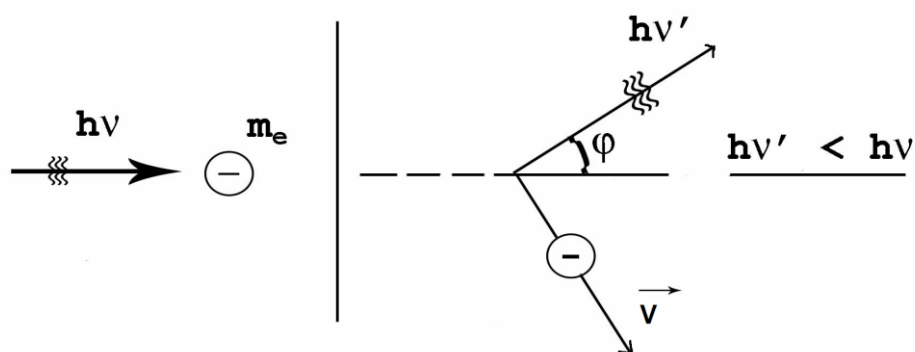


Рис.

Результаты взаимодействия таковы:

1. Энергия вторичного кванта $h\nu'$ меньше, чем энергия первичного кванта $h\nu$, на величину кинетической энергии $m_e V^2/2$, обретенной электроном.
2. Первичный квант $h\nu$ не может полностью передать свою энергию электрону и исчезнуть. Следовательно, при комптоновском рассеянии квант постепенно теряет свою энергию, блуждая в толще вещества от электрона к электрону и меняя направление при каждом очередном взаимодействии. Эти блуждания охватывают большие толщи вещества.

1. Количество актов рассеяния квантов до того, как он станет низкоэнергетическим, может исчисляться десятками. Траектория блуждающего кванта – это непредсказуемая ломаная линия, каждый угол которой – очередное взаимодействие с электроном. Рано или поздно квант настолько растеряет энергию, что для него наиболее вероятным взаимодействием станет фотопоглощение; на том дело и кончится.

2. Для мягкого рентгеновского излучения свободными электронами являются электроны внешних оболочек атомов. Но чем больше энергия квантов, тем глубже тот слой электронов, которые он с легкостью делает свободными, затратив на это пустяковую часть своей энергии.

3. Фактически каждый акт многоступенчатого комптоновского рассеяния – это отрыв «свободного» электрона, т.е. ионизация атома или молекулы, и плюс к тому – сообщение оторванному электрону энергии, достаточной, чтобы он стал ионизирующей частицей. Так что ионизирующий эффект комптоновского рассеяния весьма велик.

Образование пар.

При энергии рентгеновских и гамма-квантов $h\nu = 1$ МэВ, может происходить еще один процесс взаимодействия электромагнитного излучения с веществом – процесс образования электронно-позитронных пар:

$$h\nu \rightarrow e_0^{-1} + e_0^{+1}$$

Позитрон e_0^{+1} - античастица по отношению к электрону e_0^{-1} - был предсказан Полем Дираком в 1931 году. В актах обсуждаемого взаимодействия проявляет себя как частица, имеющая такую же массу, как и электрон, но положительный заряд.

В конце раздела 1 мы обсуждали возможность представлять массу в энергетических единицах, и в качестве примера упоминалась масса электрона $m_e = 0,511$ МэВ. Такова же и масса позитрона. Следовательно, превращение (9.12) можно обсуждать как абстрактную возможность, если выполнено пороговое условие:

$$h\nu = 0,511 + 0,511 = 1,022 \text{ МэВ.}$$

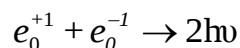
Оказалось, что эта возможность реализуется.

Превращение происходит, если квант с энергией $h\nu = 1,022$ МэВ оказывается в поле атомного ядра, т.е. можно сказать, при столкновении кванта с ядром. ~~Ядро атома очередной раз демонстрирует свое неприятие «варягов».~~ Если квант имел энергию сверх порогового значения, она реализуется как кинетическая энергия электрона и позитрона, поделенная между ними поровну.

При энергиях квантов $h\nu = 1$ МэВ, по мере роста энергии растет и вероятность преобразований. Процесс образования пар становится преобладающим, потеснив, но не исключая процесс комптоновского рассеяния.

Проследим поглощение энергии через процесс образования пар. Пусть квант с энергией $h\nu = 5$ МэВ, столкнувшись с ядром одного из атомов, прекратил свое существование, но «дал жизнь» электрону и позитрону. На их образование израсходован, округленно, 1 МэВ энергии. Значит, кинетическая энергия каждого из этой парочки – около 2 МэВ, т.е. родились быстрый электрон и быстрый позитрон.

Быстрый электрон будет тормозиться, становясь источником рентгеновского излучения, которое, взаимодействуя с веществом по всем ранее рассмотренным вариантам, будет осуществлять его ионизацию. Быстрый позитрон будет вести себя точно так же, но как только растеряет свою кинетическую энергию, произойдет катастрофа – его аннигиляция с одним из медленных свободных электронов:



Образуются два $h\nu$ -кванта с энергией по 0,511 МэВ, имеющие строго противоположные направления. Эти кванты будут уменьшать свою энергию в серии актов комптоновского рассеяния, и закончат свое существование фотопоглощением.

Защита от рентгеновского излучения.

Для мягкого излучения ($h\nu$ до 150 кэВ) процесс фотопоглощения квантов является преобладающим по вероятности его протекания. Комптоновское рассеяние происходит, но его роль – второстепенная.

В диапазоне энергий 0,2 – 2 МэВ доминирующим механизмом поглощения энергии излучения является комптоновское рассеяние.

При энергиях $h\nu=2$ МэВ преобладающим по вероятности становится процесс образования пар. Комптоновское рассеяние перестает быть основным.

Как уже отмечалось, ионизирующее действие излучений существенно в биологическом аспекте, но не имеет значения для материалов, выполняющих функции защиты.

Значения коэффициента линейного ослабления для различных материалов и для различных значений энергии квантов подробно изучались экспериментально. Эти массивы данных мы обсуждать не будем. Отметим лишь, что во всех диапазонах энергии хорошо работают многоэлектронные атомы, т.е. хороши вещества с большим зарядом ядра Z . Оптимальным по соотношению «цена – качество» оказался свинец Pb_{82}^{207} . В области энергий слабого излучения свинец хорош, как и все металлы: имеет много свободных и слабо связанных с ядром электронов, что способствует высокой вероятности фотопоглощения. В диапазоне энергий, где преобладающим по значимости является комптоновское рассеяние, свинец хорош тем, что у него велико общее число электронов. Наконец, в области высоких и сверхвысоких энергий $h\nu$ свинец хорош тем, что у него велик заряд ядра Z : вероятность процесса образования пар пропорциональна Z^4 .

У свинца как защитного материала есть все же недостаток: это мягкий металл, его прочностные свойства ниже всякой критики. Однако это никак не сказывается при решении вопросов защиты при работе обычной рентгеновской и радиоизотопной аппаратуры.

Интересное применение нашлось для многоэлектронного металла – бария Ba_{56}^{137} . Его соединения используются как компонент «бариевой каши», которой кормят пациентов перед рентгеновским обследованием желудка.

Регистрация ионизирующих излучений.

Два способа обнаружения и регистрации ионизирующих излучений всех видов нашли применение сразу же при открытии рентгеновского излучения и явления радиоактивности. Это – люминесцентные экраны и фотоматериалы.

Оба эти способа применяются и поныне, дополняя друг друга. Например, при рентгеновском просвечивании грудной клетки теневая картина прохождения лучей сквозь тело пациента, наблюдаемая на люминесцентном экране непрерывно, может быть необходима для правильного составления обломков костей. Если же необходим фотодокумент, место экрана занимает кассета с фотопленкой большого формата.

Однако фотоматериалы дороги. При массовых обследованиях населения по поводу легочных заболеваний применяется флюорография: картина на люминесцентном экране фотографируется на фотопленку с обычным форматом фотокадра 24 - 36 мм с помощью фотоаппарата. Такой кадр можно после проявки проецировать на экран или изучать другими оптическими приемами. Но часть диагностической информации при таком «сжатии» до формата обычного фотокадра неизбежно теряется.

Прибор-ветеран, изобретенный в начале 20 века и применяемый поныне – счетчик Гейгера. *Вот его схема:*

Отформатировано: По ширине, интервал
После: 0 пт

Отформатировано: Шрифт: 15 пт, не
курсив

Отформатировано: Шрифт: 15 пт, не
курсив

Отформатировано: Шрифт: 15 пт, не
курсив

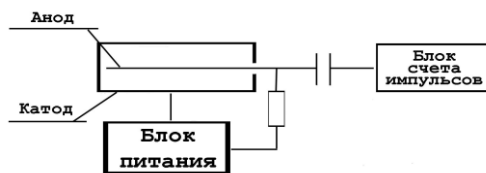


Рис.

Особенность счетчика Гейгера состоит в том, что если ионизирующее излучение оставляет в нем хотя бы один вторичный электрон, вызвавшая его появление частица будет зарегистрирована. Дело в том, что в пространстве между катодом и анодом создано сильное электрическое поле ($U = 1000 \text{ В}$), особо неоднородное вблизи нити анода. Даже единичный свободный электрон в таком поле становится инициатором целой лавины из электронов и ионов, возникающих на его пути. Такие возникающие и исчезающие лавины воспринимаются блоком счета как импульсы, которые этот блок и подсчитывает.

Что касается квантов рентгеновского или γ -излучения, то далеко не каждый из них оставит свой след в таком приборе. Доля квантов, оставивших след в счетчике Гейгера, очень сильно зависит от энергии квантов. Может оказаться, что счетчик регистрирует лишь один квант из ста.

Эффективностью детектора называется процентная доля частиц, им регистрируемых. Счетчик Гейгера, с его тонкими стенками и газообразным наполнением, имеет для рентгеновского и γ -излучения низкую эффективность.

Гораздо выше эффективность регистрации электромагнитных ионизирующих излучений в сцинтилляционных датчиках. В них рабочим телом является крупный прозрачный цилиндр, изготовленный из специально «выращиваемых» монокристаллов. Например, широко применяются кристаллы NaI, активированные таллием Tl . Объем такого «рабочего тела»

в устройствах различного назначения – от нескольких см^3 до сотен см^3 , и даже более.

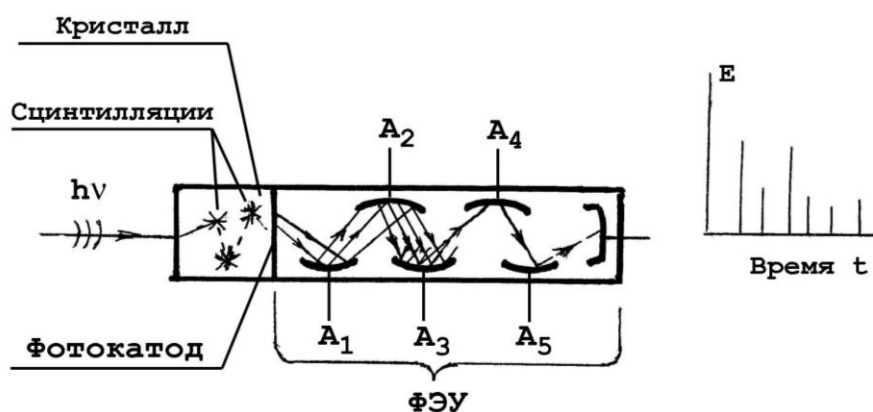


Схема сцинтилляционного датчика:

Рис.

Квант, претерпевая в объеме кристалла многоступенчатое рассеяние, выбивает электроны на всех изломах своей причудливой траектории. Выбитые электроны, тормозясь, возбуждают атомы кристалла, и на пути кванта остается цепочка световых вспышек. Примесные атомы таллия делают эти вспышки более яркими.

В контакте с кристаллом находится электронный прибор, который называется фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Фотокаатод этого устройства представляет собой тонкий слой металла щелочной группы, напыленный изнутри стеклянного корпуса. Сцинтилляции в кристалле вызывают вырывание электронов из фотокаатода (внешний фотоэффект). Эти электроны подхватываются электрическим полем и движутся в системе электродов, в очередности $A_1 - A_2 - \dots - A_n$. Общее анодное напряжение поделено между этими электродами ступенями примерно в 100 В. Любой электрон, достигнув в ускоряющем поле электрода A_1 , выбивает из него один или несколько электронов (вторичная электронная эмиссия); и это

происходит на всех промежуточных электродах; так что на электрод A_n приходит целая толпа электронов, численность которой прямо пропорциональна числу фотоэлектронов. ФЭУ выступает в роли «усилителя количества» электронов, с коэффициентом усиления K , который определяется режимом настройки прибора.

Цепочка событий, происходящих при регистрации каждого кванта, такова:

1. Чем больше энергия кванта, тем больше суммарная яркость вспышек (сцинтилляций) в объеме кристалла.
2. Чем больше суммарная яркость вспышек, тем больше число фотоэлектронов.
3. Чем больше фотоэлектронов, тем больше амплитуда электрического импульса на выходе ФЭУ.

Таким образом, сцинтилляционный детектор обеспечивает возможность не только фиксировать кванты, но и измерять их энергию. Справа на рис.9.7 – нерегулярная последовательность импульсов различной амплитуды на выходе ФЭУ. Рассортировать такие импульсы в столбики по значениям амплитуд, пересчитать и представить в виде гистограммы, характеризующей спектр исследуемого излучения – это уже задача электроники.

Изучение спектра потока излучения актуально не только для физики, но и для медицины: врач должен знать, какое излучение он будет направлять на пациента.

В тех случаях, когда данные о составе и энергетическом спектре излучений известны, и необходимо регистрировать только интенсивность потока излучения, применяются простые и надежные приборы – ионизационные камеры.

Детектором, реагирующим на излучение, в ионизационных камерах является стеклянный корпус, в котором помещены два электрода. Пространство между электродами заполнено газовой смесью. В целом, это электрический конденсатор. Напряжение между электродами сравнительно невелико, так что между обкладками этого конденсатора происходит несамостоятельный разряд: ток протекает только при наличии ионизатора; сила тока пропорциональна «производительности» ионизатора, т.е. интенсивности исследуемого потока излучения.

Индивидуальные средства дозиметрического контроля – это простые и дешевые устройства двух видов. В одном из них поглощенная доза оценивается по степени засветки фотопленки, помещенной в носимую кассету. Другой тип устройства - заряженный конденсатор, который постепенно разряжается благодаря потокам ионизирующей радиации (в том числе и естественной, связанной с радиоактивным фоном Земли).

Индивидуальные дозиметры конденсаторного типа широко применяются японцами: национальная память сохраняет печальный опыт Хиросимы и Нагасаки.

24. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СЧЕТЧИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

РАДИОАКТИВНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ СВОЙСТВА

Радиоактивные распады ядер неустойчивых изотопов химических элементов принято определять по виду создаваемых ими излучений. К основным видам радиоактивного распада относятся альфа-распад и бета-распад.

Альфа-распад сопровождается вылетом из ядра альфа-частицы, представляющей собой быстролетающее ядро изотопа гелия $\text{He}(A=4, Z=2)$. Радиоактивные вещества, обладающие альфа-распадом, принято называть альфа-активными веществами.

Бета-распад сопровождается вылетом из ядра бета-частицы, представляющей собой электрон или позитрон.

Позитроны — элементарные частицы, обладающие массой электрона и имеющие положительный заряд, по абсолютной величине равный заряду электрона. Вещества, создающие бета-излучение, принято называть бета- активными.

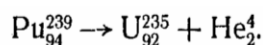
В большинстве случаев после вылета бета- или альфа-частицы ядро нового атома остается в возбужденном состоянии, иначе говоря, оно обладает избытком энергии. Избыточная энергия возбужденного ядра излучается в виде кванта (порции) электромагнитной энергии, получившей название гамма- кванта.

Радиоактивные изотопы, у которых бета-распад сопровождается излучением гамма- квантов, принято называть бета-, гамма- активными.

Альфа-излучение. Альфа- активные изотопы относятся к тяжелым элементам с порядковым номером больше атомного номера свинца ($Z > 82$). Неустойчивость ядер таких элементов может быть объяснена чрезмерно большим числом протонов в ядре, взаимное электростатическое отталкивание между которыми ослабляет действие особых ядерных сил притяжения между протонами и нейтронами, обуславливающих прочность ядра.

При испускании альфа-частицы исходный атом превращается в новый атом с уменьшенным на 2 единицы зарядом (Z) и на 4 единицы Рис. 1
График распада массовым числом (A). Так, например, атомы изотопа плутония-239 альфа- активного изотопа- путем альфа - распада превращаются в атомы изотопа урана-235. плутония-239 (Pu)

Схему распада можно представить символами элементов следующим образом:



Распад радиоактивных ядер удобно изображать также графиком (рис.1), в котором каждому энергетическому состоянию ядра (исходного и вновь образованного) соответствует горизонтальная линия, а переход из одного энергетического состояния в другое (т. е. распад) изображается в виде стрелки.



Рис. 2 Зависимость плотности ионизации воздуха альфа-частицей с начальной энергией $E_\alpha = 7 \text{ Мэв}$ от пройденного пути

Направление стрелки соответствует направлению изменения порядкового номера изотопа (Z) при распаде. При альфа- распаде порядковый номер элемента уменьшается на 2, поэтому стрелка на рис. 1 имеет направление влево.

На таком графике указываются обычно энергия частиц, излучаемых при распаде, и другие данные, характеризующие свойства изотопов.

Альфа-частицы, испускаемые ядрами одного изотопа, имеют равные энергии. Большинство альфа-активных изотопов излучает частицы с начальными энергиями в пределах от 4 до 8 Мэв, что соответствует начальной скорости их движения порядка 10^9 — $2 \cdot 10^9$ см/сек (скорость распространения света составляет $3 \cdot 10^{10}$ см/сек). Проходя через вещество, альфа-частицы, обладающие относительно большим электрическим зарядом ($Z=2$), эффективно взаимодействуют с электронами, вызывая иониза-

цию и возбуждение атомов и молекул среды. Хотя в каждом акте взаимодействия с электронами расходуется лишь небольшая доля начальной энергии альфа-частиц, однако большое число актов взаимодействия на единице пути пробега обуславливает быстрое замедление альфа-частицы и сравнительно короткий путь пробега. Таким образом, альфа-излучение, т. е. поток альфа-частиц, обладает высокой ионизирующей и малой проникающей способностью.

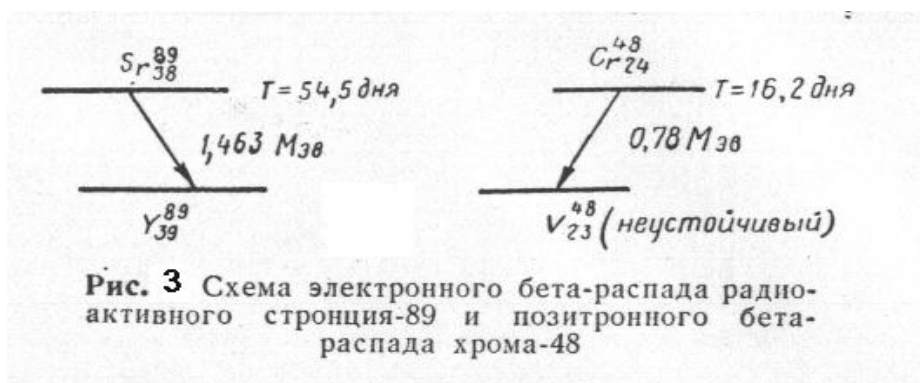
Ионизирующая способность радиоактивных излучений характеризуется плотностью ионизации, т. е. числом пар ионов, создаваемым на 1 см пути в поглощающей среде. Плотность ионизации зависит от энергий альфа-частицы и свойств среды. На рис. 2 приведена зависимость плотности ионизации, создаваемой альфа-частицей с начальной энергией $E = 7$ Мэв в воздухе, от пройденного пути. На протяжении большей части пути плотность ионизации практически постоянна, однако в конце его, когда энергия частицы и скорость ее движения уменьшаются, ионизирующая способность увеличивается. Средняя плотность ионизации воздуха альфа-частицей имеет величину 30000 пар ионов на 1 см пути.

Общее число пар ионов, создаваемых альфа-частицей до полной ее остановки, зависит от начальной энергии частицы и средней работы, затрачиваемой на образование одной пары ионов. Так, например, при средней работе образования одной пары ионов в воздухе, равной приблизительно 33 эВ, альфа-частица с начальной энергией $E = 5$ Мэв $= 5\,000\,000$ эВ создаст в воздухе $(5\,000\,000/33)=150\,000$ пар ионов и будет иметь длину пробега порядка $(150\,000/30\,000)=5$ см.

С увеличением плотности среды увеличивается число атомов и электронов в единице объема, поэтому плотность ионизации альфа-частицей возрастает, а длина пробега частиц уменьшается. Так, в алюминии альфа-частицы с энергией 7 Мэв имеют длину пробега порядка 0,0041 мм (4,1

микрона). Обычная тонкая бумага полностью поглощает альфа-частицы естественных альфа-активных изотопов.

Бета-излучение. Источниками бета-излучения является подавляющее большинство радиоактивных изотопов. Образование бета-частицы при радиоактивном распаде происходит за счет превращения одного из нейтронов ядра в протон (электронный бета-распад) или протона в нейтрон (позитронный бета-распад). При бета-распаде массовое число атома (A) не изменяется, так как общее число нуклонов (т. е. протонов и нейтронов) остается в ядре неизменным; заряд ядра увеличивается на единицу при электронном распаде и уменьшается на единицу при позитронном распаде. Примеры электронного и позитронного бета-распадов приведены на рис. 3.



Характерным для бета-распада является то, что ядра одного и того же радиоактивного изотопа испускают бета-частицы с различными начальными энергиями. Наибольшее значение начальной энергии бета-частиц для каждого радиоактивного изотопа имеет строго определенную величину и называется максимальной энергией бета-излучения ($E_{\beta \text{ max}}$). У большинства радиоактивных изотопов максимальная энергия бета-излучения имеет величину в пределах от нескольких десятков килоэлектронвольт до 3 Мэв.

Бета-излучение с максимальной энергией меньше 0,5 МэВ условно считается «мягким»; чем больше энергия, тем более «жестким» считается излучение.

Типовое распределение частиц по энергиям для бета-излучения (энергетический спектр) приведено на рис. 4. Средняя энергия бета-частиц обычно составляет $\frac{1}{3}$ максимальной. Прохождение бета-частиц через вещество сопровождается их взаимодействием с электронами оболочек атома и ядрами. Это взаимодействие, так же как и у альфа-частиц, имеет электрическую природу, а сопровождается, в зависимости от переданной энергии, либо ионизацией молекул и атомов среды, либо их возбуждением. Общее число пар ионов, которое создается одной бета-частицей в облучаемой среде, определяется ее начальной энергией и средней работой, затрачиваемой на образование пары ионов в облучаемой среде (33 эВ для воздуха). Чем больше начальная энергия бета-частиц, тем большее число, пар ионов она образует на всем своем пути пролета в облучаемой среде.

Бета-частицы обладают значительно меньшей по сравнению с альфа-частицей ионизирующей способностью; средняя плотность ионизации бета-частиц в воздухе составляет около 100 пар ионов на 1 см пути. Меньшая ионизирующая способность бета-частицы объясняется меньшей величиной ее электрического заряда и значительно большими скоростями движения. Так же как и для альфа-частиц, плотность ионизации бета-частицами возрастает с уменьшением их скорости, т. е. к концу пролета бета-частиц.

Имея малую массу, бета-частицы значительно изменяют направление своего движения при случайном попадании в поле действия электрических сил ядра. Поэтому траектория движения бета-частиц в облучаемой среде представляет ломаную линию, а длина пробега бета-частиц по направлению первоначального движения значительно меньше истинного

ее пути. При прохождении бета-излучения через слой вещества число бета-частиц постепенно уменьшается (рис.5). Последнее объясняется тем, что длина пробега бета-частицы в среде зависит от ее начальной энергии, а бета-излучение содержит частицы с широким спектром начальных энергий от близких к нулевой до $E_{\beta \max}$.

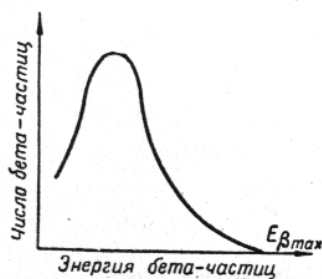


Рис. 4 Энергетический спектр бета-излучения



Рис. 5 Ослабление потока бета-частиц в веществе

Максимальный пробег бета-частиц в среде $R_{\max}$ определяется глубиной проникновения в нее бета-частиц с максимальной начальной энергией. Величина максимального пробега бета-частиц различных изотопов различна и может быть рассчитана по формулам;

$$R_{\max} = \frac{0,542 E_{\beta \max} - 0,133}{\rho} \quad \text{для } E_{\beta \max} > 0,8 \text{ Мэв};$$

$$R_{\max} = \frac{0,407 E_{\beta \max}^{1,38}}{\rho} \quad \text{для } E_{\beta \max} < 0,8 \text{ Мэв},$$

где $E_{\beta \max}$ - максимальная энергия бета- излучения изотопов в Мэв;

ρ - плотность поглощающей среды в г/см³;

$R_{\max}$ - максимальная длина пробега в см.

Так, например, в воздухе ($\rho = 0,00129$ г/см³) бета- излучение с $E_{\beta \max} = 1$ Мэв имеет максимальный пробег порядка 3 м, а с энергией 3 Мэв— 11,5 м. в алюминии ($\rho = 2,7$ г/см³) при тех же максимальных энерги-

ях бета-излучения максимальный пробег примерно в 2000 раз меньше и составляет 1,6 и 5,5 м соответственно.

Приведенный пример показывает, что проникающая способность бета-частиц значительно больше проникающей способности альфа-частиц. Однако по абсолютному значению она невелика, поэтому защита от бета-излучения относительно проста. Необходимый для защиты слой вещества можно определить по приведенным выше формулам.

Отличительной особенностью позитронного бета-излучения является короткий промежуток существования позитрона. В конце своего пробега замедленный позитрон при взаимодействии с одним из электронов среды преобразуется в два гамма-кванта с энергией 0,51 МэВ каждый. Такое преобразование массы частиц в электромагнитную энергию называется реакцией аннигиляции; оно доказывает единство материи и энергии.

Таким образом, позитронный бета-распад всегда приводит к появлению гамма-излучения.

Гамма-излучение. Гамма-излучение представляет собой поток квантов электромагнитной энергии, испускаемых возбужденными ядрами радиоактивных элементов после бета- или альфа-распада.

Примеры схем радиоактивного распада ядер, сопровождающихся излучением гамма-квантов, приведены на рис. 6

Каждый радиоактивный изотоп излучает гамма-кванты определенной энергии и в определенном количественном отношении к общему числу распадов. Так, радиоактивный кобальт-60 создает два гамма-кванта при каждом бета-распаде ядра, а у радиоактивного радия-226 излучение гамма-кванта наблюдается примерно в шести случаях из 100 распадающихся атомов.

По своей природе и свойствам гамма-излучение не отличается от рентгеновского. Обычно под термином рентгеновских лучей подразуме-

вают излучения, создаваемые электронной оболочкой атома при его переходе из возбужденного состояния в нормальное или в результате торможения быстрых электронов, попадающих в поле действия электрических сил ядра (тормозное рентгеновское излучение); в отличие от этого гамма-кванты являются излучениями возбужденного ядра.

Энергия гамма-квантов, излучаемых различными радиоактивными изотопами, лежит в пределах от сотых долей до нескольких мегаэлектрон-вольт.

Гамма-излучение в окружающем пространстве распространяется со скоростью света ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек) и обладает высокой проникающей способностью.

Отсутствие массы покоя и электрического заряда у квантов гамма-излучения обуславливает особенности характера взаимодействия их с веществом.

К основным видам взаимодействия гамма-квантов с веществом относятся: фотоэлектрическое поглощение гамма-квантов, комптоновский эффект (или рассеяние гамма-квантов) и образование электронно-позитронных пар. Условное схематическое изображение видов взаимодействия гамма-кванта с атомом и его электронами приведено на рис. 7.

При фотоэлектрическом поглощении гамма-квант полностью поглощается атомом вещества, в результате чего из атома вылетает электрон. Энергия гамма-кванта при этом расходуется: небольшая часть — на отрыв электрона с его оболочки, а остальная часть — на сообщение ему начальной скорости.

Вырванный электрон (фотоэлектрон) движется под некоторым углом к первоначальному направлению движения гамма-кванта и, подобно бета-частице, ионизирует атомы и молекулы окружающей среды.

Фотоэффект является преобладающим видом взаимодействия гамма-излучения с веществом при малой энергии квантов— меньше 0,1—0,5 Мэв. Нижняя граница соответствует средам с малым порядковым номером образующих элементов (воздух, ткани живых организмов, пластмассы и т. д.), верхняя — для веществ с большим порядковым номером элементов (железо, свинец и т. д.).

При комптоновском эффекте гамма-квант, взаимодействуя с электроном атома, передает ему только часть энергии; при этом квант с уменьшенной энергией отклоняется от первоначального направления движения (рассеивается). Чем больше энергии передается электрону, тем больше отклоняется от первоначального направления (рассеивается) квант.

Рассеяние гамма-квантов происходит многократно и в конце концов заканчивается фотоэлектрическим поглощением.

Поток рассеянных гамма-квантов образует так называемое рассеянное излучение, которое не имеет резко выраженной направленности распространения, свойственной гамма-излучению. Электрон при комптоновском эффекте, названный комптоновским, вылетает из атома также под некоторым углом к первоначальному движению гамма-кванта и расходует свою энергию на ионизацию и возбуждение молекул окружающей среды. Таким образом, особенностью комптоновского эффекта является наличие двух процессов: поглощение энергии гамма-излучения путем передачи ее электронам и рассеяние гамма-квантов.

Комптоновский эффект является преобладающим видом взаимодействия для широкого диапазона средних энергий гамма-квантов: для воздуха в диапазоне энергий от 0,1 до 20 Мэв; для свинца примерно от 0,5 до 5 Мэв.

Эффект образования электронно-позитронных пар наблюдается при попадании гамма-квантов с энергией больше 1,02 Мэв в сильное электрическое поле ядра атома вещества. В результате такого взаимодействия энергия гамма-кванта расходуется на образование массы электрона и позитрона (по 0,51 Мэв), а также на сообщение им начальной скорости движения.

При движении в среде электрон и позитрон расходуют свою кинетическую энергию на ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды; когда позитрон уменьшит скорость своего движения, он взаимодействует с одним из свободных электронов среды, в результате чего образуются два гамма-кванта.

Эффект образования пар играет существенную роль в поглощении энергии гамма-излучения в веществах с большим порядковым номером образующих элементов и при большой энергии гамма-квантов.

Перечисленные виды взаимодействия обуславливают постепенное ослабление интенсивности гамма-излучения по мере увеличения толщины слоя вещества. Интенсивностью гамма-излучения называется энергия, которая переносится в единицу времени (обычно в секунду) потоком гамма-квантов, проходящим через 1 см поверхности, расположенной перпендикулярно к направлению их движения. Если гамма-излучение содержит гамма-кванты с одинаковой энергией, то оно называется монохроматическим. Интенсивность монохроматического гамма-излучения I равна произведению энергии гамма-квантов E на их число, проходящее через 1 см поверхности в секунду, n :

$$I_{\gamma} = nE_{\gamma}.$$

Ослабление параллельного пучка гамма-излучения происходит по экспоненциальному закону, графически изображенному на рис. 8, и может быть выражено следующими формулами:

$$I_{\gamma} = I_{0\gamma} e^{-\mu d} \text{ или } I_{\gamma} = I_{0\gamma} \frac{1}{2^{d/d_{1/2}}},$$

где I_0 — интенсивность гамма-излучения при входе в поглощающую среду;

I — интенсивность гамма-излучения после прохождения слоя толщиной d см;

d — слой половинного ослабления, т. е. толщина слоя данного материала, обеспечивающая ослабление интенсивности узкого пучка гамма-излучения в два раза;

μ — линейный коэффициент ослабления гамма-излучения, показывающий, какая доля гамма-квантов из общего их числа будет иметь акты взаимодействия на пути в 1 см.

Линейный коэффициент и слой половинного ослабления d связаны между собой соотношением

$$d_{1/2} = \frac{0,693}{\mu}.$$

Ослабление интенсивности гамма-излучения обусловлено всеми тремя видами взаимодействия гамма-квантов со средой. Поэтому величина μ складывается из коэффициента поглощения за счет фотоэффекта (τ), коэффициента поглощения за счет образования пар (χ) и коэффициента комптоновского ослабления (σ), который в свою очередь целесообразно разбить на коэффициент поглощения (σ_a) и коэффициент рассеяния (σ_s);

$$\mu = \tau + \sigma_a + \chi + \sigma_s.$$

Сумму первых трех слагающих в этом выражении, определяющих поглощение энергии гамма-квантов, принято называть линейным коэффициентом поглощения:

$$\mu_a = \tau + \sigma_a + \chi.$$

Можно показать, что для параллельного пучка монохроматического гамма-излучения произведение интенсивности на коэффициент поглощения равно энергии, поглощенной единицей объема облучаемой среды в единицу времени (секунду):

$$\Delta I_{\gamma} = I_{\gamma} \mu_a.$$

В дозиметрии эта величина носит название мощности дозы излучения (или облучения) и обозначается P_{γ}

Величина линейных коэффициентов ослабления и поглощения зависит, с одной стороны, от свойств поглощающей среды (от плотности вещества и порядкового номера элементов Z) и, с другой стороны, от энергии квантов гамма-излучения. Коэффициенты μ и μ_a , увеличиваются пропорционально плотности вещества ρ , а зависимость от Z элементов вещества и энергии гамма-квантов весьма сложная и обычно дается для различных веществ в виде таблиц или графиков. В приложении 2 приведена сокращенная таблица величин половинного слоя ослабления d , линейного коэффициента ослабления μ и поглощения μ_a для воздуха, тканей животных (мышц), железа и свинца, для энергии гамма-квантов в диапазоне 0,1 — 2,5 Мэв.

Если вещества имеют примерно равный средний порядковый номер элементов, из которых они образованы, то они обладают также одинаковой закономерностью изменения от энергии гамма-квантов и равным количеством энергии, поглощаемой единицей массы вещества (граммом). Так, например, воздух ($Z_{\text{ср}} = 7,64$), ткани живого организма ($Z_{\text{ср}} = 7,5$) и многие органические пластмассы имеют примерно равное $Z_{\text{ср}}$. Все эти вещества являются эквивалентными по свойствам поглощения энергии гамма-излучения и обычно называются «воздухо- эквивалентными». Для этих веществ имеет место соотношение

$$\frac{\mu_{\text{воздуха}}}{\rho_{\text{воздуха}}} = \frac{\mu_{\text{тканей}}}{\rho_{\text{тканей}}} = \mu_m$$

которое показывает, что их коэффициенты поглощения на единицу массы, носящие название массового поглощения, примерно равны между собой при всех энергиях гамма-квантов. Подобного соотношения нет для веществ с резко различными $Z_{\text{ср}}$, в чем можно убедиться, ознакомившись с таблицей, в которой приведены массовые коэффициенты поглощения для воздуха и свинца при различных энергиях гамма-квантов:

E_{γ}	μ_m воздуха	μ_m свинца
0,1 Мэв	0,024 см ² /г	5,18 см ² /г
1 "	0,028 "	0,038 "
5 "	0,025 "	0,041 "

Энергия, поглощенная средой при воздействии на нее гамма-излучения, в конечном итоге расходуется на ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды. Однако эта ионизация создается не самими гамма-квантами, а теми вторичными электронами, которые образуются в результате рассмотренных актов взаимодействия гамма-квантов с атомами среды. При этом средняя работа образования одной пары ионов в воздухе такая же, как и для бета-излучения ($\varepsilon = 33$ эв).

Гамма-излучение, в отличие от альфа- и бета-излучений, не имеет строго определенного слоя полного ослабления. Теоретически полное ослабление гамма-излучения будет происходить при бесконечно толстом слое вещества. Для практической оценки проникающей способности гамма-излучения считается, что средняя длина пробега гамма-квантов соответствует слою вещества, обеспечивающему ослабление гамма-излучения

в 2,718 раза. Величина среднего пробега R гамма-квантов определяется формулой

$$R = \frac{1}{\mu} = \frac{d_{1/2}}{0,693}$$

и для гамма-квантов с $E_\gamma = 1$ Мэв в воздухе составляет 120 м.

Средняя плотность ионизации в воздухе для гамма-квантов с той же энергией будет иметь величину

$$\frac{E_\gamma}{R\epsilon} = \frac{10^6}{12000 \cdot 33} \approx 2,4 \text{ пар ионов/см.}$$

Таким образом, обладая большей проникающей способностью, гамма-излучение имеет меньшую ионизирующую способность. Однако большая проникающая способность создает условие облучения от удаленных источников и поэтому на участках местности, зараженных радиоактивными веществами, гамма-излучение является наиболее опасным видом радиоактивного излучения с точки зрения поражения человека при внешнем облучении.

Что такое бозон Хиггса, и почему его так искали?

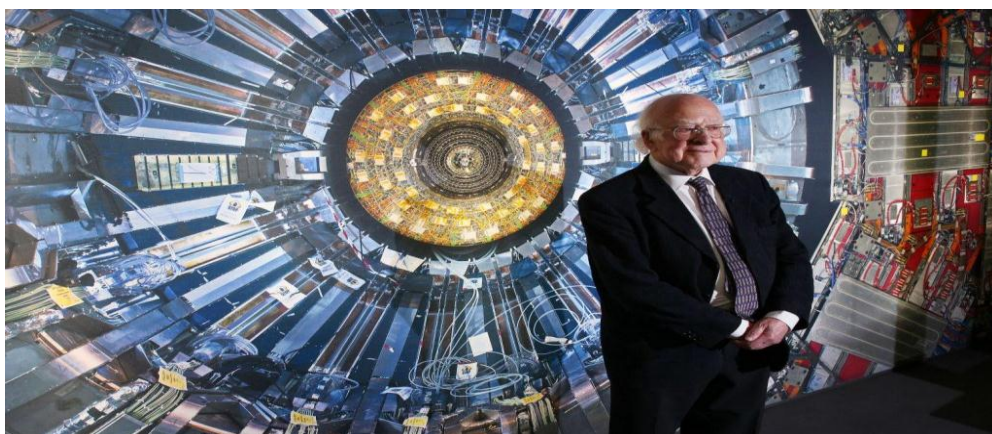
ту сам? Доверь ее нашим авторам!



Все помнят шумиху вокруг открытия бозона Хиггса, произошедшего в 2012 году. Все помнят, но многие так до сих пор в полной мере и не понимают, что это был за праздник? Что такое бозон Хиггса простыми словами!

Бозон Хиггса – это такая элементарная частица, которая была предсказана теоретически еще в 1964 году. Элементарный бозон, возникающий вследствие механизма спонтанного нарушения электрослабой симметрии.

26. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ И БОЗОН ХИГГСА



Начнем с самого начала. Частицы делятся на **бозоны** и **фермионы**. Бозоны – это частицы с целым спином. Фермионы — с полуцелым.

Стандартная модель – одна из основных современных моделей описания мира. Она описывает взаимодействие элементарных частиц. Как мы знаем, в мире есть 4 фундаментальных взаимодействия: гравитационное, сильное, слабое и электромагнитное. Гравитационное мы сразу не рассматриваем, т.к. оно имеет иную природу и не входит в модель. А вот сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия описываются в рамках стандартной модели. Причем, согласно этой теории вещество состоит из 12 фундаментальных элементарных частиц-**фермионов**. **Бозоны** же являются переносчиками взаимодействий.

масса→	≈2.3 МэВ/c ²	≈1.275 ГэВ/c ²	≈173.07 ГэВ/c ²	0	≈126 ГэВ/c ²
заряд→	2/3	2/3	2/3	0	0
спин→	1/2	1/2	1/2	1	0
	u верхний	c очарованный	t истинный	g глюон	H бозон Хиггса
КВАРКИ					
	≈4.8 МэВ/c ²	≈95 МэВ/c ²	≈4.18 ГэВ/c ²	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	d нижний	s странный	b прелестный	γ фотон	
	0.511 MeV/c ²	105.7 МэВ/c ²	1.777 ГэВ/c ²	91.2 ГэВ/c ²	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	e электрон	μ мюон	τ тау	Z Z бозон	
ЛЕПТОНЫ					
	<2.2 эВ/c ²	<0.17 МэВ/c ²	<15.5 МэВ/c ²	80.4 ГэВ/c ²	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	ν_e электронное нейтрино	ν_μ мюонное нейтрино	ν_τ тау нейтрино	W W бозон	
					КАЛИБРОВОЧНЫЕ БОЗОНЫ

Стандартная модель. Частицы.

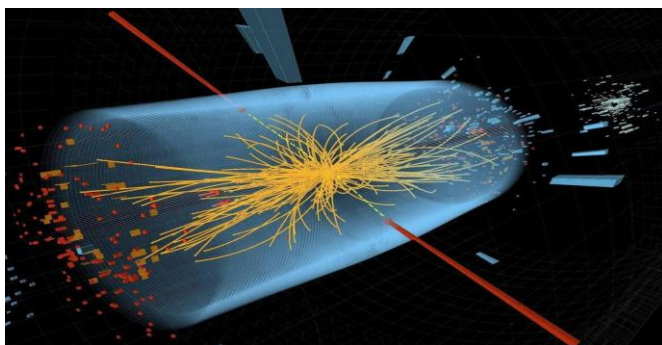
Так вот, из всех частиц, предсказанных в рамках стандартной модели, не обнаруженным экспериментально оставался **бозон Хиггса**. Согласно Стандартной модели этот бозон, являясь квантом поля Хиггса, отвечает за то, что у элементарных частиц есть масса. Представим, что частицы –

это бильярдные шары, помещенные на сукно стола. В данном случае сукно – это и есть поле Хиггса, обеспечивающее массу частиц.

Как искали бозон Хиггса?

На вопрос, когда открыли бозон Хиггса, нельзя ответить точно. Ведь теоретически его предсказали в 1964 году, а подтвердили существование экспериментально только в 2012. И все это время неуловимый бозон искали! Искали долго и упорно. До БАК в ЦЕРНе работал другой ускоритель, электрон-позитронный коллайдер. Также был Теватрон в Иллинойсе, но и его мощностей не хватило для выполнения задачи, хотя эксперименты, конечно же, дали определенные результаты.

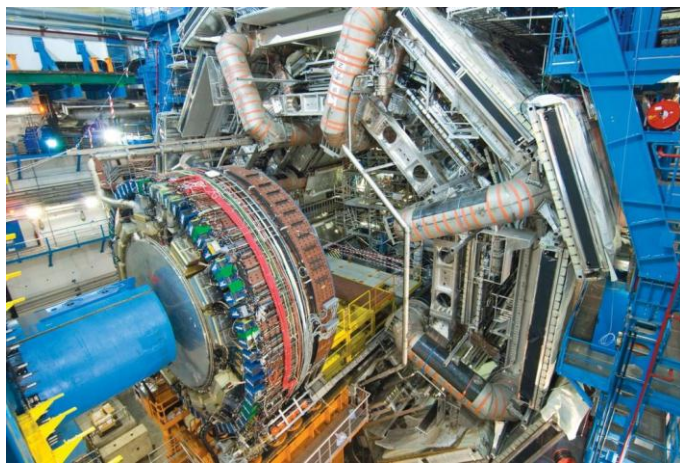
Дело в том, что бозон Хиггса – частица тяжелая, и обнаружить его очень непросто. Суть эксперимента проста, сложна реализация и интерпретация результатов. Берутся два протона на околосветовой скорости и сталкиваются лоб в лоб. Протоны, состоящие из кварков и антикварков, от такого мощного столкновения разваливаются и появляется множество вторичных частиц. Именно среди них и искали бозон Хиггса.



ПоПроблема еще и в том, что подтвердить существование этого бозона можно лишь косвенно. Период, в который существует бозон Хиггса, крайне мал, как и расстояние между точками исчезновения и возникнове-

ния. Измерить такие время и расстояние напрямую невозможно. Зато Хиггс не исчезает бесследно, и его можно вычислить по «продуктам распада».

Хотя такой поиск очень похож на поиск иголки в стоге сена. И даже не в одном, а в целом поле стогов. Дело в том, что бозон Хиггса распадается с разной вероятностью на разные «наборы» частиц. Это может быть пара кварк-антикварк, W-бозоны или самые массивные лептоны, тау-частицы. В одних случаях эти распады крайне трудно отличить от распадов других частиц, а не именно Хиггса. В других – невозможно достоверно зафиксировать детекторами. Несмотря на то что детекторы БАК – самые точные и мощные измерительные приборы, созданные людьми, они могут измерить не все. Лучшее всего фиксируется детекторами превращение Хиггса в четыре лептона. Однако вероятность этого события очень мала — всего 0,013%.



ДетТем не менее, за полгода экспериментов, когда за одну секунду в коллайдере происходят сотни миллионов столкновений протонов, было выявлено целых 5 таких четырехлептонных случаев. Причем зафиксированы они были на двух разных детекторах-гигантах: ATLAS и CMS. Согласно независимому расчету с данными одного и другого детектора, мас-

са частицы составляла примерно 125 ГэВ, что соответствует теоретическому предсказанию для бозона Хиггса.

Для полного и точного подтверждения того, что обнаруженная частица была именно бозоном Хиггса, пришлось провести еще очень много опытов. И несмотря на то, что сейчас бозон Хиггса обнаружен, эксперименты в ряде случаев расходятся с теорией, так что **Стандартная модель**, как считают многие ученые, скорее всего является частью более совершенной теории, которую еще предстоит открыть.

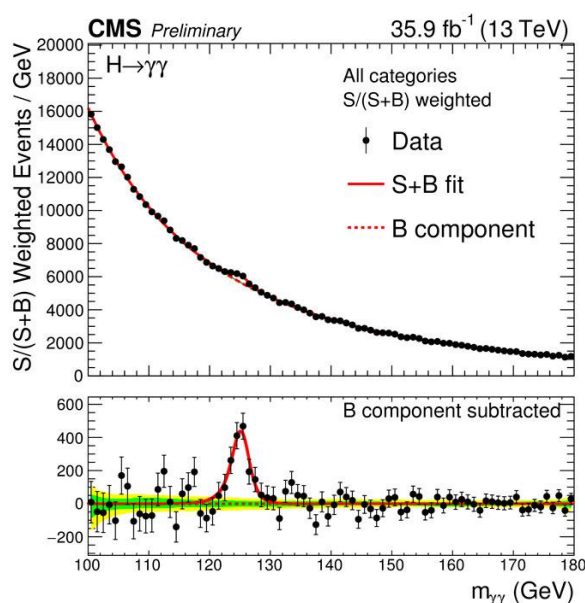
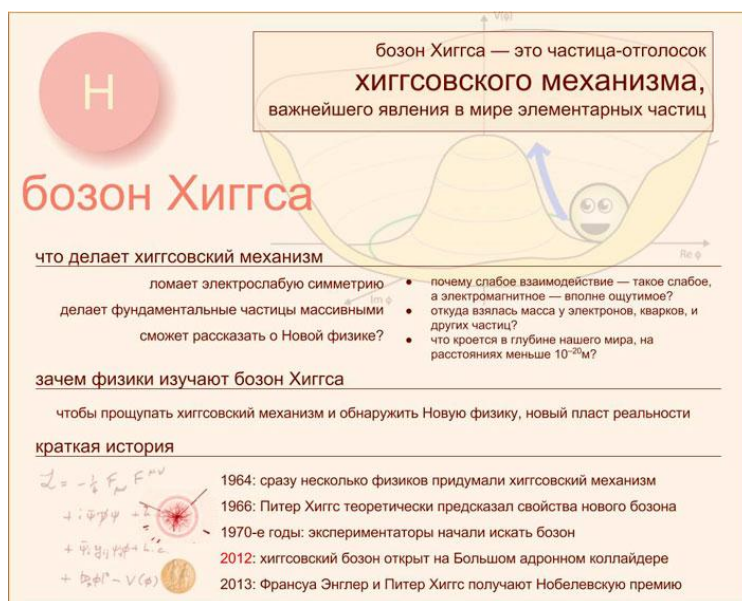


Рис. 1. «Старый знакомый» в данных 2016 года: распределение двухфотонных событий по инвариантной массе при вычитании фона демонстрирует ровный хиггсовский пик при массе 125 ГэВ. График с сайта cms-results.web.cern.ch

Открытый на коллайдере пять лет назад, бозон Хиггса превратился из самоцели в инструмент исследования: с его помощью физики теперь пытаются найти намеки на долгожданную физику за пределами Стандартной модели. Впрочем, Стандартная модель вновь выдержала проверку, на этот раз — хиггсовскими данными 2016 года.

Предыстория

В 2012 году хиггсовский бозон был открыт на Большом адронном коллайдере. На смену целой эпохе поисков, длившейся почти полвека, пришла новая эпоха — тщательного изучения бозона Хиггса. Этот бозон — частица совершенно иного сорта, чем всё то, что когда-либо нам встречалось в микромире, и потому она должна быть изучена экспериментально вдоль и поперек. Многие теоретики всерьез рассчитывают, что хиггсовский сектор нашего мира — не такой простой, как в Стандартной модели, а гораздо богаче. Более того, за этим бозоном могут скрываться целые миры неведомых элементарных частиц, к которым были нечувствительны другие эксперименты и которые мы теперь можем прозондировать «хиггсовским инструментом». Это всё держит физиков в напряженном ожидании и в лихорадочном поиске новых способов изучать микромир так, как мы не умели раньше.



Удобство бозона Хиггса как инструмента в том, что Стандартная модель однозначно и совершенно четко предсказывает разнообразные его характеристики: варианты и вероятности распада, сечение процессов его

рождения, интенсивность его связи с другими частицами. Сводку этих предсказанных в СМ характеристик можно найти на странице Хиггсовский бозон с массой 125 ГэВ: ожидания Стандартной модели. Он стал для физиков родной, знакомой частицей, которую в массовых количествах производит Большой адронный коллайдер. Но поскольку экспериментальное исследование хиггсовского бозона только начинается, нас на каждом шагу могут ждать открытия — достаточно лишь обнаружить статистически достоверное отличие от предсказаний СМ в любой из этих величин.

Поначалу, в 2012–2013 годах, когда статистика была еще невелика, то тут, то там возникали и пропадали намеки на что-то необычное: полистайте нашу ленту хиггсовских новостей за те годы. Однако по мере анализа данных Run 1 эти отклонения исчезали. Окончательные данные ATLAS и CMS на всей статистике Run 1, опубликованные в 2016 году, продемонстрировали разочаровывающе стандартную картину хиггсовского бозона. Сводка этих результатов в максимально сжатом виде приведена на рис. 3.

Когда LHC заработал на рекордной энергии столкновений 13 ТэВ, темп набора хиггсовской статистики возрос в несколько раз. В середине прошлого года на международной конференции ICHEP 2016 были обнародованы данные Run 2, полученные на основе светимости $12\text{--}15\text{ fb}^{-1}$ (см. подробности в новостях ICHEP 2016: Хиггсовский бозон от-лично виден в новых данных и ICHEP 2016: Добавлены новые штрихи к «портрету» бозона Хиггса). Картина в целом тоже выглядела довольно стандартной: все измеренные характеристики, за исключением разве что ttH-канала рождения, в пределах погрешностей совпадали с предсказаниями СМ. Процесс ttH демонстрировал небольшое отклоне-

ние, которое, впрочем, слишком большого энтузиазма всё равно не вызвало.

Тем не менее всегда остается вариант, что бозон Хиггса действительно таит в себе яркие открытия, но только заметными они станут лишь при уменьшении погрешностей. Поэтому набор статистики очень важен для хиггсовской физики: чем больше данных, тем более точно мы измерим характеристики бозона и тем более редкие процессы с его участием сможем заметить. Накопленная к настоящему времени статистика сеанса Run 2 составила 36 fb^{-1} , что втрое превышает объем данных прошлого лета и существенно перекрывает всю статистику Run 1. Так что физики были готовы увидеть здесь намеки на явления, которые не удавалось заметить раньше.

Результаты по разным каналам рождения и распада бозона и по изучению некоторых его свойств. Не все эти результаты базируются на полной статистике; в некоторых вариантах, где анализ еще продолжается, физики ограничились данными, набранными только прошлой весной и летом, а то и вовсе данными 2015 года. Ниже мы перечислим те пункты хиггсовской исследовательской программы, которых коснулись обновления.

Распад $H \rightarrow \gamma\gamma$

Коллаборация CMS впервые показала результаты полной статистики Run 2 (публикация [CMS-PAS-HIG-17-015](#)), см. рис. 1. ATLAS ограничилась пока повторением результатов прошлого лета (публикация [ATLAS-CONF-2016-067](#)). Оба измерения в пределах погрешностей согласуются со Стандартной моделью.

Отметим одну существенную тонкость. Вывод о том, отличается ли хиггсовский сигнал от предсказаний СМ, опирается на сложные расчеты сечения рождения бозона Хиггса в столкновении протонов. Сейчас экс-

периментаторы сравнивают свои данные с предсказаниями, сосчитанным в третьем-за-главным порядке теории возмущений (next-to-next-to-next-to-leading-order, NNNLO), в отличие от второго порядка (NNLO), который использовался во время Run 1. Обычно настолько далекие порядки в разложении дают очень малые добавки, но для сечения рождения бозона Хиггса в слиянии двух глюонов они составили солидные 10%. Эти вычисления были завершены совсем недавно, в 2015 году, и они лишний раз показали, что сверхсложный расчет тысяч диаграмм — это не прихоть скупающих теоретиков, а дело, реально нужное для правильной интерпретации экспериментальных результатов.

Распад $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4$ лептона

ATLAS также не раскрывает пока новых данных и ограничивается прошлогодними результатами (ATLAS-CONF-2016-079). CMS показала данные Run 2 на статистике $35,9 \text{ fb}^{-1}$. Хиггсовский пик прекрасно виден на распределении по инвариантной массе четырех лептонов (рис. 4); сравните это распределение с результатом 2013 года или с прошлогодними данными (рис. 3 в новости ICHEP 2016: Хиггсовский бозон отлично виден в новых данных).

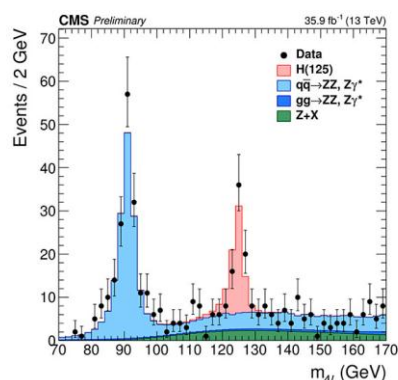


Рис. 4. Распределение по инвариантной массе четырех лептонов в данных CMS Run 2. Точки — экспериментальные данные, синяя гисто-

грамма — вклад фоновых процессов, красная гистограмма — вклад хиггсовского бозона. Рисунок с сайта cms-results.web.cern.ch

Величина хиггсовского сигнала составила $\mu_{ZZ}=1,05+0,19-0,17$ $\mu_{ZZ}=1,05-0,17+0,19$ по отношению к предсказаниями СМ. Хиггсовский пик в этом канале настолько четкий, что по его положению CMS измерила массу бозона: $m = 125,26 \pm 0,20 \pm 0,08$ ГэВ, где отдельно указаны статистическая и систематическая погрешности. Это новое измерение — в одиночку! — превзошло по точности объединенный результат ATLAS и CMS по всем каналам в данных Run 1.

Кроме того, CMS отчиталась об анализе углового распределения в распаде бозона Хиггса на 4 лептона ([CMS-PAS-HIG-17-011](#)). Оно тоже не противоречит ожиданиями СМ, что позволило установить ограничения на гипотетические аномальные варианты связи между бозоном Хиггса и Z-бозонами. Подчеркнем, что канал распада на 4 лептона настолько редкий, что до сих пор детекторы видели лишь горстку событий, и строить по ним многомерные распределения было бы мало осмысленно. Сейчас количество зарегистрированных событий — порядка сотни, и из этой статистики уже можно выделять более детальную информацию.

Канал рождения $t\bar{t}H$

Совместное рождение хиггсовского бозона и пары топ-антитоп-кварков — это сегодня, пожалуй, самый любопытный процесс с участием бозона Хиггса. Из-за его редкости физики не ожидали увидеть этот процесс в данных Run 1, однако он проступил в данных обеих коллабораций с интенсивностью в 2–3 большей, чем предсказывала СМ. Это отклонение получило название $t\bar{t}H$ -аномалии и вызвало живой интерес у теоретиков. Вдобавок, при переходе с 8 на 13 ТэВ вероятность этого процесса возрастает почти вчетверо, и оказалось, что самые первые результаты сеанса

Run 2 эту аномалию не закрывали. Поэтому исследователи находились в нетерпеливом ожидании вердикта LHC по итогам 2016 года.

Сразу скажем, что окончательно вердикта пока и нет: слишком трудоемким оказался анализ всех вариантов распада такого набора частиц. ATLAS, опять же, новых данных на этот счет пока не представила. А вот CMS подготовила неприятный сюрприз. По результатам изучения некоторых конкретных каналов распадов оказалось, что процесс $t\bar{t}H$ не только не превышает СМ, но даже не дотягивает до него (CMS-PAS-HIG-17-003). Особенно обескураживающим выглядит вариант, когда хиггсовский бозон, рожденный в $t\bar{t}H$ -канале, распадается на b -анти- b -кварки (CMS-PAS-HIG-16-038). Там этого процесса не видно вообще — формальный анализ данных выдает отрицательный результат для его вероятности! — хотя по всем расчетам он должен был проступить. Это означает, что даже если в других вариантах распадов будет видно какое-то превышение (как, например, в многолептонном канале в данных того же CMS, CMS-PAS-HIG-17-004), то объединенный результат, по всей видимости, уже не будет сильно отличаться от СМ.

На рис. 5 приведена нынешняя довольно запутанная ситуация с рождением $t\bar{t}H$ в разных каналах. Данные ATLAS и CMS разнятся, данные по разным каналам внутри одной коллаборации тоже сильно отличаются. Их объединение «на глаз» дает нечто около единицы и ни в коей мере не подтверждает исходную $t\bar{t}H$ -аномалию (число, указанное вверху). Пожалуй, единственное, что тут можно сказать наверняка на основании этих и других подобных данных, — что физики пока еще недостаточно хорошо умеют анализировать процессы рождения топ-кварковой пары в сопровождении других частиц. Здесь предстоит большая работа, но складывается впечатление, что еще одна загадка коллайдера вот-вот будет закрыта. Впрочем, дождемся официальных данных ATLAS и CMS.

Signal strength $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$

Run 1 LHC combination	2.3 $^{+1.2}_{-1.0}$	
	ATLAS Run 2	CMS Run 2
H $\rightarrow$ bb	2.1 $^{+1.0}_{-0.9}$	-0.2 $^{+0.8}_{-0.8}$
Multilepton	2.5 $^{+1.3}_{-1.1}$	1.5 $^{+0.5}_{-0.5}$
H $\rightarrow$ rr	-	0.7 $^{+0.6}_{-0.5}$
H $\rightarrow$ γγ	-0.3 $^{+1.2}_{-1.0}$	1.9 $^{+1.5}_{-1.2}$
H $\rightarrow$ 4l	-	0.0 $^{+1.2}_{-0.0}$
Combination	1.8 $^{+1.2}_{-1.0}$	-

36 fb⁻¹

Рис. 5. Интенсивность процесса ttH по сравнению с предсказаниями Стандартной модели в данных обеих коллабораций при обработке разных каналов распада бозона Хиггса. Из доклада Nicolas Chanon на конференции Moriond QCD

Редкие процессы

Кроме тех процессов, в которых хиггсовский бозон виден отчетливо, физики пытаются зарегистрировать и более редкие варианты его рождения и распада. Так, коллаборация ATLAS представила результаты по двум таким процессам, полученным на всей статистике Run 2. Первый — это распад бозона Хиггса на мюоны. Это очень редкий распад, и его редкость обусловлена малой массой мюонов: стандартный бозон Хиггса распадается на фермионы с вероятностью, пропорциональной квадрату массы. Однако существуют модели Новой физики, в которых такой распад может быть усилен. Кроме того, это единственный пример процесса, где есть реальный шанс измерить «силу сцепления» бозона Хиггса с фермионами не третьего, а второго поколения. Поэтому физики его настойчиво ищут, несмотря на то, что нынешняя статистика пока недостаточна для его регистрации — кто знает, вдруг повезет.

Мы уже писали в 2014 году про такой анализ ATLAS по итогам Run 1 (ATLAS ищет распад бозона Хиггса на мюоны); тогда было установлено ограничение на его вероятность, в 7 раз превышающее предсказание СМ. Сейчас ATLAS выполнила новый анализ и установила более сильное ограничение сверху, всего в 3 раза больше СМ (ATLAS-CONF-2017-014). Не исключено, что к концу сеанса Run 2 физики наконец-то начнут чувствовать этот распад.

Второй интересный процесс, о котором отчиталась ATLAS, — это рождение бозона Хиггса в сопровождении частиц темной материи (ATLAS-CONF-2017-024). Этот процесс в Стандартной модели, конечно, невозможен, поскольку кандидатов в частицы темной материи там нет, но он довольно часто встречается в разных теориях Новой физики (рис. 6). Частицы темной материи детектор, конечно, уловить не сможет. Но зато они унесут поперечный импульс, и детектор это почувствует. Поэтому коллаборация ATLAS отбирала такие события, где рождались два фотона с инвариантной массой, точь-в-точь попадающей на массу бозона Хиггса, и при этом наблюдался бы сильный дисбаланс поперечного импульса. Увы, ничего необычного замечено не было.

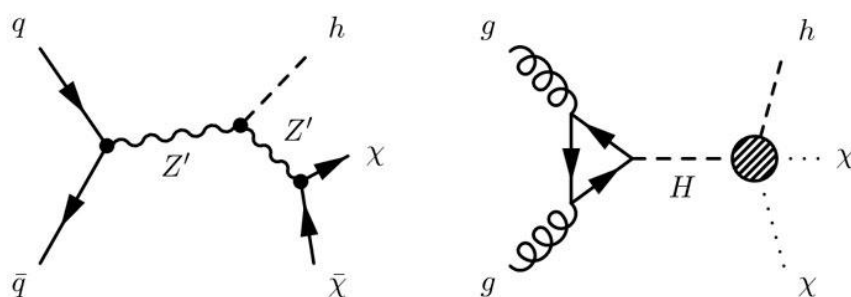


Рис. 6. Два варианта рождения хиггсовского бозона h вместе с парой частиц темной материи χ : через гипотетический тяжелый аналог Z -бозона (слева) и через тяжелого «собрата» хиггсовского бозона H (справа). Рисунок с сайта atlas.web.cern.ch

Коллаборация CMS предъявила результаты поиска другого редкого процесса — одновременного рождения двух бозонов Хиггса. В рамках CM этот процесс пока безнадежен для LHC, но его резкое усиление в разных многохиггсовских моделях Новой физики оставляет шанс для сенсаций. Пока что этого не произошло. Детектор CMS этот процесс не увидел, и было установлено ограничение сверху на его вероятность, которое превышает ожидание CM в 28 раз (CMS-PAS-HIG-17-002). Впрочем, это куда лучше результатов Run 1: тогда ограничение сверху аж в 70 раз превышало CM.

Итоги

В техническом плане Большой адронный коллайдер работает идеально и ставит рекорд за рекордом. Статистика, набранная за 2016 год, с лихвой перебивает все предыдущие годы работы коллайдера. Эта статистика требует тщательной обработки, поэтому основанные на ней результаты будут появляться еще не один год. Анализ данных тоже достигает новых высот сложности и прозорливости. Однако научная отдача пока не столь радужна, как о том мечтали физики в преддверии сеанса Run 2. Та небольшая подборка хиггсовских результатов, которая была представлена на конференциях из серии Moriond, пока не дает указаний на какие-либо кардинальные отличия свойств бозона Хиггса от предсказаний CM. Впрочем, впереди нас ожидает в десятки раз больше хиггсовских результатов — нам требуется лишь запастись терпением.

Частица конца света или бутылки шампанского: мир отмечает открытие бозона Хиггса

Он как языческий бог древности может похвастаться множеством имен: "чертова частица", "божья частица" или "частица бутылки

шампанского". Но самое излюбленное и принятое в официальной науке название – бозон Хиггса. 4 июля 2012 года состоялось важнейшее событие в мире физики элементарных частиц – ученые подтвердили существование бозона после экспериментов с адронным коллайдером. О том, что такое бозон Хиггса, какое отношение он имеет к концу света, и как объяснить это слово в шарадах – в материале m24.ru.

Что такое этот "чертов" бозон?

Бозон Хиггса – это обитатель мира теоретической физики – того раздела науки, где ученые строят предположения о взаимодействиях во Вселенной и ее устройстве. А если точнее, то речь идет о физике элементарных частиц и ее Стандартной модели. Последняя на сегодняшний день является самой известной моделью того, как работает космос.

Согласно Стандартной модели, в мире есть 12 элементарных частиц (кварки, бозоны и лептоны). В модели учтены три из четырех базовых взаимодействия: электромагнитное, сильное и слабое. Чтобы эти самые силы могли себя проявлять, у каждой из них есть своя собственная частица-переносчик, которую и называют бозоном. Например, фотоны являются квантами (частицами) электромагнитного поля, W- и Z-бозоны отвечают за слабое, а глюоны – за сильное взаимодействие. А знаменитый бозон Хиггса – придает элементарным частицам массу. Без него другие частицы никакой массой не обладали бы вовсе, они приобретают ее взаимодействуя со всеобъемлющем полем Хиггса.

Для простоты понимания представьте элементарные частицы в виде шариков пенопласта, которые рассыпаны в воде. Вода – хиггсоновское поле, оно делает частицы как бы "тяжелыми". Если бы шарики были просто рассыпаны то, при попытке на них подуть, они легко разлетятся, а в воде будут вести себя подобно частицам в невидимом поле – они будут

сопротивляться воздействию. Такую массу в физике называют инертной. Она описывает сколько усилий нужно приложить для того, чтобы придать частице скорость.

Еще один пример: тележка на рельсах без массы бозона Хиггса при любом толчке начинала бы движение с огромной скоростью. После взаимодействия с "божьей частицей" она будет сопротивляться толчку, преодолевая силу трения и собственную инерцию и к тому же остановится через некоторое время после прекращения воздействия.

Скинуть пару бозонов, или какое отношение бозон Хиггса имеет к моей массе? Никакого. Масса объектов на планете Земля объясняется гравитационным взаимодействием. И даже на атомном уровне наши тела не содержат в себе частиц, на которые мог бы повлиять этот бозон. Он не имеет отношения к массе протонов, нейтронов и электронов.

Крохотная частица стала рок-звездой в мире физики

Начнем с того, что обнаружение бозона Хиггса, существование которого предположили еще в 1960-х годах, стало возможно подтвердить только после экспериментов в Большом адронном коллайдере. Это та огромная установка, про которую в начале 2000-х СМИ любили говорить, как про потенциальную причину конца света. Этот слух родился из утверждения, что машина моделирует Большой взрыв – тот самый, из-за которого (теоретически) родилась вся наша Вселенная. Слово "взрыв" привело к предположению о том, что его не смогут контролировать и по-неслось.

Дурная слава ускорителя элементарных частиц привлекла большое внимание к опытам с установкой. Что, конечно же, сказалось на широком распространении новости об открытии бозона Хиггса в 2012 году.

Важное влияние оказала и книга нобелевского лауреата Леона Ледермана "Частица Бога: если Вселенная это ответ, то каков вопрос". Частица Бога – это тот самый бозон Хиггса. На самом деле автор книги боролся за право назвать ее "Чертова частица" (goddamn particle). Редактор эту версию отверг, но история сохранилась и до сих пор тиражирует.

После экспериментов с адронным коллайдером прошли выставки, и была написана не одна статья о поведении этой частицы различной степени научности и популярности. Например в CERN – крупнейшем центре изучения высоких энергий для популяризации понимания поведения бозона Хиггса людям предложили рецепты пиццы, узор которой будет отображать диаграмму появления "божьей частицы".

"Частица бутылки шампанского" – это ироничное название бозона Хиггса, которое любят в научном мире. Все дело в том, что потенциал поля Хиггса похож на доннышко у этой самой бутылки, а подтверждение существования частицы привело к распитию не малого количества праздничного напитка.

Частица ... конца света?

После того, как мир отметил доказательство существования "чертовой частицы", уже через год поступили тревожные вести связанные с ее именем. Джозеф Ликкен (Joseph Lykken) из Национальной ускорительной лаборатории имени Энрико Ферми (Fermi National Accelerator Laboratory) объявил о том, что Вселенная находится в нестабильном состоянии, которое обуславливается воздействием бозона Хиггса.

По мнению ученого, Вселенная через несколько миллиардов лет осознает, что должна находиться в ином состоянии. Внутри нее появится пу-

зырек вакуума, который станет ее альтернативной версией и уничтожит мир, который мы знаем, ну или хотя бы представляем теоретически.

Случиться это событие может когда угодно, но скорее всего достаточно далеко от Солнечной системы. Катастрофа будет происходить на скорости света, а по сему ни одна существующая форма жизни даже заметить опасность не успеет. А вот расстояние от места начала конца до нас — миллиарды лет, что есть в запасе у планеты Земля.

Самое простое объяснение бозона Хиггса

Для всех, кто дочитал наш текст до конца, m24.ru приготовило приятный сюрприз. Инструкция о том, как объяснить этот термин, если вы играете с друзьями в шарады от знаменитого доктора Шелдона Купера.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 **Савельев, И.В.** Курс общей физики. В 3-х т. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пособие для студентов вузов / И.В. Савельев. – 2-е изд., испр. – М.: Наука, 1982. – 304 с.
- 2 **Иродов, И.Е.** Квантовая физика. Основные законы: учеб. пособие для студентов вузов / И.Е. Иродов. – 3-е изд., стереотип. – М.: БИНОМ, 2007. – 256 с.
- 3 **Калашников, Н.П.** Основы физики. В 2-х т. Т. 2 : учебник для вузов / Н.П. Калашников, М.А. Смондырев. – 2-е изд., перераб. – М.: Дрофа, 2004. – 432 с.
- 4 **Бояркин, О.М.** Введение в физику элементарных частиц: учеб. пособие / О.М. Бояркин. – 2-е изд., испр. – М.: КомКнига, 2006. – 264 с.
- 5 **Эрдеи-Груз, Т.** Основы строения материи: пер. с нем. / Т. Эрдеи-Груз. – М.: Мир, 1976. – 488 с.
- 6* **Купер, Л.** Физика для всех. В 2-х т. Т. 2. Современная физика: пер. с англ. / Л. Купер. – М.: Мир, 1974. – 382 с.
- 7* **Акоста, В.** Основы современной физики: пер. с англ. / В. Акоста, К. Кован, Б. Грэм. – М.: Просвещение, 1981. – 495 с.
- 8 Сборник задач по общему курсу физики. Атомная физика. Физика ядра и элементарных частиц / под ред. Д.В. Сивухина. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1981. – 224 с.
- 9 **Иродов, И.Е.** Задачи по квантовой физике: учеб. пособие для студентов вузов / И.Е. Иродов. – 2-е изд., испр. – М.: Лаборатория Базовых Знаний, 2002. – 216 с.

10 **Девис, П.** Суперсила. Поиски единой теории природы: пер. с англ. /П. Девис. – М.: Мир, 1989. – 272 с.

11 **Широков, Ю.М.** Ядерная физика: учеб. пособие / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. – М.: Наука, 1972. – 672 с.