

Московский государственный технический университет
имени Н. Э. Баумана

Л. К. Мартинсон, Е. В. Смирнов

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ
ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
РАЗДЕЛ “ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ”

Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана

2006

Рецензенты: Д.В. Креопалов, А.Д. Смирнов

Мартинсон Л.К., Смирнов Е.В. Методические указания к решению задач по курсу общей физики: Раздел “Физика атомного ядра и элементарных частиц”/ Под ред. А.Н. Морозова. - М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2006, 33 с.

Содержится краткий обзор основных понятий и соотношений теории, необходимых для решения задач по разделу “Физика атомного ядра и элементарных частиц”. Изложена методика решения типовых задач.

Для студентов II курса всех специальностей.

§1. Структура атомного ядра

Состав атомного ядра. Как известно, основная масса атома сосредоточена в плотном ядре, размеры которого составляют $\sim 10^{-15}$ м, т.е. примерно 10^{-5} от размеров самого атома. Ядра атомов состоят из протонов и нейтронов, эти частицы называются нуклонами (от латинского nucleus – ядро). Массы протона p и нейтрона n лишь незначительно различаются друг от друга: масса протона $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27}$ кг, а масса нейтрона $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27}$ кг. В ядерной физике и физике элементарных частиц принято выражать массу в электрон-вольтах, т.е. вместо массы частицы m_0 приводить значение энергии покоя $m_0 c^2$. В этих единицах масса протона составляет $m_p = 938,2797$ МэВ, а масса нейтрона $m_n = 939,5731$ МэВ. Протон обладает электрическим зарядом, равным $+e$, нейтрон является электрически нейтральной частицей.

Ядро обозначается символом ${}^A_Z X$, где X - химический символ данного элемента, A - массовое число, равное суммарному числу протонов и нейтронов, а Z - зарядовое число, равное числу протонов в ядре. Таким образом, заряд ядра равен Ze , а число нейтронов в нем равно $A - Z$.

Нуклоны в ядре связаны посредством сильного взаимодействия – наиболее интенсивного взаимодействия, существующего в природе. Это взаимодействие значительно превосходит электромагнитное, поэтому ядерные силы удерживают нуклоны в ядре, несмотря на мощное кулоновское отталкивание между протонами. Опыт показывает, что ядерные силы обладают свойством зарядовой независимости: силы, действующие между двумя протонами, между протоном и нейтроном или между двумя нейтронами практически не зависят от электрических зарядов взаимодействующих нуклонов. Ядерные силы являются короткодействующими, радиус их действия составляет $\sim 10^{-15}$ м.

Размер ядра зависит от числа содержащихся в нем нуклонов. Для всех ядер с $A > 10$ средняя плотность числа нуклонов в ядре, т.е. число нуклонов в единице объема ядра, практически одинакова. В этом случае объем ядра пропорционален массовому числу (числу нуклонов) A и эффективный размер (радиус) большинства ядер довольно точно определяется выражением

$$R = 1,3 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-15} \text{ м.} \quad (1)$$

Энергия связи ядра и дефект масс. Энергией связи ядра E_{cs} называется минимальная энергия, которую необходимо сообщить ядру (или работа, которую необходимо совершить), чтобы разделить ядро на отдельные составляющие его нуклоны и удалить их на расстояния, на которых взаимодействием нуклонов можно пренебречь. Принимая во внимание связь между энергией покоя частицы и ее массой $E_0 = m_0 c^2$, энергию связи ядра ${}^A_Z X$ можно представить в виде

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

где $m_{я}$ - масса ядра. Поскольку в справочных таблицах обычно приводятся массы не ядер, а атомов, то соотношение (2) можно переписать в виде, более удобном для практического использования,

$$E_{cs} = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_A]c^2. \quad (3)$$

Здесь m_H - масса атома водорода, m_A - масса рассматриваемого атома.

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон, т.е. $\tilde{E}_{cs} = E_{cs}/A$, называется *удельной энергией связи нуклонов в ядре*.

Наличие энергии связи приводит к тому, что масса ядра $m_{я}$ всегда меньше суммы масс входящих в него нуклонов. Величина

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}} \quad (4)$$

называется *дефектом массы ядра*, она связана с $E_{\text{св}}$ соотношением $\Delta m = E_{\text{св}}/c^2$.

Соотношения (3), (4) для энергии связи и дефекта массы могут быть использованы не только в случае расщепления ядер на отдельные нуклоны, но и при других ядерных реакциях и распадах. Если ядро массой $m_{\text{я}}$ распадается на два осколка массами m_1 и m_2 , то дефект массы и энергия связи есть

$$\Delta m = m_1 + m_2 - m_{\text{я}}, \quad E_{\text{св}} = \Delta m \cdot c^2 = (m_1 + m_2 - m_{\text{я}})c^2.$$

§2. Закон радиоактивного распада

Радиоактивность. Радиоактивностью называется самопроизвольное (спонтанное) превращение одних атомных ядер в другие, сопровождаемое испусканием одной или нескольких элементарных частиц. Ядра, испытывающие радиоактивный распад, называются радиоактивными. Ядра, не участвующие в радиоактивных превращениях, называются стабильными. Такое деление достаточно условно, поскольку радиоактивные превращения могут претерпевать практически все ядра, однако скорость распада у разных ядер неодинакова.

К радиоактивным распадам относятся α -распад, β -распад, спонтанное деление тяжелых ядер, протонная радиоактивность и т.д. β -распад обусловлен слабым взаимодействием, за все остальные виды радиоактивных превращений ответственно сильное взаимодействие. Отметим, что закон протекания радиоактивных процессов во времени одинаков для всех видов распадов.

Радиоактивный распад является принципиально статистическим явлением. Нельзя предсказать, в какой момент времени распадется то или иное возбужденное ядро. Но можно с высокой степенью точности указать, какая часть нестабильных ядер распадется за определенный промежуток времени. Выявляемые в радиоактивном распаде закономерности носят вероятностный характер и выполняются тем точнее, чем более велико число радиоактивных ядер.

Пусть в начальный момент времени $t=0$ имеется N_0 одинаковых радиоактивных ядер. Будем считать, что ядра распадаются независимо друг от друга. Обозначим через λ вероятность распада ядра в единицу времени, эта величина называется *постоянной распада*. Смысл λ заключается в том, что из N нестабильных ядер в единицу времени распадается в среднем λN ядер. Тогда число нераспавшихся ядер в произвольный момент времени t определяется выражением

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (5)$$

Соотношение (5) выражает *закон радиоактивного распада*: число нераспавшихся ядер убывает с течением времени по экспоненциальному закону. Число ядер, испытавших радиоактивный распад за время t , равно

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

Интенсивность распада, происходящего в радиоактивном препарате, характеризуется величиной, называемой *активностью* A . Активность определяется как число распадов, происходящих в препарате в единицу времени

$$A = \lambda N = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (6)$$

Здесь $A_0 = \lambda N_0$ - активность радиоактивного препарата в момент времени $t = 0$. Единицей активности в системе СИ является беккерель (Бк), равный одному распаду в секунду. Используется также внесистемная единица кюри: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$. Активность единицы массы радиоактивного препарата $a = A/m$ называется удельной активностью.

Рассмотрим теперь временные характеристики радиоактивного распада – *период полураспада* $T_{1/2}$ и *среднее время жизни ядра* τ . Эти величины определяют скорость процессов распада и выражаются через постоянную распада λ . Периодом полураспада $T_{1/2}$ называется время, за которое распадается половина первоначального количества радиоактивных ядер. Согласно определению,

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

Отсюда получаем

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Среднее время жизни τ по определению есть отношение суммарного времени жизни всех N_0 ядер к их числу

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt}{N_0} = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

§3. Элементарные частицы

Уровень элементарных частиц. Строго говоря, элементарными частицами следует называть первичные, неразложимые на составные части микробиъекты. Однако в данной терминологии необходимо учитывать интенсивную динамику развития ядерной физики и физики элементарных частиц, особенно в последние десятилетия. Еще совсем недавно считалось,

что нуклоны, электроны и фотоны составляют единый уровень элементарных частиц и являются его равноправными членами. Дальнейшие исследования показали, что протон и нейтрон являются составными частицами. Они состоят из более фундаментальных частиц – кварков.

Основные свойства элементарных частиц. Элементарные частицы являются объектами чрезвычайно малых масс и размеров. У большинства из них массы по порядку величины сравнимы с массой протона. Для частиц с ненулевой массой заметно (в 1836 раза) меньше лишь масса электрона: $m_e = 0,91 \cdot 10^{-30}$ кг, или $m_e = 0,511$ МэВ. Самая тяжелая из обнаруженных в настоящее время частиц - Z^0 -бозон – почти в сто раз массивнее протона: $m_{Z^0} = 93$ ГэВ.

Размеры протона r_p , нейтрона, π -мезона сравнимы по величине и составляют $r_p \sim 10^{-15}$ м. Размеры электрона и мюона в настоящее время не определены, но они меньше, чем 10^{-19} м, т.е. $r_e < 10^{-19}$ м. Ничтожно малые массы и размеры элементарных частиц обуславливают квантовую специфику их поведения.

Одним из наиболее важных квантовых свойств всех элементарных частиц является способность при взаимодействии с другими частицами рождаться и распадаться, взаимопревращаясь друг в друга. При этом продукты распада частицы возникают только в самом процессе распада. Рассмотрим в качестве примера рождение электрон-позитронной пары. Эти пары образуются при соударении фотонов с энергией $E_\gamma > 2m_e c^2$ с заряженными частицами, обычно атомными ядрами



Здесь символ X обозначает атомное ядро, наличие которого необходимо для выполнения закона сохранения импульса. Отметим, что электрон и

позитрон возникают только в самом процессе рождения пары. До этого их не было совсем, они не входили в состав фотона или атомного ядра.

Важнейшим свойством элементарных частиц является то, что практически каждой частице соответствует своя античастица. Она обозначается с помощью того же символа, но с добавлением знака “тильда” над ним. Например, протон p и антипротон \bar{p} . Существование античастиц предсказал П. Дирак в 1930 г. Согласно теории частицы и античастицы должны иметь одинаковые массы, времена жизни и спины. Это с высокой степенью точности подтверждается экспериментально. Остальные характеристики, такие, например, как электрический заряд и магнитный момент, равны по модулю, но противоположны по знаку.

При столкновении частицы со своей античастицей может происходить их аннигиляция. Так, например, электрон и позитрон, встречаясь друг с другом, могут аннигилировать, рождая два фотона: $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$. Термин аннигиляция в дословном переводе означает уничтожение, однако его не следует понимать буквально. Никакого уничтожения материи в этом процессе не происходит. Просто один ее вид – вещество (электрон и позитрон) переходит в другой вид – электромагнитное поле (фотон). При этом выполняется закон сохранения энергии: энергия покоя электрона и позитрона переходит в энергию излучения.

Виды взаимодействий элементарных частиц. В настоящее время известны четыре вида взаимодействий между элементарными частицами: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное. Интенсивность взаимодействия обычно характеризуют с помощью так называемой константы взаимодействия A , которая представляет собой безразмерный параметр. Сила, с которой взаимодействуют частицы, пропорциональна константе взаимодействия A , а вероятность взаимодействия пропорциональна A^2 . Константа A для различных видов фундаментальных взаимодействий приведена в таблице 1. Здесь же указаны

радиусы действия сил и среднее время жизни частиц, распадающихся за счет данного взаимодействия (время распада).

| Вид взаимодействия | Константа взаимодействия | Радиус действия сил, м | Время распада, с |
|---------------------|--------------------------|------------------------|------------------|
| 1. Сильное | 1 | 10^{-15} | 10^{-23} |
| 2. Электромагнитное | 10^{-2} | ∞ | 10^{-16} |
| 3. Слабое | 10^{-6} | 10^{-18} | 10^{-8} |
| 4. Гравитационное | 10^{-38} | ∞ | |

Таблица 1. Характеристики фундаментальных взаимодействий.

Константа A для сильного взаимодействия условно принята за единицу, константы для остальных видов взаимодействий определяются относительно сильного взаимодействия. Строго говоря, константы A не являются неизменными, а зависят от энергии взаимодействующих частиц.

Классификация элементарных частиц. Элементарные частицы обычно подразделяют на четыре класса (таблица 2). Первый класс образуют переносчики взаимодействия. Вторым классом составляют лептоны, третьим – мезоны и четвертым – барионы.

| Переносчики взаимодействия | Лептоны | Адроны | | |
|----------------------------|---------|--------|---------|----------|
| | | Мезоны | Барионы | |
| | | | Нуклоны | Гипероны |
| | | | | |

| | | | | |
|-----------------------------------|--|-------------------------------|--------|--|
| $\gamma, W^{\pm}, Z^0,$ ГЛЮОНЫ | e, μ, τ $\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ | π, K, η и резонансы | p, n | $\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ и резонансы |
|-----------------------------------|--|-------------------------------|--------|--|

Таблица 2. Классы элементарных частиц.

Переносчики взаимодействия. О переносчиках взаимодействий следует сказать несколько подробнее. В соответствии с квантовой теорией поля взаимодействие между двумя частицами происходит за счет обмена между ними третьей частицей, которая и является, таким образом, переносчиком взаимодействия. В классической физике считается, что, например, электромагнитное взаимодействие осуществляется за счет электромагнитного поля. Согласно квантовой теории электромагнитное взаимодействие двух заряженных частиц осуществляется за счет обмена между ними фотоном: одна частица испускает фотон, другая - поглощает. Таким образом, фотон является переносчиком электромагнитного взаимодействия. Поскольку наряду с электромагнитным существуют и другие фундаментальные взаимодействия, то существует и очень важный класс микрообъектов – переносчиков взаимодействий.

Наряду с фотоном к переносчикам взаимодействий относятся W^{\pm} и Z^0 -бозоны, а также глюоны. Как уже отмечалось, фотон является переносчиком электромагнитного взаимодействия, W^{\pm} и Z^0 -бозоны переносят слабое взаимодействие, глюоны отвечают за сильное взаимодействие.

Лептоны. Лептонами называются элементарные частицы, не участвующие в сильном взаимодействии и имеющие спин, равный $\frac{1}{2}$, т.е. лептоны являются ферми-частицами. Лептоны получили свое название от греческого слова “λεπτος”, что означает легкий. К лептонам относятся: электрон e^- , мюон μ^- , τ -лептон, все виды нейтрино (электронное ν_e ,

мюонное ν_μ , τ -лептонное ν_τ), а также их античастицы. Все лептоны участвуют в слабом взаимодействии. Лептоны, имеющие электрический заряд (электроны, мюоны и τ -лептоны), наряду со слабым испытывают также электромагнитное взаимодействие.

Для лептонов была введена новая физическая величина – лептонный заряд L (лептонное квантовое число). Для электрона e^- и электронного нейтрино ν_e вводится лептонный заряд L_e . Он равен единице для e^- и ν_e , минус единице для их античастиц и нулю для всех остальных частиц. Аналогично для мюона μ^- и мюонного нейтрино ν_μ вводится лептонный заряд L_μ , а для тау-лептона τ^- и τ -лептонного нейтрино ν_τ – лептонный заряд L_τ . Опыт показывает, что для лептонного заряда выполняется закон сохранения: при всех взаимодействиях элементарных частиц лептонный заряд остается постоянным.

Внутренняя структура лептонов к настоящему времени не обнаружена, поэтому их можно отнести к истинно элементарным частицам.

Адроны. Частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, называются адронами. Это название произошло от греческого слова “αδρος” – сильный, крепкий. Адроны образуют большинство всех известных элементарных частиц, их общее число превышает 450. Адроны в свою очередь подразделяются на два класса: мезоны и барионы.

Мезоны. Мезонами называются адроны, обладающие нулевым или целочисленным спином. К их числу относятся π -, K -, η -мезоны, а также мезонные резонансы, т.е. мезоны с временем жизни $\sim 10^{-23}$ с. Все мезоны являются бозе-частицами. Название мезон возникло от греческого слова “μεσος” – средний, промежуточный. Причина такого названия связана с тем, что значения масс первых открытых мезонов (π - и K -мезона) занимали промежуточное положение между массами протона и электрона. В дальнейшем были обнаружены и другие мезоны, причем массы некоторых из них оказались больше массы протона. Мезоны участвуют в сильном,

электромагнитном (если имеют электрический заряд) и слабом взаимодействиях.

Барионы. Барионами называются адроны, обладающие полуцелым спином. Название барион происходит от греческого слова “βαρυς” – тяжелый. Самым легким из барионов является протон, который, как известно, в 1836 раз тяжелее электрона. Все барионы являются ферми-частицами. К барионам относятся нуклоны (протон и нейтрон), гипероны и барионные резонансы. Гиперонами называются нестабильные барионы, масса которых больше массы протона, а время жизни велико по сравнению с 10^{-23} с. За время $\tau \sim 10^{-10} \div 10^{-19}$ с гипероны распадаются с образованием нуклонов и легких частиц (π -мезонов, электронов, нейтрино, γ -квантов).

Для барионов вводится барионный заряд B (барионное квантовое число) аналогично тому, как был введен лептонный заряд для лептонов. Считается, что для барионов $B=1$, для антибарионов $B=-1$, для всех остальных частиц $B=0$. Опыт показывает, что при всех взаимодействиях элементарных частиц барионный заряд остается постоянным. Это означает, что в микромире выполняется закон сохранения барионного заряда.

Кварковая модель адронов. Большое количество и разнообразие адронов не могло не вызвать сомнения в их “элементарности”. Поэтому были предприняты поиски более фундаментальных, первичных частиц, из которых могли быть образованы адроны. В 1964 г. М. Гелл-Манн и Д. Цвейг выдвинули гипотезу, согласно которой все адроны построены из кварков. Гипотеза кварков позволила не только понять структуру уже известных адронов, но и предсказать существование новых частиц.

В настоящее время установлено, что существуют шесть типов кварков: u, d, s, c, b и t . Спин всех кварков равен $\frac{1}{2}$, т.е. кварки являются ферми-частицами. Следует отметить, что кварки существенно отличаются от всех известных до сих пор частиц – они обладают дробным электрическим (в единицах e) и дробным барионным зарядами. Наличие дробных

электрических зарядов у кварков было подтверждено экспериментально в опытах по прямому просвечиванию нуклонов (и других адронов) электронами высоких энергий.

Кварки участвуют в сильном взаимодействии. Переносчиками этого взаимодействия являются частицы, получившие название *глюонов* (от английского слова *glue* – клей). Эти частицы удерживают, как бы “склеивают” кварки в адронах. Глюоны являются электронейтральными безмассовыми частицами. Как и у других переносчиков взаимодействия, спин глюона равен 1, т.е. они представляют собой бозоны.

Законы сохранения в мире элементарных частиц. Огромный экспериментальный материал, накопленный в физике элементарных частиц, позволил сформулировать наблюдаемые закономерности в виде законов сохранения. Эти законы можно разделить на точные, т.е. такие, которые выполняются при любых взаимодействиях, и приближенные, которые справедливы не для всех, а лишь для некоторых взаимодействий. К точным законам сохранения относятся:

1. Закон сохранения энергии E .
2. Закон сохранения импульса \vec{p} .
3. Закон сохранения момента импульса \vec{L} .
4. Закон сохранения электрического заряда Q .
5. Закон сохранения трех лептонных зарядов L_e, L_μ, L_τ .
6. Закон сохранения барионного заряда B .

Приближенными являются законы сохранения странности, шарма (очарования), четности, изотопического спина и некоторые другие. Так, например, закон сохранения четности, выражающий симметрию между правым и левым, выполняется для сильных и электромагнитных взаимодействий, но не выполняется для слабых взаимодействий.

§4. Примеры решения задач

Задача 1. Найдите энергию связи ядра, которое имеет одинаковое число протонов и нейтронов и радиус которого в $\eta = 1,5$ раз меньше радиуса ядра ${}^{27}_{Al}$.

Решение. Найдем массовое число A искомого ядра. С учетом соотношения (1) получаем $\eta \cdot A^{1/3} = A_{Al}^{1/3}$. Отсюда следует, что $A = A_{Al} / \eta^3 = 8$. Данное массовое число отвечает ядру бериллия 8_4Be . Как раз в этом случае число протонов и нейтронов в ядре будет одинаковым. Энергия связи, согласно (3), есть

$$E_{св} = (4m_H + 4m_n - m_A)c^2.$$

Подставляя значения $m_H c^2 = 938,789$ МэВ, $m_n c^2 = 939,571$ МэВ, $m_A c^2 = 7456,944$ МэВ, получаем: $E_{св} = 56,5$ МэВ.

Удельная энергия связи нуклонов в ядре бериллия $\tilde{E} = E_{св} / A \approx 7$ МэВ. Таково же по порядку величины значение удельной энергии связи и для остальных ядер. Отметим, что энергия связи электронов в атомах составляет величину ~ 10 эВ, т.е. она примерно в 10^6 раз меньше удельной энергии связи нуклонов в ядрах.

Задача 2. Масс-спектрометрический анализ образцов лунной породы показал, что отношение количества атомов ${}^{40}Ar$ и ${}^{40}K$ в ней равно $\eta = 10,3$. Считая, что аргон целиком образовался из калия в результате радиоактивного распада, определите возраст лунной породы. Период полураспада ${}^{40}K$ составляет $T_{1/2} = 1,25 \cdot 10^9$ лет.

Решение. Согласно условию задачи, радиоактивный изотоп ${}^{40}K$ попал в лунную породу в момент ее образования. Пусть начальное количество

атомов этого изотопа составляло $N_K(0)$. К моменту времени t число атомов калия, согласно закону радиоактивного распада, составит

$$N_K(t) = N_K(0) \exp(-\lambda t),$$

где λ - постоянная радиоактивного распада. Принимая во внимание, что

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}, \text{ получаем:}$$

$$N_K(t) = N_K(0) \cdot 2^{-t/T_{1/2}}.$$

Количество атомов аргона, который образовался из калия при распаде за время t , составляет

$$N_{Ar} = N_K(0) - N_K(t).$$

Отношение количества атомов аргона и калия к этому моменту равно

$$\eta = \frac{N_{Ar}}{N_K} = \frac{N_K(0) - N_K(t)}{N_K(t)} = 2^{t/T_{1/2}} - 1.$$

Отсюда находим, что

$$t = T_{1/2} \frac{\ln(1 + \eta)}{\ln 2}.$$

Подставляя численные значения, получаем: $t = 4,37 \cdot 10^9$ лет, что достаточно хорошо согласуется с современными космологическими представлениями.

Задача 3. Периоды полураспада ядер ${}_{92}^{238}\text{U}$ и ${}_{92}^{235}\text{U}$ равны, соответственно, $T_1 = 4,5 \cdot 10^9$ лет и $T_2 = 7,1 \cdot 10^8$ лет. В настоящее время в

природном уране относительная распространенность этих изотопов соответствует значениям $C_1 = 99,27\%$ и $C_2 = 0,72\%$. Считая, что в момент образования Земли имелись равные количества этих изотопов, оцените возраст Земли.

Решение. Предположим, что τ - время, прошедшее с момента образования Земли, когда число ядер атомов этих изотопов было одинаково и равно N_0 . Тогда, в соответствии с законом радиоактивного распада, в настоящее время число нераспавшихся ядер этих двух сортов составляет

$$N_1 = N_0 \exp(-\lambda_1 \tau) \text{ и } N_2 = N_0 \exp(-\lambda_2 \tau).$$

Здесь $\lambda_1 = \frac{\ln 2}{T_1}$ и $\lambda_2 = \frac{\ln 2}{T_2}$ - постоянные распада, определяемые через периоды полураспадов T_1 и T_2 .

В настоящее время

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{C_1}{C_2}.$$

Поэтому

$$\frac{C_1}{C_2} = \exp[(\lambda_2 - \lambda_1)\tau].$$

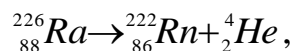
Отсюда определяем искомый возраст Земли

$$\tau = \frac{\ln C_1/C_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\ln C_1/C_2}{\ln 2} \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_1 - T_2}.$$

С учетом заданных значений входящих в эту формулу величин, находим, что $\tau = \frac{\ln 138}{\ln 2} \cdot 0,84 \cdot 10^9 = 6 \cdot 10^9$ лет. Итак, согласно полученной оценке, возраст Земли в составе солнечной системы составляет порядка шести миллиардов лет.

Задача 4. Рассчитайте активность одного грамма радия ${}_{88}^{226}\text{Ra}$, если этот изотоп имеет период полураспада $T_{1/2} = 1620$ лет.

Решение. Ядра радия ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ испытывают радиоактивный α -распад



превращаясь в ядра радона. Скорость такого распада, т.е. число распадов в единицу времени, характеризует активность A радиоактивного препарата. Для препарата, содержащего N радиоактивных ядер (атомов), зависимость активности A от постоянной радиоактивного распада λ определяется выражением (6):

$$A = \lambda N = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N = \frac{0,693}{T_{1/2}} N.$$

Число атомов, а, следовательно, и ядер, в радиоактивном препарате массы m есть

$$N = \frac{m}{\mu} N_A,$$

где μ - молярная (атомная) масса вещества, а $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ - число Авогадро.

Таким образом, окончательно находим активность радиоактивного препарата

$$A = \frac{\ln 2}{T} \frac{m}{\mu} N_A = \frac{0,693}{T} \frac{m}{\mu} N_A.$$

Подставляя численные значения для радия: $m = 10^{-3}$ кг, $\mu = 226 \cdot 10^3$ кг/моль и $T = 5,1 \cdot 10^{10}$ с, получаем $A = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Единицей активности в системе СИ является беккерель (Бк), причем $1\text{Бк}=1\text{распад/с}$. Активность одного грамма радия используется в ядерной физике как внесистемная единица активности, которую называют кюри (Ки). Из проведенного расчета следует, что $1\text{Ки}=3,7 \cdot 10^{10}\text{Бк}$.

Задача 5. В кровь человека ввели небольшое количество раствора, содержащего радиоактивный ^{24}Na с активностью $A_0 = 2,0 \cdot 10^3\text{Бк}$. Активность a' 1см^3 крови через время $t = 5,0\text{ч}$ оказалась равной $a' = 0,267\text{Бк/см}^3$. Период полураспада радиоизотопа ^{24}Na составляет $T_{1/2} = 15\text{ч}$. Найдите объем крови человека.

Решение. Активность радиоактивного препарата A с течением времени t меняется по закону

$$A = A_0 \exp(-\lambda t),$$

где A_0 - активность препарата в начальный момент времени, а λ - постоянная распада, связанная с периодом полураспада $T_{1/2}$ соотношением $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$.

Активность единицы объема крови a' и активность препарата A связаны соотношением $a' = A/V$, где V - объем крови человека. Отсюда получаем

$$V = \frac{A}{a'} = \frac{A_0}{a'} \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right).$$

Подставляя численные данные, находим, что $V = 6 \cdot 10^3\text{см}^3 = 6\text{л}$.

Отметим, что закон изменения активности радиоактивного препарата в процессе распада может быть записан в несколько иной форме. Действительно, поскольку

$$-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t = \ln 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}},$$

то

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot t\right) = A_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}.$$

Эта форма записи удобна для расчетов в тех случаях, когда время радиоактивного распада t кратно периоду полураспада $T_{1/2}$. В данной задаче $T_{1/2} = 3t$ и окончательный ответ может быть представлен в виде

$$V = \frac{A_0}{a'} \cdot 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}.$$

Задача 6. На примере распада природного урана ${}_{92}^{238}\text{U}$ оцените энергию кулоновского взаимодействия U_c между α -частицей и дочерним ядром в момент ее вылета из ядра (т.е. высоту потенциального барьера, через который туннелирует α -частица).

Решение. Радиус R материнского ядра ${}_Z^A\text{X}$ с массовым числом A и зарядовым числом Z , согласно (1), определяется выражением

$$R = 1,3 \cdot A^{1/3} 10^{-15} \text{ м.}$$

Заряд дочернего ядра $q_d = +(Z-2)e$, заряд α -частицы $q_\alpha = +2e$, где e - элементарный заряд. Будем считать, что ядро имеет сферическую форму, и полагать, что плотность электрического заряда ядра $\rho(r)$ зависит только от расстояния r от его центра. Тогда, считая α -частицу точечным зарядом, находящимся в момент вылета на расстоянии R от центра ядра, для потенциальной энергии кулоновского взаимодействия α -частицы и ядра в момент вылета получаем

$$U_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(Z-2)e^2}{R}.$$

Подставляя для ${}_{92}^{238}\text{U}$ значения $A = 238$ и $Z = 92$, находим что

$$U_c = 32,2 \text{ МэВ}.$$

Отметим, что энергия α -частиц, участвующих в этом распаде, составляет $E_\alpha = 4,25 \text{ МэВ}$ и оказывается существенно меньше высоты потенциального барьера ($U_c = 32,2 \text{ МэВ}$), что еще раз свидетельствует о туннельном механизме испускания α -частиц ядрами.

Задача 7. Считая, что радиоактивный α -распад происходит за счет туннелирования α -частицы через потенциальный барьер, получите закон α -распада, определяющий зависимость числа нераспавшихся ядер $N(t)$ от времени распада t . Скорость α -частицы в материнском ядре равна v , радиус ядра - r_0 , коэффициент прозрачности потенциального барьера - D , число нераспавшихся ядер в начальный момент времени - N_0 .

Решение. Число ударов α -частицы о стенки потенциального барьера в единицу времени равно $\frac{v}{2r_0}$. Поскольку вероятность туннелирования при одном ударе о стенку барьера равна D , а общее число нераспавшихся ядер в момент времени t равно $N(t)$, то число ядер dN , в которых происходит испускание α -частиц за время от момента t до момента $t + dt$ составляет

$$dN = -N(t) \frac{v}{2r_0} D dt.$$

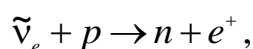
Знак минус в правой части взят потому, что величина dN имеет смысл приращения числа нераспавшихся ядер, а их число на самом деле убывает. Интегрируя это выражение, получаем

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{vD}{2r_0} t\right).$$

Полученное соотношение обычно записывают в виде $N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$, где величина $\lambda = \frac{vD}{2r_0}$ называется постоянной радиоактивного распада. Таким образом, мы не только получили закон радиоактивного распада (5), но и установили связь между постоянной распада λ и коэффициентом прозрачности барьера D .

Задача 8. Из космического пространства на Землю падает поток электронных антинейтрино. Оцените вероятность поглощения антинейтрино веществом при прохождении этой частицы сквозь земной шар по диаметру $D = 1,3 \cdot 10^7$ м. Эффективное сечение взаимодействия антинейтрино с ядрами вещества принять равным $\sigma = 10^{-20}$ барн. Считать, что вещество Земли имеет среднюю плотность $\rho = 5500$ кг/м³, а средняя атомная масса этого вещества равна $\mu = 38 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Решение. Элементарные частицы антинейтрино $\bar{\nu}_e$ участвуют только в слабых взаимодействиях. В частности, при взаимодействии антинейтрино с ядрами возможно протекание реакции



приводящей к исчезновению (поглощению веществом) нейтрино. Вероятность такого взаимодействия ничтожно мала. Эту вероятность можно оценить, используя понятие эффективного сечения взаимодействия антинейтрино с веществом. По определению, эффективное сечение σ определяет площадь мишени, которой следует окружить центр каждого ядра. Эта мишень имеет такой размер, что только в том случае, если летящее антинейтрино попадает в эту мишень, то оно взаимодействует с ядром. В

противном случае взаимодействие не наблюдается. Эффективное сечение σ измеряется в барнах, причем $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$.

Из определения σ следует, что если взять достаточно тонкий слой вещества толщиной Δx и площадью S с концентрацией ядер (атомов) $n_{\text{я}}$, то суммарная площадь всех мишеней вокруг ядер будет равна $\Delta S = \sigma \cdot n_{\text{я}} S \Delta x$. Тогда отношение площадей ΔS и S будет характеризовать вероятность ΔP того, что при прохождении рассматриваемого слоя антинейтрино испытает взаимодействие хотя бы с одним ядром. Таким образом,

$$\Delta P = \frac{\Delta S}{S} = \sigma \cdot n_{\text{я}} \Delta x.$$

Суммируя вероятности по отдельным слоям, можно оценить вероятность P того, что антинейтрино, пройдя слой вещества толщиной D , испытывает взаимодействие хотя бы с одним ядром вещества. Эта вероятность равна

$$P = \sigma n_{\text{я}} D.$$

Число ядер (атомов) вещества в единице объема найдем из стандартной формулы

$$n_{\text{я}} = n_{\text{А}} = \frac{\rho}{\mu} N_{\text{А}}.$$

Подставляя численные значения, получаем

$$P = \frac{10^{-48} \cdot 1,3 \cdot 10^7 \cdot 5,5 \cdot 10^3 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{38 \cdot 10^{-3}} = 10^{-12}.$$

Удивительно, но из 10^{12} антинейтрино, пронизывающих Землю, в среднем лишь одно испытывает взаимодействие с ядром атома земного вещества. Отметим, что, несмотря на такую малую вероятность процесса взаимодействия антинейтрино с веществом, Ф. Райнес и К. Коуэн в 1956 г.

экспериментально обнаружили в потоке частиц, идущих от ядерного реактора, электронные антинейтрино.

Задача 9. Сколько нейтронов будет в $n=100$ поколении в активных средах с коэффициентами размножения $K_1=1,05$ и $K_2=1,15$, если процесс деления тяжелых ядер в таких средах начинается с $N_0=1000$ нейтронов?

Решение. Коэффициент размножения K определяет отношение количества нейтронов в среде в двух последующих поколениях после протекания ядерной реакции деления тяжелых ядер, например, ядер ${}_{92}^{235}\text{U}$. Если отсчет поколений нейтронов ($n=1$) вести от поколения после первого цикла деления, то при наличии в начальный момент времени в активной среде N_0 нейтронов, в n -ом поколении их будет

$$N = N_0 K^n.$$

В надкритическом режиме, когда $K > 1$, число нейтронов в среде будет быстро возрастать со временем, и процесс деления ядер будет протекать в режиме цепной ядерной реакции. Эволюция такого процесса зависит от значения коэффициента размножения. Поэтому даже незначительное изменение этого коэффициента может существенно изменить скорость процесса деления. Действительно, подставив численные значения из условия задачи, получим:

для $K = K_1 = 1,05$

$$\ln \frac{N_1}{N_0} = 100 \ln K_1 = 4,88, \text{ т.е. } N_1 = 1,3 \cdot 10^5,$$

для $K = K_2 = 1,15$

$$\ln \frac{N_2}{N_0} = 100 \ln K_2 = 13,98, \text{ т.е. } N_2 = 1,2 \cdot 10^9.$$

Таким образом, увеличение коэффициента размножения всего в 1,1 раза привело к увеличению числа нейтронов в 100-ом поколении почти в 10000 раз.

Задача 10. Мощность энергетической установки подводной атомной лодки составляет $P = 15$ МВт. В этой установке используется обогащенный уран, содержащий 25% (по массе) изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$. Считая, что при делении каждого ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$ выделяется $Q = 200$ МэВ энергии, определите массу уранового “горючего”, необходимого для месячного автономного плавания лодки.

Решение. Пусть m - масса уранового “горючего”, содержащего N атомов (ядер) изотопа урана ${}^{235}_{92}\text{U}$. В этом случае

$$N = \frac{0,25m}{\mu} N_A.$$

Здесь $\mu = 235 \cdot 10^{-3}$ кг/моль – молярная (атомная) масса изотопа урана ${}^{235}_{92}\text{U}$, а $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ 1/моль – постоянная Авогадро.

Ядра изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$ под действием нейтронов могут делиться на более легкие ядра. В результате ядерной реакции деления всех N ядер за месячный срок $\Delta t = 30 \cdot 24 \cdot 3600 = 2,6 \cdot 10^6$ с выделится энергия, равная NQ . По условию задачи $NQ = P\Delta t$. Следовательно

$$\frac{0,25m}{\mu} N_A Q = P\Delta t.$$

Отсюда находим искомую массу уранового “горючего”

$$m = \frac{\mu P \Delta t}{0,25 N_A Q}.$$

Подставляя численные значения, получаем

$$m = \frac{235 \cdot 10^{-3} \cdot 15 \cdot 10^6 \cdot 2,6 \cdot 10^6}{0,25 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,9 \text{ кг}.$$

Задача 11. На покоящуюся элементарную частицу A массой M налетает частица a массой покоя m . Определите пороговую кинетическую энергию $E_{K \text{ пор}}$ налетающей частицы a для возбуждения реакции рождения новых частиц суммарной массой $\sum m_i$.

Решение. Пороговой кинетической энергией $E_{K_{nop}}$ называют минимальную кинетическую энергию налетающей частицы, необходимую для рождения продуктов заданного канала реакции. Для решения задачи воспользуемся тем обстоятельством, что для любой системы частиц величина $E^2 - p^2c^2$, где E и p - соответственно релятивистские энергия и импульс системы, инвариантна относительно выбора системы координат. Приравняем значения этого инварианта до и после столкновения частиц a и A . Причем, до столкновения возьмем значение инварианта в лабораторной системе координат, в которой частица A покоится, а после столкновения – в системе центра масс. Поскольку в системе центра масс суммарный импульс частиц равен нулю, то получаем

$$(E_K + mc^2 + Mc^2)^2 - p^2c^2 = (\sum E_i)^2,$$

где E_K - кинетическая энергия налетающей частицы, p - ее импульс, а E_i - релятивистская энергия i -ой частицы, образовавшейся в результате реакции. В общем случае вновь образовавшиеся частицы движутся друг относительно друга, т.е. обладают кинетической энергией. Если же такое движение отсутствует, то энергия E_i каждой частицы минимальна и равна энергии покоя $m_i c^2$. Именно в этом случае кинетическая энергия налетающей частицы равна пороговому значению $E_{K_{nop}}$. Таким образом, получаем следующее соотношение

$$(E_{K_{nop}} + mc^2 + Mc^2)^2 - p^2c^2 = (\sum m_i)^2 c^4.$$

Принимая во внимание, что импульс p налетающей частицы связан с ее кинетической энергией соотношением

$$p^2 c^2 = E_{K \text{nop}} (E_{K \text{nop}} + 2mc^2),$$

получаем:

$$E_{K \text{nop}}^2 + 2E_{K \text{nop}}(m+M)c^2 + (m+M)^2 c^4 - E_{K \text{nop}}(E_{K \text{nop}} + 2mc^2) = (\sum m_i)^2 c^4.$$

Отсюда находим, что

$$E_{K \text{nop}} = \frac{(\sum m_i)^2 - (m+M)^2}{2M} c^2.$$

Задача 12. Определите минимальную энергию γ -кванта E_{min} , при которой возможно рождение электрон-позитронной пары на покоящемся протоне: $\gamma + p \rightarrow p + e^- + e^+$.

Решение. Воспользуемся инвариантностью выражения $E^2 - p^2 c^2$. До столкновения возьмем значение инварианта в лабораторной системе координат, в которой протон покоился, а после столкновения – в системе центра масс, в которой суммарный импульс частиц равен нулю. В итоге получаем следующее соотношение:

$$(E_{min} + m_p c^2)^2 - \left(\frac{E_{min}}{c}\right)^2 c^2 = (m_p + 2m_e)^2 c^4,$$

где m_p - масса протона, а m_e - масса электрона (позитрона). Так как нам нужно найти минимальную энергию E_{min} , то в правой части приведенного соотношения записан только квадрат энергии покоя системы, состоящей из протона и электрон-позитронной пары.

После несложных преобразований получаем

$$E_{min} = 2m_e \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right) c^2.$$

Отметим, что этот же результат может быть получен из формулы для E_{nop} (см. задачу 11), если в ней положить массу покоя фотона $m=0$. Подставляя численные значения, находим, что $E_{min} = 1,02$ МэВ.

Задача 13. С какой скоростью должны сближаться источник и поглотитель, состоящие из свободных ядер ^{191}Ir , чтобы можно было наблюдать максимальное поглощение γ -квантов с энергией $E_0 = 129$ кэВ?

Решение. Рассмотрим процесс испускания и поглощения γ -кванта свободным ядром. Пусть покоящееся ядро, переходя из возбужденного состояния в основное, испускает γ -квант с энергией E_γ и импульсом \vec{p}_γ . В результате ядро приобретает импульс отдачи \vec{p}_n и кинетическую энергию (энергию отдачи) W_n . Если разность энергий основного и возбужденного состояний ядра равна E_0 , то из законов сохранения энергии и импульса следует, что

$$E_0 = E_\gamma + W_n, \quad \vec{p}_\gamma + \vec{p}_n = 0.$$

Отсюда находим, что энергия отдачи W_n , которая передается ядру при испускании γ -кванта, равна

$$W_n = \frac{p_n^2}{2m_{\text{я}}} = \frac{p_\gamma^2}{2m_{\text{я}}},$$

где $m_{\text{я}}$ - масса ядра. Поскольку импульс γ -кванта $p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$, то

$$W_n = \frac{E_\gamma^2}{2m_{\text{я}} c^2}.$$

Легко убедиться, что бóльшую часть энергии, выделяемой ядром при испускании γ -излучения, уносит γ -квант. Действительно,

$$\frac{E_\gamma}{W_n} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma^2} 2m_{\text{я}}c^2 = \frac{2m_{\text{я}}c^2}{E_\gamma} \gg 1,$$

поскольку энергия покоя ядра $m_{\text{я}}c^2$ значительно превышает энергию γ -кванта E_γ . Поэтому в выражении для W_n можно с достаточной точностью заменить E_γ на E_0

$$W_n = \frac{E_0^2}{2m_{\text{я}}c^2}.$$

Именно это выражение и определяет энергию отдачи ядра при испускании γ -кванта.

Рассмотрим теперь процесс поглощения γ -кванта ядром. Ядро, поглощая γ -квант, получает импульс отдачи и энергию отдачи, которая по-прежнему определяется полученным выше выражением для W_n . Для того, чтобы сообщить ядру ту же самую энергию E_0 , чтобы перевести его из основного состояния в возбужденное, энергия налетающего γ -кванта E'_γ должна превышать энергию перехода E_0 на величину энергии отдачи W_n

$$E'_\gamma = E_0 + W_n.$$

Таким образом, линия испускания и линия поглощения γ -квантов свободными ядрами сдвинуты относительно друг друга по энергии на величину

$$\Delta E = E'_\gamma - E_\gamma = 2W_n.$$

Для того, чтобы можно было наблюдать максимальное (резонансное) поглощение γ -квантов с энергией E_0 , нужно компенсировать этот энергетический сдвиг за счет движения источника относительно поглотителя.

При движении источника относительно поглотителя возникает изменение частоты испускаемого излучения за счет эффекта Доплера. В данном случае это продольный эффект Доплера, для которого испускаемая частота ω' определяется соотношением

$$\omega' = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right).$$

Здесь ω_0 - частота излучения неподвижного источника, v - скорость движения источника относительно поглотителя. При этом изменение энергии испущенного фотона $\hbar(\omega' - \omega_0)$ должно быть равно $2W_n$. Принимая во внимание, что $E_0 = \hbar\omega_0$, получаем

$$\hbar(\omega' - \omega_0) = \hbar\omega_0 \frac{v}{c} = E_0 \frac{v}{c} = \frac{E_0^2}{m_{\text{я}} c^2}.$$

Отсюда находим, что

$$v = \frac{E_0}{m_{\text{я}} c}.$$

Подставляя $E_0 = 129$ кэВ и $m_{\text{я}} \approx 191 \cdot m_n$, где m_n - масса нейтрона, получаем $v = 217$ м/с.

Таким образом, в случае свободных ядер резонансное поглощение γ -квантов возможно только при достаточно большой скорости движения источника относительно поглотителя. Если же ядра находятся в кристалле, то импульс отдачи при испускании и поглощении γ -кванта может быть передан всему кристаллу. В этом случае в полученные выражения вместо массы ядра $m_{\text{я}}$ нужно подставить массу всего кристалла, которая неизмеримо больше $m_{\text{я}}$. При этом энергия отдачи W_n практически равна нулю, а, следовательно, равна нулю и скорость источника v , необходимая для достижения резонанса. Это означает, что резонансное ядерное поглощение γ -излучения в кристалле возможно практически при нулевой скорости источника относительно поглотителя.

Явление резонансного испускания и поглощения γ -квантов ядрами кристаллов было экспериментально обнаружено немецким физиком Р. Мессбауэром и носит его имя (эффект Мессбауэра). Интересно отметить, что для того, чтобы нарушить ядерный резонанс за счет эффекта Доплера,

необходимо двигать источник относительно поглотителя со скоростью всего $\sim 1\text{мм/с}$.

Задача 14. Докажите, что свободный нуклон не может испустить γ -квант.

Решение: Рассмотрим систему, в которой нуклон первоначально покоится. Пусть испущенный γ -квант обладает импульсом \vec{p}_γ и энергией E_γ , а нуклон после испускания γ -кванта имеет импульс \vec{p}_n и энергию E_n . Согласно законам сохранения энергии и импульса

$$E_n + E_\gamma = m_n c^2,$$

$$\vec{p}_n + \vec{p}_\gamma = 0,$$

где m_n - масса покоя нуклона. Перепишем эти соотношения в виде

$$E_n^2 = E_\gamma^2 - 2E_\gamma m_n c^2 + (m_n c^2)^2,$$

$$(cp_n)^2 = (cp_\gamma)^2.$$

Вычитая из первого равенства второе и принимая во внимание, что

$$E_\gamma = p_\gamma c \quad \text{и} \quad E_n^2 = (p_n c)^2 + (m_n c^2)^2,$$

получаем

$$E_\gamma m_n c^2 = 0.$$

Это означает, что $E_\gamma = 0$, т.е. испускание γ -кванта свободным нуклоном невозможно. Точно так же доказывается невозможность поглощения γ -кванта

свободным нуклоном. Таким образом, испускание и поглощение γ -излучения ядрами является не внутринуклонным, а внутриядерным процессом.

Задача 15. Проиллюстрируйте на примере истории изучения электронного β -распада роль законов сохранения в физике элементарных частиц.

Ответ. Как уже отмечалось, ответственным за β -распад является слабое взаимодействие нуклонов в ядре. В основе электронного β -распада лежит превращение в ядре нейтрона в протон



Поэтому можно определить β^{-} -распад как процесс самопроизвольного (спонтанного) превращения нейтрона в протон внутри атомного ядра. Это означает, что β -распад является не только внутриядерным, но и внутринуклонным процессом.

Как показали экспериментальные исследования, электроны, образующиеся при β -распаде, имеют широкий энергетический спектр от нуля до максимального значения E_{\max} (рис.1). Энергия E_{\max} определяется разностью между массой материнского ядра и массой продуктов распада - электрона и дочернего ядра.

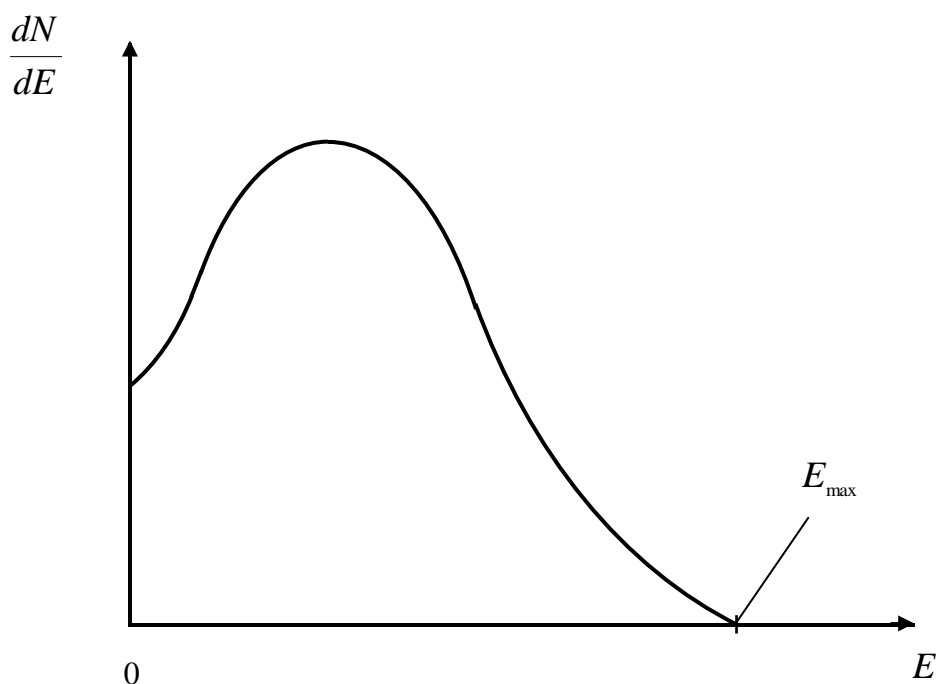


Рис. 1. Энергетический спектр электронов при β^- – распаде

Первоначально, до открытия нейтрино, казалось, что β^- -распад протекает с нарушением закона сохранения энергии. Действительно, если бы материнское ядро распадалось только на дочернее ядро и электрон, то энергия электрона, согласно закону сохранения энергии, не могла бы быть меньше E_{\max} . Для того, чтобы “спасти” закон сохранения энергии, чтобы объяснить “исчезновение” энергии $\Delta E = E_{\max} - E$, В. Паули в 1932 г. выдвинул гипотезу, согласно которой при β^- -распаде испускается еще одна частица, которая и уносит энергию ΔE . Так как эта частица никак себя не проявляла, то следовало предположить, что она электронейтральна и обладает очень малой массой. Эта частица, названная Э. Ферми нейтрино, что дословно означает “маленький нейтрон”, “нейтрончик”, была экспериментально обнаружена Ф. Райнесом и К. Коуэном лишь в 1956 г.

Для предположения о существовании нейтрино имелось еще одно веское основание. Как известно, нейтрон, протон и электрон являются ферми-частицами и обладают спином, равным $\frac{1}{2}$. Так что если записать

схему распада (7) без нейтрино, то суммарный спин образующихся при распаде частиц – протона и электрона - будет отличаться от спина исходной частицы – нейтрона. Следовательно, участие в β -распаде еще одной частицы, обладающей полуцелым спином, было необходимо с точки зрения закона сохранения момента импульса.

Кроме того, закон сохранения лептонного заряда L требует, чтобы частица, испускаемая в электронном β -распаде, представляла собой не нейтрино ν_e , а антинейтрино $\bar{\nu}_e$, поскольку только в этом случае лептонный заряд системы до распада и после распада остается неизменным (см. (7)). Действительно, лептонные заряды нейтрона и протона равны нулю, тогда как лептонный заряд электрона равен 1, а лептонный заряд электронного антинейтрино равен -1. Поэтому, в соответствие с законом сохранения L , в схеме электронного β -распада (7) должно быть записано именно электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$.

И, наконец, последнее. При β -распаде выполняется закон сохранения барионного заряда B . Барионные заряды частиц, участвующих в распаде (7), имеют следующие значения: для нейтрона и протона $B=1$, для электрона и антинейтрино $B=0$. Следовательно, барионный заряд системы частиц до и после электронного β -распада остается постоянным.

Таким образом, законы сохранения энергии, момента импульса, лептонного и барионного зарядов сыграли очень важную роль в формировании и развитии правильных представлений о явлении β -распада.

Задача 16. Объем ионизационной камеры индивидуального дозиметра $V = 4 \text{ см}^3$, а емкость конденсатора, образованного электродами камеры $C = 12 \text{ пкФ}$. Под действием γ -излучения напряжение на электродах камеры упало от $U_1 = 120 \text{ В}$ до $U_2 = 60 \text{ В}$. Чему равна доза излучения, прошедшего через камеру?

Решение. Для рентгеновского и γ -излучения доза (экспозиционная) излучения D определяется по степени ионизации воздуха под действием излучения. Эта доза равна суммарному заряду всех ионов одного знака, созданных излучением в единице массы сухого воздуха. В системе СИ единицей экспозиционной дозы является 1 Кл/кг. В повседневной практике довольно часто используется внесистемная единица дозы – рентген (Р), причем $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$. Отметим, что доза излучения в 1 Р соответствует образованию $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см^3 сухого воздуха.

При образовании ΔN ионов одного знака в объеме V ионизационной камеры дозиметра, эти однократно ионизованные ионы с общим зарядом $\Delta q = e\Delta N$ устремляются к электродам, разряжая их. Поэтому напряжение на электродах уменьшается, причем

$$C(U_1 - U_2) = \Delta q = e\Delta N.$$

Отсюда находим число пар ионов, образованных в единице объема камеры дозиметра

$$\Delta n = \frac{\Delta N}{V} = \frac{C(U_1 - U_2)}{eV} = \frac{12 \cdot 10^{-12} \cdot 60}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4 \cdot 10^{-6}} = 1,12 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

Дозу излучения в рентгенах находим, согласно определению, как

$$D = \frac{\Delta n [\text{см}^{-3}]}{2,08 \cdot 10^9} = \frac{1,12 \cdot 10^9}{2,08 \cdot 10^9} = 0,54 \text{ Р}.$$

Список литературы

1. Мартинсон Л.К., Смирнов Е.В. Квантовая физика. – М.: МГТУ, 2004. 496 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 5. – М.: Наука. Физматлит. 1998. 368 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Часть 1. М.: Наука, 1986. 416 с.
4. Иродов И.Е. Задачи по общей физике. М.: ЗАО “Издательство

- БИНОМ”, 1998. 448 с.
5. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике. М.: Высш. шк., 1991. 175 с.
6. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачи по физике. М.: Высш. шк., 1988. 527 с.

Оглавление

| | |
|---------------------------------------|----|
| 1. Структура атомного ядра | 3 |
| 2. Закон радиоактивного распада | 5 |
| 3. Элементарные частицы | 7 |
| 4. Примеры решения задач | 15 |
| 5. Список литературы | 35 |