

Министерство образования и науки Российской Федерации

АМУРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Инженерно-физический факультет

Е. А. Ванина, Е. С. Астапова, И. В. Гопиенко

**ФИЗИКА ЯДРА
И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Благовещенск

2004

ББК

*Печатается по решению
редакционно-издательского совета
инженерно-физического факультета
Амурского государственного университета*

Ванина Е.А., Астапова Е.С., Гопиенко И.В.

Физика ядра и элементарных частиц: Лабораторный практикум

Благовещенск: Амурский гос. ун-т, 2005.

Пособие предназначено для студентов специальности «Физика», инженерно-физического факультета. В пособии приведены основные теоретические сведения по физике ядра, приведена методика выполнения 8 лабораторных работ.

Рецензенты: Н. С. Костюков, д.т.н., проф., зав. лабораторией физико-химических основ наукоемких технологий НИИ НТ АмГУ;
С. В. Ланкин, д.ф.-м.н., проф., зав. кафедрой общей физики БГПУ

Амурский государственный университет

Содержание

Введение.....	4
Лабораторная работа	
«Распределение Пуассона».....	5
Лабораторная работа № Ф 6 - 2	
«Изучение треков заряженных частиц».....	15
Лабораторная работа № Ф 6 – 3	
«Изучение дозиметрических приборов».....	32
Лабораторная работа № Ф 6 – 4	
«Введение в физику высоких энергий».....	52
Лабораторная работа № Ф 6 – 5	
«Изучение поглощения β - излучения».....	68
Лабораторная работа № Ф 6 – 6	
«Определение энергии α -частиц по величине их пробега».....	81
Лабораторная работа № Ф 6 – 7	
«Счетчики ядерного излучения».....	88
Лабораторная работа № Ф 6 – 8	
«Деление ядер. Ядерный реактор».....	101

Введение

Цель изучения дисциплины «Физика ядра и элементарных частиц» состоит в том, чтобы представить физическую теорию по физике атомного ядра и частиц как обобщение наблюдений, практического опыта и эксперимента. Программа курса может быть усвоена лишь при полном и целесообразном использовании лекций, лабораторных занятий и самостоятельной работы студентов.

Для успешного освоения курса студент должен быть знаком с основными физическими явлениями, методами их наблюдения, с методами обработки и анализа результатов эксперимента, студент должен уметь использовать при работе справочную и учебную литературу; находить другие необходимые источники информации и работать с ними.

Лабораторный практикум предполагает выполнение работ по темам: α - и β - радиоактивные распады, статистические закономерности γ – излучения, дозиметрия, введение в физику высоких энергий, изучение треков заряженных частиц, счетчикам ядерного излучения, делению ядер, ядерному реактору.

В связи со спецификой курса особенностью данного лабораторного практикума является включение виртуальных лабораторных работ по естественной радиоактивности, ядерному реактору и задач по физике высоких энергий. Для проведения практикума используются разработки студента-физика Симоненко Е. Например, виртуальная лабораторная работа №6 «Определение энергии α - частиц по величине их пробега» и виртуальный тест для оценки знаний по лабораторной работе №7 «Счетчики ядерного излучения».

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № Ф 6 - 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУАССОНА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Изучение статистических закономерностей γ -излучения и β -распадов.

ОБОРУДОВАНИЕ: Счетчик Гейгера, пересчетное устройство, компьютер, прикладная программа frk-13.1.

Введение

Из-за разнообразных неконтролируемых воздействий результаты измерения макроскопической величины имеют статистический характер. Важно отметить, что сама по себе измеряемая величина (например, масса какого-либо тела, длина стержня и т.д.) имеет некоторое вполне определенное значение, в то время как результаты измерений флуктуируют из-за несовершенства измерительных приборов, недостаточной их изоляции от изменяющихся внешних условий и т.д. Численные значения результатов измерений обычно распределены по некоторому непрерывному вероятностному закону, чаще всего по закону Гаусса.

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

Если, например, речь идет об измерении числа актов радиоактивного распада, происшедшего за какое-то время, то флуктуирует сама измеряемая величина, а измерительный прибор (счетчик частиц) в первом приближении можно считать идеальным, т.е. не подверженным статистическому влиянию окружающих условий. Измеряемая величина является уже не непрерывной,

а дискретной, и наиболее характерным законом распределения, вместо закона Гаусса, является закон Пуассона, а иногда биномиальный закон.

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

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

1. Распределение Пуассона

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

$$p_k = \frac{(nt)^k}{k!} \exp(-nt) \quad (1)$$

где n – n -поток частиц.

Распределение (1) можно толковать двояко. Представим себе очень большое число совершенно идентичных установок, состоящих из одинаковых источников частиц, облучающих одинаковые счетчики. Пусть в течение времени t первый счетчик сработал k_1 раз, второй k_2 раз и т.д. Тогда величины $k_1, k_2 \dots$ распределены в соответствии с формулой Пуассона (1).

Рассмотрим теперь только один счетчик, и соответствующий ему источник и будем регистрировать число отсчетов $k_1, k_2 \dots$ в течение очень большого числа равных между собой промежутков времени. Если поток n остается постоянным, то величины $k_1, k_2 \dots$ также распределены по закону Пуассона. Среднее число актов определяется равенством:

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} k p_k$$

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

Тогда формулу (1) можно записать в виде

$$p_k = \frac{\bar{k}^k}{k!} \exp(-\bar{k}) \quad (2)$$

Как видно из (2) распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра - среднего числа актов. Экспериментальное определение \bar{k} является, как правило, основной целью большей части измерений, проводимых в ядерной физике.

Из формулы (2) следует, что

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

Поэтому если $\bar{k} \ll 1$, то p_k монотонно убывает с ростом k . Иная картина имеет место, когда, $\bar{k} > 1$. В этом случае p_k сначала возрастает, достигая максимального значения при $k \sim \bar{k}$ после чего начинает монотонно убывать. Зависимость p_k от k при разных \bar{k} изображена на рис 1. По мере роста k максимум становится относительно более острым, а график - все более симметричным относительно $k = \bar{k}$. При большом \bar{k} график практически симметричен. При малых же \bar{k} наблюдается ассиметрия.

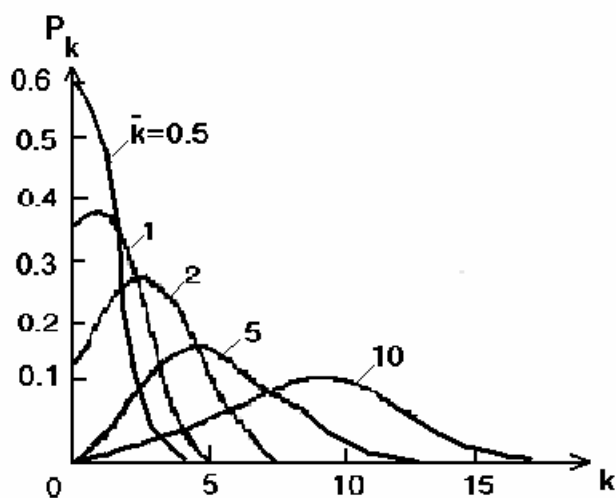


Рис. 1. Зависимость p_k от k

Из формулы (2) следует, что при всяком значении \bar{k} осуществление любого числа актов k . Однако не все события встречаются одинаково часто. Если величина k близка к \bar{k} , то вероятность p_k велика, в противном случае - мала. Мерой отклонения случайной величины \bar{k} от его среднего значения (мерой флуктуации) является *дисперсия*.

Дисперсией некоторой случайной величины x называется выражение:

$$D_x = (x - \bar{x})^2$$

Величину $\Delta x = \sqrt{D_x}$ называют *абсолютной флуктуацией* случайной величины x , а величину

$$\sigma = \Delta x / x = \sqrt{D_x} / x$$

- *относительной флуктуацией.*

Можно показать, что в случае закона Пуассона дисперсия

$$D_k = \bar{k} \quad (3)$$

абсолютная флуктуация

$$\Delta k = \sqrt{\bar{k}} \quad (4)$$

относительная флуктуация

$$\sigma_k = 1/\sqrt{\bar{k}} \quad (5)$$

Соотношения (3) - (5) играют основную роль во всех приложениях закона Пуассона. Их смысл состоит в следующем. Если регистрировать отсчеты счетчика в очень большом числе равных интервалов, то в большей части интервалов число отсчетов k будет отличаться от \bar{k} не более чем на $\sqrt{\bar{k}}$.

Абсолютная флуктуация (4) возрастает с ростом \bar{k} , однако относительная ошибка σ_k (5) уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из числа сосчитанных частиц. Отсюда можно найти число отсчитанных частиц k , которое нужно сосчитать для достижения заданной относительной ошибки σ :

$$k = 1/\sigma^2$$

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

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

2. Связь распределения Пуассона с распределением Гаусса

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

$$\sqrt{\bar{k}} \gg 1 \quad (6)$$

(практически при $k \approx 20$), то достигается полная симметрия. Кроме того, различие между величинами вероятностей для смежных или близких k оказывается очень малым. Например, легко проверить, что $\bar{k} = 1000$:

$$(p_{1000} - p_{995})/p_{1000} = 0,01$$

В этих условиях вместо вероятности p_k осуществления того или иного числа отсчетов можно пользоваться уже другой величиной, а именно, вероятностью $\varphi(k)$ того, что число отсчетов заключено в "бесконечно малом" интервале от k до $k+dk$. По абсолютной величине интервал dk может содержать несколько единиц. Однако он мал по сравнению с интересующими нас k равными по порядку величины среднему числу отсчетов k . Тем самым дискретное распределение заменяется непрерывным.

Количественное рассмотрение функции распределения $\varphi(k)$ при выполнении условия (6) приводит к выводу, что рассматриваемая величина k распределена по закону Гаусса:

$$\varphi(k) = \frac{1}{\sqrt{\pi \bar{k}}} \exp \frac{(k - \bar{k})^2}{2\bar{k}}$$

Закон Гаусса определен как для положительных, так и отрицательных значений k .

Величина $y = k - \bar{k}$, имеющая смысл отклонения числа отсчетов k от среднего значения, распределена по закону

$$u(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi k}} \exp \frac{-y^2}{2\bar{k}} \quad (7)$$

При помощи (7) можно вычислить вероятность $p(y_1 \leq y \leq y_2)$ того, что величина $y = k - \bar{k}$ заключена в интервале от $y=y_1$ до $y=y_2$.

Искомая вероятность

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \int_{y_1}^{y_2} \exp(-y^2 / 2D) dy$$

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

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{z_1}^{z_2} \exp(-z^2 / 2) dz$$

или

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

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z \exp(-z^2 / 2) dz - \text{функция Гаусса.}$$

Можно найти вероятность того, что отклонение от среднего не превосходит по модулю величины абсолютной ошибки \sqrt{D}

$$p(|y| \leq \sqrt{D}) = 2\Phi(1) = 0,682 \quad (8)$$

Точно также получаем

$$p(|y| \leq 2\sqrt{D}) = 0,954 \quad (9)$$

$$p(|y| \leq 3\sqrt{D}) = 0,997 \quad (10)$$

Из формул (8) – (10) вытекают следующие: если регистрировать отсчеты счетчика в большом числе равных интервалов времени, то при выполнении условия (6) в 68,2% случаев число отсчетов будет отличаться от k не более чем на \sqrt{k} , 95,4% не более чем на $2\sqrt{k}$ и т.д.

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

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Импульсы счетчика поступают в пересчетную схему, работа которой управляется с помощью реле времени нажатием кнопки на передней панели пересчетной схемы. При нажатии кнопки начинается счет времени импульсов, и через 3 с, реле автоматически прекращает счет.

Запустить программу fpk 13.1

1. Произвести 200 измерений скорости счета импульсов от газоразрядного счетчика без источника

2. Выполнить 500 измерений отсчетов счетчика нагруженного источником.

Результаты представить в виде графиков гистограмм. По оси абсцисс отложить k - число импульсов в отдельном измерении, по оси ординат $f(k)$ - число измерений, в которых было включено k импульсов.

С помощью формулы (2) построить кривую распределения Пуассона для значения \bar{k} полученного в измерениях отсчетов без источника. Значение \bar{k} рассчитать по данным гистограммы, полученной в задании 1, используя формулу

$$\bar{k} = \sum_i k_i p_i = \frac{\sum_i k_i n_i}{\sum_i n_i}$$

где k_i - количество отсчетов в одном намерении ($k_i=0,1,2..$), n_i - число измерений, соответствующих количеству отсчетов k_i (т.е. число нулей, единиц, двоек и т.д.).

Экспериментальная и теоретические кривые должны быть нормированы к полному числу измерений. Для этого нужно умножить теоретические значения вероятностей p_k на полное число измерений. Тогда обе кривые будут нарисованы в одном масштабе и их можно сравнивать.

Показать что $\sim 68\%$ результатов отличаются от среднего значения \bar{k} больше чем на $\sqrt{\bar{k}}$ (по гистограмме задания 2). Для этого необходимо найти отношение числа измерений, в которых получилось значение k в интервале от $k-\sqrt{\bar{k}}$ до $k+\sqrt{\bar{k}}$, к полному числу измерений.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Распределение Пуассона.
2. Связь распределения Пуассона с распределением Гаусса.
3. γ –излучение. Внутренняя конверсия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савельев И.В. Общий курс физики . Т3, М: Наука, 1987.
2. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику , М: Атомиздат, 1965
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика, М: Наука ,1985
4. Худсон Д. Статистика для физиков, М: Мир 1970

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № Ф 6 - 2

ИЗУЧЕНИЕ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Освоение методики обработки фотографий треков заряженных частиц.

ОБОРУДОВАНИЕ: фотографии треков различных заряженных частиц, миллиметровая бумага, линейка.

1. Детекторы частиц

Камера Вильсона. Этот прибор создан английским физиком Ч. Вильсоном в 1912 г. В камере Вильсона следы частиц проявляются вследствие конденсации пересыщенного пара на ионах, образованных при прохождении заряженных частиц через газ. Возникающие на ионах капли достигают больших размеров ($\sim 10^{-3}$ - 10^{-4} см), так что их можно сравнительно легко фотографировать.

Пресыщение достигается за счет внезапного охлаждения, вызываемого резким (адиабатическим) расширением рабочей смеси, состоящей из неконденсирующегося газа (гелия, азота, аргона) и паров воды, этилового спирта и т. п.

Если пресыщение не достигает верхнего предела, когда конденсация происходит самопроизвольно на микроскопических флуктуациях плотности пара, то капли жидкости конденсируются лишь на внешних центрах – ионах, частичках пыли. Именно эта степень пресыщения и используется в рассматриваемых приборах. Чтобы ионы, образованные исследуемой заряженной частицей, были единственными частицами конденсации, объемы камер очищаются от посторонних ионов пыли с помощью вспомогательного электрического поля.

Конструктивно камера Вильсона – это изолированный газовый объем, заключенный в сосуде, который через специальный переходник с сеткой соединяется с камерой объемного расширения (камера с подвижным поршнем или диафрагмой). Форма камеры,

размеры и расположение прозрачных окон, необходимых для освещения и фотографирования, размещение аппаратуры для фотографирования и освещения определяются конкретными условиями эксперимента. Камеры Вильсона могут работать при давлении от долей атмосферы до 50 атм. Наиболее благоприятное давление – 0,1 -0,2 атм. С повышением давления повышается и время чувствительности прибора, но усиливается искажение треков из-за рассеяния, и необходимо очищать камеры от капель после расширения. Величина перенасыщения для образования капель на ионах зависит от природы газа и пара, от знака заряда иона.

Прибор работает не непрерывно, а циклами. Сравнительно короткое ($\sim 0,1-1$ с) время чувствительности камеры чередуется с мертвым временем (в 100—1000 раз большим), в течение которого камера готовится к следующему рабочему циклу. Стереодиаграммы позволяют воссоздать пространственную картину зафиксированного явления. Так как отношение времени чувствительности к мертвому времени очень мало, приходится иногда делать десятки тысяч снимков, прежде чем будет зафиксировано какое-либо событие, обладающее небольшой вероятностью. Чтобы увеличить вероятность наблюдения редких явлений, используются управляемые камеры Вильсона, у которых работой расширительного механизма управляют счетчики частиц, включенные в электронную схему, выделяющую нужное событие.

Если поместить камеру Вильсона между полюсами электромагнита, ее возможности сильно расширяются. По искривлению траектории, вызываемому действием магнитного поля, удастся определить знак заряда частицы и ее импульс.

Диффузионная камера. В отличие от камеры Вильсона диффузионные камеры обладают непрерывной чувствительностью, так как в камере диффузия паров спирта от находящейся при температуре $\sim 10^\circ \text{C}$

крышки камеры к охлаждаемому твердой углекислотой (температура — 70° С) дну создает непрерывное перенасыщение в рабочей области. Недалеко от дна возникает слой пересыщенного пара, имеющий толщину в несколько сантиметров. В этом слое и образуются треки.

Конструктивно диффузионные камеры и камеры Вильсона имеют много общего. Диффузионные камеры так же часто помещают в магнитное поле. Камеру обычно наполняют воздухом или аргоном при атмосферном давлении. Пределы изменения рабочего давления 15-75 мм рт. ст. В отличие от камеры Вильсона, диффузионная камера работает непрерывно.

Пузырьковая камера. В изобретенной Д. А. Глезером в 1952г. пузырьковой камере пересыщенные пары заменены прозрачной перегретой жидкостью (т. е. жидкостью, находящейся под внешним давлением, меньшим давления ее насыщенных паров). Пролетевшая через камеру ионизирующая частица вызывает бурное вскипание жидкости, вследствие чего след частицы оказывается обозначенным цепочкой пузырьков пара — образуется трек. Пузырьковая камера, как и камера Вильсона, работает циклами. Запускается камера резким снижением (сбросом) давления, вследствие чего рабочая жидкость переходит в метастабильное перегретое состояние. В качестве рабочей жидкости, которая одновременно служит мишенью для пролетающих через нее частиц, применяются водород, ксенон, пропан (C_3H_8) и некоторые другие вещества. Рабочий объем камер достигает 30 м³.

Искровая камера. В экспериментах с частицами высоких энергий часто появляется необходимость восстановить детальную пространственную картину взаимодействий и проследить развитие процессов взаимодействия во времени. В 1957 г. Краншау и де-Биром был сконструирован прибор, позволяющий получить хорошее временное разделение и пространственную локализацию событий, названный искровой камерой. Прибор состоит из системы плоских параллельных друг другу

металлических электродов. Электроды соединяются через один. Одна группа электродов заземляется, а на другую периодически подается кратковременный (длительностью 10^{-7} с) высоковольтный импульс (10—15 кВ). Если в момент подачи импульса через камеру пролетит ионизирующая частица, ее путь будет отмечен цепочкой искр, проскакивающих между электродами. Прибор запускается автоматически с помощью включенных по схеме совпадений дополнительных счетчиков, регистрирующих прохождение через рабочий объем камеры исследуемых частиц.

Эмульсионная камера. Советские физики Л. В. Мысовский и А. П. Жданов впервые применили для регистрации микрочастиц фотопластинки. Заряженные частицы оказывают на фотографическую эмульсию такое же действие, как и фотоны. Поэтому после проявления пластинки в эмульсии образуется видимый след (трек) пролетевшей частицы. Недостатком метода фотопластинок была малая толщина эмульсионного слоя, вследствие чего получались полностью лишь треки частиц, летящих параллельно плоскости слоя. В эмульсионных камерах облучению подвергаются толстые пачки (весом до нескольких десятков килограммов и толщиной в несколько сотен миллиметров), составленные из отдельных слоев фотоэмульсии (без подложки). После облучения пачка разбирается на слои, каждый из которых проявляется и просматривается под микроскопом. Для того чтобы можно было проследить путь частицы при переходе из одного слоя в другой, перед разборкой пачки на все слои наносится с помощью рентгеновских лучей одинаковая координатная сетка.

2. Изучение треков заряженных частиц

Пусть частица с зарядом Ze движется со скоростью V на расстоянии ρ от электрона атома (рис.1). Вследствие кулоновского взаимодействия с этой частицей электрон получает некоторый импульс $\Delta p = F\Delta t$ в направлении, перпендикулярном к линии движения частицы.

Взаимодействие частицы и электрона наиболее эффективно во время прохождения ее по отрезку траектории, ближайшему к электрону и сравнимому с расстоянием ρ , например, равному 2ρ .

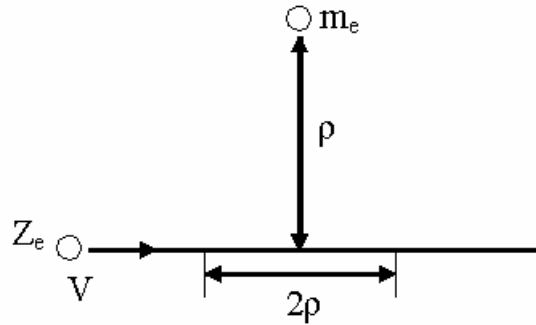


Рисунок 1. Движение заряженной частицы в кулоновском поле.

Тогда в формуле $\Delta p = F\Delta t$, Δt - то время, за которое частица проходит отрезок траектории 2ρ , т.е. $\Delta t = 2\rho/v$, а F - средняя сила взаимодействия частицы и электрона за это время.

Сила F по закону Кулона прямо пропорциональна, зарядам частицы (Ze) и электрона (e) и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними. Следовательно, сила взаимодействия частицы с электроном примерно равна:

$$\frac{(Ze)e}{4\pi\epsilon_0\rho^2} \quad (1)$$

(примерно, так как в наших расчетах не учитывалось влияние ядра атома, других электронов и атомов среды).

$$\Delta p = \frac{(Ze)e}{4\pi\epsilon_0\rho^2} \frac{2\rho}{v} = \frac{(Ze)e}{2\pi\epsilon_0\rho v} \quad (2)$$

Итак, импульс, полученный электроном, находится прямой зависимости от заряда проходящей около него частицы и в обратной зависимости от ее скорости.

При некоторой достаточно большой величине импульса электрон отрывается от атома и последний превращается в ион. На каждой единице пути частицы образуется тем больше ионов, а, следовательно, и капелек жидкости, чем больше заряд частицы и чем меньше ее скорость. Отсюда следуют выводы, которые необходимо знать, чтобы уметь «прочитать» фотографию треков частиц:

1. При прочих одинаковых условиях трек толще у той частицы, которая имеет больший заряд;

2. Если частицы имеют одинаковые заряды, то трек толще у той, которая имеет меньшую скорость, движется медленнее. Отсюда очевидно, что к концу движения трек частицы толще, чем вначале, так как скорость частицы уменьшается вследствие потери энергии на ионизацию атома среды;

3. Исследуя излучение на разных расстояниях от радиоактивного препарата, обнаружили, что ионизирующее и другие действия α -излучения резко обрывается на некотором характерном для каждого радиоактивного вещества расстоянии. Это расстояние называют пробегом частицы. Очевидно, пробег зависит от энергии частицы и плотности среды.

Если регистрирующая камера помещена в магнитное поле, то траектория частицы имеет разную кривизну. При этом можно сделать следующие выводы:

а) Из соотношения между энергией частицы и радиусом кривизны ее трека видно, что отклонение прямолинейного движения больше в том случае, когда энергия частицы меньше;

б) Так как скорость частицы к концу пробега уменьшается, то уменьшается и радиус кривизны трека, увеличивается отклонение от прямолинейного движения. По изменению радиуса кривизны можно определить

направление движения частицы; начало ее движения там, где кривизна трека меньше;

в) Измерив радиус кривизны трека и зная некоторые другие величины, можно вычислить для частицы отношение ее заряда к массе Ze/m . Это соотношение служить важнейшей характеристикой частицы и позволит определить, что это за частица, или, как говорят, «идентифицировать» частицу.

3. Методика расчета треков заряженных частиц

Получить у преподавателя фотографию трека.

Определить направление вектора индукции магнитного поля, используя правило правой руки.

Радиус кривизны трека частицы определяют следующим образом. Наложите на фотографию листок прозрачной бумаги и переведите на нее трек. Начертите, как показано на рис.2, две хорды и восстановите к этим хордам в их серединах перпендикуляры. На пересечении перпендикуляров лежит центр окружности, ее радиус измерьте линейкой. По указанному масштабу вычислите истинный радиус кривизны трека.

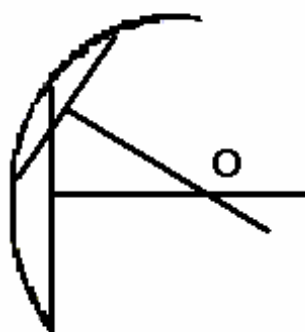


Рис. 2.

Зная, что трек 1 принадлежит протону, найдите в таблице значение его заряда и массы и вычислите величину энергии.

Для определения отношения заряда к массе частицы 3 приравняйте величину ее скорости величине скорости протона (по условию эти скорости одинаковы);

$$\frac{(Z_3 e)r_3 B}{m_3} = \frac{(Z_1 e)r_1 B}{m_1} \quad (3)$$

где $Z_3 e$ – заряд частицы 3, а m_3 – ее масса

Радиус кривизны трека электрона определите тем же способом, который был использован для нахождения радиуса трека протона. Зная радиус кривизны трека, заряд и скорость электрона, индукцию магнитного поля, найдите массу электрона. Направление движения частиц определяют по изменению толщины и радиуса кривизны трека,

Относительное увеличение массы протона равно отношению его кинетической энергии (она известна 1.6 МэВ) к энергии покоя, которая может быть вычислена по формуле $E = m_0 c^2$, где m_0 – масса покоя протона.

Для идентификации частицы, оставившей верхний трек, нужно определить радиус кривизны ее трека ближе к его началу и затем вычислить отношение заряда к массе так же, как это делается ранее.

Чтобы определить, какое ядро распалось в точке A , записываем уравнение реакции, обозначив ядро атома неизвестного элемента через ${}_Z X^M$. Затем по закону сохранения заряда вычисляем Z по закону сохранения числа нуклонов – M . При определении массового числа M учтите, что при делении ядра образовались и нейтроны.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Виды детекторов частиц, их устройство
2. Движение заряженных частиц в магнитных полях.
3. Методика обработки фотографий треков.

Вариант №1

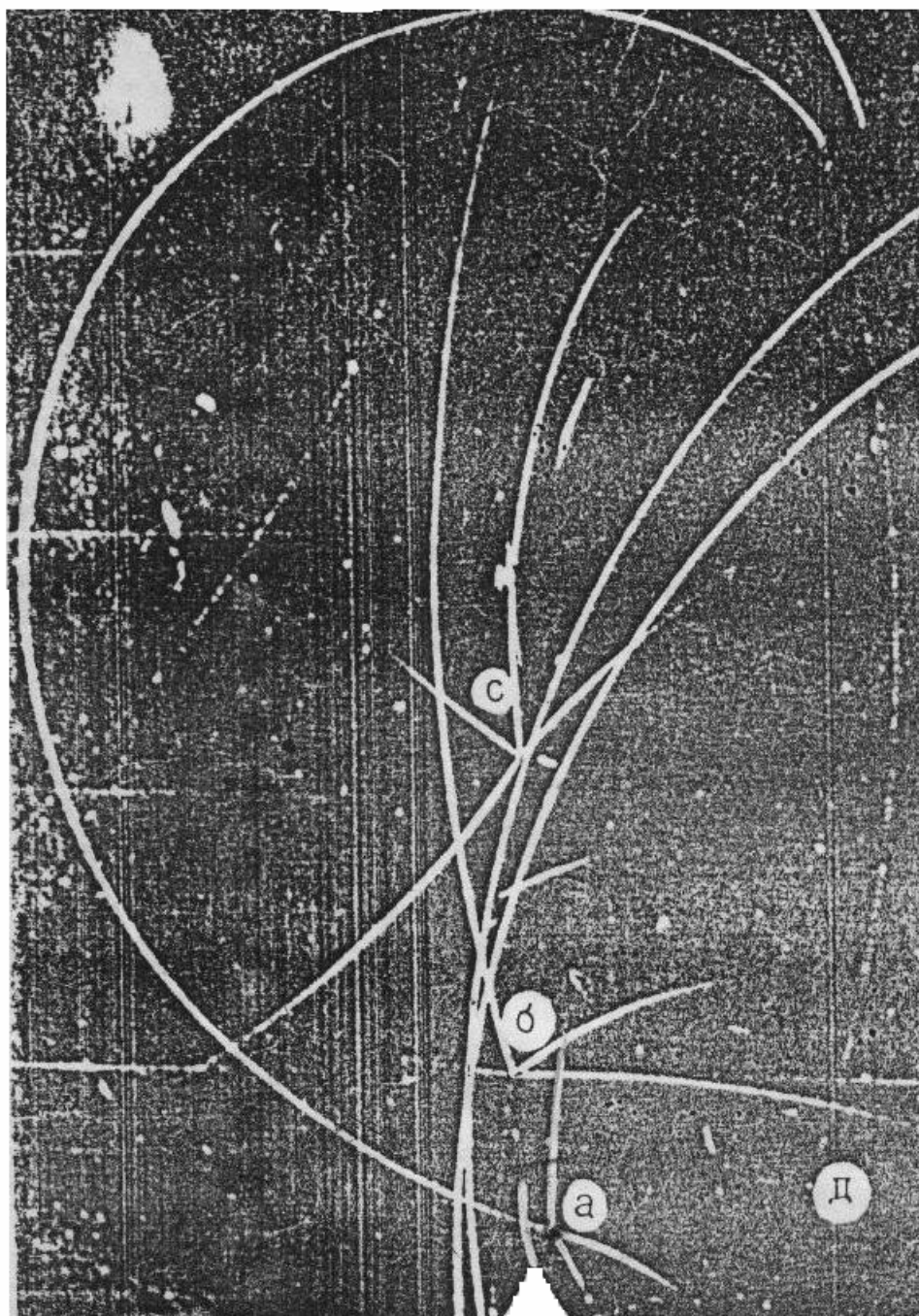


Рисунок 3. Фотография трека

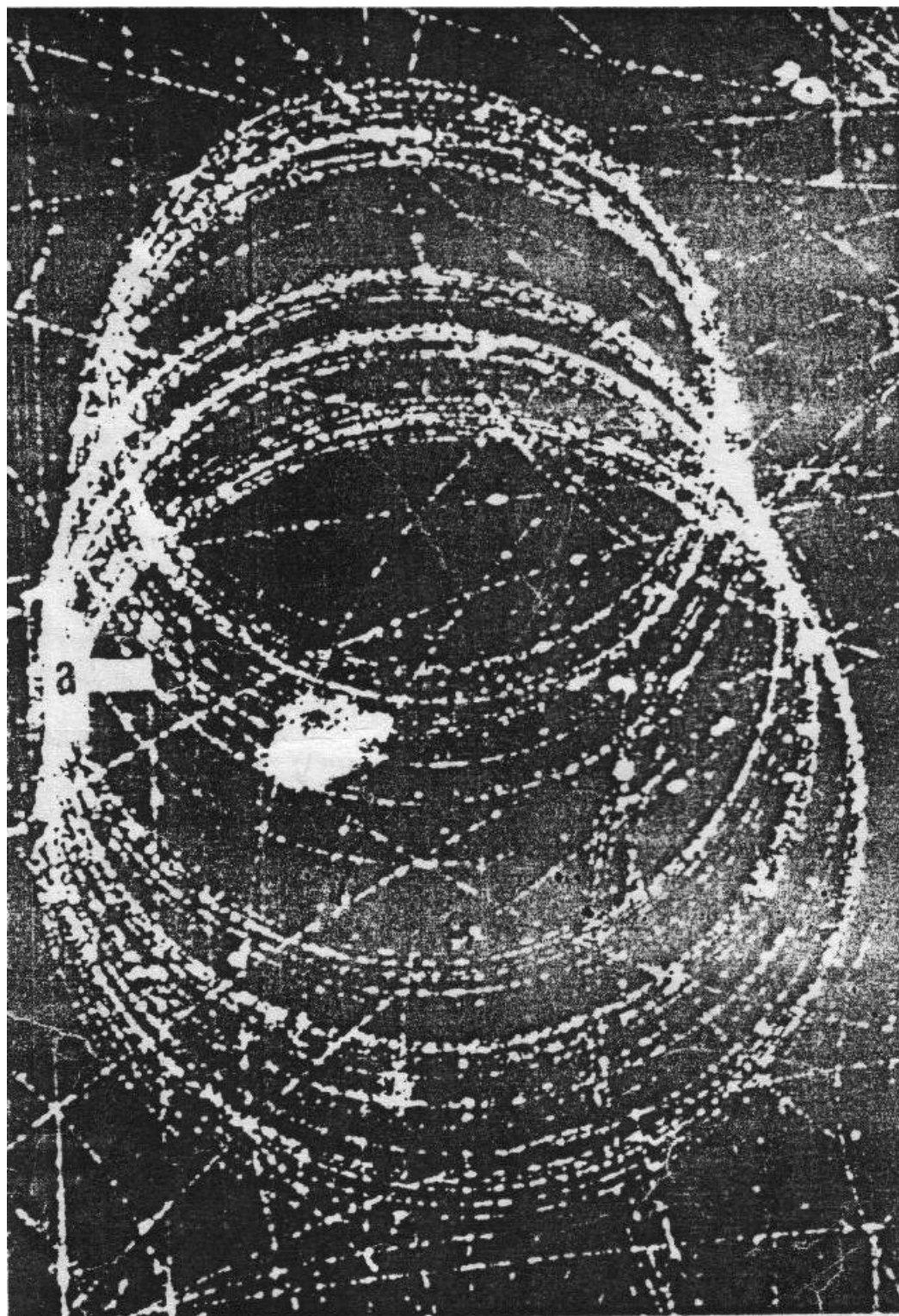
На снимке видны треки частиц, полученных от распада ядер. Такие группы следов по их виду называют «звездами» распада. Распады ядер газа, наполняющего камеру Вильсона, вызваны в случае действием на них быстрых нейтронов, поток которых движется снизу вверх. Камера

помещена в магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости фотографии. Индукция поля $B = 1,3$ Т. «Звезда» распада в точке a позволяет видеть полный пробег одного протона с начальной энергией 1,8 МэВ (протон двигался влево-вверх). Кроме того, «звезда» содержит еще один протон и две α - частицы.

Задание к варианту №1

1. Определите направление силовых линий магнитного поля.
2. Укажите причины, по которым толщина и кривизна трека протона увеличивается к концу его пробега.
3. Измерьте радиус кривизны трека протона к концу его движения и вычислите его энергию в этом месте, а так же величину изменения по сравнению с начальной.
4. Определите, ядро какого элемента распалось в точке a , если известно, что здесь произошла реакция с захватом одного нейтрона (т.е. нейтрон проник в ядро), а при распаде, кроме двух протонов и двух α -частиц, образовались еще нейтроны.
5. Какие частицы составляют « звезду» распада в точках c и b ?

Вариант №2



2

Рисунок 4. Фотография трека

На фотографии виден трек электрона, движущегося в магнитном поле с индукцией $B = 1$ Т. Скорость электрона близка к скорости света (при расчетах значение ее следует округлять до $3 \cdot 10^8$ м/с, но в принципе электрон не может двигаться со скоростью света). Вектор индукции магнитного поля направлен перпендикулярно плоскости фотографии. Движение электрона начинается в точке a , полный путь, пройденный им, равен 1030 см.

Задание к варианту №2

1. Объясните, почему траектория электрона имеет форму окружности. Как и почему меняется радиус кривизны трека от начала к концу?
2. Измерьте радиус кривизны трека в его начале, вычислите массу электрона и отношение ее к массе покоя. Чем объяснить значительное увеличение массы?
3. По массе электрона определите величину его полной энергии.
4. Рассмотрите трек другого электрона, обозначенный цифрами 2. Каковы причины разницы в кривизне треков первого и второго электронов?
5. К концу движения (верхняя часть трека) энергия электрона уменьшается до 12,4 МэВ. Укажите причины уменьшения энергии. Вычислите массу электрона, соответствующую последнему значению энергии.

Вариант №3

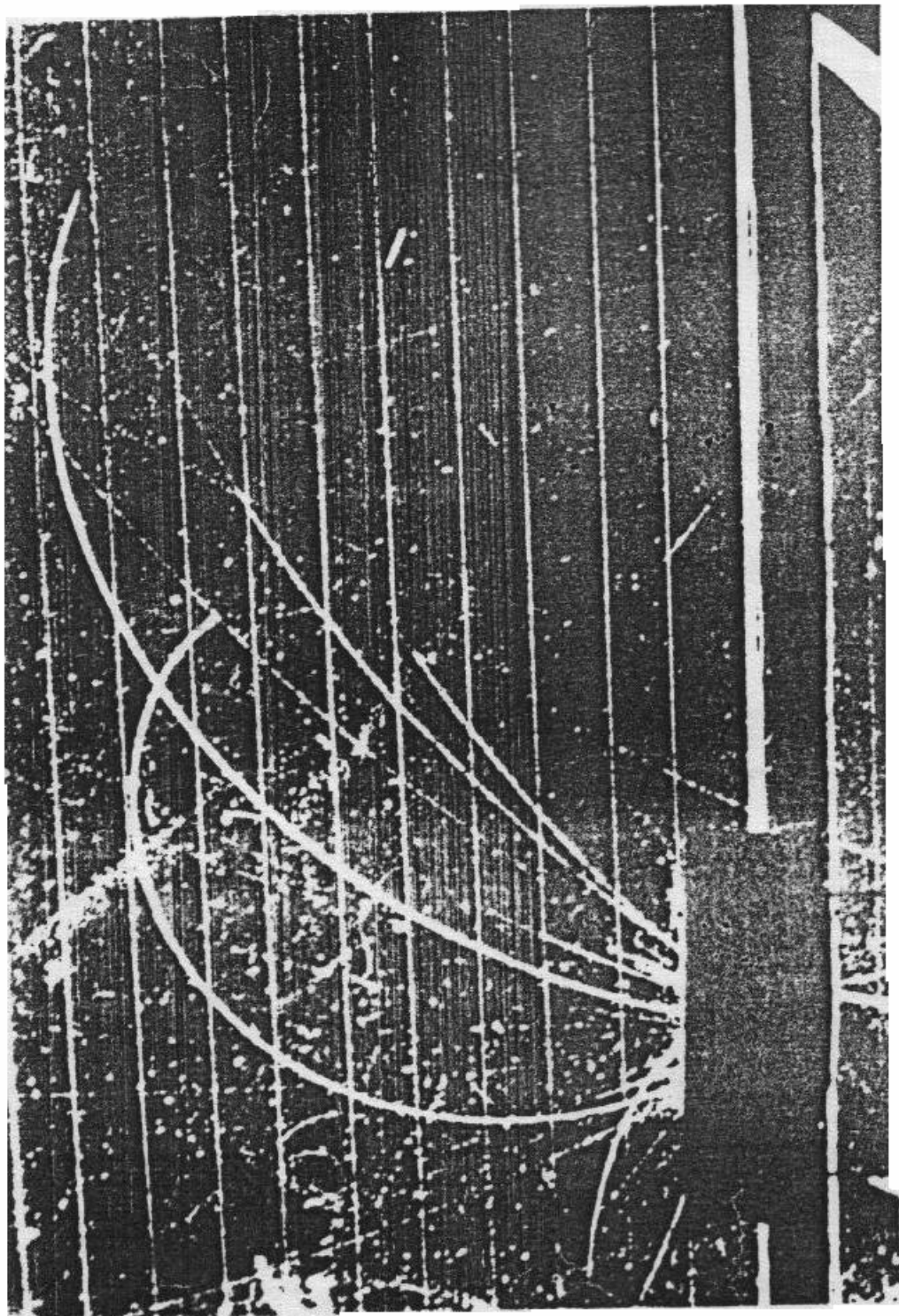


Рисунок 5. Фотография трека

На фотографии видены треки частиц, движущихся в магнитном поле с индукцией $B = 2,2$ Т. Вектор индукции магнитного поля направлен перпендикулярно плоскости фотографии. Нижний трек принадлежит протону, имеющему начальную энергию $E = 1,6$ МэВ.

Задание к варианту №3

1. Определите направление движения частиц и направление силовых линий магнитного поля. Объясните, почему трек протона к концу пробега становится толще.
2. По величине энергии протона вычислите отношение его полной массы к массе покоя и покажите, что изменением массы следует пренебречь (что протон не является релятивистским).
3. Зная, что верхний трек принадлежит частице, имеющей одинаковую с протоном начальную скорость, определите отношение заряда к массе для этой частицы. Какой частице принадлежит этот трек? Почему он толще трека протона?
4. Вычислите начальную энергию частицы, оставившей верхний след.

Вариант №4

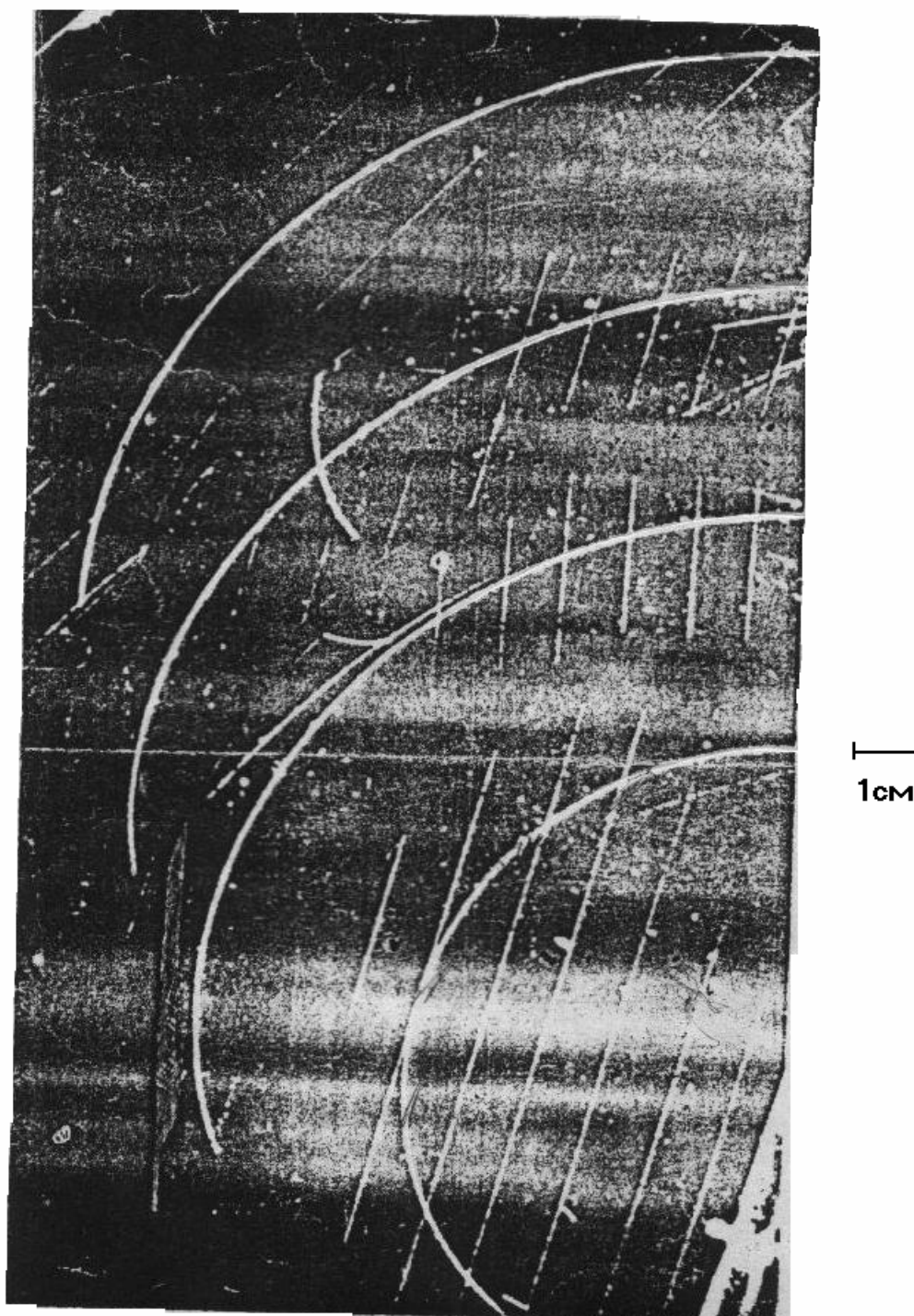


Рисунок 6. Фотография трека

На фотографии видены треки ядер легких элементов (последние 22 см их пробега). Ядра двигались в магнитном поле с индукцией $B = 2,17 \text{ Т}$, направленном перпендикулярно плоскости фотографии. Начальные скорости всех ядер одинаковы и перпендикулярны линиям поля.

Задание к варианту №4

1. Определите направление вектора индукции магнитного поля. Объясните, почему траектории частиц представляют собой дуги окружностей. Какова причина различия в кривизне траекторий разных ядер? Почему кривизна каждой траектории изменяется от начала к концу пробега частицы?
2. Объясните причины различия в толщине треков разных ядер. Почему трек каждой частицы толще в конце пробега, чем в начале его?
3. Измерьте радиусы кривизны трека частицы 1 примерно в начале и в конце пробега и определите, на сколько изменилась энергия частицы за время пробега, если известно, что частица 1 идентифицирована как протон.
4. Измерьте радиус кривизны трека частицы 3 в начале ее пробега. Зная, что начальная скорость этой частицы равна начальной скорости протона (нижний трек), вычислите для частицы 3 отношение заряда к массе. По полученному числу определите, ядром какого элемента является эта частица.
5. Остальные треки принадлежат ядра дейтерия и трития. Какому именно ядру принадлежат трек 2 и трек 4?

ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Наука, 1985.
2. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М.: Атомиздат, 1965.
3. Савельев И.В. Курс общей физики, т.3. М.: Наука, 1987.
4. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970.
5. Шиллинг Г. Статистическая физика в примерах. М.; Мир, 1976.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № Ф 6 – 3

ИЗУЧЕНИЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Изучить назначение, устройство и принцип действия рентгенометра ДП-5В. В данной работе рассматривается влияние на человеческий организм ионизирующего излучения, возникающего при радиоактивном распаде и ядерных реакциях. Определить вклад излучения Земли и космоса в общий радиационный фон, используя виртуальную лабораторную работу.

ОБОРУДОВАНИЕ: Рентгенометр ДП-5В, источники радиоактивного излучения. Магнитный носитель с блоком виртуальных работ.

Введение

Современное развитие современных наук вызвало необходимость систематизации и углубления опыта по исследованию вредного влияния различного рода излучений на биологические и другие объекты.

Характер и степень потока действующего радиоактивных излучений зависят от дозы излучения.

Повреждения, вызванные в живом организме радиацией, изменения в облучаемых материалах с целью получения новых свойств будут тем больше, чем больше энергии излучение передает тканям, материалам. Количество такой переданной облучаемому объекту энергии характеризуют физической величиной, называемой дозой. Дозу излучения организм может получить от любого радионуклида или их смеси независимо от того, находятся ли они вне организма или внутри него (в результате попадания с пищей, водой или воздухом).

1. Основные свойства различных видов ядерных излучений.

α - Излучение. Каждый α – активный изотоп испускает α – частицы, имеющие определенные энергии.

Энергия α – частиц, испускаемых различными изотопами, лежит в пределах от 4 до 11 МэВ. Пробег α – частиц в воздухе составляет 3-11 см, в алюминии 0,08-0,4 мм. Сложенный пополам лист бумаги полностью поглощает α – частицы с энергией 5 МэВ (он эквивалентен 5 см воздуха). Внешний покров тела человека также полностью поглощает α – частицы, и внешнее облучение данными частицами не представляет опасности для внутренних органов человека, но оно весьма опасно при внутреннем облучении, когда α – частицы попадают внутрь организма и вызывают долго незаживающие ожоги.

β – Излучение. Проникающая способность β – излучения значительно больше, α – частиц. Пробег β – частиц в воздухе зависит от их энергии и для частиц, обладающих энергией 3 МэВ, составляет около 3 м. Одежда и кожаный покров человеческого тела поглощает примерно 75% β – частиц и только 20-25% проникает внутрь человеческого организма на глубину 2 мм. Наибольшую опасность представляет попадание β – частиц в глаза, так как внешняя поверхность глаза не имеет защитного покрова.

Удельная ионизация, создаваемая β – частицей, значительно меньше, чем α – частицей той же энергии. Это объясняется меньшим электрическим зарядом и большей скоростью движения β – частиц, уменьшающей вероятность взаимодействия с атомом.

Рассеяние для легких β – частиц играет значительную роль, чем для тяжелых α – частиц. В результате значительного отклонения β – частиц под влиянием электрических полей, создаваемых атомами, электронами

и ядрами, фактический путь β – частиц (14 м) значительно превышает зону действия излучения (1-3 м).

γ – **Излучение** обладает наибольшей проникающей способностью по сравнению с α – и β – излучениями. В воздухе γ – излучение может преодолевать значительные расстояния, не испытывая существенного ослабления. Свинец, сталь, бетон, грунт, вода и другие плотные материалы при определенных толщинах вызывают существенное ослабление γ – излучения. Большая проникающая способность делает γ – излучение особенно опасным при внешних облучениях. Никакой защитный костюм не может ослабить γ – излучение.

2. Основные дозиметрические величины и единицы

Количество энергии излучения, поглощенное единицей массы облучаемого тела (тканями организма), называется *поглощенной дозой*.

При равномерном поглощении веществом излучения

$$D_n = \frac{W}{m} \quad (1)$$

где W – энергия ионизирующего излучения, поглощенная веществом;

m – масса облученного вещества;

D_n – поглощенная доза.

Единицы измерения поглощенной дозы в СИ получила название *грэй*

(1 гр = 1 Дж/кг) – это большая доза, поэтому в практике пользуются внесистемной единицей поглощенной дозы – *радом*:

$$1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}$$

$$1 \text{ грей} = 1 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ рад}$$

Но по величине поглощенной дозы еще нельзя предсказать последствия облучения. При одинаковой поглощенной дозе α - излучение гораздо опаснее

β - или γ - излучений. Если принять во внимание этот факт, то дозу следует умножить на коэффициент, отражающий способность излучения данного вида повреждать ткани организма. Пересчитанную таким образом дозу называют *эквивалентной дозой*; ее измеряют в *зивертах* (Зв). Так же эквивалентную дозу измеряют в бэрах:

$$1 \text{ бэр} = 0.01 \text{ Зв.}$$

Следует учитывать, что одни части тела (органы, ткани) более чувствительны, чем другие. Поэтому дозы облучения органов и тканей также следует учитывать с разными коэффициентами. Умножив эквивалентные дозы на соответствующие коэффициенты и просуммировав по всем органам и тканям, получим *эффективную эквивалентную дозу*, отражающую суммарный эффект облучения для организма; она также измеряется в *зивертах*.

Эквивалентная доза определяется по поглощенной дозе умножением ее на коэффициент **K**, зависящий от вида излучения, и измеряется в зивертах (Зв, Zv): $1 \text{ Зв} = K \times 1 \text{ Гр}$.

K = 1	рентгеновское, γ - и β - излучение
K = 3	тепловые нейтроны
K = 7	протоны с энергией 5 МэВ
K = 10	нейтроны с энергией 0,5 МэВ
K = 20	α - частицы

Обычно измеряется не поглощенная энергия, а электрический заряд, образуемый излучением вследствие ионизации воздуха.

Этот заряд характеризует *экспозиционную дозу излучения*

$$D_{\text{Э}} = \frac{Q}{m} \quad (2)$$

где Q - электрический заряд, возникший в результате ионизации атомов воздуха;

m - масса облученного воздуха;

$D_э$ - экспозиционная доза.

Для рентгеновского и γ -излучения с энергией фотонов до 3 МэВ за единицу экспозиционной дозы принимается 1 Кл/кг, т.е. такое количество излучения, которое в 1 кг сухого воздуха образует 1 Кл. электрического заряда каждого знака. Так как 1 Кл/кг - большая доза, в практической дозиметрии за единицу экспозиционной дозы принимается *рентген* (Р).

Рентген - это такая доза рентгеновского или γ -излучения, при действии которой в 1 см³ сухого воздуха при нормальных условиях образуются ионы, несущие электрический заряд, равной единице заряда системы СГС каждого знака.

Соотношение между рентгеном радом и Кл/кг:

$$1 \text{ рад} = 1,14 \text{ Р} \quad 1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р}$$

Активностью радиоактивного препарата называется число актов распада ядер данного препарата в единицу времени. Активность измеряется в единицах, именуемых кюри (Ки). Кюри – активность радиоактивного препарата, в котором происходит $3.7 \cdot 10^{10}$ расп/с, где 1 распад в 1 секунду для любого радионуклида соответствует 1 Бк (беккерель).

В дозиметрии определено еще и понятие *мощность дозы*. Уровень радиации и степень зараженности местности или предметов определяется мощностью дозы - доза облучения (поглощенная или эквивалентная) за единицу времени, т.е. скоростью нарастания дозы:

$$P = \frac{\Delta D}{\Delta t} \quad (3)$$

Для мощности поглощенной и мощности экспозиционной дозы соответственно имеем:

$$P_{\text{погл}} = \frac{D_{\text{погл}}}{t} \quad (4)$$

$$P_{\text{э}} = \frac{D_{\text{э}}}{t} \quad (5)$$

За единицу мощности поглощенной дозы принимается Гр/с.

За единицу мощности экспозиционной дозы принимается Кл/кг·с или А/кг и Р/ч или его доли: мР/ч, мкР/ч.

Зная мощность дозы или уровень радиации, и предельно допустимую дозу излучения, можно рассчитать допустимое время пребывания человека на зараженном участке местности по формул:

$$t_{\text{дон}} = D_{\text{дон}} / P \quad (6)$$

Длительные исследования действия излучений на организм человека позволили установить "безопасное" значение мощности эквивалентной дозы. Международной комиссией оно установлено равным 0.05 (Зв в год) для профессионалов, работающих с излучениями и проходящих регулярные медицинские обследования, и в десять раз меньшим 0.005 (Зв в год) для остального населения. Эти значения безопасны в том смысле, что современная медицина не может обнаружить ни немедленных, ни отдаленных последствий такого облучения.

Таким образом, действие радиоактивного излучения на человека определяется двумя величинами: дозой и мощностью дозы.

В соответствии с этим и дозиметрическая аппаратура делится на два типа приборов для измерения дозы (ДК-0,2, ДКП-30, ДС-50, ЦД-1 и т.д.) и приборы для измерения мощности дозы (ДП-5, Л1-12 и т.д.)

3. Действие радиации на человека

Радиоактивность и радиационный фон Земли - естественное состояние природы. Основную часть облучения население земного шара

получает от естественных источников радиации, которые составляют 87%. Естественная радиация, которой человек подвергается на земной поверхности, включает в себя:

- гамма-излучение радиоактивных материалов и горных пород Земли (кальций-силикат, гранит и др.), а также излучение радиоактивного газа радона, который просачивается из-под земной коры и всегда присутствует в воздухе, который мы вдыхаем;
- космическое излучение, которое приходит к нам из глубин Вселенной, а также от Солнца, вследствие солнечных вспышек;
- излучение радиоактивных материалов, которые содержит тело человека.
- излучение радионуклидов, попавших в наш организм с пищей и водой.

Радиоактивные элементы, содержащиеся в земной коре и строительных материалах, из которых сооружены наши дома, испускают лучи, непрерывно проходящие сквозь наши тела, т.е. образуют внешний источник радиации. А те естественные радиоактивные вещества, которые в очень небольших количествах попадают в организм с пищевыми продуктами и водой, обуславливают внутренний источник радиации.

Основные радиоактивные вещества, встречающиеся в земной коре, относятся к семействам урана, тория. Уровни земной радиации неодинаковы для разных мест земного шара и зависят от концентрации радионуклидов в том или ином участке земной коры. Как правило, природные радионуклиды сконцентрированы в гранитных горных породах, радиоактивность песчаных пород ниже.

Мощность космических лучей, достигающих земной поверхности, колеблется в зависимости от географической широты и высоты над уровнем моря. Северный и Южный полюсы получают больше радиации,

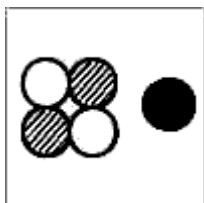
чем экваториальные области, из-за наличия у Земли магнитного поля, отклоняющего заряженные частицы (из которых в основном и состоят космические лучи). Существует большая зависимость мощности космического излучения от высоты над уровнем моря. На больших высотах (по отношению к уровню моря) атмосфера слишком разрежена (меньше воздуха, играющего роль защитного экрана), чтобы поглощать лучи, идущие из космоса, а, следовательно, и интенсивность их выше.

За последние несколько десятилетий человек создал несколько сотен искусственных радионуклидов и научился использовать энергию атома в самых разных целях: в медицине и для производства атомного оружия, для производства энергии и обнаружения пожаров, для изготовления светящихся циферблатов часов и поиска полезных ископаемых. Все это - искусственные источники радиации. Их доля в общем облучении человека составляет примерно 13%. Причем, вклад от атомной энергетики составляет всего 0,1%.

НКДАР ООН пытается установить со всей возможной достоверностью, какому дополнительному риску подвергаются люди при различных дозах облучения. Вероятно, в области изучения действия радиации на человека и окружающую среду было проведено больше исследований, чем при изучении любого другого источника повышенной опасности. Однако чем отдаленнее эффект и меньше доза, тем меньше полезных сведений, которыми мы располагаем на сегодняшний день.

Малые дозы облучения могут "запустить" не до конца еще установленную цепь событий, приводящую к раку или к генетическим повреждениям. При больших дозах радиация может разрушать клетки, повреждать ткани органов и явиться причиной скорой гибели организма.

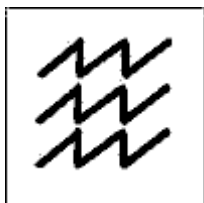
Заряженные частицы. Проникающие в ткани организма α - и β - частицы



теряют энергию вследствие электрических взаимодействий с электронами тех атомов, близ которых они проходят. (γ -

излучение и рентгеновские лучи передают свою энергию веществу несколькими способами, которые в конечном счете также приводят к электрическим взаимодействиям).

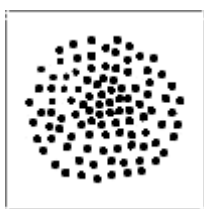
Электрические взаимодействия. За время порядка десяти триллионных



секунды после того, как проникающее излучение достигнет соответствующего атома в ткани организма, от этого атома отрывается электрон. Последний заряжен отрицательно, поэтому остальная часть исходного нейтрального атома

становится положительно заряженной. Этот процесс называется ионизацией. Оторвавшийся электрон может далее ионизировать другие атомы.

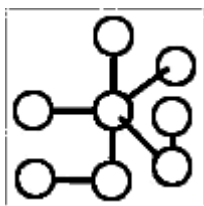
Физико-химические изменения. И свободный электрон, и



ионизированный атом обычно не могут долго пребывать в таком состоянии и в течение следующих десяти миллиардных долей секунды участвуют в сложной цепи реакций, в результате которых образуются новые молекулы, включая и

такие чрезвычайно реакционноспособные, как "свободные радикалы".

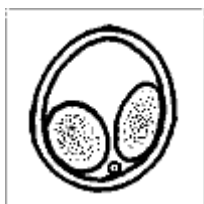
Химические изменения. В течение следующих миллионных долей



секунды образовавшиеся свободные радикалы реагируют как друг с другом, так и с другими молекулами и через цепочку реакций, еще не изученных до конца, могут вызвать

химическую модификацию важных в биологическом отношении молекул, необходимых для нормального функционирования клетки.

Биологические эффекты. Биохимические изменения могут произойти как



через несколько секунд, так и через десятилетия после облучения и явиться причиной немедленной гибели клеток, или такие изменения в них могут привести к раку.

Что же происходит при действии на живые ткани ионизирующих излучений? Детальное изучение физических и химических

процессов, происходящих в облученной живой ткани, показало, что в действительности число образующихся ионов сравнительно невелико - например, даже при единовременно полученной губельной дозе в 10 Зв, ионизация среды соответствовала бы образованию одного иона на 10 миллионов молекул воды. Так что, во-первых, прямая ионизация, при которой большая часть атомов живой среды превращалась бы в ионы, невозможна (разве что при гигантских дозах, абсолютно губительных для любого живого существа), а, во-вторых, повреждающее действие излучения связано с ионизирующим эффектом не прямо, а опосредованно.

Кроме того, нельзя объяснить действие излучения и термическим эффектом. При той же огромной и практически нереальной дозе в 10 Зв в организме человека выделилось бы не более 100 калорий тепловой энергии. Примерно столько же калорий человек получает, выпив пару глотков теплой воды. Итак, биологическое действие излучения никак нельзя свести к повышению температуры организма. Кстати говоря, при воздействии на живой организм ультракороткого (УКВ) или высокочастотного излучения (СВЧ) именно термическое воздействие на ткани оказывает наиболее вредный эффект.

Как выяснилось, основной механизм возникновения повреждений - разрыв химических связей с образованием высокоактивных в химическом отношении соединений - свободных радикалов, то есть ионов. Вот тут как раз сказывается то, что человеческий организм почти на три четверти состоит из воды. Молекулы воды распадаются под действием излучения на положительный ион H_2O^+ и электрон, который может уйти от места рождения на большое в микромире расстояние - до нескольких сот молекулярных диаметров. Что может случиться по дороге с этим электроном? Возможно, он найдет себе пару в лице такого же положительного иона H_2O^+ и вновь образуется стабильная молекула воды

в процессе рекомбинации. Возможно, он "прицепится" к обычной молекуле воды, так что получится отрицательный ион H_2O^- .

И положительный, и отрицательный ионы неустойчивы, и после их распадов возникают, в конце концов, стабильные молекулы воды и очень активные в химическом отношении так называемые свободные радикалы – H^+ и OH^- . Вот эти два электрически заряженных "странника" и разрушают живые клетки, взаимодействуя с молекулами белков в процессе окисления, т.е. образуя их соединения с кислородом. Все, что мы описывали выше, относилось к типу облучения, который называют внешним.

В отличие от него при внутреннем облучении источники излучения находятся внутри организма. Дыша воздухом, мы можем вдохнуть радионуклиды. На самом деле, мы вдыхаем их постоянно - вспомните о естественном радиационном фоне, который сопровождает нас и все человечество, начиная с момента его зарождения. То же касается и продуктов питания - в определенной концентрации мы глотаем радионуклиды ежедневно. Конечно, сейчас мы будем говорить о повышенной опасности внутреннего облучения при увеличенных, по сравнению с природным фоном, дозах.

Внутреннее облучение намного опаснее внешнего по нескольким причинам. Во-первых, резко увеличивается время облучения тканей организма - в отличие от внешнего облучения, где доза определяется временем пребывания в зоне радиационного воздействия, при внутреннем облучении время облучения совпадает со временем пребывания радиоактивного вещества в организме. Во-вторых, доза внутреннего облучения резко возрастает из-за практически бесконечно малого расстояния до ионизируемой ткани (контактное облучение) и увеличения телесного угла почти до 4π , т.е. ионизирующие частицы распространяются от источника радиации по всем направлениям. В-третьих, введение в организм радиоактивных веществ приводит к тому, что теперь α - частицы

не поглощаются внешним, более прочным слоем кожи, и становятся наиболее опасными - поскольку линейная плотность ионизации у них исключительно высока. В-четвертых, за редким исключением радионуклиды распределяются по организму избирательно, концентрируясь в отдельных органах и усиливая их локальное облучение.

И, наконец, в случае внутреннего облучения невозможно использовать методы защиты, пригодные при внешнем облучении.

Повреждения, вызываемые большими дозами облучения, обыкновенно проявляются в течение нескольких часов или дней. Раковые заболевания, однако, проявляются спустя много лет после облучения - как правило, не ранее чем через одно-два десятилетия. А врожденные пороки развития и другие наследственные болезни, вызываемые повреждением генетического аппарата, по определению проявляются лишь в следующем или последующих поколениях: это дети, внуки и более отдаленные потомки индивидуума, подвергшегося облучению.

В то время как идентификация быстро проявляющихся ("острых") последствий от действия больших доз облучения не составляет труда, обнаружить отдаленные последствия от малых доз облучения почти всегда оказывается очень трудно. Частично это объясняется тем, что для их проявления должно пройти очень много времени. Но даже и обнаружив какие-то эффекты, требуется еще доказать, что они объясняются действием радиации, поскольку и рак, и повреждения генетического аппарата могут быть вызваны не только радиацией, но и множеством других причин. Чтобы вызвать острое поражение организма, дозы облучения должны превышать определенный уровень, но нет никаких оснований считать, что это правило действует в случае таких последствий, как рак или повреждение генетического аппарата. По крайней мере, теоретически для этого достаточно самой малой дозы. Однако в то же самое время никакая доза облучения не приводит к этим последствиям во всех случаях.

4. Прибор для измерения мощности дозы ДП – 5В

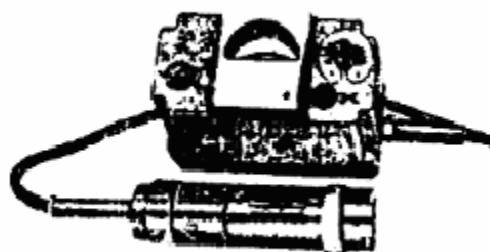
Назначение и общие технические данные. Прибор ДП-5В служит для измерения мощности экспозиционной дозы γ -излучения и для обнаружения β -излучения.

По величине мощности дозы прибор позволяет судить о радиоактивной зараженности различных предметов, техники и местности. Диапазон измерений экспозиционной мощности дозы по γ -излучению весьма широк: от 50 мкр/ч до 200 р/ч. В связи с этим он разбит на шесть поддиапазонов (см.таблицу).

Поддиапазоны	Положение ручки переключателя	Шкала	Единица измерения	Пределы измерений
1	200	0-200	Р/ч	5-200
2	$\times 1\ 000$	0-5	мР/ч	500-5000
3	$\times 100$	0-5	мР/ч	50-500
4	$\times 10$	0-5	мР/ч	5-50
5	$\times I$	0-5	мР/ч	0,5-5
6	$\times 0,1$	0-5	мР/ч	0,05-0,5

Внешний вид прибора изображен на рис.1. Прибор состоит из измерительного пульта и блока детектирования, соединенных кабелем. Отсчет показаний производится по шкале с последующим умножением на соответствующий коэффициент поддиапазона. Рабочим является участок шкалы, очерченный сплошной линией. Прибор имеет звуковую индикацию через головной телефон на всех поддиапазонах, кроме первого.

Рис. 1. Рентгенометр ДП – 5В



Питание прибора осуществляется от трех сухих элементов типа КБ-1, один из которых используется только для подсветки шкалы микроамперметра при работе в темноте. С помощью делителя напряжения, входящего в комплект питания прибора можно осуществлять от внешних источников постоянного тока напряжением 12 или 24 В.

Блок детектирования герметичен, в нем на плате размещены два газоразрядных счетчика Гейгера (СИЗБГ и СБМ) и усилитель - нормализатор на двух титратронах ТХ4Б.

Блок детектирования имеет поворотный экран, который может фиксироваться в положениях Б, Г и К. В положении Б открывается окно в корпусе детектирования и через него β - излучение регистрируется счетчиком СБМ-20. В положении Г экрана прибор регистрирует гамма-излучение. В положении К против окна устанавливается контрольный источник Б-8 (стронций-90 с бетарадиоактивностью в слое около 7×10 Бк), который укреплен в углублении экрана. В этом положении определяется работоспособность прибора ДП-5В на всех поддиапазонах, кроме первого (на 200 рентген).

Описание работы прибора ДП – 5В. Блок-схема прибора ДП-53 изображена на рис.2. Газоразрядные счетчики СИЗБГ и СБМ-20 под воздействием бета-частиц или гамма-квантов выдают электрические импульсы, которые поступают на вход усилителя нормализатора.

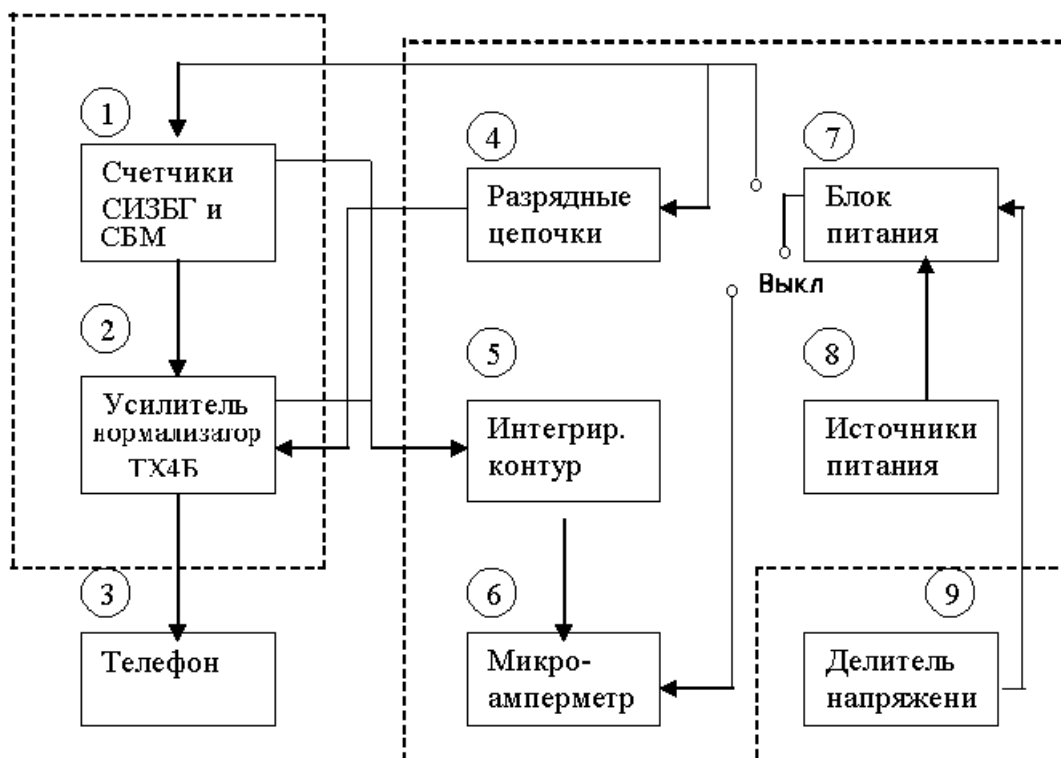


Рисунок 2. Блок – схема.

Усилитель - нормализатор с разрядными цепочками усиливает и нормализует (формирует по длительности и амплитуде) импульсы от газоразрядных счетчиков. Интегрируемый контур преобразует чередующиеся импульсы напряжений в практически постоянный ток. Этот ток пропорционален мощности экспозиционной дозы и регистрируется микроамперметром. В блоке питания низкое напряжение источников питания (1,7-3 В) преобразуется в постоянное высокое напряжение 390-400 В, необходимое для питания счетчиков Гейгера и усилителя - нормализатора. Следует иметь в виду, что схема прибора ДП – 5В работает в трех вариантах:

1. На первом поддиапазоне (200 Р/ч), когда уровень радиации весьма высок работает только счетчик СЛЗБГ с низкой эффективностью. При этом частые импульсы тока, возникающие в счетчике, без всякого усиления поступают на интегрирующий контур и на микроамперметр.

2. На втором и третьем поддиапазонах (X 1000 и X 100) γ -кванты также регистрируются только счетчиком СИЗБГ. Однако прежде, чем попасть в интегрирующий контур, импульсы тока предварительно усиливаются и нормализуются.

3. На поддиапазонах 4, 5, 6 (при низких уровнях радиации) регистрация частиц ведется уже двумя счетчиками (СИЗБГ + СБМ) и импульсы тока от них также проходят через усилитель-нормализатор на пути к интегрирующему контуру.

Подготовка прибора ДП – 5В к работе.

При работе с прибором запрещается снимать стальной корпус с блока детектирования.

1. Поставьте переключатель прибора в положение Δ (контроль режима). При исправных элементах питания стрелка прибора устанавливается в режимном секторе.

2. Установите переключатель в положение $\times 10$ или $\times 1$, проверьте работоспособность прибора с помощью контрольного источника. Для этого экран блока детектирования установите в положение "К". Стрелка микроамперметра должна отклониться примерно на четыре деления при положении $\times 10$ и зашкалить при положении $\times 1$ переключателя.

3. При работе с γ -излучением экран блока детектирования устанавливается в положение "И", при работе с β - и γ -излучением экран ставится в положение "Б".

4. Переключатель чувствительности прибора устанавливается в положение, соответствующее уровню радиации в том месте, где находится блок детектирования, чтобы стрелка микроамперметра не зашкаливала, но и не уходила к нулю.

5. Экономно расходуйте энергию сухих элементов источников тока и не оставляете прибор включенным во время перерывов в работе.

6. По окончании работы прибор выключите, рабочее место приведите в порядок.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Задание №1

1. С помощью прибора ДП-5В измерьте величину мощности дозы на поверхности закрытых контейнеров β или γ -источниками.
2. Измерьте мощность дозы на равных расстояниях по горизонтали при открытом контейнере от источника.

Например, на расстояниях; 10 см, 20 см., 30 см. и т.д. Результаты измерений занести в таблицу.

3. Постройте график зависимости мощности дозы от расстояния до источника излучения.
4. Рассчитайте допустимое время пребывания человека вблизи источников.
5. Сделайте вывод.

Внимание: Источники β и γ -излучения хранятся в свинцовых контейнерах. Не допускайте их падения. Соблюдайте меры безопасности при работе с радиоактивными препаратами.

Задание № 2

Виртуальная лабораторная работа

Естественная радиоактивность

<http://www.csu.ru/ourprogram/dka/atomic/ecology.html>

Вы можете измерить мощность поглощенной дозы, устанавливая по ходу действия защиту от излучения. Измерения следует повторять 3 -4 раза, т.к. результаты подвержены статистическому разбросу. Кнопка

"Далее" служит для перехода к следующему этапу задания. Заметим, что во всех опытах мы имеем дело с внешним излучением.

1. Измерьте мощность дозы излучения, при разных условиях.
2. Определите основной источник излучения, оцените в % по вашим измерениям вклад излучения Земли и Космоса в общий радиационный фон.

Задание №3

Выберите и поясните свой ответ

Вопрос 1

Радионуклиды испускающие α – излучение, представляют наибольшую опасность при

- одинаково опасны при внутреннем и внешнем облучении
- внутреннем облучении
- таких в природе нет
- внешнем облучении
- не представляют опасности

Вопрос 2

Период полураспада радиоактивного изотопа равен 4 часа. Какая часть атомов распадается за 12 часов?

- Правильный ответ не приведен
- 3/4
- 7/8
- 1/4
- 1/8

Вопрос 3

Наименьшей проникающей способностью обладают

- нейтроны
- α – частицы

- рентгеновское излучение
- проникающая способность у всех одинакова
- электроны

Вопрос 4

Основной вклад от естественных источников дает излучение

- изотопов, содержащихся в теле человека
- материалов, из которых сделаны наши дома
- приходящее к нам из космоса
- все вклады примерно одинаковы
- радиоактивного газа радона

Вопрос 5

Безопасным значением мощности эквивалентной дозы считается величина

- не знаю
- 5,7 мк Зв/час
- 0,57 мк Зв/час
- 0,18 мк Зв/час
- 0,57 мЗв/час

Вопрос 6

На первом месте по уровню облучения населения Земли стоит

- последствия наземного испытания ядерного оружия
- облучение в медицинских целях
- облучение, связанное с применением изотопов в технике
- излучение электронных приборов
- облучение, связанное с атомной энергетикой

Вопрос 7

Безопасным значением мощности эквивалентной дозы признается величина 5 мЗв/год, т.к.

- меньшие значения не поддаются измерению
- медицина не может определить ни сиюминутных ни отдаленных последствий такого облучения
- человек не может выдержать облучение большей дозой
- при установке защиты снижение дозы обошлось бы слишком дорого
- настоящая причина здесь не указана

Вопрос 8

Зависимость дозы от расстояния до точечного источника r представляется функцией

- $1/r^2$
- $1/r$
- $1/r^3$
- доза не зависит от r
- линейной функцией r

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Основные свойства различных видов ядерных излучений.
2. Основные дозиметрические величины и единицы.
3. Действие радиации на человека.
4. Работа и устройство прибора для измерения мощности дозы ДП – 5В.

ЛИТЕРАТУРА

1. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. М, Мир, 1991.

2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, Физика элементарных частиц, М, Энергоиздат, 1974.
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П., Ядерная физика М., Наука, 1980.
4. Савельев И.В. Курс Общей физики, т 3, М., Наука, 1987.
5. Авотин Ю.П. Практикум по радиоактивности М: Высшая школа, 1974.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № Ф 6 - 4

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Знакомство с современным состоянием физики высоких энергий.

Введение

Физика высоких энергий (ФВЭ) изучает субъядерный мир на масштабе расстояний менее 1 Фм (10^{-13} см). В этом мире существуют только элементарные частицы, взаимодействующие друг с другом в соответствии с правилами релятивистской квантовой механики.

К настоящему времени ФВЭ условно можно разбить на три составляющие части, содержание которых хорошо видно из названий: экспериментальная или детекторная физика, физика ускорителей, теория элементарных частиц.

Существуют разные способы классификации частиц. Самый простой из них – по массе частиц – выявляет наличие составных систем, или адронов, и фундаментальных частиц – лептонов и кварков.

Четыре типа взаимодействий между частицами реализуются путем обмена квантами, которые в случае спонтанного нарушения симметрии являются массивными, причем взаимодействие между нуклонами есть

вторичное проявление сильного взаимодействия внутри нуклонов. Электромагнитное и слабое взаимодействия – это два проявления единого взаимодействия, называемого электрослабым.

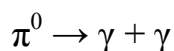
1. Элементарные частицы, классификация

Обычно элементарными частицами называют такие частицы, которые не удастся расщепить на составные части. Под это определение не подходят атомы и атомные ядра, но подходят электроны, протоны и нейтроны. Первые образуют атомные оболочки, вторые и третьи – атомные ядра. Другой распространенной и хорошо известной элементарной частицей является частица света – фотон.

Классификация по времени жизни.

Время жизни от 10^{-23} до 10^{-20} с. Распад таких частиц обусловлен сильным взаимодействием. В конце некой последовательности распадов образуется частица, которая уже распадается за счет слабого взаимодействия, ее время жизни намного больше. Первоначально образовавшиеся частицы являются возбужденными состояниями этой частицы с большим временем жизни и называются *резонансами*.

Время жизни $\sim 10^{-16}$ с. Распад таких частиц обусловлен электромагнитным взаимодействием. В качестве примера можно привести распад π^0 – мезона:



Время жизни $\sim 10^{-13}$ с и более. За распад таких частиц ответственно слабое взаимодействие. Их времена жизни самые продолжительные; они «стабильны» с точки зрения сильного взаимодействия.

Частицы и античастицы.

Существуют также античастицы. Дирак впервые (в 1927 г.) ввел понятие антиматерии. В специальной теории относительности энергия E электрона с массой покоя m_e связана с его импульсом соотношением

$$E = \pm (p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}$$

Для электрона возможны следующие уровни энергии:

$$\left\{ \begin{array}{l} m_e c^2 \leq E < +\infty, \\ -\infty < E \leq -m_e c^2 \end{array} \right.$$

Все отрицательные уровни энергии, совместимые с принципом неопределенности, заполнены, но не наблюдаемы! Они образуют «море» уровней, отвечающих «вакууму». Поскольку все отрицательные уровни энергии заполнены, в силу принципа Паули невозможен переход электрона из состояния с положительной энергией в состояние с отрицательной энергией, и наоборот.

Если фотон с энергией кванта $h\nu$, такой, что, $h\nu > 2m_e c^2$, проникнет в вакуум, то он способен перевести электрон из отрицательного энергетического моря в состояние с положительной энергией: электрон становится наблюдаемым. В отрицательном энергетическом море образуется электронная «дырка». Вследствие того, что электрический заряд сохраняется, дырка ведет себя как положительно заряженная частица: это *позитрон*. Таким образом, фотон превращается в пару электрон – позитрон.

Паули и Вайскопф показали, что принцип симметрии частица-античастица применим ко всем элементарным частицам без исключения, как к бозонам, так и к фермионам. Каждой частице соответствует античастица, и этот закон не знает исключений, кроме случая двух частиц – фотона и π^0 – мезона, которые сами одновременно являются и античастицами.

В результате явления, обратного «рождению» пары, взаимодействие со своей античастицей приводит к их «уничтожению» (аннигиляция): энергия их массы покоя переходит в электромагнитную энергию фотонов.

Классификация по массам.

Элементарные частицы обычно подразделяют на четыре класса:

1) Фотоны, γ (кванты электромагнитного поля) – безмассовые векторные бозоны, учувствуют в электромагнитных взаимодействиях, но не обладают сильным и слабым взаимодействиями;

2) Лептоны получили свое название от греческого слова «лептос», которое означает «легкий». К их числу относятся частицы, не обладающие сильным взаимодействием: электроны (e^- , e^+), мюоны (μ^- , μ^+), обнаруженный в 1975 г. тяжелый тау-лептон (τ^- , τ^+), а также электронные нейтрино (ν_e , $\bar{\nu}_e$), мюонные нейтрино (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) и тау-нейтрино (ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$). Все лептоны имеют спин, равный $1/2$, и, следовательно, являются фермионами. Все лептоны обладают слабым взаимодействием. Те из них, которые имеют электрический заряд (т. е. мюоны и электроны), обладают также электромагнитным взаимодействием;

3) Мезоны — сильно взаимодействующие нестабильные частицы, не несущие так называемого барионного заряда. К их числу принадлежат мезоны или пионы (π^+ , π^- , π^0), K -мезоны или каоны (K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0) и эта-мезон (η).

Масса мезонов составляет 494 МэВ для заряженных и 498 МэВ для нейтральных K -мезонов. Время жизни K -мезонов имеет величину порядка 10^{-8} с. Они распадаются с образованием π -мезонов и лептонов или только лептонов. Масса эта-мезона равна 549 МэВ, время жизни порядка 10^{-19} с. Эта-мезоны распадаются с образованием π -мезонов и γ -фотонов. В отличие от лептонов, мезоны обладают не только слабым (и, если они заряжены, электромагнитным), но также и сильным взаимодействием, проявляющимся при взаимодействии их между собой, а также при взаимодействии между мезонами и барионами. Спин всех мезонов равен нулю, так что они являются бозонами;

4) Класс барионов объединяет в себе нуклоны (p , n) и нестабильные частицы с массой, большей массы нуклонов, получившие название гиперонов (Λ , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^-). Все барионы обладают сильным взаимодействием и, следовательно, активно взаимодействуют с атомными ядрами. Спин всех барионов равен $1/2$, так что барионы являются фермионами. За исключением протона, все барионы нестабильны. При распаде бариона, наряду с другими частицами, обязательно образуется

барион. Эта закономерность является одним из проявлений закона сохранения барионного заряда.

Мезоны и барионы часто объединяют в один класс сильно взаимодействующих частиц, называемых адронами (греческое «адрос» означает крупный, массивный).

K- мезоны и гипероны были обнаружены в составе космических лучей. Поведение этих частиц оказалось столь необычным, что они были названы *странными*. Необычность поведения странных частиц заключалась в том, что рождались они явно за счет сильных взаимодействий с характерным временем порядка 10^{-23} с, а времена их жизни оказались порядка 10^{-8} - 10^{-10} с. Последнее обстоятельство указывало на то, что распад частиц осуществляется в результате слабых взаимодействий. Было совершенно непонятно, почему странные частицы живут так долго, что мешает распадаться им за счет сильного взаимодействия, в результате которого они возникают. Дальнейшие исследования показали, что странные частицы рождаются парами. Это навело на мысль, что сильные взаимодействия не могут играть роли в распаде частиц вследствие того, что для их проявления необходимо присутствие двух странных частиц. По той же причине оказывается запрещенным одиночное рождение странных частиц. Чтобы объяснить запрет одиночного рождения странных частиц, М. Гелл-Манн и К. Нишиджима ввели в рассмотрение новое квантовое число *S*, суммарное значение которого должно сохраняться при сильных взаимодействиях. Это квантовое число- странность:

$$S = 2Q - B$$

где *Q*-средний электрический заряд;

B- барионный заряд.

Фундаментальные частицы.

Частиц, называемых элементарными, стало так много, что возникли серьезные сомнения в их элементарности. Каждая из сильно взаимодействующих частиц характеризуется тремя независимыми аддитивными квантовыми числами: зарядом *Q*, гиперзарядом *Y* и

барионным зарядом B . В связи с этим появилась гипотеза о том, что все частицы построены из трех фундаментальных частиц — носителей этих зарядов. В 1964 г. Гелл-Манн и независимо от него швейцарский физик Цвейг выдвинули гипотезу, согласно которой все элементарные частицы построены из трех частиц, названных *кварками*.

Эти кварки обычно обозначаются буквами u (от английского слова «up», что означает «вверх»), d (down — вниз), s (strange — странный), b (beauty – красота), c (charm – очарование), t (top). Кроме кварков, рассматриваются антикварки. Каждый кварк может существовать в трех «окрашенных» формах: желтой, синей и красной (отметим, что смесь этих цветов дает «нулевой» белый цвет).

Часто говорят, что кварки различных типов отличаются друг от друга своими ароматами. Слово «аромат» употребляется здесь как синоним слов «тип» или «сорт».

Существует, по-видимому, какая-то глубокая симметрия между кварками различных ароматов и лептонами. На существование такой симметрии указывает следующая таблица:

ν_e	ν_μ	ν_τ
e	μ	τ
u	c	t
d	s	b

Двенадцать лептонов и кварков естественным образом разбиваются на три группы, или, как говорят, на три поколения фундаментальных фермионов. Каждое поколение содержит четыре частицы, занимающие столбец в таблице: «верхний» и «нижний» лептоны и «верхний» и «нижний» кварки. Самые легкие частицы образуют первое поколение. В каждом из последующих поколений заряженные частицы тяжелее, чем в предыдущем. Фермионы первого поколения, в совокупности с фотонами, являются той материей, из которой построена современная Вселенная. Из u - и d -кварков состоят нуклоны, а значит и ядра атомов, из электронов – атомные оболочки; без электронных нейтрино не могли бы протекать реакции ядерного синтеза

в Солнце и звездах. Что касается фермионов второго и третьего поколения, то их роль в современном мире кажется малой, но они играли важную роль в ранней Вселенной, в первые мгновения так называемого большого взрыва. В частности, число сортов (ароматов) нейтрино определило соотношение между распространенностями водорода и гелия во Вселенной. Космологические расчеты указывают на то, что число нейтринных ароматов не превышает четырех. В рамках схемы лептон-кварковых поколений это означает, что полное число кварковых ароматов не превышает восьми.

Теперь рассмотрим вопросы о том, как устроены силы между кварками, какие заряды являются источниками этих сил, какие частицы являются переносчиками этих сил.

Установлено, что кварки каждого аромата существуют в виде трех строго вырожденных разновидностей. Принято говорить, что эти разновидности отличаются друг от друга своими цветами : желтый, синий, красный, и антицвета – фиолетовый, оранжевый, зеленый.

В сильном взаимодействии цветовые заряды кварков играют ту же роль, что и электрические заряды частиц в электромагнитном взаимодействии. Роль фотонов при этом играют электрически нейтральные векторные частицы, которые получили название глюонов (от англ. glue-клей). Обмениваясь глюонами, кварки «склеиваются» друг с другом и образуют адроны.

Основное отличие глюонов от фотонов заключается в том, что фотон один и он электрически-нейтрален, а глюонов – восемь и они несут цветовые заряды. Благодаря своим цветовым зарядам глюоны сильно взаимодействуют друг с другом, испускают друг друга. Это как бы «светящийся свет».

2. Виды взаимодействий

Известны три вида взаимодействий между частицами – сильное, электромагнитное и слабое. Интенсивность которых зависит от расстояния между частицами.

Гравитационное взаимодействие при достижимых энергиях не играет роли в физике микромира из-за его слабой интенсивности и малых масс частиц.

Электромагнитное взаимодействие – это взаимодействие между заряженными частицами, переносчик взаимодействия – фотон.

Теория электромагнитного взаимодействия разработана в рамках квантовой электродинамики (КЭД) – теория электромагнитного взаимодействия электронов и позитронов – является самой точной из всех физических теорий. Здесь электромагнитное взаимодействие выступает в чистом виде. Фотон, которым обмениваются частицы при электромагнитном взаимодействии, не несет заряда, т.е. взаимодействие осуществляется за счет нейтрального тока. Два электрона, взаимно отталкивающиеся по закону Кулона, обмениваются фотонами, однако эти фотоны нельзя наблюдать – они являются *виртуальными*.

Рассмотрим два электрона, которые взаимно отталкиваются. Если расстояние между ними равно $(\hbar / 4\pi\epsilon_0) / m_e c$, то потенциальная энергия взаимного отталкивания равна $e^2 / (\hbar m_e c)$. Сравним эту энергию с энергией покоя электрона и найдем их отношение:

$$\alpha = \frac{e^2 (m_e c)}{\hbar (m_e c)} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Параметр α одинаков в любой системе единиц, поскольку является безразмерной величиной. Величина α – универсальная константа; впервые она была введена при изучении оптических спектров излучения атомов. По этой причине ее назвали *постоянной тонкой структуры*.

Сильное взаимодействие

Если рассмотреть рассеяние пионов на протонах, то эффективное сечение рассеяния имеет вид: $\sigma \sim \alpha_H^2 (4\pi r_p^2)$

Здесь константа α_H есть вероятность испускания или поглощения пиона протоном. Согласно измеренным значениям эффективных сечений, она заключена между 1 и 10. На самом деле точное значение α_H близко к 15. Для

объяснения рассеяния приходится ввести новое силовое поле, а именно сильное взаимодействие, и соответствующий ему новый заряд – «цветовой заряд». Мы знаем, что пион составная система, состоящая из кварка и антикварка, а потому величину α_H нельзя считать фундаментальной константой. Она характеризует сложное явление взаимодействия системы двух кварков с системой трех кварков.

Если рассматривать рассеяние протонов высокой энергии, то этот процесс есть совокупность индивидуальных взаимодействий кварков налетающей частицы с кварками частицы мишени. При расстояниях, меньших диаметра нуклона, применима формула аналогичная формуле Резерфорда:

$$d\sigma/d\Omega \sim \alpha_F^2 / T^2 \sin^4(\theta/2)$$

Здесь α_F характеризует интенсивность взаимодействия: это вероятность испускания или поглощения одного глюона кварком:

$$\alpha_F = g_F^2 / c\hbar$$

Здесь константа g_F играет ту же роль, что и электрический заряд в случае электромагнитного взаимодействия. Она называется *константой связи Юкавы*.

Важно, подчеркнуть, что величину α_F можно считать практически константой только в случае, когда расстояние между взаимодействующими кварками меньше диаметра нуклона, равно примерно 1 фм. На больших расстояниях величина α_F очень быстро растет с увеличением r .

Очень интересно, что механизм сильного взаимодействия аналогичен механизму электромагнитного взаимодействия: глюоны, частицы без массы, испускаются и поглощаются цветными кварками точно так же, как безмассовые фотоны испускаются и поглощаются заряженными частицами.

Теория сильного взаимодействия разрабатывается в рамках квантовой хронодинамики (КХД). Основные отличия от квантовой электродинамики состоит в следующем:

1. Константа взаимодействия α_F сильно зависит от энергии и составляет порядка 1 при энергии частиц ~ 1 ГэВ и 0,1 при энергии > 100 ГэВ.
2. Кварки в КХД несут цветовые заряды.

3. Константа α_F не зависит от ароматов и масс кварков. Переносчиками сильного взаимодействия являются сильные глюоны.

В сильном взаимодействии участвуют только кварки. Кварки взаимодействуют за счет цветового заряда. На малых расстояниях сила взаимодействия похожа на кулоновскую, но в 10 раз сильнее. На больших расстояниях ($\sim 10^{-13}$ см) сила перестает спадать из-за взаимодействия глюонов с глюонами (образуется как бы струна). Это приводит к невылетанию (пленению) кварков. Наблюдаемыми являются только бесцветные состояния.

Слабое взаимодействие. В случае слабого взаимодействия, осуществляемого заряженным током, происходит обмен W – бозоном; в случае слабого же взаимодействия, обусловленного нейтральным током, происходит обмен Z - бозоном.

Отношение времени жизни $\tau_{эм}$ частиц, распадающихся в результате электромагнитного взаимодействия, к времени жизни τ_F частиц, распадающихся в результате сильного взаимодействия, *обратно пропорционально отношению вероятностей взаимодействий:*

$$\tau_{эм}/\tau_F = (\alpha_F/\alpha)^2 = 10^4 \div 10^6$$

Время $\tau_{эм}$ по порядку величины равно 10^{-16} с, тогда как τ_F лежит в пределах от 10^{-23} до 10^{-20} с.

Но есть частицы, которые имеют времена жизни τ , намного большие 10^{16} с, равные по порядку величины 10^{-10} с. Следовательно, они распадаются в результате взаимодействия гораздо меньшей интенсивности, называемого слабым взаимодействием, вероятность которого α_W такова, что:

$$\tau_F/\tau_f = (\alpha_W/\alpha_F)^2 \approx 10^{-22}/10^{-10} = 10^{-12}$$

Здесь α_W – вероятность испускания или поглощения частиц W или Z^0 , *являющихся* квантами слабого взаимодействия. Принимая α_F за единицу, получаем значения $\alpha = 10^{-2}$, $\alpha_W = 10^{-6}$. Порядок величины константы α_W согласуется со значением, полученным в теории β -распада. Слабое взаимодействие имеет ту же природу, что и электромагнитное взаимодействие; поле сил тоже самое, так что «слабого заряда» не существует.

Диаграммы Фейнмана. Процесс взаимодействия наглядно представляется диаграммой Фейнмана. Эти диаграммы в графической форме задают алгоритм, по которому в теории возмущений вычисляется амплитуда вероятности того или иного конкретного процесса. Ниже рассматриваются некоторые общие свойства диаграмм Фейнмана.



Рис. 1.

Так выглядит (рис.1) элементарный узел- вершина и три линии: две электронных и одна фотонная.

От направления вектора времени зависит тип процесса.

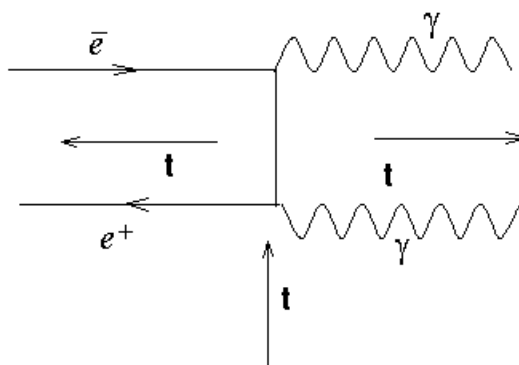


Рис. 2.

Простейшая диаграмма (древесного типа) (рис.2) взаимодействие электрона и фотона, в зависимости от направления времени может описывать три разных процесса: двухфотонная аннигиляция $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$; рождение пары двумя фотонами $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$; эффект Комптона $e\gamma \rightarrow \gamma e$. Линии на диаграммах изображают движение частиц, а вершины – их взаимодействия. Здесь волнистые линии изображают распространение фотона, а прямые – электрона. Линии, один из концов, которой свободен, отвечают свободным частицам: сталкивающимся или выделяющимся.

Линия, соединяющая две вершины, отвечает так называемой виртуальной частице.

По существу, именно виртуальные частицы ответственны в рамках диаграммной техники за описание квантовых силовых полей, посредством которых взаимодействующие частицы воздействуют друг на друга.

Замечательным свойством фейнмановских диаграмм является то, что их линии описывают одновременно распространение и частиц (электронов), и античастиц (позитронов). При этом позитрон интерпретируется как электрон, распространяющийся вспять по времени. (Обычно подразумевают, что стрела времени на диаграмме направлена слева на право).

Кроме диаграмм древесного типа есть так называемые петлевые диаграммы и кварковые диаграммы. В петлевых диаграммах импульсы виртуальных частиц, образующих петли, не фиксированы и по ним проводится интегрирование. На рис. 3 петля образована электронно-позитронной парой, рожденной виртуальным фотоном и затем проаннигилировавшей в виртуальный фотон.

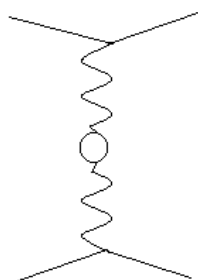


Рис. 3

Такое образование виртуальных пар при распространении фотона в вакууме носит название поляризации вакуума. Электрон, поляризуя вакуум, как бы притягивает к себе виртуальные позитроны и отталкивает виртуальные электроны. В результате, если смотреть на электрон с большого расстояния, его заряд оказывается частично заэкранированным. Если же проникнуть глубоко внутрь облака виртуальных пар, то экранировка уменьшится и наблюдаемый заряд возрастет.

3. Объединение взаимодействий

Объединение электромагнитного и слабого взаимодействий, электрослабое взаимодействие. На основании изложенного выше может сложиться впечатление, что эти два взаимодействия существенно различны. Но дело обстоит так же, как в случае сил, ответственных за электрические явления, и сил, ответственных за магнитные явления. Максвелл объединил эти два типа сил, показав, что на частицу с зарядом e , движущейся со скоростью v , действует сила

$$F = eE + e_M [v \times B]$$

При небольших скоростях магнитная сила очень слаба, но при высоких энергиях она превышает электрическую силу.

Максвелл показал, что относительная интенсивность сил определяется скоростью частицы: масштаб объединения электромагнитных взаимодействий является масштаб скоростей.

Масштабом же объединения электромагнитного и слабого взаимодействий является масштаб масс. Поле является общим для двух рассматриваемых взаимодействий. Как W^\pm , так и Z^0 - бозонная связь имеет электромагнитную природу, и поэтому вероятность их испускания или поглощения должна равняться вероятности испускания или поглощения фотона, т.е. величине α . Но это не так, и причина в очень большой массе

m_W взаимодействия. В самом деле

$$\alpha_W = \alpha / (m_W / m_p)^2 = 10^{-6}$$

Поскольку $\alpha = 10^{-2}$, получаем

$$m_W = 100 m_p$$

$$m_W = (82 \pm 2.4) \text{ ГэВ}/c^2$$

Если взаимодействие осуществляется посредством заряженного тока, то квантом является W -бозон, а если посредством нейтрального тока, то квантом является Z^0 -бозон с другим значением массы покоя m_Z

$$m_Z = (94 \pm 2.7) \text{ ГэВ}/c^2$$

Великое объединение. Объединение электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий.

Константа α_F зависит от расстояния и растет с его увеличением. Шкале расстояний в теории соответствует шкала энергий с противоположным направлением счета: большим энергиям порядка 10^{15} ГэВ соответствуют малые расстояния порядка 10^{-29} см. Лабораторные эксперименты показывают, что константы связей взаимодействий меняются медленно с ростом энергии. В первом приближении величина α_F меняется с ростом энергии по закону

$$\alpha_F = 12\pi / (33 - 2N_f) \ln (E^2/\Lambda^2)$$

где E – энергия, Λ – массовый параметр, а N_f – число поколений кварков. Предполагается, что величина Λ лежит между 100 и 200 МэВ.

При энергии $\sim 10^{15}$ ГэВ константа связи электромагнитного взаимодействия становится сравнимой по величине с константой сильного взаимодействия. При более высоких энергиях эти взаимодействия объединяются.

Расстояния, меньшие 10^{-18} м, достаточно малы для того, чтобы можно было вычислить энергетическое поведение констант связи взаимодействий. Расстояние при котором константы связи принимают одинаковые значения, называется масштабом объединения. Он по порядку величины равен 10^{-29} см. При рассмотрении меньших расстояний, не превышающих 10^{-33} см, гравитация по своей интенсивности может сравниться с другими типами взаимодействий. На столь малых расстояниях любая теория должна учитывать влияние гравитации.

В лабораторных условиях никогда не смогут достичь энергий, соответствующих этим масштабам объединения (10^{15} ГэВ при 10^{-29} см и 10^{19} ГэВ при 10^{-33} см.). Вселенная представляет собой гигантскую лабораторию. Изучение «сценариев» ее эволюции позволяет вычислить последовательность значений энергий, характерных для каждого этапа эволюции.

Общепризнанной гипотезой образования экспериментальных частиц является Большой взрыв. Предполагается, что Вселенная возникла около 10^{10} лет назад в результате точечного взрыва с последующим разлетом составляющих частей и расширением объема. На самой первой стадии Взрыва Вселенная состояла из элементарных частиц. В дальнейшем по мере

разлета составлявших частиц и соответствующего охлаждения образовались ядра, затем атомы, молекулы. В настоящее время Вселенная состоит из звездных скоплений - галактик, и часть материи существует в рассеянном виде. Можно сказать, что имеется прямая связь между ФВЭ и космологией, так как структура и взаимодействия элементарных частиц в первые мгновения существования Вселенной определяют сегодняшнюю картину Вселенной. Имеется целый ряд экспериментальных Фактов, подтверждающих эту гипотезу. Накопилось также много других интересных результатов измерений, над объяснением которых работают физики ФВЭ и астрофизики:

1. Наблюдается разбегание галактик по закону Хаббла: $V=kR$, где k - коэффициент Хаббла, R - расстояние до галактик.

2. Вселенная заполнена реликтовым микроволновым излучением при температуре 2,7 К; $E=2,5 \cdot 10^{-4}$ эВ; $\lambda=0,53$ см. Это излучение существовало при возрасте вселенной 10^5 лет, сформировались атомы и Вселенная стала прозрачной для излучения. Дальнейшее расширение привело температуру излучения к сегодняшнему значению. Концентрация реликтовых фотонов значительно больше (около 10^9 раз) концентрации протонов.

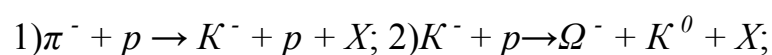
3. Плотность протонов во Вселенной около 1 на 1 м^3 .

4. Во Вселенной существует He^4 и другие легкие ядра от первичного внезапного термоядерного синтеза в нужной концентрации.

5. Существует проблема "скрытой массы", которая согласно астрофизических наблюдений находится в гало галактик и составляет до 90% от массы Вселенной. Диапазон объяснения очень широк: от крупных невидимых галактических объектов типа черных дыр до массивных нейтрино или более экзотических суперсимметричных частиц.

ЗАДАНИЯ

1. Определить частицы X , образующиеся в реакциях сильного взаимодействия:



$$3) p + p^- \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + X;$$

2. Могут ли следующие реакции: 1) $\pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^-$;

2) $\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0$; 3) $K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$; происходить в результате сильного взаимодействия.

3. Построить из кварков следующие частицы: $p, n, \Lambda, \Sigma^0, \Xi^0, \Omega^-$.

4. Нарисовать основные диаграммы Фейнмана для следующих процессов:

1) рассеяние электрона на электроне; 2) эффект Комптона; 3) электрон-позитронная аннигиляция; 4) фотоэффект в кулоновском поле ядра; 5) образование электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра. Какие виртуальные частицы участвуют в этих процессах?

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Описать взаимодействие частиц в рамках диаграмм Фейнмана.
2. Виды взаимодействий в физике высоких энергии. Теория великого объединения.
3. Систематика элементарных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

6. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. М, Мир, 1991.
7. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, Физика элементарных частиц, М, Энергоиздат, 1974.
8. Широков Ю.М., Юдин Н.П, Ядерная физика М., Наука, 1980.
9. Савельев И.В. Курс Общей физики, т 3, М., Наука, 1987.

Приложение

Название частицы	Частица	Античастица	τ , с	Схема распада
1	2	3	4	5
Фотон	γ	-	Стабилен	
<i>Лептоны</i>				
Электрон	e^-	e^+	Стабилен	
Электронное нейтрино	ν_e	$\bar{\nu}_e$	Стабильно	
Мюон	μ^-	μ^+	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
Мюонное нейтрино	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	Стабильно	
Тяжелый лептон	τ^-	τ^+	$3,4 \cdot 10^{-13}$	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$ $\pi^- + \nu_\tau$
Тау-нейтрино	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$		
<i>Мезоны</i>				
Пи-плюс-мезон	π^+	π^-	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$\mu^+ + \nu_\mu$
Пи-нуль-мезон	π^0		$0,8 \cdot 10^{-16}$	$\gamma + \gamma$ $e^+ + e^- + \gamma$
Ка-плюс-мезон	K^+	K^-	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^+ + \pi^0$ $\pi^+ + \pi^0 + \pi^-$
Ка-нуль-мезон	K^0	\bar{K}^0	$0,9 \cdot 10^{-10}$ $5 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ + \pi^0$ $\pi^0 + \pi^0$ $\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ $\pi^- + e^+ + \nu_e$
Эта-мезон	η		$7 \cdot 10^{-19}$	$\gamma + \gamma$ $\pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ $\pi^{0+} + \pi^0 + \pi^0$
<i>Барионы</i>				
Протон	p	\bar{p}	стабилен	

Нейтрон	n	\bar{n}	918	$p + e^- + \bar{\nu}_e$
Ламбда-гиперон	Λ	$\tilde{\Lambda}$	$2,6 \cdot 10^{-10}$	$p + \pi^-$ $n + \pi^0$
Сигма-плюс-гиперон	Σ^+	$\tilde{\Sigma}^+$	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$p + \pi^0$ $n + \pi^+$
Сигма-нуль-гиперон	Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	$5,8 \cdot 10^{-20}$	$\Lambda + \gamma$
1	2	3	4	5
Сигма-минус-гиперон	Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$n + \pi^-$
Кси-минус-гиперон	Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda + \pi^-$
Кси-нуль-гиперон	Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	$2,9 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda + \pi^0$
Омега-минус-гиперон	Ω^-	$\tilde{\Omega}^-$	$0,8 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 + \pi^-$ $\Xi^- + \pi^0$

Тип (аромат кварка)	Электрический заряд, Q	Барионное число, B	Спин	Странность, S	Очарование, C	Цвет
u	+2/3	+1/3	1/2	0	0	Желтый, синий, красный
d	-1/3	+1/3	1/2	0	0	
s	-1/3	+1/3	1/2	-1	0	
c	+2/3	+1/3	1/2	0	+1	
b	-1/3	+1/3	1/2	0	0	
t	+2/3	+1/3	1/2	0	0	
\bar{u}	-2/3	-1/3	1/2	0	0	Фиолетовый, оранжевый, зеленый
\bar{d}	+1/3	-1/3	1/2	0	0	
\bar{s}	+1/3	-1/3	1/2	+1	0	
\bar{c}	-2/3	-1/3	1/2	0	-1	
\bar{b}	+1/3	-1/3	1/2	0	0	
\bar{t}	-2/3	-1/3	1/2	0	0	

Частица	Состав	Электрический заряд, Q	Барионное число, B	Странность, S	Спин	Изотопический спин частицы, T
π^+	$u\bar{d}$	+1	0	0	0	1
π^-	$\bar{u}d$	-1	0	0	0	1
K^+	$u\bar{s}$	+1	0	+1	0	1/2
p	uud	+1	+1	0	1/2	1/2
n	udd	0	+1	0	1/2	1/2
Σ^+	uus	+1	+1	-1	1/2	1
Λ	uds	0	+1	-1	1/2	0
Δ^{++}	uuu	+2	+1	0	3/2	3/2
Δ^-	ddd	-1	+1	0	3/2	3/2
Ω^-	sss	-1	+1	-3	3/2	0

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № Ф 6 – 5

ИЗУЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ β - ИЗЛУЧЕНИЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Определение характеристик β – излучения.

ОБОРУДОВАНИЕ: Прибор ФПК – 5, источники β –излучения.

Введение

Значение максимальной энергии β –излучения необходимо для многих научных и практических целей. В отличие от α – излучения β –частицы, испускаемые каким-либо радиоактивным веществом, имеют непрерывный энергетический спектр, в котором представлены β –частицы, имеющие все значения кинетической энергии от нуля до некоторого максимального значения. Во многих практически важных случаях периоды полураспада оказываются очень короткими и составляют всего несколько минут или даже секунд. При этом на практике часто приходится иметь дело с препаратами малой интенсивности. Поэтому необходимо иметь простые и быстрые

методы определения максимальной энергии β –излучения, не требующие к тому же больших активностей. Таким методом является метод половинного поглощения.

В данной работе определяется максимальная энергия β –спектра по кривой изменения интенсивности пучка β –излучения радиоактивного препарата в зависимости от толщины поглотителя. Рассматриваются вопросы особенностей β –распада и взаимодействия β –излучения с веществом.

1. Краткая характеристика β - излучения

β –распадом называется процесс самопроизвольно превращения нестабильного ядра в ядро –изобар с зарядом, отличным на $\Delta Z = \pm 1$, в результате испускания электрона (позитрона) или его захвата

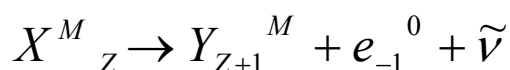
Принято различать три вида β -распада:

- 1) электронный β -распад;
- 2) позитронный β -распад;
- 3) электронный захват.

Кратко рассмотрим их.

Электронный β –распад. При электронном распаде материнское ядро испускает электрон и нейтрино, превращаясь при этом в дочернее ядро.

Общая схема подобного распада такова:



Как следует из написанного, массовое число дочернего ядра такое же, как и у материнского ядра, а порядковый номер на единицу больше. Таким образом, согласно правилу смещения мы получаем ядро элемента, стоящее в таблице Менделеева на одну клетку правее, чем ядро исходного элемента.

Рассмотренный распад сопровождается излучением антинейтрино $\tilde{\nu}$.

Рассмотрим энергетические условия распада. Распад энергетически возможен, если масса покоя системы в начальном состоянии больше ее массы в конечном состоянии. Поскольку массы покоя нейтрино и

антинейтрино равны нулю, энергетическое условие электронного β –распада имеет вид:

$$M (Z,A) > M (Z+1,A) + m$$

где m –масса покоя электрона, $M (Z,A)$ – масса атомного ядра с атомным номером Z и массовым числом A .

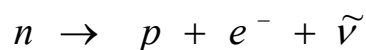
Однако в таблицах масс, получаемых методом масс-спектрометрии, приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Пользуясь очевидным равенством (справедливым с точностью до энергии химической связи электрона в атомах)

$$M (Z,A) = M^{am} (Z,A) - Z m$$

Получим энергетические условия β –распада, выраженные через массы нейтральных атомов

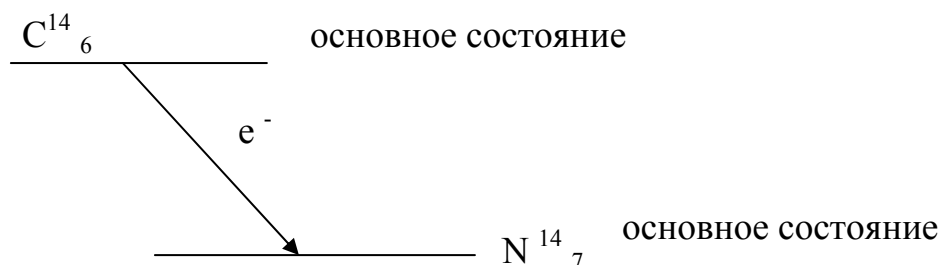
$$M^{am} (Z,A) > M^{am} (Z+1,A)$$

Испускание ядром радиоактивного элемента электрона и антинейтрино не означает, что эти частицы непосредственно присутствовали в ядре. Электронный β -распад объясняется тем, что один из нейтронов материнского ядра превращается в протон. Это превращение идет по схеме:



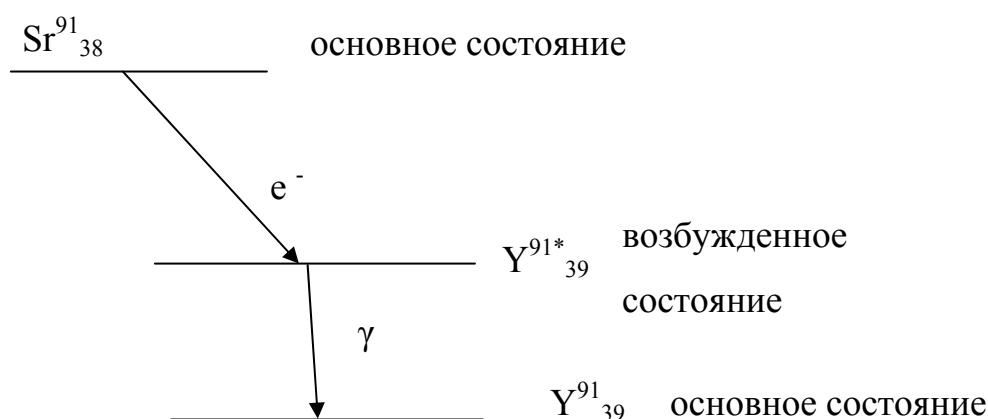
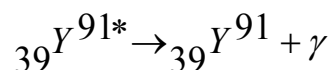
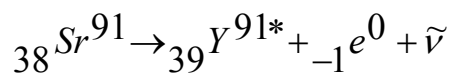
В качестве одного из примеров электронного бета-распада можно привести превращение радиоактивного изотопа углерода в азот с испусканием электрона антинейтрино:

Схематически этот процесс представляется таким образом:

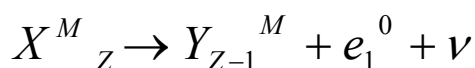


Электронный распад может сопровождаться гамма – излучением. Это происходит в том случае, когда в процессе распада образуется ядро,

находящееся не возбужденном состоянии. Примером такого распада служит превращение стронция в иттрий:



Позитронный β -распад. При позитронном β -распаде материнское ядро превращается в дочернее с испусканием позитрона и нейтрино:

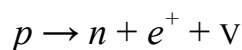


В этом случае мы получаем ядро элемента с тем же массовым числом, занимающего в таблице Менделеева место на одну клетку левее.

Рассматривая энергетические условия β –распада для позитронного распада аналогично как и для электронного получим вид энергетического условия позитронного распада:

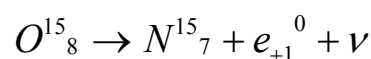
$$M^{am}(Z,A) > M^{am}(Z-1,A) + 2m$$

При позитронном β -распаде один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино:

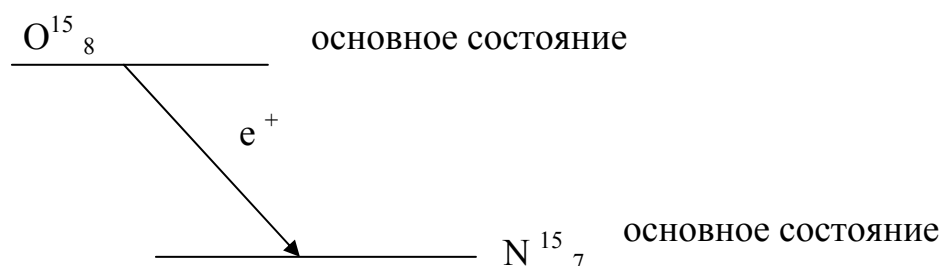


Позитронное излучение впервые наблюдались в опытах по искусственной радиоактивности Фредериком и Ирен Жолио-Кюри в 1933—1934 гг. Их опыты показали, что легкие элементы, находящиеся в начале таблицы Менделеева, могут стать радиоактивными — они начнут испускать позитроны.

Одним из примеров позитронного β -распада является превращение изотопа кислорода в азот с испусканием позитрона и нейтрино:



Распад идет по такой схеме:



Если дочернее ядро оказывается в возбужденном состоянии, то позитронный β -распад может сопровождаться гамма-излучением:

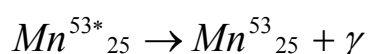
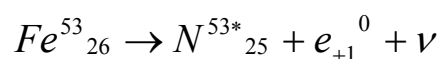
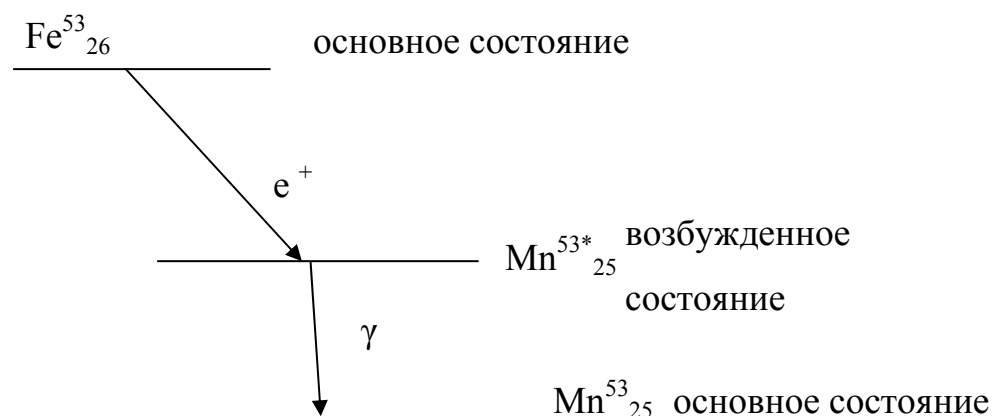
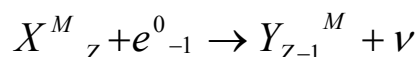


Схема этого распада:



Ядро изотопа железа, излучая позитрон, превращается в возбужденное ядро изотопа марганца, которое, переходя в основное состояние, испускает гамма-квант.

Электронный захват. Уравнение электронного захвата может быть записано в общем виде:

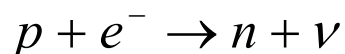


Исходное ядро захватывает электрон и его энергия увеличивается. Затем ядро отдает эту энергию и с испусканием нейтрино превращается в ядро с порядковым номером на 1 меньше.

Чаще всего происходит захват электрона из ближайшего к ядру K – слоя атома; захват из L – слоя имеет вероятность примерно в 100 раз меньшую.

В результате K – захвата образуется ядро элемента с порядковым номером на 1 меньше.

Электронный захват заключается в захвате атомным ядром электрона из электронной оболочки, окружающей ядро. При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:



Энергетическое условие захвата:

$$M^{am}(Z,A) > M^{am}(Z-1,A)$$

Энергия, освобождаемая при K - захвате, распределяется между возникшим ядром и нейтрино. В отличие от электронного и позитронного β – распадов энергия нейтрино, образовавшегося в результате K – захвата, имеет определенное значение (при электронном и позитронном распаде энергия делилась между электроном и антинейтрино или позитроном и нейтрино в произвольных пропорциях). С большей вероятностью K - захват происходит у

тяжелых элементов. Это можно объяснить тем, что по мере увеличения заряда ядра уменьшается радиус орбиты K -электронов.

Так как K -слой при K -захвате теряет электрон, то это приводит к испусканию характеристического рентгеновского излучения элемента с порядковым номером $Z-1$.

Кроме того, ядро атома может оказаться в возбужденном состоянии. В этом случае, возвращаясь в основное состояние, оно испускает гамма-квант. Таким образом, K -захват может сопровождаться испусканием рентгеновского или гамма-излучения.

2. Общая характеристика процессов взаимодействия β - частиц с веществом

β - частицы, проходя через вещество, постепенно теряют энергию и отклоняются от своего первоначального направления, т.е. рассеиваются. Если в процессе рассеяния частиц сохраняется сумма их кинетических энергий, то такое рассеяние называется упругим, а всякое иное – неупругим. Кроме рассеяния имеет место также изменение в веществе, через которое проходят электроны. Входящие в его состав атомы возбуждаются или ионизируются.

β - частицы, движущиеся в веществе, взаимодействуют с его атомами. При этом следует различать взаимодействия с атомными электронами и атомными ядрами, хотя эти два вида взаимодействия всегда имеют место одновременно.

Взаимодействие электронов с атомными ядрами. При прохождении β -излучения через вещество происходят процессы упругого и неупругого рассеяния. При упругом рассеянии часть кинетической энергии падающего электрона передается ядру, которое можно считать неподвижным. При упругом рассеянии β -частицы, взаимодействуя с электронными оболочками атомов среды или с их ядрами, многократно изменяют направление своего движения. В результате траектория β -частицы оказывается, ломаной линией, и интенсивность потока β -излучения, в данном направлении ослабевает.

Угол отклонения бета частиц возрастает с уменьшением их энергии и с увеличением порядкового номера элементов той среды, через которую они проходят.

Упруго рассеяние электронов, проходящих через вещество, может быть грубо разделено на четыре класса:

1) однократное рассеяние, если толщина слоя мала ($d \ll 1/\sigma N$), где σ – эффективное сечение, N - число рассеивающих атомов в 1 см^3 , т.е. почти все рассеяние обуславливается только одним ядром;

2) кратное рассеяние, для больших толщин ($d \sim 1/\sigma N$), т.е. угол рассеяния обязан нескольким последовательным однократным актам рассеяния;

3) многократное рассеяние (среднее число актов рассеяния больше 20) угловое распределение рассеянных электроном является приблизительно гауссовым до тех пор, пока средний угол рассеяния меньше $\sim 20^\circ$;

4) Для еще больших толщин ($d \gg 1/\sigma N$) угловое распределение рассеянных электронов принимает вид $\omega(\theta) \sim \cos^2 \theta$. Средний угол рассеяния θ достигает максимальной величины $\theta_{max} \approx 33^\circ$ и остается постоянным при дальнейшем увеличении толщины. Это случай полной диффузии

В случае неупругого рассеяния бета-частицы, передавая энергию атомам или молекулам вещества, ионизируют или возбуждают их. При этом не только возбуждаются электроны электронных оболочек, но и увеличивается колебательная энергия отдельных атомов и вращательная энергия молекул. Ионизация и возбуждение могут сопровождаться нагревом среды, ее излучением, в ней возникают различные химические реакции. Эти процессы также способствуют ослаблению бета-излучения.

Рассеяние в кулоновском поле ядра, сопровождаемое испусканием квантов с непрерывным спектральным распределением, является неупругим, а рожденное в таком процессе излучение называется *тормозным*. Потеря энергии заряженной частицы на тормозное излучение называется *радиационной*.

Взаимодействие электронов с атомными электронами. Взаимодействие частицы с электроном атома приводит к передаче ему некоторой доли энергии, следствием чего является либо вылет электрона за пределы атома (ионизация атома), либо переход электрона в более высокое энергетическое состояние. Эти процессы обладают равной по порядку величины вероятностью и обычно объединяются под общим названием *ионизационных потерь* энергии.

Электроны, обладающие меньшей энергией, характеризуются большей ионизационной способностью. Таким образом, к концу пробега электрона, когда его энергия уменьшается, ионизация, производимая им, возрастает.

При больших энергиях β -частиц возникает тормозное рентгеновское излучение. Именно на этом явлении и основан принцип действия рентгеновских трубок, где быстрые электроны испытывают сильное торможение при столкновении с поверхностью вольфрама — элемента большим порядковым номером.

Так как энергия электронов, испускаемых радиоактивными изотопами, сравнительно невелика (порядка нескольких мегаэлектрон-вольт), то ослабление β -излучения в этих случаях оказывается несущественным. По-другому обстоит дело с быстро движущимися β -частицами, например, ускоренными в бетатронах. Там основную опасность представляют тормозное гамма- и рентгеновское излучения.

Изучение распространения β -излучения в некоторых материалах и в воздухе. β -частицы, проходя через вещество, постепенно теряют энергию и на определенном расстоянии нацело поглощаются. Величина этого пути называется *пробегом электронов* данной энергии в среде. Так как энергия электронов при β -распаде различна, они имеют и разные пробеги. Поэтому ослабление β -частиц в какой-либо среде происходит не сразу, а постепенно. Расстояние, на котором все β -частицы поглощаются средой, называется *максимальным пробегом* β -частиц. Максимальный пробег бета-частиц возрастает с увеличением их энергии и уменьшается с увеличением плотности вещества, через которое они проходят.

Пробег β - частиц в воздухе может достигать 13 м, а в живой ткани— до 1 см. Именно на этом пути в 1 см β – лучи и теряют свою энергию. Пробег их в животной ткани гораздо больше, чем пробег альфа-частиц, но, удельная ионизация будет меньше. Таким образом, поражающее действие β -излучения на незащищенную кожей ткань слабее, чем у альфа-частиц. При действии на животную ткань, покрытую слоем кожи, β –излучение также может вызвать ее поражение (в то время как альфа - частицы кожей поглощаются).

β – частицы, обладающие большой энергией, могут проникать через тонкие слои легких металлов. Свинец толщиной несколько миллиметров поглотит бета-частицы довольно большой энергии и, таким образом, полностью защитит организм от облучения. В качестве защиты можно взять дерево соответствующей толщины, стекло, пластмассу и др.

Хорошей защитой от мягкого β -излучения, источниками которого являются, например изотоп C^{14} (до 155 кэв) и изотоп S^{35} (до 170 кэв), могут служить обычная одежда, листы плотной бумаги, тонкое стекло.

Таким образом, защититься от внешнего облучения нетрудно. Наибольшую опасность представляют источники β -лучей, когда они попадают на открытые раны, царапины или внутрь организма.

3. Приближенная оценка максимальной энергии β -спектра по толщине слоя половинного ослабления.

У разных атомов одного и того же радиоактивного элемента энергия вылетевших β – частиц бывает различной и меняется от 0 до некоторого максимального значения $E_{\text{макс}}$. Величина $E_{\text{макс}}$ для разных элементов неодинакова. Так, например, у изотопа стронция 89 макс энергия β – частиц примерно 1,5 МэВ, у кобальта – 60 – не больше 0,3 МэВ и т.д. Такое большое различие приводит к тому, что скорости β - частиц далеко неодинаковы: у одного и того же радиоактивного элемента они лежат в довольно широких пределах.

Распределение β - частиц по энергиям – спектр β - излучения изображено на рис .1, где n -число испущенных β -частиц, E - их энергия.

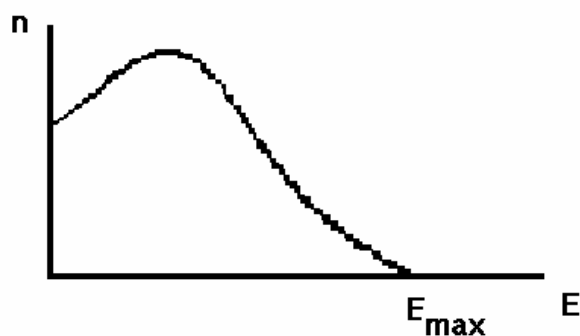


Рис. 1. Спектр β - излучения

Характер этого распределения был понят лишь после того. Как удалось доказать, что одновременно с β -частицей появляется другая элементарная частица, названная антинейтрино Она имеет по сравнению с электроном очень малую массу, не обладает зарядом, слабо взаимодействует с веществом и поэтому практически является почти неуловимой. Оказалось, что сумма энергий бета-частицы и антинейтрино постоянна и равна $E_{\text{макс}}$. Таким образом, максимальная энергия β -спектра распределяете между бета-частицей и антинейтрино.

Величина $E_{\text{макс}}$ является важной характеристикой радиоактивного элемента, испускающего β частицы. По ее значению выбирают радиоактивные изотопы, используемые в терапии, определяют толщину слоя вещества, применяемого для защиты от β -излучения т. д.

Для нахождения величины $E_{\text{макс}}$ существуют специальные таблицы и графики.

Максимальную энергии β -спектра можно также определить и расчетным путем при помощи формул.

Зная численное значение $E_{\text{макс}}$, можно оценить величину пробега β -частиц в каком-либо веществе. Зависимость между ними дается такой формулой:

$$R = \frac{1}{\rho}(0.542E_{\text{макс}} - 0,133) \quad (1)$$

где R — длина пробега в см, ρ — плотность вещества в г/см³, E_{\max} — максимальная энергия β -спектра в МэВ.

Как показывает практика, длина пробега β -излучения неодинакова в разных веществах.

Другой важнейшей характеристикой β -излучения является слой половинного ослабления, значение которого используется при расчете толщины и выборе материала для защиты от поражающего действия частиц.

Так при $x = d_{0.5}$ интенсивность излучения уменьшается:

$$\frac{J_0}{2} = J_0 e^{-\mu d_{0.5}} \quad \text{или} \quad \frac{1}{2} = e^{-\mu d_{0.5}} \quad (2)$$

откуда

$$1 = 2 e^{-\mu d_{0.5}} \quad (3)$$

Путем логарифмирования получаем

$$\lg 1 = \lg 2 - \mu d_{0.5} \lg e$$

Тогда

$$d_{0.5} = \frac{\lg 2}{\lg e} \cdot \frac{1}{\mu}$$

и

$$d_{0.5} = \frac{0.693}{\mu} \quad (4)$$

С учетом этого равенства

$$J = J_0 e^{-\frac{0.693}{d_{0.5}} x} \quad (5)$$

Логарифмируя обе части этого равенства и производя некоторые преобразования, получаем выражение для определения слоя половинного ослабления β -излучения:

$$d_{0.5} = \frac{0.301x}{\lg J_0 - \lg J} \quad (6)$$

Но так как число зарегистрированных счетчиком импульсов N

пропорционально интенсивности J потока β -излучения, то для экспериментального определения слоя половинного ослабления более удобна такая формула:

$$d_{0.5} = \frac{0.301x}{\lg N_0 - \lg N} \quad (7)$$

Зависимость слоя половинного ослабления вещества от величины максимальной энергии β -спектра изображена на рис. 2. Таким образом, определив экспериментально слой половинного ослабления, можно при помощи графика найти соответствующую величину $E_{\text{макс}}$.

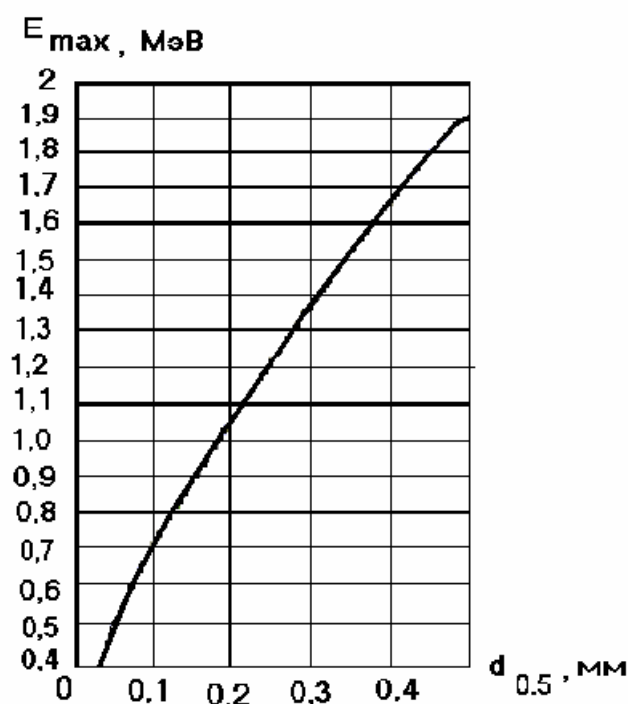


Рис. 2. Зависимость слоя половинного ослабления вещества от величины максимальной энергии β -спектра

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Определите величину натурального фона без источника β -излучения.
2. Поместите между источником и счетчиком алюминиевые пластинки толщиной по 0,5 мм.

3. Определите число импульсов N' , зарегистрированных счетчиком за 1 сек. Каждое измерение производите 10 раз по 10 секунд и полученные данные усредните.

4. Вычислите число импульсов N' за 1 сек с учетом фона

$$N' = N - N_{\phi}$$

5. Принимая мертвое время счетчика $\tau = 10^{-4}$ сек, вычислите число импульсов N за 1 сек с учетом поправки на мертвое время.

$$N = \frac{N''}{1 - N''\tau}$$

6. Вычислите $\lg N$ - числа импульсов за 1 сек.

7. Постройте график зависимости $\lg N$ от толщины слоя пластинок.

8. Вычислите линейный коэффициент ослабления по формуле

$$\mu = \frac{\lg N_{\phi} - \lg N}{0,434x}$$

9. Вычислите толщину слоя половинного ослабления.

10. Определите E_{\max} .

11. Найдите величину пробега β - частицы в веществе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Виды бета –излучения
2. Общая характеристика процессов взаимодействия β - частиц с веществом.
3. Оценка максимальной энергии β –излучения по толщине половинного слоя поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

10. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. М, Мир, 1991.
11. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, Физика элементарных частиц, М, Энергоиздат, 1974.
12. Широков Ю.М., Юдин Н.П, Ядерная физика М., Наука, 1980.

13. Савельев И.В. Курс Общей физики, т 3, М., Наука, 1987.
14. Авотин Ю.П Практикум по радиоактивности М: Высшая школа, 1974.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № Ф 6 - 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ α – ЧАСТИЦ ПО ВЕЛИЧИНЕ ИХ ПРОБЕГА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Определить энергию α – частицы по величине ее пробега.

ОБОРУДОВАНИЕ: Компьютер, магнитный носитель с блоком виртуальных лабораторных работ.

Введение

Альфа - частицы представляют собой дважды ионизированные атомы гелия ${}^4_2\text{He}$, имеют заряд $+2e$, состоят из 4 нуклонов – 2 протонов и 2 нейтронов.

Альфа – частицы возникают при радиоактивном распаде атомных ядер, а также в различных ядерных реакциях. Частицы с относительно небольшой энергией можно получить путем ионизации атомов гелия.

Альфа – частицы часто используются в качестве бомбардирующих частиц. Именно при изучении рассеяния α – частиц на тонких металлических фольгах Резерфорд сделал вывод, что масса атома практически целиком сосредоточена в положительно заряженном ядре имеющем размеры $\sim 10^{-13}$ см.

На современных ускорителях получают пучки α – частиц с энергией от нескольких до сотен мега электрон вольт. Альфа – частицы с такой энергией успешно используются для изучения свойств атомных ядер.

1. Взаимодействие α – частиц с веществом.

Основными силами взаимодействия α – частиц с веществом являются кулоновские силы, основными процессами взаимодействия- процессы упругого рассеяния и ионизационного торможения.

Упругое рассеяние – это такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и происходит лишь перераспределение ее между частицами. При этом сами частицы изменяют направление своего движения, т.е. происходит процесс рассеяния.

Проходя через вещество, α – частицы почти не рассеиваются на электронах среды из-за своей большой массы ($M_\alpha = 7350 m_e$). В результате столкновения с электроном они отклоняются от своего направления не более чем на 30° ; столкновения с ядрами, напротив, приводят к значительному рассеянию их.

Упругое рассеяние заряженной частицы на тяжелом ядре описывается формулой Резерфорда:

$$N(\varphi) = \frac{1}{4} N n d \left(\frac{Z z e^2}{m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \varphi / 2} \quad (1)$$

где $N(\varphi)$ – число частиц рассеянных в единице телесного угла под углом φ ; N – число частиц, падающих на 1 см^2 мишени в 1 с; n – число ядер в 1 см^3 мишени; d – толщина мишени; Z – заряд ядра - рассеивателя; z – заряд частицы; m – масса частицы; v – ее скорость.

Формула Резерфорда была проверена экспериментально, и оказалось, что она хорошо совпадает с опытом для широкого диапазона рассеивающих ядер, углов рассеяния и скоростей α – частиц.

Вывод формулы (1) был основан на следующих предположениях:

1) считалось, что между частицей и ядром действуют только кулоновские силы. В действительности помимо кулоновских сил между частицей и ядром при малых прицельных параметрах (большие углы рассеяния) могут действовать ядерные силы. Опыты по изучению рассеяния α – частиц больших энергий на ядрах показали, что существует отступление от формулы Резерфорда, и характер этих отступлений позволил сделать определенные заключения о некоторых особенностях ядерных сил.

2) В формуле (1) не учитывается экранирование ядра атомными электронами. Между тем это экранирование является существенным для малых углов рассеяния, когда частица пролетает на больших расстояниях от ядра. Поэтому для очень малых углов рассеяния формула (1) должна быть уточнена.

3) При выводе формулы (1) предполагалось, что масса налетающей частицы значительно меньше массы ядра. В этом случае частица при столкновении с ядром практически не теряет энергии, а лишь меняет направление движения. Ядро остается неподвижным, и процесс рассеяния удобно рассматривать в лабораторной системе координат (л.с.к.). В общем случае рассеяния частиц со сравнимыми массами л.с.к. оказывается неудобной. Процесс рассеяния в этом случае удобнее анализировать в системе центра инерции (с.ц.и.). При этом формула описывающая рассеяние, оказывается такой же, как и в случае $m \ll M$, с той лишь разницей, что вместо угла φ должен стоять угол φ' и вместо m приведенная масса $\mu = \frac{Mm}{M+m}$. Скорость относительного движения частиц в обеих системах координат одинакова.

Ионизационное торможение. В механике ионизационного торможения энергия заряженной частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, через которую она проходит.

Рассмотрим схему взаимодействия тяжелой заряженной частицы с электронами, которые находятся на ее пути.

Пусть частица с зарядом ze пролетает скоростью v на расстоянии r от электрона с массой m_0 и зарядом e . Если масса частицы $M \gg m_0$, то в этом случае, как уже говорилось, частица при столкновении с электроном практически не отклоняется от своего первоначального направления.

Столкновение частицы с электроном приводит к тому, что последний получает импульс в направлении, перпендикулярном направлению движения частицы:

$$P_{\perp} = \int F_{\perp} dt,$$

где $F_{\perp}dt$ – импульс силы за время взаимодействия. Будем считать, что взаимодействие оказывается существенным на расстояниях $\sim 2r$. Тогда время взаимодействия $t=2r/v$. Кулоновская сила равна приблизительно ze^2/r^2 . Таким образом

$$P_{\perp} = 2ze^2/rv$$

Кинетическая энергия, соответствующая этому импульсу равна

$$dE_1 = P_{\perp}/2m_0 = 2z^2 e^4 /m_0 v^2 r^2$$

Такую энергию приобретает электрон при столкновении с частицей и такую же теряет частица.

Число электронов, встречающихся при данном прицельном параметре,

$$N = 2\pi r dx n,$$

где n – плотность электронов (рис. 1)

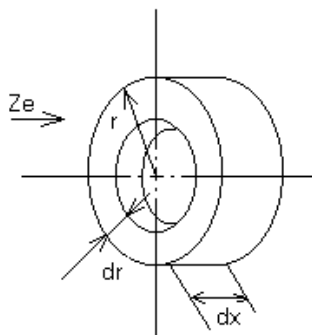


Рис. 1. К определению прицельного параметра

Кинетическая энергия, потерянная частицей при взаимодействии со всеми указанными электронами, будет равна

$$dE(r) = dE_1 2\pi r dx n = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 v^2} \frac{dr}{r} dx$$

Удельная потеря на ионизацию

$$\frac{dE(r)}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 v^2} \frac{dr}{r}$$

Для получения полной удельной потери энергии частицей необходимо проинтегрировать $dE(r)/dx$ по всем возможным значениям прицельного параметра r :

$$\frac{dE}{dx} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{dE(r)}{dx} dr = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 v^2} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Для частиц со скоростями близкими к скоростям света, учет релятивистских эффектов приводит к добавочным слагаемым в формуле для удельных потерь:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{\bar{J}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

Это выражение известно как формула Бете. Пробег частицы R можно определить как расстояние, которое она проходит до момента полной потери энергии. Характерной особенностью α -частиц является существование у них определенного пробега: треки α -частиц одной энергии в камере Вильсона представляют собой прямые линии одной и той же длины с небольшим разбросом в ту или иную сторону.

Потеря энергии или торможение α -частицы в веществе сопровождается ионизацией. *Полной ионизацией* называется число пар ионов, образованных α -частицей на всем ее пути. *Удельной ионизацией* называют число пар ионов, образованных частицей на единице пути.

2. Определение энергии α -частиц по величине их пробега.

Энергия α -частиц связана с величиной их пробега. Существуют разные методы экспериментального определения пробега.

Пробег можно определить электростатическим методом, помещая источник α -частиц в центр пустой проводящей сферы и измеряя с помощью электроскопа полную ионизацию, создаваемую α -частицами при разных давлениях воздуха внутри этой сферы. Пока радиус сферы больше, чем пробег, полная ионизация при уменьшении давления будет оставаться постоянной, так как α -частицы при своем торможении будут создавать всегда одинаковое количество ионов. При уменьшении давления расстояние, проходимое α -частицами, увеличивается, и существует такое давление, при котором α -частицы

достигают как раз внутренней поверхности сферы. По мере дальнейшего уменьшения давления полная ионизация будет убывать, так как частицы не будут полностью тормозиться в воздухе. По величине давления, при котором начинает убывать ионизация, зная радиус сферы, можно вычислить пробег α – частиц в нормальных условиях.

Пробег α – частицы можно определить измерением их треков, сфотографированных в камере Вильсона.

Распределение α – частиц по пробегам может изучаться с помощью импульсных ионизационных камер, соединенных с линейным ускорителем и регистрирующих отдельные попадания α – частиц в камеру (рис. 2).

Ионизационная камера глубиной в несколько миллиметров образована электродами F и E . Электрод F представляет собой тонкое окошко, пропускающее α – частицы внутрь камеры. Электрод E изолирован и соединен с линейным ускорителем, порог срабатывания подобран так,

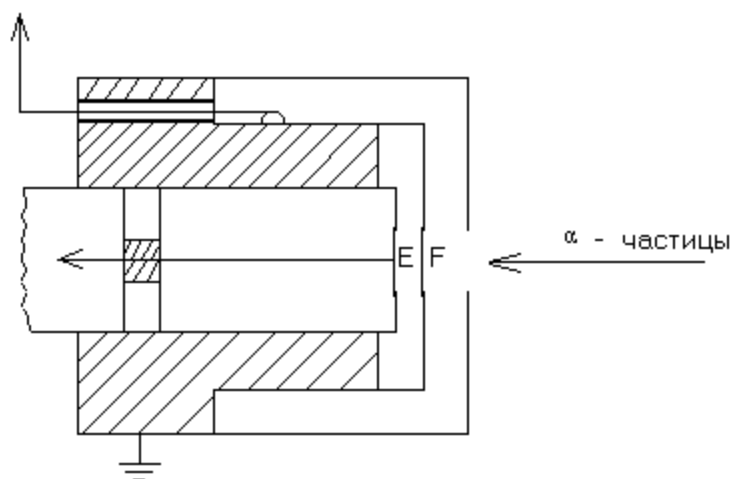


Рис. 2. Импульсная ионизационная камера малой глубины для регистрации тяжелых заряженных частиц.

что регистрируются импульсы, создаваемые только α – частицами. При помощи такой камеры снимается зависимость числа α – частиц от пройденного ими расстояния.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Запустить виртуальную лабораторную работу (Project3) «Определение энергии α – частицы по величине ее пробега».
2. Выбрать условие движения α – частиц (в отсутствии магнитного поля или в магнитном поле).
3. Провести 10 опытов и получить график зависимости энергии α – частиц от пробега.
4. Ответить на вопросы, решить задачи.
5. Завершить работу программы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какова причина нестабильности некоторых ядер по отношению к альфа -распаду?
2. Почему альфа-частицы в воздухе движутся прямолинейно?
3. Виды взаимодействий альфа – частиц с веществом.
4. Определение энергии альфа- частиц.

ЛИТЕРАТУРА

5. Савельев И.В. Общий курс физики . Т3, М: Наука, 1987.
6. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику , М: Атомиздат, 1965
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика, М: Наука ,1985
8. Худсон Д. Статистика для физиков, М: Мир 1970

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6-7

СЧЕТЧИКИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Изучить типы, устройство и принципы работы счетчиков ядерного излучения, изучить физические процессы происходящие в них.

Введение

Для регистрации и измерения характеристик ядерных излучений применяют самые разнообразные приборы: ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера – Мюллера, сцинтилляционные счетчики, диффузионные камеры, камеры Вильсона, пузырьковые и искровые камеры и др. Кроме того, регистрируют ядерные излучения также с помощью специальных фотоэмульсий, твердых полупроводниковых и других детекторов ядерных излучений. Систематизировать большое количество разнообразных типов счетчиков можно по различным признакам. По механизму действия различают счетчики с несамостоятельным и самостоятельным разрядом. К первому относятся пропорциональные счетчики, а ко вторым - счетчики Гейгера и Гейгера-Мюллера. Счетчики с самостоятельным разрядом бывают, в свою очередь, самогасящиеся и несамогасящиеся.

Практически наиболее важно систематизировать счетчики по их назначению и по конструктивным признакам, причем особенности конструкции часто обуславливаются назначением счетчика. На наш взгляд, следует различать счетчики α - частиц, β - частиц, γ - квантов, рентгеновых лучей, нейтронов и счетчики специального назначения. Назначение счетчика предъявляет определенные требования к выбору режима работы счетчика и материала, из которых он изготавливается.

1. Газоразрядные счётчики

Физические процессы в газоразрядных счетчиках. Счетчиком может быть любой газонаполненный прибор, работающий в режиме, обеспечивающим регистрацию факта попадания ядерной частицы по возникновению разрядного тока. Газонаполненные счетчики благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, простоте и дешевизне являются самыми распространенными приборами регистрации. Такой счетчик представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода (рис. 1).

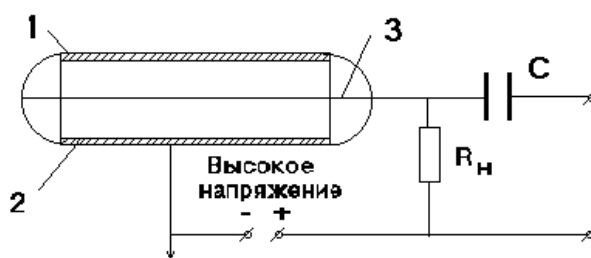
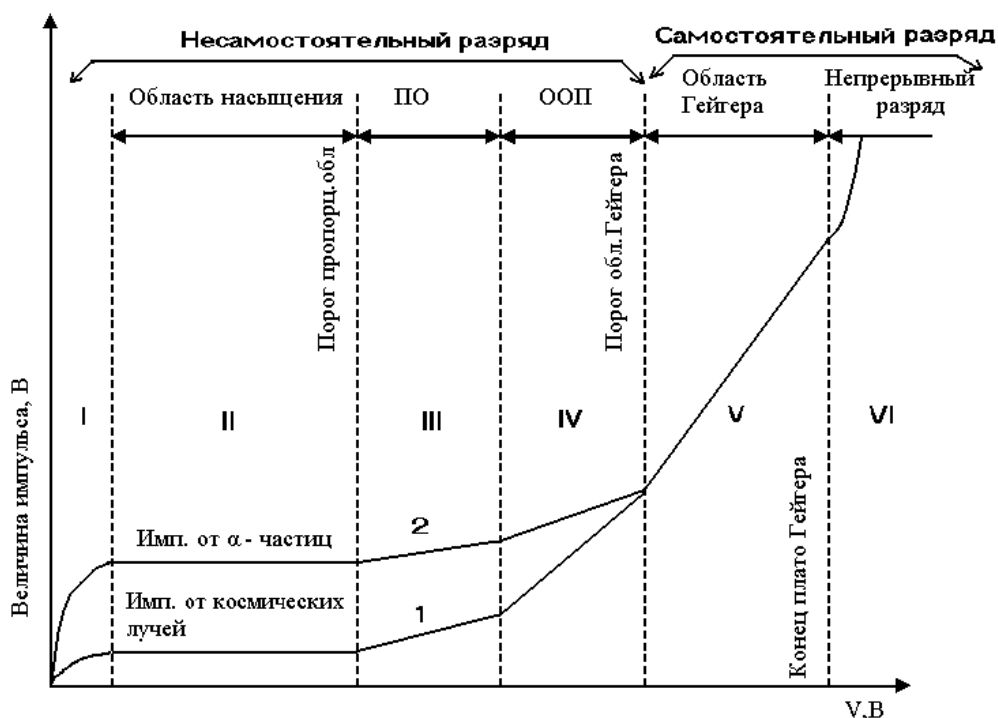


Рис. 1. Газоразрядный счётчик, его устройство и типичная схема его включения.

Геометрическая форма выбирается из условий его работы. Цилиндрический счётчик состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 3, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка - катодом. Внутренним электродом в счётчиках служит тонкая нить из вольфрама, железа или другого металла диаметром 0,1-0,5 мм.

Роль диэлектрика в этом конденсаторе используют благородные газы (аргон и неон, иногда азот и водород с различными примесями), заполняющие под пониженным давлением (~ 100 мм.рт.ст.) пространство между электродами. Регистрация протекает следующим образом. Частица ядерного излучения, попадая внутрь счётчика, вызывает ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток.

Рис. 2. Вольт - амперная характеристика счётчика в различных областях напряжений



Для существования тока в газе необходимо наличие в пространстве между электродами свободных электрических зарядов (ионов и электронов) и электрического поля, поддерживающего ток. Поэтому, если к электродам приложена разность потенциалов, то ток через счетчик будет проходить лишь при условии, что под действием попавших в счетчик движущихся частиц или квантов электромагнитного излучения в нем образуются ионы. Поскольку подвижность электронов на три порядка выше, чем подвижность ионов, а так как время установления тока в цепи счетчика и его усиление зависят от подвижности ионов, то желательно, чтобы газ – наполнитель имел малый коэффициент «прилипания» электронов. На рис. 2 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе счетчика от напряжения на его электродах.

Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной ионизации. Вольт – амперную кривую можно разделить на характерные области.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в счетчике, собираются на электродах. Этот участок кривой называют *областью насыщения*. Именно в этой области работают ионизационные камеры.

При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т.е. создать некоторое число вторичных ионов. Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации. В этой области III работают так называемые *пропорциональные счетчики (ПО)*.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется участком IV *ограниченной пропорциональности (ООП)*.

На участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область *Гейгера – Мюллера*.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному разряду – это область VI.

Типы газоразрядных счетчиков.

1. Простейшим прибором для регистрации и измерения ионизирующих излучений является *ионизационная камера*. Принцип действия камеры: на два электрода камеры, разделенные воздушным промежутком, подается разность потенциалов ~ 100 В. При отсутствии ионизации в воздушном промежутке тока в цепи камеры нет, так как в воздухе отсутствуют носители зарядов. При дальнейшем увеличении разности потенциалов на электродах наблюдается рост тока в импульсе. Это означает, что откуда-то в газе, заполняющем счетчик, появляются дополнительные свободные электрические заряды. Электроны, образованные под действием радиации на нейтральные атомы газа, сильно ускоряются электрическим полем, так как они обладают малой массой. При этом электроны приобретают большую кинетическую энергию, и сами становятся частицами, способными производить ионизацию газа при столкновении с нейтральными молекулами и атомами, в воздушном объеме камеры возникают ионы. Такой механизм образования ионов получил название *ударной ионизации*, а вся область напряжений, при которых она возникает – область ударной ионизации. Благодаря приложенному к электродам камеры электрическому напряжению ионы движутся, создавая ионизационный ток, который регистрируется прибором. Рабочим участком вольт – амперной характеристики ионизационной камеры является участок насыщения II (рис.2).

Виды ионизационных камер:

- дозиметрическая - для измерения мощности гамма- излучения;
- конденсаторная – для измерения суммарных доз, получаемых лицами, работающими с радиоактивными изотопами и другими источниками ионизирующих излучений.

2. **Пропорциональный счетчик** представляет собой цилиндрический конденсатор, к обкладкам которого приложено напряжение ~ 1000 В. Диаметр внешнего электрода составляет несколько сантиметров, внутреннего – менее 1 мм. Внутренний электрод соединяется с положительным полюсом источника высокого напряжения и является анодом, внешний электрод соединяется с отрицательным полюсом и является катодом. Рабочий объем счетчика заполняется газом (воздух, аргон, метан) под давлением около 0,1 атм. Электроны и положительные ионы, возникающие в рабочем объеме счетчика под действием ионизирующей частицы, разделяются электрическим полем. Электроны движутся к аноду, положительные ионы – к катоду. Вблизи поверхности анода напряженность электрического поля достигает настолько большой величины, что на одной длине свободного пробега электрон набирает энергию, достаточную для ионизации нейтрального атома газа при столкновении. Электрон, освобожденный ударной ионизацией, и первичный электрон до следующего столкновения с нейтральными атомами газа на пути к аноду вновь набирают энергию, достаточную для ионизации ударом, при соударении вновь ионизируют атомы и далее вместо двух электронов к аноду движутся уже четыре. Механизм возникновения разряда в пропорциональном счетчике можно представить так (рис. 3).

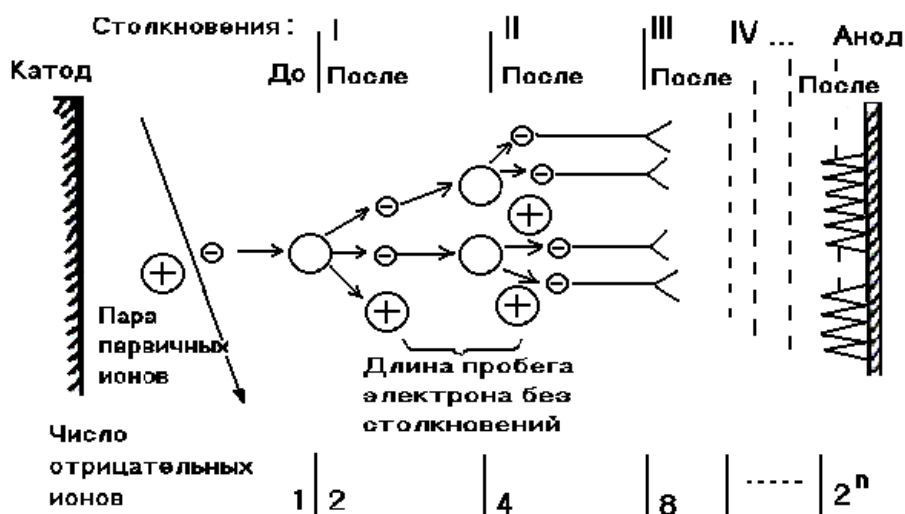


Рис. 3. Схема образования лавины ионов путем ударной ионизации

Пустыми кружками обозначены нейтральные атомы, кружками с плюсом – положительные ионы и малыми кружками с минусом – электроны. Цифры внизу показывают число отрицательных ионов, появившихся после соответствующего столкновения. Таким образом, процесс продолжается до тех пор, пока электроны не достигнут анода.

Пропорциональные счетчики в сочетании с электронными схемами, необходимыми для усиления, счета и анализа электрических импульсов на их выходе, могут применяться для регистрации быстрых заряженных частиц и измерения их энергий.

3. Счетчики Гейгера –Мюллера. Хотя пропорциональные счетчики дают довольно значительное усиление начальной ионизации за счет несамостоятельного газового разряда, очень часто желательно иметь усиление еще больше. Большой коэффициент газового усиления, достигающий до $10^8 - 10^9$ раз, является основным преимуществом счетчиков Гейгера – Мюллера.

Конструктивно счетчик Гейгера –Мюллера не отличается от пропорционального счетчика. Увеличение коэффициента газового усиления в нем достигается за счет увеличения напряженности электрического поля в рабочем объеме по сравнению с напряженностью электрического поля в пропорциональном счетчике. Повышение напряженности электрического поля увеличивает интенсивность процессов ионизации и возбуждения атомов электронным ударом и приводит к переходу разряда из несамостоятельного в самостоятельный.

Развитие вспышки самостоятельного разряда в счетчике Гейгера – Мюллера происходит следующим образом: если в рабочем объеме счетчика ионизирующей частицей создана хотя бы одна пара ионов (электрон и положительный ион), свободный электрон, как и в пропорциональном счетчике, под действием электрического поля создает на пути к аноду электронно-ионную лавину. Фотоны, испускаемые возбужденными атомами, могут либо достигать катода, либо поглощаться атомами газа, наполняющего

счетчик. В первом случае фотон может освободить вторичный электрон путем фотоэффекта с катода. При наполнении рабочего объема счетчика смесью газов, один из которых имеет возбужденные уровни выше потенциала ионизации другого, поглощение фотоном атомом газа может привести к освобождению вторичного электрона путем фотоэффекта в газе. Освобожденный одним из указанных способов вторичный электрон создает новую электронно-ионную лавину, фотоны из этой лавины создают новые вторичные электроны и т.д., процесс продолжается до тех пор, пока лавинами не будет покрыта вся поверхность анода. Амплитуда импульса в счетчике не зависит от числа ионов, образованных ионизирующей частицей. После того как вся поверхность анода покрывается лавинами, вспышка самостоятельного разряда обрывается. Прекращение развития разряда вызывается действием положительного заряда у анода. За время $\sim 10^{-7}$ сек электроны достигают анода, малоподвижные положительные ионы за это время практически остаются на месте. «Чехол» из положительных ионов вокруг анода как бы увеличивает радиус анода, что приводит к уменьшению напряженности электрического поля у анода и отсюда к уменьшению интенсивности ионизации и обрыву разряда. Через время $\sim 10^{-4}$ сек положительные ионы отодвигаются полем на такое расстояние, что напряженность поля у анода принимает значение, достаточное для возникновения разряда. Это время называется «мертвым временем» счетчика. Если не приняты специальные меры, то по истечении «мертвого времени» разряд в счетчике может возобновиться самостоятельно при отсутствии новой ионизирующей частицы. Начальный электрон, необходимый для развития новой вспышки разряда, может быть освобожден при нейтрализации на катоде положительных ионов от первой вспышки разряда либо за счет фотоэффекта с катода под действием ультрафиолетовых фотонов, излучаемых метастабильными атомами.

В настоящее время наиболее распространенным способом гашения разряда в счетчике после развития первой ступени разряда является добавление к основному наполняющему газу небольших количеств паров

спирта, метана, галогенов. Эти добавки называют *гасящими*, а счетчики, в которых за счет действия этих гасящих добавок разряд обрывается на первой ступени, называются *самогасящимися*. Гашение укорачивает импульс разряда и увеличивает эффективное время работы счетчика.

2. Негазоразрядные счетчики.

1. Одним из важнейших методов регистрации заряженных частиц и гамма-квантов в настоящее время является *сцинтилляционный метод*.

Сцинтилляция- явление преобразования энергии ионизирующих излучений в энергию видимого и ультрафиолетового света – является одним из видов люминесценции. Сцинтилляционными свойствами обладают многие газы, жидкости, органические и неорганические кристаллы. Особенно широкое распространение получили сцинтилляционные кристаллы.

Регистрация сцинтилляционных вспышек осуществляется с помощью фотоэлектронных умножителей. Процесс регистрации ионизирующей частицы протекает следующим образом: частица, попавшая в сцинтиллятор, затрачивает свою энергию на возбуждение и ионизацию вещества сцинтиллятора. Путем люминесценции часть этой энергии преобразуется в энергию видимого и ультрафиолетового света. Фотоны света, попадая на фотокатод фотоэлектронного умножителя, с которым сцинтиллятор находится в оптическом контакте, выбивает из него фотоэлектроны. С анода фотоумножителя снимается импульс, усиленный в $10^6 - 10^7$ раз. Таким образом, соединение сцинтилляционного кристалла с фотоумножителем сводит задачу регистрации частиц к задаче регистрации электрических импульсов.

Регистрация гамма-квантов в сцинтилляторе протекает в два этапа. Гамма-квант, взаимодействуя с атомами вещества сцинтиллятора, сообщает энергию одному из электронов путем фотоэффекта или комптоновского рассеяния, либо, взаимодействуя с ядром, рождает пару позитрон – электрон.

Быстрые электроны, порожденные гамма-квантами, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, вызывают сцинтилляцию.

Большинство применяемых сцинтилляторов обладают малым временем высвечивания. Вспышка сцинтилляции имеет обычно длительность $\sim 10^{-7} - 10^{-9}$ сек. Следовательно, и длительность электрических импульсов на выходе фотоумножителя мала. Эта особенность сцинтилляционных счетчиков позволяет применять их для регистрации интенсивных потоков излучений.

Сцинтилляционные детекторы обладают рядом ценных свойств. Они имеют высокую эффективность регистрации как заряженных, так и нейтральных частиц. Заряженные частицы детектируются по продуктам их взаимодействия со средой: γ -кванты – по вторичным электронам и позитронам, нейтроны – по протонам отдачи или продуктам ядерных реакций. Следовательно, эффективность регистрации зависит от объема вещества, из которого могут быть собраны вторичные продукты. Единственное условие, которое накладывается на толщину сцинтиллятора, – прозрачность к своему собственному излучению.

2. Полупроводниковые детекторы широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц и γ – квантов благодаря высокому разрешению по энергии, малому времени нарастания сигнала и малым размерам. Эти детекторы представляют собой твердотельную (кристаллическую) ионизационную камеру, в которой при поглощении ионизирующих излучений образуются носители заряда – электроны и дырки.

Попадая в полупроводник, энергичная заряженная частица теряет энергию на взаимодействие с электронами вещества, которые вызывают дальнейшую ионизацию. Переданная электронам энергия переводит их из валентной зоны в зону проводимости, а так же из более глубоких электронных зон в высоколежащие незанятые зоны. Взаимодействия с колебаниями кристаллической решетки за время $\sim 10^{-12} - 10^{-11}$ сек

отбрасывает электроны к минимуму их потенциальной энергии – к границе зоны проводимости. Тоже происходит с дырками, которые «поднимаются» кверху самой низкой занятой (валентной) зоны. В течении этого процесса снятия возбуждения носителей заряда рождается значительно большее число новых электронов и дырок. Переведенный под действием ионизирующего излучения из валентной зоны в зону проводимости электрон, являющийся носителем отрицательного заряда, оставляет в валентной зоне незаполненную электронную связь – дырку, которая перемещается в решетке кристалла как свободный положительный заряд под действием приложенного к кристаллу электрического поля.

Наибольшее распространение получили кремниевые детекторы с *pn*-переходом, который образуется, например, при диффузии донорных атомов в кристалл *p* - типа. При этом на поверхности получается тонкий слой кремния *n* - типа – входное окно детектора. На границе раздела *pn* – переходе – каждая группа носителей заряда (электронов и дырок) стремится диффундировать в соседнюю область, что вызывает протекание тока из *p*- в *n*- область. Однако ток прекращается из-за образования контактной разности потенциалов на переходе величиной 0,5 В, являющейся потенциальным барьером для носителей. Это происходит ввиду того, что положительные заряженные донорные атомы в *n*- области и отрицательно заряженные акцепторные атомы в *p*- области образуют двойной электрический слой, отталкивающий соответствующие носители заряда.

Если приложить к *pn* – переходу обратное напряжение смещения, то свободные носители будут удалены электрическим полем и между областями кремния разного типа проводимости образуется область, почти полностью лишенная носителей заряда (обедненная область в *pn* – переходе). При снятии электрического поля обедненная область исчезает, за исключением очень тонкого слоя толщиной около 1 мкм, связанного с потенциальным барьером.

Попадая в обедненную область, ионизирующая частица создает значительное число пар носителей заряда, образующих тонкий цилиндр плазмы электронов и дырок вдоль трека. Образованные ионизирующей частицей в обедненной области свободные носители заряда будут двигаться в приложенном электрическом поле, собираясь на электродах (рис. 4).

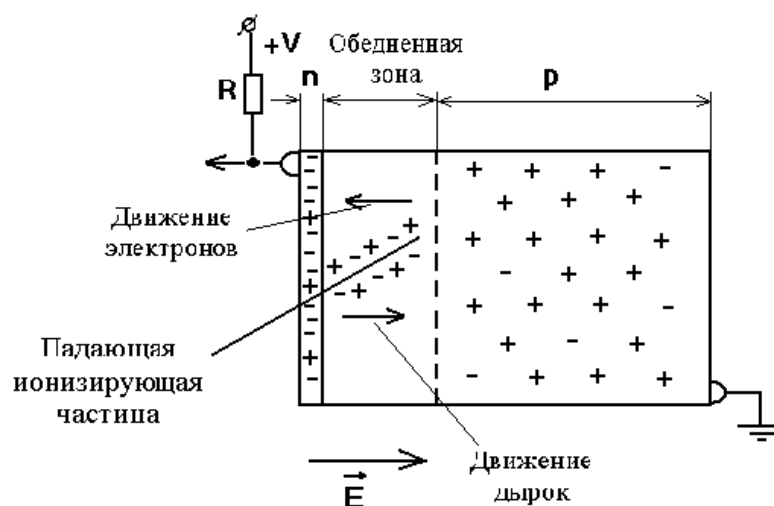


Рис. 4. Схема включения кристаллического детектора: толщина обедненной области от 10 мкм до 5 мм; обратное напряжение обычно от 10 до 500 В.

На рождение одной такой пары в кремнии тратится в среднем энергия 3,6 эВ независимо от энергии, массы и удельных потерь первичной частицы. Для сравнения укажем, что энергия образования одной пары ионов в газовых ионизационных камерах равна примерно 35 эВ, а в сцинтилляционном детекторе на образование одного фотоэлектрона необходимо затратить около 350 эВ.

3. **Черенковские счетчики.** Регистрировать быстро движущиеся заряженные частицы можно и по эффекту Черенкова. Явление Вавилова-Черенкова заключается в возникновении видимого излучения при движении очень быстрой заряженной частицы через вещество со скоростью большей скорости света в этой среде, т.е. при $v > c/n$, где n – показатель преломления среды. Это излучение генерируется в среде вследствие некомпенсированной поляризации среды, которая образуется под воздействием пролетающей

заряженной частицы со скоростью большей скорости света в этой среде. Излучает не частица, а возбуждаемая ею среда.

Особенностью свечения Черенкова является то, что его можно видеть только при наблюдении в определенных направлениях, так как черенковский свет распространяется не во все стороны от источника, а лишь в определенном конусе направлений. Угол раствора этого конуса будет тем больше, чем больше скорость частицы превышает скорость распространения света.

Черенковский счетчик может быть изготовлен из любого прозрачного вещества с показателем преломления $n > 1$ в оптической и ультрафиолетовой области. Очень удобным материалом являются прозрачные пластмассы. Применяются так же жидкие и газовые наполнители.

Обычно применяются счетчики цилиндрической конструкции. На рис. 5 изображена одна из наиболее распространенных схем. Излучаемые фотоны вследствие полного внутреннего отражения собираются с помощью линзы (или с помощью зеркал) на фотоумножитель.

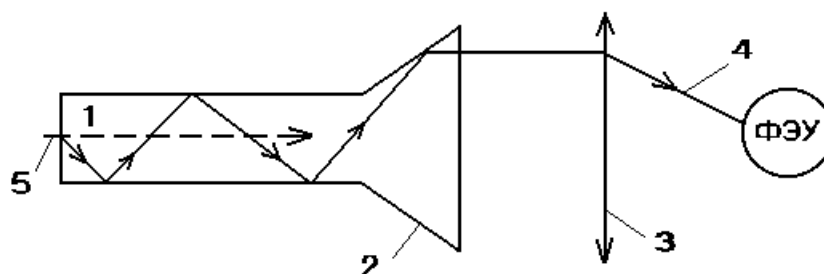


Рисунок 5. Черенковский счетчик с фокусировкой: 1 – цилиндрический радиатор; 2 – коническая часть радиатора; 3 – собирающая линза; 4 – ход светового луча; 5 – траектория частицы.

В зависимости от конструкции Черенковские счетчики разделяются на пороговые (регистрирующие частицы с $v/c > 1/n$) и дифференциальные (выделяющие частицы с данной скоростью v). Очень часто Черенковские

счетчики применяются в совокупности с другими регистрирующими установками.

ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ

Ответьте на вопросы теста к данной лабораторной работе (на магнитном носителе).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Классификация счетчиков.
2. Физические процессы в газоразрядных счетчиках.
3. Типы, устройство и принцип работы газоразрядных счетчиков.
4. Типы, устройство и принцип работы негвозоразрядных счетчиков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, т.1, М. , Энергоатомиздат, 1983.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М. , Наука, 1987.
3. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий, М. , Мир, 1991
4. Калашникова В.И, Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц, М., Наука, ч.1, 1966.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № Ф 6-8

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР. ЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: Изучение деления ядер, простейшие модели ядер, изучение энергетических спектров осколков деления урана – 235 медленными нейтронами, ознакомление с устройством и работой виртуального ядерного реактора.

ОБОРУДОВАНИЕ: Компьютер, магнитный носитель с блоком виртуальных работ.

Введение

В 1934 г. Ферми начал опыты по облучению урана медленными нейтронами от радий-бериллиевого источника. Целью этих опытов, послуживших толчком к многочисленным аналогичным экспериментам, выполненным в других лабораториях, было обнаружение неизвестных в то время трансурановых элементов, которые предполагалось получить в результате β -распада образующихся при захвате нейтронов изотопов урана. Новые радиоактивные продукты действительно были найдены, однако дальнейшие исследования показали, что радиохимические свойства многих "новых трансурановых элементов" отличались от ожидаемых. Исследование этих необычных продуктов продолжалось вплоть до 1939 г., когда радиохимики Ган и Штрассман доказали, что новые активности принадлежат не тяжёлым элементам, а атомам среднего веса. Правильная интерпретация необычного ядерного процесса была дана в том же году Мейтнером и Фришем, предположившими, что возбуждённое ядро урана делится на два приблизительно равных по массе осколка. На основании анализа энергий связи элементов периодической таблицы Менделеева они пришли к выводу, что в каждом акте деления должно освобождаться очень большое количество энергии, в несколько десятков раз превышающее энергию, выделяющуюся при β -распаде. Это подтверждалось опытами Фриша, зарегистрировавшего в ионизационной камере большие импульсы от осколков деления, и Жолио, показавшего на основании измерения пробегов осколков, что последние обладают большой кинетической энергией.

В 1939 г. Н.Бор и Уилер, а также советский физик Френкель ещё задолго до того, как деление было всесторонне изучено экспериментально, предложили теорию этого процесса, основанную на представлении о ядре, как о капле заряженной жидкости. Эта теория позволяет в достаточно простой форме объяснить основные черты процесса деления.

1. Деление ядер, простейшие модели

Капельная модель, граница стабильности ядер по отношению к спонтанному делению. Аналогия между ядром и каплей заряженной жидкости основана на следующих экспериментальных фактах.

1. Плотность ядерного вещества приблизительно постоянна для всех ядер, т.е. ядерное вещество, как и жидкость несжимаемо.
2. Ядерные силы, как и химические, связывающие молекулы жидкости, обладают свойствами насыщения. Это свойство показывает, что нуклон взаимодействует преимущественно лишь с соседними нуклонами. Следствием этого является то, что энергия связи ядра ΔW приблизительно пропорциональна массовому числу, т. е.

$$\Delta W = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(Z, A)]c^2 \approx Aa_1 \quad (1)$$

В жидкости энергия испарения также линейно зависит от ее массы. Если бы каждый нуклон одинаково взаимодействовал со всеми остальными $A-1$ нуклонами, то энергия связи ядра была бы пропорциональна $A(A-1) \approx A^2$, а не A .

На основе капельной модели была получена следующая формула для энергии связи ядра в зависимости от массового числа A и Z :

$$\Delta W(A, Z) = a^1 A - a^2 A^{2/3} - a^3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a^4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + a^5 \frac{\delta}{A^{3/4}} \quad (2)$$

По сравнению с выражением (1) формула (2) содержит четыре дополнительных члена.

Второй член учитывает влияние сил поверхностного напряжения. Так как поверхностные нуклоны в отличие от нуклонов, расположенных внутри ядра, притягиваются только с одной стороны, то энергия связи ядра меньше, чем $a^1 A$ на величину, пропорциональную площади поверхности, поэтому поправка, учитывающая поверхностное напряжение может быть записана в виде $a^2 A^{2/3}$.

Третий член учитывает кулоновское отталкивание протонов, которое приводит к уменьшению энергии связи ядра на величину, равную кулоновской энергии взаимодействия протонов.

$$\frac{3}{5} \frac{Z(Z-1)e^2}{R} \approx a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

Последние два члена в формуле (2) не следуют из капельной модели. Член $a^4 \frac{(A/2-Z)^2}{A}$ отражает тот факт, что наибольшей устойчивостью обладают ядра с одинаковым числом протонов и нейтронов, т. е. имеющие $A/2-Z=0$. Происхождение этого члена объясняется принципом Паули. Действительно, если в ядре увеличивать число нуклонов одного типа, сохраняя A неизменным, то они будут занимать все более высокие одночастичные уровни, в результате чего энергия связи этого ядра будет меньше энергии связи ядра с равным числом протонов и нейтронов.

Последний член в выражении (2) учитывает различие в устойчивости четко-четных, нечетно-четных (четно-нечетных) и нечетно-нечетных ядер:

$$\delta \begin{cases} +1 & \text{для четно-чётных ядер} \\ 0 & \text{для четно-нечётных ядер} \\ -1 & \text{для нечётно-нечётных ядер} \end{cases}$$

Численные значения коэффициентов равны: $a^1 = 15,8 \text{ МэВ}$, $a^2 = 17,8 \text{ МэВ}$, $a^3 = 0,71 \text{ МэВ}$, $a^4 = 94,8 \text{ МэВ}$, $a^5 = 34 \text{ МэВ}$.

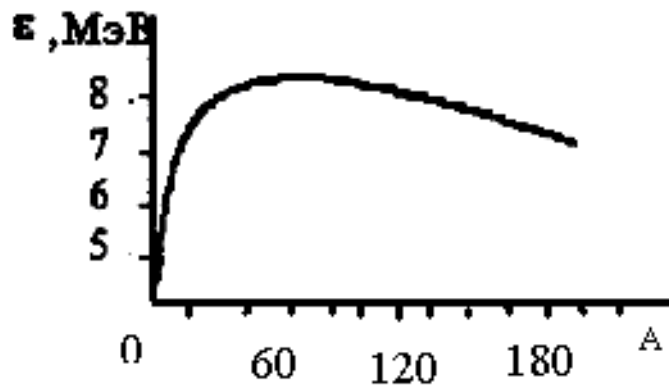


Рис. 1. Зависимость удельной энергии связи от массового числа A

Из рис. 1 видно, что наибольшую устойчивость имеют ядра с $A=30-120$, т. е. находящиеся в середине периодической таблицы. Для этих ядер удельная энергия связи ≈ 9 МэВ. В легких ядрах по сравнению со средними и тяжелыми относительно большое число нуклонов расположено у поверхности. Этим объясняется резкое уменьшение удельной энергии связи легких ядер. Уменьшение удельной энергии для больших A связано с членом

$a^3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ обусловленным кулоновским отталкиванием протонов. С

увеличением массы ядра величина этого члена растет почти как A^2 (точнее как $A^{5/3}$), так как каждый дополнительный протон испытывает кулоновское отталкивание всех остальных протонов. Таким образом, ясно, что энергетически выгодным являются процессы соединения (синтеза) легких ядер и деления тяжелых.

Вынужденное деление ядра. Пусть некоторая частица падает на ядро, поглощается в нем и переводит его в возбужденное состояние. Энергия возбуждения равномерно распределяется в ядре, оно вследствие этого деформируется, и в нем возникают колебания формы. Если энергия возбуждения мала, то ядро принимает форму эллипсоида вращения, в котором распределение положительных зарядов уже не является сферически-

симметричным, что приводит к уменьшению их электростатического взаимодействия. Среднее расстояние между зарядами увеличивается, поверхность ядра тоже увеличивается (увеличение поверхностной энергии) и если приращение поверхностной энергии больше уменьшения электростатической энергии, то ядро некоторое время сохраняет форму эллипсоида вращения, а затем после ряда колебаний возвращается к исходной форме. При этом оно отдает энергию возбуждения, испуская квант. Если же энергия возбуждения достаточно велика, то амплитуда колебаний может стать столь значительной, что это приведет к образованию перетяжки в центральной части ядра. Каждый фрагмент стремится принять сферическую форму, что приводит к еще большему сужению перетяжки. Оба образующихся таким образом осколка заряжены положительно, и вследствие кулоновского отталкивания они полностью разделяются и разлетаются с большой скоростью в противоположные стороны.

Спонтанное деление ядер. Чтобы сферическое ядро было стабильно по отношению к спонтанному делению, оно должно быть стабильным по отношению к малым деформациям формы, приводящим к образованию эллипсоида вращения с большой полуосью a и малой полуосью b . Эллипсоид можно характеризовать малым параметром χ , который определяется соотношениями

$$a=R_0(1+\chi), \quad b=R_0/(1+\chi)^{1/2}$$

Упругие силы поверхностного натяжения ядерной жидкости стремятся вернуть ядро к первоначальной сферической форме. В противоположность этому два положительных заряда с центрами в фокусах эллипсоида стремятся увеличить деформацию и разделить ядро на два осколка одинаковой массы.

Почему же большинство ядер устойчиво по отношению к самопроизвольному делению? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо рассмотреть механизм деления.



Рис. 2. Изменение формы ядра в процессе деления.

Энергия сил поверхностного натяжения эллипсоида приближенно может быть записана в виде

$$E_S = a_S A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon^2 + \dots\right) \quad (3)$$

Электростатическая энергия ядра, имеющего форму эллипсоида вращения, дается выражением

$$E_C = a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{5} - \dots\right) \quad (4)$$

Поэтому полное изменение энергии, обусловленное деформацией ядра, равно

$$\Delta E = \frac{2}{5} \varepsilon^2 \left(a_S A^{2/3} - \frac{1}{2} a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}}\right) \quad (5)$$

Сферическая форма ядра не будет устойчивой и деление ядра произойдет мгновенно, если энергия эллипсоидальных деформаций отрицательна, т.е. если

$$\frac{1}{2} a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} > a_S A^{2/3} \quad \text{или} \quad Z^2 / A > 2a_S / a_C$$

Величина Z^2/A называется параметром деления. Энергия E , освобождающаяся при делении, растет с увеличением Z^2/A .

Как меняется потенциальная энергия ядра на различных стадиях деления? После того как деление произошло, и осколки находятся друг от друга на расстоянии много большем их радиуса, потенциальную энергию

осколков, обусловленную их кулоновским взаимодействием можно считать равной нулю. Если постепенно сближать осколки, то потенциальная энергия будет возрастать, так как увеличивается потенциальная энергия отталкивания E_k (участок $d_2 < r < \infty$). Зависимость потенциальной энергии от расстояния между осколками показана на рис. 3. Здесь и в дальнейшем нулевой уровень соответствует сумме поверхностной и кулоновской энергий двух невзаимодействующих осколков. При $r=d_2$, где d_2 - сумма радиусов осколков, потенциальная энергия U осколков достигает величины $e^2 Z^2/d_2$ (eZ -заряды осколков).

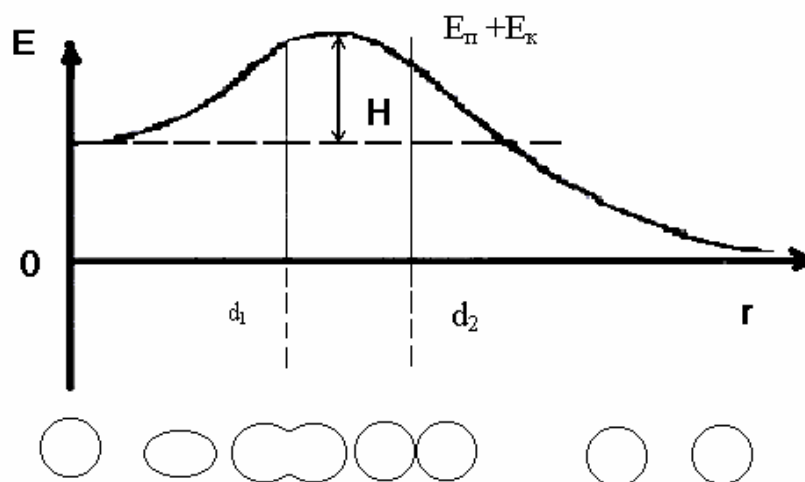


Рис. 3.Изменение потенциальной энергии ядра в процессе деления.

Рассмотрим теперь начальную стадию деления, когда сферическое ядро с увеличением r принимает форму все более вытянутого эллипсоида вращения. В этом случае вследствие эволюции формы ядра изменение его потенциальной энергии определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергии $E_k + E_n$. Предполагается, что объем ядра в процессе деформации остается неизменным. Поверхностная энергия при этом возрастает, так как увеличивается площадь поверхности ядра.

Кулоновская энергия уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между нуклонами. Необходимо заметить, что r теряет смысл расстояния между осколками деления на участке $0 < r < d_1$. На этой стадии деления r - мера отклонения ядра от сферической формы. Можно показать, что в случае малых эллипсоидальных деформаций рост поверхностной энергии происходит быстрее, чем уменьшение кулоновской, энергии. Пусть сферическое ядро в результате незначительной деформации, характеризующейся малым параметром χ , приняло форму аксиально-симметричного эллипсоида. Можно показать, что поверхностная энергия \tilde{E}_n и кулоновская энергия \tilde{E}_k в зависимости от χ меняется следующим

образом:

$$\tilde{E}_n \approx E_n \left(1 + \frac{2}{5} \chi^2\right) \quad \tilde{E}_k \approx E_k \left(1 - \frac{2}{5} \chi^2\right) \quad (6)$$

а их сумма, определяющая изменение потенциальной энергии ядра, равна

$$\tilde{E}_n + \tilde{E}_k \approx E_n + E_k + \frac{\chi^2}{5} (2E_n - E_k) \quad (7)$$

В этих выражениях E_n и E_k - поверхностная и кулоновская энергии для сферического ядра.

В области тяжелых ядер $2E_n \geq E_k$ и сумма поверхностной и кулоновских энергий увеличивается с увеличением χ . Из (6) и (7) следует, что при малых эллипсоидальных деформациях рост поверхностной энергии препятствует дальнейшему изменению формы ядра, а, следовательно, и делению, выражение (7) справедливо для малых значений χ (малых деформаций). Если деформация настолько велика, что ядро принимает форму гантели (участок $d_1 < r < d_2$), то силы поверхностного натяжения, как и кулоновские силы, стремятся разделить ядро и придать осколкам шарообразную форму. На этой стадии деления

увеличение деформации сопровождается уменьшением как кулоновской, так и поверхностной энергии. Таким образом, при постепенном увеличении деформации ядра его потенциальная энергия проходит через максимум.

2. Модель прямоугольного потенциального барьера

Наличие потенциального барьера препятствует мгновенному самопроизвольному делению ядер. Для того, чтобы ядро разделилось, ему необходимо сообщить энергию Q , превышающую высоту барьера H . Высота барьера H тем больше, чем меньше отношение кулоновской и поверхностной энергии в начальном ядре. Это отношение в свою очередь, увеличивается с увеличением параметра деления Z^2/A . Чем тяжелее ядро, тем меньше высота барьера H , так как параметр деления в предположении, что Z пропорционально A , увеличивается с ростом массового числа A :

$$\frac{E_k}{E_n} \approx A$$

Таким образом, более тяжелым ядрам, как правило, надо сообщить меньшую энергию, чтобы вырвать деление.

Высота барьера обращается в нуль при $(2E_n - E_k) = 0$. В этом

случае $\frac{Z^2}{A} = 49$

Итак, согласно капельной модели в природе должны отсутствовать ядра с $Z^2/A > 49$, так как они практически мгновенно (за характерное ядерное время порядка 10^{-22} с) самопроизвольно делятся. Зависимость формы и высоты потенциального барьера H , а также энергии деления от величины параметра Z^2/A показана на рис. 4.

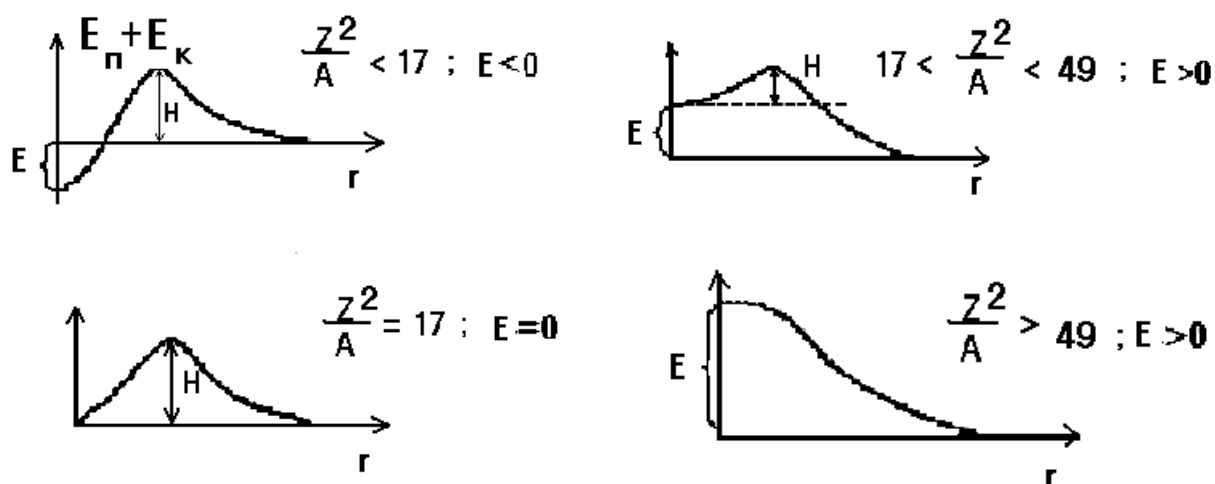


Рис. 4. Зависимость формы и высоты потенциального барьера, а также энергии деления от величины параметра Z^2/A

Самопроизвольное деление ядер с $Z^2/A < 49$, для которых высота барьера H не равна нулю, с точки зрения классической физики невозможно. С точки зрения квантовой механики такое деление возможно за счет эффекта проникновения через барьер и носит название спонтанного. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра деления Z^2/A , т.е. с уменьшением высоты барьера. В целом период спонтанного деления уменьшается при переходе от менее тяжелых ядер к более тяжелым. Вынужденное деление ядер с Z^2/A может быть вызвано любыми частицами и т.д., если их энергия достаточна. Особый интерес представляет процесс деления ядер под действием нейтронов. При захвате ядром с массовым числом A нейтрона с кинетической энергией, энергия возбуждения ядра $A+1$ определяется соотношением $E = B(n) + E_n \frac{A}{A+1} \approx B(n) + E_n$

где $B(n)$ - энергия отделения нейтрона в ядре $A+1$.

Возможны два случая:

1. Энергия отделения нейтрона больше барьера деления, т.е. $B(n) > H$
2. Энергия отделения нейтрона меньше барьера деления, т.е. $B(n) < H$

В первом случае деление возможно для нейтронов с любой энергией. Во втором случае, для того чтобы произошло деление, нейтроны должны иметь кинетическую энергию $E_k \geq H - B(n)$ т.е. существует порог деления.

3. Специфика реакций деления

Как уже отмечалось, деление может быть вызвано различными излучениями, однако практически наиболее выгодно использовать для этой цели нейтроны. Отсутствие кулоновского отталкивания позволяет нейтронам со сколь угодно малой кинетической энергией приблизиться к ядру на расстояние меньше радиуса действия ядерных сил. Захват ядром нейтрона приводит к возбуждению ядра, и, если энергия возбуждения достаточна, происходит деление. Многие тяжелые ядра делятся тепловыми нейтронами, при этом сечение деления достигает нескольких тысяч барн.

Сечение деления U_{92}^{235} тепловыми нейтронами равно 580 б. При увеличении энергии нейтронов сечение захвата $S_{захв}$, а следовательно, и сечение деления $S_{дел}$ уменьшается, причем всегда $S_{дел} < S_{захв}$ (см. рис.5), так как существуют другие каналы распада возбужденных ядер. Эффективное сечение деления ядер нейтронами может быть записано в следующем виде:

$$\sigma_{дел} = \sigma_{захв} \frac{\Gamma_{дел}}{\sum_i \Gamma_i} \quad (7)$$

где $\Gamma_{дел}$ - вероятность деления ядра после захвата нейтрона, а Γ_i - вероятность распада этого ядра по i -му каналу.

Наиболее существенными каналами распада помимо деления являются испускание γ -квантов и нейтронов. Сечение деления U_{92}^{235} быстрыми нейтронами равно всего около 1,5 б. Основной изотоп урана U_{92}^{238} , как упоминалось, делится быстрыми нейтронами с энергией 11 МэВ.

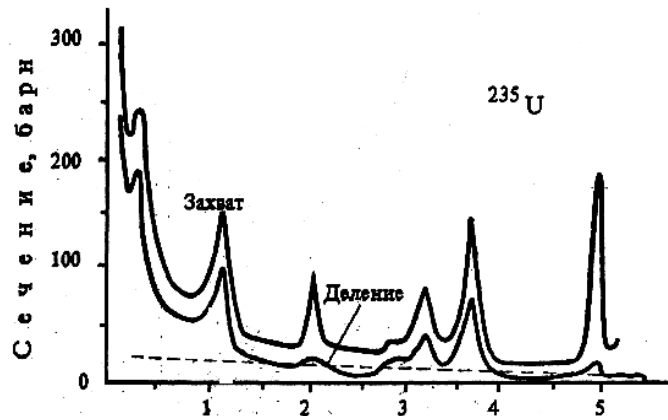


Рис. 5. Зависимость сечения захвата и сечения деления U^{235}_{92} нейтронами от их энергии (верхняя линия - сечение захвата, нижняя - сечение деления).

Пунктир – сечение рассеяния нейтронов.

Сечение деления U^{238}_{92} быстрыми нейтронами примерно в два раза меньше, чем для U^{235}_{92} (см. рис. 6).



Рис. 6.

Зависимость сечения

деления U^{238}_{92} и U^{235}_{92} быстрыми нейтронами от их энергии.

Характерной особенностью деления является то, что осколки, как правило, имеют существенно различные массы. В случае наиболее вероятного деления U^{235}_{92} отношение масс осколков равно 1,46. Тяжелый

осколок при этом имеет массовое число 139, легкий -95. Деление на два осколка с такими массами не является единственно возможным.

Распределение по массам осколков деления U_{92}^{235} тепловыми нейтронами показано на рис. 7.

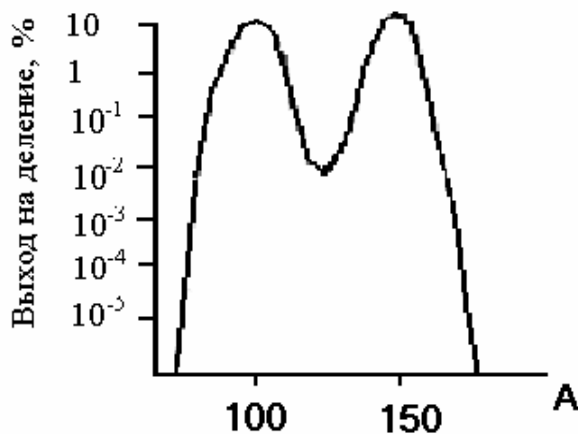


Рис. 7. Массовое распределение осколков деления U_{92}^{235} тепловыми нейтронами.

Среди продуктов деления были обнаружены осколки с $A=72-161$ и $Z=30-65$. Вероятность деления на два равных по массе осколка не равна нулю. При действии U_{92}^{235} тепловыми нейтронами вероятность симметричного деления примерно на три порядка меньше, чем в случае наиболее вероятного деления на осколки с $A=139$ и 95 . Капельная модель не исключает возможности асимметричного деления, однако даже качественно не объясняет основных закономерностей такого деления. Асимметричное деление можно объяснить влиянием оболочечной структуры ядра. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов каждого осколка образовала устойчивый магический остов. В процессе деления основная часть энергии освобождается в виде кинетической энергии осколков деления. Такой вывод можно сделать из того, что кулоновская энергия двух соприкасающихся осколков приблизительно равна энергии деления. Под действием электрических сил отталкивания кулоновская энергия осколков переходит в кинетическую энергию. Оценим величину

кулоновской энергии соприкасающихся осколков: $E_k = \frac{(eZ)^2}{2R}$

где R - радиус осколков, а eZ - их заряд. Будем считать, что R и Z осколков равны.

Между кинетическими энергиями осколков и их массами существует следующее соотношение, вытекающее из закона сохранения импульса:

$$E_l / E_m = M_m / M \quad (8)$$

где E_l и M_l относятся к легкому осколку, а E_m и M_m – к тяжелому. Пользуясь этим соотношением, можно из кривой массового распределения осколков получить кривую распределения осколков по энергии (рис. 8). Параметры энергетического распределения, а также некоторые другие характеристики осколков деления U_{92}^{235} тепловыми нейтронами приведены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристика	Легкий осколок	Тяжелый осколок
Кинетическая энергия, МэВ	100	67
Массовое число	95	139
Атомный номер	38	54
Начальный полный заряд	20	22
Пробег в воздухе, мм	27	21

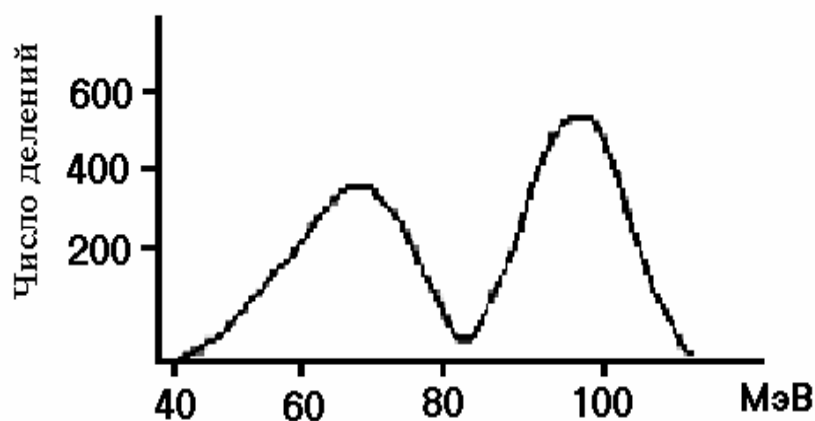


Рис. 8. Распределение по энергии осколков деления U_{92}^{235} тепловыми нейтронами

Кинетическая энергия осколков деления сравнительно мало зависит от энергии возбуждения делящегося ядра, так как излишняя энергия обычно идет на возбуждение внутреннего состояния осколков.

Следует отметить, что величина кинетической энергии осколков, полученная с помощью калориметрических измерений, не согласуется в пределах ошибок с величиной, полученной с помощью методов, основанных на измерении ионизации вещества детектора - ионизационной камеры полупроводникового счетчика. Так кинетическая энергия каждого осколка, измеренная с помощью полупроводникового счетчика, в зависимости от качества счетчика может оказаться на 5-20 МэВ ниже табличного. Это явление носит название ионизационного дефекта, и суть его состоит в следующем. Осколки деления, обладающие весьма значительной удельной ионизацией, создают при своем движении через детектор настолько большую плотность электронно-дырочных пар, что трек осколка представляет собой, по существу, участок плазмы. Невозможность проникновения внешнего электрического поля внутрь электронно-дырочной плазмы приводит к недостаточно быстрому рассасыванию трека в начальный момент времени и значительной рекомбинации электронно-дырочных пар.

При делении U_{92}^{235} тепловыми нейтронами освобождается энергия около 200 МэВ. Из них 167 МэВ приходится на кинетическую энергию осколков. Оставшаяся часть энергии (33 МэВ) распределяется между различными излучениями, возникающими в процессе деления и радиоактивного распада осколков. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре U_{92}^{235} равно 1,55, в то время как у стабильных элементов, имеющих массу, близкую к массе осколков, это отношение 1,25-1,45. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и должны быть неустойчивы к β^- распаду. Действительно, осколки деления испытывают последовательный β^- распад, причем заряд первичного

осколка может меняться на 4-6 единиц. Снятие начального возбуждения осколков, вызванного нарушением нормального соотношения числа протонов и нейтронов, происходит также за счет вылета мгновенных нейтронов деления. Эти нейтроны испускаются движущимися осколками за время, меньшее, чем 10 с. В среднем в каждом акте деления испускаются 2-3 мгновенных нейтрона. Их энергетический спектр непрерывный с максимумом около 1 МэВ. Средняя энергия мгновенного нейтрона близка к 2 МэВ. Испускание более чем одного нейтрона в каждом акте деления даст возможность получить энергию за счет цепной ядерной реакции деления.

Из-за мгновенных нейтронов определенные экспериментально в каждом отдельном акте деления кинетические энергии осколков уже, строго говоря, не связаны с их массами соотношением (8), поскольку оно не учитывает импульсов нейтронов. Однако легко убедиться, что это нарушение весьма незначительно. Более того, при многократных измерениях обсуждаемый эффект нарушения соотношения (8) полностью исчезает из-за усреднения по возможным вариантам вылета мгновенных нейтронов из движущихся осколков. Очевидно, сумма масс осколков, входящих в соотношение (8), должна быть взята за вычетом массы мгновенных нейтронов.

Оказалось, что небольшая доля ($\gg 1\%$) нейтронов, испускающихся в процессе деления, появляются с некоторым запаздыванием относительно момента деления (так называемые запаздывающие нейтроны). Время запаздывания достигает 1 мин. Было установлено, что запаздывающие нейтроны испускаются остановившимися осколками после предварительного β^- распада. β^- распад осколков приводит к образованию дочерних ядер не только в основном, но и в возбужденных состояниях. Если энергия возбуждения превышает энергию отделения нейтрона $B(n)$, то происходит испускание запаздывающих нейтронов (рис.9). Часть энергии деления уносится γ -квантами, испускающимися возбужденными осколками сразу после вылета мгновенных нейтронов (так называемые мгновенные γ -

лучи деления), а также γ -квантами, возникающими в результате β распада осколков.

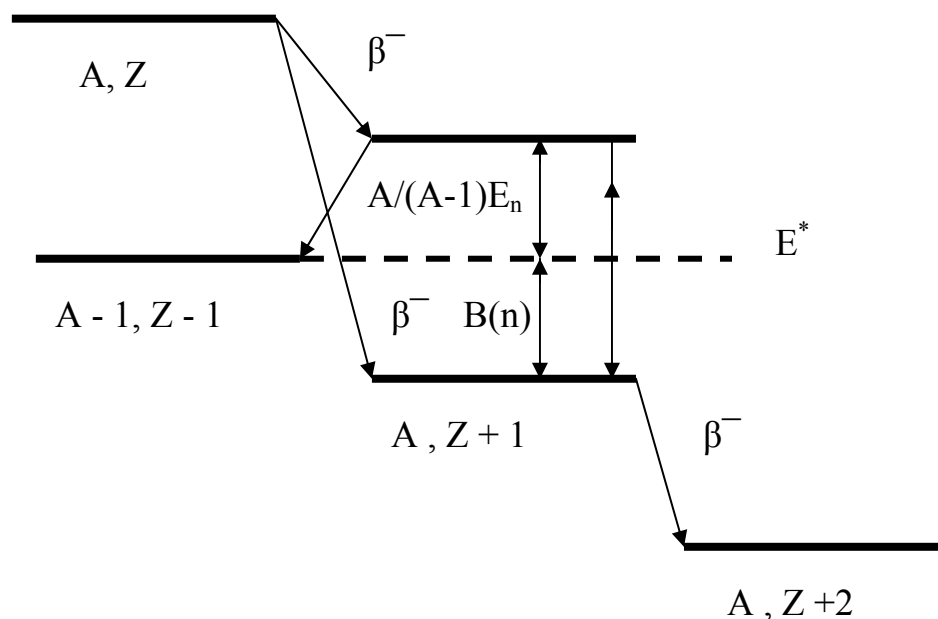


Рис. 9. Схема образования запаздывающих нейтронов.

Около 5% энергии деления уносят антинейтрино, образующиеся при β -распаде осколков.

Энергия деления U_{92}^{235} тепловыми нейтронами распределяется между различными излучениями следующим образом (см. таб.2):

Таблица 2

Кинетическая энергия осколков	167 МэВ
Энергия β - частиц продуктов деления	5 МэВ
Энергия γ излучения продуктов распада	6 МэВ
Энергия нейтронов деления	5 МэВ
Энергия мгновенного γ излучения	7 МэВ
Энергия антинейтрино продуктов деления	10 МэВ
Полная энергия деления	200 МэВ

Рассмотрим процесс деления урана. Естественная смесь изотопов Урана содержит 99.3 % ядер U_{92}^{238} и 0.7 % ядер U_{92}^{235} . Уран-238 делится под действием нейтронов любой энергии, в том числе и тепловых. Различие в делении этих

изотопов урана объясняется двумя обстоятельствами. Так как Z^2/A для U_{92}^{239} меньше, чем для U_{92}^{236} (нужно рассматривать деление ядра, захватившего нейтрон), то величина барьера H для первого из этих изотопов будет больше. Кроме того, при захвате теплового нейтрона энергия возбуждения конечных ядер U_{92}^{239} и U_{92}^{236} оказывается различной. Так как ядро U_{92}^{236} - четно-четное, а U_{92}^{239} - нечетно-четное, то энергия отделения нейтрона в U_{92}^{236} больше, чем в U_{92}^{239} (6.5 МэВ против 4.8 МэВ). Энергия возбуждения ядра U_{92}^{236} после захвата теплового нейтрона превышает высоту потенциального барьера, в то время как для U_{92}^{239} энергия возбуждения меньше высоты барьера на 1 МэВ. Поэтому тепловые нейтроны не вызывают деления U_{92}^{238} . Минимально возможная кинетическая энергия, которой должен обладать нейтрон, чтобы вызвать деление ядра U_{92}^{238} , равна разности барьера и энергии отделения нейтрона в ядре U_{92}^{239} , т.е. 1 МэВ.

3. Ядерный реактор

Ядерный реактор представляет собой устройство, обеспечивающее контролируемое деление тяжелых ядер в результате цепной реакции на нейтронах. Для понимания процессов в ядерном реакторе следует: ознакомиться с энергетическим условием реакции деления, понять, почему при делении происходит испускание нейтронов, выяснить судьбу нейтронов в реакторе и определить количественные характеристики процесса размножения нейтронов.

Основное требование к конструкции реактора заключается в том, что потеря нейтронов во всех других ядерных реакциях кроме деления и в результате вылета должна быть настолько мала, чтобы оставался один лишний нейтрон для нового деления. Тепло, возникающее при делении ядер, отводят с помощью проходящего через каналы с горючим теплоносителя (жидкость или газ).

При делении одного ядра высвобождается в 50 000 000 раз больше энергии, чем при окислении одного атома углерода. Из закона сохранения энергии следует необходимое условие деления с выделением энергии: масса

исходного ядра больше суммы масс осколков. Но выполнение этого условия еще недостаточно для деления. Необходимо еще, чтобы силы кулоновского отталкивания одноименно заряженных осколков превысили силы поверхностного натяжения (нуклоны на поверхности ядра имеют меньше связей, чем внутренние, и результирующая сила направлена внутрь ядра). Необходимую энергию возбуждения ядро может получить, например, при захвате нейтрона.

При делении ядра испускаются нейтроны. Это следует из соотношения числа протонов и нейтронов в ядре. В природе существует более 200 различных стабильных ядер. Они отличаются друг от друга числом протонов Z и/или числом нейтронов N . У легких ядер числа Z и N примерно одинаковы, у тяжелых наблюдается избыток нейтронов, он может достигать 50%. Усиление неравенства $N > Z$ для тяжелых ядер обусловлено нарастанием кулоновского отталкивания протонов с увеличением их числа. Нейтроны как бы разбавляют заряженное вещество и уменьшают энергию отталкивания. При делении тяжелых ядер, например, урана все Z протонов и N нейтронов ядра распределяются между осколками. Поэтому отношение N/Z в осколках будет таким же, что и в тяжелом ядре. Но это соотношение не типично для стабильных изотопов средних ядер (к которым относятся барий, йод и др.). Т.о. осколки перегружены нейтронами и, следовательно, радиоактивны и могут испускать нейтроны и электроны. При испускании электрона (β -распад) один из нейтронов превращается в протон, отношение N/Z уменьшается.

В ядерном реакторе для нормальной работы потеря нейтронов во всех процессах кроме деления должна быть достаточно мала, чтобы после каждого акта деления оставался один лишний нейтрон для новой реакции деления. При делении ядра возникает, как правило, два или три свободных нейтрона. Если бы каждый из них вызывал новое деление, то число делений нарастало бы лавинообразно за доли микросекунды. Но нейтрон может быть также захвачен ядрами материала замедлителя, ядрами примесей, может

покинуть активную зону. В среднем при 40 делениях образуется 100 нейтронов.

Перечислим основные процессы, приводящие к исчезновению нейтронов в реакторе. Основной реакцией, которая в ядерном реакторе конкурирует с делением, является радиационный захват - поглощение нейтрона ядром с последующим испусканием избытка энергии в виде излучения. Нейтроны в меньшем количестве (около 12) могут поглотиться элементами конструкции и замедлителем. Последний - легкое вещество - обязательный компонент реактора, т.к. нейтроны при делении рождаются быстрыми, а эффективно поглощаются тяжелым ядром и вызывают деление медленные нейтроны. Кроме того, нейтрон может просто вылететь из активной зоны. Все эти процессы приводят к потере примерно 59 нейтронов. Для регулирования мощности реактора в его активную зону вводят управляющие стержни. Их поднимают или опускают и регулируют тем самым поглощение нейтронов. Они поглощают примерно 1 из 100. Остается ровно 40, чтобы вызвать новые деления ядер.

Цепная реакция будет самоподдерживающейся, если итоговое число нейтронов после последовательных актов деления постоянно или возрастает. Количественной характеристикой процесса деления служит коэффициент размножения k - отношение числа нейтронов некоторого поколения к соответствующему числу нейтронов поколения, непосредственно предшествующему.

Деление ядра - процесс чрезвычайно быстрый (10^{-20} с), но реально испущенные при делении нейтроны должны замедлиться перед тем, как вызвать новое деление. Кроме того, часть нейтронов (0.7%) испускается с запозданием 10 с.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Задание №1

Виртуальная лабораторная работа.

Физический пуск реактора.

<http://www.csu.ru/ourprogram/dka/atomic/ecology.html>

Компьютер моделирует работу ядерного реактора. В активной зоне реактора помещены стержни, содержащие уран, и графит, служащий для замедления нейтронов. Активная зона окружена отражателем - стенками из графита для уменьшения потерь нейтронов за счет вылета. Для регулировки интенсивности протекания реакции деления, в активную зону введены стержни, содержащие материал, сильно поглощающий нейтроны. В исходном положении стержни опущены, поглощение велико и цепная реакция прекращена. Основная система охлаждения выключена. Скорость теплоносителя не более 5% от номинальной. На экран дисплея выведены показания датчиков температуры активной зоны, выделяемой мощности, потока нейтронов в реакторе, скорости движения теплоносителя.

Ваша задача: изменяя положение регулирующих стержней и скорость движения теплоносителя, вывести реактор на рабочий режим с мощностью около 160 МВт, а затем вернуть реактор в исходное состояние. **Не допускайте перегрева реактора!**

1. Зарисовать график зависимости $\ln N(t)$, условия при которых реактор вышел на стабильный рабочий режим.

2. Нарисуйте кривую, качественно описывающую изменение числа нейтронов в активной зоне реактора на стадии запуска, изменение числа нейтронов в активной зоне реактора в рабочем режиме?

3. Объясните чем обусловлено различие в скорости протекания реакции в атомном реакторе и атомной бомбе.

4. Что сдерживает безудержный рост числа нейтронов в активной зоне реактора?

6. На что влияет подъем регулировочных стержней в атомном реакторе?

Задание №2

1. Найти период полураспада U_{92}^{238} относительно спонтанного деления, если известно, что число таких распадов в 1 гр чистого U_{92}^{238} равно 25 за 1 час. Какое число α -распадов за тоже время происходит в этом образце?

2. Объясните, почему невозможна самоподдерживающаяся цепная реакция в среде, состоящей из естественного урана.

3. Ядро U_{92}^{235} захватило тепловой нейтрон. В результате деления образовавшегося ядра возникло три нейтрона и два радиоактивных осколка, которые превратились в стабильные ядра ^{89}Y и ^{144}Nd . Найти энергию, освободившуюся в этом процессе, если известны:

а) избытки масс нейтрона и ядер U_{92}^{235} , ^{89}Y (-0,09415 а.е.м.) и ^{144}Nd (-0,09010 а.е.м.).

б) Энергию связи на один нуклон в ядрах U_{92}^{235} (7,59 МэВ), ^{89}Y (8,71 МэВ), ^{144}Nd (8,32 МэВ) и энергия связи нейтрона в ядре U_{92}^{236} (6,40 МэВ).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие нейтроны называются быстрыми, запаздывающими, медленными, тепловыми.
2. Виды моделей ядер.
3. Элементарная теория деления ядра.
4. Для каких ядер деление является энергетически выгодным? Чем объяснить тот факт, что большинство из них устойчиво к самопроизвольному делению?

5. Почему ядра урана ^{235}U делятся тепловыми нейтронами, а ядра урана ^{238}U – нейтронами с энергией не менее 1МэВ?
6. Чему равна энергия, освобождающаяся при делении ядра урана ^{235}U ? Как она распределяется между различными видами излучений?
7. Устройство и принцип работы ядерного реактора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Мокеев В.И. Ядерная физика 4.2 - М. Изд-во МГУ, 1981
2. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. _ М. Мир, 1979
3. Хайд Э., Перман И., Сиборг Г. Деление ядер - М. Атомиздат, 1969