

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

ГОМЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ.Ф. СКОРИНЫ

Кафедра теоретической физики

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Пособие для студентов физических
специальностей

В двух частях

Часть II

Гомель 1994

2014



Составитель: В.В. Андреев

Рекомендовано к печати методическим советом физического факультета Гомельского госуниверситета им. Ф.Скорины

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Лабораторная работа 10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ ДОЗЫ РАДИОАКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы :

Ознакомление с основами дозиметрии, единицами измерения воздействия излучений, с вопросами защиты от радиоактивного излучения.

Введение

При взаимодействии электронов, протонов, нейтронов с веществом образуются ионы и заряженные частицы. Так, например, при взаимодействии гамма-излучения с веществом в результате фотоэффекта, комптон-эффекта атом ионизируется, а в результате рождения электронно-позитронной пары в поле ядра образуются две заряженные частицы (подробнее об этих процессах см. лаб. раб. 11, 17). Нейтрон, взаимодействуя с ядром, часто вызывает появление гамма-квантов, который в свою очередь, вызывает появление электронов, позитронов и ионов.

Таким образом, количественная оценка взаимодействия излучения с веществом может быть основана на измерении заряда, создаваемого продуктами ионизации.

Второй способ оценки воздействия излучения на

вещество состоит в том, чтобы определить количество энергии, выделяемой в среде частицами, возникающими в результате ионизации, столкновений и рассеяния.

Эти способы и лежат в основе единиц измерения влияния излучения на среды.

Единицы измерения дозовых характеристик

Экспозиционная доза X - эта характеристика фотонного излучения, которая основана на ионизирующем действии в сухом атмосферном воздухе. Определяется она как отношение суммарного заряда dQ всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в элементарном объеме воздуха с массой dm , полностью остановились в воздухе, к массе воздуха в указанном объеме dm .

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1)$$

Единица экспозиционной дозы в СИ - кулон на килограмм (Кл/кг). Очень часто пользуются внесистемной единицей измерения - рентген. Соотношения между единицами следующее:

$$1 \text{ P} = 2,58 * 10^{-4} \text{ Кл/кг}$$

Более точными характеристиками влияния излучения на среды принято считать величины, связанные с измерениями энергии, которая выделяется ионизирующими частицами в веществе.

Основной физической величиной, определяющей степень радиационного воздействия, является поглощенная доза ионизирующего излучения.

Поглощенная доза ионизирующего излучения D - это отношение средней энергии dE , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме массы dm , к массе dm вещества этого объема:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (2)$$

Единица измерения поглощенной дозы в СИ - грей (Гр). Один грей равен поглощенной дозе, при которой веществу массой 1 кг передается энергия 1 Дж, т.е.

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

Внесистемная единица 1 рад = 0,01 Гр.

Для оценки биологического эффекта воздействия излучения произвольного состава потребовалось введение новой характеристики - эквивалентной дозы ионизирующего излучения H .

Эквивалентная доза ионизирующего излучения

H — это произведение поглощенной дозы D на средний коэффициент качества K в данном объеме биологической ткани:

$$H = K * D \quad (3)$$

Здесь для сравнения биологических эффектов, производимых одинаковой поглощенной дозой, но различными видами излучения, введен коэффициент качества K . Этот коэффициент K количественно определяет относительную биологическую эффективность (ОБЭ).

Под ОБЭ понимают отношение поглощенной дозы рентгеновского излучения, которая принята за эталон и которая вызывает определенный биологический эффект к поглощенной дозе данного рассматриваемого вами вида излучения, вызывающего тот же биологический эффект. Коэффициент качества K есть некоторое постоянное для каждого сорта излучения значение ОБЭ. Некоторые значения этого коэффициента приведены в таблице 1 ниже.

Единицей измерения эквивалентной дозы в СИ является Зиверт (Зв).

Зиверт равен произведению среднего коэффициента качества K на поглощенную дозу $D = 1$ Гр. Распространенной внесистемной единицей является

Вид излучения	Коэф.качества
Рентгеновское излучение, β -электроны, γ -излучение ядер	1
Нейтроны с энергией < 20 КэВ	3
Нейтроны с энергией < 0,1-10 МэВ	10
Протоны с энергией < 10 МэВ	10
α -излучение с энергией < 10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Таблица 1: Коэффициенты качества

ся 1 бэр (биологический эквивалент рада): 1 бэр = 0,01 Зв.

Некоторые вопросы защиты от излучений

Наиболее проста защита от альфа-излучения, так как эти частицы имеют малые пробеги и для защиты достаточно листа бумаги. Бета-излучение обладает большей проникающей способностью по сравнению с α -излучением и поэтому для защиты от этого вида излучения необходим слой пластмассы в несколько миллиметров. Гамма-излучение является наиболее проникающим по излучений, испускаемых радиоактивными ядрами. Толщина защиты от него зависит от величины энергии и от его интенсивности.

Для оценки биологического воздействия необходимо знать дозу, которую можно получить в результате работы с источником. Соотношение между мощностью дозы (доза в единицу времени) и характеристиками точечного изотропного источника определяется формулой.

$$P = \frac{dX}{dt} = \frac{K_{\gamma}}{R^2} * A * \exp(-\mu d) * B_D(E, \mu d, Z) = \\ = P_0 \exp(-\mu d) * H_D(E, \mu d, Z) \quad (4)$$

0,01 Зв = ~~0,01~~ рем.

где

$$P_0 = \frac{K_\gamma}{h^2} * A \quad (5)$$

мощность экспозиционной дозы в точке детектирования без защиты.

2) Множитель $\exp(-\mu d)$ показывает, во сколько раз ослабляется мощность дозы из-за защиты. Здесь d -толщина защиты μ -линейный коэффициент поглощения γ -квантов данной энергии;

3) E - энергия γ -квантов, Z - заряд ядра материала защиты, h -расстояние от источника до места защиты, A - активность источника.

4) $B_D(E, \mu, d, Z)$ - так называемый фактор дозового накопления, который учитывает эффекты многократного рассеяния γ -квантов (закон $e^{-\mu d}$ справедлив лишь в случае однократного рассеяния γ -квантов на атомах или электронах защитного материала). Функция B_D является сложной интегральной функцией E, μ, d, Z и при расчетах толщины защиты d заранее делаются расчеты d как функции параметра

$$f_D = 1 / (\exp(-\mu d) * B_D(E, \mu, d, Z))$$

и эту зависимость табулируют (в таблице 2 ниже приведены значения для железа).

5) Величина K_γ - постоянная, для которой тоже существует специальная таблица (табл.3).

f_D	Энергия γ -квантов, МэВ						
	0,1	0,5	0,66	0,8	1,0	1,25	1,75
1,5	0,5	1,6	1,8	2,0	2,1	2,15	2,3
2	0,7	2,5	2,8	3,1	3,3	3,45	3,8
5	1,4	4,8	5,3	5,7	6,4	6,9	7,8
10	1,9	6,3	7,1	7,7	8,5	9,3	10,6
20	2,3	7,7	8,6	9,4	10,3	11,3	13,0

Таблица 2: Толщина защиты из железа d , см.

Изотоп	Na_{11}^{22}	Na_{11}^{24}	K_{19}^{42}	Mn_{25}^{56}	Co_{27}^{60}	Cs_{55}^{137}
K_1	11,89	18,55	1,36	8,28	12,93	3,10

Таблица 3: Значения K_1 ($P \cdot \text{см}^2$)/(час \cdot мкКюри)

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка представляет собой цилиндрический детектор, на продолжении оси которого установлен радиоактивный препарат.

В настоящей работе выполняется измерение величины P_0 (см. формулу 5) и исследуется зависимость P_0 от расстояния h между радиоактивным препаратом и регистрирующей частью детектора.

Для этого необходимо с помощью детектора опре-

делить активность препарата A . Однако при этом необходимо учитывать фон прибора, а также то, что не все частицы, излучаемые препаратом, попадут в регистрирующую часть прибора (подробнее см. лаб. р. N 7). Активность препарата A будет задаваться следующим выражением:

$$A = \frac{n_{\text{преп.}} - n_{\text{фон}}}{\eta_{\text{геом}}} \quad (6)$$

где $n_{\text{преп.}}$ - скорость счета установки с радиоактивным образцом, $n_{\text{фон}}$ - скорость счета установки без образца,

$\eta_{\text{геом}}$ - геометрический коэффициент.

Геометрический коэффициент показывает, какая доля общего числа частиц, испускаемая радиоактивным препаратом, попадает в чувствительный объем детектора (при условии, что излучение от препарата изотропно). Если источник расположен на продолжении оси торцевого счетчика радиуса R , а расстояние от точечного препарата составляет h , то легко получить

$$\eta_{\text{геом}} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + R^2}} \right) \quad (7)$$

Если источник имеет радиус r (здесь имеется в виду

радиус излучающей части препарата), то для ситуации, аналогичной описанной выше, имеем:

$$\eta_{\text{геом}} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{H}{\sqrt{H^2 + R^2}} \right), \text{ где} \quad (8)$$

где

$$H = h + \frac{h * r}{R - r}$$

Порядок выполнения работы

1. Установить источник радиоактивного излучения на оси торцевого сцинтилляционного счетчика. Измерить расстояние между источником и счетчиком.
2. При фиксированном h сделать 10-15 измерений скорости счета препарата по 30-100 сек каждое.
3. Провести пункт 2) для 5-6 значений h .
4. Измерить скорость счета фона детектора по 10-15 раз по 30-100 сек.

Обработка результатов опыта

1. Для каждого фиксированного h рассчитать среднее значение $n_{\text{преп}}$ и ошибку измерения $\Delta n_{\text{преп}}$.
2. Аналогичное вычисление провести для скорости счета фона $n_{\text{фон}}$.
3. Для каждого фиксированного h рассчитать $\eta_{\text{геом}}$.
4. Рассчитать зависимость R_0 от h и построить график.

5. Рассчитать толщину желе a , необходимую для ослабления данного излучения в 2 и 10 раз при начальном значении h (используя таблицу 2).

Вопросы для контроля

1. Дозиметрические единицы: грей, эверт, рентген, рад, бар, ОБЭ.
2. Соотношение между дозиметрическими единицами.
3. Потеря энергии при взаимодействии частиц с веществом.
4. Поглощение излучения средой и защита от ионизирующих излучений.

Литература

1. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.
2. Герфорт Л., Кох Г. Практикум по радиохимии -М: Изд-во ин. лит-ры, 1963. -480 с.
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972. - 672 с.
4. Практикум по ядерной физике / Н.Г. Ивайлов и др. -М.: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
5. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1985. -141 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ γ -КВАНТОВ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Цель работы :

Изучение процессов взаимодействия ядерных γ -квантов с веществом.

Введение

γ -излучение является жестким электромагнитным излучением с длиной волны $< 1 \text{ \AA}$. В этой области длин волн проявляются корпускулярные свойства излучения. Характерные особенности взаимодействия γ -квантов состоят в следующем:

Во-первых, γ -квант - частица нейтральная и поэтому в газах обладает гораздо меньшей ионизирующей способностью по сравнению с α - и β -излучением. Поэтому при помощи счетчика Гейгера-Мюллера нельзя регистрировать непосредственно γ -кванты; измерение удается проводить благодаря образованию вторичных электронов, выбиваемых γ -лучами из стенок счетчика.

Во-вторых, γ -кванты не тормозятся, как заряженные частицы, а либо поглощаются, либо рассеиваются в результате взаимодействия с атомами вещества.

При прохождении слоя вещества dx интенсивность γ -излучения уменьшается на dI , причем имеет место следующее соотношение:

$$dI = -\mu I dx, \quad (1)$$

где μ - линейный коэффициент поглощения. Интегрирование (1) дает

$$I(x) = I_0 * \exp(-\mu x), \quad (2)$$

Ослабление пучка фотонов происходит в основном за счет трех процессов:

1 процесс - атомарный фотоэффект. Этот процесс аналогичен оптическому фотоэффекту, но при этом ядерный γ -квант может выбивать электрон не только с внешней оболочки, с любой другой. Энергия поглощенного кванта передается электрону, который покидает атом, имея энергию $E_e = E_\gamma - I_{\text{ион}} - E_{\text{я}}$, где $I_{\text{ион}}$ - энергия ионизации уровня, с которого был выбит электрон, а $E_{\text{я}}$ - энергия отдачи ядра, которая обычно мала.

Существенной особенностью фотоэффекта является то, что он не может происходить на свободном электроне. Его вероятность тем больше, чем ближе значение энергии γ -кванта E_γ к значению $I_{\text{ион}}$.

2034

Полное эффективное сечение этого процесса сильно зависит от порядкового номера поглотителя Z и E_γ :

$$\sigma_{\text{фот}} = \left(\frac{32\pi r_e^2}{3} \right) \alpha^4 Z^5 \sqrt{\frac{2}{\epsilon^7}} \text{ при } \epsilon_{\text{нон}} < \epsilon < 1$$

и

$$\sigma_{\text{фот}} = \frac{4\pi r_e^2 \alpha^4 Z^5}{\epsilon} \text{ при } \epsilon > 1 \quad (3)$$

Здесь

$\epsilon_{\text{нон}} = \frac{I_A}{m_e c^2}$, $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, $r_e = 2,8 \text{ Фм}$ - классический радиус электрона, $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры.

Процесс фотоэффекта дает основной вклад при энергиях γ -кванта до 100 КэВ.

2 процесс - эффект Комптона или неупругое (т. е. с потерей энергии) ~~или~~ рассеяние γ -кванта на электронах. При этом происходит изменение направления движения γ -кванта и потеря им энергии. Электрон, с которым взаимодействовал фотон, выбивается с оболочки. Для случая $E_\gamma \gg I_{\text{нон}}$ электрон можно считать свободным, и поэтому этот процесс легче анализировать. Полное сечение рассеяния на один электрон при очень низких энергиях дается классической формулой Томпсона:

$$\sigma_T = \frac{8\pi * r_e^2}{3} \quad (4)$$

Для релятивистских энергий γ -квантов квантово-механические вычисления приводят к формуле Клейна - Нишимуры - Тамма:

$$\sigma_K = (2\pi r_e^2) \left[\left(\frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \right) * \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \left(\frac{1}{2\varepsilon} \right) * \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right] \quad (5)$$

Для двух предельных случаев это соотношение сильно упрощается:

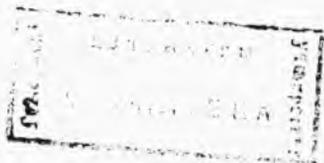
$$\sigma_K = \sigma_T (1 - 2 * \varepsilon) \quad \text{для } \varepsilon \ll 1 \quad (6)$$

$$\sigma_K = \left(\frac{3}{8 * \varepsilon} \right) * \sigma_T * \left(\frac{1}{2} + \ln(2 * \varepsilon) \right) \quad \text{для } \varepsilon \gg 1. \quad (7)$$

Основной вклад в ослабление пучка фотонов эффект Комптона вносит при энергии E_γ порядка 1 Мэв.

Наконец, третьим основным процессом, ответственным за ослабление пучка фотонов при прохождении через вещество, является процесс рождения электронно-позитронной пары (РЭП).

Процесс РЭП энергетически возможен, когда $E_\gamma > 2m_e c^2 = 1,02 \text{ МэВ}$ и происходит в кулоновском поле заряженной частицы. Такой частицей в веществе является ядро. РЭП на электронах происходит с меньшей вероятностью, чем на ядре, и только при



энергиях $E_\gamma > 4m_e c^2$. Зависимость сечения от E_γ и Z достаточно сложна и приближенно может быть записана в следующем виде:

$$\sigma_{ph} = (4\alpha r_e^2 Z^2) \left[\frac{7}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{109}{54} \right] \text{ для } 1 < \varepsilon < \frac{137}{Z^{1/3}}$$

$$\sigma_{ph} = (4\alpha r_e^2 Z^2) \left[\frac{7}{9} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) - \frac{1}{54} \right] \text{ для } \varepsilon \gg \frac{137}{Z^{1/3}} \quad (8)$$

Этот процесс начинает играть доминирующую роль по сравнению с фотоэффектом и Комптоном-эффектом, начиная с $E_\gamma > 2$ МэВ.

Таким образом, полное сечение взаимодействия γ -квантов со средой может записана как сумма трех слагаемых:

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_K + \sigma_{ph} \quad (9)$$

Кроме перечисленных трех механизмов взаимодействия γ -излучения с веществом имеются и другие процессы: когерентное рассеяние на электронах, рассеяние на атомных ядрах, фоторасщепление ядер. Однако при прохождении гамма-квантов с энергией порядка одного или нескольких МэВ все эти процессы не играют заметной роли в ослаблении интенсивности пучка.

Коэффициент поглощения μ связан с полным сечением σ соотношением:

$$\mu = \frac{\sigma N_A \rho}{A}, \quad (10)$$

где N_A -число Авагадро, ρ -плотность вещества, A -атомная масса.

Теперь, если мы экспериментально определим коэффициент μ для какого-либо вещества, то, используя зависимость μ от E_γ , которая задается формулами (3) -(11), сможем найти энергию γ -квантов пучка. Как правило, зависимость $\mu = \mu(E_\gamma)$ для некоторых поглотителей рассчитывается заранее и представляется в виде графика.

Экспериментальная установка

Экспериментальное оборудование состоит из сцинтилляционного детектора, источника γ -квантов и набора пластинок поглотителя (свинец или алюминий).

Порядок выполнения работы

1. Сначала определяет фон установки, т. е. скорость счета $n_{\text{фон}}$.
2. Затем помещают перед детектором γ -препарат и измеряют скорость счета при отсутствии поглотителя - n_0 . Особенное внимание нужно обратить на хорошее диафрагмирование потока γ -квантов, что-

бы вторичное излучение не попадало в счетчик непосредственно.

3. Далее измеряют зависимость скорости счета от толщины поглотителя x , т. е. $n = n(x)$ для 5-6 значений x . При этом делается 5-6 измерений скорости счета для данного значения x .

Обработка результатов измерения

Поскольку величины I и I_0 пропорциональны скоростям счета n и n_0 в присутствии и отсутствии поглотителя (при этом фон вычтен !!!) то по функции

$$\ln \left(\frac{n(x)}{n_0} \right) = -\mu * x \quad (11)$$

легко найти коэффициент поглощения. Поэтому

1. Для каждого значения x находим среднее арифметическое $n(x)$ и ошибку измерения Δn .
2. После нахождения среднего значения фона установки $n_{\text{фон}}$ вычитаем его из $n(x)$ и n_0 .
3. По полученным значениям строим график в полупологарифмических координатах функции, задаваемой формулой (11). Угол наклона и задает коэффициент линейного поглощения μ .
4. По имеющейся зависимости μ от E_γ находим значение энергии γ -кванта.

Вопросы для контроля

1. γ -излучение и его особенность.
2. По какому закону происходит ослабление пучка γ -квантов при прохождении через вещество?
3. Полный коэффициент ослабления, его составляющие.
4. Физический смысл составляющих полного коэффициента ослабления.
5. Чем отличаются счетчики Гейгера-Мюллера, предназначенные для регистрации γ -квантов, от счетчиков β -частиц?

Литература

1. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.
2. Герфорт Л., Кох Г. Практикум по радиохимии -М: Изд-во ин. лит-ры, 1963. -480 с.
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972.- 672 с.
4. Практикум по ядерной физике /Н.Г. Лвайлов и др. -М.: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
5. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ β -СПЕКТРА

Цель работы :

Определение максимальной энергии β -электронов методом поглощения

Введение

1. Основные характеристики β -распада.

β -распад - самопроизвольное превращение ядра с зарядом Z в ядро изобар с зарядом $Z \pm 1$ в результате испускания электрона (позитрона) или захвата атомного электрона. При этом также испускается антинейтрино $\bar{\nu}$ (нейтрино ν). Весь процесс β -распада является результатом слабого взаимодействия, что обуславливает большие времена жизни β -активных ядер. Вообще времена жизни β -активных ядер изменяются от 10^{-2} сек до $2 \cdot 10^{15}$ лет.

Известны три вида β -распада:

β^- -распад, который как правило, испытывают ядра с избытком нейтронов,

β^+ -распад и электронный захват, который испытывают в основном ядра с избытком протонов.

Характерной особенностью β -распада является то, что электроны (позитроны) испускаемые ядрами, имеют непрерывное распределение по энергиям; энергия электронов может принимать с различной степенью вероятности значения от нуля до E_{max} . Величина E_{max} называется *верхней границей β -спектра*.

Энергетические спектры для β^- - и β^+ -распадов несколько отличаются друг от друга. Кулоновское взаимодействие электронов и позитронов с полем ядра приводит к смещению максимума кривой в сторону малых энергий для электронов и больших энергий для позитронов. Очевидно, что это изменение тем больше, чем больше заряд ядра Z .

2. Определение верхней границы β -спектра.

Существует несколько методов экспериментального определения верхней границы β -спектра, например метод поглощения, метод обратного рассеяния. Методом поглощения граничная энергия β -спектра может быть определена с достаточно большой точностью (5%), причем возможны два варианта этого метода: определение толщины полного поглощения (максимального пробега) и метод кратного поглощения по номограммам.

Максимальный пробег в поглотителе зависит от

энергии β -частиц и поэтому максимальный пробег характеризует их энергию. Максимальный пробег легко определить из измерений поглощения. Для слишком толстых поглотителей (относительно пробега электрона) кривая поглощения хорошо описывается законом:

$$N_{\beta} = N_0 \exp(-\mu x) , \quad (1)$$

где μ -коэффициент ослабления пучка β -частиц в поглотителе,

x - толщина поглотителя.

Отклонения от экспоненциального закона наблюдаются в самом начале и в конце кривой поглощения. Максимальный пробег X_{max} определяют как пересечение кривой поглощения с линией фона установки и последующим опусканием перпендикуляра на ось x , где откладывается толщина поглощающего слоя.

Определив X_{max} (см) для данного поглотителя, рассчитаем величину R_{max} ($\text{г}/\text{см}^2$) = ρX_{max} , где ρ -плотность поглотителя.

Далее используя эмпирическую формулу Фламмерсельда, которая справедлива в области энергий 0-3 МэВ, находим E_{max} (МэВ) :

$$E_{max} = 1,92 * \sqrt{R_{max}^2 + 0,22 * R_{max}} \text{ (МэВ)}. \quad (2)$$

Определение верхней границы спектра также производят с помощью специально построенных номограмм Блойдера-Цунти. Эти кривые дают зависимость верхней границы β -спектра E_{max} от толщины поглотителя d , ослабляющей интенсивность пучка β -частиц в 2^n раз (2, 4, 8, 16 и т. д.). По оси ординат отложена энергия, соответствующая верхней границе β -спектра, по оси абсцисс — толщина алюминия. Номограммы относят к случаю, когда заряд β -активного ядра-излучателя = 20. Если заряд ядра-излучателя не равен 20 или распад является позитронным, необходимо ввести поправку, связанную с кулоновским взаимодействием излученной заряженной частицы с ядром-продуктом распада. Величину поправки δ определяют по специальному графику, который дается вместе с номограммами.

Зная толщину n -кратного поглощения $d_n(Z)$, по формуле (3) находят толщину n -кратного поглощения $d_n(20)$, соответствующего $Z = 20$.

$$\frac{d_n(20)}{\sqrt{1 + \delta}} = d_n(Z) \quad (3)$$

По найденному значению $d_n(20)$ находят из номограмм верхнюю границу β -спектра.

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состоит из 1-Счетчика Гейгера-Мюллера, 2- β - радиоактивный образец, 3 -пересчетное устройство (для подсчета импульсов, возникающих в СГ) с блоком питания.

Между счетчиком Гейгера-Мюллера и радиоактивным образцом располагают пластинки поглотителя (как правило, это алюминий) .

Порядок выполнения работы

1. Измерить 10-15 раз фон установки $n_{фон}$ (скорость счета без препарата) .
2. Измерить скорость счета β -активного образца для различных значений толщины поглотителя x . Необходимо получить кривую поглощения, а для этого нужно сделать 10-15 измерений $n_{сч}(x)$ для каждого из 5-7 значений толщины поглотителя.

Примечание. Последнее значение толщины поглотителя должно приблизительно соответствовать значению скорости счета образца равным скорости счета фона т. е. $n_{сч}(x_{послед}) = n_{фон}$.

Обработка результатов измерения

1. Рассчитать среднее значение $n_{фон}$ и $n_{сч}(x)$, а также абсолютные ошибки.
2. Построить кривую поглощения, из нее определить значение X_{max} , а также ошибку ΔX_{max} .
3. Рассчитать верхнюю границу β -спектра и ее ошиб-

ку.

4. Определить верхнюю границу β -спектра с помощью номограмм.

Примечание. Номограммы, данные о β -радиоактивном образце, а также плотность поглотителя, спросить у преподавателя.

Справка: Плотность алюминия $\rho_{ал} = 2,7 \text{ г/см}^3$; заряд ядра стронция $Z=38$, и он испытывает β^- -распад.

Вопросы для контроля

1. β -распад ядер. 200
2. Энергетический спектр β -электронов (позитронов) . 228
3. Методы определения верхней границы β -спектра.

Литература

1. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972.- 672 с.
3. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.О. Сергеева. -М.: Наука,1975.-120 с.
4. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.

Лабораторная работа X

Измерение времени жизни мюонов

Цель работы :

Изучить состав космических лучей, определить время жизни мюона.

Введение

1. Космические лучи (КЛ) представляют собой регулярный поток частиц высокой энергии, преимущественно протонов и α -частиц, падающих на земную атмосферу из мирового пространства (первичное космическое излучение), а также рожденный им путем взаимодействия с атомными ядрами атмосферы поток вторичных частиц высокой энергии сложного состава (главным образом, позитроны, электроны, мюоны, γ -кванты, нейтрино (ν), протоны) .

В космических лучах энергии частиц может достигать до 10^{20} эВ. В К. Л. были открыты - позитрон, мюон, который ошибочно был принят в начале за π - мезон и поэтому в литературе еще можно встретить другое название - μ -мезон, хотя он является лептоном, π - и K -мезоны, Λ -гиперон и получены первые данные об их распадах и взаимодействиях. После успешного развития ускорительной

техники ведущая роль в открытии частиц и изучения их свойств отошла к ускорителям заряженных частиц высокой энергии. Однако еще в течение ряда лет космические лучи будут единственным источником частиц сверхвысоких энергий.

Другим направлением физических исследований является космофизическое направление, к которому относятся радио-, рентгеновская, нейтринная астрономия и др. .

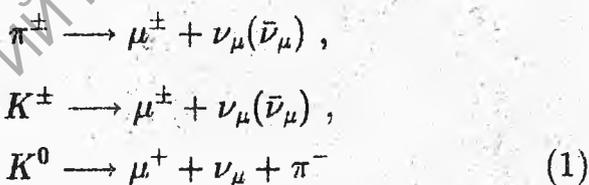
Космические лучи, попадая в атмосферу Земли испытывают взаимодействия с ядрами атомов воздуха. За счет сильных взаимодействий рождается множество новых частиц высокой энергии, главным образом π -мезонов. С вероятностью 5-10 раз меньшей рождаются K -мезоны, с еще меньшей (около 1 %) - гипероны и антипротоны, с пренебрежимо малой вероятностью электроны и мюоны. Поскольку пробег высокоэнергетических адронов мал, то взаимодействие с этих частиц происходит многократно и число частиц нарастает лавинообразно. Вследствие этого на высотах ниже 20 км космическое излучение носит практически полностью вторичный характер.

Вторичное космическое излучение состоит в основном из лептонов и γ -квантов. Выделяют две компо-

венты вторичного космического излучения: жесткую , (в основном релятивистские мюоны и нейтрино) и мягкую, характеризующую малой проникающей способностью (электроны, позитроны, γ -кванты) .

2. Мюоны-нестабильные заряженные элементарные частицы со спином $1/2$ массой приближенно в 207 раз превышающей массу электрона. Мюоны относятся к классу лептонов, т. е. участвуют в слабом и электромагнитном взаимодействиях и не участвуют в сильном взаимодействии. Отрицательно заряженный мюон (μ^-) и положительно заряженный (μ^+) мюон являются частицей и античастицей по отношению друг к другу.

Основным источником мюонов в космических лучах является распад π - (пионов) и K -мезонов (каонов) , интенсивно рождающихся при столкновении адронов (протонов, нейтронов и др.) первичного космического излучения с ядрами атмосферы:



В космических лучах у поверхности Земли мюоны составляют около 70 % заряженных частиц всего

потока. За время около $2,2 * 10^{-6}$ сек мюоны распадаются по схеме:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}^\mu, \mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu^\mu. \quad (2)$$

Эти распады и определяют время жизни мюонов в вакууме. В веществе μ^- "живет" меньше: останавливаясь в среде, он притягивается положительно заряженным ядром, образует систему, называемую мезоатомом.

Современные опытные данные показывают, что во всех известных взаимодействиях мюоны участвуют в точности как электрон, отличаясь от него только массой. Это явление называется $\mu - e$ универсальностью. Вместе с тем мюон и электрон отличаются друг от друга некоторым внутренним квантовым числом - лептонным зарядом и такое же различие имеется для соответствующих им нейтрино (ν_μ и ν_e).

При движении в среде заряженные частицы могут терять свою энергию на ионизацию среды (т. н. ионизационные потери), а также на излучение при торможении вследствие электромагнитного взаимодействия с атомами вещества (т. н. радиационные потери). Для мюонов радиационные потери очень малы, так как интенсивность тормозного из-

лучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Поэтому ослабление пучка мюонов при прохождении через атмосферу будут происходить лишь вследствие распада мюонов и ионизационных потерь. Однако для достаточно быстрых мюонов ($E_{\mu} \approx 10^9$ эВ) распад оказывает гораздо большее влияние на ослабление пучка мюонов, чем взаимодействия связанные с ионизацией среды. Поэтому эффект распада мюонов можно обнаружить измеряя потоки мюонов, прошедшие в атмосфере различные пути.

Как известно, радиоактивный распад происходит по закону:

$$N(t) = N(0)\exp(-\lambda t), \quad (3)$$

где $N(0)$ и $N(t)$ - число частиц в начальный момент времени и в момент времени t соответственно;

Постоянная распада λ связана с временем жизни τ частицы соотношением:

$$\lambda = \frac{1}{\tau}. \quad (4)$$

Интенсивность мюонов, движущихся со скоростью V и прошедших за время t путь h в атмосфере, в соответствии с (3) и (4) и без учета ионизационных

потерь определится соотношением:

$$n = n_0 \exp(-\lambda \tau^*) = n_0 \exp\left(-\frac{h}{V \tau^*}\right), \quad (5)$$

где n_0 -интенсивность мюонов в верхних слоях атмосферы;

τ^* - время жизни движущихся мюонов.

Так как скорость космических мюонов сравнима со скоростью света, то τ^* значительно превосходит время жизни покоящихся мюонов τ_0 :

$$\tau^* = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} = \frac{\tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} \quad (6)$$

где E_μ -энергия движущихся мюонов;

$m_\mu c^2 = 105,6$ МэВ-энергия покоя мюона.

Следовательно, интенсивность мюонов, прошедших в атмосфере различные пути h_1 и h_2 , относятся следующим образом:

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(\frac{-h_2 + h_1}{V \tau^*}\right) = \exp\left(-h_1 \left[\frac{(1/\cos\theta - 1)}{V \tau^*}\right]\right) \quad (7)$$

Угол θ - это угол между векторами задающими направления движения мюонов по путям 1 и 2.

Исходя из уравнений (6) и (7), время жизни покоящихся мюонов

$$\tau_0 = \frac{h_1(1/\cos\theta - 1)m_\mu c^2}{E_\mu V \ln(n_1/n_2)} \quad (8)$$

Таким образом, зная интенсивности мюонов, измеренных под различными углами к вертикали, можно определить время жизни покоящихся мюонов τ_0 (однако лишь с точностью до порядка величины, так как не учитываются ионизационные потери).

Экспериментальная установка

Работа выполняется с помощью системы, получившее условное название "телескоп". "Телескоп" представляет собой два ряда счетчиков Гейгера-Мюллера, включенных в схему совпадений. Между рядами счетчиков можно класть свинцовые пластины различной толщины. Схема совпадений срабатывает лишь в том случае, когда на ее вход поступают импульсы с двух счетчиков, т. е. когда космическая частица пройдет оба ряда счетчиков.

Порядок выполнения работы

1. Между рядами счетчиков расположить свинцовый поглотитель, толщина которого около 10 см,

что позволяет измерять лишь интенсивность мюонов.

2. С помощью "телескопа" определить число импульсов (интенсивность мюона) для углов 0 и 45 градусов, т. е. $n(0)$ и $n(45)$. 3. Учесть число случайных совпадений

$$n_{сл} = 2\tau_p n_1 n_2, \quad (9)$$

где τ_p - разрешающее время схемы совпадений, а n_1 и n_2 число импульсов в единицу времени, сосчитанных в обычном режиме (другими словами, в режиме антисовпадений).

Обработка результатов измерения

1. По формуле (8) оценить время жизни покоящихся мюонов τ_0 , считая энергию мюонов $E_\mu = 5 / \cos \theta$ ГэВ, толщину атмосферы 15 км, скорость мюонов $v = c$.
2. Оценить погрешность измерения τ_0 в данном опыте.

Вопросы для контроля

1. Космическое излучение и его состав.
2. Классификация элементарных частиц.
3. Основные квантовые числа элементарных частиц и ядер:

- а) электрический заряд. Барийонный заряд, странность, спин, четность, G-четность, очарование.
 - б) изотопическая инвариантность, изотопический спин. Изотопические мультиплеты.
4. Кварки, Аромат. Цвет, цветовая инвариантность. Кварковая структура адронов.
5. Глюоны, квантовая хромодинамика.
6. Типы взаимодействий элементарных частиц.

Литература

1. Физика микромира (маленькая энциклопедия)/ Гл. ред. Д. В. Ширков. -М: Изд-во "Советская энциклопедия", 1980. -528 с.
2. Мурзин В. С. Физика космических лучей. М: Наука, 1970.
3. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. т. 2. -М: Наука, 1973. -т.2.
4. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972.- 672 с.
5. Практикум по ядерной физике / Н.Г. Ивайлов и др. -М.: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
6. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.

Лабораторная работа 14

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ ПРЕПАРАТА МЕТОДОМ β - γ СОВПАДЕНИЙ.

Цель работы :

Изучение сложных распадов радиоактивных ядер и метода совпадений.

Введение

1. Очень часто ядра испытывающие β -распад, превращаются в ядра, которые затем испускают γ -излучение. В этом случае говорят, что имеет место цепочка распадов, причем эта цепочка может содержать между начальным ядром и конечным стабильным ядром до десятка изотопов. Так, например, ряд радиоактивного распада U^{238} (уран) перед тем, как превратиться в свинец, содержит 13 промежуточных радиоактивных изотопов.

Рассмотрим случай цепочки распада следующего типа: ядро A испускает β -электрон и превращается в ядро B^* , время жизни которого достаточно мало ($t_{жизни} < 10^{-8}$ сек). А затем ядро B^* испускает γ -квант превращаясь в ядро B т. е. схема распада

имеет вид:



Если время жизни возбужденного ядра B^* мало, то, комбинируя число одиночных β - и γ -отсчетов и число двойных $\beta\gamma$ -совпадений, можно измерить активность образца без знания соответствующих эффективностей регистрации.

Заметим, что под совпадением вообще понимают одновременное регистрирование импульсов различными счетчиками. Если нужно измерить $\beta\gamma$ -совпадение для препарата, то регистрируют β - и γ -частицы, одновременно вызывающие импульс в β - и соответственно γ -счетчиках. Эти одновременно возникшие импульсы, называемые истинным совпадением, могут пройти через схему совпадений и зарегистрироваться.

Если за время эксперимента T распадается в среднем N ядер (причем распады таковы, что период полураспада $T_{1/2} \gg T$), то средние числа одиночных отсчетов β -счетчика N_β и γ -счетчика N_γ будут связаны с N соотношениями:

$$N_\beta = \epsilon_\beta N, \quad N_\gamma = \epsilon_\gamma N, \quad (2)$$

где ϵ_β , ϵ_γ -эффективности регистрации электронов цепочки распадов (1) и γ -квантов этой же цепочки

соответственно. Если считать, что распады в цепочке (1) происходят статистически независимо, то среднее число двойных $\beta\gamma$ - совпадений за время T , будет равно

$$N_{\beta\gamma}^{ист} = \epsilon_{\beta}\epsilon_{\gamma}N \quad (3)$$

Из (2) и (3) получим, что количество распавшихся ядер N за время T будет равно

$$N = \frac{N_{\beta}N_{\gamma}}{N_{\beta\gamma}^{ист}} \quad (4)$$

Эта формула требует введения небольшого числа некоторых поправок, но применима лишь для некоторых изотопов (например, Co^{90}). Рассмотрим эти поправки.

1. На выходе схемы совпадений наблюдаются сигналы лишь при их одновременном попадании в β и γ -счетчики, однако одновременность следует понимать лишь с учетом разрешающего времени τ_p схемы совпадений. Разрешающее время - это минимальный промежуток времени между двумя импульсами, который может разделить схема совпадений. Поэтому схема совпадений может регистрировать импульсы, которые являются независимыми, но попадают в интервал задаваемый τ_p . Такие совпадения называют случайными и они легко оцени-

ваются по формуле

$$N_{случ} = 2\tau_p N_\beta N_\gamma. \quad (5)$$

Таким образом, регистрируемые совпадения $N_{\beta\gamma}^{рег}$ состоят из истинных и случайных совпадений, т. е.

$$N_{\beta\gamma}^{рег} = N_{\beta\gamma}^{ист} + N_{случ} \quad (6)$$

2. Всякий торцевой счетчик наряду с β -частицами регистрирует некоторое число γ -квантов и, следовательно, измеряемая скорость счета $N_{(\beta+\gamma+\text{фон})}$ обусловлена β -излучением, γ -излучением и фоном:

$$N_{(\beta+\gamma+\text{фон})} = N_\beta + N_{(\gamma+\text{фон})} \quad (7)$$

Если поместить произвести измерения в присутствии алюминиевого экрана, который помещают между препаратом и β -счетчиком, то получаем число отсчетов $N_{(\gamma+\text{фон})}$, обусловленных γ -излучением и фоном. Алюминиевый экран выбирают такой толщины, чтобы им полностью задерживались β -частицы, а γ -излучение, напротив, поглощалось в незначительной степени.

3. Существует фон и для γ -счетчика, который определяется числом отсчетов N_0 в отсутствие препарата. Фон в схеме совпадений очень мал и, как

правило, им пренебрегают в расчетах.

Таким образом, с учетом поправок формула для определения активности препарата методом $\beta\gamma$ -совпадений выглядит как и формула (4), где

$$\begin{aligned} N_{\beta} &= N_{(\beta+\gamma+\text{фон})} - N_{(\gamma+\text{фон})}, \\ N_{\gamma} &= N_{\gamma+\text{фон}} - N_0, \\ N_{\beta\gamma}^{\text{ист}} &= N_{\beta\gamma}^{\text{пер}} - N_{\text{случ}} \end{aligned} \quad (8)$$

Ошибку измерения можно вычислить, считая, что величины имеют пуассоновское распределение:

$$\frac{\Delta N}{N} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\beta}}{N_{\beta}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\gamma}}{N_{\gamma}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\beta\gamma}}{N_{\beta\gamma}}\right)^2} \quad (9)$$

Абсолютные ошибки, входящие в формулу (9) рассчитать самостоятельно используя теорию из работы (6).

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка представляет два счетчика между которыми располагается изотоп активность которого необходимо измерить. Кроме счетных устройств параллельно к счетчикам подсоединена схема совпадений.

Порядок выполнения работы

1. Измерить фон в γ -счетчике N_0 .
2. Измерить $N_{(\alpha+\gamma+\text{фон})}$.
3. Измерить $N_{(\gamma+\text{фон})}$.
4. Переключив прибор на схему совпадений, найти $N_{\beta\gamma}^{\text{рег}}$.

Измерения 1-3 делать 5-7 раз за время не менее 30 сек.

Измерение 4 необходимо сделать 3-5 раз за время не менее 300 сек.

Обработка результатов измерения

1. Используя измеренные величины, рассчитать по формулам (4) - (9) абсолютную активность изотопа N и относительную ошибку $\frac{\Delta N}{N}$.

Вопросы для контроля

1. Цепочки распадов. Вещное равновесие.
2. Суть метода совпадений. Когда он применим.
3. Какие поправки необходимо учитывать при использовании метода $\beta\gamma$ -совпадений.
4. Как изменится формула (4), если цепочка распадов (1) будет содержать два γ -кванта и поэтому использоваться будет метод $\gamma\gamma$ -совпадений.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М:

Наука, 1972. - 672 с.

2. Практикум по ядерной физике / Н.Г. Ивайлов и др. - М.: Изд-во МГУ, 1988. - 199 с.

3. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Барышевского - Минск: Изд-во БГУ, 1983. - 141 с.

4. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.О. Сергеева. - М.: Наука, 1975. - 120 с.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИННО

Лабораторная работа 18

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЙОДА-131 В ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЕ

Цель работы :

Изучение правил работы с дозиметрическим оборудованием.

Введение

1. При нормальной работе ядерных реакторов поступление радиоактивных веществ во внешнюю среду достаточно мало, что отсутствует необходимость проведения контроля внутреннего облучения населения. При аварийном выбросе радиоактивных веществ возникает реальная опасность их попадания в организм не только у персонала, непосредственно обслуживающего реактор или занятого ликвидацией аварии, но и у населения, проживающего на прилегающих территориях. В подобных ситуациях появляется необходимость оперативного определения количества радиоактивных веществ, попавших или могущих попасть в организм, с целью оценки вероятных уровней радиационного воздействия. Эти данные используются не только для установле-

ния факта внутреннего облучения, но и для определения степени его опасности.

В общем случае при аварии ядерного реактора во внешнюю среду может поступить в том или ином соотношении практически весь набор радионуклидов, образовавшихся в активной зоне. Среди них особое место занимают радиоактивные изотопы йода, и в частности йод-131, который, как правило, является ведущим фактором внутреннего облучения людей в период, непосредственно следующий после ядерного реактора.

Поступление радионуклидов в организм человека происходит главным образом с вдыхаемым воздухом в период прохождения радиоактивных продуктов выброса, а также при употреблении различных продуктов питания, произведенных на территориях, подвергнувшихся радиоактивному загрязнению. К числу особо критических продуктов питания - поставщиков радиоактивного йода в организм человека - относится молоко, полученное от коров и коз, которые паслись на местных пастбищах, а также овощи и фрукты, подвергнувшиеся поверхностному загрязнению.

Йод, поступивший любым путем в организм человека, практически весь концентрируется в щито-

видной железе. Внутреннее облучение в первый период после аварии в основном определяется дозами излучения, создаваемыми радионуклидами йода. Особенность йода, попавшего в организм накапливаться в щитовидной железе позволяет достаточно просто и быстро определять его содержание по интенсивности гамма-излучения, которое испускает радиоактивный йод. Для этого можно использовать различные дозиметрические приборы.

2. Методика определения содержания йода-131 в щитовидной железе по измеренной мощности экспозиционной дозы гамма-излучения

Обязательным условием корректности измерения содержания йода-131 в щитовидной железе является отсутствие наружного радиоактивного загрязнения тела и личной одежды. Наружное загрязнение тела можно контролировать с помощью β - или γ - радиометров. При этом следует помнить, что повышенная мощность излучения может быть обусловлена не только внешним загрязнением, но и содержанием других радионуклидов в организме. Поэтому в качестве фона метода следует принимать показания

прибора при помещении датчика (регистрирующей части прибора) вплотную к плечевой части руки. Содержание йода-131 в щитовидной железе вычисляют по результатам двух измерений:

$$Щ(t) = K * (P_{ш}(t) - P_{пл}(t))/r, \quad (1)$$

где $Щ$ - содержание йода-131 в щитовидной железе на момент измерения в Бк (мкКи);

t - время, прошедшее после аварийного выброса до момента измерения в сутках;

K - пересчетный коэффициент, Бк/(мР/ч) или Бк/(мкР/сек) [мкКи/(мР/ч) или мкКи/(мкР/с)];

$P_{ш}$ - максимальное значение мощности экспозиционной дозы гамма-излучения, измеренной при перемещении датчика прибора вплотную к основанию шеи между долями щитовидной железы, мР/ч (мкР/с);

$P_{пл}$ - максимальное значение мощности экспозиционной дозы гамма-излучения, измеренной при перемещении датчика прибора вплотную к плечевой части руки (фон метода), мР/ч (мкР/с);

r - поправка на γ -излучение йода-133 и йода-135 в первые дни аварии; отн. ед.

Для приборов типов СРП-68 и ДРГ 3-01 при обследовании взрослого населения пересчетный коэффи-

Момент измерения после начала аварии, сут.	из-	1	2	3	4	5	6
Значения поправочного коэффициента τ		3,1	1,8	1,3	1,2	1,1	1,0

Таблица 1: Значения коэффициента τ для различных промежутков времени после аварии

коэффициент $K = 10 \text{ мкКв}/(\text{мкР}/\text{с}) = 2,8 \text{ мкКв}/(\text{мР}/\text{ч})$. Значения коэффициента при обследовании детей следует уменьшить в два раза для возраста менее 3 лет и в 1,5 раза для возраста 3-10 лет. При использовании различных образцов приборов систематическое отклонение пересчетного коэффициента в меньшую или большую сторону от указанных значений не превышает 30%. Значения поправочного коэффициента τ в первые дни после начала аварии приведены в табл. 1.

Если по каким-либо причинам мощность дозы гамма-излучения щитовидной железы измерили на некотором удалении торца датчика от шеи, в формулу (1) следует ввести поправочный множитель (см. таблицу 2).

Абсолютная ошибка величины $(P_{ш} - P_{пл})$, кото-

Расстояние от торца датчика до поверхности шеи, см	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
Дополнительный множитель, от.ед.	2	2,6	3,3	4,0	4,8

Таблица 2: Значения поправочного множителя в формуле (1)

рую обозначим как Δ , находится как

$$\Delta = \sqrt{(\Delta P_{щ}^2 + \Delta P_{пл}^2)} \quad (2)$$

Здесь $\Delta P_{щ}$ и $\Delta P_{пл}$ — абсолютные погрешности величин $P_{щ}$ и $P_{пл}$, определяемой в паспорте данного прибора.

Содержание йода-131 в щитовидной железе считается достоверным, если $(P_{щ} - P_{пл}) > 1,5 * \Delta$.

Величина

$$Ш_0 = 1,5 * \Delta * K/\tau \quad (3)$$

считается пределом чувствительности измерения содержания йода-131 в щитовидной железе при фактических условиях измерения.

Экспериментальная установка

Работа осуществляется при помощи приборов типа СРП-68 или ДРГ-3-01.

Порядок выполнения работы

1. Прибором типа СРП измерить значение мощности дозы на плече исследуемого человека $P_{пл}$ (фон метода).
2. Приложив торцевой счетчик прибора СРП в плотную к горлу между долями щитовидной железы, измерить мощность дозы $P_{щ}$.
3. С помощью этого же прибора или бета-радиометра провести контроль одежды (фон одежды не должен превышать 1,5 фона воздуха).

Обработка результатов измерения.

1. По полученным значениям $P_{щ}$ и $P_{пл}$ рассчитать содержание йода-131 в щитовидной железе $Щ$.
2. Найти с помощью формул (2) - (3) абсолютную ошибку $\Delta Щ$, а также оценить предел чувствительности на данный момент времени.

Вопросы для контроля

1. Какие радиоактивные изотопы йода вы знаете? Дайте характеристики этих изотопов.
2. Какие меры профилактики необходимы при аварии для того, чтобы радиоактивный йод не попал в щитовидную железу.
3. Единицы измерения экспозиционных доз.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М:

Наука, 1972.- 672 с.

2. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.

3. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.О. Сергеева. -М.: Наука, 1975. -120 с.

4. Руководство по оценке доз облучения щитовидной железы при поступлении радиоактивных изотопов йода в организм человека/ З.С. Арефьева и др. под ред. Л.А. Ильина -М: Энергоиздат, 1988 -80 с.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРЫНЫ

Лабораторная работа №

ИЗУЧЕНИЕ ОДНОКАНАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО γ - СПЕКТРОМЕТРА

Цель работы :

Ознакомиться с принципами ядерной спектроскопии на примере изучения принципов работы γ - спектрометров.

Введение

γ -спектрометрами называются приборы, предназначенные для измерения энергетического распределения γ -квантов. Спектрометры, использующие сцинтилляционные детекторы, носят название сцинтилляционных γ -спектрометров (СГ-С). Фактически СГ-С представляет собой сцинтилляционный детектор (см. лаб. работу N 2), на выходе которого имеется амплитудный анализатор сигналов (АА), который позволяет разделить электромагнитные импульсы различной амплитуды. А поскольку амплитуда импульса на выходе сцинтилляционного детектора пропорциональна энергии падающего γ - излучения, то это позволяет найти энергетический спектр падающего излучения.

Основные параметры СГ-С (как и сам принцип измерения энергии γ -квантов) определяется процессами взаимодействия γ -квантов с веществом (с сцинтиллятором в нашем случае). Подробно об этих процессах прочти в лаб. работе № 11.

Отметим две важнейшие характеристики γ -спектрометров.

Поскольку распределение амплитуд импульсов на выходе фотоэлектронного умножителя осуществляется с ограниченной точностью из-за статистического характера процессов преобразования поглощенной сцинтиллятором энергии, то на выходе ФЭУ появляются импульсы напряжения неодинаковой амплитуды, даже для моноэнергетического падающего излучения. Их совокупность образует амплитудное распределение обычно гауссовой формы (колокообразное распределение). В γ -спектроскопии это распределение принято характеризовать безразмерной величиной, называемой разрешением. Разрешение $R_{1/2}$ в процентах определяется как отношение ширины ΔU пика амплитудного распределения на полувысоте $N_{max/2}$ к средней амплитуде U (центру пика амплитудного распределения):

$$R_{1/2} = \frac{\Delta U}{U} * 100\% \quad (1)$$

Величина разрешения характеризует минимальное различие в энергии, частиц, которые могут быть разделены спектрометром по энергии. Разрешение СГ-С зависит от энергии частиц, и обычно эта зависимость определяется формулой

$$R_{1/2} = a + b/\sqrt{E} \quad (2)$$

где E - энергия частицы,

a и b - постоянные величины для каждого конкретного спектрометра.

Для наиболее распространенных сцинтилляторов $NaI(Tl)$ энергетическое разрешение для γ -квантов Cs^{137} (0,661 МэВ) разрешение составляет около 6 %.

Для измерения амплитудного распределения могут быть использоваться одноканальные или многоканальные анализаторы импульсов. При этом шкала амплитуд разбивается на равномерные интервалы, называемыми каналами. Ширина канала является величиной фиксированной. Измеряется число импульсов в каждом канале и в результате этого получается зависимость числа отсчетов n от амплитуды U .

Для этого чтобы определить энергию по амплитудному распределению (это, как правило, пик, обусловленный поглощением падающих γ -квантов в сцин-

тиляторе за счет атомарного фотоэффекта), необходимо провести калибровку прибора. Калибровка это построение зависимости амплитуды импульса напряжения U от энергии падающего γ -излучения. Эту кривую строят производя измерения для различных изотопов с известными энергиями испускаемых γ -квантов (например, $Cs^{137} \rightarrow 0,661 \text{ МэВ}$, $Na^{22} \rightarrow 0,51 \text{ МэВ}$).

Кроме разрешения, другой важной характеристикой является эффективность - отношение числа зарегистрированных γ -квантов к числу γ -квантов, попадающих на рабочую поверхность СГ-С.

Экспериментальная установка

Установка представляет одноканальный γ -спектрометр. Перед началом работы познакомьтесь с правилами эксплуатации и назначением ручек на панели прибора.

Порядок выполнения работы

1. Установить ручкой ширина канале значение 0,1 в.
2. Регулятором "Уровень" ступенчато с шагом 0,2-0,5 в снижать уровень начиная с 10 в. В каждой установке (ступень) замеряется соответствующая скорость счета n с радиоактивным образцом и скорость счета фона $n_{фон}$ без радиоактивного образца.

Обработка результатов измерения.

1. Рассчитать для каждого значения U величину $n_0 = n - n_{фон}$.
2. Построить график зависимости $n_0 = n_0(U)$, т. е. амплитудное распределение импульсов напряжения.
3. По графику определить разрешение данного γ -спектрометра.

Вопросы для контроля

1. Устройство γ -спектрометра.
2. На чем основана возможность определения энергетического спектра падающих γ -квантов спектрометром?
3. Какие процессы взаимодействия γ -квантов происходят в СГ-С?
4. Характеристики СГ-С.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972. - 672 с.
2. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
3. Горн Ж.С., Хазанов Б.И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. -М: Энергоатомиздат 1989. -232 с.

Лабораторная работа ~~11~~

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЛИЧИЯ В β -спектре КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Цель работы :

Изучение явления внутренней конверсии.

Введение

Часто в процессе β -распада образуется возбужденное ядро дочернего элемента. Переход его в основное состояние может осуществляться двумя путями. В первом случае происходит излучение γ -кванта. Во втором случае энергия возбуждения передается электрону атомной оболочки при непосредственном взаимодействии ядро-электрон. Как известно, подобного рода взаимодействие осуществляется виртуальным γ -квантом. Реальный γ -квант также может быть поглощен атомарным электроном. Таким образом, в результате перехода в основное состояние ядра, атомарный электрон может получить энергию E_e достаточную, чтобы уйти из атома. Энергия такого электрона будет $E_e = E - \epsilon$, где E - энергия возбуждения, ϵ - энергия связи электрона в атоме. Отсюда следует, что электрон, образовавшийся таким образом, является моноэнергети-

ческим. Это позволяет отличить его от β -электрона. Описанный выше процесс называется внутренней конверсией.

Определение электронов внутренней конверсии

Определение электронов внутренней конверсии основано на методе счета совпадений между β -электронами электронами внутренней конверсии (β - e^- -совпадения)

. Пусть N_p -число частиц, регистрируемое в единицу времени, причем индекс $p = \beta + e^-$.

Пусть, далее, $N_{\beta k}$ -число совпадений между электронами распада и электронами внутренней конверсии.

Обозначим через ξ число электронов внутренней конверсии, приходящееся на один распад, тогда коэффициент внутренней конверсии определяется из соотношения

$$\frac{1}{\xi} = 1 + \frac{1}{\alpha}, \quad (1)$$

где α -коэффициент внутренней конверсии. Разделение электронов по энергиям будем производить с помощью поглотителей. Пусть доля электронов, прошедших через поглотитель x -будет $F_{\beta}(x)$ для электронов распада и $F_k(x)$ - для конверсионных электронов.

Тогда

$$N_p = N_o \omega_\beta [\xi F_k(x) + F_\beta(x)] \quad (2)$$

$$N_{\beta k} = 2 N_o \omega_\beta^2 \xi F_k(x) F_\beta(x) \quad (3)$$

$$\frac{N_{\beta k}}{N_p} = 2 \omega_\beta \frac{\xi F_k(x) * F_\beta(x)}{\xi F_k(x) + F_\beta(x)} \quad (4)$$

При $x = k$, $F_k(x) = 0$, это позволяет определить энергию конверсионного электрона. Кроме этого уравнение (4) позволяет определить ξ . Если кривую (4) экстраполировать до $x = 0$, то $F_k(0)$ и $F_\beta(0)$ будут равны единице и, следовательно

$$\left. \frac{N_{\beta k}}{N_p} \right|_{x=0} = 2 * \omega_\beta \left(\frac{\xi}{1 + \xi} \right) \quad (5)$$

Чтобы учесть влияние γ -излучения, необходимо произвести измерение β - γ -совпадений. Для этого необходимо путем экранирования одного из счетчиков добиться того, чтобы он фиксировал только γ -излучения. При этом

$$N_\gamma = N_o \omega_\gamma \epsilon_\gamma (1 - \xi) \quad (6)$$

$$N_{\beta\gamma} = N_o \omega_\beta \omega_\gamma \epsilon_\gamma (1 - \xi) F_\beta(x) \quad (7)$$

где ω_β , ω_γ - телесные углы облучения детекторов.

Соответственно β и γ -излучением, а ϵ_γ -эффективность регистрации γ -излучения.

Отсюда для $x = 0$

$$\left(\frac{N_{\beta\gamma}/N_p}{N_{\beta\gamma}/N_\gamma} \right)_{x=0} = 2 \frac{\xi}{1 + \xi} \quad (8)$$

Следовательно, формула (8) позволяет определить ξ .

Порядок выполнения работы

1. Включить установку и прогреть ее.
2. Произвести измерение фона в каналах и фона совпадений.
3. Подсчитать время измерения совпадений и загрузок каналов.
4. Установив препарат, произвести необходимые измерения для построения функций (2) -(4) .
5. Определить энергию электронов конверсии. Для этого необходимо определить толщину поглотителя, при котором $N_{\beta\gamma} = 0$. Затем, исходя из формулы работы № 12, оценить энергию конверсионного электрона в атоме, определить энергию γ -кванта конверсии.
6. Поставив перед одним из детекторов поглотитель такой толщины, чтобы все электроны поглощались, произвести измерение β - γ -совпадений.

Согласно (6) , (7) построить функцию $N_{\beta\gamma}/N_{\gamma} = \omega_{\beta}F_{\beta}(x)$.

Экстраполяция до $x = 0$ позволяет найти ω_{β} , а следовательно, и ξ .

7. Сделать соответствующие выводы.

Вопросы для контроля

1. Явление внутренней конверсии.
2. Парная конверсия.
3. Как отличить электроны внутренней конверсии от β -электронов.

Литература

1. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972. - 672 с.
3. Практикум по ядерной физике /Н.Г. Ивайлов и др. -М.: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
4. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г. Барыщевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
5. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.О. Сергеева -М: Наука, 1975. -120 с.

Литература рекомендуемая для изучения ядерной физики

Раздел I

Учебники

1. Широков Ю.М., Юдив Н.П. Ядерная физика -М: Наука, 1972. - 672 с.
2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика: Учебное пособие для вузов: В 2-х частях. Часть 2. Ядерная физика -М: Наука, 1989. - 416 с.
3. Блан Д. Ядра, частицы, ядерные реакторы -М: Мир, 1987. - 336 с.
4. Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц -М: Просвещение, 1984. - 384 с.
5. Фраунфельдер Г., Хекли Э. Субатомная физика -М: Мир, 1979. - 736 с.
6. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика -Л. Изд-во Лен. унвер., 1988 -328 с.
7. Абрамов А.И. Основы ядерной физики -М: Энергоиздат, 1974. - 225 с.
8. Физика микромира (маленькая энциклопедия) / Гл. ред. Д. В. Широков. -М: Изд-во " Советская энциклопедия " 1980. -528 с.

Раздел 2

Практикумы по ядерной физике

1. Практикум по ядерной физике / Н.Г. Исайлов и др. - М.: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
2. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
3. Практикум по ядерной физике/ Под ред. В.О. Сергеева. - М: Наука, 1975. -120 с.
4. Кабардия О.Ф. Практикум по ядерной физике/ М., 1975.
5. Практикум по ядерной физике /под ред. Ю.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.
6. Герфорт Л. , Кох Г. Практикум по радиохимии / -М: Изд-во ин. лит-ры, 1963. -480 с.
7. Практикум по ядерной физике/ И.А. Антонова и др. - М: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
8. Практикум по ядерной физике/ Н.Г. Изойлов и др. - М: Изд-во Казанского университета, 1985. - 130 с.
9. Специальный ядерный практикум -М: МГУ, 1970.
10. Руководство к практическим занятиям по радиохимии / Под ред. проф. А.Н. Несмеянова М., 1971.

Раздел 3

Список дополнительной литературы

1. Калашникова В.Н., Козадов М.С. Детекторы элементарных частиц -М., 1966.
2. Прайс В. Регистрация ядерных излучений -М: Изд-во ин. лит-ры, 1960.
3. Левин В.Е., Хомьянов Л.П. Измерение ядерных излучений -М: Энергоиздат, 1969.
4. Тишкин П.А. Экспериментальные методы ядерной физики -Л: ЛГУ, 1970.
5. Лабораторные работы по радиохимии /Под ред. проф. Н.А. Коршунова М., 1970.
6. Вартаков Н.Т., Самойлов П.С. Прикладная сцинтилляционная γ -спектрометрия -М: Энергоиздат, 1969.
7. β - и γ -спектроскопия / Под ред. К.Зигбана М., 1959.
8. Гольданский В.И. и др. Статистика отсчетов при регистрации ядерных излучений -М., 1958.
9. Райская С.М., Смирнов В.Ф. Физические основы метода радиоактивных индикаторов -М., 1965.
10. Мухия К.Н. Введение в ядерную физику -М: Госатомиздат, 1963.
11. Уорсинг А., Геффнер Д. Методы обработки экспериментальных данных -М: НИИМ. 1963.

12. Горн Л. С. , Хазанов Б. И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений -М: Энергоиздат, 1989. -232 с.

13. Нормы радиационной безопасности НРБ-76/87 и основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП 72/87 / Минздрав СССР. -М: Энергоиздат, 1988 -160 с.

14. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности -М: Наука, 1980 - 191 с.

СОДЕРЖАНИЕ

4	Лабораторная работа 10. Определение мощности дозы радиоактивного излучения	... 3
	Лабораторная работа 11, Определение энергии γ -квантов методом поглощения	... 14
5	Лабораторная работа 12. <i>теор</i> Определение верхней границы β -спектра	... 22
	Лабораторная работа 13, Определение времени жизни мюона	... 28
	Лабораторная работа 14. Определение активности препарата методом β - γ совпадений	... 37
6	Лабораторная работа 15, Определение содержания йода-131 в щитовидной железе	... 44
	Лабораторная работа 16. Изучение одноканального сцинтилляционного γ -спектрометра	... 52
	Лабораторная работа 17, Определение наличия в β - спектре конверсионных электронов	... 57
	Список литературы.	... 62

Лабораторный практикум по ядерной физике
Пособие для студентов физических специальностей
В двух частях
Часть II

Составитель: Андреев Виктор Васильевич

Подписано к печати 1.02.94. Формат 60x84 1/16
Бумага писчая N1. Печать офсетная. Усл.п.л. 5,7
Уч.-изд.л. 4,0
Тираж 1500 заказ N 45

Отпечатано на ротационной ГГУ им.Ф.Скорины
г.Гомель, ул.Советская, 104.