

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ПОДГОТОВКИ
Кафедра общей физики

В.И.Гурков, З.В.Кормухина, В.И.Побызак

ОБЩАЯ ФИЗИКА
ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЧАСТИЦ
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Учебно-методическое пособие

Красноярск 2007

Предисловие

Лабораторный практикум по физике атомного ядра и частиц представляет собой заключительную часть общего физического практикума для студентов вузов, не специализирующихся по ядерной физике.

Согласно сложившейся за последние 20 лет традиции преподавания общего курса физики атомного ядра и частиц лабораторный практикум является основной составляющей при изучении курса. Суть в том, что часть курса излагается на лекциях, часть изучается самостоятельно при решении задач, а остальные вопросы вынесены в лабораторный практикум. В связи с этим в учебно-методическом пособии дано достаточно полное описание теоретической части изучаемых физических явлений, установок и порядка выполнения каждой работы. Курс физики атомного ядра и частиц является заключительным при изучении курса общей физики, поэтому его изучение предполагает знание предыдущих разделов физики. К каждой лабораторной работе прилагается список литературы, которая может быть при необходимости использована для углубленного изучения материала.

Лабораторный практикум заканчивается выполнением экспериментального контрольного задания, которое каждый студент выполняет самостоятельно. Для этого требуется умение проводить измерения и обрабатывать их результаты на большинстве из имеющихся в лаборатории установок, что подразумевает добросовестную работу в лаборатории в течение семестра.

Лабораторная работа № 1

СНЯТИЕ СЧЕТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение механизма регистрации ионизирующих излучений газоразрядным счетчиком Гейгера-Мюллера, приобретение навыков планирования времени измерений и обработки результатов эксперимента при работе с источниками ионизирующих излучений.

1. Введение

Ионизирующим излучением (ИИ) называют излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разных знаков (свет и ультрафиолетовое излучение не включают в это понятие) [1]. Регистрация ИИ заключается в обнаружении и определении вида частиц, измерении потока и спектра излучения; регистрация ИИ происходит в результате его взаимодействия с веществом. Взаимодействие сопровождается несколькими эффектами: ионизацией, испусканием ионизированными и возбужденными атомами и молекулами фотонов, выделением тепла. В зависимости от эффекта взаимодействия методы регистрации ИИ подразделяют на: ионизационные, сцинтилляционные, калориметрические и т.д., однако структурная схема эксперимента во всех случаях одинакова (рис. 1) [2,3].

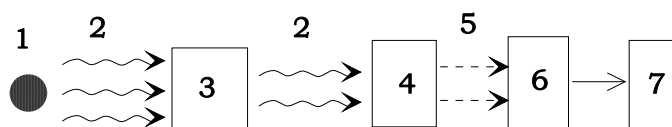


Рис.1. Схема эксперимента по регистрации ионизирующего излучения

Излучение 2 от источника ИИ 1 после прохождения селектора 3 попадает в объем детектора 4. Взаимодействуя с веществом детектора, излучение теряет в нем часть или всю энергию. В результате поглощения энергии излучения в объеме детектора его состояние изменяется, что приводит к появлению сигнала 5, который усиливается, анализируется и регистрируется в устройствах 6 и 7.

2. Детекторы ионизирующих излучений

Детектор – прибор для регистрации и измерения характеристик частиц ионизирующих излучений.

Существуют различные типы детекторов как преобразователей энергии

регистрируемых излучений в сигналы.

1. *Счетчики частиц*, которыми могут быть любые детекторы, регистрирующие отдельные частицы (независимо от природы сигнала) и работающие со схемами, регистрирующими только число импульсов. При этом необходимо, чтобы одной попавшей в объем детектора частице соответствовал один сигнал. Счетчики могут быть газонаполненными (ионизационные камеры, пропорциональные, Гейгера-Мюллера, искровые), оптическими (сцинтилляционные, черенковские) и твердотельными (кристаллические, полупроводниковые).

2. *Пропорциональные детекторы*, в которых сигнал пропорционален поглощенной в их объеме энергии. В качестве сигнала могут быть амплитуда электрического импульса, длина трека частиц, число проявленных зерен вдоль трека и т.д. Любой пропорциональный детектор можно использовать и в качестве счетчика частиц. Причем схема регистрации считает импульсы с амплитудой, большей определенной величины (порога срабатывания измерительной аппаратуры).

3. *Трековые детекторы* позволяют наблюдать визуально или фиксировать фотографически или электромагнитными методами треки частиц в среде, через которую они проходят. Информацию об излучении несут в себе геометрия треков (число треков и направление движения заряженных частиц), толщина трека (величина энергетических потерь на единицу длины, скорость и заряд частицы) и длина трека (энергия частицы). К трековым детекторам относятся: камеры Вильсона, диффузионные и пузырьковые, ядерные фотоэмульсии, твердотельные трековые детекторы и т.д.

3. Характеристики счетчиков

Сравнительные характеристики некоторых детекторов, используемых в счетчиках частиц [2], представлены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики детекторов, используемых в счетчиках частиц

Детектор	Эффективность регистрации излучения $\eta, \%$			Разрешающее время $\tau, с$
	Альфа	Бэта	Гамма	
Пропорциональный	100	100	мало	$10^{-6} - 10^{-8}$
Гейгера - Мюллера	100	100	<1	$10^{-3} - 10^{-5}$
Сцинтилляционный	100	100	<30	$10^{-7} - 10^{-9}$
Полупроводниковый	100	100	<10	10^{-7}

Пространственное разрешение указанных детекторов около 1 см.

1. *Эффективность регистрации* определяется из соотношения

$$\eta = \frac{N_p}{N} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где N_p – число зарегистрированных частиц за время измерений; N – число частиц, попавших за то же время в рабочий объем детектора через входное окно или боковые стенки. Эффективность регистрации различна для различных счетчиков и зависит от вида и энергии излучения, типа и размеров детектора, режима питания детектора и уровня (порога) чувствительности измерительного прибора, на вход которого поступает сигнал с детектора (усилителя).

2. *Спектральная характеристика* – зависимость эффективности регистрации частиц (квантов) от энергии частицы (кванта) при прочих равных условиях; она связана с состоянием рабочего вещества и толщиной входного окна детектора.

3. *Разрешающее время τ* характеризует наименьший промежуток времени между попаданиями двух частиц, при котором будут зарегистрированы обе частицы отдельно; зависит от длительности процессов, происходящих после попадания частицы в рабочий объем детектора и быстродействия измерительного прибора.

4. *Счетная характеристика* – зависимость скорости счета, т.е. числа зарегистрированных в единицу времени импульсов, от напряжения U между электродами счетчика при неизменном числе частиц, попадающих в рабочий объем счетчика в единицу времени. Счетная характеристика имеет, как правило, *плато*, т.е. участок, где скорость счета практически не зависит от напряжения между электродами.

4. Счетчики Гейгера-Мюллера

Счетчик Гейгера-Мюллера (Г.-М.) – детектор частиц ионизирующих излучений, действие которого основано на возникновении самостоятельного разряда в газе при попадании частиц в его объем. При напряжениях на электродах, меньших напряжения пробоя, заполняющий счетчик газ сам по себе не проводит электрический ток. Проводимость газа связана с образованием пар ионов под действием ионизирующего излучения. Счетчики этого типа используют для регистрации как заряженных, так и незаряженных частиц. Регистрация незаряженных частиц осуществляется по вторичным заряженным частицам (электронам и положительно заряженным ионам), возникающим при взаимодействии незаряженных частиц с рабочим веществом и стенками детектора. При этом толщина стенок счетчика не должна превышать средней длины свободного пробега вторичных электронов. Счетчики Г.-М.

благодаря хорошей чувствительности к различным видам ионизирующих излучений, высокой надежности и простоте изготовления широко применяются в радиометрической технике.

Счетчики Г.-М. бывают двух типов: цилиндрические и торцовые. Цилиндрический счетчик (рис. 2) изготавливают из тонкой металлической или металлизированной изнутри, стеклянной, герметически замкнутой трубки 1 и металлической нити 2, натянутой вдоль оси внешней оболочки. Нить служит анодом, трубка – катодом. У торцового счетчика (рис.3) металлизированный стеклянный корпус 1 является катодом, нить 2 – анодом, а торец корпуса образует тонкое слюдяное окно 3 толщиной 20-30 мкм. Конец нити 2 для предотвращения коронного разряда на острие закрыт стеклянной бусинкой.

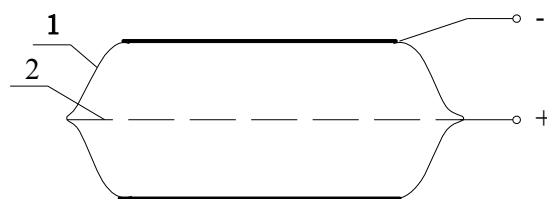


Рис.2. Схема цилиндрического счетчика Гейгера-Мюллера

Ионизирующее излучение попадает в объем счетчика либо через боковую поверхность у цилиндрического, либо через слюдяное окно у торцового счетчика. Объем счетчиков заполняется благородными газами: аргоном или неоном; рабочее напряжение, подаваемое на счетчик, связано с давлением газа в объеме счетчика (обычно оно составляет 100-200 мм рт.ст.).

В лаборатории ядерной физики используются цилиндрические счетчики типов СТС-5, СТС-6, МС-9, торцовые счетчики типов СБТ-7, СБТ-9, СБТ-11, СИ-2Б. Схема включения счетчиков приведена на рис. 4. Электроды счетчика Г.-М., находящиеся под напряжением U_0 , образуют газоразрядный промежуток с

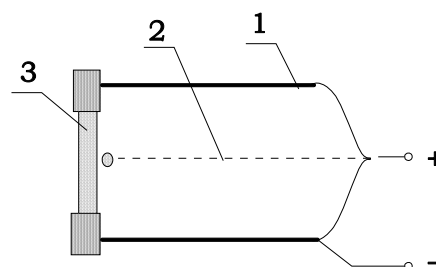


Рис. 3. Схема торцового счетчика Гейгера-Мюллера

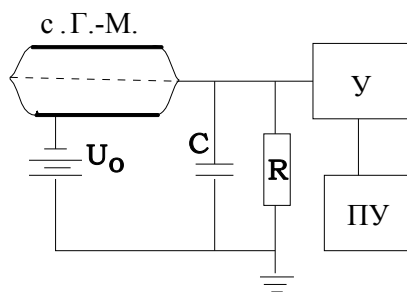


Рис. 4. Схема включения счетчика Гейгера-Мюллера

сильно неоднородным электрическим полем. Если напряжение превышает напряжение начала счета $U_{нс}$ ($U_{нс}$ может быть $300 \div 1500 В$), то любая заряженная частица, попавшая в рабочий объем счетчика и образовавшая хотя бы пару ионов, вызовет в нем вспышку газового разряда за время $10^{-7} \div 10^{-6} с$. Возникающий при этом во внешней цепи импульс тока возрастает в усилителе $У$ и регистрируется пересчетным устройством $ПУ$ (рис.4).

Поскольку счетчики Г.-М. являются газонаполненными детекторами, рассмотрим в целом вольтамперную

характеристику газового разряда (явление протекания ионизационного тока через газы), т.е. зависимость ионизационного тока или амплитуды импульса ΔU от напряжения на электродах U при постоянной интенсивности ионизирующего излучения в газе (рис. 5).

При напряжениях от 0 до U_1 на электродах газоразрядного счетчика амплитуда импульса (ионизационного тока) пропорциональна напряжению. В этой области при $U < U_1$ не все образовавшиеся под действием ионизирующего излучения ионы достигают электродов, так как часть положительных ионов и электронов при столкновениях между собой рекомбинирует. С увеличением напряжения растет скорость направленного движения электронов и ионов, вероятность рекомбинации уменьшается, что приводит к возрастанию тока.

На участке от U_1 до U_2 ионизационный ток практически постоянен, поскольку почти все ионы первичной ионизации собираются на электродах, а других источников зарядов в газе нет. Амплитуда тока пропорциональна первичной ионизации n_o (кривая 2 на рис. 5 соответствует частицам с большей первичной ионизацией). В этой области напряжений работают ионизационные камеры.

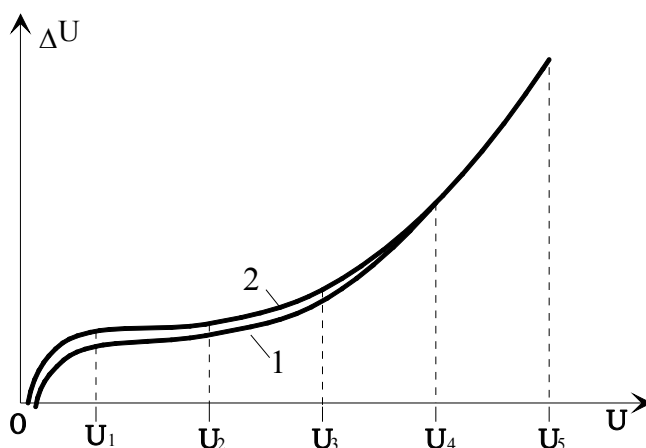


Рис.5. Вольтамперная характеристика газового разряда

На участке $U > U_2$ ионизационный ток возрастает с ростом U из-за вторичной ионизации. В случае цилиндрического счетчика электрическое поле в нем крайне неоднородно и на расстоянии r от оси счетчика равно

$$E(r) = \frac{U}{r \cdot \ln(r_k/r_a)}, \quad (2)$$

где r_k и r_a — радиусы катода и анода (нити) соответственно. Вблизи анода

($r \approx 10^{-2} \text{ см}$) поле возрастает до такой степени, что электрон между двумя последовательными столкновениями приобретает кинетическую энергию, достаточную для ионизации атомов газа счетчика (ударная ионизация). Электроны вторичной ионизации вместе с электронами первичной ионизации в дальнейшем ионизируют другие атомы – происходит лавинное образование зарядов. После попадания первой лавины (за время $\approx 10^{-6} \text{ с}$) электронов на анод разряд на этом не прекращается, так как при столкновении электронов с нейтральными атомами и молекулами газов происходит не только ионизация, но и возбуждение атомов, что приводит к испусканию фотонов. Фотоны образуются и при нейтрализации положительных ионов на катоде. Часть из образовавшихся в обоих случаях фотонов имеет энергию, превышающую работу выхода электронов из материала катода. Это приводит к образованию фотоэлектронов, которые начинают двигаться к аноду, вызывая вторичную и последующие лавины. Если начальное число пар ионов (число первичных лавин), образованных одной частицей ионизирующего излучения, равно n_o , а каждая первичная лавина состоит в среднем из m пар ионов, то полное число ионов во всех n_o первичных лавинах будет $n_o \cdot m$ электронов. Если каждый из электронов на своем пути к аноду создаст η возбужденных атомов (молекул), то будет испущено $n_o \cdot m \cdot \eta$ фотонов. Попад на катод счетчика, каждый из фотонов с вероятностью $\gamma \approx 10^{-4}$ вырвет с его поверхности фотоэлектрон. Эти $\gamma \cdot n_o \cdot m \cdot \eta$ фотоэлектронов, двигаясь в электрическом поле от катода к аноду, создадут серию вторичных лавин из $\gamma \cdot n_o \cdot m^2 \cdot \eta$ электронов и т.д. Количество ионных пар во всех лавинах

$$N = n_o \cdot m(1 + \gamma \cdot \eta \cdot m + (\gamma \cdot \eta \cdot m)^2 + \dots) = \sum_{k=1}^{\infty} n_o (\eta \cdot \gamma)^{k-1} m^k. \quad (3)$$

Отношение ионизационного эффекта N к первоначальному числу пар ионов, образованных одной частицей ионизирующего излучения, называют коэффициентом газового усиления M :

$$M = \frac{N}{n_o}. \quad (4)$$

Если $\gamma \cdot \eta \cdot m < 1$ (область от U_2 до U_3 на рис.5, когда число ионных пар m в одной первичной лавине невелико), то в каждой последующей лавине образуется меньше пар ионов, чем в предыдущей, и газовый разряд затухает со временем. Коэффициент газового усиления в этом случае равен

$$M = \frac{m}{1 - \gamma \cdot \eta \cdot m}, \quad (5)$$

а при $\gamma \cdot \eta \cdot m < 1$

$$M = m,$$

т.е. газовое усиление обусловлено только ударной ионизацией. В области от U_2 до U_3 работают пропорциональные счетчики (величина импульса пропорциональна первичной ионизации), а коэффициент газового усиления M при повышении напряжения изменяется от 1 до $10^2 - 10^4$. Область $U_3 < U < U_4$ носит название области ограниченной пропорциональности.

При $U > U_4$ на рис.5 величина $\gamma \cdot \eta \cdot m = 1$ и разряд становится незатухающим (самостоятельным). Область напряжений от U_4 до U_5 называется областью Гейгера-Мюллера. Коэффициент газового усиления здесь достигает 10^{10} , а величина импульса напряжения ΔU – нескольких вольт и даже десятков вольт, причем ΔU не зависит от первоначальной ионизации (кривые 1 и 2 на рис. 5 при $U_4 < U < U_5$ совпадают). Это связано с тем, что при увеличении напряжения на счетчике область ударной ионизации увеличивается, приводя к увеличению ионизации вследствие вторичных процессов (электронных и фотонных). При напряжениях $U > U_4 = U_{нс}$ коэффициент газового усиления M , а соответственно и ток, протекающий через газоразрядный промежуток, должны были бы неограниченно возрастать, так как $M \rightarrow \infty$ при $\gamma \cdot \eta \cdot m \rightarrow 1$ (см формулы 3,4). Однако в действительности из-за ограничения тока пространственным зарядом (экранирование анода облаком положительно заряженных ионов из-за их малой дрейфовой скорости при напряжениях $U > U_4$) газовое усиление M имеет хотя и очень большое, но конечное значение.

При $U > U_5$ происходит самопроизвольный пробой газа и разряд становится неуправляемым.

В области Гейгера-Мюллера ($U_4 < U < U_5$) газовый разряд при постоянном напряжении на счетчике является незатухающим, но остается вынужденным, т.е. самопроизвольного разряда не происходит – нужна первоначальная ионизация. Самостоятельный газовый разряд может быть использован для регистрации ионизирующих излучений при условии, что он может быть быстро погашен. В противном случае разряды от двух последовательных во времени частиц, попавших в счетчик, могут наложиться друг на друга и две эти частицы будут сосчитаны как одна.

Если каким-либо образом разность потенциалов между электродами счетчика понизить и сделать на 1–3 В меньше, чем напряжение начала счета $U_{нс}$, ток в счетчике станет неустойчивым и газовый разряд, благодаря слу-

чайным флуктуациям, оборвется. С этой целью в цепь счетчика (рис.4) включают достаточно большое сопротивление $R(10^8 \div 10^{10} \text{ Ом})$, при котором значение тока в счетчике попадает в область неустойчивости. При выполнении данных условий вспышка газового разряда, вызванная попавшей в объем счетчика ионизирующей частицей, спустя некоторое время (около 10^{-4} с) прекращается.

Высокоомное сопротивление R в цепи счетчика требуется еще и для того, чтобы замедлить возрастание напряжения между электродами и дать время для удаления положительных ионов из рабочего объема. При этом емкость счетчика C и дополнительное сопротивление должны быть такими, чтобы постоянная времени схемы $T = RC$ была порядка времени дрейфа положительных ионов к катоду. При $R = 10^8 \div 10^{10} \text{ Ом}$ и $C = 20 \text{ пФ}$ $T = (10^8 \div 10^{10}) \cdot 20 \cdot 10^{-12} = (10^{-4} \div 10^{-2}) \text{ с}$.

Гашения разряда в счетчике добиваются также, добавляя к основному наполнителю другую смесь газов. Это могут быть пары спирта, этилен или галогены: хлор, бром, йод. Молекулы многоатомных газов поглощают фотоны, не испуская электронов, а в качестве одноатомных добавок выбираются электроотрицательные газы – электроны захватываются такими атомами, образуя малоподвижные комплексы, которые уже не участвуют в разряде.

5. Счетная характеристика

Счетной характеристикой (рис. 6) называют зависимость скорости

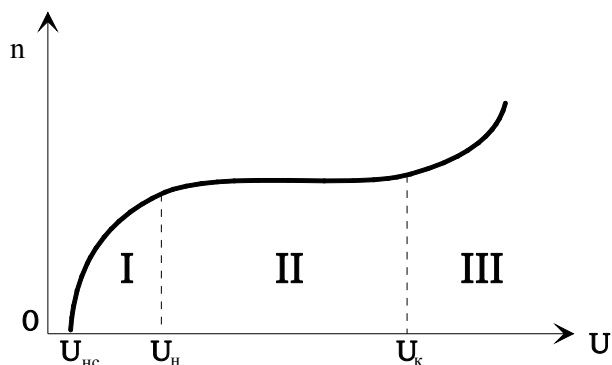


Рис. 6. Счетная характеристика счетчика Гейгера-Мюллера

счета n (при неизменных условиях облучения) от величины напряжения U . *Скоростью счета n* называют число частиц, зарегистрированных в единицу времени, т.е. $n = N/t$, где N – полное число частиц, зарегистрированных за время измерения t .

Вследствие малой чувствительности электронного устройства для регистрации импульсов, при напряжениях на счетчике $U < U_4$ (см. рис. 5), когда условия возникновения самостоятельного (незатухающего) разряда еще не

выполняются и амплитуды импульсов ΔU очень малы, скорость счета частиц n равна нулю.

При напряжениях начала счета $U_{НС}$, слегка превышающих U_4 , из-за значительного разброса импульсов по амплитудам, возникающим из-за флуктуаций в развитии и гашении разряда, заметная доля импульсов может оказаться несосчитанной пересчетным устройством. При дальнейшем повышении напряжения амплитуда импульсов растет, относительный вклад флуктуаций уменьшается, что приводит к быстрому нарастанию скорости счета в области I от $U_{НС}$ до U_H (рис.6). При $U_H < U < U_K$ амплитуды импульсов ΔU выравниваются и скорость счета практически не зависит от приложенного к счетчику напряжения. Это так называемое *плато* – рабочая часть счетной характеристики. Счетчики хорошего качества имеют плато протяженностью $\Delta U = U_K - U_H$ не менее 100 В, а скорость счета в ее пределах изменяется не более, чем на 3 – 5% (обл. II, рис.6).

В области III при $U > U_K$ скорость счета возрастает, что связано главным образом с "краевым эффектом", т.е. увеличением у концов анода электрического поля из-за конечной длины счетчика и возникновения условий для самопроизвольных разрядов (ложные импульсы). При еще больших напряжениях число ложных импульсов резко возрастает и в счетчике возникает непрерывный разряд, неподдающийся гашению при постоянном напряжении.

ВНИМАНИЕ!

Работа счетчика Гейгера-Мюллера в области III может привести к его выходу из строя.

Рабочее ΔU напряжение счетчика выбирают на середине плато. Так как длина плато, напряжения начала счета $U_{НС}$, начала U_H и конца U_K плато являются индивидуальными характеристиками счетчика, то для выбора рабочего напряжения необходимо снять счетную характеристику.

При отсутствии источника ионизирующего излучения искусственного происхождения счетчик может фиксировать импульсы космического излучения, фонового излучения Земли и т.д. Скорость счета в этом случае называют *фоном* счетчика. Для снижения постороннего фона счетчик и исследуемый радиоактивный препарат при необходимости экранируют, помещая их в свинцовый "домик".

6. Выбор режимов измерений

При любом физическом измерении результат, полученный на опыте, несколько отличается от действительного значения измеряемой величины. Погрешности измерений складываются из ошибок, связанных с несовершен-

ством методики измерений и неточностью калибровки приборов (эти ошибки принято называть систематическими), и из случайных ошибок эксперимента, изменяющих свою величину и знак от опыта к опыту. Их частным случаем являются так называемые статистические ошибки, они вызываются флуктуациями самой измеряемой величины. К числу флуктуирующих величин относятся: плотность потока частиц, падающих на счетчик, количество ядер, испытывающих радиоактивное превращение за определенный промежуток времени, и т.д.

Рассмотрим опыт по определению интенсивности потока от некоторого радиоактивного препарата. Если провести ряд опытов по измерению числа частиц, то обнаружится, что найденные числа заметно отличаются друг от друга. Условия эксперимента часто оказываются такими, что число радиоактивных ядер можно считать бесконечно большим. Тогда вероятность получить при измерении то или иное число частиц подчиняется распределению Пуассона [1-4]. На самом деле многократные измерения производятся редко. Наибольший интерес представляет собой ожидаемое отличие результата, полученного при одиночном измерении, от истинного значения. Из теории следует, что среднеквадратичное отклонение для нормального распределения числа отсчетов за некоторый интервал времени равно корню квадратному из истинного числа отсчетов за тот же интервал: $\sigma = \sqrt{N_0}$. Однако почти всегда истинное значение неизвестно, поэтому в формулу для определения стандартной ошибки приходится подставлять не истинное N_0 , а измеренное среднее значение \bar{N} , так что $\sigma = \sqrt{\bar{N}}$.

При достаточно большом числе ядер, испытывающих радиоактивный распад (см. работу № 3 настоящего практикума), среднее значение числа отсчетов \bar{N} может быть заменено на измеренное однократно значение N :

$$\sigma = \sqrt{N}. \quad (6)$$

Формула (6) показывает, что, как правило (с вероятностью 68%), среднее число зарегистрированных частиц заключено в интервале

$$N - \sqrt{N} < \bar{N} < N + \sqrt{N}.$$

Часто стандартную ошибку выражают в процентах к измеряемой величине

$$\delta_N = \frac{\sqrt{N}}{N} \cdot 100\% = \frac{100\%}{\sqrt{N}}.$$

Это соотношение определяет число регистрируемых частиц, необходи-

мое для достижения нужной точности. Так, $N = 10^2$ гарантирует ошибку в 10%, а при $N = 10^4$ ошибка не превысит 1% (предполагается, что время измерено точно).

Пусть за время t зарегистрировано N частиц, тогда среднее число частиц, зарегистрированных в единицу времени (скорость счета), равно $n = N/t$. Среднеквадратичная ошибка в определении скорости счета n равна

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{n}{t}}, \quad (7)$$

а относительная ошибка

$$\delta_n = \frac{\sigma_n}{n} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{n \cdot t}}. \quad (8)$$

Из формулы (8) видно: точность измерения скорости счета растет с увеличением времени измерений (при постоянной скорости счета n). Так как время реального эксперимента всегда ограничено, то невозможно сделать ошибку в определении измеряемой величины меньше некоторого минимального значения. Становится очевидной важность правильного планирования эксперимента с целью получения максимальной точности измерений.

Не все зарегистрированные счетчиком частицы имеют одинаковую природу. Часть их испущена радиоактивным источником, часть представляет собой фоновое излучение.

Таким образом, если источник излучения и счетчик не экранированы, скорость счета частиц n_u ионизирующего излучения должна находиться с учетом фона

$$n_u = n - n_\phi, \quad (9)$$

где n и n_ϕ – суммарная и фоновая скорости счета соответственно.

Среднеквадратичная ошибка в определении n находится по известным формулам подсчета среднеквадратичной ошибки функции измеряемых величин $\bar{Z} = f(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_k)$

$$\sigma_z^2 = \sum_{i=1}^k \left(\frac{df}{dx_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2. \quad (10)$$

Из формул (9) и (10) следует, что среднеквадратичная погрешность σ_{n_u} в определении скорости счета n_u только от радиоактивного источника равна

$$\sigma_{n_u} = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_{n_\phi}^2}, \quad (11)$$

где σ_n и σ_{n_ϕ} определяются формулой (7); t – время измерения суммарного излучения (источник + фон); t_ϕ – время измерения фона.

Относительная погрешность δ_{n_u} определения скорости счета частиц от источника без учета фона равна

$$\delta_{n_u} = \frac{\sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_\phi}{t_\phi}}}{n - n_\phi}. \quad (12)$$

Поставим перед собой задачу определения скорости счета от источника n_u с максимальной точностью (минимальными погрешностями σ_{n_u} и δ_{n_u}) при условиях, что задано полное время измерений

$$T = t + t_\phi, \quad (13)$$

а скорость счета n и n_ϕ известны и постоянны во время измерений.

Как долго нужно проводить отдельные измерения? Минимизируя формулу (11) или (12), при условии (13), получим, что погрешности минимальны, если время отдельных измерений выбрано в отношении

$$\frac{t}{t_\phi} = \sqrt{\frac{n}{n_\phi}}. \quad (14)$$

Так, например, если суммарная скорость счета (источник + фон) равна $n = 900c^{-1}$, а скорость счета фона $n_\phi = 100c^{-1}$, то на измерение суммарной скорости счета n следует затратить в три раза больше времени, чем на измерение фона.

Часто ставят иную задачу: найти наименьшие времена t и t_ϕ , при которых относительная погрешность измерения скорости счета от источника δ_{n_u} не превышает заданную δ_0 ($\delta_{n_u} \leq \delta_0$) в предположении, что скорость счета n и n_ϕ постоянны во время измерений. По сути задача сводится к минимизации полного времени измерений (13) при заданной $\delta_{n_u} = \delta_0$ (12). Выполнив минимизацию, получим

$$t \geq \frac{n + \sqrt{n_\phi \cdot n}}{\delta_0^2 (n - n_\phi)^2}, \quad (15)$$

$$t_{\phi} \geq \frac{n_{\phi} + \sqrt{n_{\phi} \cdot n}}{\delta_0^2 (n - n_{\phi})^2}, \quad (16)$$

где знак «равно» соответствует значениям времен t и t_{ϕ} для достижения заданной погрешности δ_0 .

В дальнейшем задачу о наилучшем распределении времени студент решает самостоятельно. При подсчете полной ошибки не следует упускать и другие источники ошибок (точность в определении толщины фольги, расстояний и т.п.). Все квадратичные ошибки складываются в соответствии с формулой (10).

7. Описание установки

Для снятия счетной характеристики используют установку, блок-схема которой приведена на рис. 7.

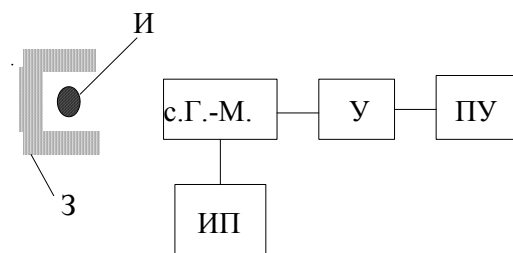


Рис. 7. Блок-схема установки

Источник ионизирующего излучения И помещен в защитное устройство З. Напряжение на электроды счетчика Г.-М. подается с источника питания ИП. Электрические импульсы, возникающие в счетчике, формируются и усиливаются в предусилителе У и регистрируются в пересчетном устройстве ПУ.

Описания пересчетных устройств находятся на рабочих местах. С принципом работы и устройством счетчика Гейгера-Мюллера более подробно можно ознакомиться практически по любому учебному курсу ядерной физики [2-7].

8. Порядок выполнения работы

1. Ознакомившись с описанием пересчетного устройства, включите его в сеть и дайте прогреться в течение 10 мин. Пронаблюдайте его работу в режиме "Проверка". Необходимо визуально убедиться в том, что число импульсов набирается последовательно, т.е. без перескоков. Такой контроль

нужно осуществлять и во время последующих измерений, поскольку выход из строя лишь одной неоновой лампы или декатрона может свести на нет целую серию измерений. Это – общее правило, относящееся ко всем работам.

2. Если пересчетное устройство исправно, и вы научились им пользоваться, включите питание счетчика Г.-М. (с разрешения преподавателя или инженера).

ВНИМАНИЕ!

За область счетной характеристики идет область непрерывного разряда.

Работать в этой области нельзя !

На счетчики СТС-5, СТС-6, СБТ-11 подавать напряжение $U < 460 В$!

3. Получив радиоактивный источник, определите напряжение начала счета $U_{нс}$ (в режиме работы ПУ «Счет импульсов»).

4. Установив пересчетное устройство в режим «Счет времени» (погрешность измерения задает преподаватель), при фиксированном значении числа импульсов N снимите зависимость времени набора данного числа импульсов от напряжения $t = f(U)$.

Данные измерений должны быть представлены в виде таблицы (число частиц N указывает преподаватель, скорость счета n рассчитывает студент):

$U, В$	$U_{нс}$	$460В$
$t, с$
$n = \frac{N}{t}$

ПОМНИТЕ!

В этой работе относительное положение радиоактивного источника и счетчика во время измерений должно быть неизменным.

5. Постройте график зависимости скорости счета от напряжения $n = N/t = f(U)$ (счетную характеристику). На миллиметровую бумагу нанесите экспериментальные точки и проведите через них сглаженную кривую.

6. На основании полученных результатов определите рабочее напряжение $U_{рТ}$ счетчика (середина "плато"), протяженность и наклон "плато" по формуле

$$B = \frac{n_K - n_H}{n_{рТ} \cdot \Delta U} \cdot 100\%; \quad (17)$$

где n_K , n_H , n_{PT} – скорости счета соответственно в конце «плато», в начале «плато» и в рабочей точке; $\Delta U = U_K - U_H$ – протяженность «плато». Сравните с паспортным значением: $B \leq 0,125\%/B$.

7. Предполагая, что в вашем распоряжении имеется время $T = 300c$, измерьте скорость счета от источника n_u в рабочей точке с минимальной погрешностью. Для этого при напряжении U_{PT} измерьте пробную скорость счета от фона n'_ϕ в режиме "Счет импульсов" за время $t'_\phi = 10c$. По графику оцените скорость счета от источника и фона n' . Из соотношения (14) и условия $T = t + t_\phi$ рассчитайте t и t_ϕ и проведите измерения скорости счета n за рассчитанные интервалы времени.

8. Вычислите скорость счета от источника $n_u = n - n_\phi$ и ее среднеквадратичную погрешность $\sigma_{n_u} = \sqrt{\sigma_n^2 + \sigma_{n_\phi}^2}$ в рабочей точке.

9. Найдите относительную погрешность измерения

$$\delta_{n_u} = \frac{\sigma_{n_u}}{n_u} \cdot 100\%$$

и сравните с погрешностью, с которой снята вся счетная характеристика.

10. Используя измеренные значения n и n_ϕ , с помощью формул (15) и (16) найдите наименьшие значения t и t_ϕ при $\delta_{n_u} = \delta_0 = 10^{-2}$.

11. Сформулируйте выводы по данной работе. Укажите, какие излучения можно регистрировать с помощью счетчика Гейгера-Мюллера, использованного в данной работе.

9. Контрольные вопросы

1. Каким условиям должны удовлетворять детекторы, чтобы их можно было использовать в качестве счетчиков числа частиц ионизирующего излучения?
2. Каковы основные характеристики счетчиков числа частиц?
3. В чем отличие счетчиков Гейгера-Мюллера от других счетчиков частиц?
4. Каковы механизмы регистрации заряженных и незаряженных частиц счетчиками Гейгера-Мюллера?
5. Каким образом осуществляется гашение разряда в счетчиках Г.-М.?
6. Что называют счетной характеристикой счетчика Г.-М.?

7. Каким образом определить истинную скорость счета (только от источника ионизирующего излучения)?

8. Как спланировать время измерений для получения наибольшей точности в определении истинной скорости счета?

Список литературы

1. ГОСТ 15484-81. Излучения ионизирующие и их измерение. Термины и определения. - М.: Изд-во стандартов, 1981.

2. Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений. - М.: Энергоатомиздат, 1987.

3. Абрамов А.И., Казанский Е.С., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. - М.: Атомиздат, 1976.

4. Лабораторные занятия по физике / Под ред. Л.Л.Гольдина. - М.: Наука, 1983.

5. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.О.Сергеева. - М.: Высш. шк., 1975.

6. Практикум по ядерной физике / Антонова И.А., Бояркина А.Н., Гончарова Н.Г. и др. 4-е изд. -М: Изд-во МГУ, 1988.

7. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. - М: Наука, 1966.

Лабораторная работа № 2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение способов определения характерных времен счетчика Гейгера-Мюллера, закрепление навыков планирования режима измерений и обработки результатов наблюдений при работе с источниками ионизирующих излучений.

1. Введение

Данная работа является продолжением работы N 1 настоящего практикума, посвященной изучению счетчика Гейгера-Мюллера. При подготовке можно ознакомиться с характерными временами счетчиков по книге [1,с.549-554] или [2,с.158-168].

Счетчик Гейгера-Мюллера относится к ионизационным детекторам, работающим в режиме самостоятельного газового разряда (самоподдерживающегося при постоянном напряжении на электродах счетчика). Самостоя-

тельный газовый разряд можно использовать для регистрации ионизирующих излучений, если разряд, вызванный частицей в рабочем объеме детектора, гасится до попадания в рабочий объем детектора следующей частицы. По методике гашения разряда счетчики Гейгера-Мюллера делятся на несамогасящиеся и самогасящиеся.

В несамогасящихся счетчиках для подавления вторичных эффектов на катоде, вызывающих повторные стадии развития разряда, включают во внешнюю цепь сопротивление нагрузки R порядка $10^8 \div 10^9$ Ом (рис. 4 работы № 1). Сопротивление выбирают таким, чтобы за время развития нескольких электронно-фотонных лавин на нем происходило падение напряжения, при котором счетчик выходит из режима самостоятельного газового разряда. Несамогасящиеся счетчики имеют разрешающее время порядка 10^{-2} с и в настоящее время в физических лабораториях не используются.

В самогасящихся счетчиках повторное развитие разряда подавляют благодаря специальным добавкам к основному газу. Обычно в качестве основного газа используют аргон (около 90%), а в качестве примесного гасящего газа – сложные органические соединения или галогены (около 10%). Компоненты рабочей смеси счетчика должны удовлетворять обязательному условию: потенциал ионизации основного газа должен быть выше, чем потенциал ионизации примеси. В этом случае ионы примесного газа нейтрализуются на катоде, не вызывая эмиссии электронов в объем счетчика. Поскольку гашение разряда в самогасящихся счетчиках связано с процессами в его рабочем объеме, то сопротивление нагрузки для счетчиков, используемых в лаборатории ядерной физики, лежит в диапазоне $10^5 \div 10^6$ Ом.

В ряде физических измерений важен учет временных характеристик детектора. Вследствие статистического распределения во времени потока регистрируемых частиц, возникающих при радиоактивном распаде, фоновых и т.д., всегда имеется отличная от нуля вероятность того, что временной интервал между двумя влетевшими в детектор частицами будет очень мал. Если этот интервал окажется меньше длительности сигнала детектора, то вторая частица не будет сосчитана (не даст самостоятельного счета).

Время τ_M , в течение которого счетчик нечувствителен к излучению, называется *мертвым*. Иначе: мертвое время детектора τ_M – временной промежуток, необходимый для восстановления способности детектора к регистрации излучения. Для типичных самогасящихся счетчиков Гейгера-Мюллера, имеющих в лаборатории, мертвое время составляет величину порядка 10^{-4} с.

Всякая счетная установка, состоящая из детектора, усилителя и пересчетного устройства, после каждого импульса некоторое время неспособна к регистрации, что ограничивает ее разрешающую способность. Разрешающее время усилителя и пересчетного устройства в значительной степени определяется формой импульса, и его значение без труда можно сделать меньшим, чем разрешающее время счетчика Гейгера-Мюллера. Таким образом, общая

разрешающая способность установки определяется в основном разрешающим временем детектора. Это время больше, чем мертвое время счетчика Гейгера-Мюллера, но при применении достаточно чувствительных усилителей приближается к нему (мертвому времени счетчика).

Если в счетчике Гейгера-Мюллера в момент времени t_0 начался разряд, вызванный частицей ионизирующего излучения, то напряжение на счетчике резко падает. Разряд в счетчике приводит к образованию около нити (в области ударной ионизации) облака положительных ионов. Электрическое поле в пространстве между облаком и нитью уменьшается настолько, что поступившие в счетчик новые частицы не вызывают газового разряда. Когда положительно заряженное облако пройдет определенный путь, напряженность поля достигает такой величины, которая соответствует напряжению в момент начала счета. С этого времени t_1 (рис.1) в счетчике снова возможно возникновение электронно-фотонных лавин.

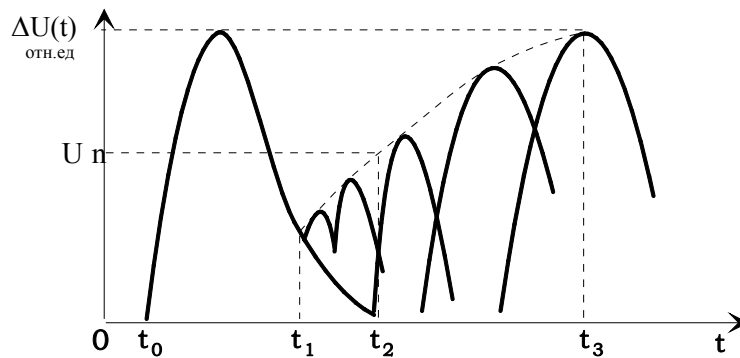


Рис. 1. Изменение амплитуды импульса при разряде в счетчике Гейгера-Мюллера

Таким образом, мертвое время счетчика Гейгера-Мюллера определяется временем движения положительно заряженного облака из области, близкой к нити, к катоду, и равно

$$\tau_M = t_1 - t_0. \quad (1)$$

Поскольку напряженность поля достигает первоначальной величины постепенно, импульсы по истечении мертвого времени еще очень малы и достигают полной нормальной амплитуды лишь ко времени t_3 — к моменту восстановления рабочего напряжения.

Время

$$\tau_B = t_3 - t_1 \quad (2)$$

называют *временем восстановления* (предполагается, что за это время час-

тицы в счетчик не поступали). Время восстановления τ_B – временной промежуток, необходимый для восстановления полной чувствительности детектора к излучению.

Для регистрации импульса необходимо, чтобы его амплитуда превышала определенную величину U_n (порог чувствительности пересчетного устройства). Интервал времени между моментом возникновения разряда и моментом образования амплитуды U_n импульса, т.е. между t_0 и t_2 , называется *разрешающим временем* t_p счетчика Гейгера-Мюллера. Разрешающее время зависит не только от характеристик счетчика (диаметра катода, давления газа и т.д.), но и от срока его службы, а также от частоты поступления импульсов и порога чувствительности пересчетного устройства. Разрешающее время τ_p , измеренная скорость счета n и истинное число поступивших импульсов n_u (истинная скорость счета n_u – это скорость счета при $\tau_p = 0$) связаны соотношением

$$n_u = \frac{n}{1 - n \cdot \tau_p}, \quad (3)$$

которое справедливо, если разрешающее время пересчетного устройства меньше, чем разрешающее время счетчика. Действительно, пусть установка за время измерений t зарегистрировала N событий. При разрешающем времени τ_p полное время нечувствительности установки равно $N\tau_p$. Тогда пропущенными при счете окажутся $n_u N\tau_p$ событий и истинное число частиц ионизирующего излучения, попавших в рабочий объем детектора, равно

$$N_u = N + n_u \cdot N \cdot \tau_p. \quad (4)$$

Разделив обе части выражения (4) на время измерений t , легко получим формулу (3).

Как уже отмечалось ранее, разрешающее время τ_p является переменной величиной. Пусть разрешающее время увеличилось на $d\tau_p$. Тогда число зарегистрированных частиц изменится на dN , равное

$$dN = -n_u \cdot N \cdot d\tau_p. \quad (5)$$

Интегрируя уравнение (5) с начальным условием $N(0) = N_u$, найдем, что

$$N = N_u \cdot e^{-n_u \tau_p},$$

а для скоростей счета

$$n = n_u \cdot e^{-n_u \tau_p}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что разрешающее время τ_p равно

$$\tau_p = \frac{1}{n_u} \cdot \ln\left(\frac{n_u}{n}\right). \quad (7)$$

При $\frac{n_u - n}{n} \ll 1$ с учетом того, что

$$\ln\left(\frac{n_u}{n}\right) = \ln\left(1 + \frac{n_u - n}{n}\right) \approx \frac{n_u - n}{n},$$

выражение(7) принимает вид

$$\tau_p = \frac{n_u - n}{n_u \cdot n}. \quad (8)$$

Выражая из формулы (8) n_u , получим формулу (3), которая чаще всего используется на практике.

Если взять достаточно активный источник излучения и приближать его к счетчику, то наступит такой момент, когда измеряемая скорость счета n достигнет максимального значения n_{max} и дальнейшее приближение источника излучения будет вызывать уменьшение скорости счета. Из формулы (6) легко рассчитать, что максимальная скорость счета n_{max} равна

$$n_{max} = \frac{1}{e \cdot \tau_p}, \quad (9)$$

где $e = 2,71828\dots$, и достигается при $n_u = \frac{1}{\tau_p}$. Отсюда

$$n_u = e \cdot n_{max}. \quad (10)$$

Заметим, что такой способ определения τ_p и n_u связан с исключительной перегрузкой счетчика и может привести к выходу его из строя.

2. Методы определения характерных времен счетчика Гейгера-Мюллера

Для определения характерных времен счетчика Гейгера-Мюллера (мертвого времени и времени восстановления), а также разрешающего времени установки известно несколько методов. Многообразие практических методов связано с затруднениями, обусловленными различными причинами. Например, значения разрешающего времени, полученные при малых скоростях счета, не совпадают со значениями, полученными при высоких скоростях счета. Недостатки других методов связаны с неопределенностью работы пересчетного устройства (подумайте, чем это вызвано) или с тем, что стати-

стические ошибки, которые нужно учитывать при измерениях с радиоактивными источниками, слишком велики. Чаще всего характерные времена измеряют:

- 1) по методу двух препаратов (τ_p),
- 2) по осциллографическому методу (τ_M, τ_B),
- 3) по максимальной скорости счета (τ_p),
- 4) по методу мертвого времени (τ_p),
- 5) по распаду короткоживущего препарата (τ_p).

В данной работе применяются первые два из перечисленных методов.

Метод двух препаратов (рис. 2) предполагает использование счетчика Гейгера-Мюллера, пересчетного устройства и двух источников излучения средней активности (I_1 и I_2).

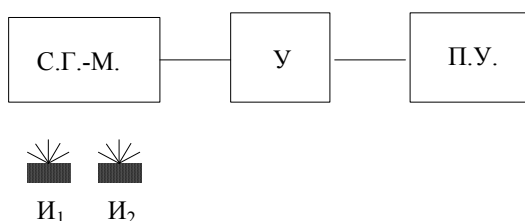


Рис.2. Блок-схема измерений по методу двух препаратов

Вначале измеряется скорость счета от одного препарата, потом сразу от двух, а затем только от второго. Формула для определения разрешающего времени в данном случае имеет вид:

$$\tau_p = \frac{1}{n_{12}} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{n_{12} \cdot (n_1 + n_2 - n_{12})}{n_1 \cdot n_2}} \right], \quad (11)$$

где n_1 , n_2 , n_{12} – измеренные скорости счета соответственно от первого, второго и сразу двух источников. Формулу (11) выведите самостоятельно, используя равенство $n_{1u} + n_{2u} = n_{12u}$ без учета фона для истинных скоростей счета, и формулу (3), связывающую истинные скорости счета с измеренными.

Если

$$\frac{n_{12} \cdot (n_1 + n_2 - n_{12})}{n_1 \cdot n_2} \ll 1, \quad (12)$$

то

$$\tau_P = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1 \cdot n_2}. \quad (13)$$

В том случае, когда активности используемых источников невелики и становится необходимым учет фона, нужно использовать формулу

$$\tau_P = \frac{n_1 + n_2 - n_{12} - n_\phi}{n_{12}^2 - n_1^2 - n_2^2}, \quad (14)$$

где n_ϕ – скорость счета фона.

Проще всего оценить мертвое время счетчика и время восстановления (см. (1), (2)) при помощи запоминающего осциллографа со ждущей разверткой. Импульсы со счетчика подают на вход осциллографа. На экране осциллографа ярко видны первый запускающий импульс и целый ряд неярких импульсов, следующих за первым. Длительности временных интервалов τ_B и τ_M измеряют стандартным способом (рис. 1).

3. Порядок выполнения работы

1. Ознакомившись с приборами, установите напряжение на счетчике Гейгера-Мюллера в середине плато счетной характеристики. Напряжение в течение времени выполнения работы должно быть постоянным.

2. Выполните 5÷10 измерений мертвого времени τ_M и времени восстановления τ_B с помощью осциллографа. Помещая препарат на различные расстояния от счетчика, убедитесь в том, что τ_M и τ_B зависят от n_u (истинной скорости счета).

3. Измерьте приблизительно скорости счета от первого и второго препаратов. Заранее подберите для них такое положение, чтобы их совместная скорость счета не была равна n_{max} (или близкой ей). Определите n_1, n_{12}, n_2 и n_ϕ . Измерения проведите в указанной последовательности, сохраняя при каждом измерении постоянные геометрические условия (взаимное расположение препаратов и счетчика Гейгера-Мюллера). Для обеспечения достаточной точности при измерениях n_1, n_{12} и n_2 устанавливают заданное число импульсов $N \geq 10^4$. В течение нескольких минут измерьте скорость счета фона n_ϕ для расчета разрешающего времени τ_P по формуле (14).

4. Найдите по формулам (11), (13), (14) τ_P и сравните результаты. Оцените справедливость формулы (13), используя при этом неравенство (12).

5. Оцените погрешность определения характерных времен детектора τ_M, τ_B и τ_P . В частности, при определении разрешающего времени τ_P по формуле (13) стандартное отклонение σ_{τ_P} равно

$$\begin{aligned}\sigma_{\tau_P} &= \sqrt{\left(\frac{\partial \tau_P}{\partial n_1} \sigma_{n_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial \tau_P}{\partial n_2} \sigma_{n_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial \tau_P}{\partial n_{12}} \sigma_{n_{12}}\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{\partial \tau_P}{\partial n_1}\right)^2 \frac{n_1}{t_1} + \left(\frac{\partial \tau_P}{\partial n_2}\right)^2 \frac{n_2}{t_2} + \left(\frac{\partial \tau_P}{\partial n_{12}}\right)^2 \frac{n_{12}}{t_{12}}},\end{aligned}\quad (15)$$

где t_1, t_2, t_{12} – времена измерения n_1, n_2, n_{12} соответственно.

6. Сделайте вывод о характерных временах изученного вами счетчика, а также о недостатках и достоинствах применяемых методов их определения.

7. В отчете по выполненной работе приведите вывод формул (3), (11), (13).

4. Контрольные вопросы

1. Дайте определение характерных времен счетчика Гейгера-Мюллера. Чем они определяются?

2. Каким образом происходит гашение разряда в несамогасящихся счетчиках?

3. Каким образом происходит гашение разряда в самогасящихся счетчиках?

4. Как зависят характерные времена счетчика Гейгера-Мюллера от его диаметра?

5. Почему при постепенном приближении достаточно активного препарата к счетчику скорость счета вначале растет, а затем падает?

6. К каким последствиям может привести перегрузка счетчика?

7. В чем суть метода двух препаратов для определения разрешающего времени установки?

Список литературы

1. Лабораторные занятия по физике /Под ред. Л.Л.Гольдина. - М.: Наука, 1983.

2. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. - М.: Атомиздат, 1970.

3. Руководство к практическим занятиям по физическим основам радиохимии /Под ред. А.Н.Несмеянова. -М.: Химия, 1971.

4. Герфорт Л., Кох Ч., Хюбнер К. Практикум по радиоактивности и радиохимии. -М.: Мир, 1984.

Лабораторная работа № 3

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: ознакомление с методами построения статистических рядов и обработки статистических данных на примере изучения радиоактивного распада.

1. Введение

Спецификой измерений, связанных с любым видом радиоактивности (α -, β -, γ - и т.д.), является то, что здесь сама измеряемая величина случайна по своей природе.

Статистический характер радиоактивного распада вытекает из следующих экспериментальных фактов.

1. Вероятность распада в единицу времени λ данного ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, не зависит от внешних условий (исключая e -захват) и постоянна во времени.

2. Среднее число актов радиоактивного распада dN за время dt определяется только количеством радиоактивных ядер $N(t)$ в данный момент времени t и постоянной распада λ :

$$dN = -\lambda N(t)dt. \quad (1)$$

3. Вероятность распада n из N ядер за время, малое по сравнению с периодом полураспада

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

не зависит от числа ядер, распавшихся за такой же предшествующий промежуток времени, т.е. отдельные распады абсолютно неразличимых ядер статистически независимы.

4. Активность радионуклида A , равная

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(-\lambda t), \quad (3)$$

дает среднее число актов распада в единицу времени, характеризуя интенсивность излучения препарата в целом, а не отдельного ядра. Изменение

$A(t)$, определяемое формулой (3), называют законом радиоактивного распада.

Учитывая факт конечности числа радиоактивных ядер в системе, видим, что статистика радиоактивного распада полностью соответствует математической модели, приводящей к биномиальному распределению.

2. Биномиальное распределение

Согласно этому распределению вероятность $P_n(\bar{n}, N)$ осуществления n распадов из общего числа N радиоактивных ядер равна

$$P_n(\bar{n}, N) = C_N^n \left(\frac{\bar{n}}{N}\right)^n \left(1 - \frac{\bar{n}}{N}\right)^{N-n}, \quad (4)$$

где \bar{n} – среднее число распадов за фиксированный интервал времени T_H , равное

$$\bar{n} = \lambda N T_H; \quad (5)$$

$(\bar{n}/N)^n$ есть вероятность распада n ядер при условии их взаимной статистической независимости; $(1 - \bar{n}/N)^{N-n}$ дает вероятность того, что $(N - n)$ ядер не распадутся за время наблюдения T_H ; множитель

$$C_N^n = \frac{N!}{n!(N-n)!},$$

представляет собой число сочетаний из N по n и появляется в формуле (4) вследствие абсолютной неразличимости ядер одного и того же радионуклида.

При изучении короткоживущих распадающихся состояний ядер $T_{1/2} < T_H$ или при ограниченном числе радиоактивных ядер N , когда N нельзя считать бесконечно большим, следует пользоваться только распределением (4). В общем случае биномиальное распределение описывает события, имеющие два исхода A и B , и характеризуется двумя параметрами N и p :

$$p_n(N) = C_N^n p^n q^{N-n}, \quad (6)$$

где p – вероятность исхода A ; $q = 1 - p$ – вероятность исхода B ; $p_n(N)$ – вероятность того, что в N событиях исход A повторится n раз, а исход B повторится $(N - n)$ раз. Из формулы (6) следует, что

$$\sum_{n=0}^N p_n(N) = \sum_{n=0}^N C_N^n p^n q^{N-n} = 1, \quad (7)$$

а среднее значение числа n равно

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^N n p_n(N) = Np. \quad (8)$$

Сумму (7) легко найти, вводя функцию

$$g(Z) = (q + Zp)^N. \quad (9)$$

В выражении (9) коэффициент при Z^n будет в точности равен $p_n(N)$:

$$g(Z) = \sum_{n=0}^N C_N^n p^n q^{N-n} Z^n = \sum_{n=0}^N p_n(N) Z^n. \quad (10)$$

Полагая в выражении (10) $Z=1$, с учетом (9) получим утверждение (7), так как $q + p = 1$. Обратив внимание на то, что $\bar{n} = (dg/dZ)_{z=1}$, получим доказательство утверждения (8).

Квадрат среднеквадратичного отклонения (*дисперсия* D) равен

$$D = \sigma^2 = \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2} - \bar{n}^2 = \overline{n(n-1)} + \bar{n} - \bar{n}^2. \quad (11)$$

С учетом (8) и того, что

$$\overline{n(n-1)} = \sum_{n=0}^N n(n-1) p_n(N) = \left(\frac{d^2 g}{dZ^2} \right)_{z=1} = N(N-1)p^2, \quad (12)$$

получим

$$\sigma^2 = N(N-1)p^2 + Np - N^2 p^2 = Np(1-p)$$

или

$$\sigma = \sqrt{N \cdot p \cdot q}. \quad (13)$$

3. Распределение Пуассона

Распределение Пуассона является предельным случаем биномиального распределения, когда $N \rightarrow \infty, p \rightarrow 0$, но $Np = a$ – конечно и постоянно. Осуществив указанный переход, получим распределение Пуассона

$$P_n(a) = \frac{a^n}{n!} \exp(-a), \quad (14)$$

называемое часто распределением редких явлений (малых чисел).

Воспользовавшись формулами, полученными для \bar{n} и σ в случае биномиального распределения, имеем для пуассоновского распределения

$$\bar{n} = Np = a, \quad (15)$$

$$\sigma = \sqrt{N \cdot p \cdot q} = \sqrt{a} = \sqrt{\bar{n}}, \quad (16)$$

поскольку при $N \rightarrow \infty$ будет $q \rightarrow 1$.

Распределению Пуассона (14), характеризуемому одним параметром \bar{n} , подчиняются, в частности, измерения скорости счета при неизменных условиях эксперимента: фиксированных напряжении на детекторе, интервале времени наблюдения T_H , относительном положении источника ионизирующего излучения и детектора (постоянна средняя плотность потока частиц, падающего на входное окно детектора). В этом случае физическая величина n в формуле (14) имеет смысл числа частиц, регистрируемых при неизменных условиях эксперимента, и равна

$$n = A \cdot \eta \cdot T_H, \quad (17)$$

где A – активность источника, определяемая соотношением (3); η – эффективность регистрации счетной установки (формула (14) работы N4 настоящего практикума).

Распределение Пуассона может быть получено не только как предельный случай биномиального, но и прямо – из предположения пуассоновости потока событий (пуассоновских процессов) [1]: ординарности, стационарности и отсутствия последействия.

Свойство ординарности означает, что вероятность $p_1(\Delta t)$ того, что произойдет одно событие за время Δt , – величина того же порядка малости, что и Δt , то есть

$$p_1(\Delta t) = \lambda \Delta t, \quad (18)$$

где $\lambda = const$ есть вероятность появления события за единичное время. Вероятность $p_{n>1}(\Delta t)$ есть величина более высокого порядка малости:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{p_{n>1}(\Delta t)}{\Delta t} = 0. \quad (19)$$

Свойство стационарности означает, что вероятность появления событий зависит лишь от длительности интервала измерения T_H и не зависит от того, где этот интервал расположен на временной оси, т.е. свойства потока не изменяются во времени.

Отсутствие последействия означает, что вероятность $p(t)$ непоявления события в течение времени t и появление его за промежуток времени dt от t до $t + dt$ могут быть записаны в виде

$$dp = -p(t)\lambda dt,$$

так что

$$p(t) = \exp(-\lambda t). \quad (20)$$

Отсюда следует, что на непересекающихся временных интервалах вероятность появления события в последующем интервале совершенно не зависит от того, что произошло в предыдущем интервале. Условие отсутствия последействия выполняется лишь для событий нулевой длительности, т.е. точечных событий. Наличие мертвого времени τ у детекторов излучений означает конечную длительность события. При $n\tau \ll 1$ вероятность прихода n событий длительностью τ за время t если начала таких событий образуют пуассоновский поток, дается формулой

$$p_n(t) = \frac{[n_o(t - n\tau)]^n}{n!} \exp[-n_o(t - n\tau)], \quad (21)$$

а для среднего \bar{n} и дисперсии распределения $p_n(t)$ – формулами

$$\bar{n} = \frac{n_o t}{(1 + n_o \tau)}; \quad D = \frac{n_o t}{(1 + n_o \tau)}. \quad (22)$$

В формулах (21), (22) n_o – средняя скорость счета при $\tau = 0$.

Распределение Пуассона – распределение вероятностей редких событий и при малых вероятностях ($P < 0,1$) оно может быть использовано в качестве приближения биномиального распределения при $\bar{n} = Np$ и $N \rightarrow \infty$ [1], а при $\bar{n} \gg 20$ практически совпадает с нормальным.

4. Нормальное (гауссово) распределение

В реальных экспериментах часто условия таковы, что в формуле (14) $a = \bar{n} \gg 1$; $\sigma(\bar{n}) = \sqrt{\bar{n}} \gg 1$, так, что вероятности близких значений n будут почти одинаковы и в этом случае следует рассматривать вероятность не отдельного возможного значения n , а вероятность попадания в заданный интервал значений \bar{n} вблизи некоторого фиксированного значения \bar{n} , то есть совершается переход от дискретного распределения к непрерывному – нормальному распределению:

$$f(n - \bar{n})dn = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(n - \bar{n})^2}{2\sigma^2}\right] dn, \quad (23)$$

где $f(n - \bar{n})$ – плотность вероятности. Тогда вероятность попадания случайной величины n в интервал $n_1 < n < n_2$ определится интегралом

$$P(n_1 < n < n_2) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{n_1}^{n_2} \exp\left[-\frac{(n - \mu)^2}{2\sigma^2}\right] dn, \quad (24)$$

где математическое ожидание $\mu = \bar{n}$, а дисперсия для нормального распределения $D = \sigma^2$. Воспользовавшись протабулированными функциями Лапласа (или Гаусса) [1, 7, 8]

$$\Phi(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z \exp(-t^2) dt, \quad (25)$$

можно вычислить интеграл (24) в любых пределах, в том числе показать, что

$$P(|n - \bar{n}| < \sigma) = \Phi(1/\sqrt{2}) = 0,682, \quad (26.a)$$

$$P(|n - \bar{n}| < 2\sigma) = \Phi(\sqrt{2}) = 0,954, \quad (26.б)$$

$$P(|n - \bar{n}| < 3\sigma) = \Phi(3/\sqrt{2}) = 0,997. \quad (26.в)$$

В реальном эксперименте приходится иметь дело с конечным числом измерений N и, как следствие, с *выборочным средним*

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i. \quad (27)$$

Ответ на вопрос о соответствии выборочного среднего \bar{X} и математи-

ческого ожидания μ дает *центральная предельная теорема*[1, 8]:

Пусть случайная величина X имеет среднее значение μ и дисперсию D . Если D конечно, то при стремлении объема выборки $N \rightarrow \infty$ распределение выборочного среднего \bar{X} будет стремиться к нормальному со средним μ и дисперсией D/N независимо от характера величины X .

Таким образом, распределение значений случайной величины будет близко к нормальному всякий раз, когда результаты измерений формируются под влиянием большого числа независимо действующих факторов, каждый из которых носит случайный характер.

Для оценок рассеивания значений случайной величины в окрестности \bar{X} (если \bar{X} и D существуют) может быть использована *теорема Чебышева*. Согласно этой теореме для любого распределения вероятность события $|X - \bar{X}| > \sigma_g$ ($g > 1$) не больше, чем $1/g^2$, то есть

$$P(|X - \bar{X}| > \sigma_g) < \frac{1}{g^2}. \quad (28)$$

В практических условиях, если $\bar{n} = A\eta T_H \leq 20$, удобнее использовать вместо биномиального распределения пуассоновское, а если $\bar{n} > 20$, то нормальное. Биноминальным распределением (6) следует пользоваться при изучении короткоживущих распадающихся состояний ($T_{1/2} \leq T_H$) или при ограниченном числе ядер N .

5. Описание установки

Блок-схема экспериментальной установки изображена на рис. 1.

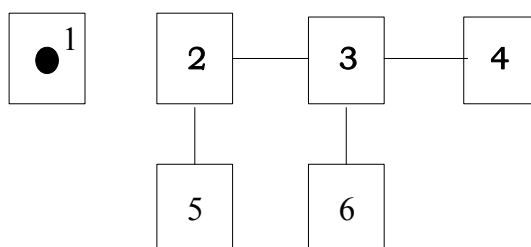


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

- 1 – источник ионизирующего излучения (ИИИ) закрытого типа;
- 2 – детектор излучения (как правило, счетчик Гейгера-Мюллера);
- 3 – усилитель сигналов;
- 4 – пересчетное устройство, работающее в режиме фиксированного промежутка времени или числа импульсов;
- 5 – высоковольтный источник питания детектора;
- 6 – низковольтный источник питания усилителя.

6. Порядок проведения измерений

1. Установить для счетчиков СБТ-7, СБТ-11, СТС-5, СТС-6 рабочее напряжение (380 – 420 В). В режиме «Счет импульсов» пересчетного устройства подобрать положение источника ионизирующего излучения и время наблюдения T_H так, чтобы среднее число $\bar{n} = A\eta T_H$ регистрируемых частиц было равным $10 \div 15$.

2. Экспериментальные данные рекомендуется сразу же строить в виде гистограмм на бумаге в клетку, на которой по оси X – число n зарегистрированных импульсов за фиксированный интервал времени, а по оси Y – число регистрации $f(n)$ данного числа импульсов n .

Число измерений N должно быть не менее 1000!

3. Результаты эксперимента необходимо, используя гистограмму, представить в виде таблицы (статистического ряда)

n	0	1	2	3	4	5	...	N_{\max}
$f(n)$

7. Обработка результатов измерений

При обработке результатов измерений из-за ограниченности числа N используются статистические аналогии числовых характеристик случайной величины, а сама обработка выполняется в следующем порядке:

1. По формуле

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{n_{\max}} n f(n) \quad (29)$$

рассчитать \bar{n} – среднее число частиц, зарегистрированных при постоянных условиях измерений.

2. По формуле

$$P_n^* = \frac{f(n)}{N} \quad (30)$$

определить частоты регистрации P_n^* данного числа частиц, соответствующие вероятности P_n , в связи с тем, что при увеличении числа измерений N

$$\lim_{N \rightarrow \infty} P_n^* = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{f(n)}{N} = P_n. \quad (31)$$

3. По формуле

$$D = \sum_{n=0}^{n_{\max}} \frac{f(n) \cdot (n - \bar{n})^2}{N} \quad (32)$$

определить статистическую дисперсию D .

4. Приняв гипотезу о справедливости закона Пуассона (14), вычислить теоретические значения P_n при среднем \bar{n} , найденном по формуле (29). Изобразить зависимости P_n^* и P_n на одном графике.

5. Используя данные пунктов 2 и 4, найти вероятности экспериментального

$$P^*(\bar{n} - k\sqrt{D} \leq n \leq \bar{n} + k\sqrt{D})$$

и теоретического

$$P(\bar{n} - k\sqrt{\bar{n}} \leq n \leq \bar{n} + k\sqrt{\bar{n}})$$

отклонений результатов измерений n от \bar{n} и их величины $k\sqrt{D}$ и $k\sqrt{\bar{n}}$ ($k = 1; 2; 3$) по формуле

$$P(n_1 \leq n \leq n_2) = \sum_{i=n_1}^{n_2} P_i.$$

6. Сравнить теоретическое (пуассоновское) и экспериментальное распределения по критерию согласия χ^2 Пирсона.

7. В отчете представить необходимые и достаточные условия выполнения распределения Пуассона и вывод формулы (14). Используя формулу (14), показать, что для распределения Пуассона дисперсия $D = \bar{n}$, а среднее квадратичное отклонение результатов эксперимента $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$.

8. В выводах указать, как влияет на результаты измерения величин $\bar{n}, \sigma, f(n)$ учет:

а) разрешающего времени τ счетчика Гейгера-Мюллера, если истинное число частиц $n_{\text{э}}$ связано с измеренным n соотношением

$$n_{\text{э}} = \frac{n}{(1 - n\tau)};$$

б) эффективность регистрации счетной установки;

в) наличие защитных пленок у источников ИИ, входного окна счетчиков и слоя воздуха между источником и счетчиком.

8. Критерий согласия χ^2 Пирсона [3, 8]

Пусть в результате независимых опытов получен статистический ряд

n	0	1	2	3	4	...	n_{max}
P_n^*	P_0^*	P_1^*	P_2^*	P_3^*	P_4^*	...	$P_{n_{max}}^*$

Чтобы определить, согласуются ли экспериментальные данные с гипотезой о том, что случайная величина n имеет данный закон распределения, заданный функцией распределения $F(n)$ или плотностью распределения вероятности $f(n)$, следует сравнить наблюдаемые частоты P_n^* с теоретически найденными вероятностями P_n попадания случайной величины в каждый из разрядов, исходя из предполагаемого закона распределения. В качестве меры расхождения между теоретическим и найденным статистическим распределением выбирают сумму квадратов отклонений $(P_n^* - P_n)^2$, взятых с некоторыми весами C_n :

$$U = \sum_{n=1}^{n_{max}} C_n (P_n^* - P_n)^2.$$

Коэффициенты C_n веса разрядов вводятся потому, что по абсолютной величине отклонение $(P_n^* - P_n)^2$ зависит от величины вероятности P_n . Естественно взять веса обратно пропорциональными вероятностям разрядов. Пирсон показал, что если положить $C_n = N/P_n$, то при больших N закон распределения величины U практически не зависит от функции распределения и приближается к так называемому распределению χ^2 . Мера расхождения обычно обозначается

$$\chi^2 = N \sum_{n=1}^{n_{max}} \frac{(P_n^* - P_n)^2}{P_n}. \quad (33)$$

Учитывая, что P_n^* равна $f(n)/N$, формулу (33) приводят к виду

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^{n_{max}} \frac{(f(n) - NP_n)^2}{(NP_n)}. \quad (34)$$

Распределение χ^2 дает возможность оценить степень согласованности теоретического и экспериментально полученного статистического распределения.

Ввиду ограниченности числа измерений ($N \approx 1000$) число наблюдений

на «крыльях» гистограммы получается небольшим. Вклад в χ^2 от этих областей, тем не менее, иногда бывает весьма значительным, что связано с арифметическими операциями над малыми числами. В этом случае имеет смысл объединить некоторые разряды. Дело в том, что критерий Пуассона применяется при предельном переходе $N \rightarrow \infty$, поэтому достаточно большим должно быть не только общее число наблюдений N , но и число регистраций $f(n)$ в отдельных разрядах. На практике рекомендуется иметь в каждом разряде (столбце гистограммы) не менее $8 \div 10$ наблюдений. Если числа наблюдений $f(n) = 0 \div 3$, имеет смысл объединить некоторые разряды так, чтобы суммарное число $f(n)$ на объединенных участках было не меньше 10. Соответственно объединяются и теоретические вероятности. После такого объединения разрядов полное число слагаемых в χ^2 естественно уменьшается, но принцип вычисления меры расхождения остается прежним (33), (34). Как показывает опыт, объединение разрядов на "крыльях" гистограммы приводит к существующему улучшению согласованности теоретического и экспериментально полученного распределений.

Схема применения критерия χ^2 оценки согласованности теоретического и статистического распределений сводится к следующему:

1. Определяется мера расхождения χ^2 по формулам (33),(34).
2. Определяется число степеней свободы r как число разрядов n_{max} минус число наложенных на частоты P_n^* связей s : $r = n_{max} - s$. В случае распределения Пуассона $s=2$, а связи выражаются формулами (7) и (8).

Таблица 1

Значения $\chi_{кр}^2$. в зависимости от p (%) и r

r n	99	98	95	90	80	70	50	30	20	10	5	2	1	0,1
4	0,3	0,4	0,7	1,1	1,6	2,2	3,4	4,9	6,0	7,8	9,5	11,7	13,3	18,5
5	0,6	0,8	1,1	1,6	2,3	3,0	4,4	6,1	7,3	9,2	11,1	13,4	15,1	20,5
6	0,9	1,1	1,6	2,2	3,1	3,8	5,3	7,2	8,6	10,6	12,6	15,0	16,8	22,5
7	1,2	1,6	2,2	2,8	3,8	4,7	6,3	8,4	9,8	12,0	14,1	16,6	18,5	24,3
8	1,6	2,0	2,7	3,5	4,6	5,5	7,3	9,5	11,0	13,4	15,5	18,2	20,1	26,1
9	2,1	2,5	3,3	4,2	5,4	6,4	8,3	10,7	12,2	14,7	16,9	19,7	21,7	27,9
10	2,6	3,1	3,9	4,9	6,2	7,3	9,3	11,8	13,4	16,0	18,3	21,2	23,2	29,6
11	3,1	3,6	4,6	5,6	7,0	8,1	10,3	12,9	14,6	17,3	19,7	22,6	24,7	31,3
12	3,6	4,2	5,2	6,3	7,8	9,0	11,3	14,0	15,8	18,5	21,0	24,1	26,2	32,9
13	4,1	4,8	5,9	7,0	8,6	9,9	12,3	15,1	17,0	19,8	22,4	25,5	27,7	34,5
14	4,7	5,4	6,6	7,8	9,5	10,8	13,3	16,2	18,1	21,1	23,7	26,9	29,1	36,1
15	5,2	6,0	7,3	8,5	10,3	11,7	14,3	17,3	19,3	22,3	25,0	28,3	30,6	37,7
16	5,8	6,6	8,0	9,3	11,1	12,6	15,3	18,4	20,5	23,5	26,3	29,6	32,0	39,2
17	6,4	7,3	8,7	10,1	12,0	13,5	16,3	19,5	21,6	24,8	27,6	31,0	33,4	40,8

18	7,0	7,9	9,4	10,9	12,9	14,4	17,3	20,6	22,8	26,0	28,9	32,3	34,8	42,3
19	7,6	8,6	10,1	11,6	13,7	15,4	18,3	21,6	23,9	27,2	30,1	33,7	36,2	43,8
20	8,3	9,2	10,8	12,4	14,6	16,3	19,3	22,8	25,0	28,4	31,4	35,0	37,6	45,3
21	8,9	9,9	11,6	13,2	15,4	17,2	20,3	23,9	26,2	29,6	32,7	36,3	38,9	46,8
22	9,5	10,6	12,3	14,0	16,3	18,1	21,3	24,9	27,3	30,8	33,9	37,7	40,3	48,3
23	10,2	11,3	13,1	14,8	17,2	19,0	22,3	26,0	28,4	32,0	35,2	39,0	41,6	49,7
24	10,9	12,0	13,8	15,7	18,1	19,9	23,3	27,1	29,6	33,2	36,4	40,3	43,0	51,2
25	11,5	12,7	14,6	16,5	18,9	20,9	24,3	28,2	30,7	34,4	37,7	41,6	44,3	52,6
26	12,2	13,4	15,4	17,3	19,8	21,8	25,3	29,2	31,8	35,6	38,9	42,9	45,6	54,0
27	12,9	14,1	16,1	18,1	20,7	22,7	26,3	30,3	32,9	36,7	40,1	44,1	47,0	55,5
28	13,6	14,8	16,9	18,9	21,6	23,6	27,3	31,4	34,0	37,9	41,3	45,4	48,3	56,9
29	14,3	15,6	17,7	19,8	22,5	24,6	28,3	32,5	35,1	39,1	42,6	46,7	49,6	58,3
30	15,0	16,3	18,5	20,6	23,4	25,5	29,3	33,5	36,2	40,3	43,8	48,0	50,9	59,7

3. По r и χ^2 с помощью табл. 1 определяется вероятность того, что величина, имеющая распределение χ^2 с r степенями свободы, превзойдет данное критическое значение $\chi_{кр}^2$.

В табл. 1: p – вероятность в % найти на опыте значение χ^2 , больше, чем указано в табл. 1; r – число степеней свободы системы.

Вероятность $p(\%)$, определенная по табл. 1, есть вероятность того, что за счет чисто случайных причин мера расхождения теоретического (предполагаемого) и статистического (экспериментального) распределений (33) или (34) будет не меньше, чем фактически полученное в данной серии опытов значений χ^2 . Если эта вероятность мала, гипотеза отбрасывается как неподходящая. Если эта вероятность относительно велика, гипотезу можно признать не противоречащей экспериментальным данным. На практике, если вероятность p оказывается меньше, чем 1%, рекомендуется проверить правильность проведения эксперимента (в первую очередь - стационарность условий измерений). Если нет возможности повторить эксперимент, следует вручную пересчитать χ^2 , объединяя разряды по два, т.е. сложить вероятности $P_0 + P_1$, $P_2 + P_3$ и т.д., как теоретические, так и практические, и снова посчитать χ^2 . Такой прием позволяет сгладить большие расхождения P_δ и P_γ на "крыльях" распределения.

Поясним на конкретном примере, как пользоваться табл. 1. Пусть при $r=10$ получено $\chi^2=4,15$. Это значение можно сравнить с ближайшим $\chi_{кр}^2$, таким, чтобы выполнялось неравенство $\chi^2 > \chi_{кр}^2$. В нашем примере таким значением является $\chi_{кр}^2=3,9$ и соответствующая этому значению вероятность составляет 95%. Поэтому гипотезу о соответствии выбранного теоретического распределения вероятностей статистическому (экспериментальному) следует принять. Если же χ^2 , рассчитанное по формулам (33) и (34), пре-

вышает все $\chi_{кр}^2$. данной строки таблицы, то исследуемая гипотеза считается ошибочной, т.к. при этом вероятность истинности этой гипотезы менее 1%.

9. Контрольные вопросы

1. Каковы экспериментальные факты, подтверждающие статистический характер радиоактивного распада?
2. Каковы условия пуассоновости событий?
3. Каковы экспериментальные условия для набора статистики в данной работе?
4. При каких условиях и каким образом может быть получено:
 - а) распределение Пуассона из биномиального распределения;
 - б) распределение Гаусса из распределения Пуассона?
5. Выполняется ли условие применимости центральной предельной теоремы? Ответ пояснить.
6. Почему при использовании распределения Пуассона в критерии согласия Пирсона число наложенных связей $s = 2$?
7. Нужно ли при исследовании закономерностей радиоактивного распада учитывать поправку на фоновое излучение?

Список литературы

1. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967.
2. Лабораторные занятия по физике: Учеб. пособие для вузов. М.: Атомиздат (любое издание).
3. Ляпидевский А.И. Методы детектирования излучений: Учеб. пособие для вузов. М.: Атомиздат, 1987.
4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики: Учеб. пособие для вузов. М.: Атомиздат (любое издание).
5. Практикум по ядерной физике/ Антонова И.А., Бояркина А.Н., Гончарова Н.Г., и др. М.: Изд-во МГУ, 1988.
6. Практикум по ядерной физике/ Под ред. В.О. Сергеева. М.: Высш. шк., 1975.
7. Иродов И.Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике: Учеб. пособие для вузов. 7-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1984.
8. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1969.

Лабораторная работа № 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ β -ПРЕПАРАТА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: определение активности β -препарата в тонком источнике методом фиксированного телесного угла.

1. Основные характеристики радиоактивного распада

Активность A радионуклида в источнике (образце) определяют как число распадов в единицу времени

$$A = -\frac{dN}{dt}. \quad (18)$$

В этом выражении N — число радиоактивных ядер в момент времени t , изменяющееся со временем по закону

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} = \frac{m}{M} N_A \cdot e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где m — масса радионуклида в источнике, M — его молярная масса, N_A — число Авогадро.

В формуле (2) $N_0 = N(0)$, а постоянная распада λ связана с периодом полураспада $T_{1/2}$ соотношением

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (19)$$

Постоянная распада λ есть вероятность распада в единицу времени данного ядра (радионуклида), находящегося в определенном энергетическом состоянии, и связана со средним временем жизни ядра τ соотношением

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (20)$$

Активность радионуклида связана с числом радиоактивных ядер в источнике в данный момент времени соотношением

$$A = \lambda N. \quad (21)$$

Отсюда следует, что

$$A = \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (22)$$

где $A_0 = \lambda N_0$ — активность в начальный момент времени $t = 0$. Единица активности в СИ — беккерель (*Бк*), равный одному распаду в секунду. Внесистемная единица активности — кюри (*Ku*), равный $3,7 \cdot 10^{10}$ *Бк*.

Число распадов (ядерных превращений) далеко не всегда совпадает с числом испускаемых корпускулярных частиц (α -, β^+ -, β^- -частиц и т.д.) и (или) фотонов. Связать активность радионуклида в источнике с числом испускаемых корпускулярных частиц или фотонов можно, зная схему распада радионуклида (см. рис.1): число испускаемых источником корпускулярных частиц или фотонов равно произведению активности радионуклида A на число f испускаемых частиц или фотонов при одном распаде, т.е. Af .

Выражение (6) для активности верно только в случае простого распада. Если образовавшиеся при распаде ядра сами радиоактивны, то возникают цепочки (ряды) радиоактивных превращений. В простейшем, но имеющем наибольшее практическое значение случае радиоактивной цепочки $A \rightarrow B \rightarrow C$ изменение числа ядер A и B определяется из системы уравнений

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A; \quad \frac{dN_B}{dt} = -\lambda_B N_B + \lambda_A N_A. \quad (23)$$

Решение системы уравнений (7) с начальными условиями

$$N_A(0) = N_{A_0}; \quad N_B(0) = N_{B_0} = 0 \quad (24)$$

имеет вид

$$N_A = N_{A_0} e^{-\lambda_A t}; \quad N_B = \frac{N_{A_0} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}), \quad (25)$$

а полная активность препарата, состоящего из радиоактивных ядер A и B , равна

$$\lambda_A N_A + \lambda_B N_B = \lambda_A N_{A_0} \left[e^{-\lambda_A t} \left(1 + \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \right) - e^{-\lambda_B t} \left(\frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \right) \right]. \quad (26)$$

Если $T_A \gg T_B$ ($\lambda_A \ll \lambda_B$), то через время $t \gg T_B$ устанавливается так называемое вековое равновесие

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{T_A}{T_B} = \frac{\lambda_B}{\lambda_A}. \quad (27)$$

На рис. 1,а указана схема распада ($^{90}_{38}\text{Sr} - ^{90}_{39}\text{Y}$) — источника, используемого в данной работе, и $^{60}_{27}\text{Co}$ на рис. 1,б — в качестве примера.

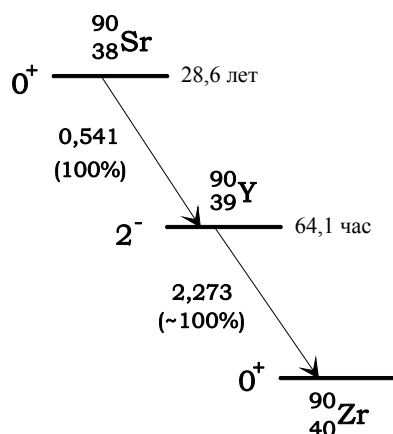


Рис. 1,а

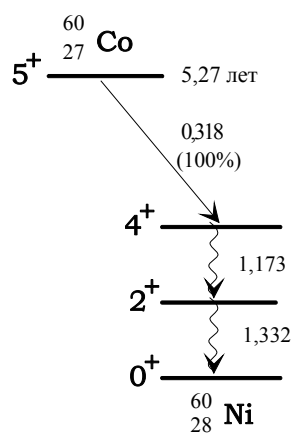


Рис. 1,б

На рис. 1,а, 1,б $0^+, 2^-$ и т.д. — спины и четности ядер в данных состояниях; 28,6 лет, 64,1 час и т.д. — периоды полураспада; 0,541, 2,273 и т.д. — максимальная энергия ($MэВ$) β -превращений; (100%) — доля распадов в процентах. Из рис. 1,а видно, что активность ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$)-источника равна сумме активностей радионуклидов ^{90}Sr и ^{90}Y . Из рис. 1,б видно, что активность радионуклида ^{60}Co равна числу испущенных β^- -частиц или половине числа испущенных γ -квантов.

2. Определение активности β -препарата

Методы определения активности разделяются на абсолютные и относительные.

Относительные методы в экспериментальном плане проще абсолютных и основаны на сравнении активностей препаратов одного и того же радионуклида. Если условия измерения активностей исследуемого препарата A_x и образцового A совершенно одинаковы, то

$$\frac{n_x}{n} = \frac{A_x}{A}, \quad (28)$$

где n_x и n — скорости счета исследуемого и образцового препаратов соответственно.

В абсолютных методах измеряемыми параметрами служат ионизационный ток, скорость счета и температура (калориметрический метод). При работе с высокими активностями используют ионизационные и калориметрические методы, при работе с менее активными препаратами — измерение скорости счета.

Наиболее простым из абсолютных, но и наименее точным (ошибка до 10%) является метод определения активности с помощью торцового газоразрядного счетчика (метод фиксированного телесного угла).

В общем случае абсолютная активность может быть найдена из соотношения

$$A = \frac{n - n_{\phi}}{\eta}, \quad (29)$$

где η — эффективность регистрации счетной установки; n — скорость счета, обусловленная β — излучением препарата и фоном; n_{ϕ} — скорость счета, обусловленная фоном. При этом n и n_{ϕ} должны быть записаны с учетом поправки на разрешающее время τ установки, т.е. измеренная скорость счета n должна быть домножена на $1/(1 - n\tau)$ (см.[1]).

Эффективность регистрации счетной установки η может быть представлена в общем случае в виде [2]:

$$\eta = G \cdot \sum_{i=1}^l a_i \cdot q_i \cdot \varepsilon_i \cdot p_i \cdot f_i \cdot k_i, \quad (30)$$

где l — число радионуклидов в препарате; G — поправка на геометрические условия измерений; a_i — относительная активность i -го радионуклида; q_i — поправка на обратное рассеяние от подложки препарата; ε_i — поправка на эффективность регистрации собственно счетчиком; p_i — поправка на самопоглощение и саморассеяние β — излучения в веществе источника; k_i — поправка на поглощение β — частиц на пути от поверхности источника до чувствительного объема детектора; f_i — число испущенных частиц в одном акте распада.

При записи формулы (14) предполагалось, что:

- 1) в качестве детектора используется газоразрядный счетчик;
- 2) расстояние между счетчиком и источником β — излучения достаточно велико;
- 3) угловое распределение ионизирующего излучения изотропно;
- 4) поглощение β — электронов для одиночных разрешенных β — спектров приближенно описывается законом

$$n = n(0) \cdot e^{-\mu x}, \quad (31)$$

где $n(0)$ — скорость счета без поглотителя; μ , $см^2/г$ — массовый коэффициент

ент поглощения электронов; X , $г/см^2$ — массовая толщина поглотителя, равная

$$x = \sum_i \rho_i \cdot l_i, \quad (32)$$

а ρ_i и l_i — соответственно плотность и толщина i -го вещества поглотителя (слюда, алюминий, воздух).

Введение понятия *массовой толщины* оправдано тем, что при условии учета только ионизационных потерь энергии электронами, ослабления потока излучения в двух слоях различной плотности ρ и толщины l будут одинаковыми, если $\rho_1 l_1 = \rho_2 l_2$.

В учебной лаборатории приходится работать с закрытыми источниками. В связи с тем, что в β -спектре любого радионуклида имеется достаточно большое число электронов малых энергий, часть β -излучения неизбежно поглощается в слюде входного окна торцового счетчика, слое воздуха, защитной оболочке источника. При измерении абсолютной активности необходимо учитывать поглощение излучения в этих материалах, причем их суммарная массовая толщина x_0 равна

$$x_0 = \rho_1 \cdot l_1 + \rho_2 \cdot l_2 + \rho_3 \cdot l, \quad (33)$$

где $\rho_1 \cdot l_1$ — массовая толщина входного слюдяного окна счетчика Гейгера-Мюллера, равная $3 \text{ мг}/\text{см}^2$; $\rho_2 \cdot l_2$ — массовая толщина алюминиевой фольги, защищающей радиоактивный препарат, равная $15 \text{ мг}/\text{см}^2$; ρ_3 — плотность воздуха; l — расстояние между источником и счетчиком.

Поправка G на геометрические условия равна доле излучения, идущего по направлению к границе чувствительного объема детектора, обращенной к источнику. Для неточечного источника, радиус которого $r \ll l$ (l — расстояние между источником и счетчиком), поправка может быть найдена по формуле [3]:

$$G = \frac{1}{2} (1 - \cos \Theta \cdot [1 + \frac{3r^2}{2l^2} (\frac{\sin 2\Theta}{4})^2]), \quad (34)$$

где 2Θ — угол, под которым видно входное окно счетчика из геометрического центра препарата; r — диаметр входного окна счетчика (указан на рабочем месте); l — расстояние между источником и входным окном счетчика (указывает преподаватель).

Относительные активности a_i каждого из нуклидов в источнике излучения определяются схемой распада и временем t , прошедшим после изготовления источника. В данной работе используется $({}^{90}_{38}\text{Sr} - {}^{90}_{39}\text{Y})$ -препарат

(схема распада — рис.1а) со временем $t \gg T_B = 64,1$ час. В препарате установилось вековое равновесие $\lambda_A \cdot N_A = \lambda_B \cdot N_B$ (см. формулу (11)). Следовательно, активности нуклидов ${}^{90}_{38}\text{Sr}$ и ${}^{90}_{39}\text{Y}$ одинаковы и равны, т.е. $a_1 = a_2 = 1/2$.

Поправка q на обратное рассеяние связана с тем, что половина всех электронов излучается источником в направлении подложки. В результате процессов многократного рассеяния определенная доля этих электронов может отклоняться на угол, больший 90° , и, таким образом, некоторые из них могут регистрироваться детектором, увеличивая скорость счета в q раз. Поправочный коэффициент растет с увеличением Z материала подложки, максимальной энергии β -излучения и толщины подложки d , достигая максимального значения q_{max} практически при толщине $d = 0,2R$ (R — длина пробега β -электронов).

В используемых для учебных целей (${}^{90}_{38}\text{Sr} - {}^{90}_{29}\text{Y}$) — препаратах на толстой подложке ($d > 0,3R$) можно принять $q = 1,25$

Поправка ε на эффективность регистрации счетчика равна вероятности регистрации ионизирующей частицы, попавшей в его чувствительный объем. Если частица создает в среднем m пар ионов, то вероятность не создать ни одной пары ионов в счетчике по закону Пуассона равна $\exp(-m)$, и, следовательно, эффективность регистрации заряженных частиц в счетчике равна [4]:

$$\varepsilon = 1 - \exp(-m). \quad (35)$$

Эффективность самогасящихся газоразрядных счетчиков к β -излучению можно принять равной 0,99.

Поправка p на самопоглощение и саморассеяние непосредственно в радиоактивном препарате с погрешностью около 1% может быть принята равной 1 для тонких источников, удовлетворяющих условию

$$t \ll \Delta_{1/2}, \quad (36)$$

где t — толщина источника, $\Delta_{1/2}$ — слой половинного ослабления.

Поправка f_i определяется схемой распада. Для рассматриваемого в данной работе (${}^{90}_{38}\text{Sr} - {}^{90}_{39}\text{Y}$) — препарата (см. рис.1а) $f_1 = f_2 = 1$.

Поправка k на поглощение β -электронов на пути от поверхности препарата до чувствительного объема детектора может быть найдена двумя способами.

Первым способом, как следует из формулы (15), k может быть найдена при использовании коэффициента поглощения электронов μ по формуле:

$$k = e^{-\mu x_0}, \quad (37)$$

где x_0 рассчитывается по формуле (17), а зависимость массового коэффициента поглощения μ ($\text{см}^2/\text{г}$) от максимальной энергии β -частиц E_β (МэВ) можно аппроксимировать одним из следующих способов [4]:

$$\mu \approx 15,5 E_\beta^{-1,41} \approx 17 E_\beta^{-1,43} \approx 22 E_\beta^{-1,33}. \quad (38)$$

Второй способ определения поправки k на поглощение заключается в использовании *дополнительных* слоев поглотителя между источником излучения и детектором.

Если верно предположение (15), то по графику зависимости $\ln n$ от толщины поглотителя x (рис.2) могут быть найдены значения $\ln n_0$ и $\ln n(0)$, соответствующие пересечениям с ординатой в точках $0'$ и 0 экстраполированного линейного участка 2 (указан пунктирными линиями на рис.2).

Максимальный пробег R_β ($\text{г}/\text{см}^2$) в алюминии β -частиц с максимальной энергией E_β (МэВ) определяется по формулам [4]:

$$\begin{aligned} R_\beta &= 0,407 \cdot E_\beta^{1,38}, & 0,15 < E_\beta < 0,8; \\ R_\beta &= 0,542 \cdot E_\beta - 0,133, & 0,8 < E_\beta < 3; \\ R_\beta &= 0,530 \cdot E_\beta - 0,106, & 2,5 < E_\beta < 20. \end{aligned} \quad (39)$$

Для используемого в данной работе (${}^{90}_{38}\text{Sr} - {}^{90}_{39}\text{Y}$) – источника имеет место вековое равновесие (см. рис. 1,а и формулу (11)).

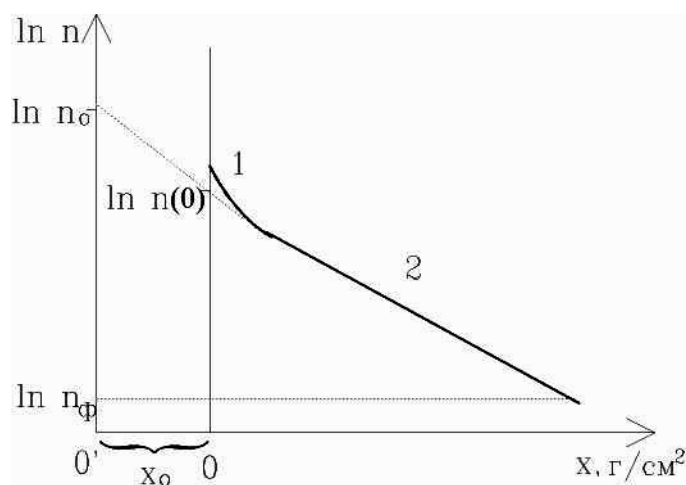


Рис. 2. Графическая иллюстрация к экспериментальному способу определения по-

правки на поглощение

Как следует из формул (23) $R_\beta \approx 0,6$ мм при $E_\beta = 0,541$ Мэв (максимальная энергия β -спектра распада ${}^{90}_{38}\text{Sr}$), что практически совпадает с толщиной поглотителя, меньше которой на графике $\ln n - x$ (рис. 2.) наблюдается отклонение от линейной зависимости. Следовательно, при линейной экстраполяции участка 2 на рис.2 для получения значений $\ln n_0$ и $\ln n(0)$ должны быть использованы экспериментальные данные $\ln n$ при $x \geq 0,6$ мм, а поправки k на поглощение равны

$$k_1 = 0 \quad ({}^{90}_{38}\text{Sr}),$$

$$k_2 = \frac{n(0) - n_\phi}{n_0 - n_\phi} \quad ({}^{90}_{39}\text{Y}), \quad (40)$$

где $n(0)$ — экстраполированная скорость счета в отсутствие дополнительного поглотителя (см. рис.2).

Таким образом, эффективность регистрации счетной установки в условиях данной работы может быть найдена по формуле

$$\eta = G \cdot a \cdot q \cdot \varepsilon \cdot p \cdot (k_1 f_1 + k_2 f_2), \quad (41)$$

где $a = a_1 = a_2 = 1/2$; $q = q_1 = q_2 = 1,25$; $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,99$; $p = p_1 = p_2 = 1$; $f_1 = f_2 = 1$.

3. Описание установки

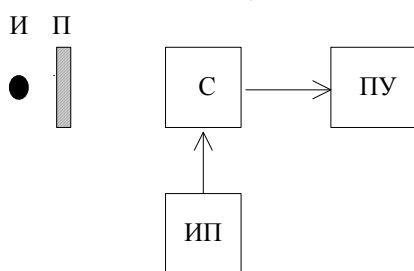


Рис. 3. Блок-схема установки для определения активности β -препарата

Исследуемым β -источником является стронций-иттриевый препарат (${}^{90}_{38}\text{Sr} - {}^{90}_{39}\text{Y}$), нанесенный в виде активного пятна диаметром 10 мм и толщиной $4 \cdot 10^{-2}$ мг/см² на алюминиевую подложку толщиной 1 мм. Препарат закрыт алюминиевой фольгой толщиной 15 мг/см².

Для измерения абсолютной активности препарата в тонком β -источнике I используется установка с торцовым счетчиком C (рис.3). Диаметр D

входного окна счетчика указан на рабочем месте, толщина равна 3 мг/см^2 . Напряжение 400 В на электроды счетчика подается с источника питания *ИП*. Электрические импульсы, возникающие при регистрации ионизирующей частицы, поступают в пересчетное устройство *ПУ*. Поглотитель *П* помещается вплотную к счетчику. Описание приборов находится на рабочем месте.

4. Порядок выполнения работы

1. Получив радиоактивный источник, установите его на расстоянии $l \gg D$. При этом нужно следить за тем, чтобы счетчик не был перегружен (во избежание выхода его из строя).

2. В режиме «Счет времени» измерьте для двух различных расстояний l скорость счета препарата с фоном, помещая алюминиевые пластинки между счетчиком и источником. Измерение выполнить не менее чем при пяти значениях толщины d алюминиевого поглотителя в интервале $0,2 \leq d \leq 2,5$ мм и еще одно — без поглотителя. Измерьте также скорость счета фона. Относительная погрешность в определении скорости счета от источника должна быть не более 3% (см. работу № 1 настоящего практикума).

3. С помощью одной из методик, рекомендованных в работе № 2, найдите разрешающее время установки τ . Внесите изменения в таблицу измерений с поправочным коэффициентом $1/(1 - n\tau)$ для скорости счета.

4. Рассчитайте поправку на геометрический фактор по формуле (18).

5. Постройте кривую поглощения в координатах: логарифм скорости счета $\ln n$ — толщина поглощающего слоя x , г/см^2 . При этом необходимо учесть массовую толщину x_0 входного окна счетчика, оболочки препарата и слоя воздуха между счетчиком и источником по формуле (17). Отложив на этом графике рассчитанное по формуле (17) значение x_0 (см. рис.2), экстраполируйте линейный участок 2 до пересечения с ординатой в точках 0 и 0' для нахождения значений $\ln n(0)$ и $\ln n_0$. Определите эти значения.

6. Зная схему распада радионуклидов в ($^{90}_{38}\text{Sr} - ^{90}_{39}\text{Y}$) — источника определите первым способом с помощью формул (25), (22), (21) и (13) соответственно коэффициенты поглощения μ_1 и μ_2 , поправки на поглощение k_1 и k_2 , эффективность регистрации η и активность β — источника A . При этом в формуле (13) скорость счета n должна быть равной измеренной скорости счета $n(0)$ без дополнительного поглотителя (п.2).

7. Используя экстраполированные значения $\ln n(0)$, $\ln n_0$ (см. п.5) с помощью формул (24), (25) и (13) определите соответственно поправки на поглощение, эффективность регистрации и активность вторым способом.

8. Оцените погрешности определения активности.

9. Сравните найденные двумя способами значения активности. Сформулируйте выводы по данной работе.

10. Определите активность, число ядер и массу источника излучения, используемого в данной работе, в момент изготовления (ноябрь 1961 года) в предположении выполнения начальных условий (8).

5. Контрольные вопросы

1. Что называют активностью радионуклида?
2. При каких условиях устанавливается вековое равновесие при распаде ядер?
3. Какова схема распада радионуклидов в (${}_{38}^{90}\text{Sr} - {}_{39}^{90}\text{Y}$) – источнике?
4. Каков спектр β – электронов (${}_{38}^{90}\text{Sr} - {}_{39}^{90}\text{Y}$) – источника в условиях векового равновесия?
5. Каким образом происходит ослабление потока β – излучения в веществе?
6. В чем суть абсолютных и относительного методов определения активности?
7. Как определить эффективность регистрации счетной установки?
8. В чем отличие указанных в работе способов определения поправки на поглощение β – излучения?
9. Чему равна абсолютная активность препарата, содержащего первоначально 1 г изотопа ${}_{38}^{90}\text{Sr}$, если со времени изготовления препарата прошел один год?

6. Литература

1. Лабораторная работа N 2 «Определение временных характеристик счетчика Гейгера-Мюллера» настоящего практикума.
2. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики: Учеб. пособие для вузов. М: Атомиздат (любое издание).
3. Герфорт Л., Кох Ч., Хюбнер К. Практикум по радиоактивности и радиохимии. М.: Мир, 1984.
4. Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э.Сегре. Т.1. М.: ИЛ, 1955.

Лабораторная работа № 5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ β –СПЕКТРА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: определение максимальной энергии β –электронов методом поглощения.

1. Основные характеристики β –распада

β –распадом называют процесс самопроизвольного превращения не-стабильного ядра ${}^A_Z X$ в ядро-изобар ${}^A_{Z\pm 1} Y$ (ядро с тем же массовым числом A). За β –распад ответственно слабое взаимодействие. Известны три вида β –распада: β^- , β^+ , $e(K)$ –захват (табл.1):

Таблица 1

Вид распада	Схема распада	Энергетическое условие распада
β^-	$X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \tilde{\nu}_e$	${}^A_Z M > {}^A_{Z+1} M + m_e \quad (M_i > M_f)$
β^+	${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e$	${}^A_Z M > {}^A_{Z-1} M + m_e \quad (M_i > M_f + 2m_e)$
e –захват	$e^- + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e$	${}^A_Z M + m_e > {}^A_{Z-1} M \quad (M_i > M_f)$

В табл.1 A — массовое число, Z — заряд, ${}^A_Z M$ — масса ядра, M_i и M_f — масса начального и конечного атома, m_e — масса электрона. Из совокупности ядер-изобар с массовым числом A наиболее устойчиво (β –стабильно) будет ядро с зарядом Z_0 , равным [1]

$$Z_0 = \frac{A}{1,98 + 0,015 \cdot A^{2/3}}. \quad (1)$$

Если рассматривать ядро ${}^A_Z X$ с зарядом $Z > Z_0$, то это ядро либо претерпевает β^+ –распад, либо испытывает e^- –захват. Если же $Z < Z_0$, то ядро β^- –радиоактивно. Установлено, что β –распад — процесс внутринуклонный, но сопровождающийся перестройкой ядра. Поэтому характеристики β –распада в значительной мере зависят от степени этой перестройки. Так, периоды полураспада β – активных ядер лежат в пределах от $10^{-2}c$ до $2 \cdot 10^{15}$ лет, а энергия β –распада заключена в пределах от $18,6$ кэВ (${}^3_1 H$) до $16,6$ МэВ (${}^{12}_7 N$).

При β^- –распаде освобождается энергия, равная

$$\Delta E = ({}^A_Z M - {}^A_{Z+1} M - m_e - m_{\bar{\nu}}) \cdot c^2, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} 14\hat{m}_{\bar{\nu}}c^2 &\leq m_{\bar{\nu}}c^2 \leq 46\hat{m}_{\bar{\nu}}c^2, \\ m_e c^2 &= 0,511\hat{m}_{\bar{\nu}}c^2 \end{aligned} \quad (3)$$

Считая материнское ядро X покоящимся, запишем, например, для β^- -распада законы сохранения импульса

$$0 = \vec{p}_Y + \vec{p}_e + \vec{p}_{\bar{\nu}} \quad (4)$$

и энергии

$$E_X = E_Y + E_e + E_{\bar{\nu}}. \quad (5)$$

В уравнениях (4), (5) индексы $X, Y, e, \bar{\nu}$ относятся соответственно к материнскому ядру X , дочернему ядру Y , β^- -электрону и антинейтрину. Аналогичным образом записывают законы сохранения для β^+ -распада и e^- -захвата. Система двух уравнений (4, 5), в случае образующихся в β^- -распаде трех частиц, не приводит к однозначному решению. Это является причиной того, что образовавшиеся частицы имеют непрерывное распределение по энергиям от нуля до некоторой строго определенной величины, называемой граничной энергией β^- -спектра (рис.1).

Поскольку масса покоя дочернего ядра велика по сравнению с массами электрона и антинейтрину, то кинетическая энергия, уносимая ядром, очень мала по сравнению с энергией, уносимой лептонами (электронем и антинейтрину). Верхняя граница спектра электронов β^- -распада E_{\max} соответствует случаю, когда вся энергия распада уносится электроном.

С хорошей точностью можно записать:

$$E_{\max} = ({}^A_Z M - {}^A_{Z+1} M - m_e) \cdot c^2 = \Delta_Z - \Delta_{Z+1}, \quad (6)$$

где Δ_Z и Δ_{Z+1} — дефекты масс начального и конечного атомов, $M \text{ЭВ}$ ($\Delta = M - A$).

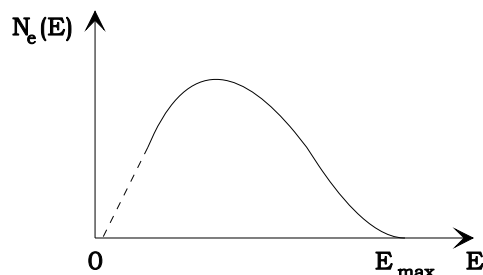


Рис. 1. Энергетический спектр электронов β^- -распада

При β -распаде спин ядра I изменяется на целое число \hbar , т.е. $\Delta I = 0; 1; 2; 3 \dots$. В общем случае ΔI равно сумме орбитальных ($\vec{L} = \vec{l}_e + \vec{l}_\nu$) и спиновых ($\vec{S} = \vec{S}_e + \vec{S}_\nu$) моментов электрона и антинейтрино:

$$\Delta \vec{I} = \vec{L} + \vec{S}_e + \vec{S}_\nu, \quad (7)$$

где \vec{L} — орбитальный, а \vec{S} — спиновый моменты частицы.

Как следует из теории [1], подтверждаемой экспериментом, при β^- -распаде наиболее вероятными (разрешенными) являются переходы, при которых четность P ядра не изменяется ($\Delta P = 0$), $\vec{L} = \vec{l}_e + \vec{l}_\nu = 0$, а $\Delta I = 0; \pm 1$ (за исключением (0-0) - перехода). Испускание электрона и антинейтрино с $L \neq 0$ маловероятно и соответствует запрещенным переходам. Это связано с тем, что с увеличением L на единицу вероятность β^- -распада уменьшается примерно в 100 раз.

Если β^- -распад в основное состояние конечного ядра является запрещенным ($\Delta I \geq 2$), но энергетически возможен переход в одно из его возбужденных состояний, то преобладающим по вероятности будет переход в возбужденное состояние с испусканием, как правило, одного или нескольких γ -квантов (см. задачу 11.43* [2]). Полная энергия ΔE , выделяющаяся при β^- -распаде, сопровождаемом испусканием γ -квантов, в этом случае будет равна

$$\Delta E = E_\beta + E^*. \quad (8)$$

В этой формуле ΔE определяется с помощью формул (2) или (6), а E^* — энергия уровня, т.е. энергия возбуждения дочернего ядра, отсчитываемая от энергии основного состояния дочернего ядра и равная энергии γ -квантов; E_β — максимальная энергия β^- -электронов, определяемая экспериментально.

2. Взаимодействие β^- -электронов с веществом

При прохождении через вещество β^- -электроны теряют свою энергию вследствие электромагнитного взаимодействия с электронами (возбуждение и ионизация атомов) и кулоновскими полями ядер (образование тормозного излучения).

Полные потери энергии $(-dE/dx)$ β^- -электронов можно считать равными сумме ионизационных потерь $(-dE/dx)_{ion}$ и радиационных потерь $(-dE/dx)_{rad}$:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad}. \quad (9)$$

Отношение этих потерь равно [1]

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} / \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx \frac{E_0 \cdot Z}{800}, \quad (10)$$

где E_0 — энергия электронов, $MэВ$; Z — заряд ядра. Из формулы (10) видно, что при энергиях $E_0 = 1 MэВ$, $Z = 13$ (алюминий) радиационные потери меньше ионизационных примерно в 60 раз.

При соударениях с электронами вещества β -электроны могут потерять при каждом столкновении до половины своей энергии и рассеяться на большие углы, а их траектории не будут прямолинейными. Доля упругих потерь для электронов с энергией $1 MэВ$ составляет $1/20$ ионизационных потерь.

Важной характеристикой электронов и β -частиц при прохождении через вещество является *пробег* R , определяющий их ионизационную способность.

Средний пробег \bar{R}_β определяется обычно в модели непрерывного замедления по формуле:

$$\bar{R}_\beta = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{(-dE/dx)}, \quad (11)$$

где $(-dE/dx)$ — полные потери энергии электрона.

Для β -частиц кривая поглощения (рис.2) близка экспоненциальной, асимптотически приближается к оси абсцисс и пересекает ее при некоторой толщине фольги d_{max} , называемой *максимальным пробегом* R_β β -частиц с граничной энергией E_β . При толщине поглотителя $d \geq d_{max}$ ни один из β -электронов, падающих нормально на фольгу, не вылетает из нее.

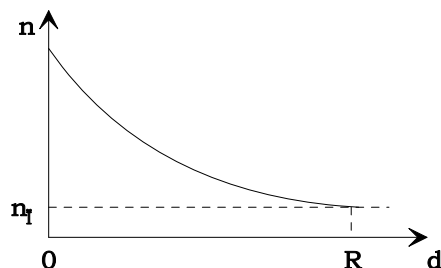


Рис. 2. Кривая поглощения β -излучения с простым спектром в веществе

На практике пробеги измеряют либо в единицах длины ($см$, $мм$), либо в

массовых толщинах ($г/см^2$, $мг/см^2$), причем

$$R(г/см^2) = l(см) \cdot \rho(г/см^3).$$

Последнее удобно тем, что потери энергии электронами пропорциональны произведению $l\rho$ (l — толщина; ρ — плотность поглотителя).

Для среды толщиной меньше максимального пробега ослабление плотности параллельного потока β -частиц приближенно следует экспоненциальному закону

$$\varphi = \varphi_0 \cdot \exp(-\mu d), \quad (12)$$

где d — массовая толщина поглотителя, $г/см^2$; μ — массовый коэффициент поглощения электронов, $см^2/г$.

Зависимость μ ($см^2/г$) от максимальной энергии β -частиц E_β (МэВ) можно приближенно аппроксимировать формулами [3]:

$$\mu \approx 15,5 \cdot E_\beta^{-1,41} \approx 17 \cdot E_\beta^{-1,43} \approx 22 \cdot E_\beta^{-1,33}. \quad (13)$$

Максимальный пробег $R_\beta(г/см^2)$ β -частиц в алюминии в диапазоне $0,5 \div 3$ МэВ с погрешностью $\pm 5\%$ описывается формулой

$$R_\beta = 0,52 \cdot E_\beta - 0,09, \quad (14)$$

где E_β — граничная энергия β -частиц, МэВ [2], либо по формулам (23) работы № 4 настоящего практикума:

$$\begin{aligned} R_\beta &= 0,407 \cdot E_\beta^{1,38}, & 0,15 < E_\beta < 0,8; \\ R_\beta &= 0,542 \cdot E_\beta - 0,133, & 0,8 < E_\beta < 3; \\ R_\beta &= 0,530 \cdot E_\beta - 0,106, & 2,5 < E_\beta < 20. \end{aligned} \quad (15)$$

Максимальный пробег примерно на 30% превосходит средний, определяемый по формуле (11).

3. Определение максимальной энергии β -спектра

Подробное исследование энергетического спектра β -излучения проводят спектрометрическими методами с помощью магнитного β -спектрометра, полупроводникового детектора и т.д. В тех случаях, когда требуется определить максимальную энергию β -спектра быстро и с точностью, не превышающей 3%, используют метод поглощения [4-6]. Для этого снимают

кривую поглощения β –излучения в веществе (как правило, в алюминии), т.е. находят, пользуясь набором тонкой фольги, зависимость скорости счета n электронов, прошедших через фольгу, от толщины поглотителя d (рис.2). Используя снятую кривую поглощения, определяют максимальную энергию электронов тремя способами: по практическому пробегу, по коэффициенту ослабления и по кратности ослабления.

3.1. Определение максимальной энергии β –электронов по практическому пробегу

Практический пробег электронов находят путем экстраполяции кривой поглощения к уровню фона (рис.2). Число электронов, прошедших фольгу, является убывающей функцией толщины этой фольги. Отклонение на рис.2 от экспоненциального закона (12) наблюдается в основном в самом начале и в конце кривой поглощения. В связи с этим экстраполяцию к уровню фона удобно производить в полулогарифмическом масштабе (рис.3), где $R_{\text{э}}$ — экстраполированный пробег, а R_{β} — практический пробег. Из рис.3 видно, что $R_{\text{э}} < R_{\beta}$.

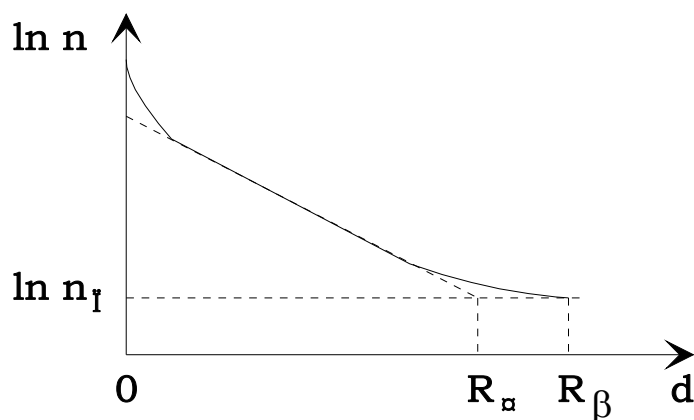


Рис. 3. Кривая поглощения β –излучения с простым спектром в полулогарифмическом масштабе

Для определения максимальной энергии β –спектра по найденному практическому (максимальному) пробегу используют либо график зависимости R_{β} от E_{max} (рис.4), либо полуэмпирические формулы (14, 15).

3.2. Определение максимальной энергии β –электронов по коэффициенту ослабления

Используя линейную часть кривой поглощения в полулогарифмическом масштабе, можно найти коэффициент поглощения μ , а затем с помо-

щью рис.5 определить максимальную энергию β – спектра E_{max} . Для этой цели можно использовать формулу (13).

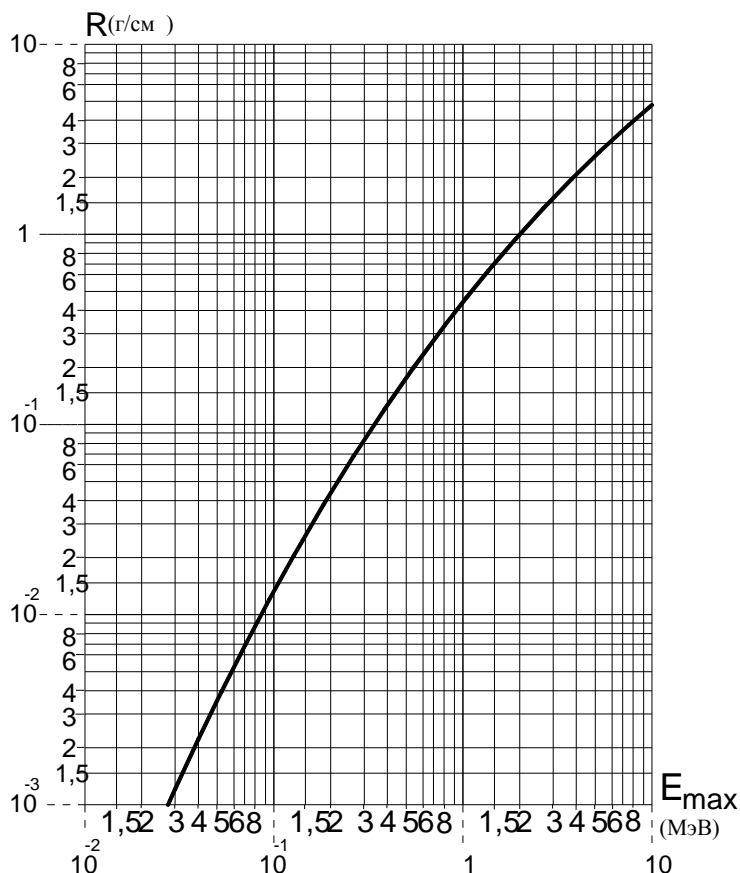


Рис. 4. Зависимость практического пробега β – электронов от E_{max} , где R – практический пробег, $г/см^2$; E_{max} – максимальная энергия β – спектра, $МэВ$

3.3. Определение максимальной энергии β – спектра по кратности ослабления

Определение максимальной границы β – спектра по кратности ослабления проводят с помощью специально построенных номограмм (рис.6). Приведенные на этом рисунке кривые дают зависимость E_{max} от толщины поглотителя d_n , ослабляющей скорость счета в 2^n раз ($n = 1; 2; 3; \dots$). По оси ординат отложена энергия E_{max} , по оси абсцисс – толщина алюминия. Индексы на кривых ($n = 1; 2; 3; 4$) указывают степень ослабления скорости счета в 2^n раз.

При определении максимальной энергии первым и третьим способами необходимо иметь в виду, что достаточно большое число электронов малых энергий неизбежно поглощается в защитной оболочке источника излучения, слюде входного окна торцового счетчика, слое воздуха. Суммарная массовая толщина этих материалов x_0 равна

$$x_0 = \rho_1 \cdot l_1 + \rho_2 \cdot l_2 + \rho_3 \cdot l_3, \quad (16)$$

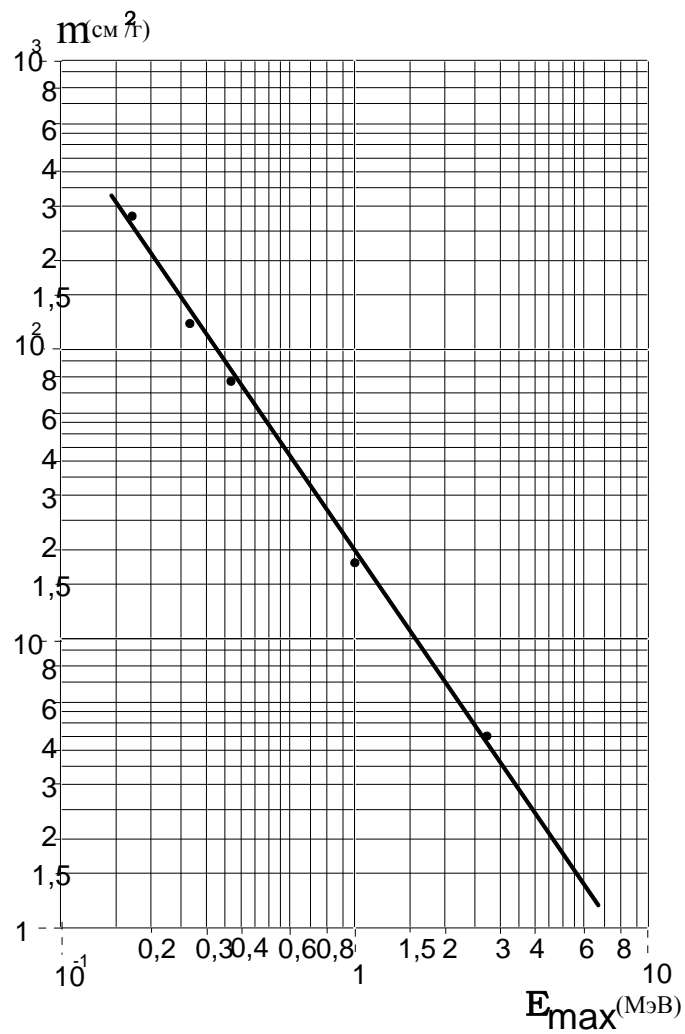


Рис. 5. Зависимость массового коэффициента ослабления μ , cm^2/g от максимальной энергии E_{max} β -излучения, МэВ

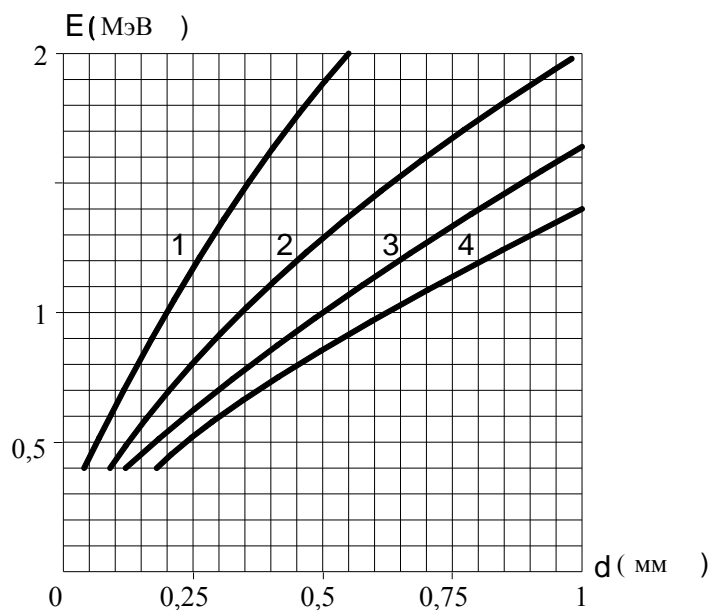
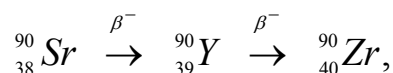


Рис. 6. Номограммы, служащие для нахождения максимальной энергии β -спектра где $\rho_1 \cdot l_1$ — массовая толщина входного слюдяного окна счетчика Гейгера-Мюллера, равная 3 мг/см^2 ; $\rho_2 \cdot l_2$ — массовая толщина защитной оболочки источника, равная 15 мг/см^2 ; ρ_3 и l_3 — соответственно плотность воздуха и расстояние между источником и счетчиком.

При определении максимального пробега R_β эта величина x_0 должна быть добавлена к максимальной толщине алюминиевого поглотителя, найденного из кривой поглощения. При определении максимальной энергии третьим способом по номограммам кривая поглощения должна быть экстраполирована до пересечения с осью ординат, сдвинутой влево на x_0 . Точка пересечения даст значение скорости счета n_0 , по отношению к которой и определяется кратность ослабления.

В случае сложного спектра со сравнимыми интенсивностями парциальных спектров по величине практического пробега R_β можно определить только верхнюю границу парциального спектра с наибольшей максимальной энергией, найдя практический пробег электронов из кривой поглощения.

Сложность обработки полученной зависимости скорости счета от толщины поглотителя заключается в том, что спектр β -излучения ${}^{90}_{38}\text{Sr}$ на самом деле является двойным со схемой распада (см. работу № 4)



с периодами полураспада стронция $T_{1/2} = 28,6 \text{ лет}$ и иттрия $T_{1/2} = 64 \text{ ч}$.

Фактически снимается зависимость, являющаяся результатом от сло-

жения двух кривых (рис. 7):

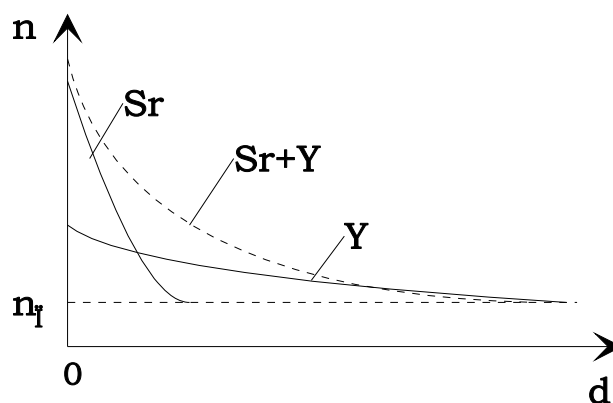


Рис. 7. Зависимость скорости счета от толщины поглотителя при двойном β – распаде $^{90}Sr - ^{90}Y$ -препарата

- 1) зависимости скорости счета n от толщины поглотителя d для ^{90}Sr , имеющего меньшую энергию β – излучения E_{max_1} ;
- 2) зависимости скорости счета от d для ^{90}Y , имеющего большую энергию β – излучения E_{max_2} .

4. Описание установки

В работе используют торцовый счетчик Гейгера-Мюллера. Исследуемый радиоактивный источник в герметичной оболочке помещают в нижней части свинцового «домика» под торцовым счетчиком. Поглотителем β – электронов служит набор тонких алюминиевых пластин, устанавливаемых в «домике». Электрический импульс со счетчика Гейгера-Мюллера подается на пересчетное устройство. Рабочее напряжение счетчика $U = 400 В$. Описание используемых в установке приборов находится на рабочем месте.

5. Порядок выполнения работы

1. Ознакомившись с описанием электрических приборов, включите их в сеть и дайте прогреться 10÷15 мин. Пронаблюдайте работу пересчетного устройства в режиме «Проверка».
2. Получив радиоактивный источник $^{90}_{38}Sr - ^{90}_{39}Y$, установите его в «домик». Во время измерений положение источника должно быть неизменным.
3. Снимите кривую поглощения $n = n(d)$ с фиксированной относительной погрешностью в определении скорости счета. Погрешность указывает

преподаватель. Фон в данной работе складывается из естественного фона и рентгеновского излучения, возникающего при торможении β -частиц в слое поглотителя и свинцовой оболочке источника. Для определения фона перекройте выходное окно источника алюминиевой пластинкой толщиной 5 мм и измерьте соответствующую скорость счета. При снятии кривой скорости счета рекомендуется вначале проводить измерения с возможно более тонкими фольгами алюминия, имея в виду экспоненциальный закон ослабления (12), и лишь затем переходить к более толстым пластинкам:

от 0 до 0,2 мм измерения выполнить с шагом 0,02 мм;

от 0,2 до 1 мм - с шагом 0,2 мм;

от 1 до 5 мм - с шагом 1 мм.

4. Найдите граничную энергию β -спектра ${}^{90}_{38}\text{Sr}$, используя соотношения (14), (15) и рис.4 (1 способ). При определении практического пробега R_β к полученному экспериментальному значению следует прибавить суммарную массовую толщину x_0 (см. формулу (16)), которая складывается из толщины входного слюдяного окна счетчика Гейгера-Мюллера $\rho_1 \cdot l_1 = 3 \text{ мг/см}^2$, из толщины предохраняющей препарат пленки $\rho_2 \cdot l_2 = 15 \text{ мг/см}^2$ и слоя воздуха между счетчиком и препаратом с учетом того, что при атмосферном давлении и комнатной температуре плотность воздуха равна $1,293 \text{ мг/см}^3$, расстояние между β -источником и счетчиком Гейгера-Мюллера равно 10 см. Плотность алюминия принимают равной $2,7 \text{ г/см}^3$.

5. Используя кривую поглощения в полулогарифмическом масштабе, найдите коэффициенты поглощения μ_1 и μ_2 , соответствующие двум частям данной кривой, а с помощью рис.5 — максимальные энергии E_{max} (2 способ).

6. Экстраполировав кривую поглощения $n = n(d)$ до пересечения с ординатой, сдвинутой на x_0 влево (см. формулу (16)), найдите соответствующие значения скорости счета n_0 . Используя найденное значение n_0 , определите верхнюю границу β -спектра с помощью номограмм (3 способ), внося в таблицу результаты от $n = 1$ до n_{max} (максимально возможная величина n_{max} связана с точностью снятия кривой поглощения вблизи фона).

7. Проведите сравнительный анализ результатов, полученных тремя методами.

8. Используя формулу (10), оцените отношение радиационных и ионизационных потерь в алюминии для β -электронов с максимальной энергией.

9. Оцените погрешность определения максимальной энергии и сформулируйте выводы по данной работе.

6. Контрольные вопросы

1. Каковы основные виды β – распада?
2. Как выглядят энергетические условия β – распадов, представленные через дефекты масс атомов Δ ?
3. Какова максимальная энергия электрона при распаде нейтрона? Какую энергию отдачи получает протон?
4. Каков энергетический спектр антинейтрино при распаде нейтрона?
5. Почему в результате распада ядра ${}_{27}^{60}\text{Co}$ дочерние ядра образуются в возбужденном состоянии?
6. Каковы механизмы потерь энергии β – излучением при взаимодействии с веществом?
7. Можно ли в данной работе использовать цилиндрический счетчик СТС-5 (СТС-6, МС-9)?
8. Каким образом нужно изменять толщину поглотителя в процессе измерений?

Список литературы

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Иродов И.Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике: Учеб. пособие для вузов. 7-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982.
4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
5. Практикум по ядерной физике: Учеб. пособие. М.: Изд-во МГУ, 1979.
6. Практикум по ядерной физике/ Под ред. В.С.Сергеева. М.: Высш. шк., 1983.

Лабораторная работа № 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ В ВЕЩЕСТВЕ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение основных механизмов взаимодействия гамма-излучения с веществом. Определение энергии гамма-квантов радионуклидов методом поглощения.

1. Введение

Гамма-излучение — это электромагнитное излучение с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер, ядерных превращениях или аннигиляции частиц [1]. Возбуждение ядра может сниматься путем излучения одного или нескольких γ -квантов, испускаемых каскадно. Возбуждение ядер возникает при их радиоактивном распаде, при ядерных реакциях, делении ядер или под воздействием электрического поля налетающей частицы.

По своим свойствам γ -излучение является сильно проникающим излучением. Достаточно отметить, что γ -кванты с энергией $h\nu = 0,662 \text{ МэВ}$ имеют среднюю длину пробега в воздухе $\bar{\lambda} = 1 \cdot 10^4 \text{ см}$, а в алюминии $\sim 5 \text{ см}$. Кванты γ -излучения имеют энергии от нескольких килоэлектронвольт до энергий, превосходящих 10 МэВ . Верхняя граница энергий γ -квантов при α -распаде составляет $h\nu = 0,5 \text{ МэВ}$, а при β -распаде — 3 МэВ .

Знание энергетического спектра γ -излучения необходимо для многих научных и практических целей. Приборы, с помощью которых изучают энергетические спектры γ -квантов, называются γ -спектрометрами. На практике используют сцинтилляционные, полупроводниковые, магнитные и другие гамма-спектрометры. Во всех типах гамма-спектрометров энергии квантов определяют по вторичному электронному излучению, возникающему при взаимодействии γ -квантов с веществом детектора.

Метод поглощения — наиболее простой экспрессный способ определения энергии квантов для моноэнергетических источников γ -излучения. Метод имеет несколько большую погрешность, чем существующие гамма-спектрометры. Однако простота метода, его большая чувствительность, возможность работать с γ -источниками малой интенсивности позволяют использовать его до настоящего времени как для учебных, так и для научных целей.

Метод поглощения основан на ослаблении интенсивности пучка γ -квантов с помощью фильтров, помещенных между источником и детекто-

ром γ -квантов. Ослабление интенсивности излучения является следствием взаимодействия γ -квантов с веществом фильтра. Поэтому для понимания физических основ метода поглощения необходимо рассмотреть процессы взаимодействия γ -излучения с веществом.

2. Взаимодействие γ -излучения с веществом

В диапазоне энергий квантов от 10 кэВ до 10 МэВ может наблюдаться несколько различных типов взаимодействия γ -квантов с веществом. Наиболее важными из них являются фотоэлектрический эффект, эффект Комптона и явление образования электронно-позитронных пар. Рассмотрим эти процессы взаимодействия.

2.1. Фотоэлектрический эффект

Фотоэлектрический эффект — это процесс, при котором атом, поглощая квант, испускает фотоэлектрон с одной из внутренних (K -, L -, M -...) оболочек. Электрон выбрасывается за пределы атома с кинетической энергией

$$T_e = h\nu - E_i - T_N, \quad (1)$$

где $h\nu$ — энергия налетающего γ -кванта, E_i — энергия связи электрона на i -ой оболочке атома, T_N — энергия отдачи ядра.

Очевидно, что для вырывания электрона с одной из оболочек атома энергия γ -кванта должна быть больше потенциала ионизации этой оболочки. Фотоэффект невозможен на свободных (несвязанных с атомом) электронах, так как при этом одновременно не выполняются законы сохранения импульса и энергии [6].

Освободившееся в результате фотоэффекта место (*вакансия*) на данной i -ой оболочке может быть занято электроном с более высокой оболочки. Освобождающаяся при таких переходах электронов энергия или излучается в виде характеристического рентгеновского излучения, или передается одному (или нескольким) валентным электронам, которые покидают атом. Такие электроны называются *Оже-электронами*.

Фотоэффект возможен только на связанном электроне. При этом с уменьшением энергии связи электрона с атомом сокращается вероятность фотоэффекта. Следовательно, с увеличением энергии кванта вероятность фотоэффекта уменьшается, а с ростом атомного номера вещества — увеличивается. Зависимость *сечения фотоэффекта* σ_ϕ от энергии γ -квантов и атомного номера среды Z представляют в виде

$$\sigma_{\phi} \sim \frac{Z^5}{h\nu} \quad \text{при} \quad h\nu \gg I_k,$$

$$\sigma_{\phi} \sim \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}} \quad \text{иначе} \quad h\nu > I_k, \quad (2)$$

где I_k — потенциал ионизации k -ой оболочки атома.

Сечение фотоэффекта на K -оболочке, при условии $h\nu > E_k$, составляет 80% от полного сечения фотоэффекта. Если $h\nu < E_k$, то фотоэффект происходит на любой другой оболочке (кроме K -оболочки). Это явление обуславливает появление скачков в сечениях при энергиях γ -квантов, равных энергиям связи электронов на K -, L -, M - и других последующих оболочках.

Из зависимости (2) видно, что γ -кванты с относительно малыми энергиями ($h\nu \leq 150 \text{ кэВ}$) наиболее эффективно ослабляются материалами с большими значениями Z .

2.2. Комptonовское рассеяние γ -излучения

При энергиях γ -квантов $h\nu \gg E_i$ наблюдается явление упругого рассеяния квантов на «свободных» электронах. В таких процессах γ -квант проявляет корпускулярные свойства, и его можно рассматривать как частицу, обладающую энергией $h\nu$ и импульсом $h\nu/c$. В результате упругого столкновения с покоящимся электроном падающий с энергией $h\nu$ γ -квант отклоняется от первоначального направления на угол θ_s (рис.1,а) и будет иметь энергию $h\nu_s$ меньшую, чем до столкновения с электроном.

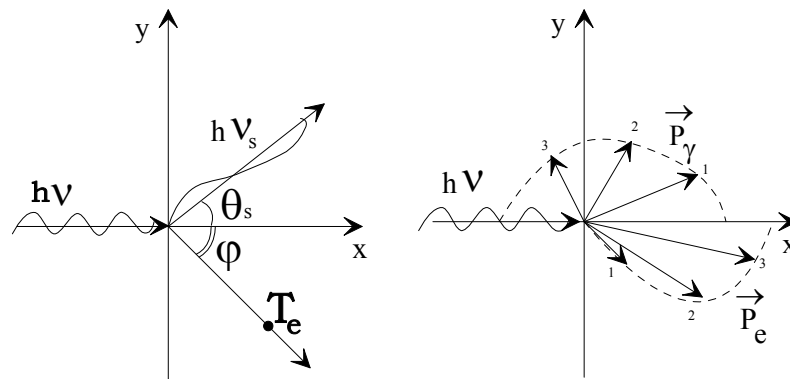


Рис. 1. Эффект Комптона: а — рассеяние γ -кванта на электроне; б — распределение импульсов γ -кванта P_{γ} и электрона отдачи P_e

На основании законов сохранения энергии и импульса можно записать

следующие уравнения

$$h\nu = h\nu_s + T_e = h\nu_s + m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right); \quad (3)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu_s}{c} + \frac{m_0c\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (4)$$

где m_0c^2 — масса покоя электрона; $\beta = v/c$; v — скорость движения электрона.

Представляя уравнение (4) в скалярной форме с учетом геометрии рис 1.а, получим энергию рассеянного γ -кванта

$$h\nu_s = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} \cdot (1 - \cos\theta_s)} \geq \frac{m_0c^2}{2} \quad (5)$$

и энергию электрона отдачи

$$T_e = \frac{h\nu(1 - \cos\theta_s)}{\frac{m_0c^2}{h\nu} + (1 - \cos\theta_s)}. \quad (6)$$

Из соотношения (6) видно, что при $\theta_s = 0$ $T_e = 0$, а при $\theta_s = \pi$ энергия электрона отдачи достигает максимального значения (рис. 1,б):

$$T_{e_{max}} = \frac{2(h\nu)^2}{m_0c^2 + 2h\nu}. \quad (7)$$

Следовательно, максимальная потеря энергии γ -кванта происходит при рассеянии его назад ($\Theta_s = 180^\circ$), причем при сколько угодно большой энергии первичного γ -кванта энергия рассеянного назад γ -кванта не превышает величины 0,255 МэВ. Первичный фотон может рассеиваться в пределах $0 \leq \Theta \leq 180^\circ$, а электрон отдачи может отклоняться от направления движения первичного γ -кванта на угол $\varphi \leq 90^\circ$.

Сечение комptonовского рассеяния на свободном электроне определяется формулой Клейна-Нишины-Тамма, которую можно встретить практически в любой книге по ядерной физике. Сечение рассеяния в расчете на один атом пропорционально $\sigma_k \sim Z$. Причем из рассмотрения комpton-эффекта следует, что полное сечение можно представить в виде суммы сечений:

$$\sigma_k = \sigma_{ka} + \sigma_{ks}, \quad (8)$$

где σ_{ka} — часть сечения, характеризующая преобразование энергии первичного γ -кванта в энергию отдачи (сечение поглощения энергии); σ_{ks} — часть сечения, характеризующая преобразование энергии первичного γ -кванта в энергию рассеянных γ -квантов (сечение рассеяния).

2.3. Образование электрон-позитронных пар

Гамма-квант с энергией, превышающий удвоенную энергию покоя электрона ($2m_0c^2$), может образовывать в кулоновском поле ядра электрон-позитронную пару с кинетической энергией

$$T_{e^+} + T_{e^-} = h\nu - 2m_0c^2 - T_N, \quad (9)$$

где $h\nu$ — энергия налетающего γ -кванта; T_N — энергия отдачи ядра; T_{e^+} и T_{e^-} — кинетические энергии позитрона и электрона соответственно.

Электрон-позитронная пара может быть также образована в поле атомного электрона. Однако вероятность такого процесса примерно в Z раз меньше, чем образование пары в поле ядра с зарядом, равным Z . Таким образом, процесс образования пары возможен в кулоновском поле ядра или любой другой заряженной частицы.

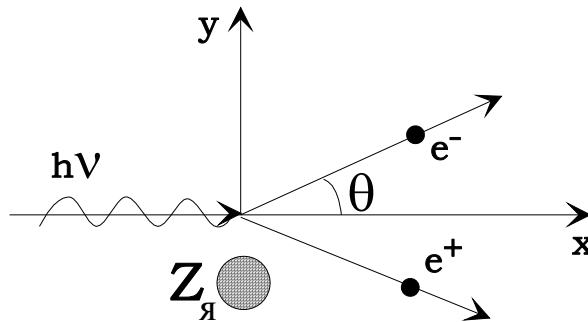


Рис. 2. Рождение электронно-позитронной пары

Образовавшиеся электрон и позитрон летят вперед в направлении движения кванта под углом Θ , равным (рис.2):

$$\Theta = m_0c^2/h\nu. \quad (10)$$

Вероятность рождения пары в поле ядра растет с увеличением заряда ядра как Z^2 и пропорционально логарифму энергии γ -кванта

$$\sigma_n \approx Z^2 \cdot \ln h\nu. \quad (11)$$

Образовавшиеся электроны и позитроны теряют свою кинетическую энергию на ионизацию атомов поглощающего вещества. Замедлившись, позитрон рекомбинирует с одним из свободных электронов среды, образуя вторичное аннигиляционное излучение с выходом двух γ -квантов с энергией 0,511 МэВ каждый:



3. Ослабление узкого пучка γ -квантов в веществе

Ослабление узкого пучка γ -квантов при прохождении через вещество описывается экспоненциальным законом

$$N(x) = N_0 \exp(-\mu x), \quad (13)$$

где N_0 и $N(x)$ — начальная плотность и плотность потока γ -квантов на глубине поглотителя x соответственно.

Величина μ называется линейным коэффициентом ослабления и определяется из соотношения

$$\mu = -\frac{dN}{N} \cdot \frac{1}{dx}, \quad (14)$$

где dN — уменьшение плотности потока γ -квантов в пучке при прохождении вещества толщиной dx . Коэффициент ослабления μ имеет смысл среднего числа столкновений γ -кванта с атомами среды на единице пути, в результате которых γ -квант выбывает из узкого пучка. Величина $1/\mu$ соответствует средней длине пробега γ -кванта в поглотителе (см):

$$\bar{\lambda} = 1/\mu, \quad (15)$$

Коэффициент μ равен

$$\mu = \mu_\phi + \mu_k + \mu_n, \quad (16)$$

где μ_ϕ , μ_k и μ_n — линейные коэффициенты ослабления для фото-, комптон-процессов и процесса рождения электрон-позитронной пары соответственно.

В свою очередь, каждое из этих макроскопических сечений пропорционально микроскопическому сечению взаимодействия

$$\mu_i = n\sigma_i, \quad (17)$$

где n — число атомов в 1 см^3 ; σ_i — сечение взаимодействия, характеризующее вероятность i -го процесса.

Полное микроскопическое сечение взаимодействия равно сумме сечений отдельных процессов взаимодействия

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_n, \quad (18)$$

где σ_ϕ и σ_k — сечение фотоэлектрического и комптоновского взаимодействия соответственно; σ_n — сечение образования пары электрон-позитрон.

Все сечения взаимодействия, рассчитанные на один атом или один электрон, называются *микроскопическими*. Единицей измерения этих сечений является 1 *барн* = $10^{-24} \text{ см}^2/\text{атом}$.

Произведение соответствующего микроскопического сечения на число атомов в 1 см^3 дает *макроскопическое сечение*. Часто вместо линейного коэффициента ослабления ($\mu = n\sigma$) вводят массовый коэффициент ослабления μ_m ($\text{см}^2/\text{г}$).

$$\mu_m = \mu/\rho, \quad (19)$$

где ρ — плотность вещества.

Для решения задач дозиметрии вводят коэффициент истинного поглощения γ — квантов, характеризующий долю энергии кванта, переданной в процессе взаимодействия электрону вещества. Если пренебречь вторичным характеристическим излучением при фотоэффекте и аннигиляционным излучением в эффекте образования пар, то коэффициент истинного поглощения численно равен

$$\gamma = \mu - \mu_s, \quad (20)$$

где $\mu_s = n\sigma_s$; σ_s — коэффициент рассеяния квантов при комптоновском взаимодействии.

На рис. 3 приведены зависимости коэффициентов взаимодействия от энергии γ — квантов для свинца и алюминия.

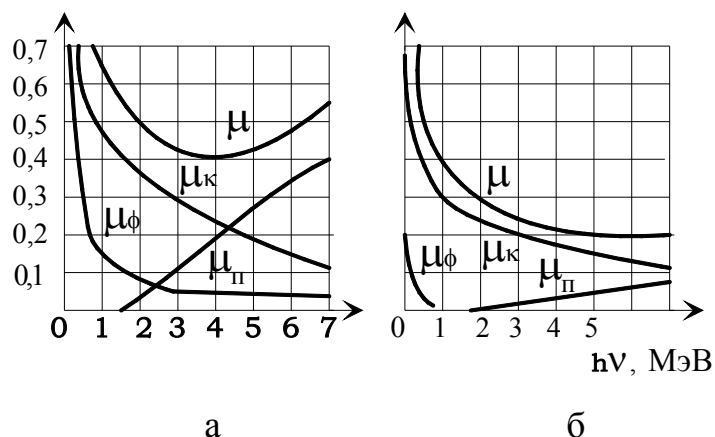


Рис. 3. Зависимость коэффициентов взаимодействия от энергии γ -квантов: а — для свинца; б — для алюминия

Данные на рис. 3 показывают, что комптон-эффект играет решающую роль в ослаблении интенсивности γ -излучения в алюминии при $0,05 \leq h\nu \leq 5$ МэВ. Фотоэлектрическое поглощение в алюминии наиболее существенно при $h\nu \leq 50$ кэВ, а в свинце при $h\nu \leq 1$ МэВ. Образование электрон-позитронных пар доминирует над этими двумя процессами при энергиях γ -квантов в алюминии $h\nu > 1,02$ МэВ, а в свинце при $h\nu > 1,02$ МэВ.

4. Метод поглощения

Метод поглощения основан на экспериментальном измерении коэффициента μ с последующим определением энергии γ -квантов по зависимостям μ от $h\nu$ для различных веществ, представленных в таблицах (см., например, [2,3]).

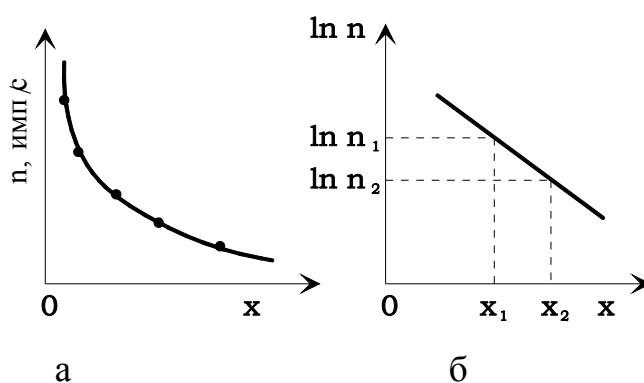


Рис. 4. Типичная кривая поглощения монохроматического γ -излучения: а — линейный масштаб; б — полулогарифмический масштаб

Экспериментально коэффициент μ определяют следующим образом. Сначала измеряют ослабление интенсивности узкого пучка γ -квантов в за-

висимости от толщины слоя вещества. Согласно формуле (13) интенсивность пучка при этом экспоненциально уменьшается (рис.4,а), причем спад экспоненты тем круче, чем выше заряд ядра (Z) поглотителя. Далее экспериментальные результаты переносят на график, который строят в полулогарифмическом масштабе. На нем по оси абсцисс откладывают толщину слоя вещества (в $см$ или $г/см^2$), а по оси ординат — натуральный логарифм интенсивности γ -излучения (или логарифмы скорости счета детектора), соответствующей этой толщине вещества. Тангенс угла наклона полученной прямой (рис.4,б) будет равен коэффициенту μ :

$$\mu = \frac{\ln n_1 - \ln n_2}{x_2 - x_1}. \quad (21)$$

Участок $\Delta x = x_2 - x_1$ — необходимо выбирать в том месте графика, где он строго линейный.

В реальных условиях наряду с нерассеянными γ -квантами детектор будет регистрировать и рассеянные γ -кванты. Под рассеянными понимают частицы, претерпевшие однократное или многократное рассеяние в среде (поглотитель, слой воздуха). Геометрию, при которой детектор регистрирует как нерассеянные, так и рассеянные частицы, называют геометрией широкого пучка. Число частиц, зарегистрированных детектором в геометрии широкого пучка, будет в B раз больше, чем в геометрии узкого пучка:

$$N_1(x) = N(x)B = N_0 B e^{-\mu x}, \quad (22)$$

где $B = B(\mu x)$ — фактор накопления среды ($B \geq 1$) [2].

5. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка для определения энергии γ -квантов методом поглощения, блок-схема которой представлена на рис. 5, состоит из свинцового защитного контейнера (1) с узким коллимационным каналом (2). Внутри контейнера (в конце канала) находится радиоизотопный источник γ -излучения (3). Коллимационный канал (2) пропускает узкий пучок излучения (4) через поглотитель (5) к детектору (7). Детектор (7) регистрирует излучение (8) и передает сигнал (9) на компьютер (6).

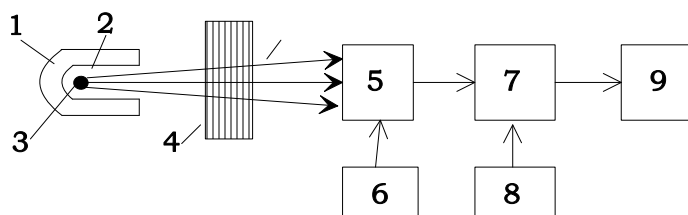


Рис. 5. Блок-схема установки для определения энергии γ -квантов методом поглощения

Вплотную к выходу коллиматора располагается поглотитель (4), состоящий из набора металлических пластин различной толщины. В качестве регистрирующего устройства применен сцинтилляционный счетчик γ -квантов (5), состоящий из кристалла $NaJ(Tl)$ и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Напряжение питания на ФЭУ подается от стабилизированного высоковольтного выпрямителя (6). Импульсы с выхода ФЭУ подаются на эмиттерный повторитель (7), который питается от стабилизатора низкого напряжения (8). С эмиттерного повторителя электрические сигналы подаются на вход пересчетного устройства (9).

Принцип работы установки ясен из описания метода поглощения, изложенного выше. Поэтому здесь остановимся только на описании работы отдельных узлов установки.

5.1. Источники γ -излучения

Источниками γ -излучения служат α - или β -активные изотопы. Схемы распада некоторых из них представлены на рис. 6.

В качестве примера рассмотрим β -распад ядра ^{60}Co , который находится в нестабильном состоянии со спином и четностью 5^+ и распадается с периодом полураспада $T_{1/2} = 5,27$ года. Распад ядра ^{60}Co до конечного ядра ^{60}Ni со спином и четностью 0^+ сильно запрещен из-за большой разницы в спинах ($5^+ \rightarrow 0^+$).

Из схемы распада (см. рис.6,b) видно, что β -распад ядра ^{60}Co происходит на второй возбужденный уровень ядра ^{60}Ni со спином и четностью 4^+ . При этом ядро ^{60}Co испускает электронное антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) и электрон (e^-), который может иметь максимальную энергию $T_{e_{max}} = 0,32$ МэВ.

Переход ядра ^{60}Ni из возбужденного состояния со спином и четностью 4^+ в основное является запрещенным. Вероятность такого процесса равна $P = 0,0002$ от общего числа переходов, поэтому процесс возбуждения с ядра снимается поэтапно, путем испускания двух каскадных γ -квантов с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ. С испусканием γ -кванта с энергией 1,17 МэВ ядро ^{60}Ni переходит на первый возбужденный уровень со спином и четностью 2^+ , и далее, испуская γ -квант с энергией $h\nu = 1,33$ МэВ, ядро никеля переходит в основное состояние. Источники ^{60}Co чаще всего помещают в металлические ампулы, стенки которых почти полностью поглощают β -частицы, а для γ -квантов они практически прозрачны.

Для счета γ -квантов, прошедших через поглотитель без взаимодействия с его атомами, служит однокристалльный сцинтилляционный детектор

частиц блока спектрометра типа БДБСЖ-1еМ с кристаллом $NaJ(Tl)$ размерами 40×40 мм.

Сцинтилляционный детектор частиц состоит из следующих основных узлов (рис.7): сцинтиллятора (1); световода (2); фотоэлектронного умножителя (3); схемы включения ФЭУ (4); эмиттерного повторителя (5) и светонепроницаемого экрана (6).

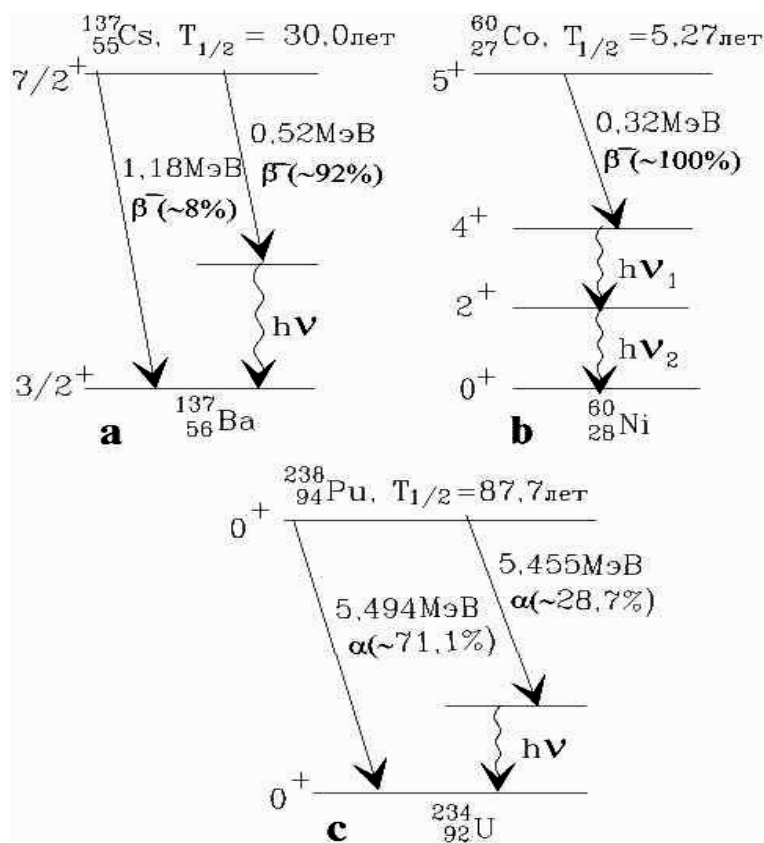


Рис.6. Схема распада изотопов ^{137}Cs (a), ^{60}Co (b) и ^{238}Pu (c)

5.2. Счетчик γ -квантов

Сцинтиллятор — вещество, в котором при прохождении заряженной частицы возникает радиoluminesценция в виде световой вспышки. В настоящее время существует много различных сцинтилляторов в твердом (неорганические и органические моно- и поликристаллы), жидком (растворы сцинтиллирующих веществ) и газообразном (благородные газы и их смеси) состоянии.

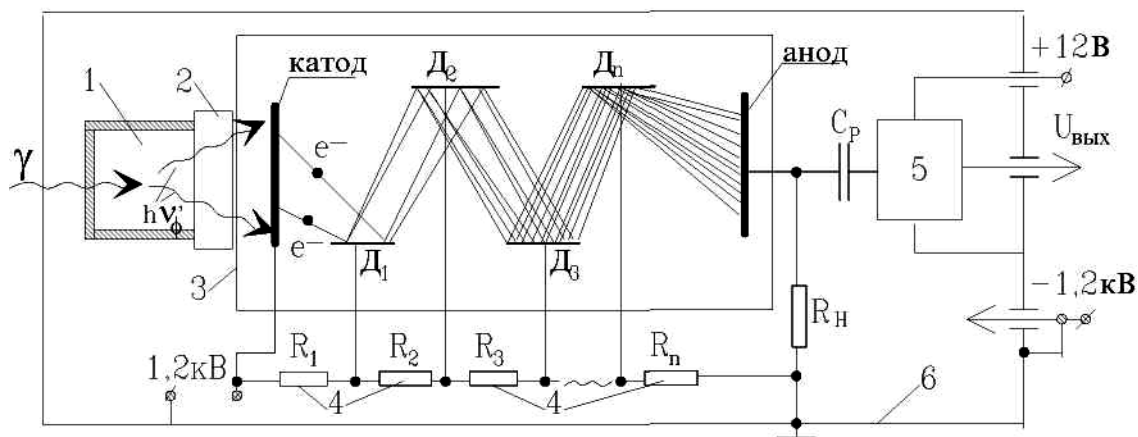


Рис. 7. Однокристалльный сцинтилляционный детектор частиц
 1-сцинтилятор; 2-световод; 3-фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 4-схема включения ФЭУ; 5-эмиттерный повторитель; 6-светонепроницаемый экран.

Наиболее распространенными для детектирования γ -квантов являются сцинтилляторы из неорганических кристаллов, например кристаллы NaJ или CsJ , активированные таллием. Кристалл, как правило, помещен в тонкий металлический кожух, через который свободно проникают γ -кванты, но не проходит свет. С одной стороны кожуха сделано стеклянное окно, через которое фотоны сцинтилляционной вспышки попадают в световод и далее на фотокатод ФЭУ.

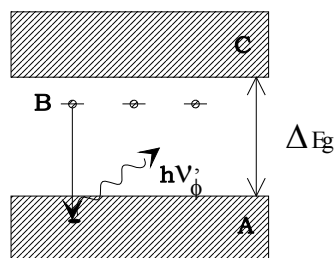


Рис. 8. Энергетические зоны кристалла $NaJ(Tl)$ активированного таллием в количестве $\sim 0,1\%$

Образование сцинтилляций в неорганических кристаллах описывается в рамках зонной теории твердого тела. В таких кристаллах (как правило, это диэлектрики) имеются две зоны: валентная — A (рис.8), заполненная электронами, и свободная — зона проводимости (C), отделенные друг от друга запрещенной зоной с энергией $\Delta E_g \approx 5$ эВ. Внутри данной запрещенной зоны находятся локальные энергетические уровни (B), формируемые атомами активатора. Активатор подбирают таким, чтобы его энергетические уровни располагались ближе к дну зоны проводимости $\Delta E_B \approx 0,7 \cdot \Delta E_g$.

Прохождение заряженной частицы в кристалле сопровождается иони-

зацией и возбуждением атомов кристалла. При этом валентные электроны переходят из зоны A в зону C . Дрейфуя в зоне проводимости, электроны теряют избыточную энергию на нагревание кристалла. После этого они возвращаются из зоны C в зону A двумя путями. Первый из них осуществляется переходом электрона из зоны C в зону A . При этом происходит процесс рекомбинации электрона и дырки в зоне A , который сопровождается испусканием фотона с энергией $h\nu_\phi = \Delta E_g$. Фотоны таких энергий интенсивно поглощаются внутри кристалла, и световая вспышка, в основном, не выходит из кристалла. Вторым путем — переход электрона из зоны C вначале на один из локальных уровней B безызлучательным способом и далее переход электрона с уровня B в зону A . Процесс заканчивается испусканием фотона с энергией $h\nu'_\phi \approx 3\varepsilon B$. Спектр этого излучения не перекрывается со спектром поглощения кристалла, поскольку $h\nu'_\phi < \Delta E_g$. Такие же энергии фотонов генерируются в кристалле при возбуждении атомов кристалла γ -квантами (переходы электронов из зоны A на уровни B и обратно в зону A). Указанное излучение свободно выходит за пределы кристалла и почти не поглощается на атомах активатора ввиду малой его концентрации (0,1–0,2%). Весь переходный процесс в кристалле длится $10^{-7} \div 10^{-8}$ с.

Таким образом, активатор в кристалл вводится для смещения спектра излучения фотонов в более мягкую область энергий по отношению к спектру собственного поглощения кристалла.

Фотоэлектронный множитель — электровакуумный прибор, преобразующий световой импульс в электрический с последующим его усилением до величины в $10^4 \div 10^6$ раз большей, чем начальная. В соответствии с этим в нем используются два физических явления — внешний фотоэффект и вторичная электронная эмиссия.

ФЭУ обычно представляет собой стеклянный баллон, откачанный до давления $\sim 10^{-6}$ мм.рт.ст. Входное окно ФЭУ изготавливают из кварца или специальных сплавов, способных пропускать весь спектр падающего на него света. С торца, противоположного входному окну, выведены контакты электродов. С внутренней стороны входного окна колбы ФЭУ нанесен тонкий полупрозрачный слой вещества, который является фотокатодом (рис.7). Чаще всего фотокатоды изготавливают из сурьмяно-цезиевых сплавов. Электроды D_1, D_2, \dots, D_n , называемые динодами, выполнены из материала с малой работой выхода. Диноды, фотокатод и анод через делитель напряжения из резисторов R_1, R_2, \dots, R_n подключены к источнику высокого напряжения ($1000 \div 2000$ В).

Сцинтиллятор через световод (кварц, плексиглас) или непосредственно с помощью специальных масел, клея, обеспечивающих оптический контакт, прикрепляется к входному окну ФЭУ. Свет сцинтилляций вырывает из фото-

катода электроны, которые фокусируются и ускоряются в поле первого динода ФЭУ. Ударяясь о динод, фотоэлектроны выбивают на его поверхности вторичные электроны, причем коэффициент вторичной эмиссии α больше единицы. Общий коэффициент усиления ФЭУ определяют соотношением:

$$k = \alpha^m, \quad (23)$$

где α — коэффициент вторичной эмиссии; m — число динодов. Например, при $\alpha = 4$ и $m = 10$ $k \approx 10^6$ для $U_0 = 100$ В, где U_0 — ускоряющее напряжение между соседними динодами.

Основными характеристиками фотокатодов являются:

- 1) квантовый выход ε , определяющий число фотоэлектронов, выбитых одним фотоном ($0,1 \leq \varepsilon \leq 0,15$);
- 2) спектральная чувствительность — отношение фототока к падающему на фотокатод световому потоку «белого света». Для лучших ФЭУ спектральная чувствительность лежит в пределах $50 \div 90$ мкА/лм.

Эмиттерный повторитель. Его электронная схема позволяет согласовать высокое выходное сопротивление ФЭУ с низким входным сопротивлением пересчетного устройства (9). Коэффициент передачи схемы $K \approx 0,95$. В этот же блок включен еще формирователь импульсов, позволяющий импульсы малой амплитуды усиливать до величин, необходимых для нормальной работы пересчетного устройства.

Пересчетное устройство. Предназначено для измерения:

- числа статистически и равномерно распределенных импульсов в течение заданного времени (режим "N");
- времени набора заданного N числа импульсов (режим "T");
- частоты следования импульсов.

6. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с работой приборов, входящих в состав установки.
2. Проверить надежность заземления всех приборов установки.
3. На передней панели высоковольтного блока питания переключатель высокого напряжения установить в положение $1100 \div 1400$ В.
4. Включить блоки питания установки и пересчетное устройство ПСО2-4. Дать приборам прогреться в течение $5 \div 10$ минут.

ВНИМАНИЕ!

На ФЭУ в рабочем режиме подается напряжение питания свыше 1000 В, поэтому любые переключения в цепях ФЭУ категорически запрещены.

5. Ручкой «Рег.напряжения» установить на выходе высоковольтного

блока питания ФЭУ напряжение $1100 \div 1400 \text{ В}$ по вольтметру.

6. Подготовить к работе дозиметр γ -излучения ДРГЗ-02. Вынуть заглушку из защитного контейнера и с помощью дозиметра измерить мощность дозы γ -излучения вдоль луча и в окружающем его пространстве. Оценить точки дозного поля, где допустимо работать в течение всего хода эксперимента, используя для этих целей данные НРБ-99 для лиц из населения (см. работу N 11 настоящего практикума).

7. Установить блок детектора БДБСЗ-1eM на таком расстоянии от γ -источника, где вклад в показания детектора от рассеянных γ -квантов, возникающих при комптоновских взаимодействиях в материалах фильтра, окружающих стен и защитного экрана, будет минимальным. Для этого при снятой заглушке защитного контейнера выполнить измерения зависимости скорости счета n от расстояния R между детектором и источником γ -излучения, построить график зависимости $n = f(1/R^2)$. Линейный участок этого графика и будет соответствовать требуемому условию минимальности вклада комптоновских взаимодействий.

8. Снять кривые зависимости скорости счета (n) детектора от толщины поглотителя (x) в двух материалах по указанию преподавателя (на рабочем месте имеются наборы пластин разной толщины из материалов Al , Fe , Cu и Pb). Экспериментальные данные в каждой точке кривой поглощения (не менее $10 \div 15$ точек) должны быть получены с постоянной относительной погрешностью $\delta_n = 0.3 \div 1\%$.

ПРИМЕЧАНИЕ.

Вначале необходимо устанавливать самые тонкие пластины, чтобы детально измерить наиболее крутой участок графика кривой поглощения.

7. Обработка результатов

1. Вычислить число импульсов в единицу времени для каждого значения толщины поглотителя $n_x = N/t_x$, где $N = const$, t_x — время набора N импульсов при толщине фильтра, равной x .

2. Из вычисленных значений n_x исключить фон n_ϕ , если он влияет на погрешность измерений: $n(x) = n_x - n_\phi$.

3. Построить зависимости $n(x)$ для каждого из поглотителей в полулогарифмическом масштабе, обработав предварительно результаты экспериментов по методу наименьших квадратов. Оценить по всей совокупности данных значение μ_1 и μ_2 . Учитывая условие однократности столкновений $\mu d_{max} > 1$, исключить из графика $\ln n = f(d)$ точки $d > d_{max}$ и по оставшимся данным окончательно определить μ_1 и μ_2 и погрешности в их определении

$\Delta\mu_1, \Delta\mu_2$.

4. Используя табличные данные [2], построить графические зависимости μ от $h\nu$ для используемых материалов. Зная численные значения μ_1 и μ_2 , по графикам определить соответствующие им энергии γ -квантов $h\nu_1$ и $h\nu_2$.

5. По данным $h\nu_1$ и $h\nu_2$ определить тип радиоактивного источника γ -излучения, используя характеристики γ -излучения радиоактивных нуклидов [2. С.35-39].

6. Оценить процентный вклад каждого из процессов (фото-, комптон и рождения пар) в значения коэффициентов μ_1 и μ_2 , используя данные по микроскопическим сечениям взаимодействия γ -квантов с веществом [2-4] и из приложения к данной работе.

7. Найти отклонения величин измеренных коэффициентов μ_1 и μ_2 от соответствующих коэффициентов, взятых из таблиц для энергий γ -квантов радиоизотопного источника излучения.

8. Определить погрешность определения энергии γ -квантов методом поглощения.

9. Используя данные пункта 3 и формулу (22), оценить фактор накопления B при максимальной толщине поглотителя, использованной при проведении измерений.

8. Контрольные вопросы

1. В каких физических процессах возникает γ -излучение?
2. Каковы основные процессы взаимодействия γ -излучения с веществом?
3. Что называют микро- и макроскопическими сечениями взаимодействия γ -квантов с веществом?
4. В чем отличие коэффициентов ослабления от коэффициентов истинного поглощения энергии γ -квантов веществом?
5. В чем отличие измерений в геометрии узкого и широкого пучков?
6. В чем суть определения энергии γ -квантов методом поглощения?
7. Как устроен счетчик γ -квантов в данной работе и каков принцип его работы?
8. Как трансформируется энергия γ -кванта в световую вспышку в сцинтилляционном кристалле $NaJ(Tl)$?

Список литературы

1. ГОСТ 15484-81. Ионизирующее излучение. Термины и определения.

2. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982. С.87-107.

3. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975. С.221-275.

4. Антонова И.А. и др. Практикум по ядерной физике. М.: Изд-во МГУ, 1988. С. 178-179.

5. Жуковский Ю.Г. и др. Практикум по ядерной физике. Учеб. пособие. М.: Высш.шк., 1975. 197 с.

6. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник для вузов. В 2 т. Т.1. Физика атомного ядра. М.: Энергоатомиздат, 1983. С.316-329.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1

Коэффициенты ослабления γ -излучения для различных материалов $\mu, \text{см}^{-1}$.

$${}_{13}^{27}\text{Al}, n_a = 6,033 \cdot 10^{22} \text{ ат/см}^3, \rho = 2,7 \text{ г/см}^3$$

$h\nu, \text{ МэВ}$	μ_k	μ_ϕ	μ_n	μ
0,1	0,375	0,049	-	0,459
0,2	0,320	0,053	-	0,331
0,3	0,276	0,0015	-	0,282
0,4	0,247	0,0007	-	0,250
0,5	0,226	0,0004	-	0,228
0,6	0,209	0,0002	-	0,211
0,661	0,198	0,00017	-	0,201
0,7	0,192	0,00015	-	0,194
0,8	0,184	0,0001	-	0,185
1,0	0,165	-	-	0,166
1,25	0,146	-	-	0,147
1,5	0,135	-	0,00046	0,135
2,0	0,115	-	0,0019	0,116
3,0	0,091	-	0,0052	0,096
4,0	0,075	-	0,0084	0,084

μ_k — линейный коэффициент комптон-эффекта,

μ_ϕ — линейный коэффициент фотоэффекта,

μ_n — линейный коэффициент рождения пар,

μ — линейный коэффициент ослабления.

Продолжение таблицы 1

$${}_{26}^{56}\text{Fe}, n_a = 8,479 \cdot 10^{22} \text{ ат/см}^3, \rho = 7,86 \text{ г/см}^3$$

$h\nu, \text{ МэВ}$	μ_k	μ_ϕ	μ_n	μ
0,1	1,017	1,586	-	2,891
0,2	0,873	0,189	-	1,136
0,3	0,770	0,056	-	0,865
0,4	0,693	0,025	-	0,737
0,5	0,633	0,014	-	0,660
0,6	0,587	0,0086	-	0,604
0,661	0,564	0,0072	-	0,570
0,7	0,546	0,0061	-	0,551
0,8	0,516	0,0044	-	0,526
1,0	0,465	0,0027	-	0,470
1,25	0,414	0,0019	-	0,421
1,5	0,378	0,0013	0,0028	0,383
2,0	0,322	0,0008	0,0110	0,334
3,0	0,253	0,0004	0,0297	0,284
4,0	0,212	0,0002	0,0475	0,260

μ_k — линейный коэффициент комптон-эффекта,

μ_ϕ — линейный коэффициент фотоэффекта,

μ_n — линейный коэффициент рождения пар,

μ — линейный коэффициент ослабления.

Продолжение таблицы 1

$${}_{29}^{64}\text{Cu}, n_a = 8,458 \cdot 10^{22} \text{ ат/см}^3, \rho = 8,92 \text{ г/см}^3$$

$h\nu, \text{ МэВ}$	μ_k	μ_ϕ	μ_n	μ
0,1	1,125	2,537	-	4,043
0,2	0,973	0,308	-	1,379
0,3	0,854	0,093	-	0,989
0,4	0,770	0,041	-	0,836
0,5	0,705	0,023	-	0,744
0,6	0,653	0,014	-	0,679
0,661	0,620	0,012	-	0,640
0,7	0,604	0,010	-	0,622
0,8	0,574	0,007	-	0,588
1,0	0,517	0,005	-	0,525
1,25	0,465	0,003	-	0,470
1,5	0,420	0,002	0,0036	0,428
2,0	0,359	0,0014	0,0134	0,375
3,0	0,282	0,0007	0,0372	0,312
4,0	0,236	0,0005	0,0590	0,258

μ_k — линейный коэффициент комптон-эффекта,

μ_ϕ — линейный коэффициент фотоэффекта,
 μ_n — линейный коэффициент рождения пар,
 μ — линейный коэффициент ослабления.

Окончание таблицы 1

$${}_{82}^{207}\text{Pb}, n_a = 3,299 \cdot 10^{22} \text{ ат/см}^3, \rho = 11,34 \text{ г/см}^3$$

$h\nu, \text{ МэВ}$	μ_k	μ_ϕ	μ_n	μ
0,1	1,132	59,382	-	62,681
0,2	1,036	9,633	-	11,283
0,3	0,924	3,332	-	4,520
0,4	0,838	1,607	-	2,599
0,5	0,769	0,937	-	1,704
0,6	0,716	0,614	-	1,330
0,661	0,690	0,500	-	1,180
0,7	0,664	0,420	-	1,080
0,8	0,630	0,325	-	0,993
1,0	0,567	0,205	-	0,798
1,25	0,506	0,140	-	0,660
1,5	0,462	0,094	0,0187	0,587
2,0	0,396	0,056	0,0561	0,515
3,0	0,311	0,029	0,1300	0,472
4,0	0,260	0,019	0,1900	0,469

μ_k — линейный коэффициент комптон-эффекта,
 μ_ϕ — линейный коэффициент фотоэффекта,
 μ_n — линейный коэффициент рождения пар,
 μ — линейный коэффициент ослабления.

Лабораторная работа № 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ γ – КВАНТОВ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: определение энергии γ – квантов, испускаемых при распаде радиоактивных ядер, с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра.

1. Введение

Анализ энергетического спектра γ – квантов помогает решать многие практические задачи в различных областях науки и техники. Так, например, в ядерной физике знание спектра γ – квантов позволяет получать информацию об энергетических уровнях возбужденных ядер, определять тепловыделение в конструкциях ядерных реакторов, оценивать герметичность твэлов и т.д.

В работе № 6 настоящего практикума энергия γ -квантов моноэнергетических излучений определяется простейшим способом — методом поглощения. Если же возникает необходимость изучения энергетического спектра или ставится задача более точного определения энергии моноэнергетического излучения, то на практике используют сцинтилляционные, полупроводниковые, магнитные и другие гамма-спектрометры. Во всех гамма-спектрометрах энергии γ -квантов определяют по вторичному (электронному) излучению, возникающему при прохождении γ -квантов через вещество детектора.

Сцинтилляционный метод является в настоящее время одним из наиболее распространенных способов спектрометрии ядерных излучений. Это объясняется свойствами сцинтилляционных детекторов частиц:

- 1) высокой эффективностью регистрации γ -квантов (от 20 до 40% для кристалла $NaJ(Tl)$);
- 2) высокой временной разрешающей способностью ($10^{-7} \div 10^{-9}$ с);
- 3) способностью определять энергии квантов от моноэнергетических источников с точностью, большей, чем методом поглощения;
- 4) относительной простотой электронной аппаратуры.

К числу недостатков сцинтилляционных спектрометров следует отнести низкую разрешающую способность по энергии, например $\sim 10\%$ для γ -квантов в области энергий ~ 660 кэВ. Это означает, что спектрометр выделяет два пика от моноэнергетических источников, если энергии их γ -квантов различаются на ~ 66 кэВ.

Простейший однокристалльный сцинтилляционный гамма-спектрометр содержит следующие блоки: сцинтилляционный детектор γ -квантов; линейный усилитель; амплитудный анализатор импульсов; регистрирующее устройство и высоковольтный источник для питания фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

При взаимодействии γ -квантов с веществом в диапазоне энергий $0,01 \leq E_\gamma \leq 5$ МэВ в основном возможны три процесса: фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и процесс образования электронно-позитронных пар. Каждый из этих процессов характеризуется определенной вероятностью взаимодействия γ -квантов с атомами или ядрами поглощающего вещества. Эта вероятность зависит от энергии γ -квантов и от эффективного заряда ($Z_{эф}$) вещества. Зная данные закономерности, можно сформулировать требования к сцинтилляционным детекторам частиц.

Эффект образования пар использовать для спектрометрии γ -квантов достаточно сложно, так как этот процесс, с одной стороны, имеет высокий порог по энергии γ -квантов ($h\nu \geq 1,02$ МэВ), с другой стороны, возникает

неопределенность в передаче энергии кристаллу. Тормозящийся в кристалле позитрон аннигилирует с одним из атомных электронов ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$). Выделяющаяся при этом энергия ($2m_0c^2$) передается двум γ -квантам. Эти кванты могут покинуть кристалл или поглотиться в нем. Возможен и такой вариант: один из γ -квантов уйдет, а другой поглотится в кристалле. Оставшаяся в кристалле энергия может быть равна энергии первичного γ -кванта либо может отличаться от нее на величину 0,511 МэВ или на 1,02 МэВ. Эта неопределенность в передаче энергии и создает соответствующие трудности в интерпретации результатов эксперимента.

Рассеянный в результате комптон-эффекта γ -квант может либо выйти из кристалла, либо поглотиться в нем. В первом случае энергия, переданная электрону(кристаллу), принимает значения от 0 до $T_{e_{max}}$, равной

$$T_{e_{max}} = \frac{2E_\gamma^2}{m_0c^2 + 2E_\gamma}, \quad (42)$$

где E_γ — начальная энергия γ -кванта, m_0c^2 — энергия покоя электрона. Энергия γ -квантов и край комптоновского распределения энергии электронов отделены друг от друга энергетическим интервалом ΔE , равным

$$\Delta E = E_\gamma - T_{e_{max}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0c^2}}.$$

Видно, что лишь край комптоновского распределения однозначно связан с энергией падающих γ -квантов. Это обстоятельство используется тогда, когда мало сечение фотоэффекта. В случае поглощения рассеянного γ -кванта происходит полная передача энергии кристаллу. Следовательно, использовать комптоновское рассеяние в прямом виде для спектрометрирования γ -излучения не представляется возможным ввиду того, что энергия γ -кванта не всегда равна энергии, переданной кристаллу детектора.

При фотоэффекте чем выше энергия γ -кванта, тем с более глубоких оболочек атомов выбиваются фотоэлектроны. Свободные места (вакансии) заполняются электронами с вышележащих оболочек атома. Освобождающаяся при таких переходах электронов энергия или излучается в виде характеристического рентгеновского излучения, или передается одному (или нескольким) из внешних электронов, которые покидают атом. Такие электроны называют Оже-электронами. Рентгеновские кванты, как и Оже-электроны, в кристалле NaJ имеют энергии от 1,1 до 33,2 кэВ и с большой вероятностью

поглощаются в объеме кристалла, так как они имеют малые пробеги по сравнению с геометрическими размерами кристалла сцинтиллятора.

Таким образом, при фотоэффекте в кристалле выделяется вся энергия поглощаемого кванта. Следовательно, суммарная энергия световой вспышки пропорциональна энергии γ -кванта. Это явление используют в ядерной физике для определения энергии γ -квантов.

Для подавления влияния комптоновских процессов сцинтилляционный кристалл необходимо выбирать с максимально большим ($Z_{эф}$). Дело в том, что при увеличении ($Z_{эф}$) увеличивается как энергия связи электронов, так и сечение фотоэффекта (см. работу № 6 настоящего практикума). Такому условию удовлетворяют кристаллы $NaJ(Tl)$ и $CsJ(Tl)$, имеющие ($Z_{эф}$), равные 32 и 54 соответственно.

Геометрические размеры кристалла выбирают из условия

$$h = d = \bar{\lambda} + R_{e_{max}}, \quad (2)$$

где h и d — толщина и диаметр кристалла детектора соответственно; $\bar{\lambda}$ — средняя длина пробега γ -квантов в веществе детектора; $R_{e_{max}}$ — максимальный пробег электронов в кристалле с энергией $T_{e_{max}}$ из всего спектра вторичных электронов. Например, в $NaJ(Tl)$ электрон с энергией $T_e = 1$ МэВ имеет пробег $R_e \approx 0,2$ см.

Для более корректного выполнения условия (2) необходимо пучок γ -квантов коллимировать в центр облучаемой грани кристалла детектора.

2. Линейность преобразования энергии γ -квантов в детекторе $NaJ(Tl)$

Пусть детектор облучается потоком моноэнергетических γ -квантов с энергиями $E_\gamma \gg I_K(Na)$. Потенциалы ионизации с K -оболочки натрия и йода равны: $I_K(Na) = 1,073$ кэВ, $I_K(J) = 33,170$ кэВ. Следовательно, γ -кванты в основном поглощаются на K -оболочке атомов йода. При этом фотоэлектроны генерируются с энергиями.

$$T_e = E_\gamma - I_K(J) - T_N, \quad (3)$$

где $h\nu$ — энергия γ -кванта; $I_K(J)$ — потенциал ионизации K -оболочки йода, T_N — энергия отдачи ядра.

Средняя энергия, теряемая фотоэлектроном при одном соударении на

ионизацию и возбуждение атомов кристалла, равна (используется модель упругих соударений двух частиц):

$$\overline{\Delta E} = \frac{2m_e}{M_{\text{эф}}} \cdot T_e, \quad (4)$$

где m_e — масса электрона; $M_{\text{эф}} = (M_{\text{Na}} + M_{\text{J}})/2$ — эффективная масса молекулы NaJ .

Можно показать, что $\overline{\Delta E} \approx 10$ эВ при $E_\gamma = 660$ кэВ.

Общее число ионизаций, совершаемых одним фотоэлектроном до полной его термализации, равно:

$$N_{\text{ion}} = \int_{kT}^{T_e} \frac{dE}{\Delta E} = \frac{M_{\text{эф}}}{2m_e} \cdot \ln \frac{T_e}{kT} \approx \frac{T_e}{\Delta E}, \quad (5)$$

где T — температура кристалла; k — постоянная Больцмана.

За время $\sim 10^{-9}$ с в зону проводимости выбрасывается N_{ion} истинно вторичных электронов с кинетической энергией $T_e = \overline{\Delta E} - E_g \approx 3 \div 5$ эВ. Передав избыточную энергию на нагревание кристалла, электроны возвращаются в валентную зону. Часть из них возвращается в валентную зону через центры люминесценции, создавая вспышку света интенсивностью

$$W = N_\phi \cdot \varepsilon_\phi = C_{\text{эф}} \cdot E_n \approx C_{\text{эф}} \cdot E_\gamma, \quad (6)$$

где N_ϕ — число фотонов с энергиями $\varepsilon_\phi \approx 3$ эВ, $C_{\text{эф}} \approx 0,158$ — конверсионный выход кристалла $\text{NaJ}(Tl)$, равный отношению энергии W световой вспышки к энергии E_n , поглощенной в кристалле [4], т.е. $C_{\text{эф}} = W/E_n$.

На фотокатод ФЭУ падает световая вспышка интенсивностью W_k , равной

$$W_k = W \cdot \eta_c \approx C_{\text{эф}} \eta_c E_\gamma \sim E_\gamma, \quad (7)$$

где η_c — коэффициент светособирания на фотокатод ФЭУ, значение которого составляет обычно $0,3 \div 0,8$.

Теперь можем определить величину заряда, формируемого на аноде ФЭУ от светового потока, падающего на фотокатод

$$Q = \gamma \cdot \xi \cdot N_\phi \cdot k \cdot Z_e \sim E_\gamma, \quad (8)$$

где $\gamma = N_e/N_\phi$ — квантовый выход фотокатода; ξ — коэффициент сбора фото-

электронов первым диодом; k — коэффициент умножения ФЭУ; Z_e — заряд электрона.

Амплитуда напряжения на нагрузке ФЭУ равна:

$$U_a = I \cdot R_H = \frac{Q}{\tau} \cdot R_H \sim E_\gamma, \quad (9)$$

где I — ток через сопротивление нагрузки $R_H \approx 100$ кОм; τ — время переходного процесса в ФЭУ, примерно равное $5 \cdot 10^{-6}$ с.

Для реальных расчетов U_a на сопротивлении нагрузки R_H необходимо аналогичным образом учесть вклады от Оже-электронов или (конкурирующие процессы) от электронов, генерируемых от характеристического рентгеновского излучения.

В качестве примера на рис.1 дано распределение импульсов, полученное с помощью однокристалльного гамма-спектрометра с кристаллом $NaJ(Tl)$ от моноэнергетического γ — источника (в относительных единицах).

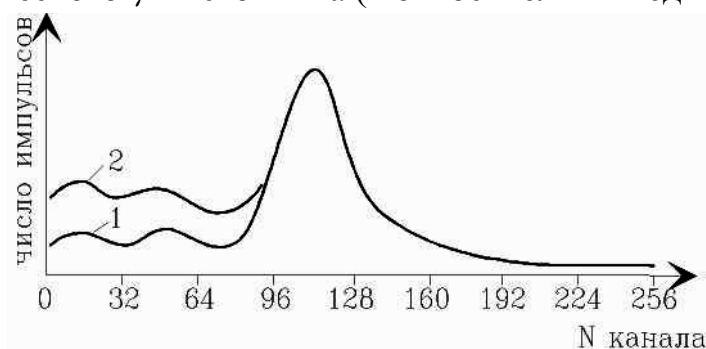


Рис. 1. Амплитудный спектр импульсов от моноэнергетического γ — источника (в относительных единицах): 1 — с кристаллом 120x110 мм; 2 — с кристаллом 40x40 мм

Максимум распределения импульсов является пиком поглощения (фотопик), который соответствует энергии γ — квантов от радионуклида ^{137}Cs . Амплитудное распределение моноэнергетического γ — источника левее максимума формируется от комптоновских электронов и фотоэлектронов, которые только частично рассеивают свою энергию в кристалле.

Случайные флуктуации, возникающие в процессах преобразования энергии γ — квантов в сцинтилляторе, ФЭУ и электронной аппаратуре, приводит к размытию фотопика, ширину которого принято характеризовать параметром R , носящим название энергетического разрешения гамма-спектрометра:

$$R = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \cdot 100\%, \quad (10)$$

где ΔE_γ — ширина пика полного поглощения, измеренная на половине высоты фотопика и выраженная в единицах энергии γ – квантов.

3. Экспериментальная установка

На рис. 2 представлена экспериментальная блок-схема однокристалльного гамма-спектрометра с кристаллом $NaJ(Tl)$.

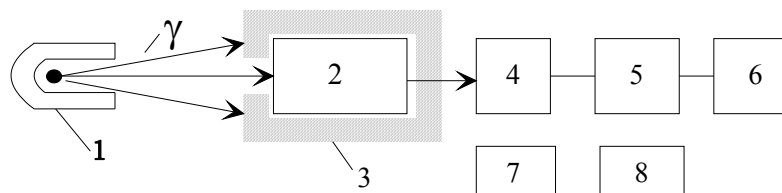


Рис. 2. Блок-схема гамма-спектрометра:

- 1 — свинцовый контейнер с радиоактивным изотопом;
- 2 — сцинтилляционный детектор типа БДБСЗ-1еМ;
- 3 — свинцовый экран для детектора;
- 4 — линейный усилитель анализатора импульсов;
- 5 — анализатор импульсов АИ-256-1;
- 6 — цифropечатающее устройство типа БЗ-15-1М;
- 7 — высоковольтный источник напряжения (1,2 кВ) для питания ФЭУ;
- 8 — низковольтный источник ± 12 В для питания эмиттерного повторителя.

Принцип работы спектрометра изложен выше, поэтому остановимся только на описании работы отдельных его узлов. В качестве чувствительного элемента спектрометра здесь используется стандартный блок детектора спектрометра БДБСЗ-1еМ со свинцовым контейнером, внутри которого размещен блок детектора с кристаллом $NaJ(Tl)$ цилиндрической формы с размерами 63х63 мм.

Блок детектирования с кристаллом ФЭУ, эмиттерным повторителем и высоковольтным делителем заключен в металлический светонепроницаемый экран. Энергетическое разрешение спектрометра с кристаллом $NaJ(Tl)$ (с размерами 63х63 см) составляет $\sim 8\%$ по линии ^{137}Cs .

Эмиттерный повторитель — электронная схема, позволяющая согласовать высокое выходное сопротивление ФЭУ с низким входным сопротивлением линейного усилителя. Коэффициент передачи схемы $K \approx 0,95$.

Линейный усилитель — электронная схема, позволяющая линейно усиливать импульсы напряжения, снимаемые с эмиттерного повторителя в широком динамическом диапазоне амплитуд. Усилитель имеет небольшой коэффициент усиления $4 \leq k \leq 128$, однако к нему (усилителю) предъявляются жесткие требования:

- 1) высокая стабильность коэффициента усиления;

- 2) линейность амплитудной характеристики не хуже 0,1%;
- 3) достаточно широкая полоса пропускания частот от 10 по 100 МГц;
- 4) способность работать без искажения спектра амплитуд при нагрузках до 10^5 имп/с.

Выполнение этих требований обеспечивается путем введения глубоких отрицательных связей между отдельными каскадами усилителя.

Анализатор импульсов АИ-256. Анализатор импульсов АИ-256 предназначен для анализа периодических и статистических распределений импульсов по амплитудам, а также накопления стационарных электрических сигналов.

На рис.3 представлена диаграмма преобразования амплитуды сигнала в длительность.

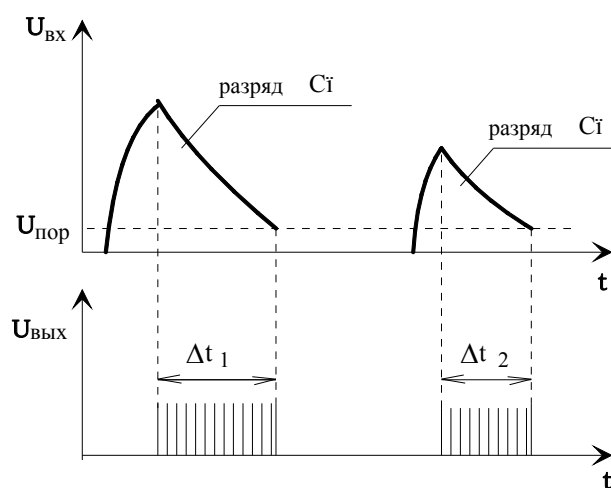


Рис. 3. Временные диаграммы преобразователя «амплитуда-длительность сигнала»

Принцип построения амплитудных анализаторов с большим числом каналов основан на использовании аналогово-цифрового преобразования, при котором амплитуде входного импульса U_{BX} ставится в соответствие число (код) [5]. В анализаторе импульсов АИ-256 такое преобразование осуществляется путем преобразования амплитуды входного импульса U_{BX} в длительность Δt прямоугольного импульса заданной амплитуды, который заполняется последовательностью импульсов стабильной частоты 4 МГц; число этих импульсов N (код амплитуды) является мерой длительности интервала времени Δt , и, следовательно, пропорционально амплитуде измеряемого импульса и энергии γ – кванта.

Амплитудно-временная трансформация осуществляется путем заряда конденсатора памяти емкостью C_n до пикового значения U_{BX} входного сигнала и последующим разрядом емкости C_n постоянным током I_0 (см. рис.3).

$$\Delta t = \frac{Q_n}{I_0} = \frac{U_{BX} \cdot C_n}{I_0} \sim U_{BX} \sim E_\gamma \sim N. \quad (11)$$

По коду амплитуды в запоминающем устройстве отыскивается адрес — номер канала N , и в этом канале добавляется (+1), т.е. производится регистрация события с амплитудой, пропорциональной U_{BX} . С учетом соотношений (8,9,11) приходим к выводу, что номер канала N пропорционален энергии γ -кванта E_γ :

$$E_\gamma \sim \Delta t \sim N. \quad (12)$$

После накопления достаточного объема информации в анализаторе импульсов ее можно вывести на экран электронно-лучевой трубки.

Анализатор импульсов АИ-256 имеет следующие характеристики:

- 1 — число каналов — 256;
- 2 — число уровней квантования по амплитуде 256 и 128;
- 3 — ширина каналов 40 мВ и 80 мВ;
- 4 — емкость канала — 2^{16} ;
- 5 — максимально измеряемая амплитуда 10 В (при работе без усилителя);
- 6 — преобразование амплитуд входных сигналов:
— от 2,5 мВ до 2,5 В (при работе с усилителем);
— от 0,15 В до 10 В (при работе без усилителя);
- 7 — коэффициент усиления меняется ступенями от 4 до 128;
- 8 — максимальная загрузка по входу — 35000 имп/с;
- 9 — в режиме «НАБЛ» (наблюдение) анализатор обеспечивает наблюдение на экране зарегистрированной информации группами в «256», «128x2», «64x4», «32x8».

4. Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с работой приборов, входящих в состав спектрометра.
2. Проверить надежность заземления всех приборов и блоков спектрометра.
3. ВНИМАНИЕ! На ФЭУ в рабочем режиме подается напряжение питания свыше 1000В. Любые переключения в цепях ФЭУ под напряжением категорически запрещены.
4. Включить блоки питания спектрометра, анализатор импульсов АИ-256-1. Дать приборам прогреться в течение 10÷15 мин.
5. Установить на выходе высоковольтного блока питания ФЭУ напряжение 1300В по вольтметру.
6. Получить калибровочные γ -источники: $^{241}\text{Am}(E_{\gamma_1} = 26,4 \text{ кэВ}; E_{\gamma_2} = 59,6 \text{ кэВ}); ^{137}\text{Cs}(E_\gamma = 661,3 \text{ кэВ}); ^{60}\text{Co}(E_{\gamma_1} = 1173,2 \text{ кэВ}; E_{\gamma_2} = 1332,5 \text{ кэВ}).$

7. Установить контейнер с источником ^{137}Cs в свинцовый стакан напротив входного окна сцинтилляционного детектора БДБСЗ-1еМ.

8. Основываясь на инструкции по обслуживанию анализатора импульсов АИ-256-1, установить коэффициент усиления линейного усилителя АИ-256-1 так, чтобы пик полного поглощения источника ^{137}Cs прописывался в 90÷110-х каналах анализатора при записи информации на 256 каналов.

9. Убрать из памяти пробную информацию и последовательно записать спектры источников: ^{241}Am ; ^{137}Cs ; ^{60}Co .

10. Обработать экспериментальные результаты по методу наименьших квадратов. Построить градуировочную кривую спектрометра $N = f(E_\gamma)$, используя пики полного поглощения калибровочных источников.

11. Снять спектр неизвестного источника по указанию преподавателя.

12. Построить графики всех спектров. Оценить энергетическое разрешение R спектрометра по линии $^{241}\text{Am}(E_\gamma = 59,6 \text{ кэВ})$ и $^{137}\text{Cs}(E_\gamma = 661,3 \text{ кэВ})$.

13. Определить энергии отдельных пиков неизвестного γ -источника и их относительные активности. Назвать тип радионуклида.

14. Оценить относительную погрешность определения энергии отдельных линий неизвестного источника в сравнении с табличными данными его пиков.

15. Определить длину волны комптоновских γ -квантов, рассеянных под углом 20° от Al -пластинки толщиной 1 см при облучении γ -излучением от радионуклида ^{137}Cs . Сравнить с теоретическим значением.

5. Контрольные вопросы

1. В каких физических процессах возникает γ -излучение?

2. Каковы основные процессы взаимодействия γ -излучения с веществом?

3. Что называют микро- и макроскопическими сечениями взаимодействия γ -квантов с веществом?

4. Как трансформируется энергия γ -квантов в световую вспышку сцинтиллятора?

5. Какие процессы вносят вклад в пик полного поглощения?

6. Каков принцип работы ФЭУ?

7. Каким образом достигается линейность преобразования энергии γ -квантов в пропорциональный импульс тока на выходе ФЭУ?

8. Как измерить энергетическое разрешение гамма-спектрометра и от чего оно зависит?

9. Каков принцип работы многоканального амплитудного анализатора импульсов?

10. Используя формулы (6-9), оцените амплитуду напряжения на на-

грузке ФЭУ (величина поглощенной в сцинтилляторе энергии $0,05 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 1,5 \text{ МэВ}$).

Список литературы

1. Лабораторные занятия по физике / Под ред. Л.Л.Гольдина. М.: Наука, 1983. С.570-575 и 582-589.
2. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.О.Сергеева. М.: Высш. шк., 1975. С.90-103.
3. Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений. М.: Энергоатомиздат, 1987. С.253.
4. Абрамов А.И., Казанский Е.С., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977. Гл.7; 12.
5. Дмитриева Н.Н., Ковтюх А.С., Кривицкий Б.Х. Ядерная электроника. М.: Изд-во МГУ, 1982. С.216-234.

Лабораторная работа № 8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ ПО ПРОБЕГУ В ВОЗДУХЕ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение особенностей взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом, определение энергии заряженных частиц по методу остаточного пробега.

1. Введение

Альфа(α)—частицы представляют собой ядра гелия ${}^4_2\text{He}$, имеющие заряд $+2|\bar{e}|$ и состоящие из четырех ($A=4$) нуклонов: двух протонов и двух нейтронов. Энергия связи $E_{CB}({}^4_2\text{He}) = 28 \text{ МэВ}$, масса $M_N({}^4_2\text{He}) = 4,0026033 \text{ a.e.m.} = 7296,1m_e$, спин и четность равны 0^+ , магнитный и квадрупольный моменты равны нулю. Возникают α -частицы при α -распа-

де атомных ядер



при условии, что

$$Q = E_{CB}(Z-2, A-4) + E_{CB}({}^4_2 He) - E_{CB}(Z, A) > 0, \quad (2)$$

или

$$Q = [M_N(Z, A) - M_N(Z-2, A-4) - M_N({}^4_2 He)]c^2 > 0,$$

где M_N — масса ядра.

Благодаря тому, что $M_N({}^4_2 He) \ll M_N(Z-2, A-4)$, основная часть энергии Q , выделяющейся при α -распаде исходного ядра, уносится α -частицей. Для определенного нестабильного изотопа кинетическая энергия α -частиц строго постоянна и при $Z > 83$ для различных ядер заключена в интервале от 4 до 9 МэВ. Периоды полураспада α -активных ядер изменяются в широких пределах от $T = 1,4 \cdot 10^{17}$ лет для изотопа свинца ${}^{204}_{82} Pb$ до $T = 10^{-6} c$ для изотопа радона ${}^{215}_{86} Rn$.

В данной работе в качестве источника α -частиц используется радиоактивный препарат, содержащий изотоп ${}^{238}_{94} Pu$, период полураспада которого равен 86,4 лет (рис.1).

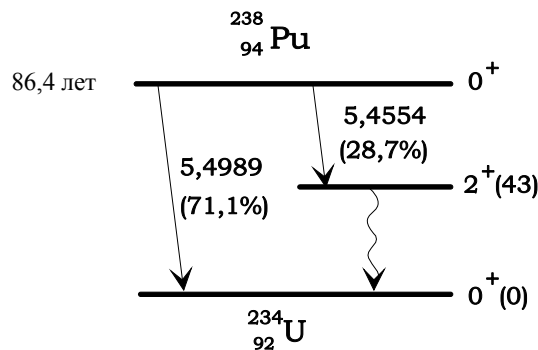


Рис. 1. Схема распада изотопа ${}^{238}_{94} Pu$

На рис. 1 справа указаны спин и четность уровней ядер, в скобках — энергии (КэВ) уровней ${}^{234}_{92} U$. При этом энергия α -частиц для перехода $0^+ - 0^+$ равна 5,4989 МэВ и для перехода $0^+ - 2^+$ равна 5,4554 МэВ.

Подробнее с механизмом α -распада нужно ознакомиться в учебных пособиях [1,2]

2. Взаимодействие α -частиц с веществом

Основными процессами взаимодействия α -частиц с веществом являются упругое рассеяние на ядрах и ионизационное торможение при взаимо-

действию с электронами атомов.

При упругом рассеянии суммарная кинетическая энергия α – частицы и ядра сохраняется и происходит лишь ее перераспределение между сталкивающимися частицами, а также изменяются направления их движения.

Упругое рассеяние на ядре описывается формулой Резерфорда [1]. Вероятность упругого рассеяния (на ядрах) при энергиях α – частиц в несколько МэВ примерно в 10^3 раз меньше вероятности ионизации атомов среды, поэтому путь α – частицы в среде, как правило, прямолинеен, а полный пробег R с высокой точностью определяется интегралом [1]

$$R = -\int_{E_0}^0 \frac{dE}{(dE/dx)_{ion}}, \quad (3)$$

где E_0 – начальная кинетическая энергия α – частиц, а $(dE/dx)_{ion}$ – ионизационные потери (потери энергии на длине пробега dx).

В нерелятивистском случае ($E \ll mc^2$) для тяжелых заряженных частиц

$$-(dE/dx)_{ion} = -\frac{4\pi Z^2 n_e}{m_e V^2} \cdot \ln \frac{2m_e V^2}{\bar{I}}, \quad (4)$$

где Z – заряд пролетающей частицы, V – ее скорость; n_e – концентрация электронов в веществе; $\bar{I} = 13,5Z_N$ эВ – средний ионизационный потенциал и Z_N – заряд ядра атомов среды.

Как следует из формулы (4), величина ионизационных потерь определяется главным образом зарядом пролетающей частицы, ее скоростью V и концентрацией электронов n_e .

Пробег в воздухе $R_{\alpha B}$, см для α – частиц, испускаемых естественными радионуклидами ($E_0 = 4 \div 7$ МэВ), можно рассчитать по формуле [3]

$$R_{\alpha B} = 0,318 \cdot \sqrt{E_0^3}, \quad (5)$$

где E_0 – энергия α – частиц, МэВ.

Для среды X пробег $R_{\alpha X}$, см можно рассчитать по формуле

$$R_{\alpha X} = \frac{10^{-4} \sqrt{A_x \cdot E_0^3}}{\rho_x}, \quad (6)$$

где E_0 – энергия α – частиц, МэВ; A_x – массовое число ядер атомов; ρ_x ,

г/см³ плотность среды X .

Для многокомпонентных по составу сред расчет массового пробега R_α , г/см², можно выполнить, используя формулу [3]

$$\frac{1}{R_\alpha} = \sum_{i=1}^m \frac{f_i}{R_{\alpha i}}, \quad (7)$$

где $R_{\alpha i}$ — пробег α -частиц в материале i -го компонента, г/см², с массовым содержанием f_i , ($\sum_{i=1}^m f_i = 1$).

Массовое число A_x может быть определено из выражения

$$\frac{1}{\sqrt{A_x}} = \sum_{i=1}^m \frac{f_i}{\sqrt{A_i}}. \quad (8)$$

Массовое содержание i -го компонента

$$f_i = \frac{M_i}{M_x},$$

где M_i и M_x — молярные массы i -го компонента и среды соответственно.

Проникающая способность α -частиц в средах невелика: в воздухе их пробег составляет для $E_0 = 5,5$ МэВ примерно 4 см. Однако при $E_0 > 7,5$ МэВ пробег α -частиц в биологической ткани может превысить толщину слоя эпидермиса (ороговевшего наружного слоя кожи человека) и достичь чувствительных клеток базального слоя.

В формулах (5 ÷ 7) $R = \bar{R}$ — средний пробег, который обычно определяют экспериментально по кривой прохождения α -частиц через вещество, т.е. при измерении числа n прошедших через вещество частиц как функции толщины R (рис.2) [4].

Из рис. 2 видно, что средний пробег \bar{R} определяется как толщина вещества, поглощающая половину ($n_0/2$) от начального (n_0) числа падающих на вещество частиц. Экстраполированный пробег R_y получается экстраполяцией по касательной, проходящей через точку кривой, соответствующей среднему пробегу \bar{R} . Максимальный пробег R_{max} используется при расчете защиты от внешних потоков α -частиц. С погрешностью, не превышающей несколько процентов, $R_y = R_{max} = \bar{R}$. Максимальный пробег R_{max} определяется как длина пробега, при которой скорость счета в пределах статистической ошибки измерений равна скорости счета фона.

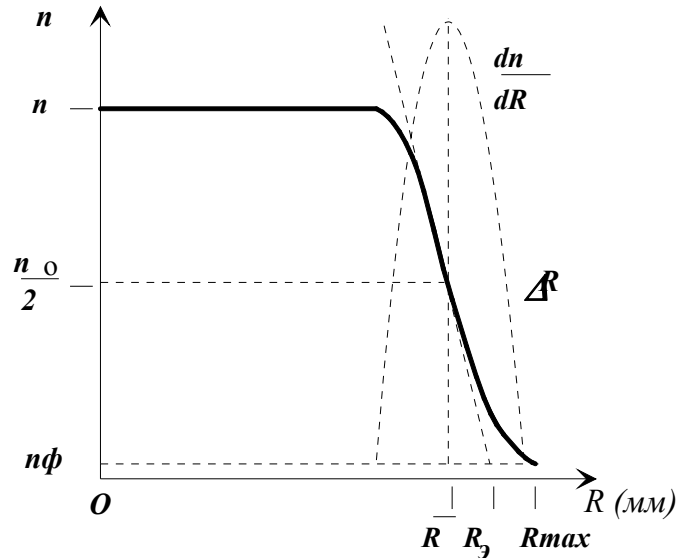


Рис. 2. Кривая прохождения моноэнергетического параллельного пучка α – частиц через вещество

При прохождении пучка α – частиц через вещество определение среднего пробега \bar{R} затруднено из-за большого различия длин пробегов α – частиц. В этом случае можно измерять экстраполированный пробег R_s . Вследствие случайных флуктуаций потерь энергии в процессе ионизации в отдельных столкновениях и флуктуаций полного числа столкновений пробеги моноэнергетических частиц, складывающихся из очень большого числа статистически независимых смещений, имеют разброс около среднего. Распределение длин пробегов около среднего значения с хорошей точностью можно аппроксимировать законом Гаусса распределения случайных величин:

$$p(R)dR = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(R - \bar{R})^2}{2\sigma^2}\right) dR, \quad (9)$$

где $p(R)dR$ – вероятность того, что пробег заключен в интервале $R, R + dR$; $\sigma^2 = \overline{(R - \bar{R})^2}$ – дисперсия (квадрат среднеквадратичной флуктуации) величины R находится путем измерений или расчета.

Кривая $p(R)$ имеет в точке $R = \bar{R}$ наибольшую крутизну, равную

$$\left(\frac{dn}{dR}\right)_{max} = -\frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_R}. \quad (10)$$

Непосредственное измерение числа частиц, пробеги которых заключены в интервале $R, R + dR$, затруднительно. Обычно в эксперименте измеряется число частиц, прошедших определенную толщину r слоя вещества, т.е.

имеющих пробег $R > r$. Показания регистрирующего устройства пропорциональны

$$n \sim P(r) = \int_r^{\infty} p(R) dR = \frac{1}{2} \cdot (1 - J(a)), \quad (11)$$

где

$$J(a) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \int_0^a \exp^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (12)$$

есть интеграл вероятности, значения которого приведены, например, в [4, 5]. Из формулы (11) и кривой поглощения, приведенной на рис.2, следует, что $P(r) = 1/2$ при $R = \bar{R}$ так, что средний пробег R можно определить как расстояние (толщину слоя вещества), которое достигает половина частиц моноэнергетического параллельного пучка.

Из определения экстраполированного пробега R_0 (рис.2) и формул (9÷11) следует, что

$$R_0 = \bar{R} - \frac{P(\bar{R})}{(dP/dR)_{R=\bar{R}}} = \bar{R} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \sigma_R. \quad (13)$$

Формулы (10) и (13) позволяют определить σ_R либо по максимуму dn/dR , либо по найденным экспериментально R_0 и \bar{R} .

В данной работе используется расходящийся пучок α -частиц, и поэтому измеренная для расходящегося пучка скорость счета $n_p(R)$ должна быть пересчитана на параллельный пучок по формуле

$$n(R) = \frac{n_p(R)}{G(R)}, \quad (14)$$

где $G(R)$ — геометрический фактор в текущей точке $R = d + 2$ мм, d — отсчет по микрометрическому винту (рис.3)

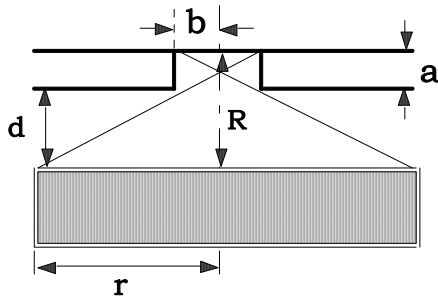


Рис. 3. К расчету геометрического фактора: $a = 2,2$ мм, $b = 2,15$ мм, $r = 20$ мм

Геометрический фактор при $0 < R < 11$ мм равен

$$G_0 = 1, \quad (15)$$

а при $12 \text{ мм} < R < R_{max}$ равен

$$G(R) = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + r^2/(R - a/2)^2}}\right) / \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + 4a^2/b^2}}\right), \quad (16)$$

где r — радиус входного окна детектора, a — расстояние от радиоактивного пятна до края корпуса, b — радиус радиоактивного пятна.

На практике целесообразнее пользоваться геометрическими факторами, определенными экспериментально. Это связано с тем, что поверхности сцинтилляционных детекторов имеют неоднородности и на малых расстояниях ($R < 12$ мм) некоторая доля α -частиц поглощается в подложке без высвечивания. Таблицы с рассчитанными геометрическими факторами представлены на рабочих местах.

Используя определенные при численном дифференцировании $\Delta n/\Delta R$ кривой прохождения α -частиц через вещество средние пробеги \bar{R} , с помощью формул (÷7) можно найти энергию α -частиц. Относительное энергетическое разрешение этого метода

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta R_{1/2}}{R} = \frac{2\sigma_R \cdot \sqrt{2 \ln 2}}{R}, \quad (17)$$

где $\Delta R_{1/2}$ — ширина пика зависимости $\Delta n/\Delta R$, измеренная на половине его высоты, определяется точностью измерения \bar{R} и его флуктуациями ΔR .

3. Сцинтилляционный счетчик на основе $ZnS(Ag)$

Регистрация α -излучения в данной работе осуществляется с помощью сцинтилляционного счетчика, состоящего из сцинтиллятора $ZnS(Ag)$, способного испускать видимое излучение с максимальной длиной волны $\lambda_{max} = 450$ нм, и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), в котором энергия этих вспышек (сцинтилляций) посредством фотоэффекта из материала фотокатода ФЭУ преобразуется в импульсы электрического тока.

Принцип работы сцинтилляционного детектора на основе $NaJ(Tl)$ подробно рассмотрен в методических указаниях к работе № 6 ядерного практикума. Отметим здесь лишь особенности сцинтиллятора $ZnS(Ag)$ и возможность его использования для детектирования α -излучения:

1) Обычно $ZnS(Ag)$ — это мелкокристаллический порошок, и его прозрачность для испускаемого излучения мала. Поток фотонов люминесценции

ослабляется приблизительно вдвое при прохождении слоя порошка толщиной 40 мг/см^2 .

2) $ZnS(Ag)$ обладает высокой конверсионной эффективностью

$$C_{\text{эф}} = (E_c / \Delta E) 100\% = 20 \div 25\%,$$

где E_c — общая энергия фотонов вспышки; ΔE — энергия, потерянная заряженной частицей. При этом $C_{\text{эф}}$ практически не зависит от энергии регистрируемых частиц.

3) Эффективность $ZnS(Ag)$ к γ -излучению низка, так как оно обладает малой удельной ионизацией, что позволяет использовать этот сцинтиллятор для эффективной регистрации α -частиц или протонов при большом фоне γ -излучения. Оптимальная толщина $ZnS(Ag)$ при регистрации α -частиц с энергией 5 МэВ составляет $10\text{-}25 \text{ мг/см}^2$ и сравнима с длиной пробега в нем заряженных частиц.

4) Мелкокристаллический порошок $ZnS(Ag)$ не гигроскопичен.

5) В $ZnS(Ag)$ наблюдается значительная фосфоресценция, т.е. люминесценция, продолжающаяся значительное время после прекращения возбуждения.

6) Время высвечивания $ZnS(Ag)$ составляет $0,1\text{-}10 \text{ мкс}$.

4. Экспериментальная часть

На рис. 4 приведена блок-схема экспериментальной установки для измерения зависимости скорости счета $n_p(R)$ расходящегося пучка α -частиц как функции расстояния R от источника до сцинтиллятора $ZnS(Ag)$ в воздухе при нормальных условиях.

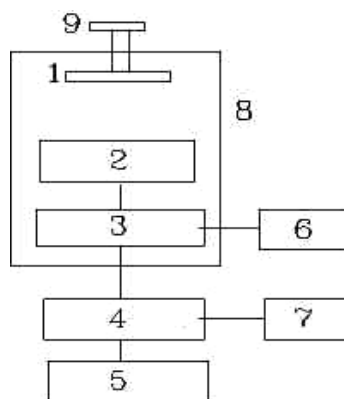


Рис. 4. Блок-схема установки

1 — α -источник (${}^{238}_{94}Pu$);

- 2 — сцинтиллятор $ZnS(Ag)$;
- 3 — ФЭУ-39, рабочее напряжение $700 \div 1100$ В;
- 4 — блок усиления сигналов БУС2-94;
- 5 — пересчетное устройство ПП-15А;
- 6 — высоковольтный источник питания БВ-2-2;
- 7 — низковольтный (27 В) источник питания;
- 8 — светозащитный кожух, в который помещен α – источник, сцинтиллятор и ФЭУ-39;
- 9 — микрометрический винт для измерения расстояния между α – источником и сцинтиллятором; α – источник закреплен на нижнем конце микрометрического винта.

В данной работе используется α – источник из учебного набора типа «Плутон», конструктивно выполненный следующим образом: в светонепроницаемом кожухе (6) радионуклид ^{238}Pu (1) зафиксирован в центральной части пластины — диска (2) и герметизирован пленкой (3) эпоксидного клея К-400 ЮТ 0.054.006. (рис.5)

Если микрометрический винт (4) установлен в нулевое положение, то расстояние между поверхностью клея и сцинтиллятором (5) равно 2 мм (рис. 5), что должно быть учтено при обработке результатов измерений.

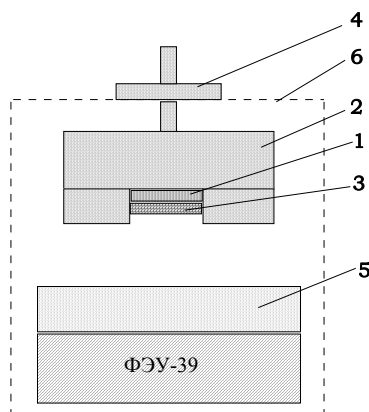


Рис. 5. Компонировка источника излучения и регистрирующего устройства

5. Порядок выполнения работы

Подготовка к работе заключается в следующем:

1. Ознакомиться с описанием ПП15-А.
2. Включить тумблер «СЕТЬ» ПП15-А. Проверить работоспособность прибора в режиме «ПРОВЕРКА».
3. Установить на входе «Х»:
 - а) полярность П,
 - б) положение аттенюатора 1-10.
4. На усилителе БУС2-94 установить входную емкость 400 пФ.
5. На высоковольтном источнике питания БВ-2-2 установить напряжение, указанное преподавателем.
6. Включить тумблер «СЕТЬ» прибора БВ2-2. При этом должна заго-

реться лампочка «СЕТЬ». Через 5 мин. переключателем «ВЫСОКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ» включить высокое напряжение - должна загореться лампочка «ВЫСОКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ».

7. Включить тумблер «СЕТЬ» в источниках питания на 27 В. Установка готова к работе.

8. Пересчетный прибор ПП15-А установить в режим «СЧЕТ ИМПУЛЬСОВ» и, увеличивая расстояние между сцинтиллятором и α -источником, зафиксировать расстояние R_{max} , при котором будет регистрироваться $10 \div 20$ имп/с. Дальнейшее увеличение расстояния не имеет смысла.

9. В режиме работы прибора ПП15-А «СЧЕТ ВРЕМЕНИ» провести измерение зависимости скорости счета импульсов от расстояния между сцинтиллятором и α -источником, снимая показания через 1 мм в интервале $0 < R < R_{max}$. Величину погрешности измерения скорости счета $n_p(R)$ указывает преподаватель (как правило, 1–2%). Один оборот микрометрического винта соответствует перемещению α -источника на 1 мм.

6. Обработка результатов измерений

1. Пересчитать измеренную скорость счета $n_p(R)$ на параллельный пучок, пользуясь таблицей зависимости геометрического фактора от расстояния между источником α -частиц и сцинтиллятором.

2. Пользуясь пакетом программ «МНК», построить на ПЭВМ графики зависимостей $n(R)$ и $\Delta n/\Delta R$, выполнив предварительно численное дифференцирование кривой $n(R)$.

3. По данным численного дифференцирования и из графиков п.2 определить \bar{R} , R_0 , R_{max} .

4. Используя найденное значение \bar{R} , определить по формуле (5) энергию α -частиц E_1 , прошедших через слой эпоксидного клея, закрывающего радиоактивный препарат.

5. Зная энергию E_0 α -частиц, возникающую при распаде ${}^{238}_{94}\text{Pu}$ (рис.1), и энергию E_1 α -частиц, прошедших слой клея, с помощью формулы (6) методом остаточного пробега (см. задачу 12.11 [4]) определить толщину защитной пленки из эпоксидного клея. При этом учесть, что в основе клея - эпоксидные группы типа $(C_2H_2O)_n$. Плотность клея равна $1,1 \text{ г/см}^3$, а массовое число A_x и пробег в клее могут быть рассчитаны по формулам (6 - 8).

6. Найти по формуле (17) относительное энергетическое разрешение данного метода определения энергии E_1 . Для этого необходимо из графиков $n(R)$ и $\Delta n/\Delta R$ найти $\Delta R_{1/2}$ либо σ_R (см. формулы (10) и (13)).

7. Контрольные вопросы

1. Каков механизм α – распада?
2. Какова схема распада нуклида ${}_{94}^{238}\text{Pu}$? Каковы при этом спин и четность промежуточного состояния?
3. Как определить энергию α – распада по дефектам масс атомов?
4. Какую энергию уносит α – частица при распаде ядра ${}^A_Z\text{X}$? Привести пример, подтверждающий ответ на данный вопрос.
5. Каков принцип регистрации α – излучения в данной работе?
6. Что называют пробегом (средним, экстраполированным, максимальным) α – частиц?
7. Каковы причины разброса пробегов α – частиц?
8. Как определить энергию α – частиц по пробегу в веществе?
9. Каким образом определить толщину защитного слоя эпоксидного клея радиоактивного препарата?

Список литературы

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник для вузов: В 2т. Т1. Физика атомного ядра. 3-е изд. М.: Атомиздат, 1974.; 4-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Сивухин Д.В. Атомная и ядерная физика: Учебник для вузов. Т.5: в 2ч. Ч.2. Ядерная физика.- М.: Наука, 1989.
3. Машкович В.П., Панченко А.М. Основы радиационной безопасности: Учеб.пособие для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Экспериментальная ядерная физика. Т.1 /Пер.с англ. Под ред. Э.Сегре. М.: Изд-во иностр. лит., 1955.

Лабораторная работа № 9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЮОНОВ И КОНСТАНТЫ УНИВЕРСАЛЬНОГО СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: изучение жесткой компоненты космических лучей, определение среднего времени жизни покоящихся мюонов и константы универсального слабого взаимодействия с помощью схемы совпадений.

1. Введение

В лабораторной работе исследуются мюоны, входящие в состав так называемой жесткой компоненты вторичного космического излучения, формируемого частицами первичного космического излучения при их взаимодействии с атомами газов атмосферы. В связи с этим далее кратко представлены некоторые данные по первичному и вторичному космическим излучениям.

2. Первичное космическое излучение

Окружающее Землю с ее атмосферой и магнитосферой космическое пространство заполнено первичным космическим излучением — потоками частиц высокой энергии, отличающимся по происхождению, составу, распределению по энергиям: солнечный ветер, солнечные космические лучи, галактические космические лучи, нейтрино и т.д.

Солнечный ветер — непрерывный поток плазмы солнечного происхождения, распространяющийся приблизительно радиально от Солнца и заполняющий собой Солнечную систему до расстояния $\sim 100 a.e.$ ($1 a.e. = 1,5 \cdot 10^{13}$ см — средний радиус земной орбиты).

Помимо основных составляющих солнечного ветра — протонов и электронов (96%) — в его составе обнаружены также α -частицы, высокоионизированные ионы кислорода, кремния, серы, железа.

Таблица 1

Средние характеристики солнечного ветра на орбите Земли	
Скорость	400 км/с
Плотность числа протонов	6 см^{-3}
Плотность потока протонов	$2,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Плотность потока кинетической энергии	$0,3 \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$

Галактические космические лучи (г.к.л.) — непрерывный поток заряженных частиц высокой энергии, приходящий из межзвездного пространства. В составе г.к.л. преобладают протоны (более 90% от числа всех частиц), имеются также электроны (1%), ядра гелия (7%) и более тяжелых элементов (вплоть до ядер элементов с $Z = 30$). Электронов в г.к.л. в сотни раз меньше, чем протонов (в одном и том же диапазоне энергий). Частицы г.к.л. обладают огромными кинетическими энергиями (вплоть до $E_k \sim 10^{21}$ эВ). Хотя суммарный поток г.к.л. у Земли невелик (1—2 частиц $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$), плотность их энергии

(около 1 эВ см^{-3}) сравнима в пределах нашей Галактики с плотностью энергии суммарного электромагнитного излучения звезд, энергии теплового движения межзвездного газа, а также с плотностью энергии магнитного поля Галактики. Основное количество частиц г.к.л., наблюдаемых на орбите Земли, имеет энергии от 10^8 эВ и выше.

Солнечные космические лучи (с.к.л.) — поток заряженных частиц, ускоряемых до высоких (вплоть до $2 \cdot 10^{10} \text{ эВ}$) энергий в верхней части атмосферы Солнца во время солнечных вспышек (длительностью $\sim 10^3 \text{ с}$), причем плотность потока с.к.л. на орбите Земли может превышать в десятки и даже сотни раз фоновую плотность потока г.к.л. на время $\sim 10^3 \text{ с}$. Основную долю с.к.л. составляют протоны с кинетической энергией $E_k > 10^6 \text{ эВ}$, имеются также ядра с зарядом $Z \geq 2$ (вплоть до ядер никеля) и энергией от 0,1 до 100 МэВ/нуклон, электроны с $E_e > 30 \text{ кэВ}$.

Магнитное поле Земли оказывает сильное влияние на первичное космическое излучение и препятствует вхождению в атмосферу относительно малоэнергетичных частиц.

Минимальный импульс $P_{min}(\Theta, \lambda)$, (ГэВ/с, где c — скорость света) протона, при котором он может войти в атмосферу под углом Θ к геомагнитной параллели λ , определяется формулой

$$P_{min}(\Theta, \lambda) = 59,3 \frac{\cos^4 \lambda}{(\sqrt{1 - \cos \Theta \cdot \cos^3 \lambda} + 1)^2}. \quad (1)$$

Существование минимального импульса $P_{min}(\Theta, \lambda)$ приводит к зависимости интенсивности первичного космического излучения от геомагнитной широты: энергия частиц солнечного ветра и значительной части с.к.л. недостаточна для достижения ими поверхности Земли на большей части широт.

В вертикальном направлении ($\Theta = 90^\circ$)

$$P_{min}(\pi/2, \lambda) = 14,8 \cos^4 \lambda.$$

На геомагнитном экваторе ($\lambda = 0^\circ$) минимальный импульс $\approx 15 \text{ ГэВ/с}$, а на магнитном полюсе ($\lambda = 90^\circ$) заряженная частица может достигнуть атмосферы с любым импульсом ($P_{min}(\Theta, 90^\circ) = 0$).

3. Вторичное космическое излучение

Достигшие атмосферы земли частицы первичного космического излучения, главным образом протоны ($\sim 90\%$), основная доля которых имеет энергию $10^9 - 10^{10} \text{ эВ}$, вступают во взаимодействие с атомами газов атмосферы.

Атмосфера Земли состоит в основном из трех газов: 78% азота ($Z = 7, A = 14$), 21% кислорода ($Z = 8, A = 16$) и небольшой примеси углекислого газа. Общее количество вещества в вертикальном столбе воздуха (массовая толщина атмосферы) от уровня моря до границы атмосферы — 1030 г см^{-2} , что соответствует слою воды толщиной 10 м или бетона — 4 м. Это значительно больше массовой толщины (5 г см^{-2}), проходимой первичным космическим излучением от источника до Земли. Поэтому изменение свойств космического излучения в атмосфере носит уже не количественный, а качественный характер: в результате взаимодействия протонов с ядрами возникает каскадный процесс, в котором могут возникать все известные в настоящее время элементарные частицы.

Плотность потока заряженных частиц $\varphi(x)$ с первоначальной плотностью φ_0 после прохождения толщины атмосферы x (г см^{-2}) равна

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot \exp(-x/\lambda), \quad (2)$$

где λ — массовая длина свободного пробега частицы, равная для протонов первичного космического излучения примерно $70 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, для ядер гелия $\lambda_{\text{He}} \approx 25 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, а для более тяжелых ядер — еще меньше.

Первое столкновение ($x \approx 70 \text{ г см}^{-2}$) с ядрами атомов атмосферы протоны испытывают в среднем на высоте 20 км. Отсюда следует, что при толщине атмосферы 1030 г/см^2 протон успеет несколько раз провзаимодействовать с ядрами прежде, чем он достигнет поверхности Земли. Поэтому вероятность дойти до уровня моря у частиц первичного космического излучения крайне мала.

Вертикальная составляющая плотности потока заряженных частиц на уровне моря ($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$:

$$\begin{aligned} \varphi_1(0) &= 0,82 \cdot 10^{-2}, \\ \varphi_2(0) &= 0,31 \cdot 10^{-2}, \\ \varphi(0) &= \varphi_1(0) + \varphi_2(0) = 1,13 \cdot 10^{-2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где φ_1 и φ_2 — плотности потока жесткой и мягкой компонент соответственно, причем $\varphi_1(\Theta) = \varphi_1(0) \cdot \cos^2 \Theta$, ср — стерадиан. Плотность потока энергии космического излучения на уровне моря составляет $38 \text{ МэВ} \cdot (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$, т.е. менее 3% первичной энергии.

Взаимодействие частиц первичного космического излучения (в основном, протонов) в высоких слоях с ядрами атомов атмосферы приводит к образованию вторичного космического излучения: с вероятностью $\sim 0,9$ происходит множественное рождение π^\pm и π^0 — мезонов; с вероятностью $0,05-0,1$

K -мезонов; с вероятностью около 0,01 — гиперонов и антипротонов и с очень малой вероятностью — электронов, позитронов, мюонов [2].

На малых высотах в атмосфере и на поверхности Земли ($x = 1030$ г·см⁻², что значительно больше пробега протонов между столкновениями) регистрируется вторичное излучение, разделяемое в соответствии с природой и свойствами частиц на компоненты (рис. 1.):

ядерно-активную (нуклоны и неуспевшие распасться π^\pm — мезоны);

сильно проникающую жесткую (мюоны и нейтрино, образующиеся при распаде π^\pm — мезонов);

слабо проникающую мягкую (электронно-фотонную, возникающую вследствие распадов π^0 — мезонов).

Ядерно-активная компонента преобладает в верхнем слое атмосферы на первых 5% ее толщины (отсчитываемых в г/см²), что соответствует высотам более 20 км над уровнем моря. Нуклоны и неуспевшие распасться π^\pm — мезоны подобно первичной частице рожают новые каскады частиц до тех пор, пока их энергия не снизится до $E \sim 10^9$ эВ. На уровне моря остается менее 1% ядерно-активных частиц.

Мягкая компонента вторичных космических лучей преобладает в средних слоях атмосферы от 100 до 600 г/см², что соответствует высотам от 15 до 5 км над уровнем моря. Возникновение электронно-фотонной компоненты связано с распадом за время $\tau \sim 10^{-16}$ с образующихся в более высоких слоях атмосферы π^0 — мезонов: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Доля π^0 — мезонов составляет $\sim 1/3$ от общего числа мезонов.

В кулоновском поле ядер каждый γ — квант, энергия которого превышает пороговую ($E_\gamma > 1$ МэВ), может породить электронно-позитронную пару ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$). За счет тормозного излучения этой пары в кулоновском поле ядер и аннигиляции позитронов ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) вновь возникают γ — кванты, которые могут опять породить пары ($e^+ + e^-$), и т.д. Развитие каскада идет до тех пор, пока энергия частиц не снизится до такой величины, при которой станут преобладающими другие конкурирующие процессы. После этого идет затухание каскада. Число частиц в максимуме каскада пропорционально энергии первичной частицы. Например, каскады, образуемые первичной частицей с энергией $E > 10^{14}$ эВ, содержат $10^6 \div 10^9$ вторичных частиц и называются широкими атмосферными ливнями.

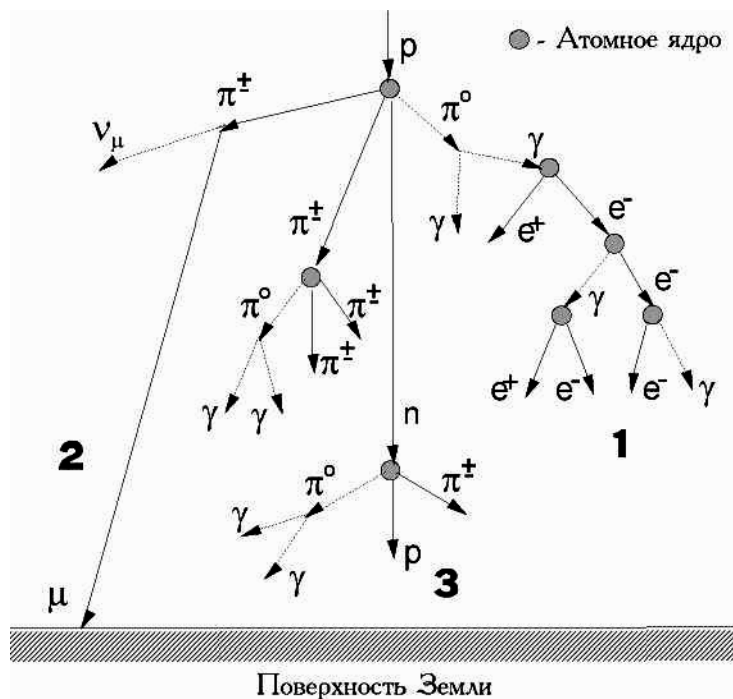
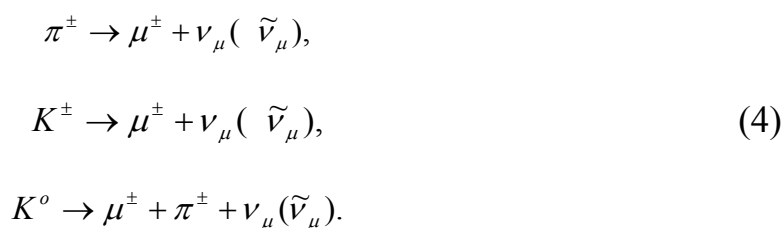


Рис. 1. Схема взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли: 1 — мягкая (электронно-фотонная); 2 — жесткая (мюонная и нейтринная); 3 — ядерно-активная (нуклоны и π^\pm — мезоны) компоненты вторичных космических лучей

Мягкая компонента сильно поглощается в веществе, причем поглощательная способность существенно зависит от порядкового номера Z . Слой свинца в 10 см либо бетонное перекрытие зданий (например, физического факультета) практически полностью поглощают мягкую компоненту вторичных космических лучей.

Мюоны и нейтрино (жесткая компонента) возникают при распаде мезонов — продуктов взаимодействия космических лучей с ядрами атомов атмосферы:



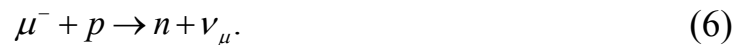
Рождение мюонов происходит в основном в верхних слоях атмосферы на эффективной длине $\sim 100 \text{ г см}^{-2}$. За время $t \sim 1 \text{ мкс}$ мюоны распадаются по трехчастичной схеме:



Высокоэнергетичные мюоны слабо взаимодействуют с веществом, поэтому они доходят до уровня моря, где составляют ~80% вторичного космического излучения, и проникают глубоко в земную кору и воду открытых водоемов (до сотен метров).

Согласно экспериментам, интенсивность мюонов от высоты гор до уровня моря уменьшается примерно в 2,5 раза, тогда как ядерно-активной компоненты — в 10÷15 раз. Поэтому на уровне моря мюоны преобладают над другими частицами космического излучения.

Время жизни положительных мюонов μ^+ не зависит от среды, в которой происходит их распад, а время жизни отрицательных мюонов μ^- быстро уменьшается с ростом атомного номера среды от $2 \cdot 10^{-6}$ с для углерода до $7 \cdot 10^{-8}$ с для свинца. Это связано с тем, что замедлившись благодаря ионизационному торможению μ^- – мюоны могут быть захвачены кулоновскими полями ядер на одну из орбит с образованием мезоатомов, причем радиусы мезонных орбит в $m_\mu/m_e \approx 200$ раз меньше электронных. Мезоатом существует до тех пор, пока μ^- – мюон или распадется, или захватится одним из протонов ядра:



Вероятность P захвата μ^- – мюона ядром пропорциональна как числу Z протонов в ядре, так и перекрыванию объемов ядра и мезоатома, которое, в свою очередь, обратно пропорционально объему мезоатома V_μ :

$$P \sim \frac{Z}{V_\mu} \sim m_\mu^3 Z^4.$$

В последнем выражении учтено, что радиус n – ой орбиты R_μ в мезоатоме равен

$$R_\mu = \frac{\hbar^2 n^2}{m_\mu Z e^2}.$$

Так как сечение захвата $\sigma_3 \sim Z^4$, то в средах с малым атомным номером Z (воздух) захват незначителен и время жизни τ отрицательных и положительных мюонов примерно одинаково: $\tau_+ \approx \tau_-$ (в вакууме $\tau_+ = \tau_-$).

В свинце радиус K – орбиты мезоатома $r_K \approx 3 \cdot 10^{-13}$ см и меньше радиуса ядра. Сравнение времен жизни μ^- – мюона в вакууме и в свинце позволяет сделать вывод о том, что вероятность захвата μ^- – мюона в свинце примерно в 30 раз больше вероятности его распада. Отсюда следует, что мюоны участвуют в слабом взаимодействии и не участвуют в сильном взаимодействии,

поскольку время их жизни в ядре свинца ($7 \cdot 10^{-8}$ с) в $10^{15} \div 10^{16}$ раз превосходит время ядерного взаимодействия ($10^{-22} \div 10^{-23}$ с). Оценку сечения слабого взаимодействия можно выполнить по формуле

$$\sigma \approx \frac{1}{n \cdot l},$$

где n — концентрация нуклонов в ядре; $l \approx c \cdot \tau$ — пройденный мюоном путь за время взаимодействия τ . Полагая $n \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$, $\tau \approx 7 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, получим оценку сечения процесса (6): $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$.

При движении в среде заряженные частицы могут терять энергию на ионизацию и возбуждение атомов, тормозное излучение, излучение Вавилова-Черенкова, ядерные реакции.

Для мюонов радиационные потери практически отсутствуют, так как интенсивность тормозного излучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы, а масса мюонов $m_\mu = 207m_e$. Доля энергии, теряемой на черенковское излучение, незначительна и составляет всего несколько процентов от других видов потерь [1]. Ионизационные потери и для электронов, и для мюонов, и для протонов приблизительно постоянны и составляют $\approx 2,00 \text{ МэВ/(г} \cdot \text{см}^{-2})$.

4. Определение времени жизни покоящихся мюонов и константы универсального слабого взаимодействия

Соотношение числа положительных n_+ и отрицательных n_- мюонов на уровне моря практически не зависит от угла наблюдения и составляет $n_+/n_- \approx 1,2$. Ослабление пучка мюонов после прохождения слоя атмосферы происходит как из-за радиоактивного распада, так и из-за поглощения частиц в воздухе за счет ионизационных потерь. При радиоактивном распаде движущейся частицы ослабление пучка описывается зависимостью

$$N = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-L}{L_p}\right), \quad (7)$$

где N — число мюонов в момент времени t , за который частица пролетела путь L , если начальное число частиц — N_0 ; τ — среднее время жизни мюона в лабораторной системе координат; L_p — длина распадного пробега, равная

$$L_p = v \cdot \tau = \frac{v \cdot \tau_o}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{v \cdot \tau_o \cdot E_\mu}{m_\mu \cdot c^2}, \quad (8)$$

где v — скорость мюона, τ_o — собственное время жизни, E_μ — полная энергия.

Время жизни распадающейся частицы в лабораторной системе координат (τ) и в собственной системе отсчета, связанной с движущейся частицей (τ_o), связаны очевидным соотношением

$$\tau = \frac{E}{mc^2} \tau_o,$$

где E и mc^2 — полная энергия и энергия покоя соответственно.

Измерения интенсивности вертикального потока мюонов, выполненные на разных глубинах под поверхностью Земли, показали, что изменение числа мюонов $N(x)$ вследствие поглощения в веществе эффективной толщины x (г/см²) происходит по закону

$$N(x) = N_0 \cdot \left(\frac{1000}{1000 + x}\right)^{1.6}, \quad (9)$$

где эффективная толщина x атмосферы принята равной 1000 г/см² [3].

Очевидно, что изменение интенсивности потока мюонов на разных глубинах равносильно наблюдению потока мюонов под разными углами Θ к вертикали, прошедшими различные пути в атмосфере (рис.2).

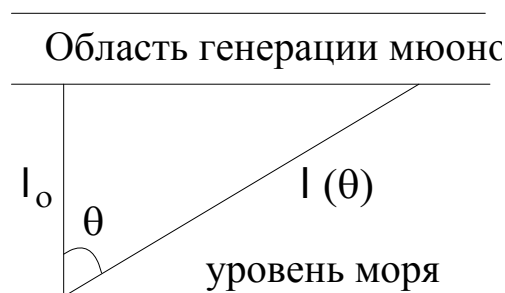


Рис. 2. Путь мюонов в атмосфере

Из формулы (9) и рис.2 следует, что

$$N(\Theta) = N_0 \cdot (\cos \Theta)^{1.6}. \quad (10)$$

Таким образом, поток мюонов, прошедших в атмосфере путь l , в итоге ослабляется по закону

$$N(\Theta) = N_0 \cdot (\cos \Theta)^{1,6} \cdot \exp\left(-\frac{l(\Theta)}{L_p}\right), \quad (11)$$

причем

$$l(\Theta) = \frac{l_0}{\cos \Theta}, \quad (12)$$

где $l_0 = 15$ км.

Из формул (8) и (11) следует, что собственное время жизни мюонов

$$\tau_o = \frac{l_0 \left(\frac{1}{\cos \Theta_2} - \frac{1}{\cos \Theta_1} \right) \cdot m_\mu c^2}{\nu \cdot E_\mu \cdot \ln \left[\frac{n(\Theta_1)}{n(\Theta_2)} \cdot \left(\frac{\cos \Theta_2}{\cos \Theta_1} \right)^{1,6} \right]}, \quad (13)$$

где $n(\Theta_2)$ и $n(\Theta_1)$ — скорости счета при углах Θ_2 и Θ_1 ($\Theta_2 > \Theta_1$) соответственно. При обработке результатов наблюдений часто полагают $\Theta_1 = 0$. При оценке времени жизни по формуле (13), энергию мюонов можно положить равной средней их энергии на уровне моря, т.е. $E_\mu \approx 3 \cdot 10^9$ эВ. Формула (13) позволяет найти τ_o без учета изменения вероятности распада, связанного с уменьшением энергии мюонов вследствие ионизационного торможения.

Распад мюонов является типичным процессом, обусловленным слабым взаимодействием — основным во взаимодействии нейтрино с веществом, в β -распаде, распаде всех нестабильных частиц, массы которых и правила отбора по квантовым числам не позволяют им распадаться за счет сильного или электромагнитного взаимодействий. Слабое взаимодействие имеет универсальный характер. Константа слабого взаимодействия G связана с вероятностью распада мюонов W_μ и временем его жизни τ_o соотношением [2]

$$W_\mu = \frac{1}{\tau_o} = \frac{G^2 \cdot m_\mu^5 \cdot c^4}{192 \cdot \pi^3 \cdot \hbar^7}. \quad (14)$$

5. Описание установки

Для измерения числа мюонов, летящих в определенном направлении, часто используют установку, состоящую из нескольких (двух и более) детекторов $D_1, D_2 \dots D_m$, подключенных к схеме совпадений — так называемый «телескоп». Схема совпадений представляет собой электронное устройство, имеющее несколько входов и один выход. На входы схемы подаются импульсы от детекторов излучения. Выходной сигнал возникает только в том

случае, когда импульсы от детекторов поступают одновременно. Однако, понятие «одновременность» в экспериментальной физике носит относительный характер. Импульс напряжения на выходе детектора появляется всегда спустя некоторое время после образования в нем первой пары ионов пролетающей частицей. Эта задержка в газоразрядном детекторе связана прежде всего с дрейфом электронов к области ударной ионизации. Кроме того, сигналы с детектора часто перед подачей их на схему совпадений предварительно усиливаются и формируются, что приводит к дополнительной задержке проходящих через усилитель и формирователь сигналов. Как правило, процессы в детекторе, усилителе и формирователе носят статистический характер и временная задержка флуктуирует по величине от одного акта регистрации к другому. Далее, детекторы в телескопе находятся на некотором расстоянии l друг от друга (в нашем случае это расстояние 1 м), так, что даже при скорости частиц v , близкой к скорости света, пройденное время равно $t \approx l/c \approx 3 \cdot 10^{-9}$ с. При этом нужно отметить, что скорости различных частиц (мюонов) могут изменяться в широких пределах.

Задача схемы совпадений — регистрация не точно совпадающих импульсов, а импульсов, разделенных некоторым неизвестным заранее интервалом времени t с максимальным значением t_{max} . Это значение t_{max} , вообще говоря, может быть оценено. Схема совпадений регистрирует импульсы как одновременные только в том случае, если интервал времени τ_p , с точностью до которого устанавливается одновременность (разрешающее время схемы совпадений), будет удовлетворять условию

$$\tau_p \geq t_{max}.$$

Конечность времени разрешения τ_p приводит к нежелательному эффекту — появлению так называемых случайных совпадений.

Для схемы совпадений, имеющей m входов (каналов), число случайных совпадений n и разрешающее время τ_p связаны соотношением

$$n = m \cdot n_1 \cdot n_2 \dots n_m \cdot \tau_p^{m-1}, \quad (15)$$

где n_1, n_2, \dots, n_m — скорости счета соответственно в 1, 2, ..., m -м каналах [4].

При $\tau_p \cdot n_i \ll 1$ увеличение числа каналов схемы совпадений весьма сильно уменьшает число случайных совпадений в «телескопе», вызванных как мюонами, летящими под произвольными углами, так и частицами мягкой компоненты.

В данной работе используется «телескоп», состоящий из трех секций счетчиков Гейгера-Мюллера (рис.3). Счетчики 1, входящие в каждую сек-

цию, включенные параллельно и подключены к одному источнику напряжения 2. Использование в каждой секции нескольких счетчиков позволяет увеличить число зарегистрированных частиц и, следовательно, повысить статистическую точность измерений. Каждая секция счетчиков включается в отдельный канал схемы совпадений 3.

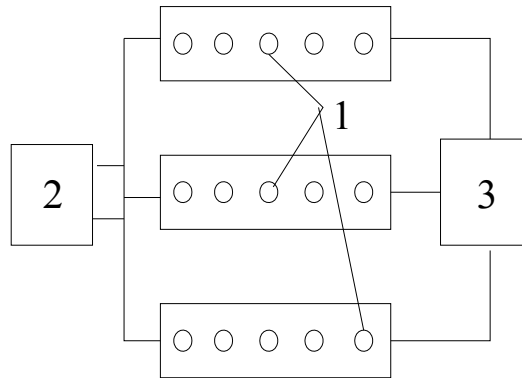


Рис. 3. Схема установки для изучения космических лучей

6. Порядок выполнения работы

1. После прогрева установки переключением тумблеров «Совпадение» проверить работу каналов I–III за время счета $10 \div 30$ сек. При нормальной работе установки разброс значений чисел зарегистрированных импульсов N не должен с вероятностью 0,68 превышать \sqrt{N} . По измеренным скоростям счета n_1, n_2, n_3 с помощью формулы (15) убедиться, что в схеме как двойных, так и тройных совпадений можно пренебречь случайными совпадениями, если $\tau_p = 1 \div 2$ мкс.

2. После проверки скорости счета частиц в каждом канале установить разрешающее время $\tau_p = 1 \div 2$ мкс, а тумблерами «Совпадение» включить схему совпадений на двойные (I–II либо I–III, либо II–III каналы) или тройные совпадения (I–II–III каналы). Снять зависимость скорости счета совпадений $n(\Theta)$ от угла наклона Θ «телескопа». Угол меняется с помощью поворотного устройства. Измерение скорости счета совпадений провести при углах наклона «телескопа» $\Theta = -10^\circ, 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ в течение $20 \div 30$ мин в каждом случае. Полученные данные занести в таблицу.

3. Используя формулу (13), определить время жизни мюонов. Найти длину распадного пробега L_p из формулы (8) и сравнить с линейными размерами установки. С помощью формулы (14) определить константу универсального слабого взаимодействия G .

4. Оценить погрешность полученных результатов.

7. Контрольные вопросы

1. Каков состав первичного космического излучения?
2. Какова схема образования протонами высоких энергий каскадного ливня в верхних слоях атмосферы?
3. Каковы причины ослабления потоков мюонов в атмосфере Земли?
4. Насколько схема тройных совпадений в данной работе эффективнее двойной?
5. Каков физический смысл константы универсального слабого взаимодействия? Почему данные настоящей работы позволяют определить эту константу?
6. Каков механизм процесса, описываемого формулой (6)?

8. Задачи

1. Чему равен радиус мюонной орбиты в мезоатоме азота (кислорода, алюминия, свинца)? Сравните полученное значение с величиной радиуса соответствующего ядра.
2. Каков минимальный импульс протонов первичного космического излучения, достигающих Земли на геомагнитной широте Красноярска ($\lambda = 51^\circ$ ю.ш.)?
3. Найти максимальную энергию заряженного лептона (указанного в скобках) в системе покоя распадающейся частицы при распаде:
I. $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \tilde{\nu}_e$ (e^-); II. $\mu^+ \rightarrow e^+ \tilde{\nu}_\mu \nu_e$ (e^+);
III. $\tau^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu \nu_\tau$ (μ^-); IV. $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \tilde{\nu}_\tau$ (μ^+);
V. $\pi^- \rightarrow \mu^- \tilde{\nu}_\mu \gamma$ (μ^-); VI. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ (μ^+);
VII. $\tau^- \rightarrow e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau$ (e^-); VIII. $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\tau$ (e^+);
IX. $\tilde{n} \rightarrow \tilde{p} e^+ \nu_e$ (e^+).
Массу нейтрино всех типов считать пренебрежимо малой.

Список литературы

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.2. Физика элементарных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: Атомиздат, 1979.
3. Практикум по ядерной физике. /Под ред. В.О.Сергеева. М.: Высш.шк., 1975.
4. Цитович А.П. Ядерная электроника. М.: Энергоатомиздат, 1984.

Лабораторная работа № 10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЯДЕР МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: определение абсолютных значений магнитных моментов, g -фактора и гиромагнитного отношения ядер; изучение простейшей схемы ядерного магнитного резонанса.

1. Моменты атомных ядер

Моменты атомных ядер — спин и электромагнитные моменты — наряду с массой (энергией) и электрическим зарядом являются важнейшими характеристиками внутреннего строения ядер и их взаимодействия с внешними полями.

1.1. Спин и магнитный момент

Основные результаты экспериментальных исследований моментов атомных ядер сводятся к следующему [1]:

1.1.1. Механический момент ядер

Ядра обладают собственным механическим моментом $\vec{L} = \hbar \cdot \vec{I}$ со свойствами квантовомеханического момента импульса, абсолютная величина которого равна

$$L^* = \hbar \cdot \sqrt{I(I+1)}, \quad (1)$$

где $\hbar = h/2\pi$, I — спиновое квантовое число, называемое обычно *спином* ядра. Спин ядра равен геометрической сумме полных моментов импульса протонов и нейтронов, составляющих ядро, и может принимать целые и полуцелые значения:

$$I = 0; \frac{1}{2}; 1; \frac{3}{2}; \dots$$

Если механический момент ядра находится в поле осевой симметрии, то в результате взаимодействия с последним он совершает прецессионное движение вокруг направления поля. При этом в соответствии с правилами квантовой механики абсолютная величина вектора $|\vec{L}| = L^*$ сохраняется неизменной, а его проекция на направление поля (OZ) принимает дискретный ряд значений

$$L_z = \hbar \cdot m, \quad (2)$$

где $m = I; I-1; \dots -I$.

Максимальное значение $L_{z_{max}} = \hbar \cdot I$ принято называть *собственным механическим моментом (спином) ядра*, т.е.

$$L \equiv L_{max} = \hbar \cdot I. \quad (3)$$

Все ядра, содержащие в своем составе четное число протонов Z и четное число нейтронов N , обладают нулевым спином, например,

$^{12}_6C$, $^{16}_8O$, $^{32}_{16}S$, $^{80}_{34}Se$ имеют $I = 0$.

Наоборот, если хотя бы одно из этих чисел нечетное, то I отлично от нуля. При этом если $(Z + N)$ — четное, то I является целым, например,

2_1H , $^{14}_7N$ имеют $I = 1$; $^{10}_5B$, $^{22}_{11}Na$ имеют $I = 3$.

Если же $(Z + N)$ — нечетное, то I — полуцелое, например,

1_1H , 3_2He , $^{19}_9F$ имеют $I = 1/2$; 7_3Li имеет $I = 3/2$; $^{17}_8O$, $^{27}_{13}Al$ имеют $I = 5/2$.

Наибольшая величина I , известная в настоящее время для стабильного ядра, равна 6 ($^{50}_{23}V$). Ядра, имеющие полуцелый спин, подчиняются статистике Ферми-Дирака (при перестановке двух тождественных ядер знак волновой функции системы меняется на противоположный). Ядра, имеющие целый спин, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна (при перестановке ядер волновая функция остается неизменной).

1.1.2. Магнитный момент ядра

Ядра с ненулевым спином \vec{I} обладают магнитными дипольными моментами

$$\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{I} = \frac{g \cdot \mu_N \cdot \vec{I}}{\hbar}, \quad (4)$$

где γ — ядерное гиромагнитное отношение; g — ядерный g -фактор; $\mu_N = e\hbar/2m_p c$ — ядерный магнетон, равный $5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл = $3,15 \cdot 10^{-8}$ эВ/Тл = $5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс; e и m_p — заряд и масса протона соответственно.

Ядерный g -фактор по смыслу аналогичен атомному фактору Ланде и может быть рассчитан в модели ядерных оболочек [1] для ядер, имеющих один избыточный нуклон сверх заполненной оболочки (или один недостающий до заполнения оболочки нуклон). Только в этом случае получается хорошее совпадение теоретических и экспериментальных значений g -фактора. В других случаях g -фактор определяется через экспериментально найденное гиромагнитное отношение γ :

$$g = \frac{\gamma \cdot \hbar}{\mu_N}. \quad (5)$$

Магнитным моментом ядра называют скаляр

$$\mu = \gamma \cdot \hbar \cdot I = g \cdot I \cdot \mu_N, \quad (6)$$

который измеряется обычно в ядерных магнетонах μ_N ; I — спиновое квантовое число.

Во всех экспериментальных методах определение спина и магнитного момента ядра основано на взаимодействии магнитного момента ядра с внутренним \vec{B}_e , создаваемым орбитальным движением электронов атома, и внешним \vec{B}_0 магнитными полями [1]. Энергия U такого взаимодействия равна

$$U = -\vec{\mu}(\vec{B}_e + \vec{B}_0), \quad (7)$$

где $\vec{\mu}$ — магнитный момент ядра.

Если внешнее поле $\vec{B}_0 = 0$, то спин ядра и его магнитный момент определяются либо по сверхтонкому расщеплению (вследствие сверхтонкого взаимодействия магнитного момента ядра и магнитного поля электронной оболочки) спектральных линий оптических спектров атомов, либо подсчетом числа этих линий и сравнением их интенсивностей [1](§ 5, п.2). Для этих же целей можно использовать наблюдение сверхтонкого расщепления ядерных уровней с помощью эффекта Мессбауэра [1](§ 19, п.4д).

При этом среднее магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома в области ядра, $\vec{B}_e \approx 1$ Тл, а величина энергии сверхтонкого взаимодействия ΔE (эВ) равна

$$\Delta E \approx \mu \vec{B}_e \approx 10^{-7} \div 10^{-8}. \quad (8)$$

В других методах определения спина и магнитного момента ядра используют внешние магнитные поля, которые могут быть однородными (эффект Зеемана и Пашена-Бака), неоднородными (метод отклонения молекулярных пучков) и высокочастотными (различные варианты метода ядерного магнитного резонанса, отличающиеся друг от друга лишь способом обнаружения переориентации ядерных магнитных моментов резонансным полем).

Суть методов ядерного магнитного резонанса в том, что спин ядра, находящегося в сильном внешнем магнитном поле, может переориентироваться под действием слабого высокочастотного поля определенной (резонансной)

частоты.

Сильным полем \vec{B}_0 называется такое поле, энергия взаимодействия которого с магнитным моментом электронных оболочек атома \vec{M}_J много больше энергии взаимодействия магнитного поля электронных оболочек \vec{B}_e с магнитным моментом ядра $\vec{\mu}$:

$$\vec{M}_J \vec{B}_0 \gg \vec{\mu} \vec{B}_e. \quad (9)$$

Поскольку $\frac{\mu}{M_J} \approx 10^{-3}$, то с учетом (9) получим оценку величины сильного поля B_0 (Тл):

$$B_0 \gg \frac{\mu}{M_J} \bar{B}_e \approx 10^{-3}. \quad (10)$$

В результате действия сильного внешнего магнитного поля связь магнитного момента ядра с магнитным полем валентных электронов нарушается и магнитные моменты ядра и электронной оболочки ориентируются относительно направления внешнего поля независимо друг от друга.

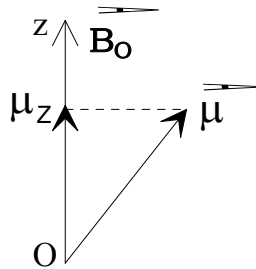


Рис. 1

Взаимодействие магнитного момента ядра с постоянным внешним магнитным полем \vec{B}_0 , направленным вдоль оси Z (рис.1), приводит к возникновению уровней энергии ядра в магнитном поле:

$$E_m = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0 = -\mu_z \cdot B_0 = -\gamma \cdot m \cdot \hbar \cdot B_0 = -g \cdot \mu_N \cdot m \cdot B_0, \quad (11)$$

где m — квантовое число, определяющее проекцию спина ядра на направление поля \vec{B}_0 .

Из соотношения (11) видно, что энергия взаимодействия ядерной спиновой системы с внешним магнитным полем B_0 принимает $(2I+1)$ значений, причем энергетические уровни являются равноотстоящими (рис.2).

Заселенность уровней в состоянии термодинамического равновесия

описывается формулой Больцмана

$$n_i = \frac{g_i}{g_1} \cdot n_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_i - E_1}{kT}\right), \quad (12)$$

где n_i и n_1 , g_i и g_1 , E_i и E_1 — заселенности, кратности вырождения и энергии i -го и основного уровней соответственно; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

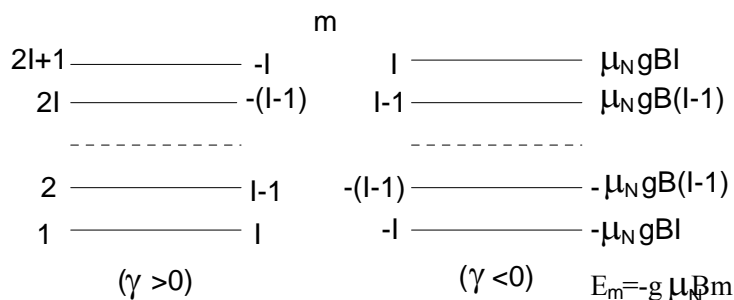


Рис. 2. Уровни энергии ядер со спином I в магнитном поле

Правило отбора ($\Delta m = \pm 1$) разрешает переходы лишь между соседними уровнями, поэтому частота переходов ν может быть определена с учетом формулы (11) следующим образом:

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{E_m - E_{m-1}}{h} = g \cdot \mu_N \cdot \frac{B_0}{h} = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B_0. \quad (13)$$

Из формулы (13) видно, что частота переходов пропорциональна B_0 с постоянным для данного сорта ядер коэффициентом пропорциональности $\gamma/2\pi$ и для изолированного ядра в постоянном поле B_0 точно определена, т.е. явление носит резонансный характер.

1.1.3. Квадрупольный момент ядра

Ядра характеризуются, как правило, неравномерным распределением электрического заряда. Лишь у ядер со сферической симметрией ($I = 0$) электрические свойства могут характеризоваться точечным зарядом, сосредоточенным в центре ядра. Ядра, обладающие спином $I = 1/2$, сферической симметрии не имеют и проявляют себя как системы, обладающие центром инверсии. В связи с этим все электрические моменты нечетного порядка (и магнитные моменты четного порядка) отсутствуют, но квадрупольные электрические моменты (2-й порядок) отличны от нуля (при $I = 1/2$). Плотность зарядов внутри таких ядер имеет анизотропию, соответствующую эллипсоиду

вращения и характеризуемую собственным квадрупольным моментом $e \cdot Q_0$. Знак квадрупольного момента ядра определяет характер его деформации: если $Q_0 < 0$, то ядро представляет собой сплюснутый относительно направления спина \vec{I} эллипсоид вращения; если $Q_0 > 0$, то ядро вытянуто вдоль \vec{I} . Собственный квадрупольный момент $e \cdot Q_0$ может быть определен из экспериментальных данных для сечения кулоновского возбуждения вращательных уровней ядер и вероятности γ -переходов между этими уровнями. В неоднородном электрическом поле \vec{E} возникает дополнительная энергия взаимодействия, пропорциональная $e \cdot Q \frac{\partial E}{\partial t}$, что приводит к появлению добавочных линий сверхтонкой структуры [1].

Единицей измерения квадрупольного электрического момента является $\text{Кл} \cdot \text{м}^2$.

В отдельных случаях удается обнаружить наличие магнитного октупольного момента ядра. Трудности в теории атомных ядер связаны в первую очередь с отсутствием точных сведений о природе ядерных сил и методов расчета характеристик систем, состоящих из большого числа сильновзаимодействующих частиц.

2. Движение изолированных спинов в постоянном и переменном магнитных полях

Являясь квантовым эффектом, ядерный магнитный резонанс, как и другие виды магнитного резонанса, допускает и классическое объяснение некоторых своих особенностей.

Во внешнем магнитном поле \vec{B}_0 магнитный момент прецессирует вокруг направления \vec{B}_0 с частотой $\omega_0 = \gamma \cdot B_0$, и при таком прецессионном движении его проекция μ_z на плоскость $X'Y'$ описывает в плоскости $X'Y'$ окружность, а значение компоненты μ_z остается неизменным (рис.3) [2].

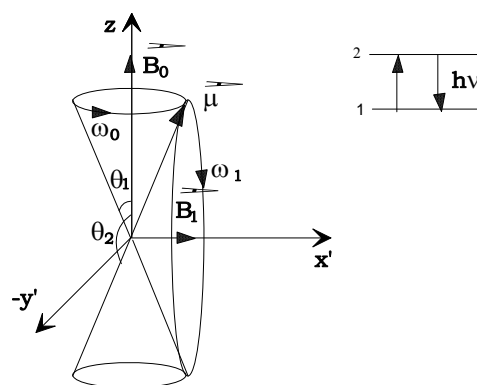


Рис. 3

Осциллирующее вдоль оси OX магнитное поле $\vec{B}_1(t)$ можно разложить на два вращающихся в разных направлениях поля $\vec{B}_1^\pm(t)$ с одинаковыми частотами ω , так что (рис.4)

$$B_{1x} = 2B_1^+ \cos \omega t, \quad B_{1y}^+ = B_1 \sin \omega t, \quad B_{1y}^- = -B_1 \sin \omega t.$$

Одно из этих магнитных полей будет вращаться в одном направлении с прецессирующим магнитным диполем $\vec{\mu}$ и при совпадении их частот ($\omega = \omega_0$) взаимодействовать с ним.

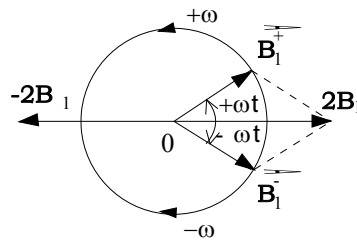


Рис. 4

Во вращающейся системе координат $X'Y'Z'$ с центром внутри ядра и частотой $\omega' = \omega_0$ существует лишь взаимодействие диполя $\vec{\mu}$ с полем \vec{B} , которое при совпадении частот $\omega = \omega'$ в принципе ничем не отличается от $\vec{\mu}$ и \vec{B}_0 . В результате такого взаимодействия вектор $\vec{\mu}$ во вращающейся системе координат $X'Y'Z'$ будет совершать прецессионное движение по конусу вокруг \vec{B}_1 , изменяя при этом нутационный угол Эйлера Θ . На практике используют поля с амплитудой $B_1 \ll B_0$, так что частота нутации $\omega_1 = \gamma \cdot B \ll \omega_0$. Если расстройка $\Delta\omega = \omega_0 - \omega = 0$, то угол Θ будет изменяться от минимального значения Θ_1 до максимального Θ_2 , а сам вектор $\vec{\mu}$, будет переходить с верхнего конуса прецессии на нижний.

В декартовой системе координат XYZ в результате такого сложного движения (прецессия и нутация) конец диполя $\vec{\mu}$ будет описывать спираль на поверхности шара, внутри которого находится частица. С учетом квантовомеханических представлений следует говорить о скачкообразном изменении угла Θ с Θ_1 на Θ_2 . Поскольку каждому конусу прецессии соответствует свой энергетический уровень (верхнему конусу — нижний уровень и наоборот), то в результате изменений угла Θ будут происходить квантовые переходы, стимулируемые высокочастотным полем $B_1(t)$, вынуждающее действие которого максимально при $\Delta\omega = 0$ (резонанс). Если же $\Delta\omega \neq 0$ и вектор $\vec{B}_1(t)$ отстает от поперечной компоненты $\vec{\mu}_1$ прецессирующего диполя (или опережает ее), то полной нутации вектора $\vec{\mu}$ происходить не будет и, следовательно,

вынуждающее воздействие поля \vec{B}_1 будет менее эффективным.

Все явления, в которых фиксируется энергия квантовых переходов, возникающих под действием вынуждающего переменного электромагнитного поля, называют *резонансными*, например ядерный магнитный резонанс (ЯМР), электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), ядерный квадрупольный резонанс (ЯКР) и т.д. Точность нахождения соответствующих характеристик определяется точностью измерения полей и частот резонанса.

3. Ядерный магнитный резонанс (ЯМР)

Наибольшее количество сведений о магнитных моментах ядер дали исследования, выполненные методом ЯМР. Суть явления ЯМР состоит в резонансном поглощении энергии электромагнитного поля в твердом, жидком или газообразном веществах, помещенных в постоянное магнитное поле, и обусловленном магнитными моментами ядер. Если число спинов на нижнем уровне $-n_1$, а на верхнем $-n_2$, то из формулы (12) следует, что

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp(\Delta E/kT) = \exp(\gamma \cdot \hbar \cdot \frac{B_0}{kT}). \quad (14)$$

В поле $B_0 = 0.1 \text{ Тл}$ для протонов при температуре $T = 300 \text{ К}$ величина

$$\frac{n_1 - n_2}{n_2} \approx \gamma \cdot \hbar \cdot \frac{B_0}{kT} \approx 10^{-4}, \quad (15)$$

и число переходов с нижнего уровня энергии на верхний будет превышать число переходов в обратном направлении, что приведет к поглощению энергии ВЧ-поля. С макроскопической точки зрения это соответствует наличию ядерной намагниченности \vec{M}_0 , направленной вдоль поля \vec{B}_0 и связанной с различием заселенности уровней в веществе.

При воздействии на спиновую систему, помещенную в сильное постоянное магнитное поле, слабым высокочастотным полем на резонансной частоте вектор ядерной намагниченности \vec{M}_0 может изменяться как по величине, так и по направлению. Поскольку вектор \vec{M}_0 является макроскопической величиной (суммарный магнитный момент единицы объема вещества), то его изменение во времени может быть зафиксировано при помощи макроскопических радиоэлектронных приборов. В этом и состоит суть методов определения магнитных моментов ядер, основанных на явлении ядерного магнитного резонанса.

Метод ЯМР непригоден для измерения магнитного момента нейтрона,

поскольку нейтрон нельзя удержать в ампуле, содержащей исследуемое вещество.

4. Методика наблюдения ЯМР

В стационарном методе наблюдения ЯМР, основанном на медленном прохождении через резонанс, для определения абсолютных значений магнитных моментов ядер может быть использована установка, блок-схема которой приведена на рис. 5.

На ядро исследуемого образца (О) действуют магнитные поля:

а) сильное постоянное магнитное поле \vec{B}_0 (до 2 Тл), создаваемое постоянным магнитом (М). Назначение поля \vec{B}_0 — разрыв связи ядерного магнитного момента с электронной оболочкой, проявляющийся в том, что ядро и электронная оболочка ведут себя в магнитном поле независимо друг от друга. Поле может быть измерено с помощью измерителя магнитного поля (ИМП);

б) слабое высокочастотное поле $\vec{B}_1(t)$, создаваемое в катушке (К) генератором (ГВЧ), направленное перпендикулярно \vec{B}_0 . Частота поля может плавно меняться. Назначение этого поля — резонансное опрокидывание спинов ядер (вектора ядерной намагниченности \vec{M}_0);

в) переменное модулирующее поле $\vec{B}_m(t)$, создаваемое катушкой (МО) и направленное параллельно \vec{B}_0 . Оно имеет низкую постоянную частоту 50 Гц. Назначение этого поля — повторить условия опрокидывания ядерных спинов 100 раз в секунду для того, чтобы в резонансе получить стационарную картину на осциллографической трубке (ОТ).

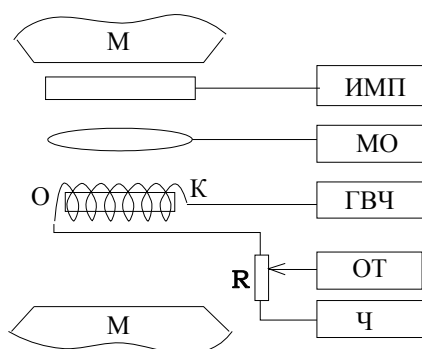


Рис. 5. Принципиальная схема наблюдения ЯМР

На рис. 6 пунктирной линией указано поле B_0 , при котором наблюдается резонансное опрокидывание спина. При этом образец начнет поглощать энергию. Таким образом, суммарное поле $B_0 + B_m(t)$ периодически вводит

спиновую ядерную систему в резонанс и выводит из него. За счет релаксационных процессов, обусловленных обменом энергией между спиновой системой и средой, в которой находится эта система, в промежутке между двумя последовательными резонансами спиновая система успевает перейти в равновесное состояние. Скорость восстановления равновесного состояния (формула (12)) характеризуется временем релаксации τ . Для металлов это время порядка $1 \div 10$ мс, а для чистых жидкостей достигает нескольких секунд (для чистой воды $\tau = 3,6$ с). Релаксация может быть вызвана как магнитным взаимодействием между микрочастицами, обладающими магнитными моментами, так и электрическими взаимодействиями их квадрупольных моментов с флуктуирующими неоднородными магнитными полями. Эти взаимодействия сопровождаются *безызлучательными* переходами и препятствуют прекращению поглощения энергии ВЧ-поля (насыщению). Независимо от механизма релаксации каждое прохождение через резонанс сопровождается поглощением энергии, поэтому и удастся наблюдать на экране осциллографа устойчивую картину, а с помощью частотомера (Ч) — измерить резонансную частоту ν .

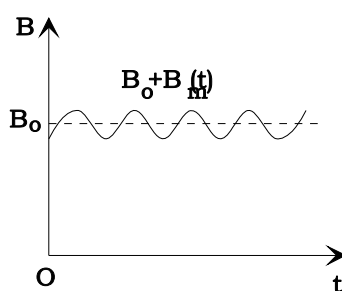


Рис. 6

Переориентация ядерной намагниченности $\vec{M}_0 = \chi_0 \cdot \vec{B}_0$ (χ_0 — магнитная восприимчивость) обнаруживается как электромагнитный эффект по ЭДС индукции в катушке (К), окружающей вещество. Эффект удастся наблюдать только на образцах, содержащих сравнительно большое количество вещества ($10^{17} \div 10^{21}$) ядер. Специфичность явления ЯМР позволяет, например, выделить слабый ядерный магнетизм даже на фоне очень сильного электронного магнетизма ферромагнетиков (характерные частоты ЯМР составляют несколько МГц, а ферромагнитного резонанса — $10^3 - 10^4$ МГц).

Поскольку реальное поле в отдельных элементах объема исследуемого образца складывается из внешнего поля \vec{B}_0 и локального \vec{B}_l , то имеет смысл оценить B_l . Оценка локального магнитного поля, создаваемого соседним ядром с магнитным моментом μ в твердом диамагнитном теле по формуле

$$B_l = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\mu}{r^3} \quad (16)$$

при $\mu = \mu_N = 5,05 \cdot 10^{-27}$ Джс/Тл, $\mu_0/4\pi = 10^{-7}$ Гн/м, $r \approx 10^{-10}$ м, дает величину $B_l \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Тл. Это — средняя величина, которая определяет порядок ширины линии сигнала ЯМР $\Delta\nu = \pm \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B_l$ в твердых диамагнитных телах (при условии однородности внешнего поля B_0). В жидкостях и газах из-за быстрого теплового движения молекул локальные поля усредняются почти до нуля, а линии сигнала ЯМР очень узкие ($10^{-8} \div 10^{-9}$ Тл), что затрудняет поиск и наблюдение сигнала ЯМР. Чтобы обойти эту трудность, необходимо ввести в образец парамагнитную примесь типа раствора хлорного железа $FeCl_3$. При концентрации хлорного железа в воде $c = 0,5\%$ среднее расстояние r между молекулами воды и хлорного железа равно $r = r_{H_2O} \cdot c^{-1/3} \approx 4 \cdot 10^{-10}$ м, если среднее расстояние между молекулами воды $r_{H_2O} \approx 1,4 \cdot 10^{-10}$ м. На таком расстоянии локальное магнитное поле B_l , создаваемое атомом железа, составляет при $\mu \approx 2 \cdot 10^3 \mu_N$ величину $B_l \approx 10^{-2}$ Тл. Тепловое движение молекул и их столкновения между собой приводят к существенной неоднородности магнитного поля в образце и, как следствие, к уширению линии ЯМР и уменьшению ее высоты.

Электрическое квадрупольное взаимодействие в жидкостях и газах практически отсутствует.

5. Описание установки

Установка для измерения абсолютного значения магнитных моментов ядер (рис.7) состоит из измерителя магнитной индукции Ш1-1, подключенного к нему частотомера ЧЗ-34А, электромагнита ФЛ-1 с источником питания Б5-21 и цифрового комбинированного прибора Ш1-8, измеряющего величину магнитного поля. Принцип действия измерителя магнитного поля Ш1-1 основан на явлении ЯМР и в данной установке служит для наблюдения этого явления, а не измерения величины поля. Прибор Ш1-1 состоит из: а) датчика; б) генератора высокой частоты; в) амплитудного детектора; г) осциллографической трубки; д) источника тока модуляции.

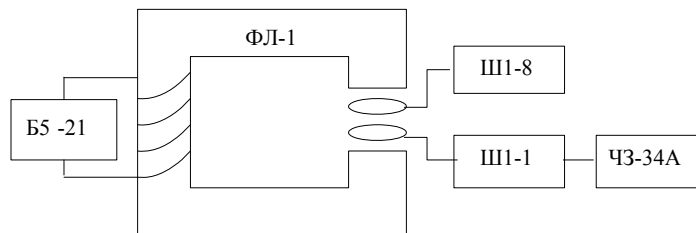


Рис. 7. Схема экспериментальной установки

Датчик предназначен для создания высокочастотного электромагнитного поля и периодически изменяющегося поля модуляции в рабочем объеме ампулы. Датчик состоит из двух катушек, намотанных на ампулу с диамагнитным веществом (с жидкостью): катушки модуляции и катушки, являющейся частью контура высокой частоты.

Генератор выдает частоты от 1 до 30 $MГц$ и работает в режиме малых колебаний, при котором обеспечивается наибольшая чувствительность к уменьшению добротности высокочастотной катушки датчика в момент ядерного магнитного резонанса. Дело в том, что поглощение энергии рабочим веществом, соответствующее резонансу, эквивалентно уменьшению добротности катушки и, следовательно, эквивалентного сопротивления контура генератора. Это приводит к уменьшению амплитуды генерируемых колебаний.

Амплитудный детектор служит для преобразования модулированного по амплитуде высокочастотного напряжения на контуре генератора в низкочастотный сигнал переменного тока — сигнал ЯМР.

Источником тока модуляции является сеть переменного тока, питающая прибор.

Сигнал усиливается и поступает на пластины вертикального отклонения осциллографической трубки. Так как горизонтальная развертка луча осциллографической трубки осуществляется синусоидальным напряжением частотой 50 $Гц$, синфазным с током модуляции, на экране трубки наблюдаются два неподвижных (условия ЯМР повторяются дважды за период модулирующего напряжения — см. рис.6) сигнала ЯМР, форма которых показана на рис.8 для неоднородного (в реальных условиях) поля.

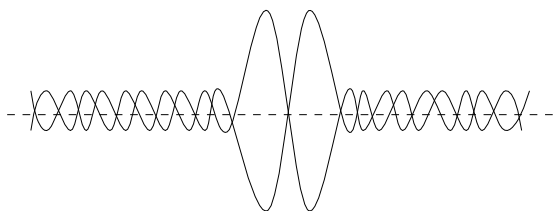


Рис. 8. Форма сигнала ЯМР в неоднородном магнитном поле

Следует иметь в виду, что форма сигнала ЯМР весьма сильно зависит от величины и однородности магнитного поля, уровня генерации и тока модуляции. Погрешность фиксации ЯМР наименьшая при малой величине модулирующего поля. Сигнал наблюдается устойчиво при величине отношения сигнал/шум не менее 5. Измерение частоты ВЧ-генератора осуществляется с помощью частотомера ЧЗ-34А, подключенного к выходу прибора Ш1-1.

В приборе Ш1-8 для измерения индукции магнитного поля в зазоре электромагнита ФЛ-1 используется датчик Холла.

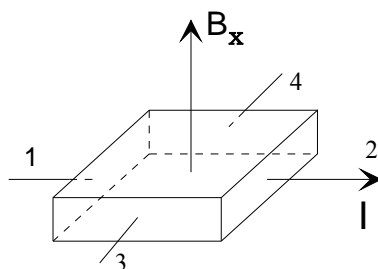


Рис.9

Если через однородную пластину полупроводника (рис.9), помещенную в магнитное поле \vec{B} , перпендикулярное плоскости пластин, пропустить ток I через контакты 1 и 2, то между контактами 3 и 4 возникает напряжение Холла — U_x :

$$U_x = \frac{R \cdot I \cdot B_x}{d},$$

где I — ток через пластину, R — постоянная Холла, B_x — магнитная индукция, d — толщина пластин.

Измеряя напряжение Холла, можно определить магнитную индукцию по формуле:

$$B_x = \frac{U_x \cdot d}{I \cdot R} = \frac{U_x}{I} \cdot K, \quad (17)$$

где K — параметр преобразователя Холла, определяемый его материалом и размерами.

6. Порядок выполнения работы

1. Ознакомившись по описаниям, находящимся на рабочем месте, с работой приборов, включить их на прогрев в течение 10÷15 минут. Тумблеры и переключатели Ш1-8 должны быть в следующих положениях: «индикатор» — «грубо»; «полярность» — «N»; «коррекция» — крайнее левое положение; «отсчет индукции» — «0,»; «0,0». С помощью ручки «яркость» на Ш1-1 добиться появления луча на экране осциллографа. Нажав кнопку, ручкой «центровка луча» установить луч на рамку в центре экрана. Переключатель «обратная связь» поставить в положение II для датчика № 2 или в положение III для датчика № 3.

Ампулы датчиков наполнены 0,5% -ным водным раствором хлорного железа.

Переключатель «контроль уровня» — в положение «генерация», «АПЧ»

— «выкл», ручки переменных резисторов «усиление», «фаза», «модуляция» — в среднее положение. Ступенчатый и плавный регуляторы напряжения на источнике питания Б5-21 — в крайнее левое положение. Положение тумблеров и переключателей частотомера должно обеспечивать наилучший режим измерения частоты.

2. Ручкой «частота» прибора Ш1-1 установить шкалу на отметку, соответствующую измеряемой индукции, для чего использовать ориентировочные градуировочные графики, помещенные на лицевой панели прибора, и показания комбинированного прибора. Для используемого в работе датчика № 2 измерителя магнитной индукции значение постоянного тока не должно превышать 2 А, что соответствует верхнему пределу измерений индукции магнитного поля для этого датчика. При использовании датчика № 3 измерителя Ш1-1 можно получать и более сильные поля. По стрелочному индикатору установить амплитуду генерируемых колебаний в пределах **4-10 мкА**. Ручку «усиление» установить таким образом, чтобы на экране осциллографической трубки наблюдались шумы схемы прибора. Установить переключатель «контроль уровня» в положение «модуляция». Ручкой «модуляция» установить ток модуляции, соответствующий **30-40 мкА** для обоих датчиков. Подстройку прибора в резонанс можно производить либо плавным изменением частоты генератора, либо медленным изменением напряжения, питающего магнит. При этом нужно помнить, что прибор обладает высокой чувствительностью, и поэтому изменения частоты или поля следует производить очень медленно. После обнаружения сигнала ЯМР ручкой «фаза» следует добиться пересечения резонансных кривых, а ручкой «частота» отметить точку пересечения с риской в центре экрана. С помощью частотомера измерить частоту генератора прибора, а по показаниям Ш1-8 определить величину напряженности постоянного магнитного поля.

3. Измерение магнитного поля производить следующим образом: установить тумблер «индикатор» прибора Ш1-8 в положение «грубо», а шкалу первой декады отсчетного устройства «отсчет индукции, Тл» перевести в положение «0,0». Ручку «коррекция» поставить в крайнее левое положение. При помощи ручек «отсчет индукции, Тл» добиться совмещения с нулем стрелки индикатора путем постепенного увеличения (уменьшения) показания шкал отсчетного устройства. Ручкой «коррекция, Тл» установить визир шкалы на риску, соответствующую показанию отсчетного устройства. При помощи переключателя «отсчет индукции, Тл» совместить стрелку индикатора с нулем. Тумблер «индикатор» установить в положение «точно». При помощи переключателей «отсчет индукции, Тл» совместить стрелку индикатора с нулем. Последовательно устанавливая визир шкалы «коррекция, Тл» на риску, соответствующую показанию отсчетного устройства, и совмещая стрелку индикатора с нулем, при помощи переключателей «отсчет индукции, Тл» добиться совпадения показаний отсчетного устройства и шкалы «коррекция,

Тл». Как правило, достаточно двух-трех приближений. Затем снять показания по отсчетному устройству «отсчет индукции, Тл». Для датчика № 2 прибора Ш1-1 пределы измерения 0,056-0,1303(Тл); для датчика № 3 — в интервале 0,13-0,3178(Тл).

4. При фиксированном сигнале ЯМР измерьте одновременно частоты резонанса ν и значение поля B_0 . Данные занесите в таблицу. Измерение проведите не менее чем для 10 различных значений величины B_0 в диапазоне $0,06 \div 0,13$ Тл.

5. Постройте график зависимости $\nu = \nu(B_0)$. В силу ряда причин (наличие остаточной намагниченности, неоднородность поля B_0 и т.д.) возможно отклонение этой зависимости от вида, описываемой формулой (13). Поэтому обрабатывать результаты нужно по методу наименьших квадратов, используя формулу

$$\nu = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B_0 + A. \quad (18)$$

6. Вычислить $\gamma, \Delta\gamma, g, \Delta g$. Сравнить полученные значения γ и g с табличными данными, имея в виду, что в качестве исследуемого образца используется водный раствор хлорного железа $FeCl_3$ с концентрацией последнего 0,5%.

7. Используя экспериментальную зависимость $\nu = \nu(B)$ и формулу (18), определить гироманнитное отношение γ изотопов ^{35}Cl и ^{37}Cl , если в поле B величиной 0,1 Тл сигнал ЯМР на этих ядрах наблюдается на частотах $\nu_{35} = 0,4171$ МГц и $\nu_{37} = 0,3474$ МГц соответственно.

ПОМНИТЕ!

1. Работа производится с одним датчиком (2 или 3), поэтому запрещается вынимать датчики измерителя и комбинированного прибора из магнита.
2. Категорически запрещается вращать ручки магнита, изменяющие величину зазора, — это может привести к поломке датчиков.
3. Наручные часы при работе около магнита рекомендуется снять.
4. Переключение тумблеров и клавиш, не указанных в описании, может привести к выходу из строя всей установки.

7. Контрольные вопросы

1. В чем принципиальное отличие ядерного магнитного резонанса (ЯМР) от других магнитных резонансов, например ЭПР, ЯКР и т.д.?
2. Для каких ядер и каким образом могут быть рассчитаны ядерный g -фактор и спин ядра?
3. Чем определяется высокая точность ЯМР?

4. Можно ли измерить магнитный момент нейтрона с помощью ЯМР?
5. В каких веществах лучше наблюдать ЯМР?
6. Предложите методику определения величины магнитного поля с помощью ядерного магнитного резонанса.
7. Можно ли наблюдать ЯМР в магнитном поле Земли?
8. Сравните энергию сверхтонкого взаимодействия исследуемых ядер с электронными оболочками и величину зеемановского расщепления энергии этих же ядер. Какой вывод отсюда следует?
9. Как экспериментально определить спин ядра?
10. По каким причинам в качестве исследуемого вещества в датчике ЯМР используется 0,5% раствор хлорного железа?

Список литературы

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т.1. Физика атомного ядра. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Ядерный магнитный резонанс /Под ред. П.М.Бородина. Л.: Изд-во ЛГУ, 1982.
3. Лабораторные занятия по физике /Под ред. Л.Л.Гольдина, М.: Наука, 1983, С.604-616.

Лабораторная работа № 11

ДОЗИМЕТРИЯ И ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: ознакомление с основами дозиметрии, нормами и принципами радиационной безопасности, некоторыми вопросами защиты от ионизирующих излучений.

1. Введение

Радиационная безопасность населения — состояние защищенности настоящего и будущего поколений людей от вредного для их здоровья воздействия ионизирующего излучения.

Ионизирующее излучение (И.И.) — излучение, которое создается при радиоактивном распаде, ядерных превращениях, торможении заряженных частиц в веществе и образует при взаимодействии со средой ионы разных знаков. Ультрафиолетовое излучение и видимый свет не относятся к И.И., так как энергия фотонов видимой части спектра равна $E_0 = 3 \div 4 \text{ эВ}$, а на обра-

зование одной пары ионов необходимо в среднем в воздухе 33,85 эВ, в биологической ткани — 37,22 эВ.

Естественный радиационный фон — доза излучения (см. раздел 3.1.), создаваемая космическим излучением и излучением природных радионуклидов, естественно распределенных в земле, воде, воздухе, других элементах биосферы, пищевых продуктах и организме человека.

Техногенно измененный радиационный фон — естественный радиационный фон, измененный в результате деятельности человека.

Источник закрытый — радионуклидный источник И.И., устройство которого исключает поступление содержащихся в нем радионуклидов в окружающую среду в условиях применения и износа, на которые он рассчитан.

В лаборатории ядерной физики КрасГУ используются закрытые источники И.И.

Риск радиационный — вероятность того, что в организме человека в результате облучения возникает какой-либо конкретный вредный эффект.

Ионизирующая радиация при воздействии на организм человека может вызвать два вида эффектов, которые клинической медициной относятся к болезням:

— *детерминированные пороговые эффекты* (лучевая болезнь, лучевой ожог, лучевое бесплодие, лучевая катаракта и др.) — биологические эффекты излучения, в отношении которых предполагается существование порога, выше которого тяжесть эффекта зависит от дозы;

— *стохастические (вероятностные) беспороговые эффекты* (злокачественные опухоли, лейкозы, наследственные болезни) — вредные биологические эффекты излучения, не имеющие дозового предела, и вероятность их возникновения пропорциональна дозе, а тяжесть их проявления не зависит от дозы.

Предел годовой эффективной (или эквивалентной) дозы — величина эффективной (или эквивалентной) дозы техногенного облучения, которая не должна превышать за год; пределы дозы устанавливаются на уровнях, которые должны быть признаны в качестве предельно допустимых в условиях нормальной работы. Соблюдение предела годовой дозы предотвращает возникновение детерминированных эффектов; вероятность стохастических эффектов сохраняется при этом на приемлемом уровне.

При внутреннем облучении устанавливается *предел годового поступления (ПГП)* — численное значение величины активности радионуклидов, проникших при вдыхании, заглатывании или через кожу в течение года в организм условного человека. Предел годового поступления приводит к облучению в ожидаемой дозе, равной соответствующему пределу годовой эффективной (или эквивалентной) дозы.

Основные задачи дозиметрии ионизирующих излучений — это определение дозы или мощности дозы излучения в средах от различных видов из-

лучений, измерение активности радиоактивных препаратов, определение соотношений между активностью препарата и создаваемой им мощностью дозы. Особое значение имеет оценка доз, поглощенных биологической тканью при ее облучении, так как облучение, превышающее допустимый уровень, может привести к необратимым повреждениям в тканях, а так же вызвать генетические изменения.

Защита от ионизирующих излучений предназначена для снижения плотности потока излучения не только до допустимого уровня, но и ниже. Расчет защиты от излучений требует глубоких знаний механизма взаимодействия ионизирующего излучения с веществом всех видов радиации, воздействующих на человека.

Лица, работающие с радиоактивными веществами, должны знать правила обращения с ними, основы дозиметрии и защиты от излучений; помнить, что действие ионизирующих излучений неощутимо для человека, поскольку у людей отсутствует орган чувств, который бы воспринимал эти излучения.

2. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом

Все виды ионизирующих излучений, как корпускулярные, так и электромагнитные, могут быть обнаружены только по их взаимодействию с веществом.

1. *Заряженные частицы α – и β –* при взаимодействии с веществом возбуждают и ионизируют атомы и молекулы, испускают тормозное излучение, упруго рассеиваются. Частицы малых энергий участвуют в основном лишь в процессах ионизации и упругого рассеяния. Продуктами взаимодействия заряженных частиц с веществом, в конечном счете, являются заряженные частицы, общий заряд которых зависит от энергии первоначальной частицы и рода вещества.

2. При взаимодействии *гамма-излучения* с веществом в области энергий от 0,01 до 10 МэВ преобладают следующие эффекты: фотоэффект, эффект Комптона, рождение электрон-позитронных пар. Во всех указанных процессах возникают заряженные частицы, вызывающие возбуждение и ионизацию атомов и молекул среды. Общий заряд всех образовавшихся в результате ионизации атомов и молекул частиц зависит от энергии гамма-квантов и рода вещества.

3. При прохождении *нейтронов* через вещество происходит взаимодействие с ядрами среды типа (n, γ) , (n, p) , (n, f) , (n, α) и т.д., которое приводит к образованию положительных ионов и электронов. Общий заряд образовавшихся частиц зависит от энергии нейтронов и рода вещества.

При попадании нейтронов в тело, так же как и γ –квантов или α –, β – частиц, воздействие их сводится в конечном счете к ионизации биоло-

гической ткани из-за:

1) захвата нейтронов ядрами азота по реакции ${}^7_{14}N(n, p){}_6^{14}C$. В результате образуются протоны со средней энергией $0,6\text{МэВ}$, ионизирующие биологическую ткань;

2) захвата нейтронов ядрами водорода: ${}^1_1H(n, \gamma){}_1^2H$. Ионизацию производят γ -кванты с энергией $2,2\text{МэВ}$, возникающие при радиационном захвате;

3) упругое рассеяние нейтронов на ядрах водорода, кислорода, углерода и азота. Ионизацию производят ядра отдачи.

При стандартных условиях в воздухе средняя линейная плотность ионизации (число пар ионов на каждом сантиметре пути) составляет: для α -частиц $3 \cdot 10^3$, β -частиц — 60, γ -квантов — несколько пар. Поэтому α -излучение очень опасно при внутреннем облучении органов дыхания и пищеварения, в то время как β -излучение наибольшую опасность представляет при попадании в глаза, так как внешняя поверхность глаза не имеет защитного покрова. Большая проникающая способность γ -излучения делает его наиболее опасным при внешнем облучении организма. Никакой защитный костюм разумной толщины не может ослабить γ -излучение до уровня фона.

Итак, измерение дозы излучения может быть основано на измерении общего заряда продуктов взаимодействия излучения со средой.

3. Определение дозиметрических величин

Вид ионизирующего излучения определяется зарядом Z , массой m и энергией квантов (частиц) излучения.

Активность радионуклида в источнике (образце) A — отношение числа dN радиоактивных распадов, происходящих в данном его количестве за интервал времени dt , к этому интервалу

$$A = -\frac{dN}{dt}. \quad (1)$$

Единица активности в СИ — беккерель (Бк), равный одному распаду в секунду. Практическая единица активности — Кюри (Ки)

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

Распределение И.И. в пространстве характеризуется плотностью потока φ ионизирующего излучения:

$$\varphi = \frac{d^2 N}{ds dt}, \quad (2)$$

где dN — число ионизирующих частиц, проходящих через элементарную площадь ds за интервал времени dt .

Изотропный точечный источник активностью A создает в вакууме на расстоянии плотность потока φ_0 , равную

$$\varphi_0 = \frac{A \cdot f}{4\pi r^2}, \quad (3)$$

где f — число квантов (частиц), приходящихся на один акт распада радионуклида в источнике.

3.1. Поглощенная доза

Поглощенная доза ионизирующего излучения D — отношение средней энергии \overline{dW} , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = \frac{\overline{dW}}{dm}. \quad (4)$$

Энергия может быть усреднена по любому определенному объему, и в этом случае средняя доза будет равна полной энергии, переданной объему, деленной на массу этого объема.

Единица поглощенной дозы в СИ — грэй (Gp). Грэй соответствует поглощению 1 Дж энергии любого вида ионизирующего излучения в 1 кг облученного вещества. Внесистемная единица поглощенной дозы — rad (radiation absorbtion doze). 1 rad соответствует поглощению 100 эрг энергии любого вида ионизирующего излучения в 1 г облученного вещества. Таким образом,

$$1Gp = 1Дж/кг = 100rad$$

3.2. Эквивалентная доза

Для оценки биологического эффекта воздействия излучения произвольного состава в задачах радиационной безопасности введено понятие эквивалентной дозы.

Эквивалентная доза H — поглощенная доза D в организме или ткани, умноженная на соответствующий коэффициент качества K :

$$H = D \cdot K. \quad (5)$$

Эквивалентная доза ионизирующего излучения для смешанного излучения

$$H = \sum_i D_i \cdot K_i, \quad (6)$$

где индексы i относятся к компонентам излучения разного вида; D_i и K_i — соответствующие поглощенные дозы и коэффициенты качества.

Необходимость введения понятий эквивалентной дозы и коэффициентов качества объясняется тем, что степень воздействия излучения на биологические объекты определяется несколькими факторами:

- а) поглощенной дозой D ;
- б) пространственным распределением энергии, переданной ионизирующей частицей среде (линейной передачей энергии — ЛПЭ);
- в) видом излучения и энергией частиц;
- г) способностью клеток к восстановлению, защитной реакцией живой ткани.

Таким образом, коэффициенты качества K определяют зависимость биологического эффекта данного вида излучения от ЛПЭ этого излучения при *равномерном* облучении человека.

Единица эквивалентной дозы в СИ — зиверт ($Zв$), равный эквивалентной дозе любого вида излучения в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в $1 Гр$ образцового рентгеновского или γ -излучения с граничной энергией $200 кэВ$. Внесистемная единица эквивалентной дозы — биологический эквивалент рада ($бэр$).

$$1бэр = 10^{-2} Зв.$$

При определении эквивалентной дозы принимается следующий состав мягкой биологической ткани ($Z_{эфф} = 7,42$; плотность — $1 г/см^3$): водорода — 10,1%, углерода — 11,1%, кислорода — 76,2% (по массе). Костная ткань имеет $Z_{эфф} = 13,8$, а плотность — $1,45 г/см^3$, в то время как воздух — смесь газов из 78,08% азота; 20,95% кислорода; 0,05% CO_2 ; Ar, Ne, Xe, Kr, H_2O — 1%; $Z_{эфф} = 7,64$, плотность равна $1,293 \cdot 10^{-3} г/см^3$ [3].

Таблица 1

Коэффициенты качества K для отдельных видов излучений при расчете эквивалентной дозы [1]

Вид излучения	Энергия частиц	K
Фотоны	Любая	1
Рентгеновское излучение	$E < 0,1 \text{ МэВ}$	1,5
Электроны и мюоны	любая	1
Нейтроны	$E < 10 \text{ кэВ}$	5
	$10 \text{ кэВ} < E < 100 \text{ кэВ}$	10
	$100 \text{ кэВ} < E < 2 \text{ МэВ}$	20
	$2 \text{ МэВ} < E < 20 \text{ МэВ}$	10
	$E > 20 \text{ МэВ}$	5
Протоны, кроме протонов отдачи	$E > 2 \text{ МэВ}$	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	любая	20

3.3. Эффективная доза

При *неравномерном* облучении тела вводят понятие эффективной дозы E , равной

$$E = \sum_{i=1}^n H_i \cdot W_i, \quad (7)$$

где H_i — эквивалентная доза, полученная i -м органом; W_i — *взвешивающий (весовой) фактор*, представляющий собой отношение стохастического риска смерти в результате облучения i -го органа или ткани к риску смерти от равномерного облучения всего тела при одинаковых эквивалентных дозах. Таким образом, W_i определяет весовой вклад данного органа или ткани в риске неблагоприятных последствий для организма при неравномерном облучении:

$$\sum_i W_i = 1. \quad (8)$$

Эффективная доза — величина, используемая как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов с учетом их радиочувствительности. Эффективная доза обеспечивает сравнимость и приведение неравномерного облучения тела к такой же оценке его последствий, как и при равномерном облучении. Эффективная доза также измеряется в зивертах (бэрах).

Взвешивающие коэффициенты W для тканей и органов при расчете эффективной дозы [1]

Ткани и органы	W
Гонады(половые железы)	0,20
Костный мозг(красный)	0,12
Толстый кишечник	0,12
Легкие	0,12
Желудок	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Грудная клетка	0,05
Печень	0,05
Пищевод	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01
Клетки костных поверхностей	0,01
Остальное	0,05

Например, доза облучения легких в 1 мЗв (100 мбэр) соответствует $E = 0,12$ мЗв (12 мбэр), т.е. показывает, что при равномерном облучении всего тела дозой 0,12 мЗв вероятность риска такая же, что и при облучении дозой 1 мЗв только легких.

При равномерном облучении всего тела эквивалентная доза в каждом органе или ткани одинакова ($H_i = H$), и, следовательно, $E = H$.

3.4. Эффективная коллективная доза

Эффективная коллективная доза S — величина, определяющая полное воздействие излучения на группу людей:

$$S = \sum_i E_i N_i, \quad (9)$$

где E_i — средняя эффективная доза на i -ю подгруппу людей, N_i — число людей в подгруппе. Единица измерения — 1 чел-Зв (человеко-Зиверт).

3.5 Экспозиционная доза

Существующие в настоящее время дозиметрические приборы позволяют в основном измерить не поглощенную дозу, а лишь дозу излучения по ионизирующему эффекту, производимому данным излучением в среде. Наиболее просто доза облучения может быть измерена при поглощении фотонов

в воздухе; она носит название экспозиционной дозы X . Поэтому все расчеты, связанные с защитой человека от действия излучения, делают на основании не фактически поглощенной дозы, а экспозиционной дозы X .

Экспозиционная доза фотонного излучения — отношение суммарного заряда dQ всех видов 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:

$$X = \frac{dQ}{dm}. \quad (10)$$

Понятие экспозиционной дозы рекомендовано для фотонного излучения с энергией до 3 МэВ .

Единица экспозиционной дозы в СИ — Кл/кг . Внесистемная единица экспозиционной дозы — рентген (R). Рентген — единица дозы фотонного излучения, при прохождении которого через $0,001293 \text{ г}$ воздуха в результате завершения всех ионизационных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу электричества каждого знака. Заметим, что $0,001293 \text{ г}$ — масса 1 см^3 сухого атмосферного воздуха при нормальных условиях (температура 0°C и давление 760 мм рт.ст.), в котором происходят первичные процессы взаимодействия фотонов с воздухом.

Таким образом,

$$\begin{aligned} 1 \text{ Кл/кг} &\approx 3,88 \cdot 10^3 R; \\ 1 R &= 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}. \end{aligned}$$

Между экспозиционной дозой X и поглощенной D существует простая связь

$$X = \frac{q}{\varepsilon} \cdot D, \quad (11)$$

где $q = |e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$, ε — средняя энергия образования пар ионов в данном веществе.

В условиях лучевого равновесия заряженных частиц экспозиционной дозе в $1 R$ соответствует поглощенная доза $0,873 \text{ рад}$ в воздухе или $0,96 \text{ рад}$ в биологической ткани. При этом средняя энергия образования пар ионов в воздухе равна $33,85 \text{ эВ}$, а в биологической ткани — $37,22 \text{ эВ}$ [3].

3.6 Мощность дозы

Мощность P любой дозы D (поглощенной, экспозиционной, эффек-

тивной, эквивалентной) определяется из формулы

$$P = \frac{dD}{dt}. \quad (12)$$

Единицами измерения мощности дозы выступают частные от деления единиц дозы на подходящую единицу времени. Например, имеющиеся в лаборатории ядерной физики КрасГУ настенные индикаторы радиационного фона ИРФЗТ измеряют мощность экспозиционной дозы фонового излучения в $мкР/ч$.

Мощность дозы P любого излучения пропорциональна плотности потока φ этого излучения:

$$P = C\varphi, \quad (13)$$

где C — постоянная для данного вида излучения величина.

Например, мощность экспозиционной дозы, создаваемая точечным изотропным источником γ -излучения активностью A ($мКи$) на расстоянии R ($см$), равна

$$P_x = K_\gamma \cdot A/R^2, \quad (14)$$

где K_γ — гамма - постоянная изотопа, имеющая смысл мощности экспозиционной дозы, создаваемой γ -излучением точечного изотропного радионуклидного источника активностью $1 мКи$ на расстоянии $1 см$ от него. В табл.3 приведены значения K_γ для ряда радионуклидов.

Таблица 3

Значения гамма-постоянной K_γ

Изотоп	$^{22}_{11}Na$	$^{24}_{11}Na$	$^{40}_{19}K$	$^{56}_{25}Mn$	$^{60}_{27}Co$	$^{131}_{51}I$	$^{137}_{55}Cs$
$K_\gamma \frac{P \cdot см^2}{мКи \cdot ч}$	11,85	18,13	0,774	8,468	12,85	2,156	3,242

4. Принципы обеспечения и нормы радиационной безопасности при эксплуатации источников И.И.

Основными принципами обеспечения радиационной безопасности населения являются:

- принцип нормирования — непревышение допустимых пределов индивидуальных доз облучения граждан от всех источников И.И.;
- принцип обоснования — запрещение всех видов деятельности по ис-

пользованию источников И.И., при которых полученная для человека и общества польза не превышает риск возможного вреда, причиненного дополнительным к естественному радиационному фону облучением;

— принцип оптимизации — поддержание на возможно низком и достижимом уровне с учетом экономических и социальных факторов индивидуальных доз облучения и числа облучаемых лиц при использовании любого источника И.И.

Для расчета вероятностных потерь и обосновании расходов на радиационную защиту при реализации принципа оптимизации принимается, что облучение в коллективной эффективной дозе в 1 чел-Зв приводит к потере 1 чел-года жизни населения.

Устанавливаются следующие категории облучаемых лиц:

персонал — лица, работающие с техногенными источниками (группа А) или находящиеся по условиям работы в сфере их воздействия (группа Б);

все население, включая лиц из персонала, вне сферы и условий их производственной деятельности.

Для категорий облучаемых лиц устанавливаются следующие основные дозовые пределы (табл.4).

Таблица 4

Основные дозовые пределы ДП

Нормируемые величины	Дозовые пределы ДП	
	лица из персонала* (группа А)	лица из населения
Эффективная доза	20 мЗв/год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв/год	1 мЗв/год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв/год
Эквивалентная доза за год в хрусталике, коже**, кистях и стопах	150 мЗв 500 мЗв 500 мЗв	15мЗв 50мЗв 50мЗв

Примечание.

*Дозы облучения, как и все остальные допустимые производные уровни персонала группы Б, не должны превышать 1/4 значений для персонала группы А. Далее в тексте все нормативные значения для категории «Персонал» приводятся только для группы А.

** Относится к среднему значению в слое толщиной 5 мг/см² под покровным слоем толщиной 5 мг/см². На ладонях толщина покровного слоя — 40 мг/см².

Основные дозовые пределы облучения лиц из персонала и населения не включают в себя дозы от природных, медицинских источников И.И. и дозу вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения устанавливают специальные ограничения.

При подсчете вклада в общее (внешнее и внутреннее) облучение от поступления в организм радионуклидов берут сумму произведений поступлений каждого радионуклида за год на его дозовый коэффициент ([1], Приложение П-1). Годовая эффективная доза облучения равна сумме эффективной дозы внешнего облучения, накопленной за календарный год, и ожидаемой эффективной дозы внутреннего облучения, обусловленной поступлением в организм радионуклидов за тот же период. Интервал времени для определения величины ожидаемой эффективной дозы устанавливается равным 50 лет для лиц из персонала и 70 лет — для лиц из населения.

Для каждой категории облучаемых лиц допустимое годовое поступление радионуклида рассчитывают путем деления годового предела дозы на соответствующий дозовый коэффициент.

При одновременном воздействии источников внешнего и внутреннего облучения должно выполняться условие, чтобы отношение дозы внешнего облучения к пределу дозы и отношения годовых поступлений нуклидов к их пределам в сумме не превышали 1 (единицы).

Для женщин в возрасте до 45 лет, работающих с источниками И.И., вводят дополнительные ограничения: эквивалентная доза в коже на поверхности нижней части живота не должна превышать 1 мЗв в месяц, а поступление радионуклидов в организм не должно превышать за год 1/20 предела годового поступления для персонала.

Беременная женщина должна переводиться на работу, не связанную с излучением, на весь период беременности и на весь период грудного вскармливания ребенка.

Для студентов и учащихся в возрасте до 21 года, проходящих обучение с использованием И.И., годовые накопленные дозы не должны превышать значений, установленных для лиц из населения.

В табл.5 представлены числовые значения допустимых уровней мощности дозы ДМД при внешнем облучении всего тела от техногенных источников в стандартных условиях (годовая продолжительность рабочего времени для персонала группы А равна 1700 ч, группы Б — 2000 ч, для населения стандартная продолжительность облучения принимается равной 8800 ч в год).

Если время облучения t в помещениях учреждения отличается от стандартного или регламентируется локальное облучение i -го критического органа, числовые значения допустимых мощностей доз ДМД рассчитывают по формуле

$$ДМД_i = \frac{ДП_i}{t}, \quad (15)$$

где дозовые пределы даны в табл.4.

Таблица 5

Допустимые уровни мощности дозы при внешнем облучении всего тела от техногенных источников, $мкГр/ч$.

Назначение помещений	Мощность дозы
Помещения постоянного пребывания лиц из персонала	10
Жилые помещения и территория, где постоянно находятся лица из населения	0.1

Если мощность эффективной дозы P_E постоянна, то максимальное время пребывания в данном поле ионизирующего излучения может быть найдено из соотношений

$$t_i = \frac{ДП_i}{P_E}. \quad (16)$$

В формулах (15, 16) индекс i относится к облучаемой группе лиц (персонал, население).

Для населения России суммарная средняя индивидуальная эквивалентная доза в год приближается к 400 мбэр. Она складывается из:

- 1) 100 мбэр от естественного радиационного фона облучения, состоящего из космического (30 мбэр), γ -излучения воздуха и почвы (32 мбэр) и многочисленных источников внутреннего облучения от пищи, воздуха и воды (37 мбэр);
- 2) 155 мбэр от техногенного повышения фона строительных материалов, применяемых в домостроении, минеральных удобрений и радиоактивных выбросов угольных ТЭС;
- 3) 2,5 мбэр от глобальных выпадений, обусловленных испытаниями ядерного оружия;
- 4) 150 мбэр от облучения в медицинских целях.

Регламентируемые значения основных пределов доз облучения не включают в себя дозы, создаваемые естественным радиационным и техногенно измененным радиационным фоном, а также дозы, получаемые гражданами (пациентами) при проведении медицинских рентгенорадиологических процедур и лечения. Указанные значения пределов доз облучения являются исходными при установлении допустимых уровней облучения организма человека и отдельных его органов.

В случае радиационных аварий допускается облучение, превышающее

установленные основные гигиенические нормативы (допустимые пределы доз), в течение определенного промежутка времени и в пределах, определенных санитарными нормами и правилами.

Планируемое повышенное облучение персонала при ликвидации аварии выше установленных дозовых пределов (см. табл.4) может быть разрешено только в тех случаях, когда нет возможности принять меры, исключющие их превышение, и может быть оправдано лишь спасением жизни людей, предотвращением дальнейшего развития аварии и облучения большого числа людей. Планируемое повышение облучения допускается только для мужчин старше 30 лет лишь при их добровольном письменном согласии, после информирования о возможных дозах облучения при ликвидации аварии и риске для здоровья.

Лица, подвергшиеся однократному облучению в дозе, превышающей 100 мЗв, в дальнейшей работе не должны подвергаться облучению в дозе свыше 20 мЗв/год.

Однократное облучение в дозе свыше 200 мЗв/год должно рассматриваться как потенциально опасное. Лица, подвергшиеся такому облучению, должны немедленно выводиться из зоны облучения и направляться на медицинское обследование. Последующая работа с источниками И.И. этим лицам может быть разрешена только в индивидуальном порядке по решению компетентной медицинской комиссии.

Установленные основные гигиенические нормативы (допустимые пределы доз) облучения населения для отдельных территорий могут быть изменены Правительством Российской Федерации в сторону их уменьшения с учетом конкретной санитарно-гигиенической, экологической обстановки, состояния здоровья населения и уровня влияния на человека других факторов окружающей среды.

При работе с источниками ионизирующих излучений наряду с дозовыми пределами ДП, допустимыми мощностями доз ДМД вводятся допустимые плотности потока ДПП внешнего ионизирующего излучения для персонала, которые могут быть определены по формуле (см. также формулу (13)):

$$ДПП = \frac{ДМД}{h} \cdot k, \quad (17)$$

где ДПП — допустимая плотность потока для внешнего излучения данного вида и энергии, *частица/см²с*;

ДМД — допустимая мощность дозы, *мкГр/ч* (табл.5 или формула(15));

h— удельная доза (эффективная *h_E* или эквивалентная *h* доза на единичный поток), *Зв см²/част.*;

k— $3,2 \cdot 10^{-10}$ для γ -квантов и нейтронов и $2,8 \cdot 10^{-10}$ для заряженных частиц (протонов, β -частиц).

Таблица 6

Числовые значения допустимой плотности потока ДПП, удельной эффективной h_E (эквивалентной дозы h) для персонала в зависимости от энергии частиц.

Энергия Фотонов, МэВ	Орган	$h_E, 10^{-12}$ Зв·см ² /фотон	ДПП персонала, фотон/см ² ·с
5·10 ⁻²	Все тело	0,38	8,6·10 ³
1·10 ⁻¹		0,53	6,2·10 ³
5·10 ⁻¹		2,5	1,3·10 ³
1		4,6	7,2·10 ²
1,5		6,2	5,3·10 ²
Энергия нейтронов, МэВ	Орган	$h_E, 10^{-12}$ Зв·см ² /част	ДПП персонала, част/см ² ·с
2,5·10 ⁻⁸ (тепловые)	Все тело	4,9	820
1,0 (быстрые)		140	23
Энергия протонов, МэВ	Орган	$h_E, 10^{-9}$ Зв·см ² /част	ДПП персонала, част/см ² ·с
2	Кожа	610	0,13
10		210	0,38
10 ³		3,2	25

Продолжение таблицы 6

Граничная энергия β – спектра, МэВ	Орган	$h, 10^{-10}$ Зв·см ² /част	ДПП персонала, част/см ² ·с
0,5	кожа	12	70
0,7		8,6	95
1		6,3	130
1,5		4,7	180
2,5		4,0	200

5. Защита от ионизирующих излучений

При работе с радиоактивными препаратами необходима биологическая защита от внешнего и внутреннего облучения. Для защиты от *внутреннего* облучения нужно принять меры к тому, чтобы исключить попадание радиоактивного вещества внутрь человеческого организма с пищей, водой или воздухом.

Защита от *внешнего* облучения сводится к уменьшению дозы облучения до величины, возможно более близкой к фону. Анализ выражения

$$X = K_{\gamma} \cdot A \cdot t / R^2, \quad (18)$$

определяющего экспозиционную дозу точечного источника, показывает: при данной активности A точечного источника экспозиционная доза X (а вместе с ней и поглощенная доза D) прямо пропорциональна времени пребывания t и обратно пропорциональна квадрату расстояния R от источника. Отсюда следует, что нужно:

а) сократить до минимума время работы с радиоактивными веществами (*защита временем*);

б) максимально увеличить расстояние между человеком и источником излучения (*защита расстоянием*).

Уменьшение дозы также достигается экранированием — установкой около источников экранов, поглощающих излучение.

5.1. Защита от α –излучения

Энергия α –частиц, испускаемых разными нуклидами, лежит в пределах от 4 до 11 $MэВ$, а их пробег составляет: в воздухе 3÷11 $см$, в алюминии 0,08–0,4 $мм$. Для защиты рук от внешнего потока α –частиц достаточно даже хирургических перчаток.

Пробег R ($см$) в воздухе можно рассчитать по формуле

$$R_{воз} = 0,318 \cdot E^{3/2}, \quad (19)$$

где E — энергия α –частиц, $MэВ$.

Для сред с атомной массой A и плотностью ρ ($г/см^3$) пробег α –частиц R ($см$) находят по формуле [3]:

$$R = \frac{10^{-4} \cdot \sqrt{A \cdot E^3}}{\rho}, \quad (20)$$

где E выражена в $MэВ$ (см. работу № 8 настоящего практикума).

5.2. Защита от β –излучения

Пробег β –частиц с граничной энергией 3 $MэВ$ в воздухе составляет около 3 $м$. Одежда и кожный покров человека поглощает примерно 75% β –частиц, и только 20–25% их 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. Для среды толщиной меньше максимального пробега ослабление плотности потока β -частиц приближенно следует закону

$$\varphi(d) = \varphi(0) \cdot \exp(-\mu d), \quad (21)$$

где d — толщина поглотителя, $\text{г}/\text{см}^2$; μ — массовый коэффициент поглощения электронов, $\text{см}^2/\text{г}$.

Зависимость μ ($\text{см}^2/\text{г}$) от максимальной энергии β -частиц E_β (МэВ) можно приближенно аппроксимировать формулой (см. работу N5 настоящего практикума)

$$\mu = 15,5 \cdot E_\beta^{-1,41} = 17 \cdot E_\beta^{-1,43} = 22 \cdot E_\beta^{-1,33}. \quad (22)$$

Толщину экрана d (см) для полного поглощения β -излучения можно найти по формуле

$$d = \frac{0,571 \cdot E_\beta - 0,161}{\rho}, \quad (23)$$

где ρ — плотность вещества, $\text{г}/\text{см}^3$, E_β — граничная энергия β -спектра, МэВ . Для оценок максимальных пробегов β -частиц R_{\max} в алюминии (мм) и в воздухе (см) можно пользоваться приближенными соотношениями

$$R_{\max} = 2,5 \cdot E_\beta \quad (\text{для алюминия}) \quad (24)$$

$$R_{\max} = 450 \cdot E_\beta \quad (\text{для воздуха}) \quad (25)$$

где E_β выражена в МэВ . Погрешность формул (24) и (25) не превышает 30%. Для предотвращения возникновения тормозного излучения при защите от β -излучения используют легкие материалы — органическое стекло, пластмассы, стекло, воду, алюминий.

5.3. Защита от γ -излучения

Полностью экранировать γ -излучение при разумных толщинах поглотителей нельзя. Без учета процессов многократного рассеяния соотношение между мощностью экспозиционной дозы P_x ($\text{P}/\text{ч}$), толщиной защиты d (см) и характеристиками точечного изотропного источника определяется следующей формулой:

$$P_x = \frac{K_\gamma \cdot A}{R^2} \exp(-\mu d) = P_0 \cdot \exp(-\mu d), \quad (26)$$

где P_0 — мощность экспозиционной дозы в точке детектирования без защиты; множитель $\exp(-\mu d)$ показывает, во сколько раз мощность дозы ослабляется защитой; R — расстояние от источника γ -квантов до места детектирования, см; K_γ — гамма-постоянная (см. табл.3); A — активность γ -источника, мКи; μ — линейный коэффициент ослабления γ -квантов данной энергии, см⁻¹ (см. табл.7 и работу №6 настоящего практикума)

Таблица 7

Линейный коэффициент ослабления μ (м⁻¹) для различных материалов в зависимости от энергии γ -квантов.

E_γ , МэВ	Свинец	Алюминий	Бетон	Воздух, 10 ⁻³ см ⁻¹
0.662	1.18	0.201	0.177	0.0995
1.25	0.658	0.148	0.131	0.0734
1.461	0.590	0.137	0.120	0.0679

Более подробно вопросы дозиметрии и защиты от ионизирующих излучений можно изучить по книге [3].

5.4. Защита от нейтронов

Защита от нейтронного излучения осуществляется в два этапа.

1 этап. Замедление нейтронов от начальной энергии в несколько Мэв до энергий 0,1 ÷ 0,025 эВ (тепловые нейтроны). Замедление нейтронов необходимо в связи с тем, что сечение захвата $\sigma \sim 1/v$ (v — скорость нейтрона). Замедленные нейтроны, не имея электрического заряда, не вступают в химическую связь и диффундируют в веществе до тех пор, пока либо выйдут за пределы облучаемого тела, либо поглотятся ядрами вещества. В качестве замедлителей используют водородсодержащие вещества (воду, парафин, органические пластмассы и т.д.) и графит.

2 этап. Поглощение тепловых нейтронов. В качестве поглотителя можно выбрать любое вещество с большим сечением захвата (кадмий, бор и их химические соединения).

С достаточно хорошей для практических расчетов точностью в геометрии широкого пучка после исключения геометрического ослабления (связанного с рассеянием) величину нейтронного потока можно представить в виде

$$\varphi(d) = \varphi_0 \exp(-d/L),$$

где d — толщина экрана, L — длина релаксации. Длина релаксации характеризует толщину защиты, ослабляющей поток нейтронов в e раз, и в общем случае зависит от энергии нейтронов, толщины, компоновки и геометрии защиты и других условий [3].

6. Приборы для измерения количественных характеристик ионизирующего излучения

Приборы дозиметрического контроля подразделяют на три типа.

Радиометры служат для измерения плотности потока ионизирующего излучения и активности радионуклидов.

Дозиметры предназначены для измерения доз (мощности доз) излучений и интенсивности ионизирующих излучений.

Спектрометры служат для измерения распределения излучений по энергии, заряду, массе.

Универсальные приборы совмещают функции дозиметра, радиометра и спектрометра.

В зависимости от характера проведения контроля и условий измерений приборы делятся на три группы:

— носимые приборы для индивидуального контроля облучения персонала — карманный дозиметр ДК-02, комплект индивидуальных дозиметров КИД-2, комплект индивидуального фотоконтроля усовершенствованный (ИФКУ), комплект термолюминесцентных дозиметров КДТ-0.2, индикатор ионизирующего излучения ДРС-0.1 и т.д.;

— переносные приборы для группового дозиметрического контроля — дозиметр рентгеновского и γ -излучения ДРГЗ-02, измеритель скорости счёта УИМ2-1ЕМ, СРП-88 и т.д.;

— стационарные одноканальные и многоканальные установки для непрерывного дистанционного дозиметрического контроля в фиксированных точках, например у сейфа с радиоактивными препаратами, — типа индикатора радиационного фона ИРФЗТ.

С основными характеристиками дозиметрических приборов для населения можно ознакомиться, например по книгам [3,4].

7. Порядок выполнения работы

Перед выполнением экспериментального задания исходя из планируемого времени выполнения работ в лаборатории ядерной физики определить допустимую мощность дозы ДМД и допустимую плотность потока ДПП. Использовать для расчетов формулы (15) и (17) и табл.5.

7.1. Дозиметрия ионизирующих излучений

1. Изучить работу предложенных приборов. Принцип действия и правила эксплуатации даны в описаниях приборов, хранящихся на рабочем месте.

2. С помощью дозиметра ДРГЗ-02 измерить мощность экспозиционной дозы, создаваемой источником γ -излучения (^{137}Cs) на различных расстояниях от него. Измерения выполнить не менее чем в 10 точках. Убедиться в справедливости зависимости типа (14); для этого построить график зависимости $P(R) = f(1/R^2)$. Указать минимальное расстояние, на котором мощность дозы во время выполнения работы не превышает ДМД (формула (15)). Время облучения t принять равным времени выполнения работ в лаборатории ядерной физики.

3. Исходя из желательного распределения дозовой нагрузки в течение года, найти по формуле (16) предельно допустимое время t_{don} пребывания за неделю в зоне излучения данного источника на тех же расстояниях, что и в п.2.

4. Определить активность источника γ -излучения, используя для этого формулу (14), табл.3 и измерения в п.2. Вычисление выполнить методом наименьших квадратов.

5. С помощью измерителя скорости счета (УИМ2-1 или УИМ2-2) измерить плотность потока β -частиц φ (частиц/см²·с) в зависимости от расстояния между детектором и источником. Указать расстояние, на котором плотность потока превышает допустимую (см.табл.4 и 6 и формулы (15) и (17)).

6. Для точек, где плотность потока φ превышает допустимую (ДПП), найти предельно допустимое время пребывания t в часах в неделю по формуле

$$t = \frac{\text{ДПП} \cdot 4}{\varphi}.$$

Здесь 4 — время выполнения работ в лаборатории в неделю, в часах.

7. Оценить суммарную дозу, полученную Вами за время выполнения данной работы при работе с источниками И.И. Сравнить с дозой от естественного фона за то же время.

7.2. Защита от ионизирующих излучений

1. Используя набор свинцовых или алюминиевых пластин в качестве поглотителя, измерить мощность дозы P_x в зависимости от толщины поглотителя d . Проверить справедливость формулы (26).

2. Исходя из определенного времени пребывания в поле излучения данного γ -источника, рассчитать толщину защиты, пользуясь табл.7 (материал указывает преподаватель).

3. Рассчитать толщину защиты от источника β -излучения ($Sr-Y$)-препарат активностью $2 \cdot 10^6$ Бк) в предположении, что точечный источник находится на расстоянии 0,5 м от точки наблюдения (см. формулы (3, 21-23)).

7.3. Дозиметрический контроль

1. С помощью радиометра СРП-68 (СРП-88) измерить мощность экспозиционной дозы не менее чем в 10 точках здания физического факультета (в помещении лаборатории, холле, вблизи сейфов с радиоактивными препаратами и т.д.).

2. Полученные данные сравнить с уровнем радиационного фона в г.Красноярске ($10 \div 20$ мкР/ч).

8. Контрольные вопросы

1. Что понимают под ионизирующим излучением?
2. Какими величинами характеризуются ионизирующее излучение и его поле?
3. Каковы основные эффекты при взаимодействии с веществом
 - а) α -излучения;
 - б) β -излучения;
 - в) γ -излучения;
 - г) нейтронов?
4. В чем отличие дозовых характеристик ионизирующих излучений друг от друга?
5. Каков смысл коэффициентов качества K и взвешивающих факторов?
6. Каковы основные принципы радиационной безопасности?
7. Каковы категории облучаемых лиц? К какой категории облучаемых лиц относятся студенты, проходящие обучение с использованием источников И.И.? Каков для них годовой дозовый предел?
8. Что называют
 - а) пределом дозы;
 - б) допустимой мощностью дозы;
 - в) допустимым временем пребывания;
 - г) допустимой плотностью потока?
9. Каковы основные способы защиты от ионизирующих излучений ?
10. Какая защита наиболее эффективна от
 - а) γ -излучения ;

б) заряженных частиц (α -, β -);

в) нейтронов?

11. Каковы основные типы приборов для измерения количественных характеристик ионизирующих излучений?

Список литературы

1. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99), Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99) Минздрав России, 2000.

2. Российская Федерация. Федеральный закон «О радиационной безопасности населения». N3-ФЗ от 9 января 1996г., ст.9.

3. Машкович В.П., Панченко А.М. Основы радиационной безопасности: Учеб. пособие для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1990.

4. Поленов Б.В. Дозиметрические приборы для населения. М.: Энергоатомиздат, 1991.

КОНТРОЛЬНОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ЗАДАНИЕ

Контрольное экспериментальное задание дается индивидуально каждому студенту после выполнения всех работ своего варианта.

Студенту выдается неизвестный радионуклид. Необходимо определить:

1. вид излучения (α -, β -, γ -);
2. энергию квантов (частиц);
3. активность препарата;
4. по значению энергии квантов (частиц) определить вид радионуклида;
5. оценить дозу, которую можно получить за время выполнения данного задания.

Задание выполняется самостоятельно и, как правило, подразумевает работу на нескольких установках.

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. Соотношение между единицами СИ и внесистемными единицами характеристик поля излучения

Величина	Определение	СИ	Внесистемная единица	Связь между единицами
Активность А	$A = -\frac{dN}{dt}$	1 Бк = 1 расп/с (Беккерель)	1 Ки (Кюри)	1 Ки = $3.7 \cdot 10^{10}$ Бк
Плотность потока числа частиц φ	$\varphi = \frac{d^2N}{dsdt}$	$m^{-2} c^{-1}$	$cm^{-2} c^{-1}$	$1 m^{-2} c^{-1} = 10^4 cm^{-2} c^{-1}$
Поглощенная доза D	$D = \frac{d\bar{W}}{dm}$	1 Гр = 1 Дж/кг (Грей)	1 рад = 100 эрг/г	1 Гр = 10^2 рад
Эквивалентная доза H	$H = K \cdot D$ K-коэфф. качества	1 Зв = 1 Гр/К (Зиверт)	1 бэр = 1 рад/К	1 Зв = 10^2 бэр
Эффективная доза E	$E = W \cdot H$ W-взвеш. фактор	1 Зв	бэр	1 Зв = 10^2 бэр
Эффективная коллективная доза S	$S = \sum_i E_i N_i$	1 чел-Зв	1 чел-бэр	1 чел-Зв = 10^2 чел-бэр
Экспозиционная доза X	$X = \frac{dQ}{dm} = \frac{q}{\varepsilon} D$	Кл/кг	Р (Рентген)	1 Кл/кг $\approx 3.88 \cdot 10^4$ Р

2. Основные характеристики частиц (квантов)

Частица	Масса, МэВ	Эл. заряд $ e^- $	Спин \hbar	Магнитный момент	Среднее время жизни, с	Участие во взаимодействиях
e^-	0.511	-1	1/2	$-1,00116 \mu_B$	∞	E, W, G
μ^-	105.66	-1	1/2	$-1,00116 \frac{m_e}{m_\mu} \mu_B$	$2.2 \cdot 10^{-6}$	E, W, G
γ	0	0	1	0	∞	E, G
p	938.26	+1	1/2	$2,7928 \mu_N$	∞	S, E, W, G
n	939.55	0	1/2	$-1,913 \mu_N$	$0.93 \cdot 10^3$	S, E, W, G
α	3728.43	+2	0	0	∞	S, E, G

3. Соотношения между некоторыми единицами

$$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$$

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,660 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 931,5016 \text{ МэВ}$$

$$1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$$

$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$$

$$1 \text{ год} = 3,11 \cdot 10^7 \text{ с}$$

$$1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Зв}$$

4. Основные физические постоянные

Скорость света в вакууме	$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$
Гравитационная Постоянная	$G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 / (\text{г} \cdot \text{с}^2)$ $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 / (\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Константа универсального слабого взаимодействия	$G_{cl} = 1,4 \cdot 10^{-62} \text{ Дж} \cdot \text{м}^3$
Постоянная Авогадро	$N_A = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Универсальная газовая постоянная	$R = 8,314 \cdot 10^7 \text{ эрг/К} \cdot \text{моль}$ $R = 8,314 \text{ Дж/К} \cdot \text{моль}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,3807 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}$ $k = 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ $k = 0,8617 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$
Элементарный заряд	$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$ $e = 1,692 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса покоя электрона	$m_e = 0,911 \cdot 10^{-27} \text{ г}$ $m_e = 5,486 \cdot 10^{-4} \text{ а.е.м.}$ $m_e = 0,511 \text{ МэВ}$
Масса покоя протона	$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ $m_p = 1,007276 \text{ а.е.м.}$ $m_p = 938,28 \text{ МэВ}$
Разность масс нейтрона и протона	$m_n - m_p = 1,293 \text{ МэВ}$
Постоянная Планка	$\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$ $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ $\hbar = 0,6582 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$
Первый борковский радиус	$r_1 = \hbar / m_e e^2 = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см}$
Энергия связи электрона в атоме водорода	$E = m_e e^4 / 2\hbar^2 = 13,56 \text{ эВ}$

Комптоновская длина волны электрона	$\lambda_c = h/m_e c = 2,426 \cdot 10^{-10} \text{ см}$
Классический радиус электрона	$r_e = e^2/m_e c^2 = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см}$
Сечение томпсоновского рассеяния	$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/\hbar c = 1/137,036$
Магнетон Бора	$\mu_B = e\hbar/2m_e c = 0,9274 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/Гс}$ $\mu_B = e\hbar/2m_e c = 0,5788 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/Гс}$
Ядерный магнетон	$\mu_J = e\hbar/2m_p c = 5,051 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс}$ $\mu_J = e\hbar/2m_p c = 3,152 \cdot 10^{-8} \text{ эВ/Гс}$ $\mu_J = e\hbar/2m_p c = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Джс/Тл}$
Магнитный момент электрона протона нейтрона дейтрона	$\mu_e = -1,00116 \mu_B$ $\mu_p = 2,7928 \mu_J$ $\mu_n = -1,913 \mu_J$ $\mu_d = 0,8574 \mu_J$
g-фактор электрона протона нейтрона дейтрона	$g_e = 2,0022$ $g_p = 5,5855$ $g_n = -3,8263$ $g_d = 0,8574$
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$ $1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ м/Ф}$
Магнитная постоянная	$\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$ $\mu_0/4\pi = 10^{-7} \text{ Гн/м}$

Содержание

Предисловие.	3
Лабораторная работа № 1. Снятие счетной характеристики счетчика Гейгера-Мюллера.	4
Лабораторная работа № 2. Определение временных характеристик счетчика Гейгера-Мюллера.	19
Лабораторная работа № 3. Статистические закономерности радиоактивного распада.	27
Лабораторная работа № 4. Определение активности β -препарата.	40
Лабораторная работа № 5. Определение максимальной энергии β -спектра.	50
Лабораторная работа № 6. Определение энергии γ -излучения по поглощению в веществе.	62
Лабораторная работа № 7. Определение энергии γ -квантов с помощью сцинтилляционного спектрометра.	80
Лабораторная работа № 8. Определение энергии α -частиц по пробегу в воздухе.	90
Лабораторная работа № 9. Определение времени жизни мюонов и константы универсального слабого взаимодействия.	100
Лабораторная работа № 10. Определение абсолютных значений магнитных моментов ядер методом ядерного магнитного резонанса.	113
Лабораторная работа № 11. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений.	128
Контрольное экспериментальное задание.	149
Приложения.	150