

Министерство образования и науки Российской Федерации

Амурский государственный университет

ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

«ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

Учебно-методическое пособие по выполнению лабораторных работ

Благовещенск

2022

ББК 22.38я73

О28

Рекомендовано

учебно-методическим советом университета

Рецензент:

С.В. Барышников, д-р физ.-мат. наук, профессор, профессор кафедры физического и математического образования, Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования Благовещенский государственный педагогический университет

О28 Общий физический практикум «Физика атомного ядра и элементарных частиц»: учебно-методическое пособие по выполнению лабораторных работ/ сост. И.В. Верхотурова., И.А. Голубева. – Благовещенск: АмГУ, 2022.

Учебно-методическое пособие предназначено для освоения дисциплины «Общий физический практикум» в курсе «Общая физика» в разделе «Физика атомного ядра и элементарных частиц». В пособии приведены основные теоретические сведения по физике ядра и элементарных частиц, приведена методика выполнения шести лабораторных работ. Пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки 03.03.02 «Физика». Выборочно ряд работ может быть использован при преподавании общего курса физики для студентов инженерных направлений подготовки.

© Амурский государственный университет, 2022

© Верхотурова И.В., Голубева И.А., 2022

ПРЕДИСЛОВИЕ

Раздел «Физика ядра и элементарных частиц» является завершающим в курсе общей физики, и для его понимания требуется приложить много усилий, так как изначально необходимо владеть основами специальной теории относительности, квантовой теории, статистических закономерностей, чтобы разобраться в многообразии явлений и процессов ядерной физики. Физика атомного ядра и элементарных частиц – наука о строении, свойствах и превращениях ядер и частиц – сравнительно молодая наука, которая развивалась очень стремительно и практически за столетие стала важным завершением в понимании основ мироздания и для решения практических задач в области технологий, энергетики, экологии.

Исходя из истории развития ядерной физики понятно, что экспериментальные исследования явлений и процессов здесь связаны с нестандартным, громоздким и дорогостоящим оборудованием. Однако познание закономерностей и получение навыков экспериментальных исследований можно реализовать и в рамках учебной лаборатории. Дело в том, что часть ядер подвержены самопроизвольному (спонтанному) распаду (радиоактивные ядра). Изучение процессов распада радиоактивных ядер, идентификация излучаемых при этом частиц, исследование взаимодействия таких частиц с веществом – все это было использовано для анализа строения ядра. Именно поэтому, в рамках лабораторного практикума по ядерной физике, мы изучаем наиболее доступный нам ядерный процесс – радиоактивный распад ядер и сопутствующие ему явления.

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

Правила выполнения физического практикума

Физический практикум по данной дисциплине в шестом семестре проводится в лаборатории «Оптика, атомная и ядерная физика». Лабораторные работы выполняются по индивидуальному графику бригадой, состоящей, как правило, из двух-трех студентов.

На вводном (первом) занятии проводится инструктаж по технике безопасности при проведении лабораторных работ. Лабораторные работы выполняются только в дни и время, установленные расписанием.

Студенты должны бережно относиться к оборудованию и приборам лаборатории. Не следует трогать не используемые в работе ручки и переключатели приборов.

Оформление результатов работы производится в **личном лабораторном журнале** (отдельной тетраде) студента. Утерянный лабораторный журнал подлежит **восстановлению**.

За одно занятие возможно выполнить только одну работу. Студенты обязаны подготовиться к лабораторной работе **заранее**. Подготовка к работе выполняется в свободное время до занятия. При подготовке необходимо внимательно прочитать описание лабораторной работы, включая отдельно рекомендуемые разделы. На основании прочитанного материала заполнить оформить в тетради лабораторную работу. Заранее продумать, как лучше организовать измерения и запись результатов измерений.

На занятие студенты должны явиться **с оформленной работой**, иметь при себе методическое руководство к лабораторной работе. Перед выполнением эксперимента студент должен пройти собеседование с преподавателем и получить **допуск** к выполнению эксперимента. Допуском к работе является личная подпись преподавателя с указанием даты. Для получения допуска следует самостоятельно изучить и законспектировать в рабочей тетради:

- 1) название и цель работы;
- 2) перечень оборудования, необходимых инструментов и материалов;

- 3) теорию изучаемого явления, основные понятия, формулы;
- 4) примерную блок-схему установки, принцип работы установки;
- 5) формулы для вычисления требуемых величин, их вывод;
- 6) формулы для вычисления погрешностей;
- 7) таблицу измерений.

При выполнении работы необходимо ознакомиться с рабочим местом и методическим руководством. Изучить порядок работы приборов, убедиться в наличии необходимых инструментов и оборудования. Недостающие материалы получить у лаборанта. По возникающим вопросам просить разъяснений у преподавателя и лаборанта. Если работа связана со сборкой электрической схемы, включать ее можно только после проверки преподавателем или лаборантом. После этого можно выполнять работу. **Одно измерение следует провести в присутствии преподавателя или лаборанта.** Все результаты измерений надо заносить в таблицу измерений.

После завершения измерений, данные надо предъявить преподавателю для проверки. Работа считается выполненной, если данные заверены **подписью** преподавателя.

Для получения зачета по лабораторной работе студент представляет преподавателю оформленный отчет **со всеми расчетами.** Отчет по лабораторной работе составляется дома и сдается преподавателю на следующем занятии после выполнения работы.

Отчёт по каждой лабораторной работе должен содержать:

- 1) обработку результатов измерений (с явной подстановкой значений величин в рабочие формулы);
- 2) размерность для размерных величин;
- 3) вычисления погрешностей. Также приводятся формулы, по которым рассчитываются погрешности или методы их определения и оценки;
- 4) окончательный результат;
- 5) рисунки и графики. Они должны быть аккуратно выполнены на **миллиметровке.** Рисунки, графики и таблицы должны быть пронумерованы и под-

писаны, т.е. иметь названия. Рисунки и графики или подписи к ним должны содержать необходимые пояснения. Оси должны быть подписаны (т.е. иметь название величины и ее значения) или оговорены в подписи к графику. Величины, имеющие погрешности, указываются на графике с погрешностью. Если все точки на графике имеют одинаковые погрешности, допускается указывать погрешность только у одной точки и сделать соответствующее пояснение;

б) выводы по работе.

Защита лабораторной работы проводится в форме устного опроса студента **по контрольным вопросам**, находящимся в конце лабораторной работы. По усмотрению преподавателя защита может проводиться на следующем занятии при обсуждении отчета.

Если студент не выполнил лабораторную работу, то на следующем занятии он выполняет следующую по графику работу. Пропущенную работу можно выполнить в течение семестра на другом занятии, предварительно получив допуск у преподавателя. Следует своевременно сдавать выполненные работы: не допускается выполнение следующей работы при наличии двух выполненных, но не зачтенных работ.

Каждую лабораторную работу следует начинать с новой страницы, пропустив 2-3 чистых листа. Чистые листы нужны для возможных исправлений и доработок (перерасчетов) предыдущей работы, не затрагивающих следующую.

При потере рабочей тетради студент должен ее восстановить. Принятые отчёты по лабораторным работам сдаются преподавателю и хранятся в лаборатории.

К выполнению работы не допускаются учащиеся, которые:

- 1) не выполнили подготовку к работе;
- 2) опоздали к началу занятий более, чем на 30 минут;
- 3) не представили отчёт или не защитили предыдущую работу;

Выполнив и защитив лабораторные работы в соответствии с графиком студент получает зачет.

Требования по технике безопасности при выполнении физического практикума

В лаборатории используются установки, имеющие питание от сети 220 В, что создает потенциальную опасность поражения электрическим током. Кроме того, в лаборатории используются источники лазерного излучения и источники ионизирующего излучения (радиоактивные источники), что создает также потенциальную опасность для здоровья экспериментатора. При проведении работ с источниками ионизирующего излучения (ИИ) должна быть обеспечена безопасность работ в соответствии с ОСП-72/87 и НРБ-76/87.

Применяемые в лаборатории контрольные радиоактивные источники обладают удельной активностью меньшей, чем указана в п. 1.2. ОСП-72/87, что **освобождает лабораторию от получения специального разрешения на работу с ИИ и последующего радиационного контроля.** В лаборатории применяются лазеры 2 класса, выходное излучение которых представляет опасность при облучении глаз прямым или зеркально отраженным излучением.

Запрещается:

- 1) допускать к работе студентов, не прошедших инструктаж по технике безопасности с росписью в журнале;
- 2) работать студентам в лаборатории без преподавателя или лаборанта;
- 3) работать на установках со снятыми кожухами, поврежденной изоляцией проводов, розеток, вилок;
- 4) захламлять рабочее место. На рабочем месте не должно быть посторонних предметов;
- 5) трогать приборы, не входящие в выполняемую работу;
- 6) выполнять действия, не предусмотренных описанием работы без разрешения преподавателя. В случае порчи приборов, вызванной грубым нарушением правил эксплуатации, виновные несут материальную ответственность;

7) прикасаться к активной поверхности радиоактивного препарата. При работе с источником излучения разрешается брать препараты только за бортики подложки.

Перед работой:

1. Необходимо ознакомиться с инструкциями по выполняемой работе.
2. Необходимо осмотреть установку, убедиться в исправности установки.

Установки, имеющие клеммы заземления, должны быть заземлены.

Во время работы:

1. Включение установки проводить только после получения допуска к работе.

2. Установка должна находиться под напряжением только во время проведения эксперимента, включая время, необходимое для прогрева установки.

После окончания измерений установку следует обесточить.

3. Получив у преподавателя или лаборанта радиоактивный источник, следует аккуратно пользоваться источником, брать препараты только за бортики подложки. После проведения измерений радиоактивный препарат следует поместить в сейф.

4. При появлении признаков неисправности - нарушения режима работы, искрения, появления дыма и запаха гари, посторонних звуков - выключить установку, поставить в известность преподавателя.

После работы:

1. Установить ручки приборов в исходное положение, выключить установку, вынуть вилки приборов из розеток.

2. Сдать лаборанту полученные принадлежности.

Лабораторная работа № 6 – 1

ИЗУЧЕНИЕ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Цель работы – освоить методику обработки фотографий треков заряженных частиц.

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

Краткая теория

1. Детекторы частиц

Детекторами называются приборы, служащие для регистрации частиц. Они разделяются на счетчики и трековые детекторы. *Трековыми детекторами* называют группу детекторов, в которых при прохождении заряженной частицы возникает визуально наблюдаемый след (трек) этой частицы.

Трековые детекторы сыграли выдающуюся роль в силу наглядности и возможности получения исчерпывающей пространственной картины изучаемого процесса. Благодаря этим детекторам были открыты ядерные распады и реакции, частицы (позитрон, мюон, заряженные пионы, странные и очарованные частицы). В трековых детекторах след частицы визуально наблюдаем. В то же время есть группа детекторов (многопроволочная пропорциональная камера, дрейфовая камера, полупроводниковый микростриповый детектор и некоторые другие), в которых треки частиц не наблюдаемы, но с высокой точностью фиксируются их пространственные координаты. Детекторы такого типа называются *координатными*.

Детекторы служат как для регистрации частиц, так и для определения их энергии, импульса, траектории движения частицы и других характеристик. Для регистрации частиц часто используют детекторы, которые максимально чувствительны к регистрации определенной частицы и не чувствуют большой фон, создаваемый другими частицами.

Один из наиболее общих принципов регистрации частицы состоит в следующем. Заряженная частица, двигаясь в нейтральной среде детектора (газ, жидкость, твердое тело, аморфное или кристаллическое), вызывает за счет

электромагнитных взаимодействий ионизацию и возбуждение атомов среды. Таким образом, вдоль пути движения частицы появляются свободные заряды (электроны и ионы) и возбужденные атомы. Если среда находится в электрическом поле, то в ней возникает электрический ток, который фиксируется в виде короткого электрического импульса (условно детекторы, использующие этот принцип, будем называть ионизационными). При возвращении возбужденных атомов в основное (невозбужденное) состояние излучаются фотоны, которые могут быть зарегистрированы в виде оптической вспышки в видимой или ультрафиолетовой области. Этот принцип используется в сцинтилляционных детекторах.

При определенных условиях траекторию пролетающей заряженной частицы можно сделать видимой. Это осуществляется в трековых детекторах. Нейтральные частицы (такие как нейтрон или Λ -гиперон) непосредственно не вызывают ионизацию и возбуждение атомов среды. Однако они могут быть зарегистрированы в результате появления вторичных заряженных частиц, возникших либо в реакциях этих нейтральных частиц с ядрами среды, либо в результате распада этих частиц. Гамма-кванты также регистрируются по вторичным заряженным частицам – электронам и позитронам, возникающим в среде вследствие фотоэффекта, Комpton-эффекта и рождения электрон-позитронных пар. Нейтрино, возникшее в результате реакции, в силу исключительно малого сечения взаимодействия со средой ($\approx 10^{-20}$ барн) в большинстве случаев вообще не регистрируется детектором. Тем не менее, факт его появления может быть установлен. Дело в том, что ускользнувшее от непосредственного наблюдения нейтрино уносит с собой определённую энергию, импульс, спин, лептонный заряд. Недостачу обнаруживают, регистрируя все остальные частицы и применяя к ним законы сохранения энергии, импульса, момента количества движения, электрического заряда, лептонного заряда и др. Такой анализ позволяет не только убедиться, в том, что нейтрино действительно было, но и установить его энергию и направление вылета из точки реакции. Быстрораспадающиеся части-

цы детектор «не успевает» зафиксировать. В этом случае они регистрируются по продуктам распада.

Общие требования к детектирующей аппаратуре сводятся к определению типа частицы (идентификации) и её кинематических характеристик (энергии, импульса и др.). Часто тип частицы известен заранее и задача упрощается. Во многих экспериментах, особенно в физике высоких энергий, используются крупногабаритные и сложные комплексы, состоящие из большого числа детекторов различного типа. Такие комплексы, фиксируя практически все частицы, возникающие в эксперименте, дают достаточно полное представление об изучаемом явлении.

Основными характеристиками детектора являются – *эффективность* (вероятность регистрации частицы при попадании её в детектор), *временное разрешение* (минимальное время, в течение которого детектор фиксирует две частицы как отдельные) и *мёртвое время или время восстановления* (время, в течение которого детектор после регистрации частицы либо вообще теряет способность к регистрации следующей частицы, либо существенно ухудшает свои характеристики). Если детектор определяет энергию частицы и (или) её координаты, то он характеризуется также *энергетическим разрешением* (точностью определения энергии частицы) и *пространственным разрешением* (точностью определения координаты частицы).

Число детекторов различного типа велико. В данной лабораторной работе будут рассмотрены основные и часто используемые детекторы.

Камера Вильсона. Камера является *трековым детектором* элементарных заряженных частиц, в котором трек (след) частицы образует цепочка мелких капелек жидкости вдоль траектории её движения. В камере Вильсона (рис. 1) треки заряженных частиц становятся видимыми благодаря конденсации перенасыщенного пара на ионах газа, образованных заряженной частицей. На ионах образуются капли жидкости, которые вырастают до размеров достаточных для наблюдения (10^{-3} - 10^{-4} см) и фотографирования при хорошем освещении. Пространственное разрешение камеры Вильсона обычно $\approx 0,3$ мм. Рабочей

средой чаще всего является смесь паров воды и спирта под давлением 0,1-2 атм. (водяной пар конденсируется главным образом на отрицательных ионах, пары спирта – на положительных).

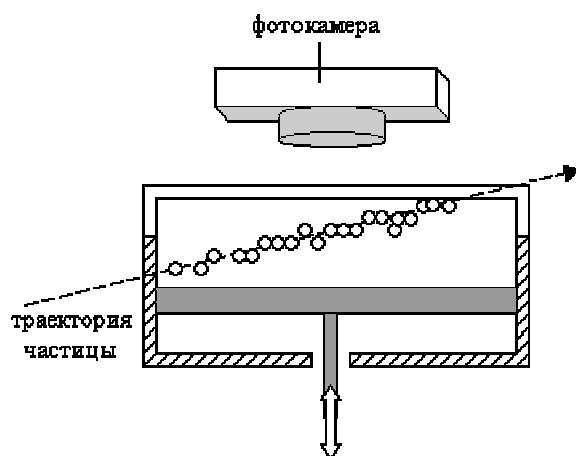


Рис. 1. К пояснению принципа работы камеры Вильсона

Перенасыщение достигается быстрым уменьшением давления за счёт расширения рабочего объёма. Время чувствительности камеры, в течение которого перенасыщение остаётся достаточным для конденсации на ионах, а сам объём приемлемо прозрачным (не перегруженным капельками, в том числе и фоновыми), меняется от сотых долей секунды до нескольких секунд. После этого необходимо очистить рабочий объём камеры и восстановить её чувствительность. Таким образом, камера Вильсона работает в циклическом режиме. Полное время цикла обычно ≥ 1 мин.

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

Прибор работает не непрерывно, а циклами. Сравнительно короткое ($\sim 0,1-1$ с) время чувствительности камеры чередуется с мертвым временем (в 100-1000 раз большим), в течение которого камера готовится к следующему рабочему циклу. Стереодофотографии позволяют воссоздать пространственную картину зафиксированного явления. Так как отношение времени чувствитель-

ности к мертвому времени очень мало, приходится иногда делать десятки тысяч снимков, прежде чем будет зафиксировано какое-либо событие, обладающее небольшой вероятностью. Чтобы увеличить вероятность наблюдения редких явлений, используются управляемые камеры Вильсона, у которых работой расширительного механизма управляют счетчики частиц, включенные в электронную схему, выделяющую нужное событие.

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

Диффузионная камера. Камера является *трековым детектором* элементарных заряженных частиц. Перенасыщение пара можно создать не только расширением объема газовой среды, но и диффузией пара из нагретой области в холодную. Этот принцип используется в диффузионной камере. Диффузионная камера была изобретена в 1936 г. Александром Ландгсдорфом.

В отличие от камеры Вильсона диффузионные камеры обладают непрерывной чувствительностью, так как в них диффузия паров спирта от находящейся при температуре $+10\text{ }^{\circ}\text{C}$ крышки камеры к охлаждаемому твердой углекислотой (температура $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$) дну создает непрерывное перенасыщение в рабочей области. Недалеко от дна возникает слой пересыщенного пара, имеющий толщину в несколько сантиметров. В этом слое и образуются треки. Конструктивно диффузионные камеры и камеры Вильсона имеют много общего, но в отличие от камеры Вильсона, диффузионная камера работает непрерывно. Диффузионные камеры также часто помещают в магнитное поле.

Пузырьковая камера. Камера является *трековым детектором* элементарных заряженных частиц. Изобретена Д. А. Глезером в 1952 г.

Принцип действия пузырьковой камеры напоминает принцип действия камеры Вильсона. В последней используется свойство перенасыщенного пара конденсироваться в мельчайшие капельки вдоль траектории заряженных частиц. В пузырьковой камере используется свойство чистой перегретой жидко-

сти вскипать (образовывать пузырьки пара) вдоль пути пролёта заряженной частицы. Перегретая жидкость – это жидкость, нагретая до температуры большей температуры кипения для данных условий. Вскипание такой жидкости происходит при появлении центров парообразования, например, ионов. Таким образом, если в камере Вильсона заряженная частица инициирует на своём пути превращение пара в жидкость, то в пузырьковой камере, наоборот, заряженная частица вызывает превращение жидкости в пар.

Пузырьковая камера, как и камера Вильсона, работает циклами. Цикл работы большой пузырьковой камеры ≈ 1 с (т. е. значительно меньше, чем у камеры Вильсона), что позволяет использовать её в экспериментах на импульсных ускорителях.

Запускается камера резким снижением (сбросом) давления, вследствие чего рабочая жидкость переходит в метастабильное перегретое состояние. В качестве рабочей жидкости применяются водород, ксенон, пропан (C_3H_8) и некоторые другие вещества. Эти жидкости, являясь одновременно мишенью и детектирующей средой, обладают на 2-3 порядка большей плотностью, чем газы, что многократно увеличивает вероятность появления в них событий, достойных изучения, и позволяют целиком “уместить” в своём объёме треки высокоэнергичных частиц. Рабочий объём камер достигает 30 м^3 .

Пузырьковые камеры, как и камеры Вильсона, помещают в магнитное поле. Пространственное разрешение пузырьковых камер $\approx 0,1$ мм. Недостатком пузырьковой камеры является то, что её невозможно (в отличие от камеры Вильсона) быстро “включить” по сигналам внешних детекторов, осуществляющих предварительный отбор событий, так как жидкость слишком инерционна и не поддается очень быстрому (за время ≈ 1 мкс) расширению. Поэтому пузырьковые камеры, будучи синхронизованы с работой ускорителя, регистрируют все события, инициируемые в камере пучком частиц. Значительная часть этих событий не представляет интереса.

Искровая камера. Камера является *трековым детектором* заряженных частиц, в котором трек (след) частицы образует цепочка искровых электриче-

ских разрядов вдоль траектории её движения. Искровая камера (рис. 2) обычно представляет собой систему параллельных металлических электродов, пространство между которыми заполнено инертным газом. Расстояние между пластинами от 1-2 см до 10 см.

Широко используются проволочные искровые камеры, электроды которых состоят из множества параллельных проволочек. Внешние управляющие счётчики фиксируют факт попадания заряженной частицы в искровую камеру и инициируют подачу на её электроды короткого (10-100 нс) высоковольтного импульса чередующейся полярности так, что между двумя соседними электродами появляется разность потенциалов ≈ 10 кВ.

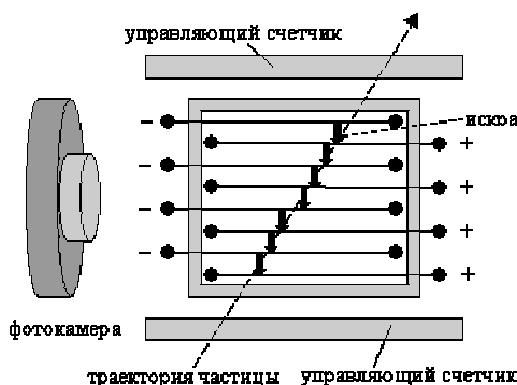


Рис. 2. К пояснению принципа работы искровой камеры

В местах прохождения заряженной частицы между пластинами за счёт ионизации ею атомов среды возникают свободные носители зарядов (электроны, ионы), что вызывает искровой пробой (разряд). Разрядные искры строго локализованы. Они возникают там, где появляются свободные заряды, и поэтому воспроизводят траекторию движения частицы через камеру. Отдельные искровые разряды направлены вдоль электрического поля (перпендикулярно электродам). Совокупность этих последовательных разрядов формирует трек частицы. Этот трек может быть зафиксирован либо оптическими методами (например, сфотографирован), либо электронными. Пространственное разрешение обычной искровой камеры $\approx 0,3$ мм. Частота срабатывания 10-100 Гц. Искровые камеры могут иметь размеры порядка нескольких метров.

Стримерная камера. В настоящее время более широкое распространение получила *стримерная камера* (изобретена в 1963 г. Г.Е. Чиковани и Б.А. Дол-

гошеиным), которую можно считать разновидностью искровой камеры. Она также является управляемым импульсным газоразрядным детектором, в котором разряд обрывается на более ранней стадии, не успевая перейти в искру. Для этого на две параллельные плоские металлические пластины, отстоящие друг от друга на десятки сантиметров (обычные размеры стримерной камеры $1 \times 0,5 \times 0,5 \text{ м}^3$), подаётся очень короткий ($< 20 \text{ нс}$) высоковольтный импульс, создающий напряжённость электрического поля до 50 кВ/см . Использование столь короткого импульса обеспечивает прекращение разряда на доискровой (стримерной) стадии. *Стримеры* – это узкие направленные вдоль поля светящиеся каналы ионизованного газа длиной до нескольких миллиметров, возникающие в предпробойной стадии искрового разряда. Стримеры вырастают в сильном электрическом поле в местах ионизации, созданной заряженной частицей. Совокупность стримеров вдоль пути пролёта частицы формирует её трек. Треки обычно фотографируют. Типичное пространственное разрешение стримерной камеры $0,2\text{-}0,3 \text{ мм}$. Стримерные камеры часто используют совместно с магнитным полем. В них, в отличие от искровых камер, хорошо воспроизводятся треки в любых направлениях.

Ядерные фотоэмульсии. Является *трековым детектором* элементарных заряженных частиц. Впервые с возможностью регистрации ядерных излучений фотографическим методом столкнулся А. Беккерель, открывший в 1896 г. с помощью фотопластинок радиоактивность урана. Но по-настоящему в практику субатомных исследований этот метод вошёл в конце сороковых годов прошлого века после создания С. Пауэлом специальных фотопластинок с толстым эмульсионным слоем (эта работа была отмечена Нобелевской премией). Советские физики Л. В. Мысовский и А. П. Жданов впервые применили для регистрации микрочастиц фотопластинки.

Ядерные эмульсии, как и обычные светочувствительные, состоят из желатина и взвешенных частиц кристаллического бромистого серебра ($AgBr$) размером до $0,3 \text{ мкм}$, но в отличие от последних имеют существенно большую толщину - до нескольких сотен микрон (толщина обычных эмульсий 10 мкм).

Заряженные частицы, проходя через слой эмульсии, ионизируют атомы, лежащие на их пути. В результате происходит разложение бромистого серебра и образование центров скрытого изображения. При последующей проявке в эмульсии образуются мельчайшие зёрна металлического серебра размером до ≈ 1 мкм, которые наблюдаются под микроскопом в виде точек различной жирности. След частицы имеет вид цепочки таких точек со средним расстоянием между ними, не превышающим 5 мкм. По характеру этого следа (концентрации точек и отклонению от прямолинейности) можно идентифицировать тип частицы. Измерение длины пробега при известной массе частицы дает ее энергию, а измерение плотности зерен – потери энергии на единицу пути, по которым можно судить о скорости частицы. Пластинку можно помещать в магнитное поле для измерения импульса частицы. Однако из-за короткой длины треков магнитное поле должно быть очень сильным. Главный недостаток метода – очень большая трудоемкость обработки пластинок, так как каждую пластинку приходится по долгу просматривать под сильным микроскопом.

Диэлектрические детекторы. К ядерным эмульсиям функционально примыкают *диэлектрические детекторы* (стёкла, слюды, природные и синтетические кристаллы, органические полимеры), которые избирательно чувствительны к многозарядным ионам и осколкам деления ядер. В них, как и в фотоэмульсиях, возникает скрытое изображение в форме остаточных дефектов вдоль трека частицы, которые выявляются химическим травлением. Следы тяжёлых частиц наблюдаются под микроскопом как каналы или лунки диаметром в десятки и сотни микрометров. Диэлектрические детекторы имеют высокую эффективность регистрации и низкий уровень фона. Они не чувствительны к свету, α -частицам, γ -излучению, высокоэнергичным малозарядным частицам. Их используют и для регистрации нейтронов по осколкам деления ядер, которые эти нейтроны вызывают.

Многопроволочная пропорциональная камера (МПК). Камера является *координатным детектором*. Камера представляет собой систему многих тонких (≈ 10 мкм) параллельных проволочек, расположенных в одной плоскости и

являющихся анодами, которые находятся в газовом объёме между двумя плоскими параллельными друг другу и аноду катодами (сплошными или проволочными) (рис. 3). МПК были разработаны Г. Чарпаком в ЦЕРНе в 1968 г., что было отмечено Нобелевской премией 1992 г.

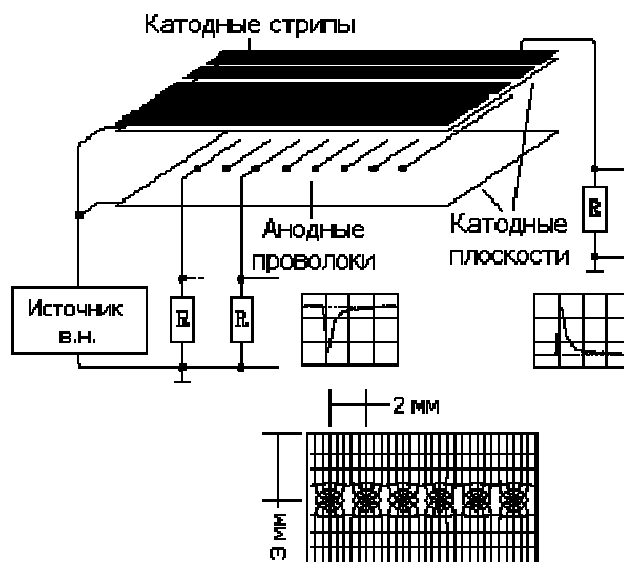


Рис. 3. Устройство МПК

В типичном случае анодные проволочки удалены друг от друга на 2 мм и от катодов на расстоянии 8 мм. Разность потенциалов между анодом и катодом несколько кВ. Такие параметры МПК обеспечивают газовое усиление 10^4 - 10^5 и пропорциональность амплитуды сигнала энергии, оставленной частицей в объёме газа. Таким образом, МПК это, по существу, система размноженных пропорциональных счётчиков. При прохождении заряженной частицы через МПК образовавшиеся вдоль следа частицы свободные электроны дают начало лавинам, приходящим на анодные проволочки, ближайšie к этим первичным электронам. Электроника регистрирует сигнал с каждой проволочки.

Таким образом, приходящие сигналы указывают положение (координаты) частицы в МПК. Для того, чтобы получить трёхмерные координаты частицы в большом объёме, используются системы из десятков МПК площадью до 10 м^2 , располагающихся параллельно одна за другой, с общим числом проволочек несколько десятков тысяч, причём проволочки двух соседних МПК натянуты взаимно перпендикулярно. Типичное пространственное разрешение современной МПК 0,05-0,3 мм. Временное разрешение несколько наносекунд. Энергетиче-

ское разрешение пропорциональной камеры $\approx 10\%$. МПК применяют главным образом в исследованиях элементарных частиц на ускорителях высоких энергий.

Дрейфовая камера. Дрейфовая камера является *координатным детектором*. Это проволочный газонаполненный ионизационный детектор (как и пропорциональная камера), в котором координата частицы определяется по времени дрейфа электронов в газе от места ионизации (пролёта частицы) до сигнальных анодных проволочек. Расстояние между проволочками обычно несколько сантиметров. В отличие от пропорциональной камеры, в дрейфовой камере создаётся однородное электрическое поле. Оно включается по стартовым сигналам внешних детекторов (чаще всего сцинтилляционных счётчиков), фиксирующих пролёт частицы через камеру. Далее появившиеся в объёме камеры свободные электроны дрейфуют в однородном и постоянном поле к ближайшим проволочкам. Напряжённость поля в дрейфовом промежутке ≈ 1 кВ/см. В непосредственной близости от анодных проволочек происходит образование лавин (газовое усиление достигает 10^6) и по времени задержки прихода лавин на анодные проволочки относительно стартового сигнала определяются координаты частицы. Пространственное разрешение дрейфовой камеры порядка 0,1-0,2 мм, временное – наносекунды.

Дрейфовые камеры могут быть плоскими, цилиндрическими и сферическими. Плоские дрейфовые камеры больших размеров используются в экспериментах на ускорителях высоких энергий. Так в ЦЕРНе разработана дрейфовая камера размером $2 \times 4 \times 5$ м³.

Микростриповые детекторы. Для очень точного определения координат частиц используют *полупроводниковые микростриповые детекторы*. Является *координатным детектором*. Они представляют собой пластины монокристалла кремния, на одну из поверхностей которых наносятся тонкие электроды (стрипы), отстоящие друг от друга на расстоянии ≈ 20 мкм, а другая покрывается металлическим слоем (рис. 4).

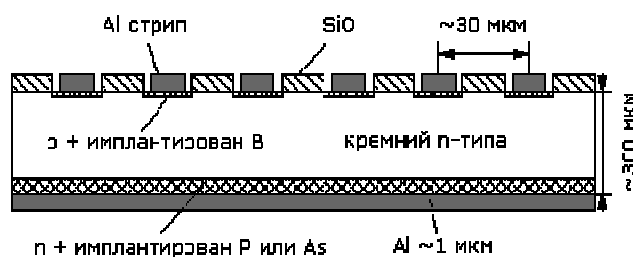


Рис. 4. Устройство кремниевого микрострипового детектора

На электроды подается напряжение несколько вольт. Электронно-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, двигаются к ближайшим электродам и регистрируются в виде импульсов тока. Пространственное разрешение микростриповых детекторов уступает только ядерным эмульсиям и достигает 10 мкм. Временное разрешение составляет порядка 10^{-8} с.

2. Изучение треков заряженных частиц

Заряженная частица, двигаясь в нейтральной среде детектора, вызывает за счет электромагнитных взаимодействий ионизацию и возбуждение атомов среды. Таким образом, вдоль пути движения частицы появляются свободные заряды (электроны и ионы) и возбужденные атомы. За счет этих процессов энергия частицы уменьшается и ее движение замедляется. Если частица заряжена положительно, то в результате замедления она начинает энергично захватывать электроны, отбирая их от атомов окружающей среды. Из-за дальнедействующего характера кулоновских сил частица взаимодействует сразу со многими электронами атомных оболочек, которые, в свою очередь, воздействуют на частицу. Это воздействие носит случайный характер, так что путь частицы в веществе прямолинеен (при условии, что детектор не помещен в магнитное поле). Прямолинейность пути связана также с большой массой тяжелой частицы по сравнению с массой легкого электрона, вследствие чего при каждом взаимодействии с электроном она отклоняется очень мало и теряет очень небольшую долю от первоначальной энергии.

Определим импульс, который получает электрон атома среды детектора от движущейся в этой среде заряженной частицы. Будем считать, что взаимодействие каждого электрона с рассматриваемой частицей происходит так, как

если бы других электронов не было. Энергия частицы предполагается высокой. Электрон, с которым она взаимодействует, можно считать свободным. Так как электрон входит в состав атомов и молекул и в среднем перемещается с ними с тепловыми скоростями, а сама движущая частица имеет скорость, близкую к скорости света, или отличается от нее примерно на порядок, то можно предположить, что электрон атома среды покоится.

Только после ионизации электрон теряет связь с молекулой или атомом и начинает быстро набирать скорость, а потому предположение о неподвижности электрона может и не совсем выполняться. Но процесс ионизации происходит на малых расстояниях от движущейся частицы, так что ускорение электрона совершается кратковременно, и можно думать, что оно не играет существенной роли.

Пусть частица с зарядом Ze движется со скоростью V мимо электрона атома на расстоянии r в направлении оси x (рис.5). Вследствие кулоновского взаимодействия частица притягивает электрон с силой $F = Ze^2 / r^2$ и сообщает ему за время dt импульс Fdt .

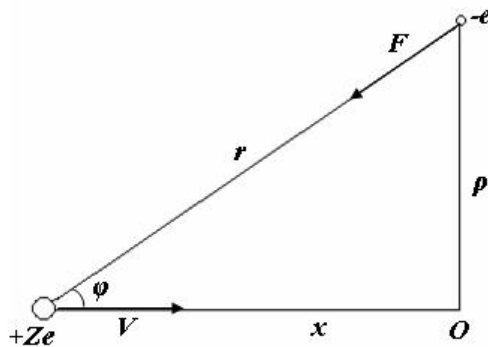


Рис. 5. Движение заряженной частицы в кулоновском поле

Продольная составляющая этого импульса не имеет значения, так как при переходе частицы через точку O она меняет знак. В результате приращение продольной составляющей будет компенсировано ее убыванием. Только поперечная составляющая импульса электрона представляет интерес в нашем случае. Обозначим поперечную составляющую импульса p .

Тогда $dp = -F \sin \varphi dt$, или

$$dp = -\frac{F \sin \varphi}{V} dx, \quad (1)$$

где dx – путь, пройденных частицей за время dt . Но $x = \rho \operatorname{ctg} \varphi$, $r = \rho / \sin \varphi$, а ρ в нашем приближении предполагается постоянным (расстояние на котором пролетающая частица взаимодействует с электроном атома). Таким образом, приняв за независимую переменную угол φ , получим

$$dp = \frac{Ze^2 \sin \varphi}{\rho V} d\varphi. \quad (2)$$

Полный поперечный импульс, полученный электроном, найдется интегрированием по φ в пределах от 0 до π . Таким путем находим

$$p = \frac{2Ze^2}{\rho V}. \quad (3)$$

Итак, из формулы (3) следует, что импульс, полученный электроном, находится в прямой зависимости от заряда проходящей около него частицы и в обратной зависимости от ее скорости.

При некоторой достаточно большой величине импульса электрон отрывается от атома и последний превращается в ион. На каждой единице пути частицы образуется тем больше ионов, а, следовательно, и капелек жидкости, чем больше заряд частицы и чем меньше ее скорость.

Отсюда следуют выводы, которые необходимо знать, чтобы уметь «прочитать» фотографию треков частиц:

1. При прочих одинаковых условиях трек толще у той частицы, которая имеет больший заряд;
2. Если частицы имеют одинаковые заряды, то трек толще у той, которая имеет меньшую скорость, движется медленнее.

Очевидно, что к концу движения трек частицы толще, чем вначале, так как скорость частицы уменьшается вследствие потери энергии на ионизацию атома среды;

3. Исследуя излучение на разных расстояниях от радиоактивного препарата, обнаружили, что ионизирующее и другие действия α -излучения резко

обрывается на некотором характерном для каждого радиоактивного вещества расстоянии. Это расстояние называют *пробегом* частицы. Очевидно, пробег зависит от энергии частицы и плотности среды.

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

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

2. Так как скорость частицы к концу пробега уменьшается, то уменьшается и радиус кривизны трека, увеличивается отклонение от прямолинейного движения. По изменению радиуса кривизны можно определить направление движения частицы; начало ее движения там, где кривизна трека меньше;

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

3. Методика расчета треков заряженных частиц

Радиус кривизны трека частицы определяют следующим образом. Наложите на фотографию листок прозрачной бумаги и переведите на нее трек. Начертите, как показано на рис. 6, две хорды и восстановите к этим хордам в их серединах перпендикуляры. На пересечении перпендикуляров лежит центр окружности (т. O), ее радиус измерьте линейкой. По указанному масштабу вычислите истинный радиус кривизны трека. Направление движения частиц определяют по изменению толщины и радиуса кривизны трека. Зная радиус кривизны трека частицы, ее массу, заряд и индукцию магнитного поля, можно определить скорость частицы, ее энергию.

Так как заряженная частица движется в магнитном поле с индукцией \vec{B} со скоростью, перпендикулярной магнитной индукции поля, то на нее действует сила Лоренца. Согласно второму закону Ньютона эта сила создает центростремительное ускорение. Поэтому

$$ZeVB = \frac{mV^2}{r}, \quad (4)$$

откуда можно найти скорость частицы.

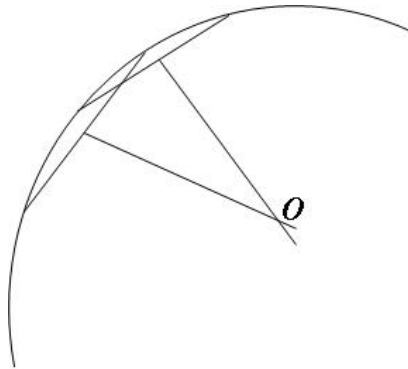


Рис. 6. К определению радиуса кривизны трека заряженной частицы

Если известно, что один из треков на фотографии принадлежит протону, а другой трек неизвестной частице x , то, предполагая, что их начальные скорости равны, и зная радиусы кривизны двух треков можно, определить удельный заряд неизвестной частице, т.е. «идентифицировать» ее. Записав формулу (4) для протона и для неизвестной частицы x , считая, что в начальный момент их скорости равны, то

$$\frac{Z_x e r_x}{m_x} = \frac{Z_p e r_p}{m_p}, \quad (5)$$

откуда определяется удельный заряд неизвестной частицы или ее заряд.

Для того чтобы определить величину изменения энергии частицы по сравнению с начальной, необходимо определить радиус кривизны трека в начале и в конце трека, используя формулу (4), найти начальную и конечную скорости частицы, а соответственно, и энергию.

Относительное увеличение массы частицы равно отношению его кинетической энергии (она известна 1,6 МэВ) к энергии покоя, которая может быть вычислена по формуле $E = m_0 \cdot c^2$, где m_0 - масса покоя протона.

Чтобы определить, какое ядро распалось в точке A , записываем уравнение реакции, обозначив ядро атома неизвестного элемента через X_Z^A . Затем по закону сохранения заряда вычисляем Z по закону сохранения числа нуклонов - A . При

определении массового числа A учтите, что при делении ядра образовались и нейтроны.

Порядок выполнения работы

1. Получить у преподавателя фотографию трека (одни из вариантов).
2. Перевести треки частиц на миллиметровую бумагу.

Обратите внимание на масштаб.

3. Определить направление вектора индукции магнитного поля, используя правило левой руки, определить направление движения частицы.
4. Выполнить задание к соответствующему варианту.

Вариант №1

На снимке видны треки частиц (рисунок 7), полученных от распада ядер. Такие группы следов по их виду называют «звездами» распада. Распады ядер газа, наполняющего камеру Вильсона, вызваны действием на них быстрых нейтронов, поток которых движется снизу вверх. Камера помещена в магнитное поле с индукцией $B = 1,3 \text{ Тл}$, направленное перпендикулярно плоскости фотографии. «Звезда» распада в точке *a* позволяет видеть полный пробег одного протона с начальной энергией $1,8 \text{ МэВ}$ (протон двигался влево-вверх). Кроме того, «звезда» содержит еще один протон и две α - частицы.

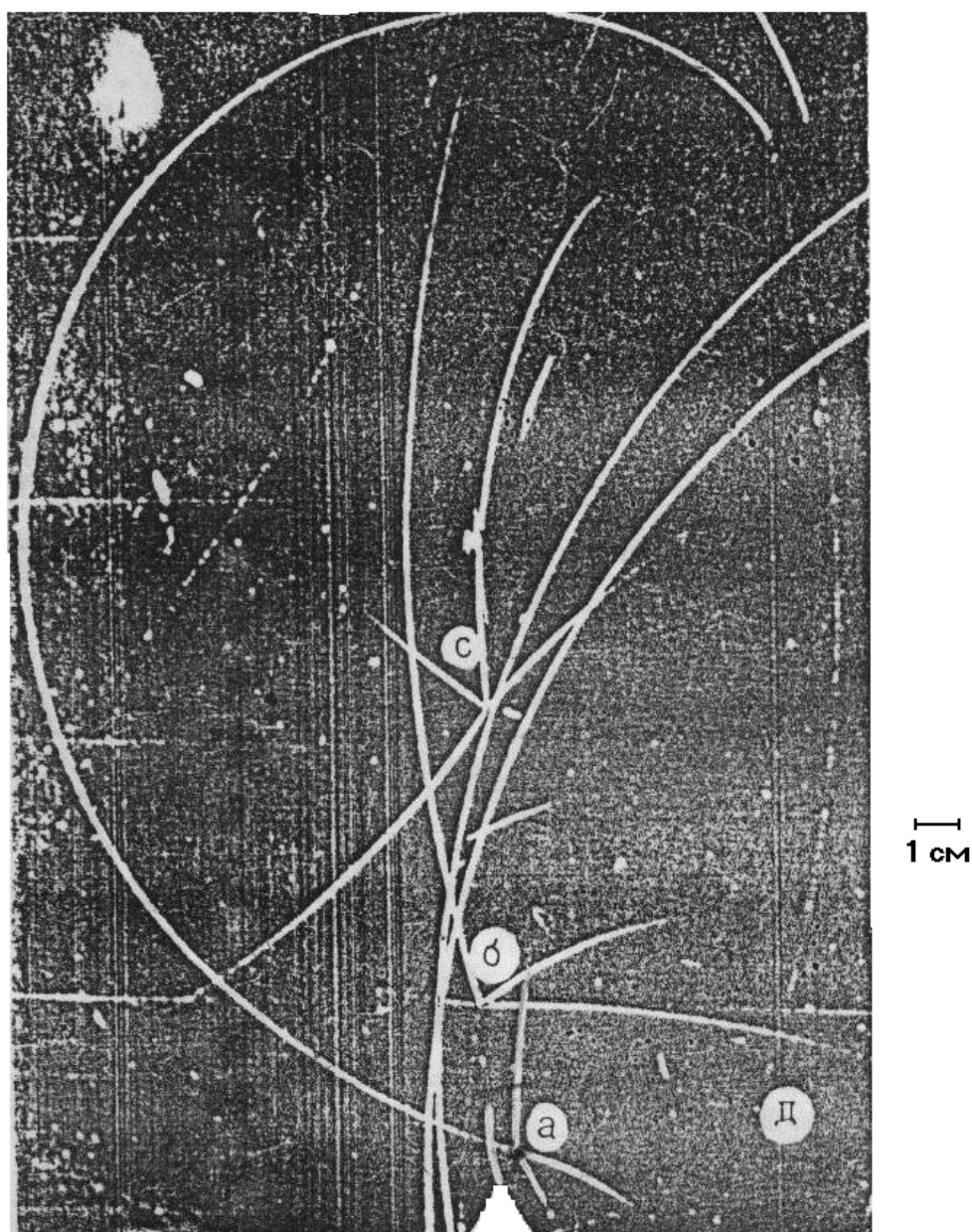


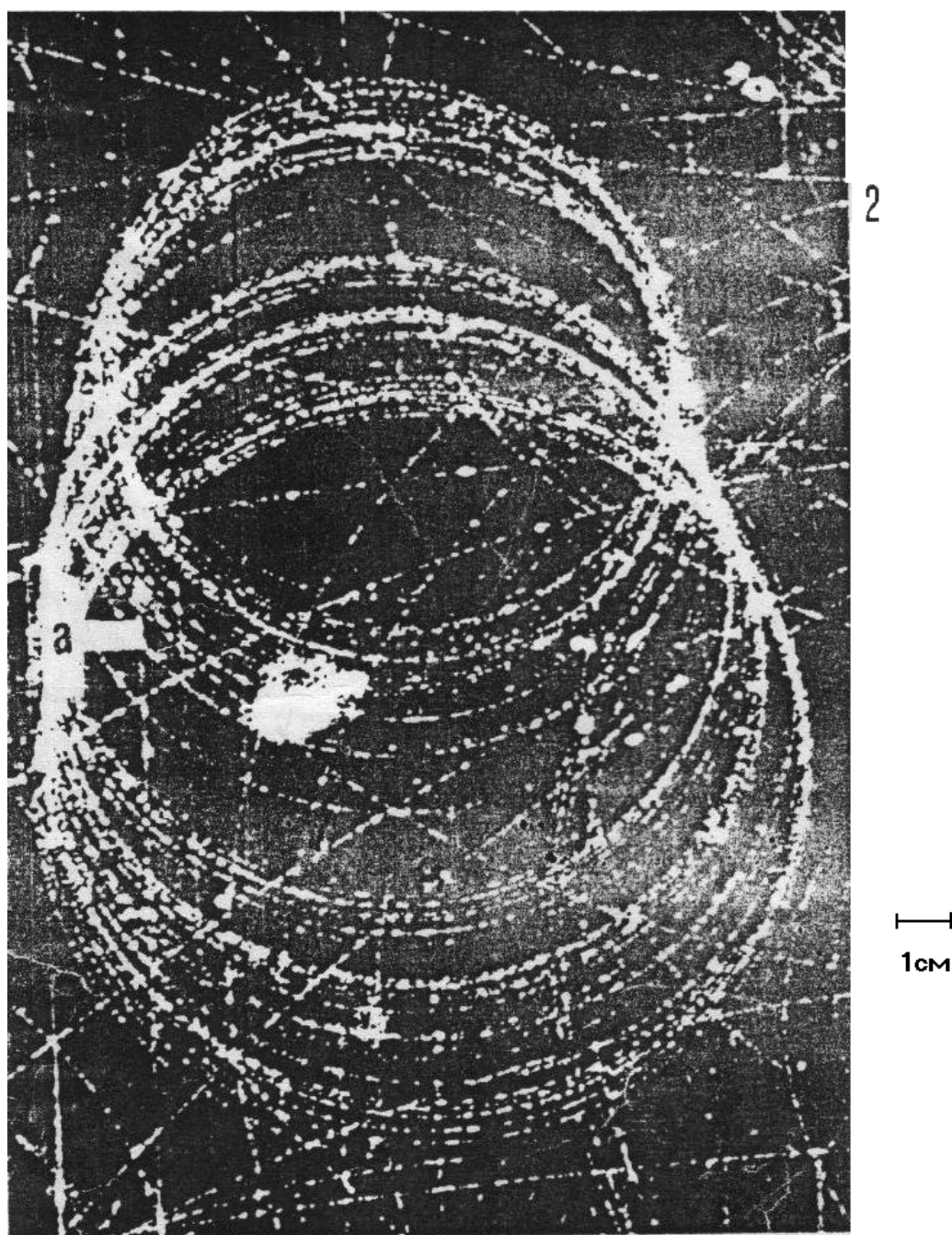
Рис. 7. Фотография трека (вариант № 1)

Задание к варианту №1

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

Вариант №2

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



2

Рис. 8. Фотография трека (вариант № 2)

Задание к варианту №2

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

Вариант №3

На фотографии видны треки частиц (рисунок 9), движущихся в магнитном поле с индукцией $B = 2,2 \text{ Тл}$. Вектор индукции магнитного поля направлен перпендикулярно плоскости фотографии. Нижний трек принадлежит протону, имеющему начальную энергию $E = 1,6 \text{ МэВ}$.

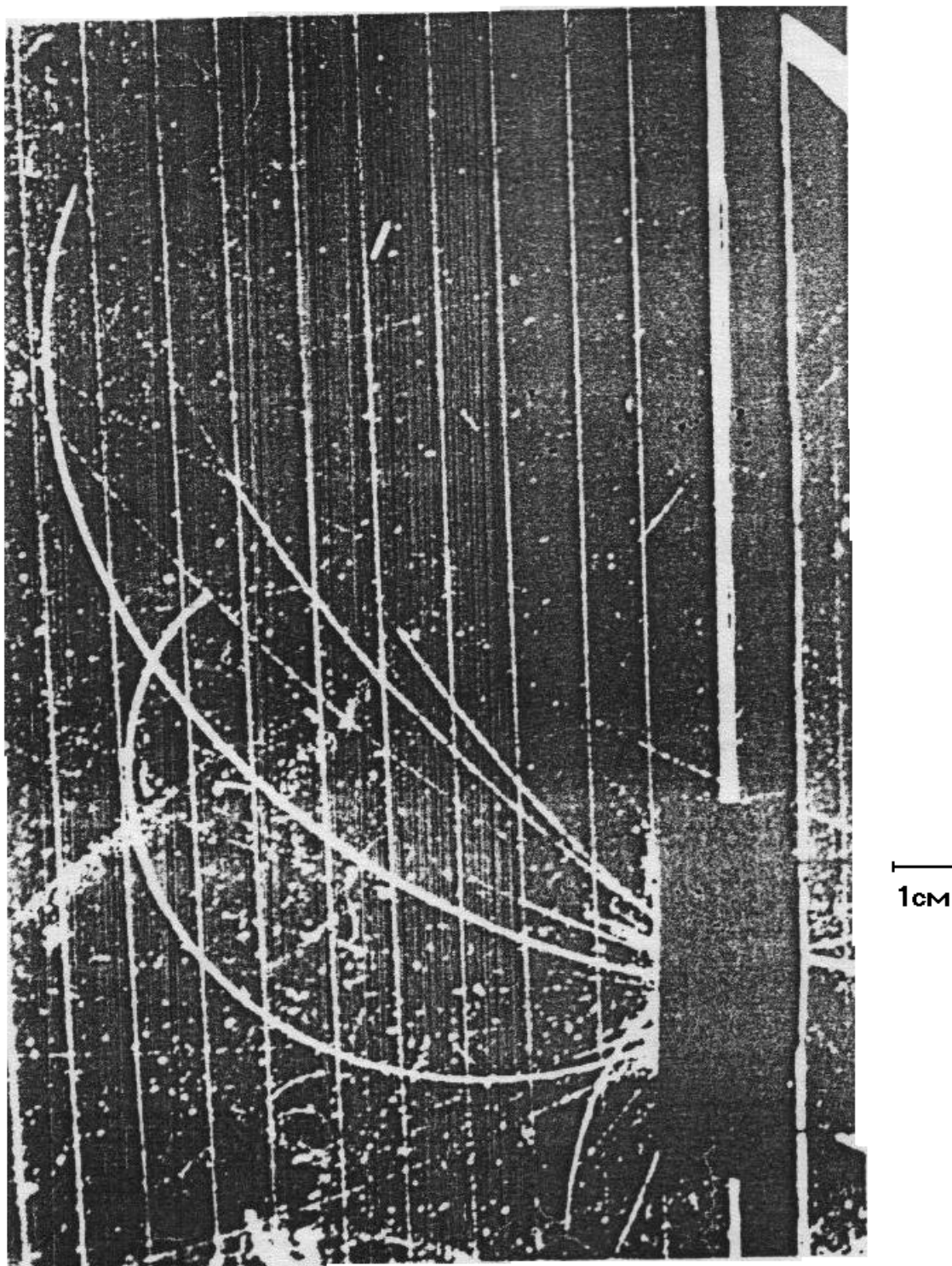


Рис. 9. Фотография трека (вариант № 3)

Задание к варианту №3

1. Определите направление движения частиц и направление силовых линий магнитного поля. Объясните, почему трек протона к концу пробега становится толще.

2. По величине энергии протона вычислите отношение его полной массы к массе покоя и покажите, что изменением массы следует пренебречь (что протон не является релятивистским).

3. Зная, что верхний трек принадлежит частице, имеющей одинаковую с протоном начальную скорость, определите отношение заряда к массе для этой частицы. Какой частице принадлежит этот трек? Почему он толще трека протона?

4. Вычислите начальную энергию частицы, оставившей верхний след.

Вариант №4

На фотографии (рисунок 10) видны треки ядер легких элементов (последние 22 см их пробега). Ядра двигались в магнитном поле с индукцией $B = 2,17$ Тл, направленном перпендикулярно плоскости фотографии. Начальные скорости всех ядер одинаковы и перпендикулярны линиям поля.

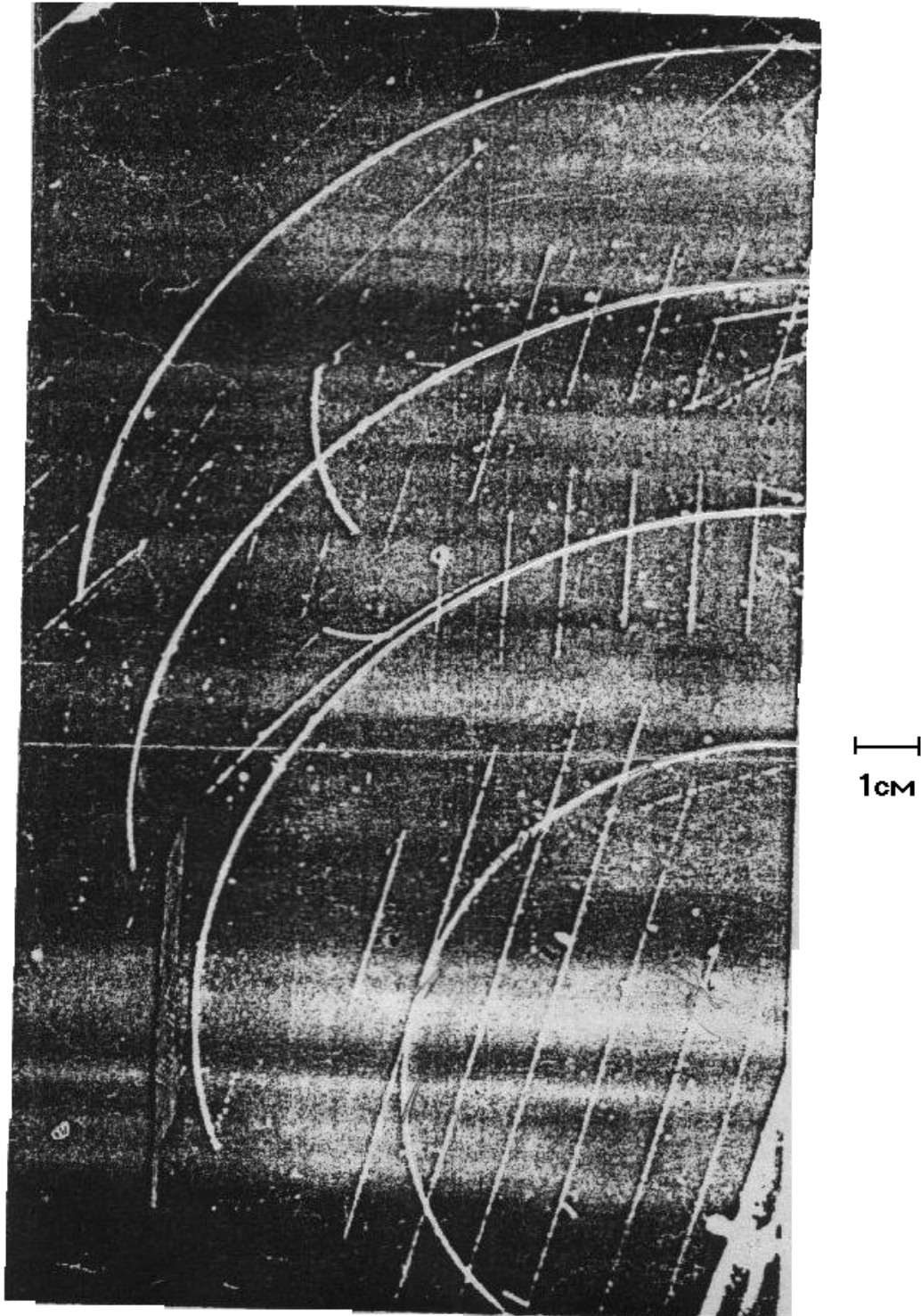


Рис. 10. Фотография трека (вариант № 4)

Задание к варианту №4

1. Определите направление вектора индукции магнитного поля. Объясните, почему траектории частиц представляют собой дуги окружностей? Какова причина различия в кривизне траекторий разных ядер? Почему кривизна каждой траектории изменяется от начала к концу пробега частицы?

2. Объясните причины различия в толщине треков разных ядер. Почему трек каждой частицы толще в конце пробега, чем в начале его?

3. Измерьте радиусы кривизны трека частицы 1 примерно в начале и в конце пробега и определите, на сколько изменилась энергия частицы за время пробега, если известно, что частица 1 идентифицирована как протон.

4. Измерьте радиус кривизны трека частицы 3 в начале ее пробега. Зная, что начальная скорость этой частицы равна начальной скорости протона (нижний трек), вычислите для частицы 3 отношение заряда к массе. По полученному числу определите, ядром какого элемента является эта частица.

5. Остальные треки принадлежат ядрам дейтерия и трития. Какому именно ядру принадлежат трек 2 и трек 4?

Контрольные вопросы

1. Что называется детектором? Каково его назначение?
2. Какие виды детекторов существуют? Опишите их устройство?
3. Как происходит движение заряженных частиц в кулоновском поле?
4. Как происходит движение заряженных частиц в магнитных полях?
5. Перечислите и опишите этапы обработки фотографий треков частиц?

Библиографический список

1. Савельев, И. В. Курс физики : учебное пособие : в 3 томах / И. В. Савельев. – 7-е изд., стер. – Санкт-Петербург : Лань, 2022 – Том 3 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц – 2022. – 308 с. – ISBN 978-5-8114-4254-6. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/206495>

2. Строковский, Е. А. Физика атомного ядра и элементарных частиц: основы кинематики : учебное пособие для вузов / Е. А. Строковский. – 3-е изд., испр. и доп. – Москва : Издательство Юрайт, 2020. – 361 с. – (Высшее образование). — ISBN 978-5-534-03804-0. – Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. – URL: <https://urait.ru/bcode/453646>

3. Ядерная физика в Интернете. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>

Лабораторная работа № 6 – 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА

Цель работы – изучить типы, устройство и принципы работы счетчиков ядерного излучения; изучить физические процессы, происходящие в них; изучить счетную характеристику газоразрядного счетчика.

Оборудование: станина с креплениями, счетчик Гейгера-Мюллера, источник ионизирующего бета-излучения (соль KCl), чашка для источника.

Краткая теория

С открытия в конце XIX века первой элементарной частицы – электрона уже более ста лет физики придумывают все новые и новые приборы для изучения этих мельчайших единиц материи. Проще всего регистрировать заряженные частицы, поэтому их и открыли раньше. Их выдает ионизационный след, оставляемый электронно-ионными парами вдоль своего пути. Приборы, «улавливающие» частицы, делятся на две группы – *счетчики* и *камеры*. Счетчики фиксируют факт прохождения частицы, определяя момент времени (иногда с высокой, до наносекунд точностью), величину теряемой энергии, а если из них составить «телескоп», связанный электронной схемой совпадений, то и направление прилета частицы.

Систематизировать большое количество разнообразных типов счетчиков можно по различным признакам. По механизму действия различают счетчики с несамостоятельным и самостоятельным разрядом. К первому относятся пропорциональные счетчики, а ко вторым – счетчики Гейгера и Гейгера-Мюллера. Счетчики с самостоятельным разрядом бывают, в свою очередь, самогасящиеся и несамогасящиеся.

Практически наиболее важно систематизировать счетчики по их назначению и по конструктивным признакам, причем особенности конструкции часто обуславливаются назначением счетчика. На наш взгляд, следует различать счетчики α - частиц, β частиц, γ квантов, рентгеновых лучей, нейтронов и счетчики специального назначения. Назначение счетчика предьявляет опреде-

ленные требования к выбору режима работы счетчика и материала, из которых он изготавливается.

Хорошо известны газоразрядный счетчик Гейгера – пропорциональный счетчик, сигнал которого служит мерой ионизационных потерь частицы; семейство сцинтилляционных счетчиков. В неорганических сцинтилляторах (кристаллы NaI , CsI и др.), их органических (антрацен и др.) и пластических (полистирол и др.) аналогах под действием заряженных частиц возникают вспышки люминесценции. Это слабое свечение в миллионы раз усиливают фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Сцинтилляционные счетчики появились в середине прошлого века и успешно используются по сегодняшний день.

Полупроводниковые счетчики, сигнал которых образуют пары электрон-дырка в слое полупроводника, по чувствительности превосходят сцинтилляторы. Лучшие из них – кристаллы германия, активированные литием, измеряют энергию частицы с точностью до 0,1 %, но имеют ограниченный размер и требуют глубокого охлаждения.

Стриповые детекторы, получившие широкое применение в последние годы – это разновидность полупроводниковых счетчиков в виде узких полос кремния на твердой подложке. Их взаимно-перпендикулярные слои позволяют измерять координаты частиц с точностью до десятка микрон.

Ионизационная камера, один из самых древних детекторов, это, по сути дела, счетчик, который измеряет полный заряд, созданный частицей в результате ионизации. Различные ее модификации (газовые, жидкостные) до сих пор применяются для измерения энергии частиц и их пучков, особенно часто в дозиметрии.

Еще более чувствительны черенковские счетчики, улавливающие когерентное излучение частицы, движущейся со скоростью большей скорости света в среде. Их последнее достижение – так называемые RICH-детекторы (ring imaging Cherenkov), «видящие» не отдельные фотоны, а все кольцо черенковского света, что позволяет измерить многие свойства регистрируемой частицы. К этому классу детекторов относятся и TRD-детекторы (transition radiation

detector), счетчики переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы двух сред. Они выделяют ультрарелятивистские частицы (скорость которых очень близка к скорости света) в огромном потоке частиц и все шире применяются на ускорителях высоких энергий.

Ансамбль счетчиков, размещенный в потоке регистрируемых частиц, образует так называемую годоскопическую установку, которая позволяет проследить путь каждой отдельной частицы, а помещенная в магнитное поле – измерить ее импульс и знак заряда. Счетчики прославиваются калориметрами – устройствами, измеряющими энергии частиц по образованному ими ливню электронов, позитронов, фотонов в веществе. Счетчики, включенные в «систему времени пролета», измеряют скорость частицы. Современные установки на ускорителях, насчитывающие тысячи счетчиков, дают пространственную картину события – рождения множества вторичных частиц, их распадов и взаимодействий, возникающих при попадании ускоренной частицы в мишень.

1. Газовый разряд и физические процессы в газоразрядных счетчиках

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

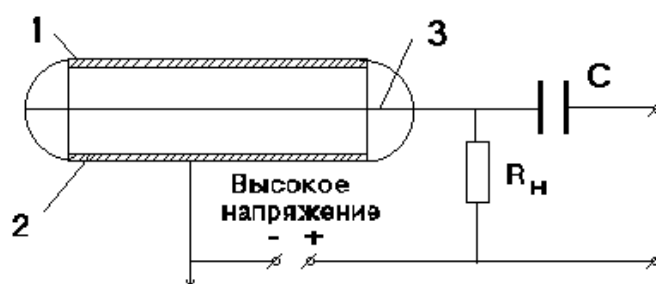


Рис. 1. Газоразрядный счётчик, его устройство и типичная схема его включения.

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

В качестве диэлектрика в этом конденсаторе используют благородные газы (аргон и неон, иногда азот и водород с различными примесями), заполняющие под пониженным давлением (~ 100 мм.рт.ст.) пространство между электродами.

Газовый разряд. Ток насыщения. Для существования тока в газе необходимо наличие в пространстве между электродами свободных электрических зарядов (ионов и электронов) и электрического поля, поддерживающего ток. Поэтому, если к электродам приложена разность потенциалов, то ток через счетчик будет проходить лишь при условии, что под действием попавших в счетчик движущихся частиц или квантов электромагнитного излучения в нем образуются ионы.

Поскольку подвижность электронов на три порядка выше, чем подвижность ионов, а так как время установления тока в цепи счетчика и его усиление зависят от подвижности ионов, то желательно, чтобы газ – наполнитель имел малый коэффициент «прилипания» электронов. На рис. 2 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе счетчика от напряжения на его электродах.

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

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

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

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

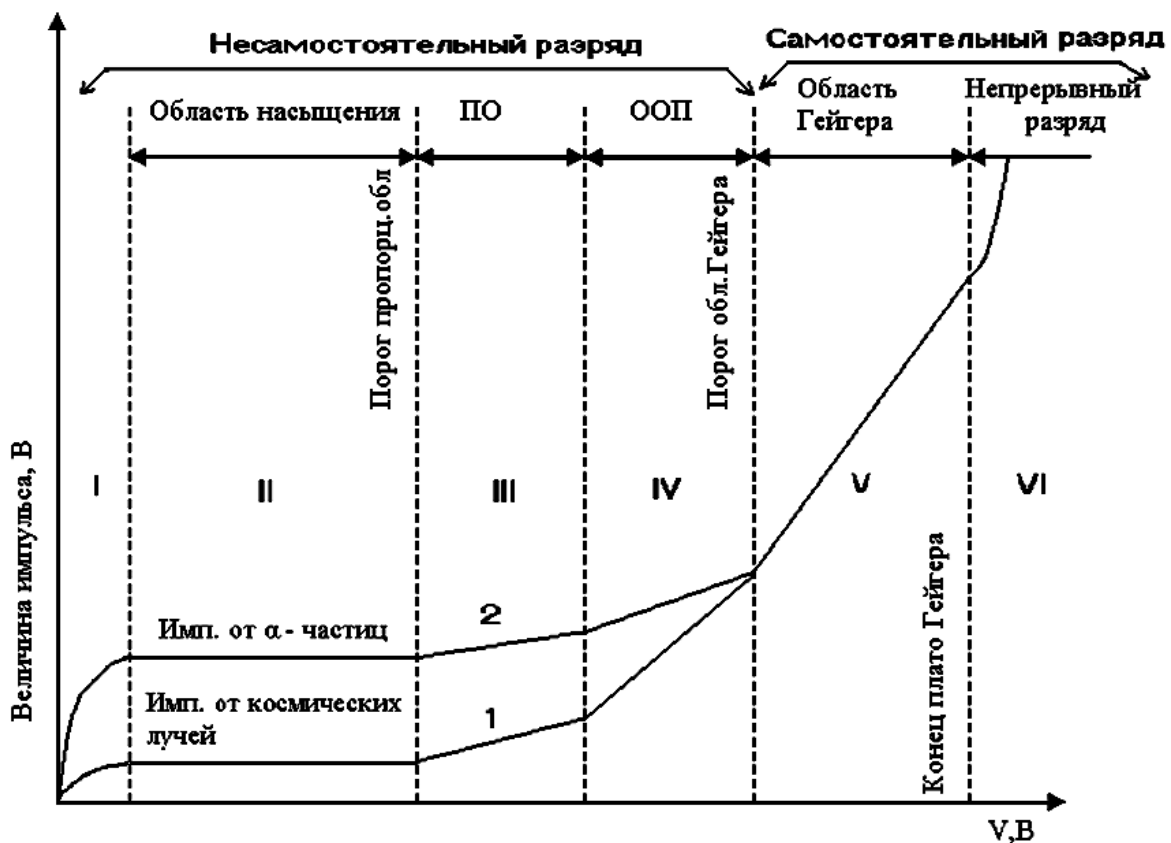


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика счетчика в различных областях напряжений.

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

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

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

2. Типы газоразрядных счетчиков

Простейшим прибором для регистрации и измерения ионизирующих излучений является *ионизационная камера*. Конструкция, форма ионизационных камер обычно определяется задачами эксперимента. Встречаются плоские, цилиндрические и сферические ионизационные камеры.

Ионизационная камера представляет собой изолированный газовый объем, в котором расположены, в простейшем случае, два электрода. При подаче на электроды постоянного напряжения в пространстве между ними создается электрическое поле. В ионизационной камере с плоскопараллельными электродами электрическое поле однородно. На рис.3 приведена принципиальная схема такой камеры. Заряженная частица, проходя через рабочий объем камеры, производит ионизацию атомов газа, в результате чего вдоль пути частицы образуются электроны и положительные ионы.

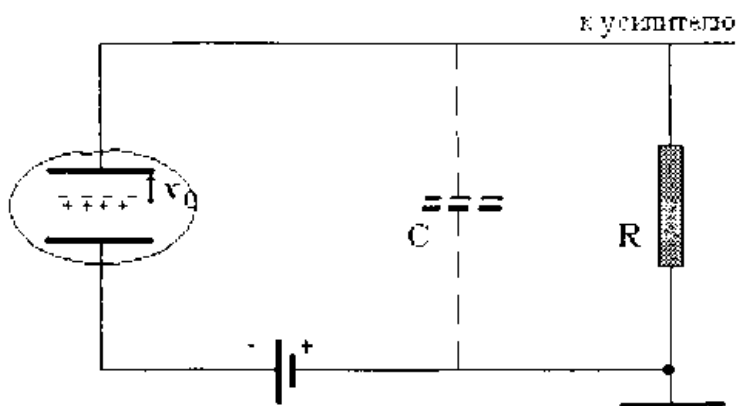


Рис.3. Принципиальная схема импульсной ионизационной камеры.

Под действием электрического поля электроны и ионы начинают двигаться к соответствующим электродам камеры, а во внешней цепи камеры индуцируется ток, заряжающий емкость камеры C. Зарядка емкости C, а вместе с ней и нарастание импульса напряжения на выходе камеры прекращаются, как

только все электроны и ионы, созданные в газе камеры, достигнут соответствующих электродов. Наряду с этим происходит разрядка емкости C через сопротивление R , приводящая к спаду импульса напряжения на выходе камеры.

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

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

Пропорциональный счетчик – это цилиндрический конденсатор, к обкладкам которого приложено напряжение ~ 1000 В. Диаметр внешнего электрода составляет несколько сантиметров, внутреннего – менее 1 мм. Внутренний электрод соединяется с положительным полюсом источника высокого напряжения и является анодом, внешний электрод соединяется с отрицательным полюсом и является катодом. Рабочий объем счетчика заполняется газом (воздух, аргон, метан) под давлением около 0,1 атм. Электроны и положитель-

ные ионы, возникающие в рабочем объеме счетчика под действием ионизирующей частицы, разделяются электрическим полем. Электроны движутся к аноду, положительные ионы – к катоду. Вблизи поверхности анода напряженность электрического поля достигает настолько большой величины, что на одной длине свободного пробега электрон набирает энергию, достаточную для ионизации нейтрального атома газа при столкновении. Электрон, освобожденный ударной ионизацией, и первичный электрон до следующего столкновения с нейтральными атомами газа на пути к аноду вновь набирают энергию, достаточную для ионизации ударом, при соударении вновь ионизируют атомы и далее вместо двух электронов к аноду движутся уже четыре. Механизм возникновения разряда в пропорциональном счетчике можно представить так (рис. 4).

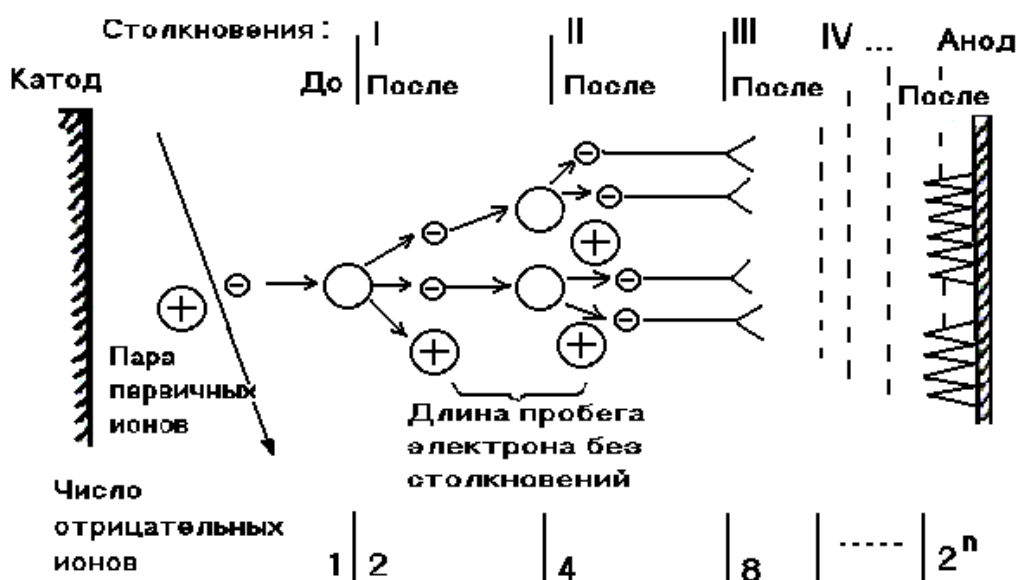


Рис. 4. Схема образования лавины ионов путем ударной ионизации.

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

Пропорциональные счетчики в сочетании с электронными схемами, необходимыми для усиления, счета и анализа электрических импульсов на их вы-

ходе, могут применяться для регистрации быстрых заряженных частиц и измерения их энергий.

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

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

Развитие вспышки самостоятельного разряда происходит следующим образом: если в рабочем объеме счетчика ионизирующей частицей создана хотя бы одна пара ионов (электрон и положительный ион), свободный электрон, как и в пропорциональном счетчике, под действием электрического поля создает на пути к аноду электронно-ионную лавину. Фотоны, испускаемые возбужденными атомами, могут либо достигать катода, либо поглощаться атомами газа, наполняющего счетчик. В первом случае фотон может освободить вторичный электрон путем фотоэффекта с катода. При наполнении рабочего объема счетчика смесью газов, один из которых имеет возбужденные уровни выше потенциала ионизации другого, поглощение фотоном атомом может привести к освобождению вторичного электрона путем фотоэффекта в газе. Освобожденный одним из указанных способов вторичный электрон создает новую электронно-ионную лавину, фотоны из этой лавины создают новые вторичные электроны и т.д., процесс продолжается до тех пор, пока лавинами не будет покрыта вся поверхность анода. Амплитуда импульса в счетчике не зависит от числа ионов, образованных ионизирующей частицей. После того как вся поверхность анода

покрывается лавинами, вспышка самостоятельного разряда обрывается. Прекращение развития разряда вызывается действием положительного заряда у анода. За время $\sim 10^{-7}$ сек электроны достигают анода, малоподвижные положительные ионы за это время практически остаются на месте. «Чехол» из положительных ионов вокруг анода как бы увеличивает радиус анода, что приводит к уменьшению напряженности электрического поля у анода и отсюда к уменьшению интенсивности ионизации и обрыву разряда. Через время $\sim 10^{-4}$ сек положительные ионы отодвигаются полем на такое расстояние, что напряженность поля у анода принимает значение, достаточное для возникновения разряда. Это время называется «мертвым временем» счетчика. Если не приняты специальные меры, то по истечении «мертвого времени» разряд в счетчике может возобновиться самостоятельно при отсутствии новой ионизирующей частицы. Начальный электрон, необходимый для развития новой вспышки разряда, может быть освобожден при нейтрализации на катоде положительных ионов от первой вспышки разряда либо за счет фотоэффекта с катода под действием ультрафиолетовых фотонов, излучаемых метастабильными атомами.

Для того чтобы счетчик мог регистрировать следующую электронно-фотонную лавину, разряд, зажженный предыдущей, должен быть погашен. По способу гашения разряда счетчики Гейгера-Мюллера подразделяют на *несамогасящиеся* и *самогасящиеся*.

Несамогасящиеся счетчики обычно наполняют каким-либо инертным газом: аргоном, неоном и др. За время прохождения нескольких электронно-фотонных лавин образованные положительные ионы практически остаются на месте, так как их подвижность намного меньше подвижности электронов. В основном вторичная ионизация происходит вблизи анода, где напряженность поля больше, и поэтому вокруг нити образуется чехол положительных ионов, который снижает напряженность поля около нее, и поэтому образование новых электронно-фотонных лавин прекращается. Образовавшиеся ионы двигаются в направлении катода. По мере отхода их от анода электрическое поле около него восстанавливается, и снова становится возможной ударная ионизация. Обычно

развитие лавины не возобновляется, если в объеме счетчика нет свободных электронов. Поэтому несамогасящийся счетчик имеет очень низкое временное разрешение.

Самогасящийся счетчик. При работе со счетчиками обнаружилось, что небольшие добавки паров этилового спирта в счетчик Гейгера, наполненный аргоном, существенно меняют его временные характеристики. Оказалось, что разряд в таком счетчике прекращается самопроизвольно, независимо от величины сопротивления утечки R .

Рассмотрим развитие и гашение разряда в счетчике, наполненном смесью аргона (90 %) и паров спирта (10 %). Электроны, появляющиеся в счетчике в результате первичной ионизации, будут дрейфовать к аноду. Вблизи анода будет происходить возбуждение и ионизация молекул спирта и атомов аргона. Фотоны, испущенные возбужденными атомами аргона, имеют энергию 11,6 эВ, а потенциал ионизации паров спирта равен 11,5 эВ.

Так как энергия фотонов близка к энергии ионизации молекул спирта, сечение фотоэффекта оказывается очень большим. При давлении паров в счетчике 100 мм.рт.ст. средний свободный пробег фотонов до поглощения равен 0,1 см. Следовательно, разряд будет распространяться вблизи нити, так как возникшие в сильном поле около анода электроны приобретают энергию, возбуждают и ионизуют атомы аргона и спирта, высвеченные фотоны создают новые фотоэлектроны и т.д.

Далекie от нити области не будут участвовать в процессе разряда, поскольку фотоны имеют малые пробеги, а возбужденные атомы сконцентрированы вблизи анода. Около нити образуется чехол положительных ионов, который экранирует электрическое поле, и поэтому разряд прекращается. Разряд в самогасящемся счетчике ограничен одной стадией, и вот почему.

При движении ионов к катоду происходит большое число соударений (около 10^4). При соударении ионов аргона с молекулами спирта возможна ионизация молекул спирта и нейтрализация ионов аргона. Вероятность этого эффекта большая- 10^{-3} . Следовательно, к катоду подойдут только ионы спирта.

При нейтрализации ионов спирта на катоде не происходит вырывания электронов из катода. Хотя молекулы спирта после нейтрализации и оказываются в возбужденном состоянии, но они не успевают провзаимодействовать с электронами катода, так как время жизни возбужденной молекулы спирта относительно диссоциации (10^{-13} с) значительно меньше времени движения к катоду от места нейтрализации (10^{-7} с). Таким образом, разряд в самогасящемся счетчике заканчивается на первой стадии независимо от того, какую разность потенциалов имеет счетчик в момент подхода ионов спирта к катоду, т.е. независимо от величины сопротивления, с которого снимается импульс.

Время развития разряда определяется временем распространения его вдоль анода. Скорость его распространения 10^6 - 10^7 см/с, и время распространения разряда вдоль всей нити составляет 10^{-5} - 10^{-6} с. Так как положительные ионы при своем движении к катоду проходят область сильного поля вблизи анода за время 10^{-6} с, значительная часть амплитуды импульса нарастает за это время. Поэтому целесообразно выбрать $RC \sim 10^{-5}$ с, т.е. $R \sim 10^6$ Ом, что позволяет получить довольно короткие импульсы (рис.4).

Однако разрешающее время самогасящегося счетчика определяется не длительностью импульса, а временем, пока ионы не отойдут от анода настолько, чтобы восстановилось электрическое поле, необходимое для развития нового разряда. Это время называют мертвым временем $\tau \sim 10^{-4}$ с. Спустя мертвое время, счетчик может снова регистрировать частицы, но амплитуда этих импульсов будет меньшей величины. Электрическое поле восстановится до нормальной величины, когда все ионы соберутся на катоде. Интервал времени от конца мертвого времени до полного собирания ионов на катоде называется временем восстановления.

Самогасящиеся счетчики имеют ограниченный срок службы, поскольку при каждом импульсе диссоциирует 10^9 - 10^{10} молекул спирта. В счетчике средних размеров имеется около 10^{20} молекул спирта, и поэтому такой счетчик может зарегистрировать всего 10^9 - 10^{10} импульсов.

3. Негазоразрядные счетчики

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

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

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

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

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

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

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

Попадая в полупроводник, энергичная заряженная частица теряет энергию на взаимодействие с электронами вещества, которые вызывают дальнейшую ионизацию. Переданная электронам энергия переводит их из валентной зоны в зону проводимости, а также из более глубоких электронных зон в высоколежащие незанятые зоны. Взаимодействия с колебаниями кристаллической решетки за время $\sim 10^{-12}$ - 10^{-11} сек отбрасывает электроны к минимуму их потенциальной энергии – к границе зоны проводимости. То же происходит с дырками, которые «поднимаются» к верху самой низкой занятой (валентной) зоны. В течение этого процесса снятия возбуждения носителей заряда рождается значительно большее число новых электронов и дырок. Переведенный под действием ионизирующего излучения из валентной зоны в зону проводимости электрон, являющийся носителем отрицательного заряда, оставляет в валентной зоне незаполненную электронную связь – дырку, которая перемещается в решетке кристалла как свободный положительный заряд под действием приложенного к кристаллу электрического поля.

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

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

Попадая в обедненную область, ионизирующая частица создает значительное число пар носителей заряда, образующих тонкий цилиндр плазмы электронов и дырок вдоль трека. Образованные ионизирующей частицей в обедненной области свободные носители заряда будут двигаться в приложенном электрическом поле, собираясь на электродах (рис. 5).

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

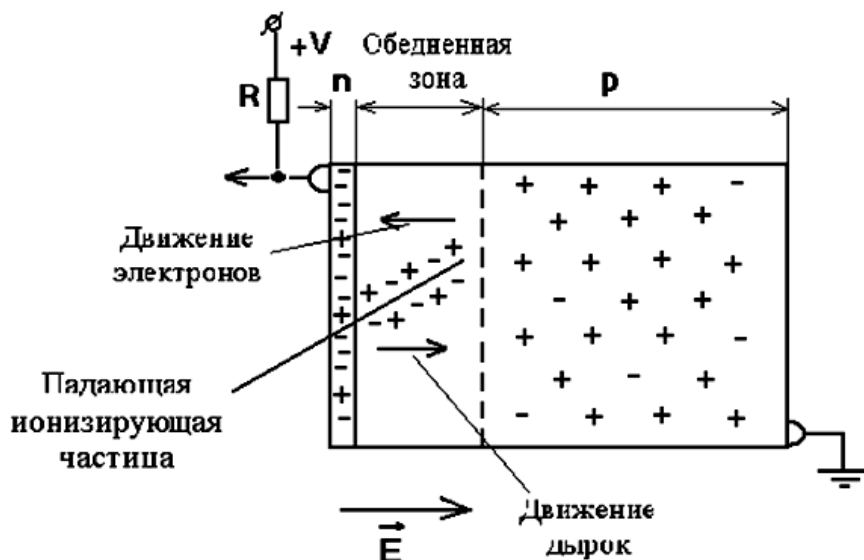


Рис. 5. Схема включения кристаллического детектора: толщина обедненной области от 10 мкм до 5 мм; обратное напряжение обычно от 10 до 500 В.

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

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

Черенковский счетчик может быть изготовлен из любого прозрачного вещества с показателем преломления $n > 1$ в оптической и ультрафиолетовой

области. Очень удобным материалом являются прозрачные пластмассы. Применяются также жидкие и газовые наполнители.

Обычно применяются счетчики цилиндрической конструкции. На рис. 6 изображена одна из наиболее распространенных схем. Излучаемые фотоны вследствие полного внутреннего отражения собираются с помощью линзы (или с помощью зеркал) на фотоумножитель.

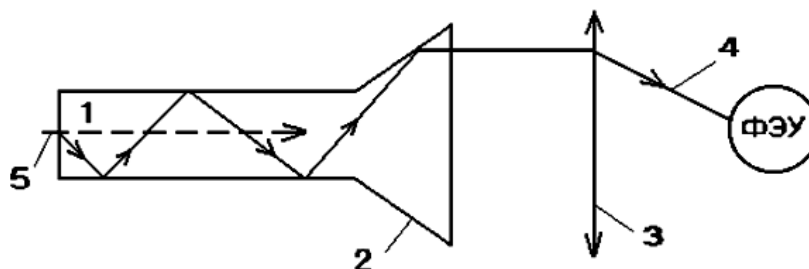


Рис. 6. Черенковский счетчик с фокусировкой:

1 – цилиндрический радиатор; 2 – коническая часть радиатора; 3 – собирающая линза; 4 – ход светового луча; 5 – траектория частицы.

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

4. Параметры газоразрядных счетчиков

Счетная характеристика. Рабочее напряжение, которое необходимо приложить к электродам счетчика Гейгера - Мюллера для обеспечения нормального режима его работы, определяется путем снятия зависимости скорости счета от величины приложенного напряжения при постоянной интенсивности ионизирующего излучения, попадающего в рабочий объем счетчика. Эта зависимость называется *счетной характеристикой*. Ее вид показан на рисунке 7.

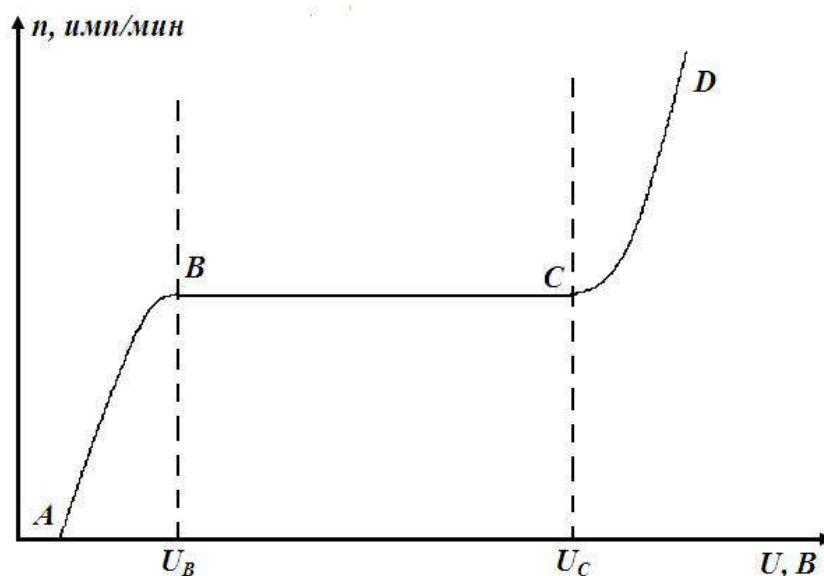


Рис. 7. Счетная характеристика счетчика

При значении разности потенциалов $U < U_в$ импульсы тока также возникают (область пропорциональности и ограниченной пропорциональности), но регистрирующая радиосхема обладает порогом чувствительности и регистрирует только самые большие из них. С ростом напряжения растет доля импульсов, амплитуда которых достаточна для регистрации. Соответствующий участок счетной характеристики изображен отрезком АВ на рис. 7. В области Гейгера-Мюллера $U_в < U < U_с$ ионизирующее излучение вызывает импульсы с большой амплитудой, достаточной для регистрации их радиосхемой. На участке ВС счетной характеристики у идеально работающего счетчика скорость счета не зависит от U и определяется числом ионизирующих частиц, попадающих в трубку. В действительности с ростом напряжения наблюдается слабое увеличение числа зарегистрированных импульсов. Это объясняется тем, что гейгеровская область содержит небольшую примесь области непрерывного разряда. «Плато» счетной характеристики является рабочей областью счетчика Гейгера-Мюллера.

Обычно в качестве рабочей точки на характеристике выбирают середину «плато». При очень широком «плато» выбирают точку ближе к началу области Гейгера-Мюллера.

Эффективностью счетчика называется отношение числа зарегистрированных счетчиком частиц к полному числу прошедших через него частиц.

Счетчики Гейгера-Мюллера не обладают 100 %-ной эффективностью при регистрации ядерных частиц или γ -квантов. Это обусловлено тем, что частица, прошедшая через счетчик, может не создать даже одной пары ионов. Тем не менее эффективность счетчика к электронам может достигать 99 % (и даже 99,9 %).

Регистрация γ -лучей осуществляется через посредство быстрых электронов, образующихся при поглощении или рассеянии γ -квантов, в основном в стенках счетчика (незначительно в газе). Эффективность счетчика для γ -лучей зависит от материала стенок (катода) и энергии γ -квантов.

В области энергий 0,1-1,5 МэВ, где электроны выбиваются из стенок катода главным образом в результате Комpton-эффекта, материал стенок счетчика мало влияет на эффективность, так как пробег электронов приблизительно обратно пропорционален атомному номеру Z , а сечение Комpton-эффекта прямо пропорционально Z .

В области больших энергий, где основным процессом поглощения γ -квантов является образование электронно-позитронных пар, выгодно изготовлять стенки счетчика из материала с большим Z , так как сечение образования пар пропорционально Z .

Эффективность регистрации γ -лучей обычно составляет ~ 1 %.

Мертвое время счетчика. Частицы, попавшие в счетчик на начальной стадии развития разряда, вообще не регистрируются. Этот промежуток носит название *мертвого времени счетчика* t_m . В течение некоторого промежутка времени, непосредственно следующего за разрядом, электрическое поле в счетчике из-за наличия чехла положительных ионов имеет меньшую величину. Импульсы, которые создаются частицами, попадающими в это время в счетчик, имеют меньшую амплитуду. Интервал времени, необходимый для полного восстановления величины импульса после окончания мертвого времени, называется *временем восстановления* t_v (рис. 8).

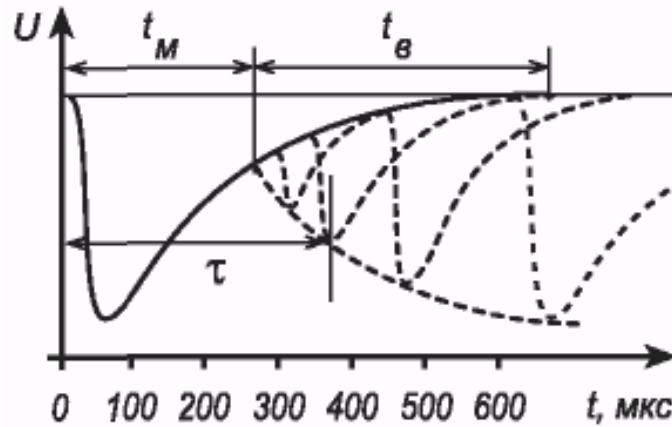


Рис. 8. Мёртвое время t_M , разрешающее время τ и время восстановления t_B типичного счетчика Гейгера-Мюллера: U —потенциал собирающего электрода.

Разрешающее время счетной системы τ определяет минимальный промежуток времени, которым должны быть разделены пролеты ядерных частиц через счетчик для того, чтобы они были зарегистрированы отдельно. Типичное значение разрешающего времени порядка 10^{-4} с. Наблюдаемая \dot{n} и истинная \dot{n} (т. е. скорость счета, которая наблюдалась бы в том случае, если бы разрешающее время τ имело бы пренебрежимо малую величину) скорости связаны соотношением:

$$\dot{n} = \frac{\dot{n}}{1 - \dot{n}\tau}.$$

Разрешающее время счетной системы можно определить экспериментально методом нескольких источников.

5. Техническое описание

Конструкция счетчика очень проста: корпус счетчика изготавливают из различных материалов, выбирая их в зависимости от типа регистрируемого излучения. Для регистрации β -частиц корпус выполняют из алюминия, меди или нержавеющей стали. Чтобы β -частицы не поглощались материалом корпуса, его делают тонкостенным. Часто для увеличения жесткости тонкостенный корпус гофрируют. Корпус счетчика γ -частиц представляет собой стеклянный баллон, на внутренней поверхности которого нанесен электропроводящий слой, служащий катодом счетчика, или баллон из тонкой фольги. Поскольку реги-

страция γ -кванта возможна лишь в случае образования им Комpton- или фотоэлектрона, то и толщина стеклянных стенок выбирается исходя из условия наиболее вероятной регистрации счетчиком этих вторичных электронов. Для регистрации α -частиц и β -частиц обычно используется торцовый счетчик. Один из торцов корпуса закрывают тонкой пленкой из слюды или другого материала. Через пленку в счетчик проникают заряженные частицы. В качестве анода чаще всего используется вольфрамовая нить, поверхность которой отполирована для исключения влияния неровностей на распространение газового разряда вдоль нити.

В нашем случае мы используем счетчик СБТ-13. Счетчик предназначен для регистрации бета-излучения в радиометрических и дозиметрических устройствах. Торец счетчика закрыт тонкой пленкой из слюды. Чувствительность счетчика к бета-излучению по скорости счета находится в диапазоне 100-140 имп/мкР. Собственный фон -0,6 имп/с.

Установка состоит из двух блоков. *Счетного блока*, который фиксирует количество импульсов срабатывания счетчика Гейгера-Мюллера (СГМ), позволяет задавать отрезки времени в течение которых подсчитываются импульсы, запускать отсчет импульсов, регулировать напряжение на СГМ и регистрировать это напряжение, включать и выключать звуковое эхо срабатывания СГМ. *Основания* с закреплённым на нём СГМ с электронным формирователем высокого напряжения и выделенной областью для установки источника ионизирующего излучения (алюминиевая чашка, наполненная солью калий-хлор).

Перед включением счетного блока (СБ), необходимо подключить к нему СГМ посредством соединительного кабеля и разъёма, находящегося на задней стенке СБ. Ручки установки напряжения установить в крайнее положение, повернув их против часовой стрелки. Затем СБ подключить к сети 220 В. Если при включении СБ на одном из жидкокристаллическом индикаторе (ЖКИ) высветятся неверные символы, повторно выключите и включите переключатель «Сеть» СБ.

СБ на задней панели содержит предохранительную колодку, разъём для подключения СГ, тумблер для включения звукового срабатывания СГМ (тумблер в верхнем положении), сетевой провод. На передней панели находятся переключатель «Сеть» для включения прибора, кнопка «Пуск» для запуска отсчета количества импульсов, кнопка «Сброс» для перехода в режим установки времени счета импульсов, кнопки установки времени счета импульсов, два ЖКИ с подсветкой (левый отображает время счета и количество импульсов, правый - напряжение на СГМ), две ручки «Грубо» и «Точно» для установки напряжения на СГМ и тумблер «Ручн.-Авт.» позволяющий автоматизировать запуск отсчета количества импульсов при неизменном времени счета импульсов.

Порядок работы следующий. После включения СБ на левом табло появится надпись «Установите время измерения», на правом табло через некоторое время зафиксируется показание напряжения на СГМ. Ручками установите необходимое напряжение, нажмите кнопку выбора промежутка времени измерения, нажмите кнопку «Пуск». Начнется отчет времени и количества импульсов, который закончится по истечении установленного промежутка. Если включен тумблер «Ручн.-Авт.», то через несколько секунд автоматически произойдет сброс результатов и отчет начнется снова. Если необходимо прервать текущее измерение и перейти к другому диапазону, нажмите кнопку «Сброс».

Порядок выполнения работы

Задание

1. Подготовить установку к работе согласно техническому описанию. включить пересчетное устройство. Установить ручкой потенциометра «грубо» минимальное напряжение на счетчике Гейгера - Мюллера (СГМ), повернув её против часовой стрелки. Выждать 10-15 минут для прогрева СГМ и стабилизации показаний вольтметра.
2. Снять счетную характеристику при облучения СГМ источником ионизирующего бета-излучения (соль KCl).

Для снятия характеристики насыпать в чашку *KCl* и разместить входное окно СГМ как можно ближе к источнику бета-излучения. Подать на счетчик СБТ-13 напряжение 290 В. Если счетчик не начинает работать, слегка повернув ручку потенциометра «грубо.», увеличить напряжение на 10 В. Выждать одну минуту. Если за это время счетчик ни разу не сработает, то увеличивают напряжение еще на 10 В. Продолжая постепенно повышать напряжение, найти значение U , при котором счетчик начинает регистрировать электронно-фотонные лавины. Произвести первое измерение скорости счета в течение 5 мин (или другого отрезка времени – задается преподавателем). Увеличивая напряжение через 10 В, продолжить измерение скорости счета (по 5 мин. каждое). При снятии счетной характеристики обратить внимание на конец счетной области: при резком увеличении скорости счета измерения прекратить и напряжение на счетчике снизить, так как вследствие диссоциации молекул гасящего газа рабочая смесь в счетчике быстро портится. Результаты представить в виде графика функции $n = f(U)$.

Следует учесть, что число импульсов срабатывания СГМ носит статистический характер, при выборе небольших временных промежутков регистрации количества импульсов необходимо произвести последовательно несколько измерений на каждом промежутке времени и усреднить результат.

В процессе измерения допускается уход установленного напряжения до 5 %, что не влияет на результаты измерений. Возможна корректировка напряжения в процессе измерения.

Контрольные вопросы

1. Как классифицируются счетчики излучений?
2. Каким образом происходит процесс развития разряда в газонаполненном счетчике? Как зависит число собираемых пар ионов от напряжения, приложенного к счетчику?
3. Какие типы газоразрядных счетчиков есть? Каково их устройство и принцип работы?

4. Как производится регистрация заряженных частиц ионизационной камерой?
5. Как осуществляется регистрация заряженных частиц пропорциональными счетчиками?
6. Как осуществляется регистрация заряженных частиц счетчиком Гейгера-Мюллера?
7. Какими газами наполняются газоразрядные счетчики и почему выбираются именно эти газы?
8. Какие разработаны способы гашения разряда в счетчике Гейгера-Мюллера? Как выбирается величина гасящего сопротивления?
9. Какие типы негаторазрядных счетчиков есть? Каково их устройство и принцип работы?
10. Что называется мертвым временем и временем восстановления счетчика Гейгера-Мюллера.
11. Что называется разрешающим временем? Как прослеживается связь между истинным и наблюдаемым счетом?

Библиографический список

1. Изучение методов регистрации ядерных излучений, снятие счетной характеристики и определение «мертвого времени» счетчика Гейгера - Мюллера: Описание лабораторной работы по атомной и ядерной физике (для студентов 3 курса физического факультета ОмГУ)/Сост. Г.Ж. Худайбергенов. – Омск:Изд-во Ом ГУ 2004 - 16 с
2. Савельев, И. В. Курс физики : учебное пособие : в 3 томах / И. В. Савельев. – 7-е изд., стер. – Санкт-Петербург : Лань, 2022 – Том 3 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц – 2022. – 308 с. – ISBN 978-5-8114-4254-6. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/206495>

2. Строковский, Е. А. Физика атомного ядра и элементарных частиц: основы кинематики : учебное пособие для вузов / Е. А. Строковский. – 3-е изд., испр. и доп. – Москва : Издательство Юрайт, 2020. – 361 с. – (Высшее образование). — ISBN 978-5-534-03804-0. – Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. – URL: <https://urait.ru/bcode/453646>

3. Бабинчук, В.С. Ядерная физика Часть II «Детекторы ядерных излучений»: метод. указ. к лабораторным работам/ В.С. Бабинчук, Ю.А. Ницук. – Одесса. Изд-во Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова – Текст : электронный. – Режим доступа: http://phys.onu.edu.ua/pub/%D0%94%D0%B8%D1%81%D1%86%D0%B8%D0%BF%D0%BB%D1%96%D0%BD%D0%B8/part_2.pdf

4. Ядерная физика в Интернете. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>

5. Детекторы ядерных излучений. – Режим доступа: <https://teachmen.csu.ru/work/detectors/index.html>

Лабораторная работа № 6 – 3

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ЗАКОНЫ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Цель работы – измерение интенсивности потока γ -квантов с помощью газоразрядного счетчика, изучить статистические закономерности радиоактивных излучений.

Оборудование – счетчик Гейгера, пересчетное устройство, компьютер, прикладная программа frk-13.1.

Краткая теория

Из-за разнообразных неконтролируемых воздействий результаты измерения макроскопической величины имеют статистический характер. В основном это относится к статистичности процесса измерения. Возможны флуктуации и самой измеряемой величины, однако они могут быть сколь угодно малыми. Важно отметить, что сама по себе измеряемая величина (например, масса какого-либо тела, длина стержня и т.д.) имеет некоторое вполне определенное значение, в то время как результаты измерений флуктуируют из-за несовершенства измерительных приборов, недостаточной их изоляции от изменяющихся внешних условий и т.д. Численные значения результатов измерений обычно распределены по некоторому непрерывному вероятностному закону, чаще всего по *закону Гаусса*.

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

Если, например, речь идет об измерении числа актов радиоактивного распада, происшедшего за какое-то время, то флуктуирует сама измеряемая величина, а измерительный прибор (счетчик частиц) в первом приближении можно считать идеальным, т.е. не подверженным статистическому влиянию окружающих условий. Измеряемая величина является уже не непрерывной, а дискретной, и наиболее характерным законом распределения, вместо закона Гаусса, является *закон Пуассона*, а иногда *биномиальный закон*.

Роль статистического подхода к явлениям микромира значительно глубже, чем в макрофизике. Статистика здесь нужна не только для обработки результатов измерений, но и для изучения самой природы исследуемых явлений. Например, природа радиоактивности была окончательно установлена только после завершения подобного статистического анализа, показавшего, что различные акты распада между собой статистически независимы.

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

1. Распределение Пуассона

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

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

где n – поток частиц.

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

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

Среднее число актов определяется равенством:

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} k p_k . \quad (2)$$

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

Тогда формулу (1) можно записать в виде

$$p_k = \frac{\bar{k}^k}{k!} \exp(-\bar{k}) . \quad (3)$$

Как видно из формулы (3), распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра – среднего числа актов. Экспериментальное определение \bar{k} является, как правило, основной целью большей части измерений, проводимых в ядерной физике.

Из формулы (3) следует, что

$$p_{k+1}(\bar{k}) / p_k(\bar{k}) = \bar{k} / (k + 1) . \quad (4)$$

Поэтому если $\bar{k} \ll 1$, то p_k монотонно убывает с ростом k . Иная картина имеет место, когда, $\bar{k} > 1$. В этом случае p_k сначала возрастает, достигая максимального значения при $k \approx \bar{k}$, после чего начинает монотонно убывать.

Зависимость p_k от k при разных \bar{k} изображена на рис 1. При малых \bar{k} наблюдается ассиметрия. По мере роста \bar{k} максимум становится относительно все более острым, а график – все более симметричным относительно $k = \bar{k}$. При большом \bar{k} график практически симметричен.

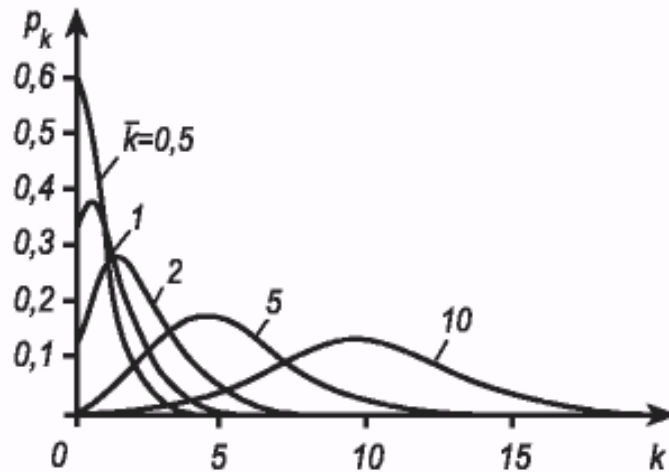


Рис. 1. Зависимость p_k от k .

Из формулы (3) следует, что при всяком значении \bar{k} возможно осуществление любого числа актов k . Однако не все события встречаются одинаково часто. Если величина k близка к \bar{k} , то вероятность p_k велика, в противном случае – мала. Мерой отклонения случайной величины k от его среднего значения (мерой флуктуации) является *дисперсия*.

Дисперсией некоторой случайной величины x называется выражение:

$$D_x = (x - \bar{x})^2. \quad (5)$$

Величину $\Delta x = \sqrt{D_x}$ называют *абсолютной флуктуацией* случайной величины x , а величину $\delta x = \Delta x / \bar{x} = \sqrt{D_x} / \bar{x}$ – ее *относительной флуктуацией*.

В случае закона Пуассона дисперсия

$$D_k = \bar{k}. \quad (6)$$

Абсолютная флуктуация

$$\Delta k = \sqrt{\bar{k}}. \quad (7)$$

Относительная флуктуация

$$\delta_k = 1/\sqrt{\bar{k}}. \quad (8)$$

Соотношения (6) – (8) играют основную роль во всех приложениях закона Пуассона. Их смысл состоит в следующем. Если регистрировать отсчеты счет-

чика в очень большом числе равных интервалов, то в большей части интервалов число отсчетов k будет отличаться от \bar{k} не более чем на $\sqrt{\bar{k}}$.

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

$$k = 1/\delta^2. \quad (9)$$

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

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

2. Связь распределения Пуассона с распределением Гаусса

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

$$\sqrt{\bar{k}} \gg 1 \quad (10)$$

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

$$(p_{1000} - p_{995})/p_{1000} = 0,01. \quad (11)$$

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

пределение заменяется непрерывным. Количественное рассмотрение функции распределения $p(k)$ при выполнении условия (10) приводит к выводу, что рассматриваемая величина k распределена по закону Гаусса:

$$p(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \exp\left(-\frac{(k - \bar{k})^2}{2\bar{k}}\right). \quad (12)$$

Закон Гаусса определен как для положительных, так и отрицательных значений k . Величина $y = k - \bar{k}$, имеющая смысл отклонения числа отсчетов k от среднего значения, распределена по закону

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\bar{k}}\right). \quad (13)$$

При помощи (13) можно вычислить вероятность того, что величина $y = k - \bar{k}$ заключена в интервале от $y=y_1$ до $y=y_2$. Искомая вероятность –

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \int_{y_1}^{y_2} \exp(-y^2 / 2\bar{k}) dy. \quad (14)$$

Заменяя переменную по формуле $y = z\sqrt{\bar{k}}$, получим

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{y_1/\sqrt{\bar{k}}}^{y_2/\sqrt{\bar{k}}} \exp(-z^2 / 2) dz, \quad (15)$$

или

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \Phi(y_2 / \sqrt{\bar{k}}) - \Phi(y_1 / \sqrt{\bar{k}}), \quad (16)$$

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z \exp(-z^2 / 2) dz \quad (17)$$

– функция Гаусса.

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

$$p(|y| \leq \sqrt{\bar{k}}) = 2\Phi(1) = 0,682. \quad (18)$$

Точно также получаем

$$p(|y| \leq 2\sqrt{\bar{k}}) = 0,954, \quad (19)$$

$$p(|y| \leq 3\sqrt{\bar{k}}) = 0,997. \quad (20)$$

Из формул (18) – (20) вытекает следующее: если регистрировать отсчеты счетчика в большом числе равных интервалов времени, то при выполнении условия (10) в 68,2 % случаев число отсчетов будет отличаться от \bar{k} не более чем на $\sqrt{\bar{k}}$, в 95,4 % не более чем на $2\sqrt{\bar{k}}$ и т.д.

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

Распределение (12) является частным случаем распределения Гаусса

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), \quad (21)$$

которое зависит от двух параметров – \bar{x} и σ .

Часто используется представление распределения (21) в функции переменной $u = (x - \bar{x})/\sigma$, тогда

$$p(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right). \quad (22)$$

В таком представлении распределения Гаусса его среднее значение равно нулю, а стандартное отклонение – единице.

Распределение Гаусса является хорошим приближением для описания широкого круга статистических явлений. В ядерной физике распределение (21) описывает, например, распределение углов упругого рассеяния при прохождении заряженной частицы через вещество, распределение пробегов тяжелых заряженных частиц в веществе, распределение импульсов по амплитудам при регистрации заряженных частиц полупроводниковым и сцинтилляционным детекторами и т. д.

Распределение Гаусса широко используется при анализе погрешностей эксперимента. Широкое применение нормального распределения в теории измерений основано на доказываемом в теории вероятности утверждении о том, что случайная величина, являющаяся суммой очень большого числа независимых случайных величин с практически произвольным распределением, распределена согласно (21). Последнее утверждение означает, что использование нормального закона при описании экспериментальных данных возможно в тех случаях, когда исследуемую случайную величину можно представить в виде суммы достаточно большого числа независимых элементарных слагаемых, каждое из которых сравнительно мало влияет на сумму. Такая ситуация часто характерна для сложных экспериментов. В качестве примера можно привести случай, когда случайная величина подчиняется равномерному (равновероятному) распределению: случайная величина, являющаяся суммой трех таких величин и уже может быть хорошо аппроксимирована распределением Гаусса.

Порядок выполнения работы

В работе предлагается провести измерения интенсивности ядерного излучения с различными интервалами времени, получить данные, как в рассмотренном примере (см. табл. 1) и проверить, что полученные величины подчиняются закону Пуассона и (или) Гаусса.

Включить пересчетное устройство, счетчик Гейгера-Мюллера, компьютер, запустить программу frk 13.1.

Задание 1. Произвести 200 измерений скорости счета импульсов от газоразрядного счетчика без источника радиоактивного излучения. Время счета импульса 3 секунды.

Задание 2. Выполнить 500 измерений отсчетов счетчика, нагруженного источником.

Задание 3. По результатам измерений построить гистограммы распределения импульсов. По оси абсцисс отложить k - число импульсов в отдельном

измерении, по оси ординат $f(k)$ – число измерений, в которых было включено k импульсов.

С помощью формулы (3) построить кривую распределения Пуассона для значения \bar{k} , полученного в измерениях отсчетов без источника. Значение \bar{k} рассчитать по данным гистограммы, полученной в задании 1, используя формулу

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

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

Экспериментальная и теоретические кривые должны быть нормированы к полному числу измерений. Для этого нужно умножить теоретические значения вероятностей p_k на полное число измерений. Тогда обе кривые будут нарисованы в одном масштабе и их можно сравнивать. Аналогично проделать и для задания 2.

Задание 4. Показать, что $\sim 68\%$ результатов не отличаются от среднего значения \bar{k} больше, чем на $\sqrt{\bar{k}}$ (по гистограмме задания 2). Для этого необходимо найти отношение числа измерений, в которых получилось значение k в интервале от $\bar{k} - \sqrt{\bar{k}}$ до $\bar{k} + \sqrt{\bar{k}}$, к полному числу измерений.

Контрольные вопросы

1. Что называется средним значением случайной величины, дисперсией, абсолютной и относительной флуктуацией случайной величины?
2. В чем заключается распределение Пуассона? Каковы условия ее применимости?
3. В чем заключается закон Гаусса?
4. При каких условиях распределение Пуассона переходит в закон Гаусса (связь между распределениями Пуассона и Гаусса) и какими свойствами в таком случае оно обладает?

5. Что называется абсолютной и относительной погрешностями?

Библиографический список

1. Савельев, И. В. Курс физики : учебное пособие : в 3 томах / И. В. Савельев. – 7-е изд., стер. – Санкт-Петербург : Лань, 2022 – Том 3 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц – 2022. – 308 с. – ISBN 978-5-8114-4254-6. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/206495>

2. Строковский, Е. А. Физика атомного ядра и элементарных частиц: основы кинематики : учебное пособие для вузов / Е. А. Строковский. – 3-е изд., испр. и доп. – Москва : Издательство Юрайт, 2020. – 361 с. – (Высшее образование). — ISBN 978-5-534-03804-0. – Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. – URL: <https://urait.ru/bcode/453646>

3. Худсон Д. Статистика для физиков. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/books/b/hudson.htm>

Лабораторная работа № 6 – 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ β - ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

Цель работы – определить характеристики β -излучения.

Оборудование – прибор ФПК-5, источники β -излучения, листки алюминиевой фольги.

Краткая теория

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

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

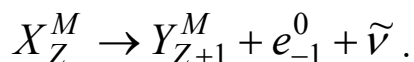
1. Краткая характеристика β -излучения

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

Принято различать три вида β -распада: электронный; позитронный; электронный захват.

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

Общая схема подобного распада такова:



Массовое число дочернего ядра такое же, как и у материнского ядра, а порядковый номер на единицу больше. Таким образом, согласно *правилу смещения* мы получаем ядро элемента, стоящее в таблице Менделеева на одну клетку правее, чем ядро исходного элемента. Рассмотренный распад сопровождается излучением антинейтрино – $\tilde{\nu}$.

Рассмотрим энергетические условия распада. Распад энергетически возможен, если масса покоя системы в начальном состоянии больше ее массы в конечном состоянии. Поскольку массы покоя нейтрино и антинейтрино равны нулю, энергетическое условие электронного β -распада имеет вид:

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

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

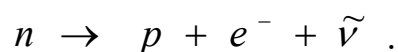
Однако в таблицах масс, получаемых методом масс-спектрометрии, приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Пользуясь очевидным равенством (справедливым с точностью до энергии химической связи электрона в атомах)

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

получим энергетические условия β -распада, выраженные через массы нейтральных атомов

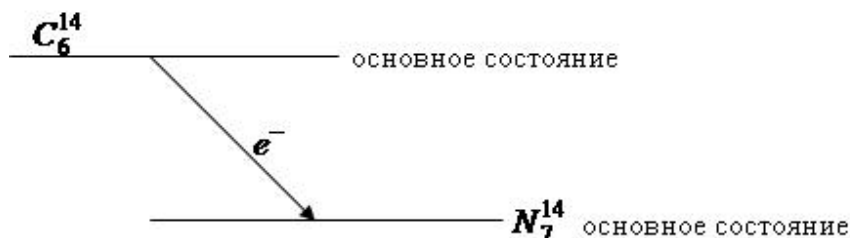
$$M^{am}(Z, A) > M^{am}(Z+1, A).$$

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

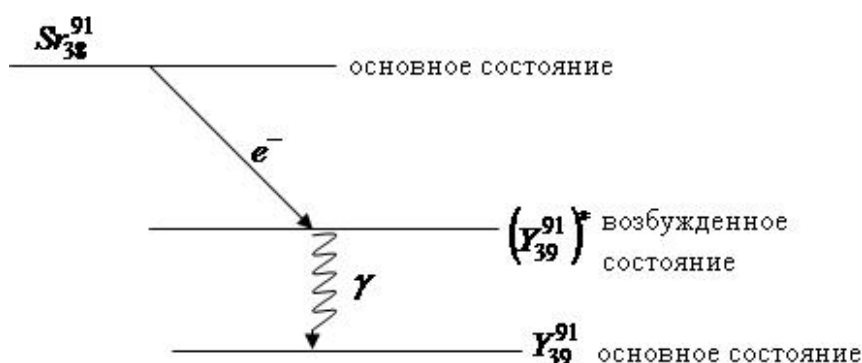
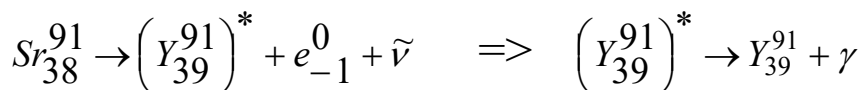


В качестве одного из примеров электронного бета-распада можно привести превращение радиоактивного изотопа углерода в азот с испусканием электрона антинейтрино:

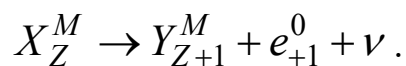
Схематически этот процесс представляется таким образом:



Электронный распад может сопровождаться гамма-излучением. Это происходит в том случае, когда в процессе распада образуется ядро, находящееся в не возбужденном состоянии. Примером такого распада служит превращение стронция в иттрий:



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

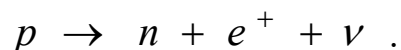


В этом случае мы получаем ядро элемента с тем же массовым числом, занимающего в таблице Менделеева место на одну клетку левее.

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

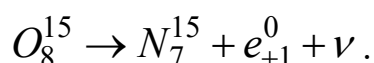
$$M^{am}(Z,A) > M^{am}(Z-1,A) + 2m.$$

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

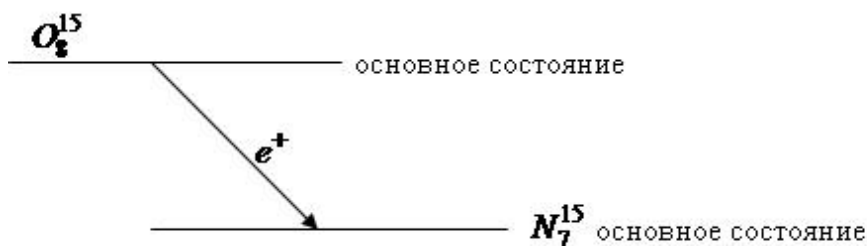


Позитронное излучение впервые наблюдались в опытах по искусственной радиоактивности Фредериком и Ирен Жолио-Кюри в 1933-1934 гг. Их опыты показали, что легкие элементы, находящиеся в начале таблицы Менделеева, могут стать радиоактивными, т.е. они начнут испускать позитроны.

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



Распад идет по такой схеме:



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

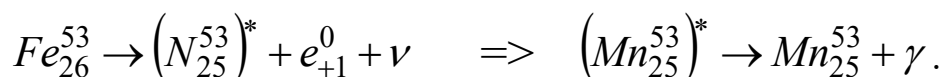
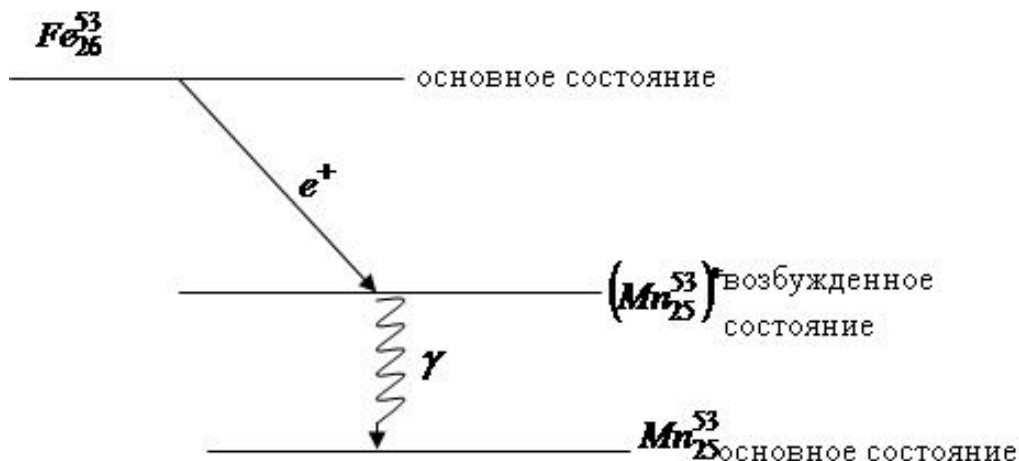
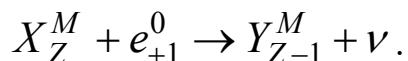


Схема этого распада:



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

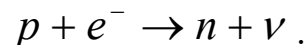
Электронный захват или K-захват. Уравнение электронного захвата может быть записано в общем виде:



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

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

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



Энергетическое условие захвата:

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

Энергия, освобождаемая при *K*-захвате, распределяется между возникшим ядром и нейтрино. В отличие от электронного и позитронного β -распадов, энергия нейтрино, образовавшегося в результате *K*-захвата, имеет определенное значение (при электронном и позитронном распаде энергия делилась между электроном и антинейтрино или позитроном и нейтрино в произвольных пропорциях). С большей вероятностью *K*-захват происходит у тяжелых элементов. Это можно объяснить тем, что по мере увеличения заряда ядра уменьшается радиус орбиты *K*-электронов.

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

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

2. Общая характеристика процессов взаимодействия

β -частиц с веществом

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

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

Взаимодействие электронов с атомными ядрами. При прохождении β -излучения через вещество происходят процессы упругого и неупругого рассеяния. При упругом рассеянии часть кинетической энергии падающего электрона передается ядру, которое можно считать неподвижным. Упругое рассеяние электронов, проходящих через вещество, может быть грубо разделено на четыре класса: 1) однократное рассеяние; 2) кратное рассеяние; 3) многократное рассеяние; 4) диффузия.

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

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

При многократном рассеянии (среднее число актов рассеяния больше 20) угловое распределение рассеянных электроном является приблизительно гауссовым до тех пор, пока средний угол рассеяния меньше $\sim 20^\circ$.

Для еще больших толщин ($d \gg 1/\sigma N$). Средний угол рассеяния θ достигает максимальной величины $\theta_{max} \approx 33^\circ$ и остается постоянным при дальнейшем увеличении толщины. Это случай *полной диффузии*.

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

Для электронов, испускаемых радиоактивными элементами, радиационные потери в общем балансе потерь играют незначительную роль.

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

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

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

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

Изучение распространения β -излучения в некоторых материалах и в воздухе. β -частицы, проходя через вещество, постепенно теряют энергию и на определенном расстоянии нацело поглощаются. Величина этого пути называется

ся *пробегом электронов* данной энергии в среде. Так как энергия электронов при β -распаде различна, они имеют и разные пробеги. Поэтому ослабление β -частиц в какой-либо среде происходит не сразу, а постепенно. Расстояние, на котором все β -частицы поглощаются средой, называется *максимальным пробегом β -частиц*. Максимальный пробег бета-частиц возрастает с увеличением их энергии и уменьшается с увеличением плотности вещества, через которое они проходят.

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

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

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

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

Прохождение электронов через толстые фольги. Точный теоретический анализ явлений, сопровождающих прохождение электронов через толстые слои веществ оказывается очень сложным вследствие наложения процессов многократного рассеяния и потери энергии. В общих чертах явление протекает сле-

дующим образом. Представим себе, что узкий пучок электронов падает на поверхность фильтра (рис. 1).

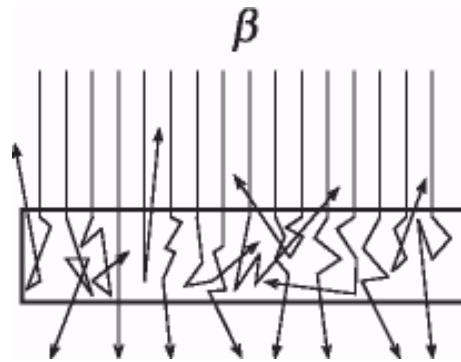


Рис. 1. Прохождение бета-частиц через фольгу.

Первоначально быстрые электроны проходят в поглотителе некоторое расстояние приблизительно по прямой линии, теряя небольшие количества энергии и испытывая рассеянии лишь малые углы. По мере уменьшения энергии электронов их рассеяние становится более сильным: угловое распределение электронов в пучке относительно первоначального направления начинает приближаться к гауссовскому, характерному для многократного рассеяния. В этой области наиболее вероятный угол рассеяния увеличивается приблизительно пропорционально квадратному корню из пройденной толщины фольги. При дальнейшем рассеянии угловое распределение становится настолько размытым, что нельзя говорить о каком-нибудь преимущественном направлении движения электронов, и их распространение можно рассматривать как диффузию.

Число электронов, прошедших через фольгу, есть монотонно убывающая функция толщины фильтра. Для умеренных толщин уменьшение числа электронов является следствием, главным образом, обратной диффузии электронов, которые отклоняются на углы, превышающие 90° , в результате сложения очень большого числа рассеяний на малые углы. По мере того, как толщина фильтра возрастает, уменьшается не только число прошедших фольгу электронов, но и их энергия. При значительном увеличении толщины фольги уменьшение числа электронов происходит как вследствие рассеяния, так и по причине того, что некоторая их часть тормозится практически до нулевой энергии и таким образом выбывает из пучка.

Ионизационные и радиационные потери энергии определяют пробег электрона в среде. Под *длиной пробега* электрона обычно понимается толщина слоя вещества по прямой первоначального движения электрона, проходимая электроном при торможении до тепловых скоростей. Эта величина существенно отличается от истинной длины пути электрона в веществе, так как при каждом соударении электрон изменяет направление движения и движется в веществе по ломаной линии. Предельная толщина фольги, практически полностью задерживающая первоначально падающие электроны, называется *эффективным пробегом* электронов. Этот пробег определяется по кривым поглощения.

Так как теоретические расчеты эффективного пробега моноэнергетических электронов в конденсированной среде трудны, приходится обращаться к установлению *эмпирического соотношения* «пробег-энергия» путем измерения пробега моноэнергетических электронов известной энергии.

Однако при этом возникает трудность экспериментального определения пробега по измеренной кривой поглощения. Экспериментально пробег не может быть определен как предельная толщина поглотителя, которую уже не могут пройти первоначально падающие электроны, так как различные электроны данного пучка рассеиваются или тормозятся по-разному, и такая толщина практически не существует.

На рис. 2 приведены типичные кривые поглощения в алюминии для моноэнергетических электронов различных энергий. По оси абсцисс отложена толщина d алюминиевого фильтра, по оси ординат – интенсивность I пучка электронов, прошедших через фильтр. Каждая кривая имеет после начальной выпуклой части довольно длинную прямолинейную часть, заканчивающуюся некоторым «хвостом».

Как видно, конец кривой поглощения подходит к линии фона асимптотически. Такой ход кривой объясняется постепенно уменьшающимся в бетаспектре числом быстрых электронов и относительно слабым поглощением электронов максимальной энергии. По такой кривой поглощения нельзя произвести непосредственное определение пробега.



Рис. 2. Кривые поглощения моноэнергетических электронов различных энергий в алюминии.

Наиболее воспроизводимой чертой кривых поглощения, снятых при различных условиях эксперимента, является точка пересечения линейной части кривой поглощения с осью абсцисс (*экстраполированный пробег $R_э$*). Экстраполированный пробег используется для практических целей.

Кривые поглощения в случае бета-излучения, имеющего непрерывный энергетический спектр, отличаются от кривых поглощения для моноэнергетических электронов более резким, почти экспоненциальным спадом. Такой спад объясняется тем, что в пучке бета-частиц имеются электроны всевозможных энергий, в том числе и очень малых, медленные же электроны поглощаются весьма сильно.

Для определения пробега целесообразно построить рассматриваемую кривую в полулогарифмическом масштабе. В этом случае пробег бета-частиц, соответствующий их максимальной энергии, определяется по точке пересечения конца кривой поглощения с линией фона. Для определения максимальной энергии бета-излучения необходимо иметь кривую «пробег-энергия», такую же, как в случае моноэнергетических электронов.

Непрерывное энергетическое распределение бета-частиц, испускаемых радиоактивными веществами, и рассеяние электронов при прохождении через вещество приводит к тому, что ослабление пучка бета-частиц, идущих от источника к детектору, довольно точно описывается экспоненциальным законом:

$$N_d = N_0 \cdot e^{-\mu d} = N_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho d}, \quad (1)$$

где N_0 – начальная интенсивность пучка бета-частиц; N_d – интенсивность пучка бета-частиц после прохождения слоя вещества толщиной d , см; μ – линейный коэффициент поглощения, см⁻¹; ρ – плотность вещества поглотителя, $\frac{\mu}{\rho}$ – массовый коэффициент поглощения.

Линейный коэффициент поглощения μ для различных веществ имеет различные значения, массовый коэффициент поглощения для одного бета-излучения имеет примерно постоянное значение в различных веществах, так как слои одинаковой массовой толщины вызывают примерно одинаковые ионизационные потери независимо от состава поглощающего вещества. Часто поглощение бета-частиц характеризуют не коэффициентом поглощения, а толщиной слоя поглотителя, ослабляющего первоначальную интенсивность пучка бета-частиц вдвое. Связь величины слоя половинного поглощения Δ в мг/см² с массовым коэффициентом поглощения $\frac{\mu}{\rho}$, как легко установить, определяется

выражением:

$$\Delta = \frac{\ln 2}{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (2)$$

Отсюда закон поглощения бета-излучения в веществе может быть представлен выражением:

$$N_d = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{\Delta} \cdot \rho d} = N_0 \cdot 2^{-\frac{\rho d}{\Delta}}. \quad (3)$$

Толщина слоя половинного поглощения бета-излучения в веществе определяется величиной максимальной энергии бета-спектра.

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

Максимальная энергия бета-спектра является одной из важнейших характеристик изотопа. Знание ее величины необходимо для определения доз излу-

чения, создаваемых радиоактивными препаратами, при измерении их активности. Без определения энергии бета-частиц часто оказывается невозможно узнать, какие радиоактивные изотопы содержатся в препарате.

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

Распределение β -частиц по энергиям – спектр β -излучения изображено на рис. 3, где n – число испущенных β -частиц, E – их энергия.

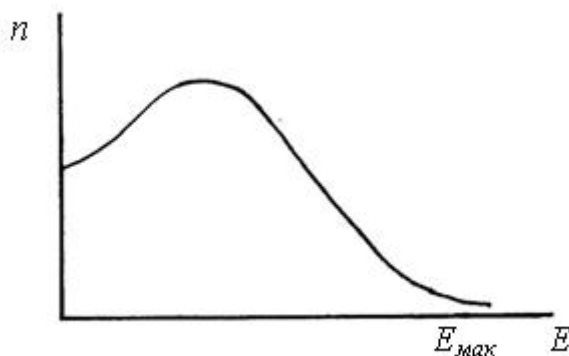


Рис. 3. Спектр β - излучения.

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

Максимальную энергию бета-спектра можно определить по толщине слоя поглотителя, ослабляющего интенсивность узкого пучка бета-частиц вдвое.

Связь между толщиной слоя половинного поглощения бета-излучения Δ ($мг/см^2$) и максимальной энергией бета-спектра E ($МэВ$) выражается приближенно эмпирическими соотношениями:

$$\Delta = 55 \cdot E^{1,66} \text{ при } 0,15 \leq E \leq 0,7 МэВ, \quad (4)$$

$$\Delta = 53 \cdot E^{1,47} \text{ при } 0,7 \leq E \leq 2,5 МэВ. \quad (5)$$

Толщина слоя половинного поглощения определяется путем снятия кривой поглощения бета-частиц. Для снятия кривой поглощения обычно используется счетная установка с торцовым счетчиком. Под счетчик помещается радиоактивный препарат и измеряется скорость счета установки от препарата с фоном. Затем между окошком счетчика и радиоактивным препаратом вводятся последовательно листки поглотителя и измеряется скорость счета при одном, двух, трех и т. д. листках поглотителя. Увеличение толщины слоя поглотителя и измерение интенсивности проходящего сквозь него бета-излучения производится до тех пор, пока интенсивность не уменьшится в 3-4 раза против первоначального значения. Из получаемых значений скорости счета вычитается фон установки. Кроме фона от космических лучей, бета- и гамма-излучении Земли и окружающих предметов, необходимо учитывать возможный фон от рентгеновского и гамма-излучений радиоактивного препарата. Поэтому фон установки определяется при наличии под счетчиком радиоактивного препарата с фильтром, полностью поглощающим его бета-излучение.

Кривая поглощения бета-излучения строится в полулогарифмическом масштабе. По оси абсцисс в линейном масштабе откладывается толщина поглотителя ρd в $мг/см^2$, по оси ординат откладывается логарифм скорости счета $\ln N_d$ от препарата при данной толщине поглотителя ρd . Интенсивность потока бета-частиц от источника с простым бета-спектром убывает после прохождения слоя поглотителя толщиной ρd по закону:

$$N_d = N_0 \cdot 2^{-\frac{\rho d}{\Delta}}. \quad (6)$$

Логарифмируя выражение (6), получим:

$$\lg N_d = \lg N_0 - \frac{\rho d}{\Delta} \lg 2. \quad (7)$$

Выражение (7) показывает, что логарифм интенсивности бета-излучения является линейной функцией толщины поглотителя, кривая поглощения бета-излучения в полулогарифмическом масштабе представляется прямой. Толщина слоя половинного поглощения определяется из выражения (7):

$$\Delta = \frac{\rho d \cdot \lg 2}{\lg N_0 - \lg N_d}. \quad (8)$$

По найденной толщине слоя половинного поглощения бета-излучения Δ максимальная энергия бета-спектра может быть найдена с помощью выражений (4) и (5) или таблицы приложения № 1.

Описанный метод определения максимальной энергии бета-спектра путем нахождения слоя половинного поглощения применим лишь для радиоактивных препаратов, содержащих один бета-радиоактивный изотоп с простой схемой распада.

Установка для определения максимальной энергии бета-спектра методом поглощения показана на рис. 4.

Бета-частицы испускаются радиоактивным препаратом, который помещен в контейнер 1 и закрыт тонкой пленкой. Бета-частицы поглощаются фильтрами 2 и регистрируются детектором. Детектор состоит из пластического сцинтиллятора 3, фотоэлектрического умножителя (ФЭУ) 4 и формирователя 5. Для подачи высокого напряжения на ФЭУ используется блок высокого напряжения 6. С помощью пересчетного устройства 7 происходит счет числа импульсов от детектора. В качестве фильтров использовать алюминиевые пластинки различной толщины. Нужная толщина фильтра достигается путем последовательного наложения пластинок друг на друга. Толщина пластинки указана на ее поверхности.

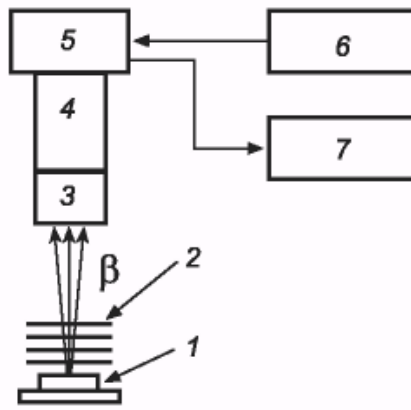


Рис. 4. Установка для определения максимальной энергии бета-спектра методом поглощения.

Порядок выполнения работы

1. Определите величину натурального фона N_{ϕ} без источника β -излучения. Каждое измерение производите 10 раз по 10 секунд и полученные данные усредните.

2. Определите скорость счета от препарата с фоном N при отсутствии поглотителя.

3. Поместите между источником и счетчиком алюминиевые пластинки толщиной d .

4. Определите число импульсов N' , зарегистрированных счетчиком за 1 сек.

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

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

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

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

7. Вычислите $\lg N_d$ – число импульсов за 1 сек.

Результаты измерений занести в таблицу.

Таблица 1.

Количество поглощающих листков	Толщина слоя поглотителя $\rho d, \text{ мг/см}^2$	Скорость счета от препарата с фоном N'	Скорость счета от препарата без фона N''	Логарифм скорости счета от препарата без фона $\lg N_d$

8. Постройте кривую поглощения в полулогарифмическом масштабе.

9. Найдите по кривой толщину слоя половинного поглощения, используя выражение (8).

10. По толщине слоя половинного поглощения определите максимальную энергию бета-спектра $E_{\text{мак.}}$, используя формулы (4), (5) или таблицу приложения 1.

11. Найдите величину пробега β - частицы в веществе.

Контрольные вопросы

1. Что представляет собой Бета-распад? Какие типы бета-распада существуют? Запишите выражения для всех типов.

2. Каков спектр энергий бета-частиц? Как объяснить его происхождение?

3. Что называется максимальной энергией бета-спектра?

4. Какие процессы наблюдаются при взаимодействии β - частиц с веществом?

5. Как происходит прохождение электронов через фольгу?

6. Как производится оценка максимальной энергии β -излучения по толщине половинного слоя поглощения?

7. Что называется слоем половинного поглощения?

8. Почему при определении толщины слоя половинного поглощения не ограничиваются двумя измерениями, а снимают кривую поглощения?

9. Что называется пробегом бета-частиц? Какова зависимость величины пробега от максимальной энергии бета-частиц?

Библиографический список

1. Савельев, И. В. Курс физики : учебное пособие : в 3 томах / И. В. Савельев. – 7-е изд., стер. – Санкт-Петербург : Лань, 2022 – Том 3 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц – 2022. – 308 с. – ISBN 978-5-8114-4254-6. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/206495>

2. Строковский, Е. А. Физика атомного ядра и элементарных частиц: основы кинематики : учебное пособие для вузов / Е. А. Строковский. – 3-е изд., испр. и доп. – Москва : Издательство Юрайт, 2020. – 361 с. – (Высшее образование). — ISBN 978-5-534-03804-0. – Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. – URL: <https://urait.ru/bcode/453646>

4. Ядерная физика в Интернете. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>

5. Прохождение бете-частиц через вещество. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/astro/astro05.htm>

**Слой половинного поглощения бета-частиц в алюминии при различных
максимальных энергиях бета-спектра**

<i>E</i> МэВ	<i>Δ</i> мг/см ²	<i>E</i> МэВ	<i>Δ</i> мг/см ²	<i>E</i> МэВ	<i>Δ</i> мг/см ²
0,01	0,1	0,28	6,3	2,3	159
0,02	0,3	0,30	7,0	2,4	168
0,03	0,5	0,35	9,0	2,5	173
0,04	0,7	0,40	11,7	2,6	180
0,05	0,8	0,45	14,6	2,7	190
0,06	1,0	0,50	17,5	2,8	195
0,07	1,3	0,6	24	2,9	200
0,08	1,5	0,7	30	3,0	210
0,09	1,6	0,8	37	3,1	218
0,10	1,8	0,9	45	3,2	223
0,11	2,0	1,0	53	3,3	230
0,12	2,2	1,1	62	3,4	238
0,13	2,3	1,2	70	3,5	244
0,14	2,5	1,3	78	3,6	250
0,15	2,6	1,4	87	3,7	260
0,16	2,8	1,5	97	3,8	265
0,17	3,0	1,6	107	3,9	270
0,18	3,3	1,7	117	4,0	280
0,19	3,6	1,8	121	4,2	290
0,20	3,9	1,9	130	4,4	305
0,22	4,5	2,0	140	4,6	320
0,24	5,0	2,1	147	4,8	335
0,26	5,6	2,2	150	5,0	350

Лабораторная работа № 6 – 5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ДОЛГОЖИВУЩЕГО ИЗОТОПА

Цель работы – определить период полураспада долгоживущего изотопа (соль KCl).

Оборудование – станина с креплениями, счетчик Гейгера-Мюллера, соль KCl , алюминиевые чашки для соли.

Краткая теория

1. Период полураспада

В настоящее время известно в природе много процессов, происходящих самопроизвольно, спонтанно. К числу таких процессов относится радиоактивный распад ядер. При радиоактивном распаде ядром атома могут испускаться альфа-частицы, бета-частицы (электроны, имеющие непрерывное распределение по энергии), нейтроны, протоны, гамма-лучи.

Самопроизвольный распад радиоактивных ядер происходит по закону радиоактивного распада, согласно которому число ядер $dN(t)$, распадающихся за бесконечно малый промежуток времени dt , пропорционально числу ядер $N(t)$, имеющихся налицо в момент времени t :

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

Коэффициент пропорциональности λ называется постоянной распада ядра. Радиоактивная постоянная показывает долю ядер, распадающихся в единицу времени, другими словами, λ – это вероятность распада. Знак минус в уравнении (1) соответствует убыванию количества ядер в процессе распада.

Если первоначально при $t=0$ имелось N_0 ядер, то, используя закон радиоактивного распада, можно найти число оставшихся ядер по истечении времени t . Для этого необходимо проинтегрировать уравнение (1). Получаем:

$$\ln N(t) = -\lambda t + const. \quad (2)$$

Пропотенцировав это выражение и используя условие, что при $t=0$ $N(0)=N_0$ получим:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (3)$$

Таким образом, число ядер радиоактивного распада уменьшается со временем по экспоненциальному закону. На рис. 1 представлена кривая изменения числа ядер во времени, происходящего по закону радиоактивного распада. Этот закон может быть применен только к большому числу радиоактивных ядер. При небольшом числе распадающихся ядер наблюдаются статистические колебания около среднего значения.

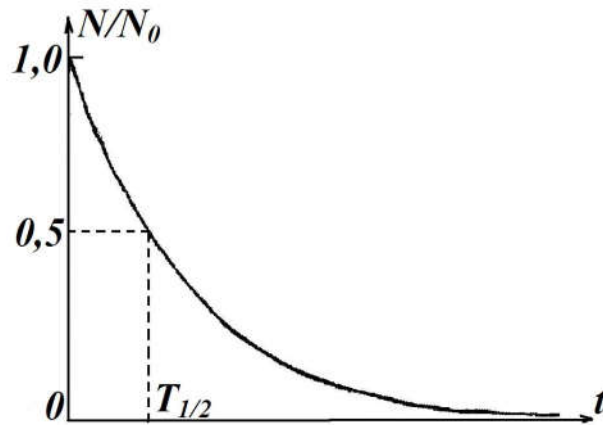


Рис. 1. Кривая изменения числа ядер во времени.

Радиоактивный распад – явление случайное, и "время жизни" каждого отдельного ядра не может быть определено заранее. Пользуясь постоянной распада λ , представляющей вероятность того, что ядро испытывает превращение в течение единицы времени, можно вычислить среднюю продолжительность жизни t большого числа ядер.

Если dN – число ядер, распавшихся за промежуток времени между t и $t + dt$, то ядра просуществовали время, равное t , а общая продолжительность их жизни составит

$$t dN = t \lambda N dt.$$

Сумма продолжительности жизни всех N_0 атомов, существовавших в момент времени $t=0$, будет равна

$$\sum t = \int_0^{\infty} t \lambda N dt.$$

Подставляя вместо N его значение из формулы (3), получим

$$\sum t = N_0 \int_0^{\infty} \lambda e^{-\lambda t} dt = \frac{N_0}{\lambda}.$$

Отсюда средняя продолжительность жизни ядра

$$\tau = \frac{\sum t}{N_0} = \frac{1}{\lambda}. \quad (4)$$

Практически для характеристики устойчивости данного радиоактивного изотопа обычно пользуются периодом полураспада. Период полураспада определяется промежутком времени, в течение которого распадается половина наличного количества ядер. Связь между периодом полураспада и радиоактивной постоянной λ легко выводится из формулы (3)

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda T_{1/2}} = \frac{1}{2}, \quad \Rightarrow \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (5)$$

С учетом формулы (4) уравнение (1) может быть переписано в форме, удобной для экспериментального определения периода полураспада $T_{1/2}$ долгоживущих радиоактивных ядер ($\sim 10^3$ - 10^9).

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{0,693}{T_{1/2}} N. \quad (6)$$

Ряд естественных радиоактивных изотопов, в том числе и K^{40} , имеют такие большие периоды полураспада, что для этих элементов количество ядер можно считать неизменным в течение столетий. Вследствие этого число ядер, распадающихся в единицу времени в единице веса, будет постоянно. Следовательно, используя формулу (6), можно определить период полураспада долгоживущего изотопа

$$T_{1/2} = \frac{0,693 N}{\frac{dN}{dt}} \quad (7)$$

2. Методика измерений

Радиоактивные атомы K^{40} содержатся в естественной смеси изотопа калия в количестве 0,011 % от общего числа атомов калия. Радиоактивный распад ядра атома K^{40} в 89 % случаев совершается путем испускания β^- - частиц с максимальной энергией $E_0 = 1,4$ МэВ с образованием ядра Ca_{20}^{40} (см. рис. 2) и в 11 %

случаев электронным захватом (e^- - захват) распадается на возбужденное $(Ar_{18}^{40})^*$ состояние, которое испускает гамма-квант с энергией $E = 1,55$ МэВ и переходит в основное состояние Ar_{18}^{40} .

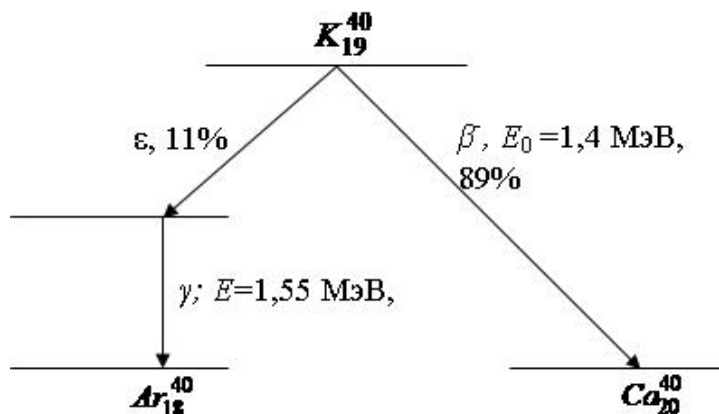


Рис. 2. Схема распада ядра атома K^{40} .

Таким образом, регистрируя β^- - частицы распада K^{40} с помощью торцевого счетчика Гейгера-Мюллера; можно определить число ядер K^{40} , распадающихся в единицу времени. Однако для определения числа частиц, испускаемых – источником, необходимо учитывать следующие поправки:

1. *Геометрический фактор*. Если поместить точечный источник, испускающий частицы на определенном расстоянии от окошка счетчика (см. рис.3), то достигнут окошка счетчика только те частицы, которые попадают в телесный угол W . Излучение же от радиоактивного препарата распространяется в телесном угле 4π . Геометрическим коэффициентом G называется отношение числа частиц, попавших в телесный угол W , к общему числу частиц, испускаемых источником (телесный угол 4π):

$$G = \frac{\Omega}{4\pi}. \tag{8}$$

Телесный угол может быть заменен линейным углом a и выражен через расстояние a и радиус окошка счетчика r

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi(1 - \cos\alpha)}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right).$$

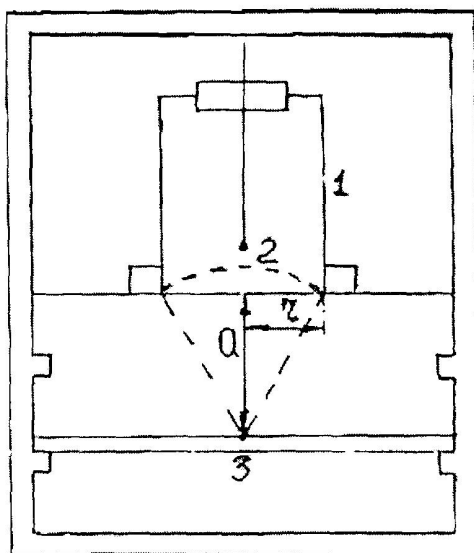


Рис. 3. Счетчик Гейгера-Мюллера:

1 – счетчик; 2 – «окно» счетчика; 3 – источник излучения.

Если имеется не точечный источник излучения, а радиоактивный препарат определенных размеров, то вычисление геометрического коэффициента значительно усложняется. Для плоского препарата можно вычислить G данного счетного устройства по формуле Блахмана:

$$G = 0,5 \left[1 - \frac{1}{(1+\beta)^{1/2}} - \frac{3}{8} \frac{\beta\gamma}{(1+\beta)^{5/2}} - \gamma^2 \cdot \left(-\frac{5}{16} \frac{\beta}{(1+\beta)^{7/2}} + \frac{35}{64} \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{9/2}} \right) - \right. \\ \left. - \gamma^3 \left(\frac{35}{128} \frac{\beta}{(1+\beta)^{9/2}} - \frac{315}{256} \frac{\beta^2}{(1+\beta)^{11/2}} + \frac{1155}{1024} \frac{\beta^3}{(1+\beta)^{13/2}} \right) \right], \quad (9)$$

где $\beta = \frac{b^2}{a^2}$, $\gamma = \frac{c^2}{a^2}$, a – расстояние препарата от счетчика, b – диаметр окна счетчика, c – диаметр препарата.

Для нашей установки $a=10$ мм, $b=26$ мм, $c=26$ мм.

2. *Эффективность счетчика к β частицам.* Для энергии $E_0 = 1,1$ МэВ она близка к единице, то есть все β частицы попавшие в счетчик, регистрируются. Таким образом, $\varepsilon_b = 1$.

3. *Поправка на поглощение β излучения окошком счетчика, слоем воздуха между β препаратом и окошком счетчика и лавсановой пленкой, покрывающей источник.* Поглощение β излучения веществом происходит по закону

$$I = I_0 e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}}x}, \quad (10)$$

где x – толщина поглотителя, $x_{1/2}$ – слой половинного ослабления.

Для β -частиц с энергией $E_0=1,4$ МэВ значение $x_{1/2}= 87$ мг/см². Поверхностная плотность окошка счетчика и слоя воздуха в нашей установке составляет 3 мг/см². Поверхностная плотность лавсановой пленки $\gg 12$ мг/см². Тогда поправка на поглощение

$$f_A = e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}}x} = e^{-\frac{0,693}{87}15} = 0,89.$$

4. Поправка на самопоглощение β излучения. Может быть определена по формуле

$$f_S = \frac{\left(1 - e^{-\frac{0,693}{x_{1/2}}x}\right)}{0,693x} x_{1/2}. \quad (11)$$

Поверхностная плотность источника равна в нашем случае $\gg 19$ мг/см². Тогда находим, что $f_S=0,92$.

5. Поправка на обратное рассеяние зависит от толщины подложки, на которой находится радиоактивное вещество. В нашем случае источник помещен на алюминиевую подложку толщиной $\gg 140$ мг/см², поэтому следует поправку на обратное рассеяние принять равной $f_R=1,25$.

6. Поправка на схему распада. Как видно из рисунка 2, распад K^{40} только в 89 % случаев происходит с испусканием β частиц, поэтому поправка на схему распада будет $f_C=0,89$.

Таким образом, измерив на установке скорость счета β частиц I (имп/мин) и вводя поправки, можно определить число β частиц, испущенных источником K^{40} за 1 мин, а тем самым и количество распадающихся ядер (за 1 мин)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{G \varepsilon_b f_A f_S f_R f_C}. \quad (12)$$

Для определения периода полураспада K^{40} по формуле (7) необходимо знать также число ядер K^{40} , содержащихся в источнике. Источником в данной работе служит химически чистая соль KCl , нанесенная на алюминиевую подложку и покрытая тонкой лавсановой пленкой. Содержание KCl в молях в источнике излучения равно $3,75 \cdot 10^{-3}$. Зная число молекул в одном моле любого вещества ($N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ 1/моль) и содержанием атомов K^{40} в естественной смеси изотопов калия (0,011 %), легко определить N – число ядер K^{40} в источнике. ($N = 3,75 \cdot 10^{-3} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,011 \cdot 0,01$).

Далее при помощи формулы (7) можно определить период полураспада K^{40} .

Регистрация β частиц в установке осуществляется торцевым счетчиком СБТ-13.

Техническое описание См. в лабораторной работе № 6-2 (стр. 54-56).

Порядок выполнения работы

1. Установить счетчик СБТ-13 на высоте ~ 7 мм от поверхности основания (с таким расчетом, чтоб в дальнейшем, при установке препарата с солью KCl на основание под счетчиком, расстояние между ними равнялось ~ 3 мм).

2. В присутствии преподавателя или лаборанта включить установку. Дать ей прогреться в течение 20 мин.

3. Поставить пустую алюминиевую чашку дном вверх на основание под счетчиком СБТ-13. Измерить собственный фон установки в течение 20 мин. Вычислить скорости счета фона I_ϕ .

$$I_\phi = \frac{N_\phi}{\Delta t_\phi} \left(\frac{\text{имп}}{\text{мин}} \right).$$

4. Поставить препарат с солью KCl на основание под счетчиком СБТ-13. В течение времени $D_{tc} = 20$ мин измерить суммарное количество импульсов

препарата вместе с фоном N_C . Вычислить скорость счета препарата $I = I_C - I_\phi$.

5. По формуле (11) вычислить число распадов K^{40} за 1 мин с учетом поправок.

6. Определить число ядер K^{40} в препарате.

7. По формуле (6) вычислить период полураспада K^{40} в годах.

Контрольные вопросы

1. Что такое период полураспада? Поясните физический смысл.

2. Какую величину называют постоянной распада? Поясните физический смысл.

3. Какова основная схема распада долгоживущего изотопа KCl ? Поясните разделение и процентное соотношение в зависимости от вида распада.

4. Какие поправки используются для определения числа частиц, испускаемых источником? Опишите каждую из этих поправок.

Библиографический список

1. Савельев, И. В. Курс физики : учебное пособие : в 3 томах / И. В. Савельев. – 7-е изд., стер. – Санкт-Петербург : Лань, 2022 – Том 3 : Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц – 2022. – 308 с. – ISBN 978-5-8114-4254-6. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/206495>

2. Строковский, Е. А. Физика атомного ядра и элементарных частиц: основы кинематики : учебное пособие для вузов / Е. А. Строковский. – 3-е изд., испр. и доп. – Москва : Издательство Юрайт, 2020. – 361 с. – (Высшее образование). — ISBN 978-5-534-03804-0. – Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. – URL: <https://urait.ru/bcode/453646>

3. Ядерная физика в Интернете. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/>

Лабораторная работа № 6 – 6

РАДИОМЕТРИЯ ИОНИЗИРОВАННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ. ИЗУЧЕНИЕ ПРИНЦИПА ДЕЙСТВИЯ И ОСНОВНЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДОЗИМЕТРА

Цель работы – освоить типовые измерения числовых параметров ИИ-радиометрией с помощью, применяемых для этого приборами. Оценить вклад различных видов излучения в общий радиационный фон. Изучить основные понятия о дозиметрии, о способах защиты от излучений и о предельно допустимых дозах.

Оборудование – дозиметр Quantum.

Краткая теория

Источники радиоактивных излучений по природе своего происхождения, можно разделить на две основных группы:

- *естественные* – существующие в природе;
- *искусственные* – синтезированные с помощью ядерных реакций.

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

Естественные источники радиации - это объекты окружающей среды и среды обитания человека, которые содержат природные радиоактивные изотопы или излучают радиацию. Земная кора, вода, воздух всегда содержат радиоактивные элементы. Все живые существа, населяющие нашу планету в том числе и человек, развиваются в условиях постоянного воздействия различных естественных источников ионизирующих излучений. Естественный радиационный фон есть неотъемлемый фактор окружающей среды, такой же, как температура, кислород, азот, атмосферное давление.

Очевидно, естественный радиационный фон играет существенную роль в жизнедеятельности человека, как и все вещества окружающей среды, с которыми организм находится в состоянии непрерывного обмена. Есть основания полагать, что в отсутствие естественного радиационного фона по-другому протекали бы процессы в живом организме, да и эволюционное развитие жизни на Земле могло бы пойти по иному пути.

Радиоактивность и радиационный фон Земли – естественное состояние природы. Основную часть облучения население земного шара получает от естественных источников радиации, которые составляют 87 %.

Естественная радиация, которой человек подвергается на земной поверхности, включает в себя:

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

1. Космическое излучение и солнечная радиация

Космическое излучение и солнечная радиация — это источники колоссальной мощности, которые в мгновение ока могут уничтожить и Землю, и всё живое на ней. Источником космического излучения в основном являются взрывы "сверхновых", а также различные пульсары, черные дыры и другие объекты вселенной, в недрах которых идут термоядерные реакции.

Космическое излучение состоит:

- на 87 % из протонов (протонное излучение);
- на 12 % из ядер атомов гелия (альфа излучение);
- оставшийся 1 % - это различные ядра атомов более тяжелых элементов, которые образовались при взрыве звезд, в ее недрах, за мгновение до

взрыва.

Все это продукты термоядерного синтеза или последствия взрыва звезд.

Свой вклад в космическое излучение вносит ближайшая к нам звезда - Солнце. Энергия излучения от Солнца на несколько порядков ниже, чем энергия космического излучения, приходящего к нам из глубин космоса. Но плотность солнечной радиации выше плотности космического излучения, приходящего к нам из глубин космоса.

Состав излучения от солнца (солнечная радиация) отличается от основного космического излучения и состоит:

- на 99% из протонов (протонное излучение)
- на 1 % из ядер атомов гелия (альфа излучение)

От этого вида радиации у нас есть надёжный защитник — атмосфера. Интенсивность влияния космического излучения зависит от высоты над уровнем моря и широты. Чем выше Вы над Землей, тем интенсивнее космическое излучение, с каждой 1000 метров сила воздействия удваивается, а на экваторе уровень излучения гораздо сильнее, чем на полюсах. Магнитное поле Земли создаёт мощную защиту для человека от космической радиации, хотя и не абсолютную. Часть высокоэнергетических частиц прорывается через магнитное поле и достигает верхних слоев атмосферы. Немногие из них проникают через всю атмосферу и достигают поверхности Земли. Большинство же, сталкиваясь с атомами азота, кислорода, углерода атмосферы, взаимодействуют с ядрами этих атомов, разбивая их, рождая множество новых частиц протонов, нейтронов, мезонов, образующих вторичное космическое излучение.

Основную дозу облучения от источников естественной радиации человек получает за счет земных источников (более 80 % годовой эффективной эквивалентной дозы). Причем большая ее часть приходится на внутреннее облучение. Внешнее облучение происходит в основном за счет космического излучения. У живущих на высоте свыше 2 тыс. метров над уровнем моря эта доза в несколько раз выше, чем у жителей низменных участков. Еще большему облучению подвергаются экипажи и пассажиры самолетов: мощность эффективной дозы

на высоте 8 тыс. метров составляет 2 мкЗв/час, что в 62 раза больше, чем на уровне мор.

2. Излучение от радиоактивных материалов и горных пород Земли и газа радона

Земная радиация была открыта более 100 лет назад. Главными источниками земной радиации являются радиоактивные элементы, содержащиеся в горных породах, которые образовались в результате геофизических процессов. На нашей планете можно выделить 23 радиоактивных изотопа, которые обладают большим периодом полураспада и которые наиболее часто встречаются в земной коре. Большая часть радиоактивных изотопов содержится в породе в очень малых количествах и концентрациях, и доля создаваемого ими облучения пренебрежимо мала. Но есть несколько природных радиоактивных элементов, которые оказывают влияние на человека.

В основном, ответственность за естественную земную радиацию несут три семейства радиоактивных элемента – уран, торий и актиний. Указанные радиоактивные элементы нестабильны и, в результате физических превращений, переход в стабильное состояние, сопровождается выделением энергии или ионизирующим излучением.

Уровни земной радиации неодинаковы и зависят от концентрации радионуклидов в том или ином участке земной коры и неодинаковы для разных районов земного шара.

В малых концентрациях естественные источники радиоактивности содержатся в любой почве. Однако, в зависимости от структуры почвы, их больше в гранитных породах, глиноземах и меньше в песчаных и известковых почвах. Рассмотрим эти элементы и степень их влияния на человека.

Радиоактивные изотопы, облучения от которых нельзя избежать:

- Калий ^{40}K (β - и γ - излучения). К-40 – слабордиоактивный элемент, экологически мало опасен, он усваивается организмом вместе с нерадиоактивными изотопами калия, необходимыми для жизнедеятельности. Усваивается вместе с продуктами питания и питьевой водой. Содержится в нашем ор-

ганизме.

- Углерод ^{14}C , усваивается вместе с продуктами питания. Содержится в нашем организме.

Радиоактивные изотопы, облучения от которых можно избежать организационными мероприятиями:

- Газ радон ^{222}Rn (α излучение) и Торон ^{220}Tn (α излучение) и их продукты радиоактивного распада. В природе радон встречается в двух основных формах: радон-222, член радиоактивного ряда, образуемого продуктами распада урана-238, и радон-220, члена радиоактивного ряда тория-232.

Основную часть дозы облучения от радона человек получает, находясь в закрытом, непроветриваемом помещении, где повышена его концентрация. Радон может проникать сквозь трещины в фундаменте, через пол из поверхности Земли и накапливается в основном на нижних этажах жилых помещений, создавая там повышенную радиацию. Одним из источников радоновой радиации могут быть конструкционные материалы, используемые в строительном производстве. К ним в первую очередь относятся материалы с повышенной радиоактивностью — гранит, пемза, глинозём, фос-фогипс. Вода, используемая для бытовых и пищевых целей, обычно содержит мало радона, однако глубоко залегающие водяные пласты могут иметь повышенную его концентрацию.

Помимо естественных радиоактивных элементов, содержащихся в земной коре, увеличение радиационности почв могут дать фосфорные удобрения. Добыча фосфатов для производства удобрений ведется во многих местах земного шара, но большинство фосфатных месторождений содержит уран. В процессе добычи и переработки руды выделяется радон, да и сами удобрения радиоактивны. Радиоактивное загрязнение пищевых культур изотопами, проникающими из почвы, бывает обычно незначительным, но возрастает при внесении удобрений в землю в жидком виде. Систематическое применение удобрений приводит к увеличению концентрации естественных радионуклидов в водоемах (воде, донных отложениях, водных организмах) на всей территории водосбора.

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

Степень воздействия облучения на биологические объекты определяется величиной поглощенной объектом энергии. Вместе с тем биологическое воздействие зависит также от пространственного распределения энергии, передаваемой среде ионизирующей частицей (линейной плотности ионизации). В свою очередь линейная плотность ионизации зависит от типа излучения и энергии, приходящейся на одну ядерную частицу, так что равное количество поглощенной энергии разных видов излучения может вызвать различный биологический эффект. Это обстоятельство делает невозможным использование поглощенной дозы как реакции биологического объекта на излучение.

В основу определения дозы взято физическое понимание этого процесса как поглощения объектом определенного количества энергии, а затем введена поправка с помощью некоторого коэффициента качества, определяющего зависимость биологического эффекта данного вида излучения от линейной плотности энергии этого излучения. Поскольку любое рассмотрение первичного физического действия излучения должно основываться на представлении о поглощении энергии в среде, то основной мерой дозы является энергия, поглощенная единицей массы облученного вещества.

3. Ионизация и поглощение энергии

Энергия заряженной частицы рассеивается в среде главным образом в результате потерь на соударения, которые приводят к ионизации атомов и возбуждению молекул. Только при очень высоких энергиях частиц становятся заметными потери на излучение. В жидких средах (тело человека в первом приближении можно считать жидкой средой) энергия, которая теряется вторичными электронами в процессах соударения, делится приблизительно поровну между ионизацией и возбуждением. Однако эти две формы рассеяния энергии могут быть неравноценными с точки зрения химического и биологического воздействия.

Методы дозиметрии основаны на измерении ионизации газа (обычно воздуха) под воздействием ионизирующего излучения, поскольку ионизация является важнейшей величиной в медицинской радиологии.

4. Основные свойства различных видов излучений

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

Энергия α -частиц, испускаемых различными изотопами, лежит в пределах от 4 до 11 МэВ. Пробег α -частиц в воздухе составляет 3-11 см, в алюминии 0,08-0,4 мм. Сложенный пополам лист бумаги полностью поглощает α -частицы с энергией 5 МэВ (он эквивалентен 5 см воздуха). Внешний покров тела человека также полностью поглощает α -частицы, и внешнее облучение данными частицами не представляет опасности для внутренних органов человека. Плотность ионизации, создаваемая α -частицей, велика, поэтому, α -частицы активных веществ весьма опасны при попадании их внутрь организма и вызывают долго незаживающие ожоги на поверхности тела при непосредственном контакте с мощными α -источниками.

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

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

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

тический путь β -частиц (14 м) значительно превышает зону действия излучения (1-3 м). Полное поглощение β - частиц с энергией 1 МэВ происходит в слое алюминия $\sim 1,5$ мм.

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

При прохождении γ -квантов через среду ионизация производится электронами, выбиваемыми из атомов в результате взаимодействия с γ -квантами. Защитные свойства характеризуются толщиной слоя половинного ослабления.

5. Основные дозиметрические величины и единицы

Поглощенная доза. Согласно определению Международной комиссии по радиологическим измерениям поглощенная доза какого-либо ионизирующего излучения есть энергия, которая передается ионизирующими частицами единицей массы облучаемого вещества.

При равномерном поглощении веществом излучения, поглощенная доза

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

где W – энергия ионизирующего излучения, поглощенная веществом [Дж]; m – масса облученного вещества [кг]; D_n – поглощенная доза [Гр].

Единицы измерения поглощенной дозы в СИ получила название *грэй* (1 Гр = 1 Дж/кг) – это большая доза, поэтому в практике пользуются внесистемной единицей поглощенной дозы – *радом*:

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

Доза облучения. Для оценки биологического действия облучения решающую роль играет количество энергии поглощенной организмом. Однако существующие дозиметрические приборы позволяют измерить не поглощенную дозу

зу, а лишь дозу излучения по ионизирующему эффекту, производимому данными излучениями в воздушной среде. Дозиметрами измеряется не поглощенная энергия, а электрический заряд, образуемый излучением вследствие ионизации воздуха. Этот заряд характеризует *экспозиционную дозу излучения*

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

где Q – электрический заряд, возникший в результате ионизации атомов воздуха [Кл]; m – масса облученного воздуха [кг]; $D_{\text{Э}}$ – экспозиционная доза [Кл/кг].

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

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

Соотношение между рентгеном радом и Кл/кг:

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

Коэффициент качества. Воздействие излучения на организм человека определяется не только количеством поглощенной энергии или числом пар, образованных ионов, но и плотностью ионизации, т. е. количеством пар ионов, образованных на единице пути ионизирующей частицы в тканях. Наибольшую плотность ионизации создают α -частицы, поэтому поражающее действие их в несколько раз больше, чем β -частиц или γ -излучения, даже при равном количестве поглощенной энергии.

Для сравнительной оценки биологического действия различных видов излучения используются коэффициенты качества (КК) и величины линейной потери энергии (ЛПЭ), показывающие во сколько раз биологическое действие

данного вида излучения сильнее биологического действия γ - излучения при равных величинах поглощенной энергии (табл. 1).

Доза, получаемая объектом с учетом КК, называется *эквивалентной* ($D_{э\text{кв}}$). Эта величина, введенная для оценки радиационной опасности хронического облучения человека в поле ионизирующих излучений произвольного состава, определяется суммой произведений поглощенных доз D_i отдельных видов излучений и их соответствующих коэффициентов качества K_i , т. е.

$$D_{э\text{кв}} = \sum D_i K_i . \quad (3)$$

Единицей $D_{э\text{кв}}$ является *биологический эквивалент рентгена (бэр)*.

Бэр – это количество энергии, поглощенное живой тканью при облучении любым видом ионизирующей радиации и вызывающее такой же биологический эффект как и поглощенная доза в 1 рад рентгеновского или γ - излучения с энергией 200 кэВ.

Умножив эквивалентные дозы на соответствующие коэффициенты и просуммировав по всем органам и тканям, получим *эффективную эквивалентную дозу*, отражающую суммарный эффект облучения для организма; она измеряется в *зивертах [Зв]*: 1 бэр = 0,01 Зв.

Таблица 1

Коэффициенты качества для различных видов излучений

КК	Вид излучения
К = 1	Рентгеновское, γ - и β - излучение, электроны и позитроны
К = 2,5	Нейтроны с энергией 5 кэВ
К = 3	Тепловые нейтроны
К = 5	Нейтроны с энергией 20 кэВ
К = 6,5	Нейтроны с энергией 10 МэВ
К = 7	Нейтроны с энергией 5 МэВ
К = 8	Нейтроны с энергией 100 кэВ
К = 10	Протоны с энергией 10 МэВ, α - излучение с энергией < 10МэВ
К = 10,5	Нейтроны с энергией 1 МэВ
К = 20	Тяжелые ядра отдачи

Активностью радиоактивного препарата называется число актов распада ядер данного препарата в единицу времени. Активность измеряется в единицах, именуемых кюри [Ки]. Кюри – активность радиоактивного препарата, в котором происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ расп/с, где 1 распад в секунду для любого радионуклида соответствует 1 Бк (беккерель).

Активность источника не может прямо характеризовать ионизирующее действие излучения, испускаемого источником. При одной и той же активности источника ионизирующее действие излучения зависит от таких факторов как вид и энергия излучения, физическая природа облучаемой среды и др. Поэтому кроме измерения активности источника требуется измерять и ионизирующее действие излучения.

Для оценки ионизирующего действия γ -излучения используется понятие *ионизационной постоянной*. Ионизационная постоянная радиоактивного изотопа определяется как мощность дозы, создаваемая нефльтрованным γ -излучением точечного источника активностью в 1 мКи на расстоянии 1 см.

Ионизационная постоянная для одной монохроматической линии определяется из выражения

$$K_{\gamma} = \frac{3600 \cdot 3,7 \cdot 10^7 (\tau + \sigma) h \nu \left(\frac{P \cdot \text{см}^2}{\text{мКи} \cdot \text{ч}} \right)}{6,8 \cdot 10^4}, \quad (4)$$

где $h \nu$ - энергия кванта, МэВ; τ - коэффициент фотоэлектрического поглощения в воздухе, см^{-1} ; σ - коэффициент поглощения при комптоновском рассеянии в воздухе (с учетом вторичного взаимодействия), см^{-1} .

При дозиметрии β -излучения следует различать:

- 1) дозиметрию β -источников, введенных в организм;
- 2) дозиметрию внешних потоков β -излучения.

При дозиметрии β -источника, введенного в организм, необходимо знать:

- 1) период полураспада;
- 2) схему распада радиоактивного изотопа и среднюю энергию β -частиц;
- 3) концентрацию радиоактивного изотопа в облучаемом органе и геометрическую функцию его распределения;

4) вид функции выведения изотопа из органа.

Чтобы вычислить мощность дозы, предположим, что радиоактивный изотоп распределен в веществе (ткани) равномерно и пробег электронов мал по сравнению с размерами области (органа), где распределен изотоп. Тогда энергия, поглощенная 1 г вещества, равна энергии β -частиц, испущенных 1 г вещества. Мощность дозы для концентрации 1 мКи/г равна $P = 3,7 \cdot 10^7 \cdot 1,6 \cdot 10^{-8} E(\text{рад/ч})$, где E – средняя энергия β - частиц, МэВ.

Так как накопление радиоактивного вещества обычно происходит быстрее выделения, а выделение идет наряду с радиоактивным распадом, необходимо учитывать эффективный период полувыведения:

$$T_{\text{эф}} = \frac{T_{1/2} T_{\text{б}}}{T_{1/2} + T_{\text{б}}},$$

где $T_{1/2}$ – период полураспада; $T_{\text{б}}$ – период полувыведения радиоактивного вещества.

Доза внешних потоков β -излучения измеряется тонкостенными камерами из материала с малым порядковым номером Z .

Ионизационные постоянные для β -излучения вычисляются также, как и ионизационные постоянные для γ -излучения (доза от 1 мКи на расстоянии 1 см в 1 ч).

Путь протонов и α -частиц и более тяжелых ионов в веществе приблизительно прямолинеен вплоть до полной остановки. Число частиц одинаковой энергии, падающих параллельным пучком на вещество, остается постоянным на всем пути и резко уменьшается лишь в конце пути.

С уменьшением энергии энергетические потери и ионизирующая способность α -частиц и протонов, как и электронов, увеличивается. В конце пробега удельная ионизация достигает максимума и быстро падает до нуля. Максимум ионизации α -частиц соответствует энергии 0,6 МэВ, протонов – 0,15 МэВ. Средняя энергия, необходимая для образования пары ионов в воздухе, составляет 32,5 эВ. Мощность поглощенной дозы для 1 мКи радиоактивного α -источника равна $P = 2,11 \cdot 10^{-3} E(\text{рад/ч})$, где E – энергия α -частицы, МэВ.

Нейтроны, как правило, не испускаются при распаде радиоактивных изотопов, но очень часто возникают при ядерных реакциях. На практике нейтронное излучение сопровождает работу ускоряющих и энергетических ядерных установок. Не имеющие заряда нейтроны не вызывают непосредственного биологического эффекта. При соударениях с легкими ядрами (типа ядер водорода) нейтроны высоких энергий передают последним часть своей кинетической энергии, при этом атомы теряют свои орбитальные электроны и при движении в среде вызывают ее ионизацию.

Медленные нейтроны вызывают активацию ядер окружающей среды, беспрепятственно проникая сквозь кулоновский барьер. Ядро, поглотившее нейтрон, увеличивает на единицу свое массовое число, т. е. становится новым изотопом элемента и при том, как правило, неустойчивым. Его распад сопровождается испусканием заряженной частицы и иногда γ -квантами, которые опять-таки вызывают ионизацию.

По своему воздействию на человеческий организм нейтроны делятся на две энергетические группы:

- а) медленные нейтроны с энергией 0-20 МэВ;
- б) быстрые нейтроны с энергией более 20 МэВ.

Защита от нейтронного излучения осуществляется в два этапа.

1 этап. Замедление нейтронов до энергий 0,1-0,01 эВ (тепловые нейтроны). В качестве замедлителей используются водородосодержащие вещества (парафин, вода, органические пластмассы и т. д.) и графит.

2 этап. Поглощение тепловых нейтронов. В качестве поглотителей можно выбрать любое вещество с большим сечением захвата (чаще всего используется кадмий, бор и их химические соединения).

Мощность дозы точечного источника. Одна и та же доза может быть получена в различные промежутки времени. Биологический эффект излучения будет зависеть не только от величины дозы, но и от скорости ее получения. Поэтому необходимо измерять дозу в единицу времени, т. е. *мощность дозы (P)* – доза, получаемая объектом, единицу времени. Уровень радиации и степень за-

раженности местности или предметов определяется мощностью дозы, т.е. скоростью нарастания дозы:

$$P = \frac{\Delta D}{\Delta t}. \quad (5)$$

Для мощности поглощенной и мощности экспозиционной дозы соответственно имеем:

$$P_{\text{погл}} = \frac{D_{\text{погл}}}{t}, \quad (6)$$

$$P_{\text{э}} = \frac{D_{\text{э}}}{t}. \quad (7)$$

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

Для того чтобы определить ионизирующее действие источника γ -излучения необходимо знать не только активность данного источника, но и расстояние между облучаемым объектом и источником, энергию испускаемых источником квантов, геометрические размеры и форму источника.

Мощность дозы точечного γ -источника

$$P = \frac{K_{\gamma} A}{R^2}, \quad (8)$$

где K_{γ} — ионизационная постоянная, Р·см²/(мКи·ч); R — расстояние от точечного источника до ионизируемого объекта, см; A — активность γ -источника, мКи.

Предельно допустимая доза облучения (ПДД) для персонала, непосредственно работающего с источниками ионизирующих излучений, установлена равной 5 бэр в течение одного года. Это соответствует недельной дозе 0,1 бэр и дневной дозе (при шестичасовом рабочем дне) 0,017 бэр. Кисти рук могут получать дозу в 5 раз больше при условии, что тело получает дозу не более предельно допустимой. Общая доза облучения всего организма для персонала не должна превышать дозу, определенную по формуле,

$$D = 5(N - 18) \quad (9)$$

где D – доза, бэр; N – возраст, годы. Во всех случаях доза накопленная за 30 лет, не должна превышать 60 бэр.

При облучении гамма-лучами биологической ткани дозе облучения 1 рентген соответствует поглощенная доза 0,97 рад, поэтому предельно допустимая недельная доза облучения равна примерно 0,1 рентген. Предельно допустимой недельной дозе облучения 0,1 рентген соответствует допустимая мощность дозы облучения при работе 36 часов в неделю:

$$P_{\text{дон}} = \frac{0,1p}{36} \cong 0,77 \frac{\text{мкР}}{\text{ч}}. \quad (10)$$

Контроль уровня облучения при работе с источниками ионизирующей радиации может осуществляться приборами, измеряющими мощность дозы облучения в заданном месте, и приборами индивидуального дозиметрического контроля, с помощью которых определяется суммарная доза, полученная человеком за рабочий день. В качестве детекторов излучений в приборах первого типа применяются ионизационные камеры, сцинтилляционные, Гейгеровские и пропорциональные счетчики. Индивидуальный дозиметрический контроль осуществляется обычно с помощью конденсаторных ионизационных камер, а также фотографических и люминесцентных дозиметров.

Уменьшение дозы облучения от гамма-излучающего препарата может быть достигнуто уменьшением времени пребывания в зоне действия излучения, увеличением расстояния от источника излучения и применением защитных экранов, ослабляющих поток ионизирующего излучения. Способ «защиты временем» применяется в тех случаях, когда мощность дозы излучения на рабочем месте превышает предельно допустимую и по производственным условиям не может быть уменьшена. Допустимое время работы $t_{\text{дон}}$ за рабочую неделю в месте, где измеренная мощность дозы облучения P р/ч, может быть определено из выражения

$$t_{\text{дон}} = \frac{0,1p}{P \frac{p}{\text{ч}}}. \quad (11)$$

Если по условиям работы с источником излучения заданным является время работы t часов в неделю, то безопасное расстояние $R_б$ от открытого источника может быть определено по измеренной мощности дозы излучения P_r на произвольном расстоянии r от препарата. Так как мощность дозы гамма-излучения обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника, можно определить безопасное расстояние от источника без защиты $R_б$:

$$R_б = r \sqrt{\frac{P_r}{P_{дон}}}, \quad (12)$$

где $P_{дон}$ – допустимая мощность дозы излучения, $R_б$ – расстояние от источника, на котором мощность дозы облучения снижается до допустимого значения, P_r – мощность дозы на расстоянии r от препарата.

При заданном времени работы за неделю t часов и заданном положении относительно источника возможна защита экранированием. Лучшим материалом для защиты от гамма-лучей в лабораторных условиях является свинец, обладающий большим линейным коэффициентом поглощения.

Рассмотрим основные механизмы воздействия радиации на организм человека.

Заряженные частицы. Проникающие в ткани организма α - и β -частицы теряют энергию вследствие электрических взаимодействий с электронами тех атомов, близ которых они проходят, γ -излучение и рентгеновские лучи передают свою энергию веществу несколькими способами, которые в конечном счете также приводят к электрическим взаимодействиям.

Электрические взаимодействия. За время порядка десяти триллионных секунды после того, как проникающее излучение достигнет соответствующего атома в ткани организма, от этого атома отрывается электрон. Последний заряжен отрицательно, поэтому оставшая часть исходного нейтрального атома становится положительно заряженной. Этот процесс называется ионизацией. Оторвавшийся электрон может далее ионизировать другие атомы.

Физико-химические изменения. И свободный электрон, и ионизированный атом обычно не могут долго пребывать в таком состоянии и в течение следую-

ших десятиллиардных долей секунды участвуют в сложной цепи реакций, в результате которых образуются новые молекулы, включая и такие чрезвычайно реакционноспособные, как "свободные радикалы".

Химические изменения. В течение следующих миллионных долей секунды образовавшиеся свободные радикалы реагируют как друг с другом, так и с другими молекулами, и через цепочку реакций, еще не изученных до конца, могут вызвать химическую модификацию важных в биологическом отношении молекул, необходимых для нормального функционирования клетки.

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

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

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

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

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

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

Внутреннее облучение намного опаснее внешнего по нескольким причинам. Во-первых, резко увеличивается время облучения тканей организма, в отличие от внешнего облучения, где доза определяется временем пребывания в зоне радиационного воздействия, при внутреннем облучении время облучения

совпадает со временем пребывания радиоактивного вещества в организме. Во-вторых, доза внутреннего облучения резко возрастает из-за практически бесконечно малого расстояния до ионизируемой ткани (контактное облучение) и увеличения телесного угла почти до 4π , т.е. ионизирующие частицы распространяются от источника радиации по всем направлениям. В-третьих, введение в организм радиоактивных веществ приводит к тому, что теперь α -частицы не поглощаются внешним, более прочным слоем кожи, и становятся наиболее опасными, поскольку линейная плотность ионизации у них исключительно высока. В-четвертых, за редким исключением радионуклиды распределяются по организму избирательно, концентрируясь в отдельных органах и усиливая их локальное облучение. И, наконец, в случае внутреннего облучения невозможно использовать методы защиты, пригодные при внешнем облучении.

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

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

рак или повреждение генетического аппарата. По крайней мере, теоретически для этого достаточно самой малой дозы. Однако, в то же самое время никакая доза облучения не приводит к этим последствиям во всех случаях.

6. Прибор для оценки уровня радиоактивного фона. Назначение и общие технические данные

Дозиметр Quantum (рис. 1) предназначен для измерения накопленной дозы радиации, оценки уровня радиоактивного фона и обнаружения предметов, продуктов питания, строительных материалов, зараженных радиоактивными элементами. Дозиметр производит оценку радиационного фона по величине мощности ионизирующего излучения (гамма-излучения и потока бета-частиц) с учетом рентгеновского излучения.

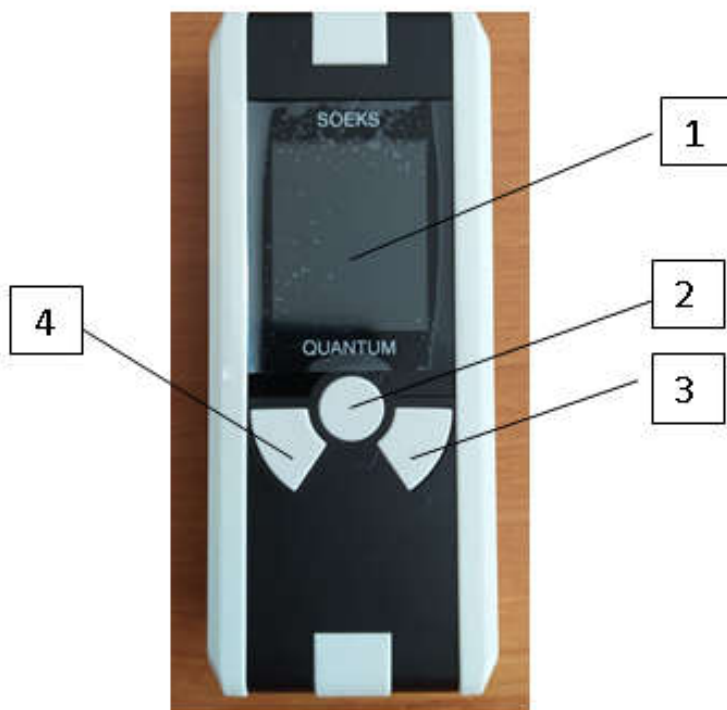


Рис. 1. Основные элементы дозиметра Quantum:

1 – дисплей; 2 – включение прибора/подтверждение выбора; 3 – перемещение курсора вниз;
4 – перемещение курсора вверх.

После включения прибора автоматически начинается оценка радиоактивной обстановки. Приблизительно через 10 секунд на экране появляется первый результат измерений, после чего начинается следующий цикл измерений. Измерения производятся непрерывно, до выключения прибора, независимо от то-

го, в каком режиме находится прибор. Максимально точные результаты измерений прибор показывает при полностью заполненном индикаторе точности.

Накопление радиационной дозы начинается сразу после включения прибора и продолжается непрерывно, до выключения прибора, независимо от того, в каком режиме находится прибор. После следующего включения накопление дозы продолжается.

Порядок выполнения работы

Задание 1.

1. С помощью дозиметра (рис. 1) измерьте мощность дозы внешнего естественного излучения при разных условиях: на улице; в помещении; поместив дозиметр в свинцовый домик. Измерения при каждом условии следует повторять 3-4 раза, т.к. результаты подвержены статистическому разбросу.

2. Рассчитайте среднее значение дозы в каждом из случаев.

3. Определите в каждом из случаев основной источник излучения.

4. Оцените в процентах по вашим измерениям вклад излучения Земли, газа Радона и космического излучения в общий радиационный фон.

Задание 2.

1. С помощью дозиметра Quantum (см. рис. 1) измерьте мощность дозы радиоактивного источника на равных расстояниях по горизонтали от источника. Расстояние R измерять путем передвижения блока детектирования через 2-3 см, отсчет производить по шкале, прикрепленной к рельсовому основанию. На каждом расстоянии делать два измерения со статистической погрешностью не более 5%. Из всех показаний вычитать фон установки, который определяется при отсутствии источника. Результаты измерений занести в таблицу.

R , см	N , мР/ч	$N - N_{\phi}$	$(N - N_{\phi})R^2$

2. Постройте графики функций $N - N_{\phi} = f_1(R)$, $(N - N_{\phi})R^2 = f_2(R)$ и укажите погрешности Δf_1 и Δf_2 . Объясните зависимость обеих функций от расстояния между источником и детектором.

3. Зная мощность дозы и предельно допустимую дозу излучения, рассчитайте допустимое время пребывания человека вблизи источника.

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

Теоретическое задание № 3

Выберите и поясните ответ на следующие вопросы.

Вопрос 1.

Радионуклиды, испускающие α -излучение, представляют наибольшую опасность при:

внутреннем и внешнем облучении (одинаково опасны);

внутреннем облучении;

таких в природе нет;

внешнем облучении;

не представляют опасности.

Вопрос 2.

Период полураспада радиоактивного изотопа – 4 часа. Какая часть атомов распадается за 12 часов:

3/4;

7/8;

1/4;

1/8.

Вопрос 3.

Наименьшей проникающей способностью обладают:

Нейтроны;

α -частицы;

рентгеновское излучение;

проникающая способность у всех одинакова;
электроны.

Вопрос 4.

Основной вклад от естественных источников дает излучение:
изотопов, содержащихся в теле человека;
материалов, из которых сделаны наши дома;
приходящее из космоса;
все вклады примерно одинаковы;
радиоактивного газа радона.

Вопрос 5.

Безопасным значением мощности эквивалентной дозы считается величина:

- 5,7 мк Зв/час;
- 0,57 мк Зв/час;
- 0,18 мк Зв/час;
- 0,57 мЗв/час.

Вопрос 6.

На первом месте по облучению населения Земли стоит:
последствия наземного испытания ядерного оружия;
облучение в медицинских целях;
облучение, связанное с применением изотопов в технике;
излучение электронных приборов;
облучение, связанное с атомной энергетикой.

Вопрос 7.

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

- меньшие значения не поддаются измерению;
- медицина не может определить ни сиюминутных ни отдаленных последствий такого облучения;
- человек не может выдержать облучение большей дозой;

при установке защиты снижение дозы обошлось бы слишком дорого; настоящая причина здесь не указана.

Вопрос 8.

Зависимость дозы от расстояния до точечного источника r представляется функцией:

$1/r^2$;

$1/r$;

$1/r^3$;

доза не зависит от r ;

линейной функцией r .

Контрольные вопросы

1. Перечислите основные типы радиоактивных излучений.
2. Опишите характер взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом.
3. Как происходит взаимодействие электронов и γ -лучей с веществом?
4. Что называется дозой излучения? Какие виды излучения существуют?
5. Охарактеризуйте единицы измерения радиоактивности.
6. Что такое доза? Какие дозиметрические величины и единицы используются в ядерной физике?
7. Какое воздействие на биологические объекты оказывает ионизирующее излучения?
8. Что называется коэффициентом качества? Каков его физический смысл?
9. Каковы годовые и предельно допустимые дозы для населения и для персонала, работающего с ионизирующими излучениями?
10. Что понимается под фоновым облучением? Какие источники фонового облучения в природе вы знаете?
11. Как производится дозиметрия различных видов излучения?

Библиографический список

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Физика элементарных частиц. – М.: Энергоиздат, 1974.
2. Нормы радиационной безопасности НРБ-99, Минздрав России, Москва, 1999.
3. Кутьков В.А. Современная система дозиметрических величин // Аппаратура и новости радиационных измерений. 2000. – №1. – С.4-17.
4. Моисеев А.А., Иванов В.И. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. – М. 1990.
5. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1977.
6. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности. – М.: Атомиздат, 1977.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	3
Правила выполнения физического практикума.....	4
Требования по технике безопасности при выполнении физического практикума	7
Лабораторная работа № 6 – 1 Изучение треков заряженных частиц	18
Лабораторная работа № 6 – 2 Исследование газоразрядного счетчика.....	35
Лабораторная работа № 6 – 3 Статистические законы в ядерной физике....	60
Лабораторная работа № 6 – 4 Определение максимальной энергии β -излучения радиоактивных веществ.....	70
Лабораторная работа № 6 –5 Определение периода полураспада долгоживущего изотопа	89
Лабораторная работа № 6 – 6 Радиометрия ионизированных излучений. Изучение принципа действия и основных функциональных возможностей дозиметра	97

Верхотурова Ирина Владимировна,

доцент кафедры Физики АмГУ, канд. физ. – мат. наук

Голубева Ирина Анатольевна,

доцент кафедры Физики АмГУ, канд. физ. – мат. наук