

МИНИСТЕРСТВО СЕЛЬСКОГО ХОЗЯЙСТВА
И ПРОДОВОЛЬСТВИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И КАДРОВ

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ
СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННАЯ АКАДЕМИЯ»

Г. А. Чернуха, Т. В. Сачивко, Ю. В. Азаренко

РАДИОМЕТРИЯ И ДОЗИМЕТРИЯ

В трех частях

Часть 1

РАДИОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
по образованию в области сельского хозяйства
в качестве курса лекций для студентов высших учебных
заведений, обучающихся по специальности
1-33 01 06 Экология сельского хозяйства специализации
1-33 01 06 01 Сельскохозяйственная радиозэкология*

Горки
БГСХА
2015

УДК 543.52+623.454.862(075.8)
ББК 24.13+31.42я73
Ч22

*Одобрено методической комиссией
агроэкологического факультета 19.01.2015 г. (протокол № 5)
и Научно-методическим советом БГСХА 28.01.2015 г. (протокол № 4)*

Авторы:

кандидат сельскохозяйственных наук, доцент *Г. А. Чернуха*;
кандидат сельскохозяйственных наук, ассистент *Т. В. Сачивко*;
ассистент *Ю. В. Азаренко*

Рецензенты:

кандидат сельскохозяйственных наук, доцент,
заместитель директора по научной работе РНИУП «Институт
радиологии» *А. Г. Подоляк*;
кандидат сельскохозяйственных наук, доцент,
заведующий кафедрой безопасности жизнедеятельности
ГУ ВПО «Белорусско-Российский университет» *А. В. Щур*

Чернуха, Г. А.

Ч22

Радиометрия и дозиметрия : курс лекций. В 3 ч. Ч. 1. Радиометрия ионизирующих излучений / Г. А. Чернуха, Т. В. Сачивко, Ю. В. Азаренко. – Горки: БГСХА, 2015. – 95 с.: ил.

ISBN 978-985-467-563-3.

Изложены основные понятия радиометрии и дозиметрии, основные методы регистрации ионизирующих излучений, устройство и принцип работы детекторов ионизирующих излучений.

Для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 1-33 01 06 Экология сельского хозяйства специализации 1-33 01 06 01 Сельскохозяйственная радиэкология.

УДК 543.52+623.454.862(075.8)
ББК 24.13+31.42я73

ISBN 978-985-467-563-3(ч.1)
ISBN 978-985-467-564-0

© УО «Белорусская государственная
сельскохозяйственная академия», 2015

ВВЕДЕНИЕ

Радиометрия (от лат. *radio* – излучаю и греч. *metreo* – измеряю) является одним из основных разделов метрологии в области ионизирующих излучений, в задачу которого входит разработка методов и средств точных измерений количественных характеристик радиоактивных источников излучений с целью обеспечения единства и правильности этих измерений. Базируется на различных физических эффектах, возникающих при воздействии излучения на вещество – люминесценция, ионизация, образование видимых следов и т. д.

Одним из основоположников радиометрии является Ганс Гейгер, который впервые в 1903 г. измерил число α -частиц, испускаемых в 1 с 1 г Ra (удельная активность), и в 1908 г. изобрел счетчик заряженных частиц, который и в настоящее время называется его именем. Имя Чарльза Вильсона связано с изобретением камеры, позволяющей наблюдать траектории заряженных частиц с помощью конденсации пара.

Предметом радиометрии является разработка и применение методов определения активности и концентрации радиоактивных веществ в различных пробах и источниках ионизирующего излучения, а также определение спектров их излучения. Кроме того, термин «радиометрия» используют для обозначения процесса измерения активности.

Методы обнаружения излучений, которыми сопровождаются естественная или искусственная радиоактивность и ядерные реакции, а также космических лучей основаны на взаимодействии излучения с облучаемым веществом. Эти излучения при прохождении через вещество отдают свою кинетическую энергию непосредственно орбитальным электронам облучаемого вещества.

При взаимодействии любых видов ионизирующих излучений с веществом образуются ионы и свободные электроны в поглощающем веществе. Энергия, затрачиваемая частицей в результате различных процессов взаимодействия, в дальнейшем может преобразовываться в иные формы энергии. На этом принципе основаны практически все методы регистрации ионизирующих излучений.

Все эти процессы заключаются в преобразовании энергии излучения в другие виды энергии и используются для регистрации частиц и квантов.

Основная проблема измерения количеств радиоактивных веществ

возникла вскоре после открытия в 1896 г. Анри Беккерелем самопроизвольного испускания солями урана проникающего излучения, сходного по своим свойствам с рентгеновским излучением, открытым годом ранее. Огромный размах исследований, предпринятых Пьером и Марией Кюри, А. Дебьерном, Э. Резерфордом, Ф. Содди и многими другими учеными, ставившими своей целью поиски новых радиоактивных элементов, изучение природы радиоактивности и законов радиоактивного распада, настоятельно требовал обеспечения возможности сравнивать и сопоставлять результаты измерений, полученные в разных лабораториях. Для решения задачи необходимо было прежде всего выбрать физическую величину, связанную с количеством радиоактивного вещества, установить единицу ее измерения, создать эталоны, воспроизводящие эту единицу, и разработать методы практических измерений, иными словами, создать новый раздел метрологии.

После открытия в 1898 г. супругами Кюри радия и получения М. Кюри в 1902 г. первых дециграммов хлористого радия этот элемент в сравнительно короткий срок получил широкое распространение в качестве основного радиоактивного источника ионизирующего излучения. Поэтому внимание ученых было обращено в первую очередь на решение проблемы измерения количеств радия. Наиболее простым и естественным казалось определение количества радия в препаратах в единицах массы. Однако измерение количества радия путем непосредственного взвешивания не могло осуществляться в повседневной практике по целому ряду причин. Основные из них заключались в следующем:

- во-первых, радиевые препараты обычно заключены в герметичные ампулы и извлечь радий невозможно без вскрытия ампул;
- во-вторых, количество радиевой соли в препаратах обычно не велико и составляет миллиграммы и микрограммы;
- в-третьих, трудно полностью очистить радиевую соль от примеси солей бария.

Необходимы были косвенные методы определения массы радия в радиевых препаратах. Таким методом явилось гамма-взвешивание, т. е. сравнение двух радиевых препаратов по интенсивности γ -излучения, которая, как это было установлено М. Кюри, пропорциональна массе радия, содержащегося в препарате.

В соответствии с этим Международный конгресс по электричеству и радиологии, собравшийся в 1910 г. в Брюсселе, постановил, что ко-

личество радия в радиевых препаратах следует измерять, сравнивая их по интенсивности γ -излучения с радиевым препаратом, содержащим известное количество радия, выраженное в миллиграммах и принятым за эталон, выражая результат измерения в миллиграмм-эквивалентах радия. Одновременно было решено поручить изготовление первичных международных радиевых эталонов М. Кюри и О. Хениггимиду.

В 1911 г. эти эталоны были изготовлены. Эталон, изготовленный М. Кюри в Институте радия в Париже, содержал 21,99 мг чистого безводного хлорида радия, заключенного в стеклянную ампулу диаметром 1,45 мм, длиной 32 мм при толщине стенок 0,27 мм. Атомный вес радия, определенный в процесс изготовления эталона, был найден равным 225,97.

О. Хениггимид в Радиевом институте в Вене изготовил препарат, содержащий 31,17 мг чистого безводного хлорида радия в запаянной стеклянной ампуле диаметром 3,2 мм, длиной 30 мм при толщине стенок 0,27 мм. Атомный вес – 225,97.

Эталоны были сравнены между собой в Париже и в 1912 г. Международный конгресс по радиологии и электричеству в Брюсселе утвердил эталон, изготовленный М. Кюри в качестве первичного международного эталона единицы массы радия, а эталон, изготовленный О. Хениггимидом, – в качестве основной копии первичного эталона. Первичный эталон решено было хранить в Институте радия в Париже, копию – в Радиевом институте в Вене.

В 1930 г. определение «кюри» было расширено и распространено на остальные продукты распада радия. Теперь под кюри подразумевалось количество любого элемента семейства радия, находящегося в радиоактивном равновесии с 1 г радия.

Значительно сложнее решалась проблема измерения количеств радиоактивных элементов, не принадлежащих к семейству радия. В силу ряда принципиальных трудностей невозможно было изготовить и использовать таким же образом соответствующие эталоны, содержащие известные количества этих элементов.

Поэтому препараты из радиоактивных элементов, испускающих γ -излучения, стали сравнивать с радиевыми эталонами, выражая результат в миллиграмм-эквивалентах радия, как и при сравнении радиевых препаратов. Но если результат сравнения радиевых препаратов с радиевыми эталонами, выраженный в миллиграмм-эквивалентах радия, довольно близко совпадал с массой радия в этих препаратах в милли-

граммах, то результат измерения препаратов радиоэлементов, не относящихся к семейству радия, ничего не говорил о количестве радиоактивного вещества в препарате, а указывал на значение величины, названной в последствии γ -эквивалентом. В дальнейшем эту методику стали применять и для измерения γ -источников из искусственных радионуклидов.

Применение такой методики измерений нельзя было признать удачным. Вследствие различия в составе спектров γ -излучения измеряемого радионуклида и радия результаты измерений сильно зависели от условий измерений: от типа размеров и материала стенок детекторов, от предварительной фильтрации излучения и геометрических условий измерения. Наконец, по самому своему определению единица миллиграмм-эквивалент радия была неприменима для измерений радионуклидов, не испускающих γ -излучения. Между тем число таких нуклидов было довольно велико, а с открытием искусственной радиоактивности возросло во много раз. Поэтому в 1950 г. комиссия по единицам, эталонам и константам в области радиоактивности узаконила видоизмененное определение единицы измерения кюри как количество любого радионуклида, в котором в 1 с происходит $3,7 \times 10^{10}$ актов распада. Предложенная в 1946 г. единица резерфорд не смогла конкурировать с единицей кюри. Определение кюри как единицы количества радионуклида было принято и Международной комиссией по радиологическим единицам и измерениям на сессии в 1956 г.

Масса радионуклида, соответствующая 1 Ки, зависит от вида нуклида, изменяясь от периода полураспада и активности. Поскольку значения периода полураспада большинства радионуклидов определены со сравнительно невысокой точностью, значения массы радионуклидов, соответствующие 1 Ки, тоже не могут быть точно определены.

Более логичным и рациональным явилось определение **кюри как единицы активности** радионуклида в радиоактивном источнике, данное советскими метрологами в 1952–1953 гг. Единица кюри была определена как активность препарата данного изотопа, в котором в 1 секунду происходит $3,7 \times 10^{10}$ актов распада. В 1962 г. эту формулировку утвердила Международная комиссия по радиологическим единицам и измерениям, определив кюри как единицу активности радионуклида, а не его количества.

С 1925 г. действует Международная комиссия по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ).

В 1960 г. создан отдел ионизирующих излучений в Международном бюро мер и весов, который обеспечивает регулярные международные сличения соответствующих радиоактивных эталонов.

Радиометрия тесно связана с дозиметрией, поскольку радиометрия характеризует сами источники излучений, а дозиметрия количественно оценивает их воздействие. Без знания активности и концентрации радиоактивных веществ в источниках излучения, окружающей среде и организме нельзя производить дозиметрические расчеты доз облучения от внешних и внутренних источников. Методы радиометрии также служат для оценки воздействия радиоактивных веществ на человека, животных и для дозиметрического контроля за их содержанием в окружающей среде, продуктах и организме.

Методы и средства радиометрии используются при исследованиях с применением радиоактивных веществ, а также в промышленности, сельском хозяйстве, при разведке полезных ископаемых, для определения возраста Земли, археологических находок и т. д. Для определения малых количеств стабильных элементов и их соединений в пробах используют радиометрический анализ, применяя метод радиоактивных индикаторов или перевода исследуемые вещества в радиоактивные.

Наиболее широко методы радиометрии используют в медицине, биологии и ветеринарии для изучения динамики обмена радиоактивных веществ в окружающей среде. Радиометрические методы и приборы используют для измерения гамма-излучения источников, применяемых с лечебными целями для внешних локальных воздействий и радиоактивных источников, вводимых внутрь для локального облучения отдельных органов и тканей, а также с диагностической целью.

Методы радиометрии также применяют при изготовлении эталонов и образцовых источников излучений, градуировке радиометрической и дозиметрической аппаратуры.

Все растущее применение радиоактивных веществ и радиоактивных источников ионизирующих излучений в различных отраслях народного хозяйства при одновременном расширении номенклатуры этих веществ и источников настоятельно требует обеспечения единообразия и правильности измерений основной количественной характеристики любого радиоактивного образца – активности нуклида в образце, а также массы радия для радиевых образцов. Эту задачу и должна решать радиометрия.

Раздел 1. РАДИОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1.1. Эталоны и образцовые средства измерений

Основу поддержания единства и правильности измерений любой физической величины составляют эталоны.

Эталоном единицы называется средство измерений (или комплекс средств измерений), обеспечивающее воспроизведение и хранение единицы с целью передачи ее размера нижестоящим по поверочной схеме средствам измерений; эталон должен быть выполнен по особой спецификации и официально утвержден в своем качестве.

Эталоны создают для воспроизведения основных единиц, а также для воспроизведения производных единиц в тех случаях, когда это целесообразно с точки зрения обеспечения единства измерений в стране.

Существуют две категории эталонов. Одну категорию составляют эталоны в виде конкретных мер или измерительных приборов, например, международный и национальные эталоны единицы массы – килограмма – в виде платино-иридиевых гирь, эталоны единицы массы радия в виде ампул, содержащих известное количество чистой радиевой соли. Существенным недостатком всех таких эталонов является их относительная недолговечность, поскольку они подвержены естественному старению, а при неблагоприятных обстоятельствах – порче и даже разрушению. Это вызывает необходимость периодической замены пришедших в негодность эталонов, что приводит, как правило, к некоторому изменению размера воспроизводимых ими единиц. Поэтому усилия метрологов уже давно направлены на создание «нетленных», т. е. неразрушаемых, или легко восстанавливаемых эталонов, основанных на постоянных свойствах веществ или тел, имеющих в природе, или на физических явлениях. Такие эталоны иногда называют «естественными», и они составляют вторую категорию эталонов.

Под «естественным» эталоном подразумевают всю совокупность средств, необходимых для воспроизведения и хранения единицы измерения и для передачи ее размера непосредственно подчиненным данному эталону мерам и измерительным приборам, т. е. метод измерения, измерительную аппаратуру, спецификацию, устанавливающую условия воспроизведения единицы и передачи ее размера, и операции, которые должны быть при этом выполнены. Измерительная установка, предназначенная для воспроизведения единицы измерения и официально утвержденная в этом качестве, называется эталонной.

Средства измерений, обеспечивающие воспроизведение единицы величины с максимально возможной точностью и ее хранение для передачи размера другим средствам измерений, выполненные по особой спецификации и официально утвержденные, называются **эталоны** (рис. 1). Эталоны являются высокоточными средствами измерений и поэтому используются для проведения метрологических измерений в качестве средства передачи информации о размере единиц.



Рис. 1. Классификация эталонов

Государственный эталон – первичный эталон, признанный решением уполномоченного на то государственного органа в качестве исходного на территории государства. Государственными эталонами являются метр, килограмм, секунда, ампер, кельвин, кандела, ньютон, паскаль, вольт, беккерель.

Первичный эталон – эталон, обеспечивающий воспроизведение единицы с наивысшей в стране (по сравнению с другими эталонами той же единицы) точностью. В случае, когда одним первичным эталоном технически нецелесообразно обслуживать весь диапазон измеряемой величины, создают несколько первичных эталонов, охватывающих части этого диапазона с таким расчетом, чтобы был охвачен весь диапазон. В этом случае проводят согласование размеров единиц, воспроизводимых «соседними» первичными эталонами. Он обеспечивает воспроизведение единицы с наивысшей в стране точностью.

В целях проведения различных метрологических работ создаются вторичные эталоны.

Вторичный эталон – эталон, получающий размер единицы непосредственно от первичного эталона данной единицы. Вторичные эталоны, в свою очередь, подразделяются на **эталон-свидетели**, **эталон-копии**, **эталон сравнения** и **рабочие эталоны**.

Эталон-свидетели предназначены для поверки сохранности и

неизменности государственного эталона или для замены его в случае утраты или порчи.

Эталон-копия предназначен для передачи размера единицы рабочим эталонам. Благодаря этому первичный эталон разгружается от текущих работ по передаче размера единицы, что повышает срок его службы.

Эталон сравнения – эталон, применяемый для сличений эталонов, которые по тем или иным причинам не могут быть непосредственно сличены друг с другом (например, международные сличения эталонов).

Рабочий эталон – эталон, предназначенный для передачи размера единицы рабочим средствам измерений. Термин рабочий эталон заменил собой термин образцовое средство измерений (ОСИ), что сделано в целях упорядочения терминологии и приближения ее к международной. При необходимости рабочие эталоны подразделяют на разряды (1-й, 2-й, ..., n -й), как это было принято для ОС. В этом случае передачу размера единицы осуществляют через цепочку соподчиненных по разрядам рабочих эталонов. При этом от последнего рабочего эталона в этой цепочке размер единицы передают рабочему средству измерений (рис. 2).

Рабочие эталоны являются наиболее распространенной категорией вторичных эталонов.

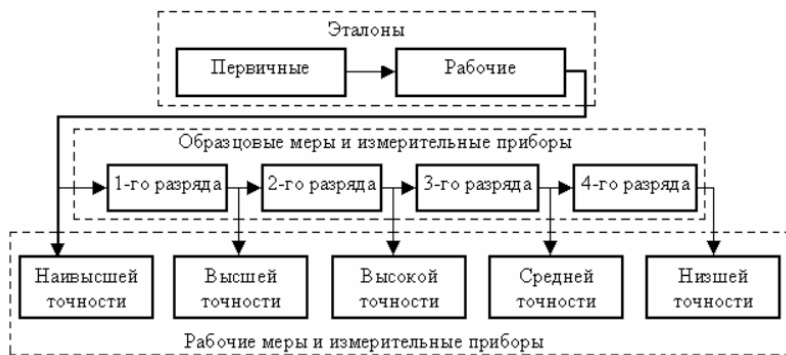


Рис. 2. Схема последовательности передачи размеров единиц

Специальный эталон служит для воспроизведения единицы в условиях, в которых первичный эталон не может использоваться и прямая передача размера единицы от первичного эталона с требуемой точностью технически неосуществима.

Исходный эталон – эталон, обладающий наивысшими метрологическими свойствами (в данной лаборатории, организации, на предприятии), от которого передают размер единицы подчиненным эталонам и имеющимся средствам измерений. Исходным эталоном в стране служит первичный эталон, исходным эталоном для республики, региона, министерства (ведомства) или предприятия может быть вторичный или рабочий эталон. Вторичный или рабочий эталон, являющийся исходным эталоном для министерства (ведомства) нередко называют ведомственным эталоном. Эталоны, стоящие по поверочной схеме ниже исходного эталона, обычно называют подчиненными эталонами.

Первичные и специальные эталоны являются исходными для страны, их утверждают в качестве государственных. Все эталоны характеризуются неисключенной систематической погрешностью воспроизведения соответствующей единицы и относительным среднеквадратическим отклонением результата измерения размера этой единицы. Первая величина показывает точность эталона по отношению к принятому определению единицы и важна как для обеспечения правильности измерений, так и для их единства в международном масштабе. Вторая характеризует воспроизводимость эталоном размера единицы и является важнейшей характеристикой обеспечения единства измерений в стране.

Основаниями для создания первичных эталонов являются:

- широкое распространение образцовых и рабочих средств измерений, градуированных в данных единицах;
- целесообразность воспроизведения единицы в одном органе государственной метрологической службы;
- техническая возможность создания эталона и передачи размера единицы, воспроизводимой им, с необходимой точностью.

Основанием для создания вторичных эталонов является целесообразность:

- предохранения исходного эталона от преждевременного износа;
- наиболее рациональной организации поверочных работ;
- обеспечения сличений эталонов;
- контроля за неизменностью размера единицы, воспроизводимой исходным эталоном.

Национальный эталон – эталон, признанный официальным решением служить в качестве исходного для страны. Данное определение по существу совпадает с определением понятия государственный эталон. Это свидетельствует о том, что термины «государственный эталон»

и «национальный эталон» отражают одно и то же понятие. Вследствие этого термин «национальный эталон» применяют в случаях проведения сличения эталонов, принадлежащих отдельным государствам, с международным эталоном или при проведении так называемых круговых сличений эталонов ряда стран.

Международный эталон – эталон, принятый по международному соглашению в качестве международной основы для согласования с ним размеров единиц, воспроизводимых и хранимых национальными эталонами.

Одиночный эталон – эталон, в составе которого имеется одно средство измерений (мера, измерительный прибор, эталонная установка) для воспроизведения и (или) хранения единицы.

Групповой эталон – эталон, в состав которого входит совокупность средств измерений одного типа, номинального значения или диапазона измерений, применяемых совместно для повышения точности воспроизведения единицы или ее хранения. Групповые эталоны подразделяют на групповые эталоны постоянного или переменного составов. За результат измерений принимают обычно среднее арифметическое значение результатов измерений однотипными средствами измерений или эталонными установками.

Эталонный набор – эталон, состоящий из совокупности средств измерений, позволяющих воспроизводить и (или) хранить единицу в диапазоне, представляющем объединение диапазонов указанных средств (эталонные разновесы, наборы эталонных гирь и эталонные наборы ареометров). Эталонные наборы создаются в тех случаях, когда необходимо охватить определенную область значений физической величины.

Транспортируемый эталон – эталон (иногда специальной конструкции), предназначенный для его транспортирования к местам поверки (калибровки) средств измерений или сличений эталонов данной единицы.

Хранение эталона – совокупность операций, необходимых для поддержания метрологических характеристик эталона в установленных пределах. При хранении первичного эталона выполняют регулярные его исследования, включая сличения с национальными эталонами других стран с целью повышения точности воспроизведения единицы и совершенствования методов передачи ее размера. Для руководства работ по хранению государственных эталонов устанавливают специальную категорию должностных лиц – ученых хранителей государст-

венных эталонов, назначаемых из числа ведущих в данной области специалистов-метрологов.

Эталонная база страны – совокупность государственных первичных и вторичных эталонов, являющаяся основой обеспечения единства измерений в стране. Число эталонов не является постоянным, а изменяется в зависимости от потребностей экономики страны. Обычно прослеживается увеличение их числа во времени, что обусловлено постоянным развитием рабочих средств измерений.

Эталонная установка – измерительная установка, входящая в состав эталона. Эталон может состоять из нескольких эталонных установок.

В состав государственного первичного эталона единицы активности радионуклидов входит шесть эталонных установок.

Поверочная установка – измерительная установка, укомплектованная рабочими эталонами и предназначенная для поверки рабочих средств измерений и подчиненных рабочих эталонов.

Основные свойства эталонов:

– неизменность – свойство эталона удерживать неизменным размер воспроизводимой им единицы в течение длительного интервала времени. При этом все изменения, зависящие от внешних условий, должны быть строго определенными функциями величин, доступных точному измерению. Реализация этих требований привела к идее создания «естественных» эталонов различных величин, основанных на физических постоянных;

– воспроизводимость – возможность воспроизведения единицы физической величины (на основе ее теоретического определения) с наименьшей погрешностью для существующего уровня развития измерительной техники. Это достигается путем постоянного исследования эталона в целях определения систематических погрешностей и их исключения путем введения соответствующих поправок;

– сличаемость – возможность сличения с эталоном других средств измерений, нижестоящих по поверочной схеме, в первую очередь вторичных эталонов, с наивысшей точностью для существующей техники измерения. Это свойство предполагает, что эталоны по своему устройству и действию не вносят каких-либо искажений в результаты сличения и сами не претерпевают изменений в результате сличений.

1.2. Статистическая обработка результатов радиометрических измерений

1.2.1. Статистический характер радиоактивного распада

Любую физическую величину (массу, длину, скорость, число распадающихся радионуклидов и т. д.) можно определить в эксперименте лишь приближенно, указав некоторый интервал ее возможных значений. Чем тщательнее интервал возможных значений искомой величины, тем ближе эта величина к ее истинному значению. Неопределенность в значении измеряемой величины обусловлена многими причинами.

Рассмотрим радиоактивный распад ядер. Как известно, каждое нестабильное ядро имеет определенную возможность распасться за некоторый промежуток времени или в единицу времени. Эту возможность принято называть вероятностью.

Вероятность – количественная характеристика возможности наступления (или появления) некоторого события A при определенных (неограниченно воспроизводимых) условиях C . Ответить конкретно на вопрос: когда распадется данное ядро, абсолютно точно невозможно, но всегда существует вероятность, что данное ядро распадется за некоторый промежуток времени t от нуля до бесконечности. Исходя из этого, очень часто говорят, что радиоактивный распад носит вероятностный характер, т. е. распад произойдет, но когда конкретно, ответить трудно.

Количество радиоактивных ядер, распавшихся в некотором образце, и частиц, зарегистрированных в детекторе за определенный промежуток времени (например 1 с), – величина случайная.

Случайной называют величину, которая в результате наблюдений (измерений) примет одно и только одно возможное значение, заранее неизвестное и зависящее от случайных причин, которые наперед не могут быть учтены. Это значит, что если за один и тот же промежуток времени, значительно меньший периода полураспада радионуклида, многократно определять количество распадов, то для каждого равного промежутка времени оно будет разным и случайным. Например: 30, 20, 35, 27 распадов и т. д. Следовательно, распад радиоактивных ядер носит не только вероятностный, но и случайный характер. Если мы начнем выяснять закономерности или какие-то функциональные зависимости между отдельными актами распадов радиоактивных ядер, то никакой периодичности не сможем установить в виду случайности

этого события. Однако при наблюдении большого числа (как правило не менее 100) распадов можно установить определенный закон распределения этих распадов во времени, который носит название закона радиоактивного распада. Установлением закономерностей большого числа случайных событий, а также учетом и обработкой полученных при этом данных занимается статистика. Поэтому радиоактивный распад называют статистическим процессом или же отмечают, что радиоактивный распад имеет **статистический характер**. Это значит, что закон радиоактивного распада справедлив для большого числа радиоактивных ядер, а также результаты экспериментов (наблюдений) за радиоактивным распадом подвергаются статистической обработке для правильного определения средних значений, указания интервалов, в которых можно с определенной вероятностью обнаружить данное значение при последующих измерениях, для проверки соответствия выбранных гипотез результатам измерений и т. д.

1.2.2. Статистические законы распределения

Прежде чем рассматривать статистические законы распределения случайных величин, приведем некоторые основные понятия статистики и теории вероятности. Определение случайного события было дано выше. В свою очередь случайные величины разделяются на **дискретные и непрерывные**. **Дискретная случайная величина** принимает лишь определенные точные значения, отличающиеся друг от друга на конечную величину (например, число зарегистрированных распадов за единицу времени). **Непрерывная случайная величина** может принимать любые значения во всей области, где она может существовать (например, энергия бета-частиц при распаде ядра). Для каждой случайной величины существует свой закон распределения вероятностей появления случайной величины. Отметим, что процесс радиоактивного распада и равно регистрация его носит характер случайного дискретного распределения.

Законом распределения дискретной случайной величины (просто распределением случайной величины) называют соответствие между возможными значениями и их вероятностями: его можно задать таблично, аналогически (формулой) и графически.

Рассмотрим ряд статистических распределений, с которыми наиболее часто приходится сталкиваться при работе в области ядерных излучений. Сначала рассмотрим дискретные распределения: биноми-

нальное и Пуассона, а затем непрерывное распределение Гаусса, или нормальное распределение.

Биномиальное распределение описывает случайные явления, в которых вероятность появления события (например, вероятность регистрации распада радиоактивного ядра) не зависит от номера наблюдения и каждое наблюдение состоит из двух несовместимых между собой результатов: или событие наступает, или оно не наступает. Рассмотрим вероятность регистрации N_p распадов радиоактивных ядер из имеющегося числа N_0 . При этом вероятность регистрации равна P , тогда вероятность нерегистрации равна Q . По теории вероятностей сумма вероятностей противоположных событий равна единице, т. е. $P + Q = 1$, откуда $Q = 1 - P$.

При регистрации N_p распадов радиоактивных ядер из имеющегося числа N_0 может распаться и быть зарегистрировано все число радиоактивных ядер N_0 , имеющихся в начальный момент времени, с одной и той же вероятностью P и может быть не зарегистрировано с вероятностью Q . Вероятность того, что будет зарегистрировано N_p распадов ядер описывается формулой

$$P_{N_p} = \frac{N_0!}{(N_0 - N_p)!N_p!} \cdot P^{N_p} Q^{N_0 - N_p}.$$

Эта формула носит название формулы Бернулли, поэтому биномиальным распределением называют распределение, определяемое формулой Бернулли. Распишем эту формулу более подробно. У нас имеется N_0 число радиоактивных ядер в начальный момент времени, тогда число распавшихся ядер за некоторый промежуток времени

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

Вероятность распада одного отдельного ядра $p = 1 - e^{-\lambda t}$, так как просто невозможно зарегистрировать все распавшиеся ядра, то вероятность того, что ядро распадется и будет зарегистрировано, определится как

$$P = k \cdot p, \quad k(1 - e^{-\lambda t}),$$

где k – коэффициент эффективности регистрации.

Вероятность нерегистрации

$$Q = 1 - P = 1 - k(1 - e^{-\lambda t}).$$

Подставим полученные выражения в формулу Бернулли и получим

$$P_{N_p} = \frac{N_0!}{(N_0 - N_p)!N_p!} \cdot [K(1 - e^{-\lambda t})]^{N_p} [1 - K(1 - e^{-\lambda t})]^{N_0 - N_p}.$$

По данной формуле можно определить число ядер N_p из общего числа N_0 , распавшихся за время t . Однако данную формулу хорошо применять, если N_0 невелико, в противном случае практическое неудобство заключается в сложности расчетов. Упрощается эта формула и при $N_0 \gg N_p$ (при регистрации актов распада долгоживущих радионуклидов).

Распределению Пуассона подчиняются случайные величины, вероятность появления которых в отдельном наблюдении мала и постоянна. Распределение Пуассона для вероятности регистрации распадов ядер имеет вид

$$P(N_p) = \frac{(\bar{N})^{N_p}}{N_p!} e^{-\bar{N}},$$

где \bar{N} – среднее число распадов радионуклидных ядер;

N_p – число зарегистрированных распадов радиоактивных ядер.

Эта формула дает возможность определить вероятность не наблюдать какое-то событие, что часто используется в ядерной физике.

Представим распределение Пуассона графически (рис. 3). Эта кривая указывает на то, что нельзя знать истинное значение результата данной счетной операции. Зато можно определить наиболее вероятное или среднее значение \bar{N} , которое будет являться лучшей «оценкой» истинного значения. Это среднее значение обычно считают «истинным» значением при условии, что число наблюдений больше либо равно 10.

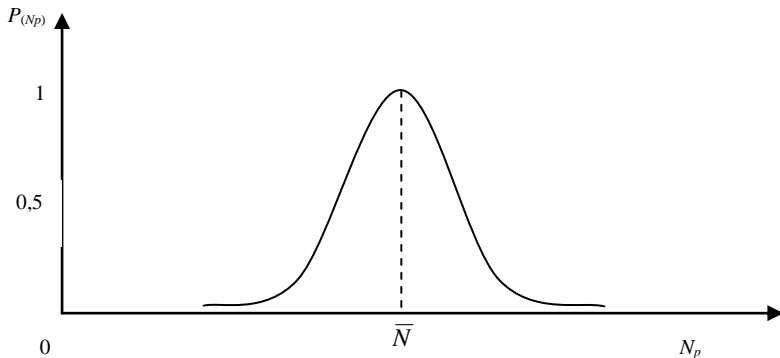


Рис. 3. Кривая распределения Пуассона: N_p – число импульсов, регистрируемых детектором; \bar{N} – среднее число регистрируемых импульсов

Распределение Пуассона – регистрация газоразрядным счетчиком фонового излучения, создаваемого продуктами радиоактивного распада, содержащимися в окружающей среде, и космическим излучением. В этом случае регистрация частицы счетчиком – случайное событие, среднее число отсчетов можно считать не зависящим от времени, вероятность попадания в счетчик двух ионизирующих частиц в интервал времени, равный «мертвому времени» счетчика, пренебрежимо мала, а следовательно, отсчеты независимы.

Отметим, что на практике всегда имеют дело с дискретными случайными величинами, так как любую непрерывную случайную величину можно соизмерить лишь приближенно с точностью до некоторого числа знаков, что позволяет использовать более простые математические методы. Данное приближение оправдано, когда шаг дискретности мал и переход к непрерывной случайной величине не ведет к заметным погрешностям, и применительно к радиоактивному распаду. Поэтому наиболее важным распределением, встречающимся в статистике, является **непрерывное распределение Гаусса**, или **нормальное распределение** (рис. 4). Если представить это распределение графически, то оно будет иметь вид симметричной колоколообразной кривой, распространяющейся до бесконечности в положительном и отрицательном направлениях.

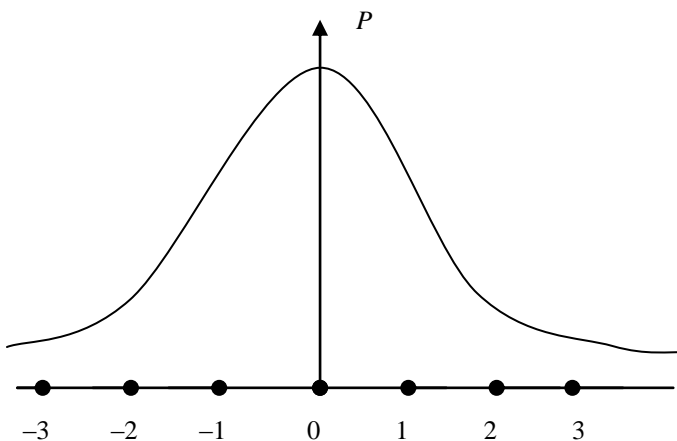


Рис. 4. Нормальное распределение Гаусса

Описывается это распределение следующей формулой:

$$P(N_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} \cdot e^{-\frac{(N_p - \bar{N})^2}{2\bar{N}}},$$

где \bar{N} – среднее число распадов радиоактивных ядер, регистрируемых за время t ;

N_p – число зарегистрированных распадов радиоактивных ядер.

Применяется это распределение, когда среднее число регистрируемых импульсов за выбранный промежуток времени больше 10. Распределением Гаусса широко пользуются при анализе погрешностей эксперимента. Например, кривая распределения Гаусса указывает на то, что, вероятнее всего, «истинным» значением регистрируемого числа радиоактивных частиц будет значение, лежащее по оси ординат (т. е. посередине колокола). Также довольно часто могут встречаться значения, лежащие в интервале $[1; -1]$; реже – в интервалах $[-2; 2]$, и еще реже – в интервалах $[-3; -2]$ и $[2; 3]$. А значения, лежащие далее от -3 и 3 , можно практически и не учитывать. Отметим, что данное распределение может описывать 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 детектором и т. д.

1.2.3. Статистические характеристики экспериментальных данных

При измерении любой физической величины невозможно определить истинное значение этой величины. Разность между показаниями средств измерений (X) и истинным (действительным) значением измеряемой величины (Q) называют **погрешностью, или ошибкой измерения**:

$$\Delta = X - Q.$$

Погрешность указывает границы неопределенности значения измеряемой физической величины. Термином **«неопределенность результата измерений»** определяется область (участок) шкалы измерений, в которой предположительно находится истинная оценка свойства или истинное значение измеряемой физической величины.

Различают **абсолютную** погрешность, выраженную в единицах измеряемой величины, и **относительную**, выраженную отношением абсолютной погрешности к значению измеряемой величины.

Точность измерений СИ – качество измерений, отражающее близость их результатов к действительному (истинному) значению измеряемой величины. Точность определяется показателями абсолютной и относительной погрешности.

Величина – свойство, общее в качественном отношении для многих объектов (состояний, систем, процессов), но в количественном отношении индивидуальное для каждого из них.

Значение величины – это выражение размера величины в виде некоторого числа принятых для нее единиц.

Единица физической величины представляет собой значение, которое по определению считается равным единице и применяется для количественного выражения однородных величин, например:

$$A - 24 \text{ Бк},$$

где A – величина (активность);

24 – числовое значение;

Бк – единица этой величины (активности).

Таким образом, результат измерения в общем виде записывают в форме, называемой основным уравнением измерения:

$$X = N \cdot [x],$$

где X – измеряемая величина;

N – числовое значение величины;

$[x]$ – единица физической величины.

Физическую величину характеризует ее **истинное значение**, которое идеальным образом отражает свойство объекта в качественном и количественном отношении.

Действительным значением называют значение физической величины, найденное экспериментальным путем и настолько близкое к истинному значению, что для данной цели может быть использовано вместо него.

Следует отметить, что без оценки ошибок результат измерения становится недостоверным, а в ряде случаев может оказаться, что он вообще не содержит информации об измеряемой величине.

В общем случае различают три типа погрешностей: грубые, систематические и статистические.

Грубые погрешности (промахи) связаны с неисправностью измерительной аппаратуры, либо с ошибками самого экспериментатора, либо с изменившимися условиями эксперимента. Грубые погрешности учету не подлежат, такие данные отбрасываются и проводятся новые измерения.

Систематические погрешности – это такие погрешности, которые при многократном измерении одной и той же величины остаются постоянными или изменяются по определенному закону. Обнаружить систематические погрешности очень трудно. В свою очередь, различают методические и инструментальные (приборные) погрешности измерений.

Методические погрешности включают в себя недостатки применяемых методов измерений; несовершенство теории физического явления, к которому относится измеряемая величина; неточность расчетной формулы.

Эти погрешности можно уменьшить путем совершенствования метода измерения, а также при введении уточнений и поправок в расчетную формулу.

Инструментальные погрешности вызываются несовершенством конструкции и неточностью изготовления измерительных приборов (например, разные плечи у рычажных весов, спешащие часы и т. д.). Уменьшение этой погрешности достигается применением более точных и совершенных приборов, но полностью устранить приборную погрешность невозможно.

Статистические погрешности (случайные ошибки) – это такие погрешности, абсолютная величина и знак которых изменяются при многократных измерениях одной и той же физической величины. Статистические погрешности характеризуют воспроизводимость результатов наблюдений (измерений) после устранения систематических погрешностей. Эти погрешности нельзя исключать из каждого результата измерений.

Статистические погрешности измерения радиоактивных образцов (препаратов) вызваны двумя причинами:

- статистический характер радиоактивного распада;
- случайные погрешности, которые вызваны неконтролируемыми изменениями факторов, влияющих на результаты измерений (пыль, смещение, колебание и пр.).

Каковы бы ни были случайные погрешности, искажающие результат отдельного измерения, в каждый результат вносится погрешность, связанная со статистическим характером радиоактивного распада. Ликвидировать колебания (флуктуации), связанные с колебаниями числа распадающихся атомов, просто невозможно.

Существует несколько способов определения погрешности измерения.

1. Определение средней квадратичной ошибки результата измерений по способу наименьших квадратов.
2. Определение стандартного отклонения на основании закона распределения Пуассона.
3. Определение относительной ошибки измерения, выраженной в процентах.
4. Определение вероятной погрешности результата измерения.
5. Определение вероятной погрешности результата измерения при использовании уравнения Пуассона.

Каждый из способов определения погрешностей имеет свои преимущества и недостатки, которые легко познаются при практическом их использовании. Рассмотрим указанные способы определения погрешностей измерений.

Вспомним, что число импульсов N_p , регистрируемых детектором за время t , подчиняется закону распределения Пуассона. Это говорит о том, что если несколько раз подряд измерять активности долгоживущего изотопа, то результаты получатся неодинаковыми, т. е. будут отклоняться в ту или другую сторону, группируясь вокруг некоторого значения. По полученным данным можно построить график кривой распределения Пуассона, исходя из которого, нельзя точно указать истинное значение числа зарегистрированных импульсов. Можно лишь указать, что среднее значение \bar{N} графика будет лучшей оценкой «истинного» значения активности.

За **наиболее достоверное значение непосредственно измеряемой величины** принимают **среднее арифметическое** из всех полученных n значений:

$$\bar{N} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 + \dots + N_n}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_{ni},$$

где n – число независимых измерений.

Среднее арифметическое часто называют **выборочным средним значением**. Каждое измеренное значение N_i отклоняется от среднего значения \bar{N} . За **абсолютную погрешность отдельного измерения** принимают разность между значением среднего арифметического \bar{N} измеряемой величины и значением N_i , полученным при отдельном измерении в общем случае. За абсолютную погрешность отдельного измерения принимают разность между значением среднего арифметического \bar{N} измеряемой величины и значением N_i , полученным при отдельном измерении:

$$\Delta N_1 = N_1 - \bar{N}, \Delta N_2 = N_2 - \bar{N} \text{ и т. д.}$$

В общем случае $\Delta N_i = N_i - \bar{N}$.

Абсолютные погрешности могут быть положительными и отрицательными, но их сумма всегда равна нулю:

$$\sum_{i=1}^m \Delta N_i = 0.$$

Среднее значение \bar{N} принято характеризовать двумя величинами: среднеарифметической погрешностью ΔN , или Δ , и среднеквадратичной погрешностью m .

Средней абсолютной погрешностью результата \bar{N} (среднеарифметической) называется среднеарифметическое абсолютных значений ошибок всех измерений независимо от их знака:

$$\Delta N = \sum_{i=1}^n |\Delta N_i| / n = \frac{|\Delta N_1| + |\Delta N_2| + \dots + |\Delta N_i|}{n}.$$

Кратко можно записать так: $N = \bar{N} \pm \Delta N$.

Часто используют **среднюю относительную ошибку** ε результата измерения. Это отношение средней абсолютной ошибки результата ΔN к его среднему значению \bar{N} :

$$\varepsilon = \frac{\Delta N}{\bar{N}}.$$

Относительные ошибки принято выражать в процентах:

$$\varepsilon = \frac{\Delta N}{\bar{N}} \times 100 \text{ \%}.$$

Отношение абсолютных ошибок отдельных измерений к соответствующим значениям, полученным в результате измерения, называют **относительными ошибками отдельных измерений**:

$$\frac{\Delta N_1}{N_1}, \frac{\Delta N_2}{N_2}, \frac{\Delta N_3}{N_3}, \dots, \frac{\Delta N_i}{N_i}.$$

Случайные погрешности подчиняются законам теории вероятности. По этой теории среднее значение более точно характеризуется **среднеквадратичной погрешностью**:

$$m = \sqrt{\frac{\sum \Delta N^2}{n}} \text{ для } n \geq 30, \text{ а при } n \leq 30 \text{ } m = \sqrt{\frac{\sum \Delta N^2}{n(n-1)}}.$$

Наиболее вероятно обнаружить истинное значение N_p на интервале от $\bar{N} - m$ до $\bar{N} + m$. В этом случае результат измерения $N = \bar{N} \pm m$.

Чтобы характеризовать отклонение значений, введено понятие дисперсии.

Дисперсией σ^2 (сигма квадрат) называется среднее арифметическое квадратов абсолютных погрешностей отдельных измерений:

$$\sigma^2 = \frac{\sum (N_i - \bar{N})^2}{n}.$$

Значение $\sigma = \sqrt{\sigma^2}$ называют **стандартным отклонением**, или квадратичной ошибкой отдельного измерения. Распределение Гаусса описывает распределение величины около среднего значения \bar{N} . Каждое значение отличается от \bar{N} на $\pm\sigma$; $\pm 2\sigma$; $\pm 3\sigma$ и т. д. (рис. 5).

Из графика видно, что значения, расположенные близко к среднему арифметическому \bar{N} , встречаются наиболее часто: на участке от $+\sigma$ до $-\sigma$ располагается 68,3 % всех значений; от $+2\sigma$ до -2σ – 95,5 % и, наконец, на участке от $+3\sigma$ до -3σ располагается уже 99,7 % значений.

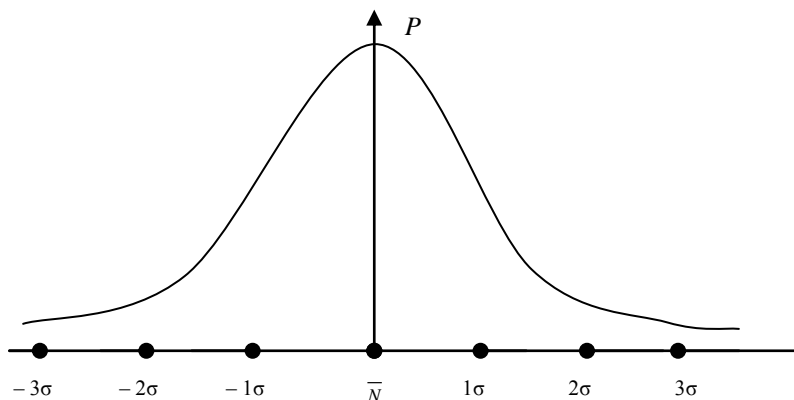


Рис. 5. Распределение стандартного отклонения от средней величины на кривой Гаусса

На практике если величина абсолютной ошибки данного измерения лежит в пределах 3σ , то ее значение принимается в расчете, другие значение выбраковываются. Таким образом, если $\Delta N_i \leq 3\sigma$, то данное значение берут для расчета, а если $\Delta N_i > 3\sigma$ – не берут для расчета.

Иногда при статистической обработке результатов измерений используют **вероятную ошибку наблюдений и вероятную ошибку результата**.

Все ошибки наблюдения (измерения) заключаются между наибольшими по абсолютной величине положительными и отрицательными значениями абсолютных ошибок ΔN_i , причем большие случайные ошибки в ту или другую сторону реже встречаются и менее вероятны, чем малые. Поэтому есть основание сузить пределы погрешностей, определяемых по формулам для квадратичной ошибки отдельного измерения N и средней квадратичной ошибки результата m

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta N_i^2}{n-1}},$$

$$m = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta N_i^2}{n-1}}.$$

Для этого вводят некоторый коэффициент, меньший 1 и равный по теории вероятностей 0,67 (точнее, 0,6745). Таким образом, вероятная ошибка отдельного наблюдения f (от французского *faute* – ошибка) будет равна:

$$f = \pm 0,67\sigma = \pm 0,67 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta N_i^2}{n-1}}, \text{ если } n < 30,$$

и

$$f = \pm 0,67\sigma = \pm 0,67 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta N_i^2}{n}}, \text{ если } n \geq 30.$$

Вероятная ошибка F будет иметь вид

$$F = \pm 0,67 \cdot m = \pm 0,67 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta N_i^2}{n(n-1)}}, \text{ если } n < 30,$$

и

$$F = \pm 0,67 \cdot m = \pm 0,67 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta N_i^2}{n}}, \text{ если } n \geq 30.$$

Таким образом, для окончательного значения измеряемой величины N

$$N = \bar{N} \pm 0,67 \cdot m, \text{ или } N = \bar{N} \pm 0,67 \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{n}},$$

где \bar{N} – среднее арифметическое, которое определяет собой наиболее вероятное значение измеряемой величины;

$\pm 0,67 \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ – величина вероятной ошибки результата измерений.

С использованием закона распределения Пуассона вероятная ошибка вычисляется следующим образом:

$$F = \pm 0,67 \cdot \sqrt{N},$$

где N – общее число сосчитанных импульсов за единицу времени.

Тогда общая скорость счета образца

$$N_0 = N \pm 0,67 \cdot \sqrt{N},$$

относительная ошибка в процентах

$$E = \frac{0,67 \cdot \sqrt{N}}{N} \cdot 100 \%.$$

Обычно вероятной ошибкой пользуются в тех случаях, когда желательно сузить пределы ошибок измерения, например, если образец обладает сравнительно малой активностью излучения, которая незначительно отличается от активности фона.

При использовании вероятной ошибки можно легко определить число импульсов, которые необходимо сосчитать для того, чтобы работать с заданной заранее степенью точности.

Среднее арифметическое всегда определяет собой основную и наиболее вероятную величину измеряемой скорости счета. Степень достоверности полученных данных определяется значением ошибок измерения.

1.3. Основные радиометрические понятия и определения

Источник ионизирующего излучения – объект, содержащий радиоактивный материал или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать ионизирующее излучение.

Радионуклидный источник ионизирующего излучения – источник ионизирующего излучения, содержащий радиоактивный материал.

Нуклид – вид атомов с данными числами протонов и нейтронов в ядре, характеризующийся массовым числом A (атомной массой) и атомным номером Z .

Изотоп – нуклид с числом протонов в ядре, свойственным данному элементу.

Радионуклид – нуклид, обладающий радиоактивностью.

Радиоизотоп – изотоп, обладающий радиоактивностью.

Внешнее излучение источника – поток ионизирующих частиц, выходящих из радионуклидного источника излучения через его рабочую поверхность.

Закрытый источник – радиоактивный источник излучения, устройство которого исключает поступления содержащихся в нем радиоактивных веществ в окружающую среду в условиях применения и износа, на которые он рассчитан.

Открытый источник – радиоактивный источник излучения, при использовании которого возможно поступление содержащихся в нем радиоактивных веществ в окружающую среду.

Техногенный источник – источник ионизирующего излучения, специально созданный для его полезного применения или являющийся побочным продуктом этой деятельности.

Природный источник – источник природного происхождения, на который распространяется действие нормативных документов по радиационной безопасности.

Образцовый источник – радиоактивный источник излучения, служащий для проверки других источников и (или) приборов для измерения ионизирующих излучений и утвержденный (аттестованный) в качестве образцового в установленном порядке.

Контрольный источник – радиоактивный источник излучения, служащий для проверки работоспособности приборов.

1.3.1. Единицы измерения активности

Радиоактивность – самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения.

Активность радионуклида в источнике (образце) – отношение числа dN самопроизвольных (спонтанных) ядерных переходов из оп-

ределенного ядерно-энергетического состояния радионуклида, происходящих в данном его количестве за интервал времени dt , к этому интервалу. Активность A – физическая величина, характеризуемая числом dN распадов в данном количестве N_0 атомов (ядер) радионуклида в единицу времени dt .

Активностью радиоактивного источника называется число радиоактивных распадов в единицу времени:

$$A = \frac{dN}{dt},$$

где dN – число актов распада;

dt – промежуток времени.

Активность является мерой количества радиоактивного изотопа. Активность радиоактивного элемента прямо пропорциональна числу содержащихся в нем радионуклидов, т. е. количеству радиоактивного вещества. В то же время активность связана с периодом полураспада и постоянной распада данного изотопа. Чем больше период полураспада, тем меньше постоянная распада и меньше активность данного радиоактивного источника, и наоборот.

Величина активности характеризует лишь наличие радионуклида и интенсивность испускаемого им излучения, не определяя ни тип элемента, ни тип самого излучения.

Активность связана с постоянной распада λ следующим соотношением:

$$A = \lambda \cdot N,$$

где N – число ядер радионуклида;

λ – постоянная распада, характеризующая вероятность распада, за единицу времени (доля общего числа атомов изотопа, распадающихся каждую секунду).

Так как $\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}}$, то $A = \frac{0,693 \cdot N}{T_{1/2}}$.

С течением времени активность любого радионуклида убывает по основному закону радиоактивного распада:

$$A_t = A_0 \cdot e^{-\lambda t},$$

где A_t – активность в данный момент времени t ;

A_0 – активность в момент времени, принятый за начальный;

t – время, в течение которого идет убывание активности.

$\frac{A}{A_0}$ показывает, какая доля активности образца осталась через

промежуток времени t .

За единицу активности в Международной системе единиц (СИ) принят один распад в секунду. Эта единица получила название беккерель (Бк): $1 \text{ расп/с} = 1 \text{ Бк} = \text{с}^{-1}$.

Размерность $[A] = T^{-1}$ – это производная единица. Внесистемная единица – кюри (Ки): $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп/с}$.

Удельная активность радионуклида – отношение активности радионуклида в образце к массе образца m :

$$A_m = A/m.$$

Единица измерения – беккерель на килограмм, внесистемная единица – кюри на килограмм.

Объемная активность радионуклида – отношение активности радионуклида, содержащегося в образце, к его объему V :

$$A_v = A/V.$$

Единица измерения – беккерель на литр, беккерель на кубический метр, внесистемная единица – кюри на литр, кюри на кубический метр.

Поверхностная активность радионуклида – отношение активности радионуклида, содержащегося на поверхности образца, к площади S поверхности этого образца:

$$A_s = A/S.$$

Единица измерения – килобеккерель на квадратный метр, внесистемная единица – кюри на квадратный километр.

Линейная активность радионуклида – отношение активности радионуклида, содержащейся на длине образца, к его длине L :

$$A_L = A/L.$$

Единица измерения – беккерель на метр, внесистемная единица – кюри на метр.

Молярная активность $A_{\text{мол}}$ – активность, отнесенная к 1 молю данного радиоактивного вещества:

$$A_{\text{мол}} = A/M.$$

Единица измерения – беккерель на моль, внесистемная единица – кюри на моль.

Резерфорд (обозначение: Рд, Rd) – устаревшая внесистемная единица измерения активности радиоактивного источника.

1 Рд определяется как 10^6 актов распада в 1 с. Таким образом, $1 \text{ Рд} = 1 \cdot 10^6 \text{ Бк} = 1 \text{ МБк}$ (точно); $1 \text{ Рд} = 2,72 \cdot 10^{-5} \text{ Ки}$.

Названа в честь известного британского физика Эрнеста Резерфорда (1871–1937).

В настоящее время данная единица не рекомендована к применению.

1.3.2. Специальные единицы измерения активности

Для определения концентрации радиоактивных изотопов в жидкостях и газах применяются следующие внесистемные единицы.

Эман – внесистемная единица измерения удельной (объемной) активности радиоактивных источников: $1 \text{ эман} = 10^{-10} \cdot 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп/с}$ в 1 л, т. е. $1 \text{ эман} = 3,7 \text{ Бк/л}$. В основном эман используется для измерения концентрации радона в воде и воздухе. Данная единица была введена в 1921 году и в настоящее время применяется довольно редко.

Существует также единица концентрации радона **махе** (М.Е.), которая соответствует такому количеству радона в 1 л жидкости или газа, которое производит ионизационный ток насыщения, равный 10^{-3} электростатических единиц в абсолютной электростатической системе (СГСЭ):

$$1 \text{ М.Е.} = 3,64 \text{ эман.}$$

Эту единицу можно встретить в медицинской и гидрологической литературе.

Для определения активности гамма-излучающих радионуклидов пользуются иногда миллиграмм-эквивалентом радия (мг-экв Ra) или грамм-эквивалентом радия (г-экв Ra).

Один миллиграмм-эквивалент радия – это активность любого радиоактивного источника, гамма-излучения которого при идентичных условиях измерения создают в воздухе такую же ионизацию, какую создает гамма-излучение 1 мг радия при прохождении через платиновый фильтр толщиной 0,5 мм.

Для характеристики миграции стронция-90 и цезия-137 по пищевым цепочкам часто используют так называемые **стронциевые (с.е.) и цезиевые единицы (ц.е.)**.

При исследованиях закономерностей перехода стронция-90 и цезия-90 от одного звена биологической цепи к другому было замечено, что радиостронций ведет себя сходно с кальцием, а радиоцезий (хотя в меньшей степени) – с калием. Поэтому миграцию стронция-90 и цезия-137 по пищевым цепочкам обычно рассматривают одновременно с перемещением Са и К соответственно. Между стронцием-90 и кальцием, а также между цезием-137 и калием в различных звеньях пищевых цепочек складываются определенные соотношения, которые принято обозначать следующими терминами:

стронциевая единица (с.е.):

$$1 \text{ с.е.} = \frac{1 \text{ нКу}^{90}\text{Sr}}{1\text{г Ca}} = \frac{1 \cdot 10^{-12} \text{ Ку}^{90}\text{Sr}}{1\text{г Ca}};$$

цезиевая единица (ц.е.):

$$1 \text{ ц.е.} = \frac{1 \text{ нКу}^{137}\text{Cs}}{1\text{г K}} = \frac{1 \cdot 10^{-12} \text{ Ку}^{137}\text{Cs}}{1\text{г K}}.$$

Эти единицы могут изменяться при переходе от одного звена к другому в биологических цепочках.

1.3.3. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом

Термин «**радиация**» происходит от латинского слова *radius* и означает луч. В самом широком смысле слова радиация охватывает все существующие в природе виды излучений – радиоволны, инфракрасное излучение, видимый свет, ультрафиолет и, наконец, ионизирующее излучение. Все эти виды излучения, имея электромагнитную природу, различаются длиной волны, частотой и энергией (рис. 6).

Существуют также излучения, которые имеют другую природу и представляют собой потоки различных частиц, например, альфа-частиц, бета-частиц, нейтронов и т. д.



Рис. 6. Виды электромагнитных излучений

Каждый раз, когда на пути излучения возникает барьер, оно передает часть или всю свою энергию этому барьеру. И от того, насколько

много энергии было передано и поглощено организмом, зависит конечный эффект облучения.

Излучение всех естественных и искусственных радионуклидов делится на два типа – корпускулярное и электромагнитное. Корпускулярное излучение представляет собой поток частиц (корпускул), которые характеризуются определенной массой, зарядом и скоростью. Это электроны, позитроны, ядра атомов гелия, дейтроны (ядра изотопа водорода дейтерия), нейтроны, протоны и другие частицы. Как правило, корпускулярное излучение непосредственно ионизирует среду.

Электромагнитное излучение – это поток квантов или фотонов. Это излучение не имеет ни массы, ни заряда и производит косвенную ионизацию среды.

На образование одной пары ионов в воздухе необходимо в среднем 34 эВ энергии. Поэтому к ионизирующим излучениям относятся излучения с энергией от 100 эВ и выше (не относят видимый свет и УФ-излучение).

Взаимодействие излучений с веществом **приводит к возбуждению или, как правило, к ионизации встречных атомов и молекул поглощающей среды.** Под взаимодействием излучения с веществом понимают те физические и химические процессы, которые возникают в веществе при прохождении через него излучения. В результате взаимодействия с атомами и молекулами окружающей среды излучения постепенно растрчивают свою энергию. Потери энергии могут быть двух видов: ионизационные и радиационные.

Ионизационные потери – это энергия излучения, растрчиваемая на ионизацию и возбуждение атомов встречного вещества. Если энергии на ионизацию не хватает (34 эВ на ионную пару), то могут возникнуть возбужденные атомы или молекулы.

Ионизационные потери тем больше, чем больше заряд частицы и меньше ее скорость. В конечном счете кинетическая энергия, теряемая заряженными частицами, превращается в тепловую.

Радиационные потери – это процесс потери энергии излучения на торможение в электрическом поле ядра встречных атомов, при этом тормозящаяся частица изменяет свое направление. Радиационные потери тем выше, чем больше порядковый номер атомов среды и энергия частицы. Заряженная частица приобретает в кулоновском поле ядра ускорение, а заряд, испытывающий ускорение, излучает энергию. Чем меньше масса частицы и чем больше заряд ядра, тем большее количество энергии излучается. При торможении частицы происходит излу-

чение большого количества энергии в виде тормозного рентгеновского излучения.

Для здоровья человека наиболее опасны ионизирующие виды излучения. Проходя через ткань, ионизирующее излучение ионизирует атомы в молекулах, которые играют важную биологическую роль. Поэтому облучение любыми видами ионизирующего излучения влияет на здоровье человека. К их числу относятся: **альфа-излучение, бета-излучение, гамма-излучение, рентгеновское излучение, нейтронное излучение.**

Альфа-излучение представляет собой поток α -частиц, которые являются ядрами атомов гелия (${}^4_2\text{He}$). Альфа-частица состоит из двух протонов и двух нейтронов, заряжена положительно и несет с собой два элементарных положительных заряда. Масса частицы $m\alpha = 4,003$ а.е.м. – это самая крупная из частиц. Скорость движения составляет $(14,1-24,9)\cdot 10^6$ м/с. В веществе альфа-частицы движутся прямолинейно, что связано со сравнительно большой массой и значительной энергией. Отклонение происходит только при лобовом столкновении с ядрами.

В природе альфа-частицы возникают в результате распада атомов тяжелых элементов, таких как **уран, радий и торий**. В воздухе альфа-излучение проходит до 10 см и, как правило, полностью задерживается листом бумаги или внешним омертвевшим слоем кожи (эпидермисом). Однако, если вещество, испускающее альфа-частицы, попадает внутрь организма с пищей или вдыхаемым воздухом, оно облучает внутренние органы и становится наиболее потенциально опасным.

Альфа-частицы, обладая большой массой и размером, при прохождении через вещество почти полностью отдают свою энергию в результате электростатического взаимодействия с электронами оболочек атомов.

Энергия α -частиц идет на ионизацию и возбуждение атомов поглощающей среды (**ионизационные потери**). Этот процесс может рассматриваться как **упругое столкновение α -частицы с электронами**, при котором α -частица теряет часть своей энергии.

Энергия образования одной пары ионов в воздухе составляет около 35 эВ, так что при прохождении α -частицы с энергией $E_\alpha = 4,2$ МэВ (${}^{238}\text{U}$) до момента ее поглощения образуется около 10^5 пар ионов. В конце пробега, когда энергия α -частицы уменьшается и становится недостаточной, чтобы производить ионизацию, α -частица, присоединив к себе два электрона, превращается в атом гелия.

Альфа-излучение всегда «мягкое», закона ослабления нет.

Бета-излучение – это поток бета-частиц, которые являются **электронами** или **позитронами** и испускаются ядрами радионуклидов при β -распаде. Несут один элементарный электрический заряд, $m\beta = 0,000548$ а.е.м. Двигутся со скоростью, близкой к скорости света, т. е. $(0,87 - 2,994) \cdot 10^8$ м/с. Скорость движения бета-частиц в среднем равна 160 000 км/с.

Бета-частицы могут проникать вглубь тела на несколько сантиметров. От бета-излучения можно защититься тонким листом металла, оконным стеклом и даже обычной одеждой. Если вещество, испускающее бета-частицы, попадет в организм, оно будет интенсивно облучать внутренние ткани.

Бета-частицы обладают сплошным энергетическим спектром.

В зависимости от энергии β -частиц различают:

- **мягкое β -излучение** (несколько десятков килоэлектронвольт);
- **жесткое β -излучение** (до нескольких единиц мегаэлектронвольт).

Вероятность взаимодействия β -частиц с веществом меньше, чем α -частиц, так как β -частицы имеют в два раза меньший заряд и приблизительно в 7300 раз меньшую массу.

Удельная ионизация для β -частицы составляет 4–8 пар ионов на 1 мм пути, т. е. пробег β -частиц намного больше пробега α -частиц с той же энергией. Максимальные пробеги β -частиц с энергией 1 МэВ составляет в воздухе около 4 м, в воде – 4,4 м, в алюминии – 2 мм.

При взаимодействии β -частиц с электронами атомов массы соударяемых частиц можно считать одинаковыми, поэтому β -частицы при столкновении отклоняются гораздо сильнее, в результате чего при торможении траектория движения β -частиц имеет вид ломаной линии.

Скорость β -частиц сравнима со скоростью света.

Взаимодействие электронов и позитронов с веществом качественно одинаково и складывается из трех основных процессов (рис. 7):

- упругого рассеяния на атомных ядрах;
- рассеяния на орбитальных электронах;
- неупругих столкновений с атомным ядром.

Упругое рассеяние β -частиц происходит в основном на ядрах, но может также происходить и на атомных оболочках. Вследствие малой массы β -частицы могут отклоняться на большие углы. Чем меньше энергия β -частиц, тем больше (в среднем) отклонение, которое она испытывает. Поэтому при радиометрических измерениях необходимо

учитывать эффект обратного рассеяния, который может привести к увеличению счета.

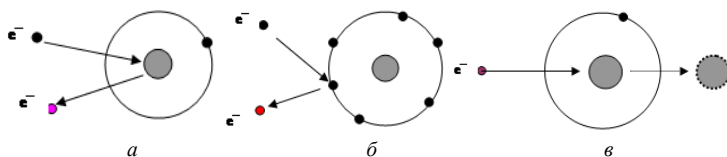


Рис. 7. Взаимодействие электронов и позитронов с веществом: *a* – упругое рассеяние β -частиц на ядрах атомов; *б* – упругое рассеяние β -частиц на электронах атома; *в* – вариант смещения ядра атома с кристаллической решетки

Рассеяние β -частиц на орбитальных электронах среды является наиболее важным процессом для регистрации β -частиц. Потерянная при столкновении энергия β -частицы передается орбитальному электрону, что ведет к возбуждению или ионизации атома.

При ионизации β -частицы выбивают орбитальные электроны, которые могут производить вторичную ионизацию. Полная ионизация равна сумме первичной и вторичной ионизации. На 1 мкм пути в веществе β -частица создает несколько сотен пар ионов.

При **неупругом столкновении** электронов с ядрами атомов происходит торможение электронов в поле ядра. Уменьшение энергии электронов в результате торможения приводит к испусканию тормозного рентгеновского излучения.

Потери энергии тем больше, чем больше энергия β -частицы и атомный номер элемента поглотителя. Поэтому для снижения тормозного излучения защиту для β -источников выполняют из материалов с малым атомным номером – алюминий, органическое стекло и др.

В случае применения тяжелых материалов возникает тормозное (вторичное) излучение, которое является рентгеновским и обладает большой проникающей способностью.

Поэтому пробег β -частиц нельзя однозначно характеризовать длиной пробега. Явление рассеивания приводит к тому, что даже частицы с одинаковой энергией проходят в веществе совершенно разные по протяженности пути. Экспоненциальная зависимость ослабления β -частиц может быть записана в виде

$$I_1 = I_0 e^{-\mu l},$$

где I_1 и I_0 – число падающих на поглотитель частиц и число частиц, прошедших сквозь него;

l – толщина поглотителя (см);

μ – справочный коэффициент.

Обычно величину максимального пробега β -частиц определяют как слой половинного ослабления, т. е. слой, снижающий вдвое начальное количество частиц. Значения максимального пробега β -частиц в различных средах близки, поэтому поглощающую способность многих веществ характеризуют величиной максимального пробега, определяемой для алюминия, и выражают в граммах на квадратный сантиметр (поверхностная плотность).

Гамма-излучение – это поток фотонов (квантов) электромагнитного излучения. Скорость распространения их в вакууме равняется скорости света – 3×10^8 м/с. Так как гамма-излучение является волновым, то характеризуется длиной волны, частотой колебаний и энергией. Энергия γ -кванта пропорциональна частоте колебаний, а частота колебаний связана с длиной их волны. Чем больше длина волны, тем меньше частота колебаний, и наоборот, т. е. частота колебаний обратно пропорциональна длине волны. Чем меньше длина волны и больше частота колебаний излучения, тем больше его энергия и, следовательно, проникающая способность. Энергия гамма-излучения естественных радиоактивных элементов колеблется от нескольких килоэлектронвольт до 2–3 МэВ и редко достигает 5–6 МэВ.

Гамма-излучение, если от него не защититься, может повредить внутренние ткани. Плотные и тяжелые материалы, такие как железо и свинец, являются отличными барьерами на пути гамма-излучения.

При взаимодействии **гамма-кванта** с веществом в зависимости от его энергии может произойти **фотоэффект** ($E_\gamma \leq 0,25$ МэВ), **комpton-эффект** ($0,25$ МэВ $\leq E_\gamma \leq 1,022$ МэВ) или **эффект образования электрон-позитронной пары** ($E_\gamma \geq 1,022$ МэВ).

Фотоэффект заключается в том, что гамма-квант, взаимодействуя с атомом или молекулой, выбивает из них электрон (называемый обычно фотоэлектроном). При этом гамма-квант полностью поглощается, вся его энергия передается электрону. В результате электрон приобретает кинетическую энергию, равную энергии γ -кванта, за вычетом энергии связи электрона в атоме. Этот вид взаимодействия наиболее вероятен, если энергия γ -кванта меньше 0,1–0,2 МэВ. Фотоэлектрическое поглощение быстро уменьшается с повышением энергии излучения. Вероятность фотоэффекта зависит от атомного номера и пропорциональна числу протонов поглотителя.

Эффект Комптона (комpton-эффект) – явление изменения длины волны электромагнитного излучения вследствие упругого рассеивания его электронами (рис. 8).

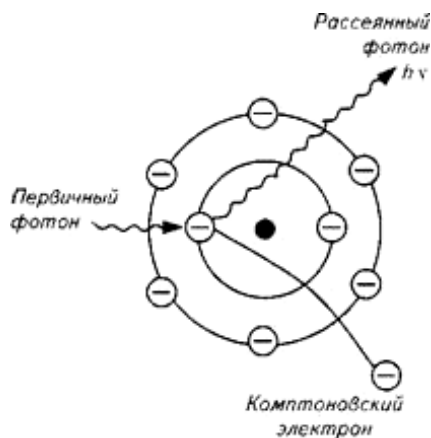


Рис. 8. Комpton-эффект

Эффект образования электрон-позитронной пары заключается в следующем. Некоторые γ -кванты с энергией не ниже 1,02 МэВ, проходя через вещество, превращаются под действием сильного электрического поля вблизи ядра атома в пару «электрон – позитрон». Возникновение пары «электрон – позитрон» приводит, как и фотоэффект, к полному поглощению энергии γ -кванта. Позитроны, замедляясь веществом, взаимодействуют с электронами среды, давая аннигиляционное гамма-излучение (рис. 9).

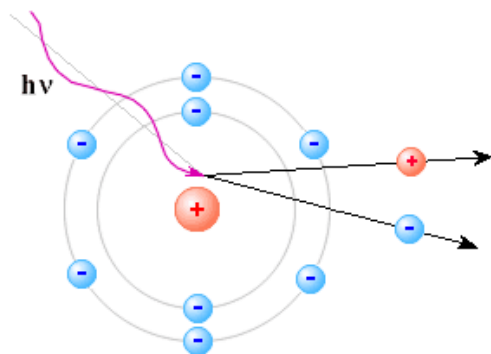


Рис. 9. Эффект образования электрон-позитронной пары

Интенсивность гамма-излучения при прохождении через вещество снижается в соответствии с экспоненциальным законом:

$$I_1 = I_0 e^{-\mu l},$$

где I_1 – интенсивность излучения после прохождения слоя вещества толщиной « l »;

I_0 – исходная интенсивность излучения;

μ – справочный коэффициент.

Конечного пробега гамма-излучения в веществе нет, поэтому проникающую способность характеризуют толщиной слоя половинного ослабления ($d_{1/2}$).

Рентгеновское излучение – электромагнитные волны, энергия фотонов которых лежит на шкале электромагнитных волн между ультрафиолетовым излучением и гамма-излучением, что соответствует длинам волн от 10^{-2} до 10^3 Å (ангстрем) или от 10^{-12} до 10^{-7} м.

Рентгеновское излучение получается искусственно в рентгеновской трубке, которая сама по себе не радиоактивна, или при торможении заряженных частиц электрическим полем ядер (тормозное излучение) (рис. 10).

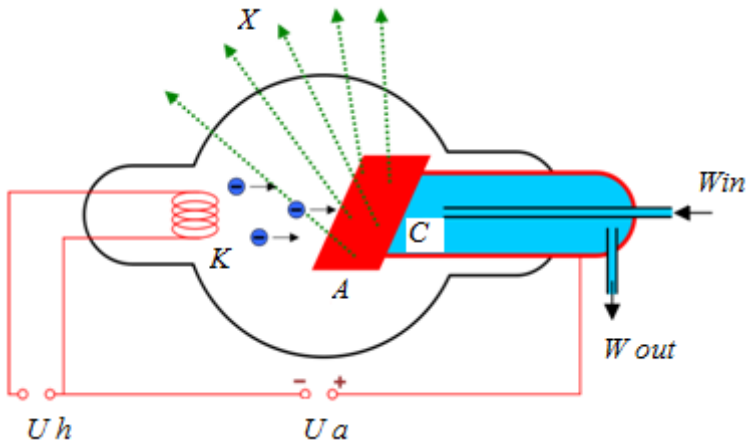


Рис. 10. Схематическое изображение рентгеновской трубки:
 X – рентгеновские лучи; K – катод; A – анод (иногда называемый антикатодом);
 C – теплоотвод; U_h – напряжение канала катода;
 U_a – ускоряющее напряжение; W_{in} – впуск водяного охлаждения;
 W_{out} – выпуск водяного охлаждения

Рентгеновское излучение является ионизирующим. Оно воздействует на ткани живых организмов и может быть причиной лучевой болезни, лучевых ожогов и злокачественных опухолей. По причине этого при работе с рентгеновским излучением необходимо соблюдать меры защиты. **Считается, что поражение прямо пропорционально поглощенной дозе излучения. Рентгеновское излучение является мутагенным фактором.**

Рентгеновские лучи могут проникать сквозь вещество, причем различные вещества по-разному их поглощают. Поглощение рентгеновских лучей является важнейшим их свойством в рентгеновской съемке. Интенсивность рентгеновских лучей экспоненциально убывает в зависимости от пройденного пути в поглощающем слое:

$$I = I_0 \cdot e^{-kd},$$

где d – толщина слоя;

k – коэффициент пропорциональности.

$$k = Z^3 \cdot \lambda^3,$$

где Z – атомный номер элемента;

λ – длина волны.

Поглощение происходит в результате фотопоглощения (фотоэффекта) и комптоновского рассеяния.

В отношении рентгеновского и гамма-излучения часто употребляют определения «**жесткое**» и «**мягкое**». Это относительная характеристика энергии и связанной с ней проникающей способности излучения. **Жесткое** – большая энергия и проникающая способность, $E_\gamma \geq 0,25$ МэВ; **мягкое** – меньшие энергия и проникающая способность, $E_\gamma \leq 0,25$ МэВ.

Нейтронное излучение возникает при ядерных реакциях (в ядерных реакторах, промышленных и лабораторных установках, при ядерных взрывах). Свободный нейтрон – это нестабильная, электрически нейтральная частица с временем жизни около 15 мин (880,1 с).

Открытие нейтрона (1932 г.) принадлежит физика Дж. Чедвику, за это открытие он получил Нобелевскую премию по физике в 1935 г. Считается надежно установленным, что нейтрон является связанным состоянием трех кварков: одного «верхнего» (u) и двух «нижних» (d). Кварковая структура – udd (рис. 11).

Кварк – фундаментальная частица в стандартной модели, обладающая электрическим зарядом, кратным $e/3$, и не наблюдающаяся в свободном состоянии. Кварки являются точечными частицами вплоть до масштаба примерно $0,5 \times 10^{-19}$ м, что примерно в 20 тысяч раз меньше размера протона.

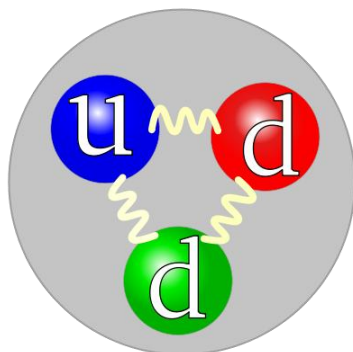


Рис. 11. Кварковая структура нейтрона

Нейтроны представляют собой поток незаряженных частиц, которые при прохождении через вещество взаимодействуют только с ядрами атомов. Нейтроны обладают широким диапазоном энергий – от долей до десятков миллионов электрон-вольт.

Проникающая способность нейтронов очень велика по причине отсутствия заряда и, как следствие, слабого взаимодействия с веществом. Проникающая способность нейтронов зависит от их энергии и состава атомов вещества, с которыми они взаимодействуют. Слой половинного ослабления легких материалов для нейтронного излучения в несколько раз меньше, чем для тяжелых. Тяжелые материалы, например металлы, хуже ослабляют нейтронное излучение, чем гамма-излучение.

В зависимости от энергии нейтронов обычно преобладают те или иные виды их взаимодействия с веществом. По уровню энергии они могут быть условно разделены на следующие группы:

- холодные (менее 0,025 эВ);
- тепловые (0,025–0,05 эВ);
- промежуточные (0,025–0,5 кэВ);
- быстрые (до 20 МэВ);
- сверхбыстрые (20–300 МэВ).

Медленные и тепловые нейтроны вступают в ядерные реакции, в результате которых могут образовываться стабильные или радиоактивные изотопы.

При прохождении пучка нейтронов через вещество могут появиться два вида их взаимодействия с ядрами вещества:

– во-первых, в результате соударения нейтронов с ядрами возможно упругое и неупругое рассеяние нейтронов;

– во-вторых, возникновение ядерных реакций типа (n, α) , (n, p) , $(n, 2p)$ и деление тяжелых ядер.

При неупругих взаимодействиях с веществом возникает вторичное излучение, которое может состоять как из заряженных частиц, так и из γ -квантов. При упругих взаимодействиях возможна обычная ионизация вещества.

Упругое рассеяние. Упругое взаимодействие нейтрона с ядрами аналогично столкновению бильярдных шаров. Если бильярдный шар, движущийся с большой скоростью, столкнется с неподвижным шаром, он передаст ему большую или меньшую часть энергии в зависимости от параметров удара, а сам изменит направление движения. Суммарная энергия обоих шаров до и после взаимодействия не изменится.

Из закона механики известно, что чем больше масса неподвижного шара по сравнению с массой движущегося, тем меньшая доля энергии будет ему передана при столкновении. Если массы сталкивающихся шаров равны, то при каждом столкновении движущийся шар будет терять в среднем половину своей энергии.

Аналогичным образом нейтроны, обладающие определенным запасом энергии, взаимодействуя с ядрами атомов, передают им часть энергии, а сами изменяют направление своего движения. Этот процесс называется **упругим рассеянием**.

Ядра атомов, получившие в результате столкновения определенный запас кинетической энергии (ядра отдачи), «выскакивают» из электронной оболочки и, проходя через вещество, производят ионизацию (поскольку они обладают зарядом). Чем меньше масса ядер среды, через которые проходят нейтроны, тем большую долю энергии они теряют в процессе упругого рассеяния. При каждом акте рассеяния на ядрах водорода нейтрон теряет в среднем половину энергии, при рассеянии на ядрах углерода – примерно 14–17 %, а при рассеянии на ядрах аргона – не более 8–9 %. Поэтому в качестве замедлителей нейтронов лучше всего использовать водородсодержащие или легкие вещества – обычную или тяжелую воду, парафин, бериллий, углерод.

В процессе упругого рассеяния энергия нейтрона постепенно уменьшается и приближается к энергии теплового движения атомов и молекул среды, равной примерно 0,025 эВ. Такие нейтроны называются **тепловыми**. Чтобы нейтрон с первоначальной энергией 1 МэВ стал тепловым, число столкновений с ядрами водорода должно быть равно 25.

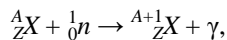
В углероде энергия этого нейтрона достигает 0,025 эВ после 100 столкновений, а при взаимодействии с ядрами урана – после 2100 столкновений. Этот процесс завершается примерно через 10^{-6} секунды.

Неупругое рассеяние. При захвате нейтрона ядром может произойти ядерная реакция, в процессе которой образуется ядро исходного нуклида, но при этом энергия испущенного нейтрона меньше энергии захваченного.

В этом случае говорят о процессе **неупругого рассеяния**, поскольку суммарная энергия системы (нейтрон + ядро) до взаимодействия не равна энергии системы после взаимодействия. Процесс неупругого рассеяния имеет большую вероятность для атомных ядер середины и конца периодической системы элементов.

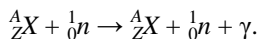
Радиационный захват. При достаточной тепловой скорости нейтрон может быть захвачен одним из ядер атомов среды. Ядро переходит при этом в возбужденное состояние. Возврат ядра в основное состояние сопровождается испусканием γ -квантов.

При радиационном захвате происходит следующая **ядерная реакция**:



т. е. образуется изотоп исходного элемента, а избыточная энергия, полученная ядром вследствие такой перестройки, испускается в виде γ -кванта. В ядерных реакторах, где создаются мощные потоки тепловых нейтронов, ядерная реакция указанного типа используется для получения искусственных радионуклидов.

Не только тепловые, но и быстрые нейтроны могут быть захвачены ядрами атомов. В результате произойдет ядерная реакция с вылетом β -частицы, протона и т. д. и образуется ядро другого элемента:



Радиационный захват нейтрона возможен при любой его энергии и на любых ядрах, но более вероятен на медленных нейтронах и тяжелых ядрах, что следует учитывать при выборе материала защиты.

Таким образом, при прохождении нейтронов через вещество происходят следующие взаимодействия с ядрами: упругое и неупругое рассеяния, радиационный захват и различного типа ядерные реакции. Вероятность различного типа взаимодействий зависит от энергии нейтронов.

Лучшими для защиты от нейтронного излучения являются **водородсодержащие материалы**. Обычно применяют воду, парафин, полиэтилен. Кроме того, нейтронное излучение хорошо поглощается бором, бериллием, кадмием, графитом. Поскольку нейтронное излучение сопровождается гамма-излучением, необходимо применять многослойные экраны из различных материалов: свинец-полиэтилен, сталь-вода и т. д. В ряде случаев для одновременного поглощения нейтронного и гамма-излучений применяют водные растворы гидроксидов тяжелых металлов, например, железа ($\text{Fe}(\text{OH})_3$).

К счастью, в мирной жизни нигде, кроме как непосредственно вблизи ядерных реакторов, нейтронное излучение практически не существует.

1.4. Методы регистрации ионизирующих излучений

1.4.1. Классификация методов регистрации ионизирующих излучений и основные термины

Излучение радиоактивных веществ нельзя увидеть подобно световому излучению, не ощущаем мы его и в виде теплового излучения, не воспринимаем органами слуха, следовательно, обнаружить непосредственно его не удастся. Несмотря на то, что до сих пор еще никто не видел непосредственно электроны или γ -кванты, мы не сомневаемся в их существовании и знаем о наличии у них определенных свойств. Это стало возможным благодаря косвенным наблюдениям, осуществляемым с помощью сложных приборов, которые позволяют получать ценные сведения о свойствах этих частиц, гораздо более точные, чем те, что дают наши органы чувств.

Пока частица летит и ни с чем не взаимодействует, она не наблюдается. Любой процесс регистрации частицы сводится к наблюдению результата взаимодействия ее с веществом. В зависимости от характера взаимодействия излучения с веществом методы регистрации излучения условно можно разделить на следующие виды:

- **ионизационные**, основанные на ионизирующем действии излучения;
- **оптические, сцинтилляционные** – регистрация люминесценции некоторых веществ под действием излучения;
- **радиографические**, основанные на химическом воздействии излучений на фотоэмульсию;

– **методы, основанные на эффекте Черенкова – Вавилова**, заключающиеся в том, что в некоторых веществах появляется свечение при пролете через них частицы, движущейся со скоростью, превышающей скорость распространения света в данном веществе.

Энергия, затрачиваемая частицей в результате различных процессов взаимодействия, в дальнейшем может преобразовываться в иные формы энергии. Так, энергия, передаваемая излучением ядрам и электронам среды, в конечном итоге превращается в тепловую энергию. Другими словами, при прохождении излучения через вещество последнее нагревается. Ионизация некоторых веществ способствует протеканию в них специфических химических реакций, в результате чего возникают новые вещества.

Все эти процессы, заключающиеся в преобразовании энергии излучения в другие виды энергии, используют для регистрации частиц. Чтобы зарегистрировать указанные процессы, необходимы определенные устройства.

Устройства, предназначенные для преобразования энергии ионизирующего излучения в другие виды энергии, удобные для индикации и последующей регистрации и измерения, называются **детекторами ионизирующего излучения**.

Но детекторы, как правило, это лишь часть комплекса аппаратуры, предназначенной для регистрации излучений. Эффект, создаваемый излучением в детекторе, должен быть преобразован в электрический ток, который может привести в действие электрическое регистрирующее измерительное устройство.

Устройства, предназначенные для регистрации действия излучения на детектор, называются **регистраторами**.

Комплекты устройств – **детектор и регистратор** – обычно называют **радиометрами**.

Радиометры – приборы, предназначенные для получения информации об активности нуклидов, плотности потока и потоке ионизирующих частиц или фотонов.

Разновидность радиометров представляют собой **дозиметры**, градуированные в единицах дозы или мощности излучения.

Дозиметры – приборы, предназначенные для получения информации о дозе и мощности дозы или (и) об энергии, переносимой ионизирующим излучением или переданной им объекту, находящемуся в поле его действия.

Существует электрофизическая аппаратура, которая позволяет расшифровать в деталях свойства излучения, проходящего через де-

тектор. Приборы, предназначенные для анализа свойств (состав, энергия и т. д.) излучений, называются **анализаторами**. В настоящее время различные типы анализаторов принято называть **спектрометрами**. **Спектрометры** – приборы, предназначенные для получения информации о спектре распределения ионизирующего излучения по одному или более параметрам, например, по энергии квантов или частиц в потоке излучения.

Иногда регистрируются следы прохождения отдельных ионизирующих частиц через вещество. По длине следа обычно определяют энергию зарегистрированной частицы, а по виду следа – тип частицы. Такие детекторы принято называть **следовыми камерами**, также это могут быть **толстослойные фотоэмульсии**.

1.4.2. Основные характеристики детекторов ионизирующего излучения

Остановимся подробнее на классификации детекторов. В зависимости от используемого процесса взаимодействия излучения с веществом различают **четыре основных типа** детекторов.

1. **Ионизационные детекторы**, в которых непосредственно используется создаваемая излучением ионизация вещества. К ним относятся ионизационные камеры, газоразрядные счетчики разных типов (включая коронные и искровые счетчики), полупроводниковые детекторы, камера Вильсона, фотоэмульсии и некоторые другие виды детекторов.

2. **Радиолюминесцентные детекторы**, в которых используются сцинтилляции (вспышки света), сопровождающие возбуждение и ионизацию атомов и молекул среды. К этой группе относятся сцинтилляционные счетчики разных типов и термолюминесцентные детекторы.

3. **Детекторы Черенкова**, использующие так называемое излучение Черенкова – Вавилова.

4. **Калориметрические детекторы**, принцип действия которых основан на использовании нагрева вещества под действием излучения.

Одна из основных задач детектирования излучений – это восстановление характеристик излучения по сигналам, измеренным на выходах детекторов. Для этого необходимо знать, прежде всего, общие характеристики детекторов как преобразователей излучения в сигналы.

Наиболее простой тип детектора – **счетчик частиц**. Счетчиком может быть любой детектор, регистрирующий отдельные частицы, независимо от природы сигнала. Важно отметить, что счетчик в прин-

ципе позволяет определить момент прохождения частицы через его объем. Форма импульса на выходе счетчика характеризует в основном процессы, происходящие в нем. Эти процессы в истинных счетчиках, таких как счетчик Гейгера – Мюллера или искровой счетчик, практически не зависят от природы частицы. Однако форма импульса может сильно зависеть от места прохождения частицы через детектор.

Сигнал на выходе пропорционального детектора пропорционален поглощенной в его объеме энергии. Любой пропорциональный детектор может работать как счетчик частиц.

При измерениях загрязнений внешней среды наибольшее распространение получили приборы с полупроводниковыми, сцинтилляционными и газоразрядными детекторами, которые обладают высокой чувствительностью и позволяют вести счет отдельных частиц и фотонов, а также измерять их энергию. Реже для оценки загрязнений внешней среды используют приборы с ионизационными камерами, имеющими меньшую чувствительность.

Одна из основных характеристик счетчика – **эффективность регистрации частиц**. Она определяется из следующего отношения:

$$\eta_p = \frac{N_p}{N},$$

где N_p – число зарегистрированных частиц (квантов);

N – число частиц (квантов), попавших за это же время в рабочий объем детектора.

Эффективность регистрации зависит от многих факторов, в частности, от вида излучения и его энергии, поэтому она различна не только для разных счетчиков, но и для одного и того же.

Спектральной характеристикой счетчика называется зависимость эффективности регистрации частиц (квантов) от энергии частицы (или энергии кванта) при прочих равных условиях.

Счетной характеристикой (СХ) называют зависимость скорости счета, т. е. числа зарегистрированных в единицу времени импульсов, от напряжения U между электродами счетчика при неизменном числе частиц, попадающих в объем счетчика в единицу времени.

Как правило, СХ имеет плато, т. е. участок, где скорость счета практически не зависит от напряжения между электродами.

Если число частиц (квантов), проходящих через счетчик, известно, то удобно построить зависимость эффективности регистрации частиц от напряжения между электродами. Эта нормированная счетная характеристика облегчает выбор режима работы счетчика. Очевидно, что эффек-

тивность регистрации не может быть больше единицы, поэтому измерение зависимости эффективности регистрации частиц от напряжения между электродами счетчика позволяет выявить «ложные» импульсы.

Эффективность регистрации энергии (ЭРЭ) определяют как отношение поглощенной в объеме детектора энергии к падающей на поверхность входного окна.

Эффективность регистрации энергии показывает, какая доля энергии излучения, падающего на входное окно, поглощается в рабочем объеме детектора. Если поглощается вся падающая энергия излучения, то детектор в данном эксперименте является детектором полного поглощения. Его эффективность равна единице.

Эффективность регистрации энергии всегда меньше или равна эффективности регистрации частиц (или квантов). При эффективности регистрации частиц, равной единице, ЭРЭ может отличаться от единицы на много порядков. Это обусловлено тем, что для образования сигнала на выходе детектора требуется энергия от единиц до сотен электрон-вольт, в то время как энергия регистрируемой частицы может составлять 10^6 – 10^{12} эВ. Поэтому, если каждая регистрируемая частица теряет только часть своей кинетической энергии, то эффективность регистрации энергии меньше, чем эффективность регистрации частиц.

Наиболее общей характеристикой любого детектора является его **функция отклика (ФО)**. Для детектора, используемого для измерения энергетического спектра частиц, **функция отклика $G(E, V)$ определяет вероятность образования сигнала с амплитудой V при попадании в детектор частицы или фотона с энергией E .**

Вероятность регистрации может быть нормирована по-разному:

- к активности источника;
- к числу частиц, попавших в детектор;
- к потоку частиц в том месте, где расположен детектор.

В зависимости от этого величины вероятности регистрации будут различными и функции отклика носят разные названия. Дадим определения некоторым из них, наиболее распространенным.

Эффективность детектора ε_d – это отношение числа зарегистрированных сигналов (импульсов, треков, световых вспышек и т. д.) к числу частиц, попавших в детектор.

Чувствительность детектора S_d – это отношение числа зарегистрированных сигналов в единицу времени к потоку частиц в месте, где расположен детектор излучения.

Светосила L – это отношение числа зарегистрированных сигналов к числу частиц, испущенных источником. Светосила, как это следует из определения, существенно зависит от взаимного расположения детектора и источника излучений, поэтому она, скорее, характеризует измерительное устройство в целом по сравнению с самим детектором.

Экспериментально ФО определяется обычно следующим образом. При фиксированных значениях энергии E_i измеряют распределение импульсов по амплитудам $G(E_i, V)$. В таких измерениях используют моноэнергетические источники излучения. Функцию $G(E_i, V)$ называют **формой линии детектора**. На рис. 12 и рис. 13 приведены два распределения, существенно отличающихся друг от друга.

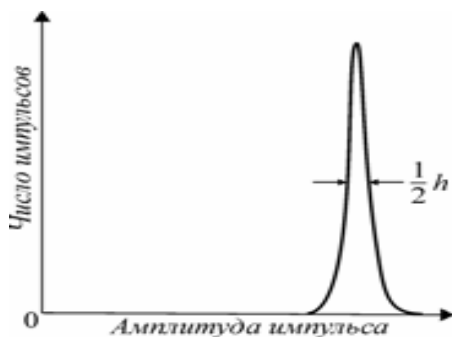


Рис. 12. Функция отклика полупроводникового детектора при облучении его моноэнергетическими альфа-частицами

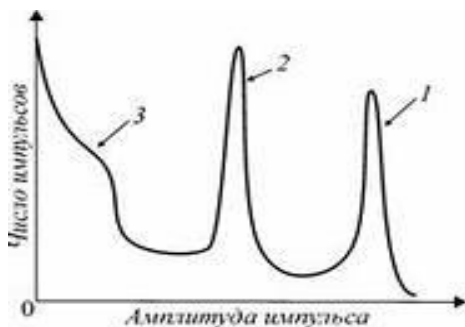


Рис.13. Функция отклика ионизационного детектора (сферическая ионизационная камера для измерения спектров нейтронов с помощью реакции ядра гелия-3 (гелион) ${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{H}$) при облучении его моноэнергетическими нейтронами с энергией ≈ 400 кэВ:
 1 – пик 400 кэВ нейтронов;
 2 – пик тепловых нейтронов;
 3 – плато рассеяния нейтронов на ядрах ${}^3\text{He}$

Очевидно, что ФО зависит от механизма регистрации. Если при регистрации альфа-частиц полупроводниковым детектором энергия частиц напрямую преобразуется в сигнал детектора, то в аппаратурном распределении импульсов ионизационной камеры (рис. 13) помимо пиков ядерной реакции ${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{H}$ появляется широкая ступенька (3), связанная с упругим рассеянием нейтронов на ядрах ${}^3\text{He}$. В каждом из этих процессов реализуется разная доля энергии нейтронов, поэтому и функция отклика такого детектора имеет столь сложный вид.

Для многих детекторов форма линии представляет собой распределение, более или менее близкое к гауссовскому (рис. 14).

Важным параметром этой функции, а следовательно, и характеристикой детектора, является **ширина распределения на половине высоты ΔV** . Ширину распределения ΔV обычно выражают в единицах энергии и называют **энергетическим разрешением детектора ΔE** .

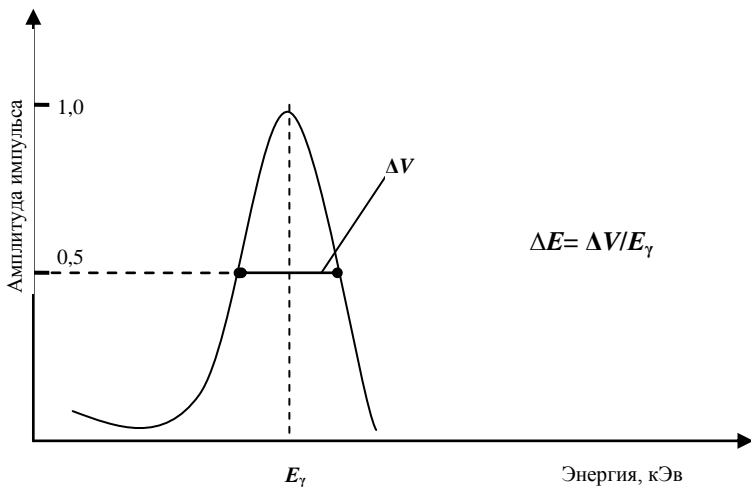


Рис. 14. Относительное энергетическое (амплитудное) разрешение детектора

Ширина пика ΔV отражает флуктуацию. **Флуктуация** (от лат. *Fluctuatio* – колебание) – термин, характеризующий любое колебание или любое периодическое изменение амплитуд сигналов на выходе детектора, обусловленных, главным образом, статистическим разбросом числа носителей заряда (n_e).

Энергетическое разрешение детекторов тем лучше, чем большее число носителей заряда образуется в детекторе, т. е. чем выше энергия излучения и меньше удельная энергия образования носителей заряда. Наименьшую удельную энергию образования одной пары носителей заряда (электрон-дырка) имеют полупроводниковые детекторы (ППД) – от 2,9 до 3,7 эВ в зависимости от типа, что обеспечивает полупроводниковым детекторам наилучшее энергетическое разрешение по сравнению с другими типами детекторов. Удельная энергия ионизации среды в газовых детекторах (образование пары «ион – электрон») на порядок выше и составляет от 20 до 32 эВ в зависимости от типа среды, и энергетическое разрешение газовых детекторов практически в три раза хуже разрешения ППД. В сцинтилляционных детекторах энергия излучения конвертируется в фотоны света (коэффициент преобразования – не более 0,1), а первичными носителями заряда являются фотоэлектроны, которые выбиваются с фотокатода ФЭУ световыми фотонами (вероятность – не более 0,1 на фотон). Отсюда следует, что удельная энергия образования первичных носителей заряда в сцинтилляционных детекторах практически на порядок больше, чем в газонаполненных, и на два порядка больше, чем в ППД, а энергетическое разрешение соответственно в 3–4 раза хуже, чем в газонаполненных детекторах, и на порядок хуже, чем в ППД.

В табл. 1 приведены средние значения удельной энергии и энергетического разрешения по энергии 662 кэВ изотопа ^{137}Cs для наиболее распространенных типов детекторов, по которым нетрудно выполнить оценку разрешения детекторов для любой другой энергии излучения.

Таблица 1. Удельная энергия преобразования и энергетическое разрешение детекторов по энергетической линии излучения 662 кэВ

Детекторы	Материал рабочей среды	ϵ , эВ	R, %
Полупроводниковые	Германий	2,96	0,2–0,8
	Кремний	3,67	0,3–1,0
Газонаполненные	Ксенон	21	1,2–1,6
	Криптон	23	1,4–1,8
	Аргон	26	1,5–1,9
Сцинтилляционные	NaI(Tl)	250–300	6–8
	CsI(Tl)	600–700	8–9
	Антрацен	500–600	7–9
	Стильбен	900–1100	10–12
	Пластмасса	1000–1500	10–15
	Жидкость	1000–2000	10–17

Разрешение может существенно ухудшаться, если энергия излучения соизмерима с энергией собственных тепловых шумов детектора. При регистрации гамма-квантов в нормальных температурных условиях среднее значение энергетического эквивалента тепловых шумов для пропорциональных счетчиков составляет 0,2–0,5 кэВ, для фотоумножителей в энергетической шкале NaI(Tl) – 0,3–1 кэВ, для кремниевых ППД может достигать 10 кэВ. Для снижения уровня шумов ППД используются с охлаждением до 70–100 °К, при этом уровень шумов может быть снижен на порядок. Кроме того, при регистрации низкоэнергетического излучения приобретают значение шумы первого каскада усиления сигнала.

На практике часто применяют также термин «**относительное энергетическое разрешение**»:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{f(E) \cdot \Delta V}{f(E) \cdot E \cdot V},$$

где f – **индекс разброса дисперсии (ИДС)**, или фактор Фано (используется для изучения поведения процессов радиоактивного распада).

Эта величина определяется как отношение дисперсии количества событий (в нашем случае – количества распадов) на заданном окне наблюдений k к соответствующему математическому ожиданию:

$$f(k) = \frac{\sigma^2(k)}{m(k)}.$$

Для пропорционального детектора это выражение упрощается:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta V}{V}.$$

Нижний предел этой величины определяется статистическим характером взаимодействия излучения с веществом. Так, в пропорциональном детекторе амплитуда импульса пропорциональна количеству пар носителей, образованных частицей: $V \approx N$.

Временное разрешение, мертвое время и восстановительное время.

Перед рассмотрением принципов работы различных типов газонаполненных детекторов важно уяснить понятия «временное разрешение», «мертвое время» и «восстановительное время». Если время временного разрешения велико, при высокой скорости счета импульсы с детектора могут располагаться так близко во времени, что большое

количество информации будет утеряно. Это означает, что общее количество отсчетов может быть значительно недооценено.

Временное разрешение детектора определяется как минимальное время, которое должно разделять два импульса, чтобы они были зарегистрированы как два отдельных события. Временное разрешение зависит от следующих факторов:

мертвого времени детектора (т. е. отрезка времени, в течение которого сигнал или импульс возрастает до величины, достаточной для его регистрации);

восстановительного времени (т. е. времени, в течение которого детектор восстанавливается после ионизационного воздействия и возвращается в исходное состояние).

Временное разрешение детектора будет зависеть от того, какой тип взаимодействия произошел в детекторе. Однако полное временное разрешение прибора также будет зависеть от мертвых времен, связанных с электронными компонентами счетной системы.

Эффективность регистрации излучения является энергетической пространственно-угловой функцией вероятности процесса взаимодействия излучения с рабочей средой детектора.

Вероятность регистрации ионизирующей частицы при прохождении через рабочую среду детектора определяется вероятностью передачи частицей своей энергии частично или полностью рабочей среде. Эта вероятность зависит:

- от вида излучения;
- энергии излучения;
- плотности рабочей среды детектора;
- размеров детектора;
- геометрии измерений.

В первом приближении она определяется выражением:

$$\rho = 1 - e^{(-\mu\rho l)},$$

где μ – массовый коэффициент поглощения излучения данного вида и энергии в рабочей среде, см/г;

ρ – плотность среды;

l – средняя длина пробега частиц в среде.

Приведенное выражение не учитывает факторов конкретной конструкции детектора и условий проникновения излучения в рабочую среду детектора, что немаловажно для низкоэнергетических видов излучений. Эффективность регистрации может иметь средние значения от 0 до 1.

Расчет практической эффективности регистрации производится по формуле

$$\varepsilon(E) = m / (s - \varphi(E)),$$

где s – площадь входного окна детектора (для изотропных детекторов – площадь сечения);

$\varphi(E)$ – плотность потока излучения;

m – частота актов регистрации выходных сигналов детектора.

Самым проникающим видом излучения с большой длиной пробега квантов является гамма-излучение, в связи с чем для их детектирования используются сцинтилляторы и ППД, эффективность регистрации которых тем больше, чем больше их плотность, геометрические размеры и эффективный атомный номер вещества детектора.

На рис. 15 приведены графики спектральной эффективности регистрации гамма-излучения неорганическими сцинтилляторами NaI(Tl) различных размеров.



Размеры монокристаллов NaI (диаметр × высота):

— 30 × 20 мм; - - 60 × 40 мм; -- 120 × 120 мм;

— 30 × 20 мм с экраном 2 мм Fe

Рис. 15. Эффективность регистрации гамма-квантов сцинтилляторами NaI(Tl)

При регистрации низкоэнергетических гамма-квантов (менее 100 кэВ) существенную роль начинает играть поглощение излучения в контейнере детектора и в защитной конструкции блока детектирования, если он не имеет специального входного окна.

Эффективность регистрации гамма-излучения газонаполненными счетчиками в интервале энергий от 100 кэВ до 3 МэВ не превышает 2 % и практически не зависит от размеров счетчиков, а в области энергий ниже 200 кэВ существенно зависит от материала корпуса (катода) счетчика, в котором осуществляется конверсия гамма-квантов в электроны. В качестве материала катода обычно используется вольфрам, медь и железо. Пример эффективности регистрации гамма-квантов газонаполненными счетчиками приведен на рис. 16.

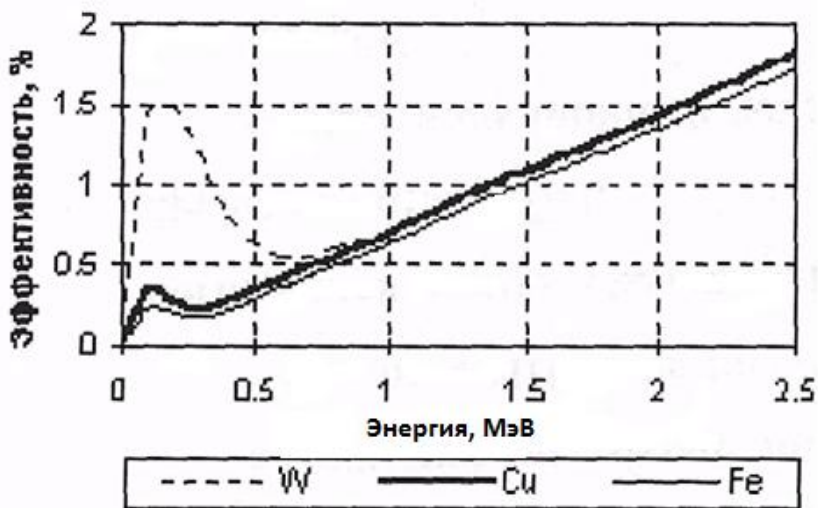


Рис. 16. Эффективность регистрации гамма-квантов газонаполненными счетчиками

Что касается эффективности регистрации бета- и альфа-частиц, то практически для всех видов детекторов она близка к 100 % в связи с малой проникающей способностью этих видов излучения. Последнее обстоятельство выводит на первое место по влиянию на эффективность регистрации фактор поглощения излучения во входном окне детектора, особенно при регистрации низкоэнергетических частиц.

Понятие практической эффективности регистрации обычно применяется к датчику в целом (с данным типом детектора) и выражается в процентах (от 0 до 100 %).

Для характеристики блоков детектирования и устройств с фиксированной геометрией измерений применяется также понятие **светосилы**, как отношения числа регистрируемых частиц к числу частиц, испускаемых источником излучения. Значение светосилы является безразмерной величиной в интервале 0–1.

Избирательность детекторов. Детекторы различных типов, размеров и конструкций, с различным состоянием агрегатной среды могут отличаться на 1, 2 и более порядков как по эффективности регистрации различных видов излучения, так и по эффективности регистрации в различных диапазонах спектра излучения. Это позволяет специализировать детекторы по измерительным задачам и производить измерение одних видов и энергий излучения на сопутствующем фоне излучения других видов и энергий. Качество работы детекторов при этом может прямо оцениваться избирательностью – отношением эффективности регистрации измеряемого и фонового излучения при равных значениях плотности потоков. Избирательность в значительной степени может быть усилена геометрией измерений и конструкцией блока детектирования в целом (экранирование, коллимация и т. п.).

Для детектирования заряженных частиц, в принципе, можно использовать все типы детекторов, при этом по характеру преобразования энергии частиц в заряд детекторы разделяют на **пробежные и пролетные**. К пробежным относят детекторы с толщиной чувствительного объема, превышающей длину пробега частиц в материале детектора и обеспечивающей полное поглощение энергии частиц. У пролетных детекторов толщина чувствительного объема много меньше длины пробега частиц и выходные сигналы пропорциональны произведению линейной плотности ионизации на треках частиц на длину треков, т. е. зависят от типа частиц, их массы, заряда и угла входа в детектор. Один и тот же детектор может быть пробежным к одному виду частиц и пролетным к другому, что создает условия для их селективной регистрации. Так, например, поверхностно-барьерные ППД с малой толщиной чувствительного слоя (порядка 0,05 мм) являются пробежными по альфа-излучению и пролетными по бета-излучению с энергией более 100 кэВ.

Реакция детекторов на поток нейтральных частиц и квантов имеет более сложный характер и проходит в два этапа. На первом этапе в чувствительной среде детектора или в специальных материалах его конструкции осуществляется конверсия первичного потока излучения

во вторичный поток заряженных частиц, который и регистрируется на втором этапе. Эффективность процессов на этих двух этапах может изменяться раздельно и целенаправленно, что создает разнообразие детекторов по материалам и агрегатному состоянию чувствительных сред и защите от внешних потоков заряженных частиц в зависимости от специализации датчиков по видам и энергии регистрируемого излучения.

В табл. 2 приведена основная специализация детекторов по видам регистрируемого излучения и по возможностям спектрального анализа излучения.

Таблица 2. Направления основной специализации детекторов

Тип детектора	Вид излучения					Спектральный анализ				
	α	β	γ	x	n	α	β	γ	x	n
Камеры интегральные газовые ионизационные	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-
Камеры импульсные газовые ионизационные	+	+	+	+	+	+	+	-	-	+
Счетчики пропорциональные газовые ионизационные	+	+	+	+	+	-	+	+	+	+
Счетчики Гейгера-Мюллера газовые ионизационные	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-
Полупроводниковые $p-n$, твердотельные ионизационные	+	-	-	-	+	+	-	-	-	-
Полупроводниковые $p-i-n$, твердотельные ионизационные	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Сцинтилляционные газовые	+	+	-	-	+	+	+	-	-	+
Сцинтилляционные жидкостные	-	+	+	-	+	-	+	+	-	-
Сцинтилляционные неорганические твердотельные	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Сцинтилляционные органические твердотельные	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Сцинтилляционные пластмассовые твердотельные	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-
Сцинтилляционные дисперсные твердотельные	+	+	-	-	+	-	-	-	-	-

Детекторы являются неотъемлемой частью радиометров, которые состоят из различных блоков, согласованных между собой и обеспечивающих достоверность измерения. Типичная блок-схема радиометра представлена на рис. 17.

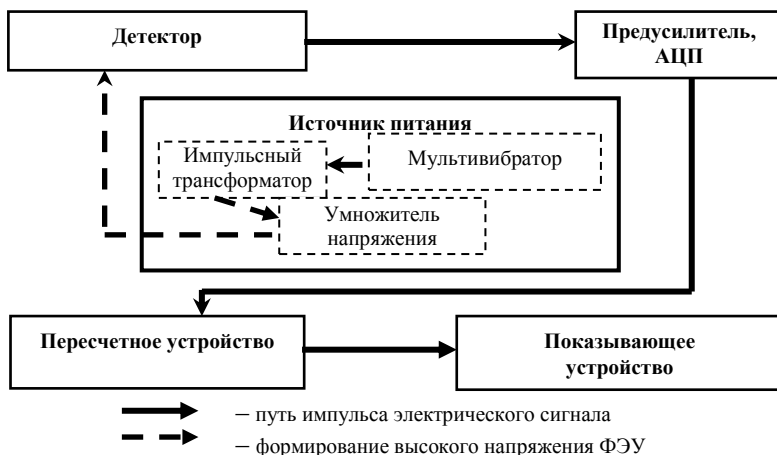


Рис. 17. Блок-схема радиометра

1.5. Ионизационный метод регистрации ионизирующего излучения

1.5.1. Физические основы обнаружения излучений

Методы обнаружения излучения, которым сопровождаются естественная или искусственная радиоактивность и ядерные реакции, а также космических лучей основаны на явлениях взаимодействия излучения с облучаемым веществом. Различаются **первичные** и **вторичные** взаимодействия. **Первичные взаимодействия** вызываются частицами, обладающими электрическим зарядом, **вторичные** – нейтральными частицами и гамма-излучением.

Причиной первичного взаимодействия могут быть, таким образом, альфа- и бета-излучения природных или искусственных радиоактивных веществ, протоны, дейтроны и позитроны, испускаемые искусственными радиоактивными изотопами, и заряженные частицы космических лучей. Эти частицы при прохождении через вещество отдают свою кинетическую энергию непосредственно электронам облучаемого вещества (вторичные электроны).

Вторичные взаимодействия вызываются γ -лучами природных или искусственных радиоактивных веществ, нейтронным излучением, сопровождающим ядерные реакции, а также нейтральными частицами космических лучей. Гамма-лучи в зависимости от их жесткости при-

водят к образованию фотоэлектронов, комптоновских электронов или электронно-позитронных пар. Нейтральные частицы, обладающие высокой кинетической энергией, при столкновении с ядрами атомов передают часть своей энергии этим ядрам (ядра отдачи). Для их обнаружения особенно пригодны водород и его соединения; быстрая нейтральная частица, сталкиваясь с ядром атома водорода (протоном), выбивает его из атома. Нейтральные частицы (особенно нейтроны) могут также вызывать различные ядерные реакции, первичные продукты которых содержат по меньшей мере одну заряженную частицу или же распадаются с образованием вторичных продуктов, содержащих заряженные частицы. Вторичные заряженные частицы вызывают такое же взаимодействие, как и первичное излучение; эти частицы передают свою кинетическую энергию электронам облучаемого вещества (третичные электроны).

В зависимости от физических и физико-химических свойств облучаемого вещества вторичные электроны (при первичных взаимодействиях) или третичные электроны (при вторичных взаимодействиях) характеризуются различным поведением и вызывают различные эффекты. Они либо покидают атомы или молекулы, в состав которых ранее входили, либо остаются в них и переходят на более высокие энергетические уровни, с которых возвращаются в основное состояние с освобождением избыточной энергии. При непосредственном или косвенном удалении электронов из атома или молекулы в результате облучения могут наблюдаться различные эффекты. В газах – преимущественно ионизация и реже химические изменения; в жидкостях – диссоциация, приводящая к повышению проводимости и одновременно к химическим изменениям; в твердых телах – химические изменения или переброс электронов в полосу проводимости или испускание вторичных электронов. Если электрон переходит на более высокий энергетический уровень, оставаясь в атоме или молекуле, то эффекты во всех трех агрегатных состояниях одинаковы. Электрон либо возвращается в результате испускания одного или нескольких фотонов в основное состояние (люминесценция), либо с более высокого энергетического уровня возвращается в основное состояние, и при этом повышается энергия колебаний и возрастает тепловая энергия атома, молекулы или кристаллической решетки (нагревание). Иногда различные процессы происходят одновременно. Все используемые в настоящее время детекторы радиоактивного излучения по своему принципу основываются на одном из перечисленных выше первичных или вторичных взаимодействий. Важнейшими из них являются **детекторы, основанные на ионизации газов:**

а) ионизационные камеры (без газового усиления);

б) пропорциональные счетчики (со слабым или средним газовым усилением);

в) счетчики Гейгера – Мюллера (с сильным газовым усилением);

г) искровые счетчики (с чрезвычайно сильным газовым усилением, приводящим к образованию искр);

д) камеры Вильсона и диффузионные камеры (с конденсацией капелек жидкости на ионах вдоль траектории движения частицы).

Чрезвычайно широко распространены также детекторы, в которых используется эффект люминесценции – сцинтилляционные счетчики. В них световые вспышки, образующиеся в результате люминесценции облучаемого вещества (сцинтилляции), преобразуются с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в электрические импульсы. В этих детекторах применяются люминесцирующие газы, растворы, пластические материалы, органические и неорганические кристаллы. К этой же группе косвенно относятся и счетчики Черенкова.

К числу детекторов, в которых используются химические изменения входящих в них веществ, вызываемые радиоактивным излучением, относятся:

а) химические дозиметры (химические реакции в жидкостях, изменение рН и проводимости);

б) фотоэмульсии (выделение зерен серебра вдоль траектории частицы);

в) специальные виды стекол или кристаллы (образование центров окраски, люминесцирующих центров или обесцвечивание).

К детекторам, в которых происходит переброс электронов в полосу проводимости, относятся:

а) кристаллические счетчики, дающие под действием излучения импульсы тока (если детектор выполнен из изолирующего материала);

б) фоторезистора, изменяющие под действием излучения свое сопротивление (если детектор выполнен из полупроводника).

К детекторам, основанным на использовании нагрева в результате воздействия радиоактивного излучения, относятся:

а) калориметрические детекторы, в которых используется непосредственный нагрев тела излучением;

б) термоэлементы, или термоэлектрические батареи, в которых чувствительный слой нагревается в результате ядерных реакций;

в) пузырьковые камеры с жидкостями, в которых местный перегрев вдоль траектории частицы приводит к образованию пузырьков пара или растворенного в жидкости газа.

Одним из широко распространенных методов регистрации является **ионизационный.**

Известно, что при обычном давлении и температуре газы являются диэлектриками, т. е. состоят из электрически нейтральных молекул и не могут проводить электрический ток. При попадании в газ радиоактивной частицы или кванта происходит процесс ионизации, т. е. атомы и молекулы газа (часть или все) превращаются в отрицательные и положительные ионы и появляются свободные электроны. Если в газе нет электрического поля, то ионы и электроны участвуют только в беспорядочном движении. Ионы, сталкиваясь с молекулами газа, изменяют направление своего движения. В результате многочисленных столкновений с молекулами ионы движутся хаотично в объеме газа. Ионы сталкиваются не только с молекулами газа, но и между собой и с электронами. При этих столкновениях происходит процесс рекомбинации, в котором положительные ионы, присоединяя недостающие электроны, превращаются в нейтральные атомы и молекулы. Аналогичный процесс превращения в нейтральные атомы и молекулы происходит и с отрицательными ионами, которые отдают излишек электронов. Следовательно, рекомбинация изменяет число пар ионов и электронов в газе.

Еще один процесс, помогающий рекомбинировать ионам, – это диффузия, т. е. положительные и отрицательные ионы, участвуя в тепловом движении, перемещаются по всем направлениям в газе. Если плотность ионов в газе неравномерна, то происходит перетечка ионов между различными частями объема. Перетечки ионов выравнивают плотность ионов в газе. Этот процесс равномерного распределения ионов в некотором объеме газа называют **диффузией**. В процессе диффузии ионы испытывают дополнительные столкновения между собой и рекомбинируют.

Если же газ, через который проходит излучение, поместить в какую-либо камеру, имеющую два электрода, а к электродам подвести постоянное напряжение от некоторого источника тока, то движение ионов и свободных электронов станет направленным. Положительные ионы будут двигаться к отрицательному электроду (катоде), а отрицательные ионы и электроны – к положительному электроду (аноду).

Направленное движение электрических зарядов под действием электрического поля носит название **электрического тока**, т. е. внутри камеры возникает электрический ток, который может быть зарегистрирован. Такой ток называют **ионизационным**. Величина тока служит мерой интенсивности излучения (количества излучения). Протекание тока наблюдается до тех пор, пока на газ действует излучение.

Если излучения не будет, то тока в камере не будет, так как газ станет изолятором.

Следовательно, основой ионизационного метода регистрации излучений и счета отдельных ядерных частиц является **появление электропроводности в газе**.

Прохождение электрического (ионизационного) тока через газы, сопровождающееся совокупностью электрических, оптических и тепловых явлений, называют **газовым разрядом**.

Газовый разряд определяется свойствами газа, зависит от материала катода, величины межэлектродного расстояния, напряжения на электродах, типа частиц и их энергии, активности источника, наличия магнитного поля и других факторов.

1.5.2. Вольт-амперная характеристика газового разряда

Существует зависимость между приложенным к электродам напряжением и ионизационным током при постоянной интенсивности излучения. Эта зависимость называется **вольт-амперной характеристикой** газового разряда.

По оси абсцисс отложено напряжение, подаваемое на электроды, а по оси ординат – величина ионизационного тока (рис. 18).

Сложная зависимость тока от напряжения связана с особенностью физических процессов, протекающих в газе при движении ионов и свободных электронов в межэлектродном пространстве. Для понимания сущности этих процессов характеристика разбита на семь участков.

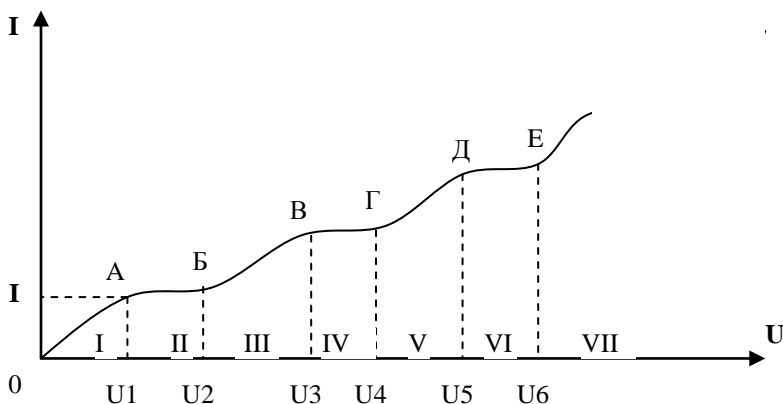


Рис. 18. Вольт-амперная характеристика газового разряда

На первом участке (0–А) в интервале напряжений от 0 до U_1 ток пропорционален напряжению. Этот участок называют **областью закона Ома**.

В этой области не все ионы, образованные в газе, достигают электродов. Часть ионов, двигаясь в газе, рекомбинирует.

С увеличением напряжения растет скорость направленного движения ионов и электронов, поэтому вероятность рекомбинации уменьшается и на электроды попадает все больше ионов и электронов. Однако с дальнейшим увеличением напряжения рост тока постепенно начинает замедляться и, наконец, наступает такой момент, когда с увеличением напряжения ток дальше не растет.

Это говорит о том, что почти все образующиеся в газовом объеме ионы и электроны попадают на электроды. Ток при этом достигает постоянной величины и носит название тока насыщения (участок А–Б) в интервале напряжений от U_1 до U_2 , т. е. ток практически постоянен, хотя кривая тока все же имеет небольшой подъем, вызванный небольшой рекомбинацией и другими второстепенными факторами. Этот участок носит название **области ионизационной камеры** (области насыщения). На этом участке число ионов пропорционально интенсивности излучения, а следовательно, и активности источника. Здесь ток насыщения обусловлен только первичной ионизацией (т. е. зависит только от энергии самой частицы).

В области насыщения кинетическая энергия, получаемая ионами и электронами от электрического поля, еще недостаточна для ионизации молекул.

По мере дальнейшего увеличения напряжения, где U больше U_2 , легкоподвижные электроны ускоряются до такой кинетической энергии, которой хватает для ионизации встречных молекул. Это третий участок III (участок Б–В). Эту ионизацию в отличие от первичной называют **вторичной**, или **ударной**, ионизацией.

Электроны вторичной ионизации вместе с электронами первичной в последующих столкновениях ионизируют другие молекулы. Таким образом, происходит лавинообразное размножение электронов и ионов. В создании ионизационного тока теперь принимают участие:

- 1) электроны и ионы, образованные частицей;
- 2) электроны и ионы, образованные от первичных электронов.

Наращение количества ионов и электронов (размножение), вызванное ударной ионизацией, называют **газовым усилением**. Для его характеристики используют понятие **коэффициента газового усиления**.

Это отношение числа электронов, образовавшихся в результате газового усиления, к первичным электронам, образовавшимся от самой частички:

$$K = \frac{N}{n},$$

где N – число электронов в лавине;

n – число первичных электронов.

Эта область носит название **пропорциональной**, так как несмотря на то, что число частиц в результате ударной ионизации и возрастает во много раз, оно все же остается пропорциональным первичному числу электронов. Третий участок (Б–В) обычно относят к пропорциональной области. Коэффициент газового усиления здесь составляет 10^3 – 10^4 раз.

Четвертый участок (В–Г) отвечает условиям, при которых как первичные, так и вторичные ионы и электроны достигают электродов. С увеличением напряжения в пределах плато (В–Г) увеличивается только скорость ионов и электронов, но не их количество, поэтому величина тока практически не меняется.

Если за областью В–Г увеличивать напряжение, то газовое усиление возрастает настолько, что пропорциональность не соблюдается, хотя величина ионизационного тока все еще зависит от энергии ионизирующей частицы. Это пятая область (Г–Д) с напряжениями от U_4 до U_5 . Она носит название **области ограниченной пропорциональности** с коэффициентом усиления 10^5 – 10^6 раз.

При увеличении напряжения выше точки Д (область Д–Е) каждая попавшая в детектор частица вызывает лавинный разряд. Причем величина этого разряда зависит не от числа первичных ионов или электронов или вида излучения, а только от напряжения между электродами. Это **область Гейгера**. Отличие этой области заключается в том, что газовый разряд в ней самостоятельный, т. е. появление хотя бы одного электрона вызывает вспышку самостоятельного разряда.

Развитию самостоятельного разряда способствует то, что в первичной лавине из-за возбуждения атомов и молекул газа возникает ультрафиолетовое излучение. Попадая на катод в результате фотоэффекта, они выбивают из него электроны, которые в свою очередь создают новые электронно-ионные лавины, таким образом газовый разряд сам поддерживается и развивается.

Если напряжение перенести за точку Е (седьмой участок), то в де-

текторе начнется самостоятельный разряд, возникающий уже без наличия ионизирующего излучения. Напряженность электрического поля возрастает на столько, что происходит вырывание электронов из катода и детектор быстро выходит из строя. Это **область непрерывного, или стационарного коронного, разряда**.

Таким образом, существует несколько областей газового разряда для применения их при ионизационном методе регистрации ионизирующих излучений:

АБ – ионизационные камеры;

БГ – пропорциональные счетчики;

ДЕ – счетчики Гейгера – Мюллера.

В области ГД счетчиков не существует.

1.5.3. Ионизационные камеры

При прохождении заряженных частиц в газах в результате ионизации образуются электроны и ионы. Если ионизация происходит в объеме между двумя электродами, которые имеют разность потенциалов, то за счет движения электронов и ионов к электродам в электрической цепи возникнет ток.

Все газовые ионизационные детекторы представляют собой конденсаторы, в которых пространство между электродами заполнено каким-либо газом. В зависимости от величины и распределения напряженности электрического поля в газовом промежутке эти детекторы обладают разными свойствами. Так, при сравнительно малых напряжениях электрического поля ток, протекающий в электрической цепи, не зависит от напряжения на конденсаторе и равен числу пар ионов, возникающих в единицу времени в объеме детектора, умноженных на заряд электрона. Такие детекторы называют **ионизационными камерами**. При более высоких значениях напряженности поля в результате газового усиления ток в электрической цепи может быть во много раз больше, чем число зарядов, возникающих в детекторе в единицу времени. При этом ток зависит от напряжения на конденсаторе и пропорционален ионизационному эффекту, создаваемому излучением. Такие детекторы называют **пропорциональными счетчиками**. Наконец, при еще более высоких значениях напряженности поля в конденсаторе возникает разряд, если в объем детектора попадает заряженная частица. Такие детекторы называют **газоразрядными счетчиками**.

Рассмотрим подробнее устройство и принцип работы ионизационной камеры.

Ионизационная камера – детектор для исследования и регистрации ядерных частиц и излучения, действие которого основано на способности быстрых заряженных частиц вызывать ионизацию газа.

Ионизационная камера представляет собой воздушный или газовый электрический конденсатор, к электродам которого приложена разность потенциалов V (рис. 19). Величина прикладываемого напряжения (обычно сотни вольт) подбирается так, чтобы образованные в камере при пролете заряженной частицы свободные заряды максимально быстро, не успев рекомбинировать, достигали электродов.

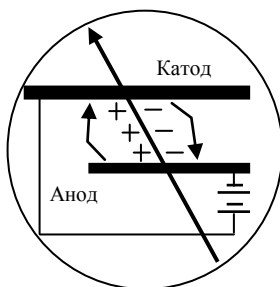


Рис. 19. Схема ионизационной камеры

Ионизационные камеры по своей конструкции представляют газовые конденсаторы. В зависимости от формы электродов ионизационные камеры подразделяются на **цилиндрические, плоские и сферические**.

Наиболее простой является ионизационная камера с параллельными плоскими электродами (дисками). Диаметр диска в несколько раз превышает расстояние между ними (рис. 20).

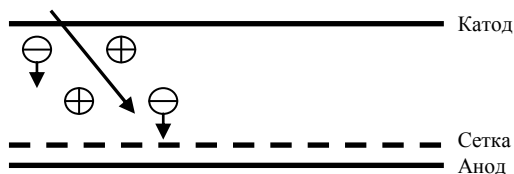


Рис. 20. Схема плоской ионизационной камеры

В цилиндрической ионизационной камере электроды – два коаксиальных цилиндра, один из которых заземлен и служит корпусом ионизационной камеры (рис. 21).

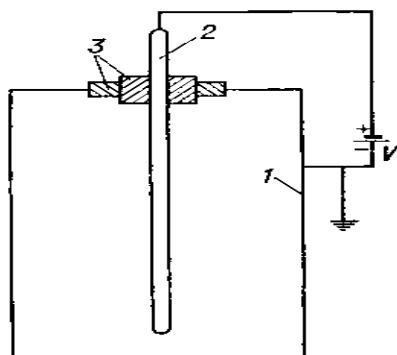


Рис. 21. Сечение цилиндрической ионизационной камеры:

- 1 – цилиндрический корпус камеры, служащий отрицательным электродом;
- 2 – цилиндрический стержень, служащий положительным электродом;
- 3 – изоляторы

Сферическая ионизационная камера состоит из двух concentрических сфер (иногда внутренний электрод – стержень) (рис. 22).

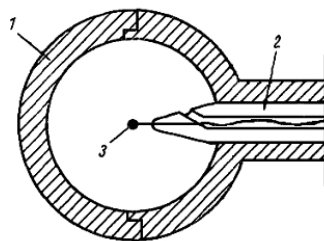


Рис. 22. Конструкция сферической ионизационной камеры:

- 1 – корпус; 2 – изолятор;
- 3 – электрод

При попадании ионизирующих частиц в пространство между электродами частицы ионизируют газ в рабочем объеме и образовавшиеся электроны и ионы движутся под действием постоянного электрического поля в направлении электродов, создавая ток в цепи ионизационной камеры. Ток измеряется регистрирующим устройством. Через некото-

рое время нарастание ионизационного эффекта в камере замедлится, а затем и прекратится совсем. Это означает, что если вначале, когда концентрация ионов и электронов была мала, ионизационный эффект только накапливался, то при больших концентрациях заметную роль начинает играть процесс, обратный ионизации, – **воссоединение ионов и электронов в нейтральные молекулы, называемое рекомбинацией**. Поэтому величина электрического поля должна быть достаточно большой для предотвращения рекомбинации электронов и ионов.

При наличии некоторой хотя бы небольшой разности потенциалов U между электродами в объеме камеры возникает упорядоченное перемещение носителей электрических зарядов и во внешней цепи появляется электрический ток. Величина тока, протекающего через какой-либо единичный элемент поверхности произвольно выбранного поперечного сечения камеры, может быть представлена в виде

$$i = e(n_+ u_+ + n_- u_-),$$

где u_+ и u_- – скорости перемещения носителей положительных и отрицательных электрических зарядов в направлении соответствующих электродов. Величину u называют обычно **скоростью дрейфа**.

Скорость дрейфа ионов u в данном газе при заданных давлении и напряженности поля является величиной постоянной. Более того, теория и эксперимент показывают, что для ионов при всех практически используемых напряженностях поля E скорость дрейфа u пропорциональна напряженности поля: $u = kE$. Коэффициент k определяется как скорость дрейфа при напряженности поля, равной 1 В/см, имеет размерность $\text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}$ и носит название **подвижности**. Таким образом, подвижность ионов k зависит только от природы и давления газа в камере.

В области $E < E_1$ (рис. 23) скорость дрейфа электронов мала, и часть из них рекомбинирует по дороге.

В интервале $E_1 < E < E_2$ все электроны достигают анода (режим насыщения), а при $E > E_2$ начинается процесс лавинного размножения ионов вблизи анода.

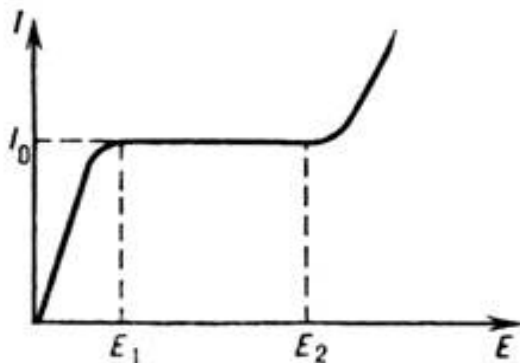


Рис. 23. Зависимость ионизационного тока I от приложенного электрического поля E

Ионизационная камера отличается от других газовых детекторов (пропорциональных камер, счетчиков Гейгера – Мюллера и др.) тем, что в ней не используется механизм газового усиления, т. е. размножение ионов за счет лавинообразного процесса вблизи анода.

Ток, проходящий через ионизационную камеру в области насыщения I_0 , пропорционален энергии E , выделяемой ионизирующей частицей в объеме ионизационной камеры, т. е. **поток частиц Φ** , падающему на ионизационную камеру:

$$I_0 = \frac{\phi e E}{E_0},$$

где e – заряд электрона;

ϕ – поток частиц падающий на ионизационную камеру;

E – энергия, выделяемая ионизирующей частицей в объеме ионизационной камеры;

E_0 – энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-ионной пары.

При увеличении напряжения U величина тока I_0 меняться, естественно, не будет. Значение тока I_0 называют поэтому **током насыщения**. Таким образом, при разности потенциалов U , обеспечивающей полное собиране электрических зарядов, сила тока, протекающего через ионизационную камеру, от величины напряжения U не зависит.

Режим насыщения достигается при достаточно большой скорости дрейфа электронов и ионов. Скорость увеличивают в 10–40 раз, добавляя к чистому аргону (Ar) 2,5–30 % многоатомных газов (H_2 , CH_4

и др.). При работе с чистыми многоатомными газами для насыщения требуются большие энергии. Ионизирующие частицы могут проникать в рабочий объем ионизационной камеры через тонкие окна либо непосредственно через стенки камеры. Иногда радиоактивный источник помещают внутрь ионизационной камеры в виде тонкого слоя на поверхности электродов или вводят в виде радиоактивной примеси к газу.

По режиму работы различают **токовые (интегральные) и импульсные ионизационные камеры.**

Токовые ионизационные камеры дают сведения об общем интегральном количестве ионов, образовавшихся в 1 с. Они обычно используются для измерения интенсивности излучений и для дозиметрических измерений. Так как ионизационные токи в ионизационных камерах обычно малы (10^{-10} – 10^{-15} А), то они усиливаются с помощью усилителей постоянного тока.

К группе интегральных камер относятся собственно токовые камеры и интегрирующие камеры. Токовые камеры применяют для измерения активности α -, β - и γ -препаратов, интенсивности α -излучения и мощности дозы от потока нейтронов, а также γ - и рентгеновского излучения. С помощью интегрирующих камер определяют мощности дозы γ -, рентгеновского и жесткого β -излучения, а также потока нейтронов. Схема включения интегральной ионизационной камеры представлена на рис. 24.



Рис. 24. Схема включения токовой ионизационной камеры: U – напряжение на электродах камеры; G – гальванометр, измеряющий ионизационный ток

Импульсные ионизационные камеры служат для регистрации отдельных импульсов, вызываемых каждой ионизирующей частицей.

Амплитуда импульса пропорциональна энергии частицы. Однако это условие выполняется только тогда, когда амплитуда импульса не зависит от направления движения частицы в газе. Данное затруднение снимается в камере с сеткой (рис. 25).

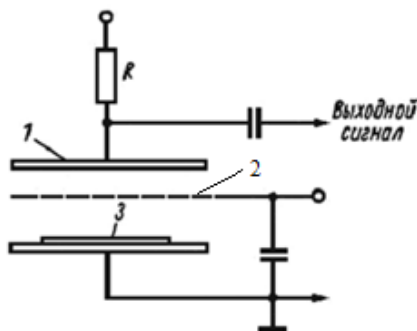


Рис. 25. Ионизационная камера с сеткой:
 1 – собирающий электрод; 2 – сетка;
 3 – радиоактивный источник

Вблизи собирающего электрода помещают сетку из тонких проволок. На сетку подается отрицательный потенциал, немного меньший потенциала высоковольтного электрода. Сетка имеет большую проницаемость для электронов, и практически все электроны попадают в объем газа между сеткой и собирающим электродом. Одновременно сетка экранирует собирающий электрод от воздействия положительных ионов, которые и влияют на амплитуду импульсов в камере без сетки. Вследствие этого амплитуда импульсов в камере с сеткой зависит только от энергии частиц.

В импульсных ионизационных камерах регистрируются и измеряются импульсы напряжения, которые возникают на сопротивлении R при протекании по нему ионизационного тока, вызванного прохождением каждой частицы. Амплитуда и длительность импульсов зависят от величины сопротивления R , а также от емкости конденсатора C . Для импульсной ионизационной камеры, работающей в области тока насыщения, амплитуда импульса пропорциональна энергии E , потерянной частицей в объеме ионизационной камеры. Схема включения импульсной ионизационной камеры представлена на рис. 26.

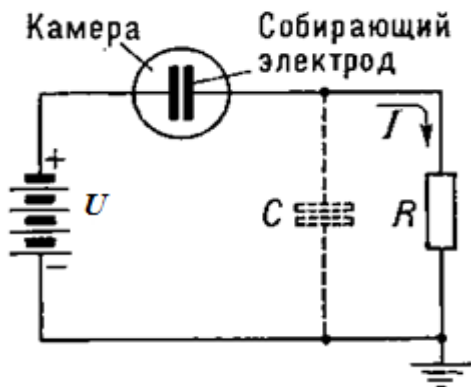


Рис. 26. Схема включения импульсной ионизационной камеры: C – емкость собирающего электрода; R – сопротивление

Обычно объектом исследования для импульсных ионизационных камер являются сильно ионизирующие короткопробежные частицы, способные полностью затормозиться в межэлектродном пространстве (α -частицы, осколки делящихся ядер). В этом случае величина импульса ионизационной камеры пропорциональна полной энергии частицы и распределение импульсов по амплитудам воспроизводит распределение частиц по энергиям, т. е. дает энергетический спектр частиц. Действительно, если частица полностью останавливается в объеме камеры, то по величине собранного заряда (количеству электронов, пришедших на анод) легко определить энергию частицы. Эта энергия равна произведению числа электронов n на среднюю энергию ϵ , необходимую для образования частицей одной пары электрон-ион (для газа $\epsilon \approx 30\text{--}40$ эВ).

Важная характеристика импульсной ионизационной камеры – ее **разрешающая способность**, т. е. точность измерения энергии отдельной частицы. Для α -частиц с энергией 5 МэВ разрешающая способность достигает 0,5 %.

В импульсном режиме работы важно максимально сократить время срабатывания ионизационной камеры. Подбором величины R можно добиться того, чтобы импульсы ионизационной камеры соответствовали сбору только электронов, гораздо более подвижных, чем ионы. При этом удастся значительно уменьшить длительность импульса и достичь время около 1 мкс.

Импульсные ионизационные камеры делятся на **пропорциональные**, у которых импульсы напряжения на выходе пропорциональны энергии излучения, и **счетные**, у которых импульсы не строго пропорциональны энергии излучения. Счетные камеры применяют для определения числа α -частиц (а также протонов и дейтронов), испускаемых препаратом в единицу времени, а также для измерения в отдельных случаях нейтронов и γ -излучения пульсирующих источников (например, бетатронов). Для счета β -частиц счетные камеры не применяют (наиболее удобными являются пропорциональные счетчики). Пропорциональные камеры используют для определения энергии и энергетического спектра α -частиц, протонов, дейтронов, быстрых нейтронов (водородное наполнение камеры), а также для счета β -частиц.

Варьируя форму электродов ионизационной камеры, состав и давление наполняющего ее газа, обеспечивают наилучшие условия для регистрации определенного вида излучения. Для исследования короткопобежных частиц источник помещают внутрь камеры или в корпусе делают тонкие входные окошки из слюды или синтетических материалов. В ионизационной камере для исследования гамма-излучений ионизация обусловлена вторичными электронами, выбитыми из атомов газа или стенок камеры. Чем больше объем ионизационной камеры, тем больше ионов образуют вторичные электроны. Поэтому для измерения γ -излучения малой интенсивности применяют ионизационные камеры большого объема (несколько литров и более).

Ионизационная камера может служить не только счетным, но и спектрометрическим детектором, т. е. позволяет определять энергию частицы. Это возможно вследствие независимости средней энергии, затрачиваемой в газе на образование одной пары электрон-ион, от энергии ионизирующей частицы и от производимой ею удельной ионизации, определяющейся зарядом и скоростью частицы. Поэтому величина заряда, образованного частицей в рабочем объеме камеры, пропорциональна энергии, потерянной частицей в газе, а в случае полного поглощения частицы в рабочем объеме камеры – ее энергии.

Преимуществами ионизационной камеры является простота устройства, широкий диапазон измеряемых активностей любого типа излучения, высокая чувствительность к α -излучению, хорошая воспроизводимость результатов и возможность определения активности препаратов больших размеров.

Недостатком ионизационной камеры являются очень низкие токи,

что требует применения очень чувствительной аппаратуры. Этот недостаток преодолевается в ионизационных детекторах с газовым усилением.

Ионизационная камера может быть использована и для измерений нейтронов. В этом случае ионизация вызывается ядрами отдачи (обычно протонами), создаваемыми быстрыми нейтронами, либо альфа-частицами, протонами или гамма-квантами, возникающими при захвате медленных нейтронов ядрами ^{10}B , ^3He , ^{113}Cd . Эти вещества вводятся в газ или стенки ионизационной камеры. Для исследования частиц, создающих малую плотность ионизации, используются ионизационные камеры с газовым усилением. Ионизационные камеры применяют также при исследовании космических лучей.

Импульсные ионизационные камеры широко используются в ядерной физике. Импульсные ионизационные камеры также применяются при исследовании альфа-распада ядер (измерение энергетических спектров альфа-частиц, детектирование слабых альфа-активностей) и при исследовании деления ядер (измерение энергетического распределения осколков спонтанного или вынужденного деления ядер, поиск новых спонтанно делящихся ядер).

Эффективность регистрации. Ионизационные камеры регистрируют заряженные частицы, попавшие в рабочий объем камеры, со 100%-ной эффективностью, если амплитуда импульса превышает порог регистрирующего устройства. Несколько сложнее определить эффективность, когда ионизационные камеры используются для регистрации гамма-квантов и нейтронов. Гамма-кванты можно зарегистрировать в камере по электронам, образующимся в результате рассеяния и поглощения гамма-квантов. Пробеги электронов в газе велики (средний пробег электрона с энергией 0,5 МэВ в воздухе при нормальных условиях составляет около 1,5 м), и поэтому камеры практически не используют для определения энергии гамма-квантов по электронам отдачи. При регистрации гамма-квантов чаще используют камеры в токовом режиме, где при определенных условиях ток оказывается пропорциональным энергии, поглощаемой в стенках камеры. При расчете эффективности основная сложность заключается в определении числа электронов, попадающих в рабочий объем камеры из ее стенок. Число электронов отдачи, которое образуется при взаимодействии γ -квантов с атомами газа, наполняющего камеру, обычно гораздо меньше.

1.5.4. Пропорциональные счетчики

Пропорциональный счетчик – газоразрядный прибор для регистрации ионизирующих излучений, создающий сигнал, амплитуда которого пропорциональна энергии регистрируемой частицы, теряемой в его объеме на ионизацию.

Недостатком ионизационной камеры являются очень низкие токи. Этот недостаток преодолевается в ионизационных детекторах с газовым усилением, что дает возможность регистрировать частицы с энергией менее 10 кэВ, в то время как сигналы от частиц таких энергий в ионизационных камерах «тонут» в шумах усилителя.

Работа пропорционального счетчика основана на явлении газового усиления.

Газовое усиление – это увеличение количества свободных зарядов в объеме детектора за счет того, что первичные электроны на своем пути к аноду в больших электрических полях приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации нейтральных атомов рабочей среды детектора. Возникшие при этом новые электроны в свою очередь успевают приобрести энергию, достаточную для ионизации ударом. Таким образом, к аноду будет двигаться нарастающая электронная лавина. Это «самоусиление» электронного тока (коэффициент газового усиления) может достигать 10^3 – 10^4 раз. Такой режим работы отвечает пропорциональному счетчику (камере). В названии отражено то, что в этом приборе амплитуда импульса тока (или полный собранный заряд) остается пропорциональной энергии, затраченной заряженной частицей на первичную ионизацию среды детектора. Таким образом, пропорциональный счетчик способен выполнять функции спектрометра, как и ионизационная камера. Энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков лучше, чем сцинтилляционных, но хуже, чем полупроводниковых.

Заряженная частица, проходя через газ, наполняющий пропорциональный счетчик, создает на своем пути пары ион – электрон, число которых зависит от энергии, теряемой частицей в газе. При полном торможении частицы в пропорциональном счетчике импульс пропорционален энергии частицы. Как и в ионизационной камере, под действием электрического поля электроны движутся к аноду, ионы – к катоду. В отличие от ионизационной камеры вблизи анода пропорционального счетчика поле столь велико, что электроны приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации. В результате вместо каж-

дого первичного электрона на анод приходит лавина электронов и полное число электронов, собранных на аноде пропорционального счетчика, во много раз превышает число первичных электронов (рис. 27).

Отношение числа ионов n , образовавшихся в результате газового усиления, к первоначальному числу ионов n_0 , образованных частицей, называется коэффициентом газового усиления M :

$$M = n_0 / n.$$

Форма электронно-ионной лавины вблизи анода сильно зависит от значения M . При $10 < M < 100$ лавина приобретает форму капли в направлении прихода электронов на анод; при $10^2 < M < 10^4$ лавина становится сердцеобразной, вытянутой в направлении прихода электронов; при $M > 10^4$ лавина полностью охватывает анод, в результате чего нарушается пропорциональность между n_0 и амплитудой сигнала.

Размер лавины вдоль проволочного анода растет с увеличением M от долей миллиметра до нескольких миллиметров.

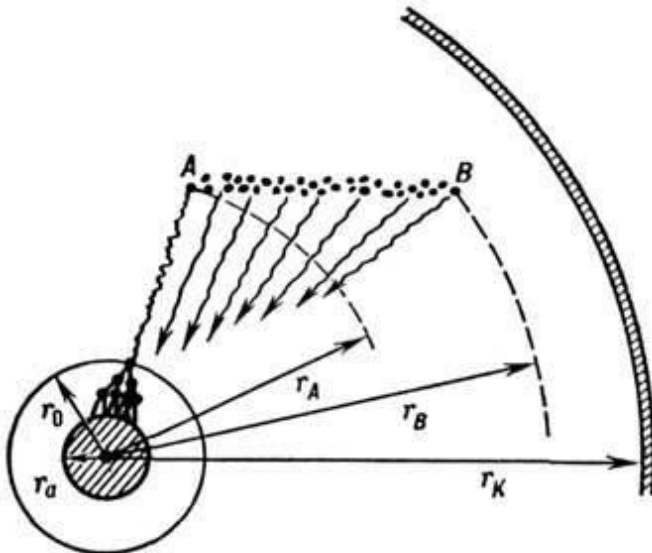


Рис. 27. Механизм работы пропорционального счетчика:
 $r_k - r_0$ — зона дрейфа первичных электронов; $r_0 - r_a$ — зона лавин

При столкновениях образуются также возбужденные атомы, которые «высвечиваются» (УФ-излучение) за время $\sim 10^{-8}$ с. Энергия фотонов $h\nu$ почти всегда превосходит работу выхода электронов с поверхности катода, поэтому вырванные (с вероятностью $\sim 10^{-4}$) фотоэлектроны также движутся к аноду, усложняя картину разряда и образуя лавинные серии – последовательно затухающую цепочку импульсов, отстоящих друг от друга на время дрейфа электронов от катода к аноду.

Фотоэлектронную эмиссию можно ослабить, если в состав газа кроме инертных (Ar, Kr, Xe) ввести многоатомные газы (CH_2 , C_2H_2 , CO_2 и т. д.), поглощающие УФ-излучение. Так как электроны поглощают газы и пары со сродством к электрону (O_2 , H_2O , галогены), то их в смеси пропорционального счетчика должно быть минимальное количество (концентрация $\text{O}_2 \sim 10^{-5} \text{ см}^3$).

Область $M \sim 10^4 - 10^6$ называется областью ограниченной пропорциональности. Большие M могут привести к пробое (рис. 28).

Чтобы не допустить пробоя, применяют гасящие примеси – органические газы (CH_4 , пропан, изобутан, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, метилаль и т. п.), которые обладают большим сечением фотопоглощения, диссоциации и передачи возбуждения сложной молекуле. Добавка органического газа стабилизирует процесс газового усиления в широком диапазоне U_0 , хотя само напряжение, необходимое для требуемого M , возрастает.



Рис. 28. Вольт-амперная характеристика газового разряда

Для практических целей значение коэффициента газового усиления варьируется в пределах $10 \leq M \leq 10000$. Коэффициент M выбирается в зависимости от энергии частицы, рода работы (счет или измерение энергии) и оптимального соотношения сигнал – шум. При измерении энергии величину M стремятся брать по возможности меньше, так как в этом случае напряжение на счетчике соответствует более пологому участку его вольт-амперной характеристики и не требуется слишком высокая стабильность напряжения от источника питания. При счете частиц высокая стабильность напряжения не нужна и можно использовать высокие значения M , включая и область ограниченной пропорциональности.

Газовое усиление имеет место при любой геометрии электродов, однако наибольшее распространение получили цилиндрические пропорциональные счетчики, для которых характерны низкие значения рабочего напряжения, широкие возможности применения и компактность.

Конструктивно пропорциональный счетчик обычно изготавливают в форме цилиндрического конденсатора с анодом в виде тонкой металлической нити по оси цилиндра, что обеспечивает вблизи анода напряженность электрического поля значительно большую, чем в остальной области детектора. При разности потенциалов между анодом и катодом 1000 В напряженность поля вблизи нити-анода может достигать 40000 В/см, в то время как у катода она равна сотням вольт на сантиметр. Диаметр нити (вольфрам или сталь) выбирают в пределах от 0,05 до 0,3 мм. Поверхность нити полируют, так как незначительные шероховатости поверхности сильно искажают электрическое поле вблизи собирающего электрода.

Конструкция цилиндрического пропорционального счетчика представлена на рис. 29.

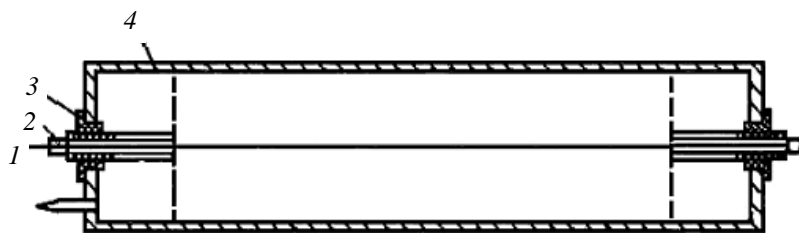


Рис. 29. Конструкция цилиндрического пропорционального счетчика:
1 – собирающий электрод; 2 – охранный кольцо; 3 – изолятор; 4 – корпус

Газовое усиление осуществляется вблизи анода на расстоянии, сравнимом с диаметром нити, а весь остальной путь электроны дрейфуют под действием поля без «размножения». Пропорциональный счетчик заполняют инертными газами (рабочий газ не должен поглощать дрейфующие электроны) с добавлением небольшого количества многоатомных газов, которые поглощают фотоны, образуя лавины. Давление газа изменяется в широких пределах – от 50 до 760 мм рт. ст. Для корпуса счетчика пригодны медь, латунь, алюминий и другие материалы. Минимальная толщина стенок $\delta \sim 0,05$ мм ограничивается прочностью материалов и условием герметичности рабочего объема.

Корпус счетчика, наполненного газом под небольшим давлением, должен выдерживать внешнее атмосферное давление.

Схема включения пропорционального счетчика представлена на рис. 30.

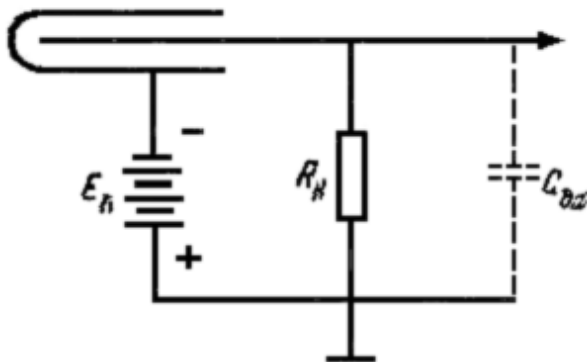


Рис. 30. Схема включения пропорционального счетчика

Типичные характеристики пропорционального счетчика: коэффициент газового усиления $\sim 10^3 - 10^4$ (но может достигать 10^6 и больше); амплитуда импульса $\sim 10^{-2}$ В при емкости пропорционального счетчика $C \approx 20$ пкф; время развития лавины происходит за время $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$ с, однако момент появления сигнала на выходе счетчика зависит от места прохождения ионизирующей частицы, т. е. от времени дрейфа электронов до нити. При радиусе ~ 1 см и давлении ~ 1 атм. время запаздывания сигнала относительно пролета частицы $\sim 10^{-6}$ с. По энергетическому разрешению пропорциональный счетчик превосходит сцин-

тилляционный, но уступает полупроводниковому детектору. Однако пропорциональные счетчики позволяют работать в области энергий менее 1 кэВ, где полупроводниковые детекторы неприменимы.

При еще большем увеличении разности потенциалов между анодом и катодом и коэффициента газового усиления до значений более 10^4 начинает нарушаться пропорциональность между потерянной частицей в детекторе энергией и величиной импульса тока. Прибор переходит в режим ограниченной пропорциональности и уже не может быть использован как спектрометр, а может применяться лишь как счетчик частиц. Временное разрешение пропорционального счетчика может достигать 10^{-7} с.

Скорость счета импульсов при постоянной интенсивности излучения и чувствительности системы зависит от напряжения на электродах. Эту зависимость называют счетной характеристикой. На участке напряжений $U > U_0$ счетная характеристика имеет горизонтальный участок (плато), на котором скорость счета постоянна. Амплитуда импульса от всех заряженных частиц на плато больше порога чувствительности схемы. Поэтому схема регистрирует все заряженные частицы, поступающие в пропорциональный счетчик.

Плато пропорциональных счетчиков для α -частиц начинается при небольших напряжениях. Резкий выход на плато наблюдается только для параллельного пучка моноэнергетических α -частиц. Если α -частицы движутся в газе с неодинаковыми энергиями по различным направлениям, то происходит плавный подход к плато в более высокой области напряжений. Для β -частиц плато достигается или при использовании высокочувствительных схем, или при наполнении газом под давлением больше 1 атм. Это один из недостатков пропорциональных счетчиков, затрудняющих их применение для регистрации β -частиц.

Плато наклонено к оси напряжений под небольшим углом. Наклон плато (0,1 %) объясняется появлением ложных разрядов в газе, обусловленных первичной ионизацией от посторонних источников.

Пропорциональный счетчик, работающий на плато, регистрирует все заряженные частицы. В области ниже плато не все частицы регистрируются счетчиком и его эффективность уменьшается. Поэтому наиболее приемлем режим работы пропорционального счетчика в области плато, на котором эффективность для заряженных частиц близка к 100 %.

Пропорциональные счетчики используются для регистрации всех видов ионизирующих излучений.

Существуют пропорциональные счетчики для регистрации альфа-частиц, электронов, осколков деления ядер и т. д., а также для нейтронов, гамма- и рентгеновских квантов. В последнем случае используются процессы взаимодействия нейтронов, гамма- и рентгеновских квантов с наполняющим счетчик газом, в результате которых образуются регистрируемые пропорциональным счетчиком вторичные заряженные частицы.

Пропорциональный счетчик сыграл важную роль в ядерной физике 30–40-х гг. XX в., являясь наряду с ионизационной камерой практически единственным спектрометрическим детектором. Второе рождение пропорциональный счетчик получил в физике частиц высоких энергий в конце 60-х гг. в виде пропорциональной камеры, состоящей из большого числа (10^2 – 10^3) пропорциональных счетчиков, расположенных в одной плоскости и в одном газовом объеме. Такое устройство позволяет не только измерять ионизацию частицы в каждом отдельном счетчике, но и фиксировать место ее прохождения.

Типичные параметры пропорциональных камер: расстояние между соседними анодными нитями ~ 1 – 2 мм, расстояние между анодной и катодной плоскостями ~ 1 см; разрешающее время $\sim 10^{-7}$ с.

Использование газового усиления в пропорциональных счетчиках дает возможность значительно повысить чувствительность измерений по сравнению с ионизационными камерами, а наличие пропорциональности усиления в счетчиках позволяет определять энергию ядерных частиц и изучать их природу, так же, как и в ионизационных камерах.

Пропорциональные счетчики используются для регистрации числа ионизирующих частиц, определения их энергии (импульсный режим), а также для измерения потоков излучения по среднему току (интегральный режим) аналогично ионизационным камерам с соответствующими режимами работы.

Пропорциональные счетчики используются для регистрации альфа-, бета-частиц, протонов, гамма-квантов и нейтронов. Пропорциональные счетчики чаще всего заполняют гелием или аргоном. При регистрации заряженных частиц и гамма-квантов, для того чтобы избежать потерь энергии частицами, до регистрации используют тонкие входные окна. Иногда источник помещают в объем счетчика.

Эффективность регистрации для мягких гамма-квантов с энергией меньше 20 кэВ составляет более 80 %. Для повышения эффективности регистрации более энергетичных гамма-квантов используют ксенон.

Необходимым условием регистрации заряженной частицы или γ -кванта является создание ими в рабочем объеме счетчика хотя бы одной пары ионов. Для любой ионизирующей частицы вероятность такого события близка к единице. Гамма-кванты обладают большой проникающей способностью, и для них вероятность образования в газе счетчика вторичного электрона, а следовательно, и вероятность регистрации составляет малые доли от единицы.

При прохождении гамма-кванта через рабочий объем счетчика он создает вторичный электрон в результате фотоэффекта и эффекта образования пар. Однако для гамма-квантов малых энергий имеет значение только фотоэффект (пороговая энергия для эффекта образования пар равна 1,01 МэВ). Сечение фотоэффекта увеличивается с увеличением атомного номера вещества. Поэтому для увеличения эффективности регистрации фотонов необходимо счетчик наполнять газом с большим атомным номером Z (криптон или ксенон).

Поскольку пропорциональные счетчики используются в основном для измерения излучения малых энергий (порядка десятков килоэлектрон-вольт), то определенные требования предъявляются к материалу, из которого изготовлено окно, пропускающее излучение в рабочий объем счетчика. Поглощение в нем для исследуемого диапазона энергий должно быть минимальным. Типичным пропорциональным счетчиком является детектор с бериллиевым окном толщиной 70 мкм, наполненный смесью газов Хе и CH_4 (90 и 10 % соответственно) до общего давления P равного, 0,8 атм. Такой счетчик имеет почти 100%-ную эффективность при энергии γ -квантов 10 кэВ.

При регистрации нейтронов пропорциональные счетчики заполняются газами ^3He или $^{10}\text{BF}_3$.

Нейтроны регистрируются с помощью заряженных частиц, возникающих в результате этих реакций и вызывающих ионизацию в счетчике. Вероятность регистрации быстрых нейтронов значительно меньше, чем медленных, и эффективности счетчиков быстрых нейтронов не превышают долей процента.

Пропорциональные счетчики используются в астрофизике, археологии, геологии, медицине. С помощью установленного на «Луноходе-1» пропорционального счетчика по рентгеновской флюоресценции производился элементный анализ вещества поверхности Луны.

1.5.5. Счетчики Гейгера – Мюллера

В пропорциональном счетчике газовый разряд развивается только в части объема газа. В ней образуется сначала первичная ионизация, а затем и лавина электронов. Остальной объем не охватывается газовым разрядом. С повышением напряжения критическая область расширяется. В ней увеличивается концентрация возбужденных молекул, а следовательно, и количество испущенных фотонов. Под действием фотонов из катода и молекул газа вырывается все больше и больше фотоэлектронов. Последние, в свою очередь, дают начало новым лавинам электронов в объеме счетчика, не занятом газовым разрядом от первичной ионизации. Таким образом, повышение напряжения U приводит к распространению газового разряда по объему счетчика. При некотором напряжении U_p , называемом пороговым, газовый разряд охватывает весь объем счетчика. При данном напряжении начинается область Гейгера – Мюллера.

Счетчики Гейгера – Мюллера – это газоразрядные детекторы частиц, предназначенные для регистрации различных видов ионизирующего излучения. Их действие основано на возникновении в счетчике самостоятельного газового разряда при попадании заряженной частицы в его рабочий объем.

Самостоятельным газовым разрядом называют электрический разряд в газе, сохраняющийся после прекращения действия внешнего ионизатора, **несамостоятельным** – существующий только под действием внешнего источника ионизации.

Промышленностью выпускается два вида счетчиков Гейгера – Мюллера – цилиндрические и торцовые.

Цилиндрический счетчик Гейгера – Мюллера представляет собой герметично запаянную тонкостенную металлическую или стеклянную металлизированную трубку (катод), вдоль оси которой натянута тонкая металлическая нить (анод) (рис. 31).

У торцовых счетчиков Гейгера – Мюллера (рис. 32) в металлическом или стеклянном металлизированном корпусе (катоде) в торцовой части имеется тонкое слюдяное окно.

Конец металлической нити (анода) закрыт стеклянной бусинкой для предотвращения коронного разряда.

Торцовые счетчики служат для регистрации альфа-излучения и мягкого бета-излучения, а цилиндрические – для регистрации жесткого бета- и гамма-излучения.

Счетчик Гейгера – Мюллера заполняется нейтральным газом, чаще всего инертным (аргоном или неоном), под давлением 7–200 мм рт. ст.

Электроды счетчика находятся под напряжением порядка 250–2000 В. Величина рабочего напряжения зависит от конструкции счетчика и состава заполняющей его газовой смеси.

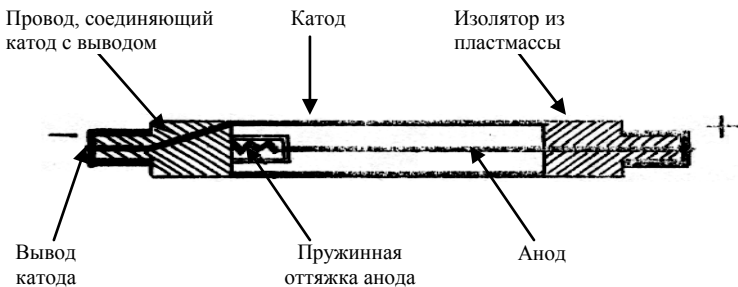


Рис. 31. Цилиндрический счетчик Гейгера – Мюллера

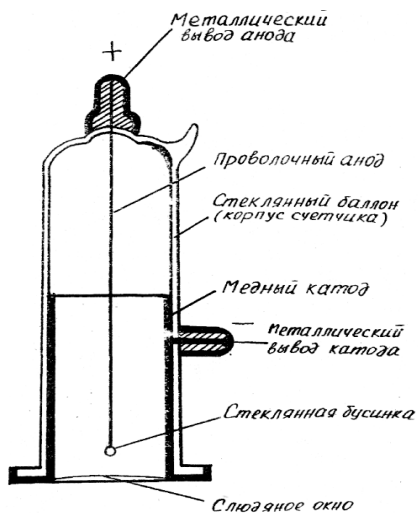


Рис. 32. Торцовый счетчик Гейгера – Мюллера

Электрическая схема включения счетчика Гейгера – Мюллера показана на рис. 33.

Ионизирующее излучение проникает в цилиндрический счетчик через его боковую поверхность, в торцовый – через слюдяное окошко.

Первичные электроны, входящие в состав регистрируемого излучения, а также вторичные электроны, выбитые из боковой стенки или атомов газа, ускоряются электрическим полем и устремляются к аноду. Проходя через газ, они вызывают ионизацию и возбуждение встречающихся на их пути атомов. Освобождающиеся при этом дополнительные электроны также ускоряются электрическим полем и, двигаясь к аноду, производят ионизацию новых атомов. Образующиеся положительные ионы движутся к катоду.

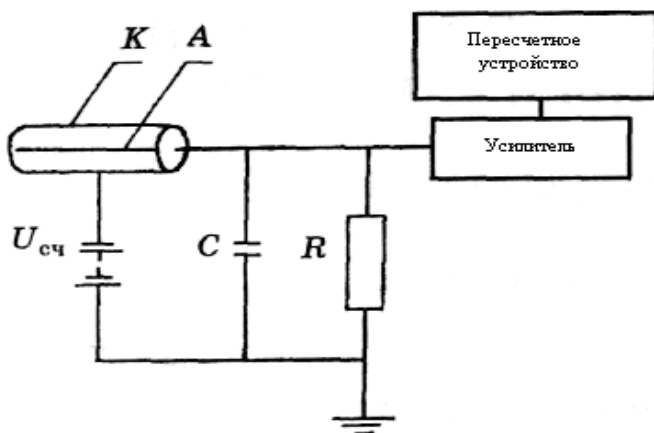


Рис. 33. Электрическая схема включения счетчика Гейгера – Мюллера:

K – катод; A – анод; R – резистор нагрузки счетчика;

C – входная емкость усилителя; $U_{сч}$ – источник питания счетчика

Таким образом, попадание в счетчик ионизирующей частицы (электрона, позитрона, альфа-частицы, гамма-кванта, нейтрона и т. д.) с энергией, достаточной для образования хотя бы одной электронно-ионной пары, способно вызвать появление целой лавины электронов и положительных ионов.

Возникающий в счетчике газовый разряд является самостоятельным. Механизм его развития можно объяснить следующим образом.

Электроны, образующие первичную лавину, движутся в счетчике к аноду, положительные ионы – к катоду. Положительные ионы, достигая катода, вырывают из него электроны, присоединяют их к себе и нейтрализуются. При этом существует вероятность того, что положи-

тельные ионы вырывают из катода больше электронов, чем необходимо для их нейтрализации. Эти дополнительные свободные электроны, ускоренные электрическим полем, порождают новые электронно-ионные лавины. Если энергия электронов недостаточна для ионизации газа, то при столкновении с ними нейтральные атомы переходят в возбужденное состояние. Возвращение атомов в основное состояние сопровождается испусканием фотонов.

Наряду с ионизацией в газе протекает и противоположный процесс – рекомбинация положительных ионов и электронов. При воссоединении положительных ионов и электронов возникает электромагнитное излучение, так называемое рекомбинационное свечение. Свечение нейтральных атомов при снятии возбуждения и рекомбинационное свечение (в основном ультрафиолетовое) вызывают фотоэффект – вырывание электронов из внутренней поверхности катода. Фотоэлектроны, как и дополнительные электроны, вырванные из катода при нейтрализации на нем положительных ионов, ускоряются электрическим полем и движутся к аноду, порождая новые электронно-ионные лавины и возбуждая нейтральные атомы.

В результате многократного повторения описанных процессов в счетчике возникает самоподдерживающийся (самостоятельный) газовый разряд, являющийся откликом на попадание в его рабочий объем ионизирующей частицы. Для того чтобы счетчик смог отреагировать на появление в нем следующей частицы, входящей в состав регистрируемого излучения, самостоятельный разряд в счетчике необходимо погасить.

По способу гашения самостоятельного газового разряда счетчики Гейгера – Мюллера делятся на **несамогасящиеся и самогасящиеся**.

В несогасящихся счетчиках применяется два радиотехнических метода прерывания газового разряда:

1) использование электронных схем гашения разряда в газе. Приспособленная для этого электронная схема в нужное время выдает на счетчик «протисигнал», который прекращает самостоятельный разряд и «выдерживает» счетчик на время до полной нейтрализации возникших заряженных частиц. Характеристики такого счетчика со схемой гашения разряда близки к характеристикам самогасящихся счетчиков и иногда превосходят их;

2) гашение разряда за счет подбора величин нагрузочного сопротивления и эквивалентной емкости, а также величины напряжения на счетчике. Для реализации этого метода в цепь счетчика вводится высокоомное сопротивление R , равное примерно 10^8 – 10^9 Ом (рис. 34).

При отсутствии газового разряда напряжение между электродами счетчика $U_{сч}$ равно напряжению на клеммах источника $U_{ист}$.

Самостоятельный разряд в счетчике замыкает цепь, и через сопротивление R начинает течь ток I . По закону Ома для замкнутой цепи это приводит к уменьшению напряжения между катодом и анодом счетчика: $U_{сч} = U_{ист} - IR$.

При большом сопротивлении R напряжение на счетчике становится меньше напряжения зажигания U_0 , т. е. снижается настолько, что электрическое поле счетчика не может сообщить электронам энергию, достаточную для образования электронно-ионной лавины. При $U_{сч} < U_0$ электроны и положительные ионы рекомбинируют, не успевая достигнуть электродов. Газовый разряд прерывается.

Импульс тока, возникающий в цепи счетчика, усиливается и подается на пересчетную схему.

Длительность самостоятельного газового разряда в несамогасящемся счетчике составляет около 10^{-6} с. После его гашения положительные ионы дрейфуют к катоду и нейтрализуются на нем. В течение времени τ , равного 10^{-2} с (τ – время разрядки емкости C счетчика через сопротивление R), напряжение на счетчике восстанавливается. Время восстановления напряжения называют **мертвым временем** счетчика. Все это время счетчик оказывается практически неработоспособным, нечувствительным к проходящим через его объем ионизирующим частицам. Счетчик с мертвым временем τ , равным 10^{-2} с, способен за секунду среагировать примерно на 100 частиц.

Большое время восстановления чувствительности ограничивает применение несамогасящихся счетчиков Гейгера – Мюллера для регистрации ионизирующих излучений большой интенсивности.

Гашение газового разряда в самогасящихся счетчиках Гейгера – Мюллера достигается за счет подбора состава газовой смеси, заполняющей счетчик. Обычно счетчики этого типа заполняют смесью из инертного (неона, аргона) и многоатомного (паров спирта, этилена) газов или инертным газом с добавкой 0,1 % галогенов (хлора, брома, йода).

Один газ, основной, составляет в смеси около 90 %, другой, гасящий, – около 10 %. Компоненты рабочей смеси должны удовлетворять обязательному условию, заключающемуся в том, что потенциал ионизации гасящего газа должен быть ниже первого потенциала возбуждения основного газа.

Ионизирующая частица, попадая в рабочий объем самогасящегося счетчика, вызывает появление электронно-ионной лавины. Механизм

ее возникновения такой же, как и у незагорающих счетчиков. Однако в загорающих счетчиках возникающий газовый разряд является кратковременным. Его гашение является результатом эффективного поглощения молекулами многоатомной добавки ультрафиолетовых фотонов, высвечиваемых возбужденными атомами и рекомбинирующими ионами. Исчезновение фотонов предотвращает появление фотоэлектронов и таким образом устраняет условия для образования новых электронно-ионных лавин.

Мертвое время загорающихся газоразрядных счетчиков меньше, чем незагорающихся, но все же достаточно велико – порядка 10^{-3} – 10^{-5} с. Загорающиеся счетчики способны регистрировать 10^4 – 10^5 ионизирующих частиц в секунду.

Основные характеристики счетчика Гейгера – Мюллера.

1. Счетная характеристика – зависимость скорости счета от величины рабочего напряжения.

2. Эффективность регистрации счетчика – выраженное в процентах отношение числа считаемых частиц к числу всех частиц, попадающих в рабочий объем счетчика.

3. Разрешающее время (состоит из мертвого времени и времени восстановления) – минимальный интервал времени между импульсами, при котором они регистрируются раздельно.

4. Срок службы счетчиков.

Счетная характеристика. Импульс тока, возникающий в газоразрядных счетчиках обоих типов, зависит от напряжения между его электродами и не всегда совпадает с числом пронизывающих его частиц. **Счетная характеристика** – зависимость числа импульсов n , регистрируемых счетчиком в единицу времени, от напряжения $U_{сч}$, приложенного между его электродами (рис. 34).

При напряжении $U_{сч} < U_0$ (U_0 – напряжение зажигания) электрические импульсы в цепи анода не возникают. Счетчик «не чувствует» пронизывающего его ионизирующего излучения. Это связано с тем, что при $U_{сч} < U_0$ электронно-ионные пары, образующиеся в рабочем объеме счетчика под воздействием ионизирующего излучения, рекомбинируют, не успевая достигнуть электродов.

С ростом напряжения процессы рекомбинации становятся менее вероятными, чем ионизация атомов, что и приводит к росту числа частиц, регистрируемых счетчиком в интервале значений напряжения от U_0 до $U_{н.п.}$

При дальнейшем повышении напряжения от $U_{н.п.}$ до $U_{к.п.}$ число им-

пульсов n , регистрируемых счетчиком в единицу времени, становится практически постоянным.

При напряжении $U_{н.п} \leq U_{сч} \leq U_{к.п}$ появление в объеме счетчика ионизирующей частицы, создающей хотя бы одну электронно-позитронную пару, приводит к возникновению в цепи счетчика одного электрического импульса. Счетчик работает в гейгеровской области.

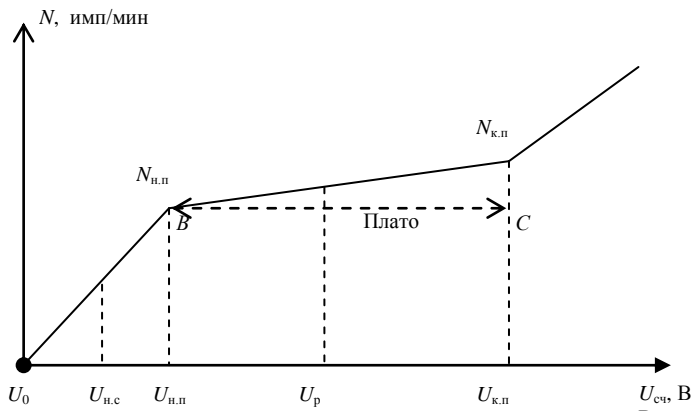


Рис. 34. Счетная характеристика счетчика Гейгера – Мюллера:
 $U_{н.с}$ – напряжение начала счета; $U_{н.п}$ – напряжение начала плато;
 $U_{к.п}$ – напряжение конца плато; U_p – рабочее напряжение счетчика

Участок BC (см. рис. 34) счетной характеристики, соответствующий этой области, называется плато и представляет собой ее рабочую часть. Протяженность плато у счетчиков составляет не менее 100 В. Скорость счета импульсов в его пределах изменяется не более чем на 3–5 %. У некоторых счетчиков плато имеет незначительный наклон. **Наклон плато Δ** принято выражать относительным приращением числа импульсов, приходящегося на каждые 100 В плато характеристики:

$$\Delta = \frac{(N_{к.п} - N_{н.п}) \cdot 100}{(U_{к.п} - U_{н.п}) \cdot N_{н.п}} \cdot 100\% ,$$

- где Δ – наклон плато;
 $N_{к.п}$ – скорость счета в конце плато;
 $N_{н.п}$ – скорость счета в начале плато;
 $U_{к.п}$ – напряжение конца плато;
 $U_{н.п}$ – напряжение начала плато.

Как правило, наклон плато для широко распространенных счетчиков не превышает 3–5 % на 100 В. Для счетчиков МСТ-17 и счетчиков СИ-3Б наклон плато не должен превышать 3 % на 100 В, для счетчиков типа СТС-6 – более 12,5 %.

Амплитуда импульса от счетчика Гейгера – Мюллера может достигать нескольких десятков или даже сотен вольт. С такими импульсами можно работать без всякого усиления, поскольку амплитуда импульса в счетчике Гейгера – Мюллера определяется только свойствами самого счетчика и параметрами электрической цепи и совершенно не зависит ни от вида, ни от энергии первичной частицы.

Импульсы от медленного электрона, создавшего всего лишь несколько пар ионов, и от α -частицы, создавшей несколько тысяч ионов, оказываются одинаковыми. Поэтому счетчики Гейгера – Мюллера можно использовать только для подсчета числа пролетевших частиц в однородных полях излучений, но не для определения их типа и энергии.

При напряжении $U_{сч} \geq U_{к.п}$ попадание в счетчик одной ионизирующей частицы вызывает не один, а несколько последовательных импульсов тока в цепи анода. Происходит многократная регистрация одной частицы. При дальнейшем повышении напряжения в счетчике возникает непрерывный самостоятельный газовый разряд (коронный), приводящий к выходу счетчика из строя.

Другим основным параметром счетной характеристики счетчика является **длина плато l** .

$$l = U_{к.п} - U_{н.п}.$$

Параметры счетной характеристики указываются в паспорте для каждого конкретного счетчика. Поэтому, прежде чем приступить к работе со счетчиком, необходимо экспериментально снять счетную характеристику, определить длину и наклон плато, сравнить их с паспортными данными, определить пригодность его к работе и рассчитать рабочее напряжение, при котором счетчик в дальнейшем будет работать.

Обычно в качестве рабочей точки на характеристике счетчика выбирают середину плато. Работать на второй половине плато не рекомендуется, так как в случае короткого плато можно «загнать» счетчик в непрерывный разряд и вывести его из строя.

Рабочее напряжение U_p рассчитывается по следующим формулам:

$$\text{если } l \leq 250 \text{ В, то } U_p = U_{н.п} + \frac{1}{2}(U_{к.п} - U_{н.п});$$

$$\text{если } l \geq 250 \text{ В, то } U_p = U_{н.п} + \frac{1}{3}(U_{к.п} - U_{н.п}).$$

Разрешающее время – отрезок времени, необходимый для восстановления радиационной чувствительности счетчика Гейгера – Мюллера и фактически определяющий его быстродействие – мертвое время, которое является важной его паспортной характеристикой (рис. 35).

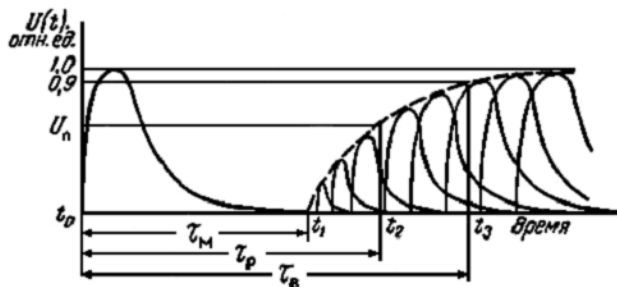


Рис. 35. Схема возникновения мертвого времени в счетчике Гейгера – Мюллера (форма импульса при разряде в счетчике Гейгера – Мюллера)

Если в счетчике Гейгера – Мюллера в момент времени t_0 начался разряд, вызванный ядерной частицей, то напряжение на счетчике резко падает. Счетчик в течение определенного времени, которое называется мертвым временем τ_m , не способен регулировать другие частицы. С момента t_1 , т. е. по истечении мертвого времени, в счетчике снова возможно возникновение самостоятельного разряда. Однако вначале амплитуда импульса еще мала. Только после того, как пространственный заряд достигнет поверхности катода, в счетчике образуются импульсы нормальной амплитуды. Отрезок времени τ_c между моментом t_0 , когда в счетчике возник самостоятельный разряд, и моментом восстановления рабочего напряжения t_3 называется **временем восстановления**. Для того чтобы регистрирующее устройство могло сосчитать импульс, необходимо, чтобы его амплитуда превышала определенную величину U_n . **Интервал времени между моментом возникновения самостоятельного разряда t_0 и моментом образования амплитуды U_n импульса t_2 называется разрешающим временем τ_p счетчика Гейгера – Мюллера.** Разрешающее время τ_p несколько больше мертвого времени.

Если ежесекундно в счетчик попадает большое число частиц (несколько тысяч и более), то разрешающее время τ_p по величине будет сравнимо со средним промежутком времени между импульсами, поэтому значительное число импульсов не сосчитывается. Пусть m – наблюдаемая скорость счета счетчика. Тогда доля времени, в течение

которого счетная установка нечувствительна, равна $m \cdot \tau$. Следовательно, число импульсов, потерянных за единицу времени, равно $n \cdot m \cdot \tau_p$, где n – скорость счета, которая наблюдалась бы в том случае, если бы разрешающее время имело пренебрежимо малую величину. Поэтому

$$n - m = n \cdot m \cdot \tau_p$$

или

$$n = m / (1 - m \cdot \tau_p)$$

Поправка в скорости счета, которая дается этим уравнением, называется поправкой на мертвое время установки.

Эффективность регистрации счетчика. При измерении числа частиц, попадающих в детектор, требования к функции отклика детектора очень скромные – эта функция определяет только вероятность создания и регистрации сигнала измерительным устройством при попадании частицы в детектор. Не каждая частица (особенно незаряженные – фотон, нейтрон) провзаимодействует с детектором при попадании в него.

При работе со счетчиком следует иметь в виду, что даже в гейгеровской области счетчик реагирует не на все пронизывающие его частицы. Отношение числа зарегистрированных частиц (фотонов) к числу частиц (фотонов), попавших в счетчик, называют **эффективностью регистрации**. Эффективность регистрации зависит от энергии частиц и вероятности их взаимодействия с материалом стенок и окошка счетчика, а также с атомами и молекулами газа, заполняющего его объем.

Более того, даже если взаимодействие и произошло, то сигнал будет зарегистрирован тогда, когда его величина будет превышать уровень чувствительности регистрирующей системы. Вероятность регистрации может зависеть от вида излучения и его энергии, размеров детектора, удаленности и геометрической формы источников излучения, уровня дискриминации регистрирующего устройства (уровня чувствительности).

Вероятность регистрации может быть нормирована по-разному:

- к активности источника;
- к числу частиц, попавших в детектор;
- к потоку частиц в том месте, где расположен детектор.

Еще одной важной характеристикой счетчика Гейгера – Мюллера является зависимость его радиационной чувствительности от энергии («жесткости») ионизирующих частиц. На профессиональном языке график этой зависимости называют «ходом с жесткостью». В какой мере эта зависимость важна, показывает график на рис. 36.

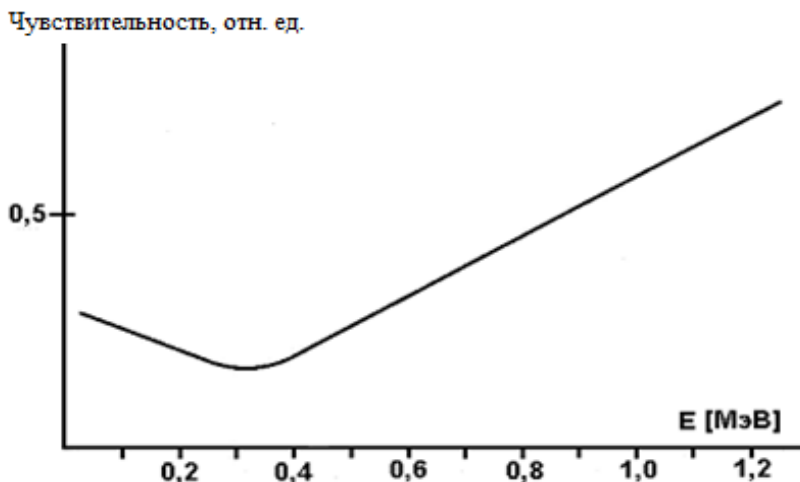


Рис. 36. Зависимость скорости счета от энергии гамма-квантов («ход с жесткостью») в счетчике Гейгера –Мюллера

«Ход с жесткостью» будет влиять, очевидно, на точность проводимых измерений.

В табл. 3 приведены сведения о самогасящихся галогеновых счетчиках Гейгера – Мюллера российского производства, наиболее подходящих для бытовых приборов радиационного контроля.

Из-за диссоциации многоатомных молекул срок работы содержащих их газоразрядных счетчиков ограничен регистрацией 10^8 – 10^9 ионизирующих частиц.

В галогеновых счетчиках Гейгера – Мюллера гашение газового разряда происходит в результате присоединения электроотрицательными одновалентными атомами хлора, брома или йода электронов, в том числе и фотоэлектронов, и экранирования поля анода облаком медленных положительных ионов. Срок службы галогеновых счетчиков практически не ограничен.

Галогеновые самогасящиеся счетчики отличаются самым низким напряжением питания, превосходными параметрами выходного сигнала и достаточно высоким быстродействием, они наиболее удобны для применения в качестве датчиков ионизирующего излучения в дозиметрических приборах радиационного контроля.

Таблица 3. Сведения о галогеновых счетчиках Гейгера – Мюллера

Тип счетчика	Рабочее напряжение, В	Длина плато, В	Собственный фон счетчика, имп/с	Радиационная чувствительность счетчика, имп/мкР	Амплитуда выходного импульса, В,	Вид излучения
СБМ19	400	100	2	310*	50	Жесткое β - и γ -излучение
СБМ20	400	100	1	78*	50	Жесткое β - и γ -излучение
СБТ9	380	80	0,17	40*	40	Мягкое и жесткое β -, γ - излучение
СБТ10А	390	80	2,2	333*	5	Мягкое и жесткое β -, γ - излучение
СБТ11	390	80	0,7	50*	10	Мягкое и жесткое β -, γ - излучение, α -излучение
СИ8Б	390	80	2	350–500	20	Мягкое и жесткое β -, γ - излучение
СИ14Б	400	200	2	300	30	Мягкое и жесткое β -, γ - излучение
СИ22Г	390	100	1,3	540*	50	γ - излучение
СИ23БГ	400	100	2	200–400*	–	Жесткое β - и γ -излучение

* По кобальту-60.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / под ред. К. Зигмана; пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1968. – Вып. 1. – 567 с.
2. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / под ред. К. Зигмана; пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1968. – Вып. 2. – 561 с.
3. Абрамов, А. И. Основы экспериментальных методов ядерной физики: учеб. пособие для вузов / А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 488 с.: ил.
4. Бударков, В. А. Радиобиологический справочник / В. А. Бударков, В. А. Киршин, А. Е. Антоненко. – Минск: Ураджай, 1992. – 336 с.: ил.
5. Баранов, В. И. Радиометрия / В. И. Баранов. – 2-е изд., испр. и доп. – М., 1956. – 328 с.
6. Калашникова, В. И. Экспериментальные методы ядерной физики / В. И. Калашникова, М. С. Козодаев; под ред. М. С. Козодаева. – М.: Наука, 1966. – 408 с.
7. Измерение активности источников бета- и гамма-излучений / В. Бочкарев [и др.]. – М., 1953. – 242 с.
8. Караваев, Ф. М. Измерение активности нуклидов / Ф. М. Караваев. – М.: Изд-во стандартов, 1972. – 228 с.
9. Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физики: учеб. пособие для вузов / В. В. Аверкиев, Н. Н. Беглядов, Т. А. Горюн [и др.]; под ред. К. Г. Финогенова. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 432 с.: ил.
10. Макаров, В. И. Блоки детектирования ионизирующих излучений / В. И. Макаров; под ред. Е. А. Левандовского. – М.: Атомиздат, 1972. – 72 с.: ил.
11. Максимов, М. Т. Радиоактивные загрязнения и их измерение: учеб. пособие / М. Т. Максимов, Г. О. Оджагов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 304 с.: ил.
12. Медведев, М. Н. Сцинтилляционные детекторы / М. Н. Медведев. – М.: Атомиздат, 1977. – 136 с.
13. Низкофоновая радиометрия / А. К. Лаврухина [и др.]. – М.: Наука, 1992. – 259 с.
14. Основы сельскохозяйственной радиологии / Б. С. Пристер [и др.]. – Киев: Урожай, 1988. – 256 с.: ил.
15. Рачинский, В. В. Курс основ атомной техники в сельском хозяйстве: учеб. пособие для вузов / В. В. Рачинский. – М.: Атомиздат. – 2-е изд., перераб. и доп. – 384 с.
16. Фюнфен, Э. Счетчики излучений / Э. Фюнфен, Г. Нейерт. – М.: Гос. изд-во литературы в области атомной науки и техники, 1961. – 58 с.
17. Кмент, В. Техника измерения радиоактивных излучений / В. Кмент, А. Кун. – М.: Наука, 1964. – 700 с.
18. Чернуха, Г. А. Радиационная безопасность: учеб. пособие / Г. А. Чернуха, Н. В. Лазаревич, Т. В. Лаломова. – Минск: ИВЦ Минфина, 2006. – 176 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Раздел 1. Радиометрия ионизирующих излучений.....	8
1.1. Эталоны и образцовые средства измерений.....	8
1.2. Статистическая обработка результатов радиометрических измерений ...	14
1.2.1. Статистический характер радиоактивного распада.....	14
1.2.2. Статистические законы распределения	15
1.2.3. Статистические характеристики экспериментальных данных.....	19
1.3. Основные радиометрические понятия и определения	26
1.3.1. Единицы измерения активности	27
1.3.2. Специальные единицы измерения активности.....	30
1.3.3. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом.....	31
1.4. Методы регистрации ионизирующих излучений.....	43
1.4.1. Классификация методов регистрации ионизирующих излучений и основные термины.....	43
1.4.2. Основные характеристики детекторов ионизирующего излучения.....	45
1.5. Ионизационный метод регистрации ионизирующего излучения.....	57
1.5.1. Физические основы обнаружения излучений.....	57
1.5.2. Вольт-амперная характеристика газового разряда.....	61
1.5.3. Ионизационные камеры	64
1.5.4. Пропорциональные счетчики	74
1.5.5. Счетчики Гейгера – Мюллера	82
Литература.....	94

Учебное издание

Чернуха Геннадий Анатольевич
Сачивко Татьяна Владимировна
Азаренко Юрий Викторович

РАДИОМЕТРИЯ И ДОЗИМЕТРИЯ

В трех частях

Часть 1

РАДИОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Курс лекций

Редактор *О. Г. Толмачёва*
Технический редактор *Н. Л. Якубовская*
Корректор А.М. Павлова

Подписано в печать Формат 60 × 84¹/₁₆. Бумага офсетная.
Ризография. Гарнитура «Таймс». Усл. печ. л. Уч.-изд. л.
Тираж 75 экз. Заказ

УО «Белорусская государственная сельскохозяйственная академия».
Свидетельство о ГРИИРПИ № 1/52 от 09.10.2013.
Ул. Мичурина, 13, 213407, г. Горки.

Отпечатано в УО «Белорусская государственная сельскохозяйственная академия».
Ул. Мичурина, 5, 213407, г. Горки.