

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

### ГАЗОВЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

#### 1. Типы газовых ионизационных детекторов

При движении заряженных частиц в газах в результате ионизации вдоль траектории каждой частицы образуются электроны и ионы. Если же ионизация происходит в объеме между двумя электродами, которые имеют различные потенциалы, то за счет движения электронов и ионов к соответствующим электродам в электрической цепи возникает ток.

Ионизационные методы регистрации основаны на измерении заряда и тока, создаваемого заряженными частицами при прохождении газового детектора. Заряд же, созданный частицей, будет определяться ее ионизационными потерями в газе детектора. Поэтому очень важно знать, какая энергия в среднем расходуется на создание одной пары ионов в том или ином газе и как эта средняя энергия зависит от природы и скорости заряженной частицы.

Как показывают и теория и опыт, средняя энергия  $\omega$ , расходуемая на создание одной пары ион - электрон, слабо зависит от энергии заряженной частицы, от ее массы и заряда. Так, многочисленные исследования показали, что в аргоне, например, с точностью до 0,5% величина  $\omega$  не зависит от энергии заряженных частиц. Для воздуха величина  $\omega$  меняется лишь на 10% для альфа-частиц при изменении их энергии в 100 раз: от 5 МэВ до 50 кэВ. В табл.1 приведена величина энергии, расходуемая в среднем разными заряженными частицами на образование одной пары ион - электрон в различных газах.

Таблица I

Частица	Воздух	H <sub>2</sub>	He	O <sub>2</sub>	Ar
α-частица	35,0	36,0	30,2	32,2	25,8
Протон	33,3	35,3	29,9	31,5	25,5
Электрон	35,0	38,0	32,5	32,2	27,0

Различие в величине  $\omega$  для разных газов связано с различными значениями потенциалов ионизации и различной структурой уровней возбуждения атомов газа. Таким образом, измеряя в

газовых ионизационных детекторах количество созданных пар ионов, можно легко определить энергию, затраченную частицей на ионизацию газового промежутка детектора. Это обстоятельство позволяет использовать некоторые газовые ионизационные детекторы для спектрометрических целей. С помощью газовых ионизационных детекторов можно определить и интенсивность, и энергетический спектр исследуемого потока заряженных частиц.

Простота, дешевизна и надежность этих детекторов привели к широкому применению их в различных областях науки и техники.

Все газовые 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. Рассмотрим, например, детектор в виде цилиндрического конденсатора, который состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 2, натянутой по оси цилиндра. Пусть такой детектор наполнен аргоном, нить служит анодом, а внутренняя поверхность цилиндра - катодом. На рис.1 приведена принципиальная схема включения такого детектора: R - сопротивление утечки, а C - распределенная емкость, которая включает в себя межэлектродную емкость конденсатора, емкость монтажа и входную емкость усилителя.

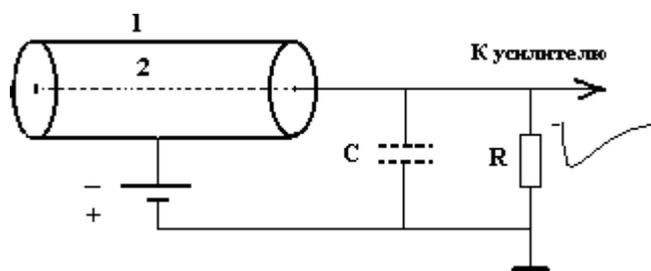


Рис. 1. Принципиальная схема включения ионизационного детектора:  
1 - цилиндрический катод; 2 - анод (металлическая нить)

При прохождении заряженных частиц через объем детектора в результате ионизации образуются электроны и ионы, которые под действием электрического поля двигаются (дрейфуют) к соответствующим электродам. Во время движения электронов и ионов во внешней цепи индуцируется ток, заряжающий емкость C. Если выбрать сопротивление утечки R настолько большим, чтобы за время зарядки емкости C током она не разряжалась, то величина амплитуды A возникающего при этом импульса будет определяться величиной заряда Q, созданного в объеме детектора,  $A = Q/C$ .

Предположим, что регистрируемая частица создала в объеме детектора  $n$  пар ионов, которые при движении к соответствующим электродам испытывают многократные упругие и неупругие столкновения с молекулами газа. Средняя скорость дрейфа пропорциональна напряженности  $\epsilon$  электрического поля и обратно пропорциональна давлению газа  $P$ . При  $\epsilon/P = 1$  В/см.мм рт.ст. скорость ионов, называемая подвижностью ионов, в аргоне составляет около  $2 \cdot 10^3$  см/с. Подвижность электронов на три порядка выше, чем подвижность ионов, а следовательно, и время собирания электронов на аноде в тысячу раз меньше времени собирания ионов на катоде. Подвижность ионов - важнейшая характеристика движения ионов в газе, так как от нее зависит быстродействие детектора. Поэтому желательно, чтобы отрицательные заряды несли лишь подвижные электроны, а не тяжелые ионы, т.е. чтобы газ-наполнитель имел малый коэффициент прилипания электронов. Коэффициент прилипания показывает вероятность образования тяжелого отрицательного иона при столкновении электрона с нейтральным атомом. Коэффициент прилипания зависит от строения внешней электронной оболочки атома. Наименьшее значение коэффициента прилипания имеют инертные газы - гелий, аргон, криптон и др. У них коэффициент прилипания близок к нулю, поэтому они обычно и используются для наполнения ионизационных детекторов. Но в таких электроположительных газах всегда есть небольшие примеси электроотрицательных газов (пары воды, кислород, азот и др.) с большим коэффициентом прилипания, что существенно увеличивает время собирания на аноде отрицательных ионов. Поэтому газы перед заполнением детекторов тщательно очищают от примесей.

Итак, проследим за вольт-амперной (амплитудной) характеристикой такого детектора, т.е. за зависимостью амплитуды импульса на входе усилителя от разности потенциалов  $V$  между электродами детектора (рис.2).

При сравнительно малых напряженностях электрического поля величина заряда, созданного в объеме детектора регистрируемой частицей, а, следовательно, и величина импульса  $A$  определяется начальным числом пар ионов, образованных частицей (рис.2, область 1). Начальный рост амплитудной характеристики в этой области обусловлен неполным собиранием образованных регистрируемой частицей ионов из-за их рекомбинации. С ростом напряженности электрического поля вероятность рекомбинации уменьшается, и все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью работы

ионизационной камеры или областью насыщения. Величина импульса в этой области определяется только начальным числом пар ионов  $n_0$ , созданных частицей.

$$A_1 = n_0 e / C,$$

где  $e$  - заряд электрона, а  $C$  - эквивалентная емкость детектора и монтажа.

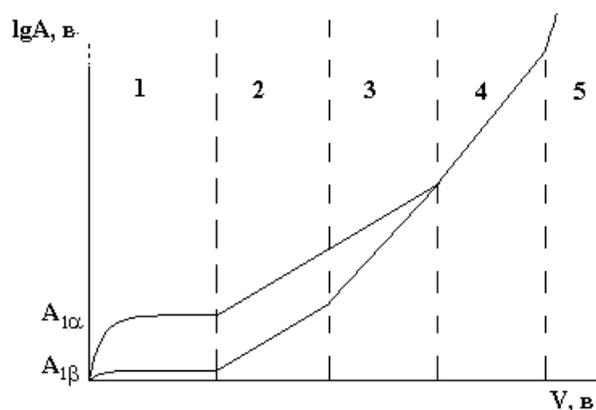


Рис. 2. Зависимость амплитуды импульса  $A$  от напряжения на детекторе  $V$ . Вертикальные штриховые линии подразделяют амплитудную характеристику на несколько областей: 1- область ионизационной камеры; 2 - область пропорционального счетчика; 3 - область ограниченной пропорциональности; 4 - область Гейгера-Мюллера. Кривая  $\alpha$ - амплитудная характеристика при регистрации  $\alpha$ -частиц, кривая  $\beta$  - при регистрации  $\beta$ -частиц.

Частицы разной ионизирующей способности (например,  $\alpha$ -частицы и  $\beta$ -частицы) создают в детекторе разное число пар ионов и, соответственно, разные по величине импульсы.

Таким образом, детектор, работающий в режиме ионизационной камеры, может быть использован для определения ионизирующей способности частиц.

При повышении напряженности поля дрейфующие к аноду электроны между соударениями с молекулами газа могут приобрести энергию, достаточную для ионизации этих молекул. Возникает вторичная ионизация. Если каждый из  $n_0$  созданных регистрируемой частицей электронов в свою очередь образует в среднем  $k$  вторичных электронов, то полное число образовавшихся электронов будет  $k \cdot n_0$ . Следовательно, величина импульса остается пропорциональной начальной ионизации:

$$A_2 = \frac{n_0 \cdot e}{C} \cdot k(V)$$

Коэффициент газового усиления  $k(V)$  растет с увеличением  $V$  и не зависит от  $n_0$ . Рост величины импульса от напряжения за счет газового усиления, используется в пропорциональных счетчиках. Область 2 - область работы пропорционального счетчика.

Пропорциональные счетчики применяются для тех же целей, что и ионизационные камеры, но наличие газового усиления позволяет использовать для регистрации импульсов усилители с меньшим коэффициентом усиления. Поэтому в настоящее время пропорциональные счетчики получили очень широкое распространение в научных лабораториях мира.

При дальнейшем увеличении напряжения на детекторе пропорциональность  $A \sim n_0$  нарушается, так как появляются дополнительные электроны –  $n_\phi$ . Это фотоэлектроны от взаимодействия фотонов характеристического излучения возбужденных молекул газа и амплитуда импульса будет равна:

$$A_3 = (n_0 + n_\phi) \cdot k(V) e / C.$$

Поэтому область 3 амплитудной характеристики называется областью ограниченной пропорциональности.

При дальнейшем увеличении напряжения (область 4)  $n_\phi \gg n_0$ , и величина импульса становится независимой от первичной ионизации, возникает самостоятельный разряд. Для возникновения такого разряда достаточно появиться в детекторе хотя бы одной паре ионов. Заряд возрастает до величины, ограниченной характеристиками детектора и внешней цепи. Этот участок амплитудной характеристики - область 4 - называется областью Гейгера-Мюллера. В области Гейгера-Мюллера величина импульса достигает нескольких десятков вольт, поэтому детекторы, работающие в этой области, обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению, хотя они не способны дифференцировать различные виды излучений. Простота, дешевизна и надежность позволили им найти широкое распространение в различных областях науки и техники, как в стационарных, так и в полевых условиях. Газовый разряд в области Гейгера-Мюллера не может начинаться без внешнего ионизирующего воздействия. Это - вынужденный разряд. При дальнейшем увеличении напряжения начинается самопроизвольный газовый разряд, возникающий без наличия ионизирующего излучения в детекторе (область 5). Напряженность поля при этом становится вполне достаточной,

чтобы вырвать электроны из электродов, в результате чего возникает самопроизвольный разряд. При еще более высоких напряжениях начинается пробой газа.

## 2. Импульсная ионизационная камера

Импульсные ионизационные камеры находят применение в тех экспериментах, где нужно определить ионизацию отдельных частиц или ионизацию, создаваемую потоком частиц. Например, в космических экспериментах, в которых ряды импульсных ионизационных камер чередуются со слоями поглотителя.

Конструкция, форма ионизационных камер обычно определяется задачами эксперимента. Встречаются плоские, цилиндрические и сферические ионизационные камеры.

Ионизационная камера представляет собой изолированный газовый объем, в котором расположены, в простейшем случае, два электрода. При подаче на электроды постоянного напряжения в пространстве между ними создается электрическое поле.

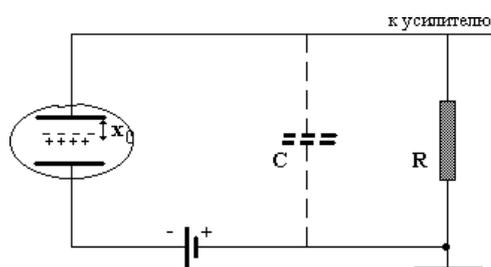


Рис.3. Принципиальная схема импульсной ионизационной камеры.

В ионизационной камере с плоскопараллельными электродами электрическое поле однородно. На рис.3 приведена принципиальная схема такой камеры. Заряженная частица, проходя через рабочий объем камеры, производит ионизацию атомов газа, в результате чего вдоль пути частицы образуются электроны и положительные ионы. Под действием электрического поля электроны и ионы начинают двигаться к соответствующим электродам камеры, а во внешней цепи камеры индуцируется ток, заряжающий емкость камеры  $C$ . Зарядка емкости  $C$ , а вместе с ней и нарастание импульса напряжения на выходе камеры прекращаются, как только все электроны и ионы, созданные в газе камеры, достигнут соответствующих электродов. Наряду с этим происходит разрядка

емкости  $C$  через сопротивление  $R$ , приводящая к спаду импульса напряжения на выходе камеры.

Таким образом, время собирания зарядов, образованных частицей в газе камеры, зависит от скорости их движения к электродам - скорости дрейфа, причем скорость дрейфа электронов в  $\sim 10^3$  раз больше скорости дрейфа ионов. Вследствие этого характерное время собирания электронов ( $T_- \sim 10^{-6}$  с) примерно на три порядка меньше времени собирания ионов ( $T_+ \sim 10^{-3}$  с). Если величину сопротивления  $R$  взять достаточно большой ( $RC \gg T_+$ ), чтобы в процессе собирания зарядов емкость практически не разряжалась, то импульс напряжения на выходе камеры будет нарастать линейно во времени

$$A(t) = \frac{ne}{C} \frac{u_+ + u_-}{d} t, \quad (1)$$

где  $ne$  – заряд, созданный ионизирующей частицей;  $u_+$  и  $u_-$  скорости дрейфа ионов и электронов,  $d$  – расстояние между электродами камеры. Однако скорость нарастания импульса неодинакова в течение всего времени собирания зарядов. Действительно, поскольку  $u_- \gg u_+$ , то в интервале  $0 < t < T_-$  скорость нарастания импульса определяется скоростью дрейфа электронов, причем электронная компонента амплитуды импульса равна

$$A_-(T_-) = \frac{ne}{C} \frac{u_-}{d} \frac{x_0}{u_-} = \frac{ne}{C} \frac{x_0}{d} \quad (2)$$

где  $x_0$  - путь, пройденный электронами от места образования начальной ионизации до положительного электрода. Ионы начинают движение к отрицательному электроду фактически уже после достижения электронами положительного электрода, поэтому в интервале  $T_- < t < T_+$  скорость нарастания импульса определяется скоростью дрейфа ионов, причем ионная компонента амплитуды импульса равна

$$A_+(T_+) = \frac{ne}{C} \frac{u_+}{d} \frac{d - x_0}{u_+} = \frac{ne}{C} \frac{d - x_0}{d} \quad (3)$$

Полная амплитуда импульса обусловлена зарядами обоих знаков и равна

$$A_{\max} = A_- + A_+ = ne/C \quad (4)$$

Отсюда видно, что полная амплитуда определяется лишь величиной заряда, созданного в газе ионизирующей частицей, и емкостью камеры. В то же время соотношение между электронной и ионной компонентами амплитуды зависит от места образования ионизации, причем, чем больший путь (и, следовательно, большую разность потенциалов) прошел заряд в процессе собирания к электродам

камеры, тем больше его вклад в полную амплитуду импульса (см. рис 4).

Заметим, что амплитуда импульса не зависит от напряжения на электродах камеры, поскольку предполагается, что все созданные ионизирующей частицей электроны и ионы собираются на электроды и пренебрегается процессом рекомбинации электронов и ионов. Если постепенно уменьшать напряжение на электродах, то, начиная с некоторого значения  $V_{\min}$ , амплитуда импульса также станет уменьшаться из-за рекомбинации. Для рассматриваемой камеры величина  $V_{\min}$  выше в случае, когда цепочка электронов и ионов, созданных ионизирующей частицей, расположена параллельно линиям напряженности электрического поля и ниже - в случае перпендикулярного расположения цепочки ионов относительно силовых линий.

Так как средняя энергия, расходуемая заряженной частицей на образование в данном газе одной пары электрон-ион, не зависит ни от энергии, ни от заряда и массы частицы, то величина произведенной ионизации (заряд  $ne$ ) пропорциональна энергии частицы, потраченной на ионизацию, и, следовательно, полная амплитуда импульса  $A_{\max}$  однозначно связана с этой энергией.

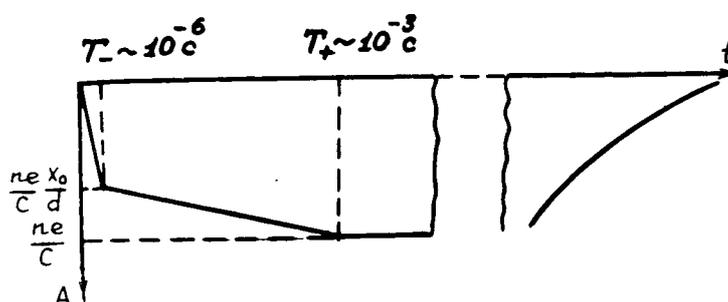


Рис. 4. Форма импульса на выходе ионизационной камеры при  $RC \gg T_+$

Однако использование спектрометрических свойств ионизационной камеры, работающей в режиме полного (электронного и ионного) сбора зарядов, затрудняет низкое временное разрешение: при  $RC \gg T_+$  камера может регистрировать отдельно не более 100 частиц в секунду. Можно, конечно, уменьшить длительность импульса путем уменьшения сопротивления утечки  $R(T_- \ll RC \ll T_+)$ , отказавшись тем самым от полного сбора зарядов и ограничившись сбором электронов.

Но величина электронной компоненты амплитуды импульса в этом случае будет зависеть от места, в котором произведена

ионизация.

Эти трудности легко преодолеваемы при использовании цилиндрической ионизационной камеры. В цилиндрической ионизационной камере поле существенно неоднородно, и наибольшая часть падения напряжения приходится на область вблизи внутреннего электрода (анода). Поэтому величина электронного импульса всегда будет близка к величине полного импульса, если только регистрируемая ионизация не произойдет в непосредственной близости от внутреннего электрода. По этой причине цилиндрические (или сферические) ионизационные камеры чаще используются в экспериментах, чем плоские.

### **3. Пропорциональный счетчик**

Пропорциональные счетчики и их модификации: дрейфовые пропорциональные камеры, многопроволочные пропорциональные счетчики и пр. в настоящее время являются одними из наиболее распространенных детекторов среди применяемых в современных установках. Например, эксперимент К. Руббиа, в котором наблюдался промежуточный векторный бозон (1983 г.), проводился с установкой, включающей большие дрейфовые камеры, помещенные в магнитное поле напряженностью 7 Т., шесть ионизационных калориметров для определения энергии адронов и еще восемь больших дрейфовых камер, перекрывающих полный телесный угол установки.

Мы не будем специально останавливаться на работе пропорциональных счетчиков и дрейфовых камер, так как им в нашем практикуме посвящены отдельные задачи.

### **4. Газоразрядный счетчик Гейгера-Мюллера**

В пропорциональном счетчике газовый разряд развивается только в части объема детектора - там, где образуется лавина электронов. Остальной объем не охватывается газовым разрядом.

С увеличением напряжения область разряда расширяется. Как же это происходит?

После прохождения через объем счетчика заряженной частицы, в газе появляются электроны и ионы, которые дрейфуют к соответствующим электродам. Электроны достигают нити за время  $10^{-7}$ -  $10^{-8}$ с, образовав по пути новые электроны, ионы и возбуждив молекулы газа. Возбужденные молекулы, возвращаясь в нормальное

состояние, испускают коротковолновое ультрафиолетовое излучение, которое может создавать фотоэлектроны в катоде счетчика и наполняющем газе. Вновь возникшие электроны также дрейфуют к аноду и, в свою очередь, создают новые лавины. Так как фотоны излучаются изотропно, то за очень короткое время весь счетчик будет охвачен разрядом.

Таким образом, повышение напряжения  $V$  приводит к распространению газового разряда по объему счетчика. При некотором напряжении  $V_{\text{зак.}}$ , называемом напряжением зажигания, газовый разряд охватывает весь объем счетчика. Амплитуда импульса перестает зависеть от начальной ионизации, так как каждый начальный электрон порождает огромное количество новых электронно-фотонных лавин, и вклад первичной ионизации в полный ионизационный ток становится пренебрежимо мал.

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

Несамогасящиеся счетчики обычно наполняют каким-либо инертным газом: аргоном, неоном и др. За время прохождения нескольких электронно-фотонных лавин образованные положительные ионы практически остаются на месте, так как их подвижность намного меньше подвижности электронов. В основном вторичная ионизация происходит вблизи анода, где напряженность поля больше, и поэтому вокруг нити образуется чехол положительных ионов, который снижает напряженность поля около нее, и поэтому образование новых электронно-фотонных лавин прекращается. Образовавшиеся ионы двигаются в направлении катода. По мере отхода их от анода электрическое поле около него восстанавливается, и снова становится возможной ударная ионизация. Обычно развитие лавины не возобновляется, если в объеме счетчика нет свободных электронов. Лишь через время  $T_+$ , когда положительные ионы достигают катода и там нейтрализуются, они могут вырывать свободные электроны из катода (если нейтрализованные молекулы остаются в возбужденном состоянии и их энергия возбуждения превышает работу выхода электронов из катода). Если при этом окажется, что напряжение на счетчике превышает  $V_{\text{зак.}}$ , то начинается новая стадия разряда, которая длится до тех пор, пока ее не остановит новый положительный пространственный заряд вблизи анода, и т.д. Каждая новая стадия производит зарядку емкости  $C$  до более высокого потенциала. Если  $RC \gg T_+$ , то импульс на аноде счетчика будет от стадии к стадии

нарастать, а действующая разность потенциалов уменьшаться (рис.5). Такое представление о разряде в виде отдельных стадий не совсем верно, так как реально эти стадии могут перекрываться. Это связано с тем, что электроны могут появляться (за счет высвечивания отдельных возбужденных молекул) еще до того, как ионы достигнут катода.

Для прекращения разряда необходимо на емкости  $C$  иметь заряд  $(V - V_{\text{зак}})C$ , а это возможно, если сопротивление утечки будет достаточно велико. Сопротивление  $R$  в этом случае называется гасящим. Его можно оценить из предположения  $RC \gg T_+$ . Пусть  $RC \sim 10 T_+$ . Тогда при  $C = 10$  пф имеем  $R = 10^8$  Ом. Это означает, что время

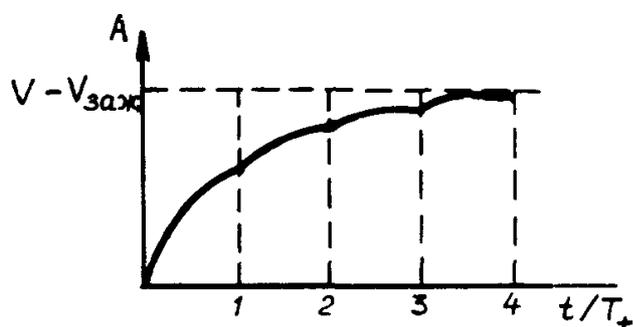


Рис.5. Возрастание импульса во времени в несамогасящемся счетчике

зарядки емкости больше  $10^{-3}$  с. Поэтому несамогасящийся счетчик имеет очень низкое временное разрешение. На рис.6 представлена форма импульса в несамогасящемся счетчике.

Временное разрешение можно значительно улучшить, если использовать специальные электронные схемы гашения разряда. Однако в настоящее время чаще используют самогасящиеся счетчики Гейгера, разряд в которых прерывается в силу особых свойств его развития.

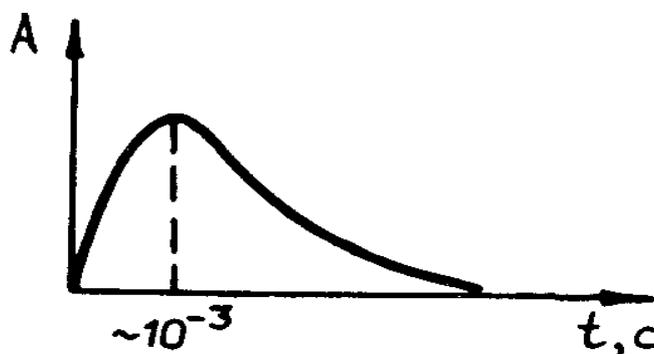


Рис.6. Форма импульса в несамогасящемся счетчике

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

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

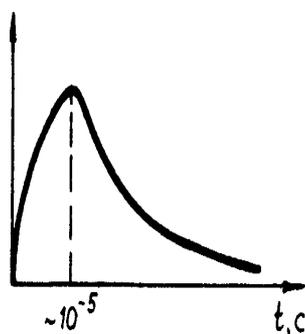


Рис.7. Форма импульса в самогасящемся счетчике

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

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

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

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

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

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

На рис.8 приведена осциллограмма импульсов в счетчике. Видно, что в течение мертвого времени  $\tau_m$  нет наложения импульсов. Но при временах, больших  $\tau_m$ , на импульс, запускающий развертку, налагаются импульсы, амплитуды которых тем больше, чем позже они возникают. Таким образом, разрешающее время самогасящегося счетчика порядка мертвого времени, т.е. значительно меньше разрешающего времени несамогасящегося счетчика.

Самогасящиеся счетчики имеют ограниченный срок службы, поскольку при каждом импульсе диссоциирует  $10^9$ - $10^{10}$  молекул

спирта. В счетчике средних размеров имеется около  $10^{20}$  молекул спирта, и поэтому такой счетчик может зарегистрировать всего  $10^9 - 10^{10}$  импульсов.



Рис.8. Осциллограмма импульсов в счетчике

Счетная характеристика. Счетной характеристикой счетчика называют зависимость скорости счета от напряжения при постоянной интенсивности облучения (рис.9). Счетная характеристика счетчика имеет почти горизонтальный участок на протяжении 100 - 200 В. В этом интервале напряжений счетчик регистрирует все частицы, образовавшие хотя бы одну пару ионов в объеме счетчика. Эта часть характеристики называется "плато". Рабочее напряжение счетчика выбирают обычно в средней части плато, где небольшие флуктуации напряжения не будут сказываться на скорости счета.

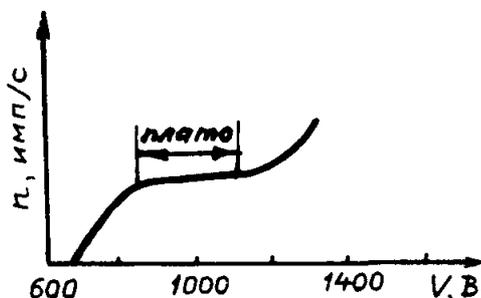


Рис. 9. Счетная характеристика

Начальный участок счетной характеристики имеет резкий подъем, который сильно зависит от чувствительности применяемого регистрирующего устройства, т.е. от порога дискриминации амплитуд импульсов. В этой области напряжений считаются не все частицы – сказывается зависимость амплитуды импульса от напряжения и большой разброс амплитуд из-за флуктуаций в развитии и гашении разряда.

Небольшой наклон плато счетной характеристики объясняется краевыми эффектами (поле вблизи концов счетчика не имеет резкой границы, и с ростом напряжения увеличивается эффективный чувствительный объем счетчика) и возникновением ложных импульсов. Ложные импульсы возникают в основном за счет нарушения механизма гашения разряда в счетчике. Эти нарушения произойдут, например, в том случае, если возбужденный атом аргона дошел до катода, нейтрализовался на нем и вырвал из катода свободный электрон, который вызвал новый разряд в счетчике. Вызвать новый разряд может и ион гасящего газа, если он после нейтрализации у катода не диссоциировал, а высветил фотон. Чем больше образуется в разряде ионов, тем больше вероятность появления таких ложных импульсов. Поэтому с увеличением напряжения число ложных импульсов возрастает, а, начиная с некоторого напряжения, каждая попавшая в счетчик частица вызывает многоступенчатый разряд, создает пачку импульсов. В хороших счетчиках наклон плато обычно небольшой и составляет несколько процентов на 100 В.

Амплитуда импульса в счетчиках Гейгера-Мюллера определяется только характеристиками самого счетчика - его размерами, составом газа, величиной рабочего напряжения, и совершенно не зависит от величины начальной ионизации, созданной частицей (рис.2). Частица выполняет в них роль запала, поджигающего самостоятельный разряд в счетчике. Поэтому газоразрядные счетчики не являются спектрометрическими детекторами, а могут выполнять только функцию счета частиц. Весьма ценным качеством этих счетчиков является большая величина импульса, которая даже в самогасящихся счетчиках достигает нескольких десятков вольт, что упрощает задачу регистрации импульсов. Эти счетчики находят применение в разнообразных задачах, требующих счета частиц без анализа их энергетического состава. Газоразрядные счетчики широко применяют в дозиметрии для измерения мощности дозы излучения, в многочисленных экспериментах по регистрации космического излучения. Их используют также и в промышленности, например,

для контроля толщины проката.

Конструкция счетчика очень проста: корпус счетчика изготавливают из различных материалов, выбирая их в зависимости от типа регистрируемого излучения. Для регистрации  $\beta$ -частиц корпус выполняют из алюминия, меди или нержавеющей стали. Чтобы  $\beta$ -частицы не поглощались материалом корпуса, его делают тонкостенным. Часто для увеличения жесткости тонкостенный корпус гофрируют. Корпус счетчика  $\gamma$ -частиц представляет собой стеклянный баллон, на внутренней поверхности которого нанесен электропроводящий слой, служащий катодом счетчика. Поскольку регистрация  $\gamma$ -кванта возможна лишь в случае образования им комптон- или фотоэлектрона, то и толщина стеклянных стенок выбирается исходя из условия наиболее вероятной регистрации счетчиком этих вторичных электронов.

Для регистрации  $\alpha$ -частиц (и  $\beta$ -частиц) обычно используется торцовый счетчик. Один из торцов корпуса закрывают тонкой пленкой из слюды или другого материала. Через пленку в счетчик проникают заряженные частицы.

В качестве анода чаще всего используется вольфрамовая нить, поверхность которой отполирована для исключения влияния неровностей на распространение газового разряда вдоль нити.

Эффективность счетчика для заряженных частиц близка к 100%. Счетчик регистрирует все заряженные частицы, если они появляются в газе с интервалом времени, большим разрешающего времени счетчика, и образуют хотя бы одну пару ионов. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов зависит от вероятности взаимодействия их с материалом счетчика. Обычно эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов не превышает 2%.

## У П Р А Ж Н Е Н И Е 1

Исследование газового ионизационного детектора.

Амплитудная характеристика детектора для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц.

Лабораторная установка. Блок-схема установки приведена на рис.10. В качестве газового ионизационного детектора в этом упражнении мы используем торцовый цилиндрический счетчик, наполненный аргоном с многоатомными добавками. Через тонкое окно счетчика -  $1\text{мг}/\text{см}^2$  - могут проникать альфа-и бета-частицы от радиоактивных препаратов.

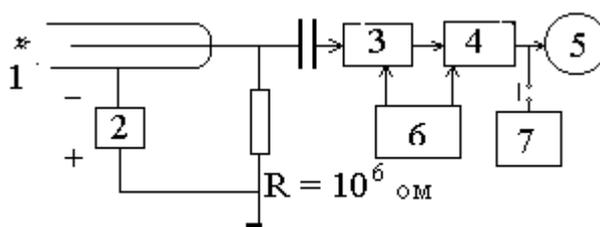


Рис. 10. Блок-схема установки для исследования газового ионизационного детектора: 1 - радиоактивный препарат; 2 - высоковольтный выпрямитель; 3 - катодный повторитель; 4- усилитель; 5 - осциллограф; 6 - блок питания; 7 - пересчетный прибор; R - сопротивление, на котором выделяется сигнал со счетчика

Напряжение на электроды счетчика подается от высоковольтного выпрямителя на 1,8 кВ со стабилизацией напряжения порядка 0,05%. Напряжение можно менять через 50 В в диапазоне от 100 до 1800 В. Нить счетчика заземлена через сопротивление утечки  $R = 10^6$  Ом. Импульс со счетчика через катодный повторитель поступает на линейный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления  $K$  (1,10,100,1000). Линейный усилитель собран в одном кожухе с высоковольтным выпрямителем. Для питания усилителя и катодного повторителя используется стандартный блок питания УИП-2.

Выходные импульсы с усилителя поступают для анализа на осциллограф типа СІ-49 со ждущей разверткой.

Перед включением установки необходимо ознакомиться с работой отдельных блоков.

Для исследования амплитудной характеристики газового ионизационного детектора в работе используются радиоактивные препараты:  $\alpha$ -препарат  $^{242}\text{Cm}$  и  $\beta$ -препарат  $^{204}\text{Tl}$ . Активность этих источников не превышает 1мкКю. Конструкция источников представлена на рис.11. Препарат  $^{204}\text{Tl}$  нанесен в углублении бруска альфа-и бета-частицы от радиоактивных препаратов. из оргстекла и заклеен защитной пленкой из металлической фольги толщиной в несколько десятков микрон (рис.11,а). Брусоч закреплен на направляющем стержне и хранится в свинцовом контейнере.

$\alpha$ -препарат  $^{242}\text{Cm}$  нанесен в углублении цилиндра из оргстекла и зафиксирован тонким слоем клея (рис. 11,б). Он хранится в контейнере из оргстекла. Возможно применение других  $\alpha$ -источников. Например,  $^{239}\text{Pu}$  из комплекта образцовых  $\alpha$ -источников в виде активного пятна, нанесенного в центре металлического диска, зафиксированного слоем лака.

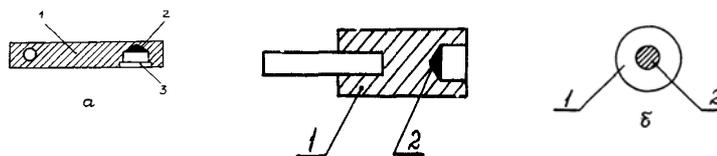


Рис.11. Конструкция источников: а) источник -  $^{204}\text{Tl}$  – 1- подложка;

2 - препарат; 3 - защитная фольга; б) источник -  $^{242}\text{Cm}$  в двух проекциях –  
1 – цилиндр из оргстекла, 2 – препарат.

Снять зависимость амплитуды импульса от величины напряжения на детекторе при разных значениях начальной ионизации от  $\alpha$ - и  $\beta$ -препаратов. Изменяя напряжение от максимального, соответствующего концу области Гейгера, до минимального, определяемого наибольшим коэффициентом усиления установки, измерить амплитуды импульсов с помощью осциллографа.

Изобразить полученные амплитудные характеристики в полулогарифмическом масштабе  $\lg A = f(V)$  и проанализировать их, определив области работы ионизационного детектора как ионизационной камеры, пропорционального счетчика, область ограниченной пропорциональности и область Гейгера-Мюллера.

## У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

Исследование самогасящегося счетчика Гейгера-Мюллера.

Упражнение выполняется на той же установке.

1. Счетная характеристика для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц. Снять зависимость скорости счета частиц для каждого из препаратов от напряжения на счетчике с точностью 2-3%. При снятии счетной характеристики обратить внимание на конец счетной области: при резком увеличении скорости счета измерения прекратить и напряжение на счетчике снизить, так как вследствие диссоциации молекул гасящего газа рабочая смесь в счетчике быстро портится. Счетную характеристику снимать при коэффициенте усиления линейного усилителя  $K = 1$ .

2. Мертвое время счетчика. Определить мертвое время счетчика методом двух гамма-источников  $^{60}\text{Co}$ . Этот метод определения мертвого времени основан на том, что в счетчике с конечным временем разрешения скорость счета  $n$  с увеличением загрузки возрастает нелинейно.

Пусть при облучении источником в счетчик попадает за  $1\text{с}$  в среднем  $n_0$  частиц. Из-за статистического характера радиоактивного распада ядер источника временные интервалы между частицами будут разными. Поэтому из-за наличия мертвого времени  $\tau$  не все они будут зарегистрированы. Пусть будет зарегистрировано в среднем за одну секунду  $n_1$  импульсов ( $n_1 < n_0$ ). После каждого импульса в течение времени  $\tau$  счетчик не чувствителен к пролету через него других частиц, поэтому суммарное мертвое время за секундный интервал составит  $\tau n_1$  секунд. Число же

незарегистрированных из-за этого в одну секунду частиц будет  $n_0 n_1 \tau$ . Таким образом, должно выполняться соотношение

$$n_0 = n_1 + n_0 n_1 \tau.$$

Из этого соотношения определить  $\tau$  нельзя, так как остается неизвестной величина  $n_0$  ( $n_0$  зависит не только от активности источника, но и от конкретной геометрии эксперимента).

Метод определения мертвого времени счетчика с помощью двух источников сводится к следующему. Установив один из источников на некотором расстоянии от счетчика, измерить скорость счета  $n_1$ . Не меняя положения первого источника, поднести к счетчику второй источник и измерить скорость счета от двух источников  $n_{12}$ . Затем осторожно, не меняя положения второго источника, вынуть первый и измерить скорость счета от одного второго источника  $n_2$ .

Для этих трех измерений можно написать соотношения:

$$\begin{aligned}n_{01} &= n_1 + n_{01} n_1 \tau \\n_{01} + n_{02} &= n_{12} + (n_{01} + n_{02}) n_{12} \tau \\n_{02} &= n_2 + n_{02} n_2 \tau\end{aligned}$$

Решая эту систему уравнений относительно  $\tau$ , получаем

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1 n_2}.$$

Зная, таким образом значения  $n_1$ ,  $n_{12}$  и  $n_2$ , можно вычислить величину мертвого времени счетчика -  $\tau$ . Величины  $n_1$ ,  $n_{12}$  и  $n_2$  определить с точностью не хуже 1% и найти точность вычисленной величины  $\tau$ .

### У П Р А Ж Н Е Н И Е 3

Применение счетчика Гейгера-Мюллера при изучении явления искусственной радиоактивности

#### ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

В результате ядерных реакций могут образовываться нестабильные ядра, претерпевающие самопроизвольный распад. Радиоактивность таких ядер называется искусственной, в отличие от естественной радиоактивности ядер, существующей в природе. Одним из способов получения искусственно радиоактивных ядер является облучение стабильных изотопов различных элементов нейтронами. При этом используются, как правило, медленные (тепловые) нейтроны, поскольку вероятность взаимодействия нейтрона с ядром тем больше, чем меньше его скорость. Захват теплового нейтрона приводит к образованию нового ядра в возбужденном состоянии. Энергия возбуждения, равная энергии

связи нейтрона (5 - 8 МэВ), излучается в виде  $\gamma$  -кванта спустя очень короткий промежуток времени ( $\sim 10^{-13}$  с) после захвата нейтрона. Реакции такого типа носят название радиационного захвата нейтрона. Захват ядром нейтрона может привести к тому, что равновесие между числом нейтронов и протонов в ядре образовавшегося изотопа нарушается; нейтронов становится больше, и ядро перестает быть стабильным. Такое ядро будет испытывать  $\beta$  - распад, в результате которого "лишний" нейтрон в ядре превращается в протон.

Основное предположение, из которого вытекает согласующийся с опытом закон изменения во времени числа радиоактивных ядер (закон радиоактивного распада), состоит в том, что вероятность распада любого ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, не изменяется со временем, иными словами, радиоактивное ядро "не стареет". Отсюда следует, что в любой момент времени  $t$  число распадов в единицу времени -  $dN/dt$  равно

$$dN/dt = \lambda N . \quad (5)$$

Коэффициент пропорциональности  $\lambda$ , называемый постоянной распада, представляет собой вероятность распада за единицу времени. Интегрирование соотношения (5) приводит к выражению

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} , \quad (6)$$

где  $N_0$  - число радиоактивных ядер в некоторый произвольный момент времени, принятый за начало отсчета. Таким образом, число еще не распавшихся радиоактивных ядер уменьшается по экспоненциальному закону. Зная функцию распределения во времени радиоактивных ядер (6), можно вычислить среднее время жизни  $\tau$  радиоактивного ядра

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{\lambda N_0 \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda} . \quad (7)$$

Отсюда следует, что среднее время жизни есть время, в течение которого число радиоактивных ядер уменьшается в  $e$  раз. На практике оказывается удобной другая временная характеристика распада - период полураспада  $T$ , который определяется как время, в течение которого число радиоактивных ядер уменьшается вдвое, т.е.

$$N(T) = N_0 e^{-\lambda T} = \frac{1}{2} N_0 \quad (8)$$

Отсюда вытекает следующая связь между периодом полураспада, постоянной распада и средним временем жизни

$$T = \ln 2 / \lambda = \tau \ln 2 = 0,693 \tau \quad (9)$$

На рис.12 приведена кривая распада. По оси абсцисс отложено время регистрации распада в единицах периода полураспада, По оси ординат - число радиоактивных ядер. Удобно кривую распада представлять в полулогарифмическом масштабе - в этом случае по оси ординат откладывается  $\ln N(t)$  (рис.13). В этом масштабе кривая распада представляет собой прямую линию  $\ln N = \ln N_0 - \lambda t$ , угол наклона которой определяется постоянной распада  $\lambda$ . На опыте обычно измеряется число распадов в единицу времени, которое называется активностью образца

$$A(t) = | dN/dt |$$

Из уравнения (5) следует, что  $A(t) = \lambda N$ , и, следовательно,

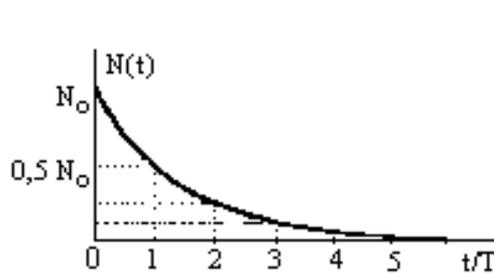


Рис.12. Кривая распада.

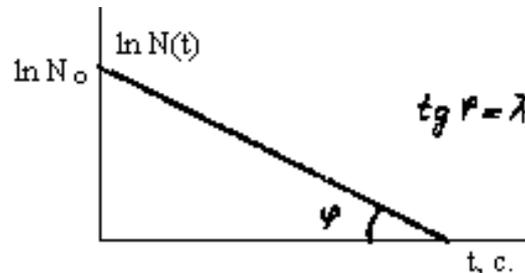


Рис. 13. Кривая распада в полулогарифмическом масштабе.

активность, так же как и число радиоактивных ядер, уменьшается по экспоненциальному закону

$$A(t) = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (10)$$

где  $A_0$  - активность в начальный момент времени. Процесс образования радиоактивного вещества, например, при облучении стабильных ядер нейтронами, называется активацией.

Пусть в потоке нейтронов (рис.14) интенсивностью  $\nu$  нейтронов/см<sup>2</sup>с помещен какой-либо образец, содержащий  $n$  атомов,

где  $n = (\text{число Авогадро} / \text{атомный вес}) \cdot \text{масса образца}$ .

Проследим, как будет изменяться со временем число активированных ядер и активность образца. Число радиоактивных ядер, возникающих в образце в единицу времени, пропорционально числу стабильных ядер в этом образце  $n$ , интенсивности потока нейтронов  $\nu$ , и эффективному сечению захвата нейтронов ядром, т.е.

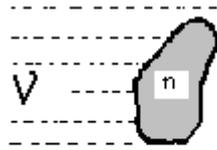


Рис.14. Облучение образца потоком нейтронов

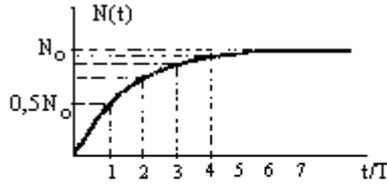


Рис. 15. Кривая активации.

равно произведению  $n\nu\sigma$ . Так как одновременно с активацией ядер происходит их распад, то изменение числа радиоактивных ядер в единицу времени будет

$$dN/dt = n\nu\sigma - \lambda N \quad (11)$$

Решение уравнения (11) дает закон изменения во времени числа радиоактивных ядер

$$N(t) = n\nu\sigma\tau (1 - e^{-\lambda t}) = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (12)$$

Максимально возможное число радиоактивных ядер в данном образце называется активацией насыщения и равно числу ядер, активированных за среднее время жизни  $\tau$

$$N_0 = n \nu \sigma \tau \quad (13)$$

Полученная зависимость (12) представлена на рис.15. По оси абсцисс отложено время облучения образца в единицах периода полураспада активированного элемента, по оси ординат –  $N(t)$ .

Разберем несколько частных случаев.

1. Время активации меньше  $T$  ( $t \ll T$ ). В этом случае показатель экспоненты  $\lambda T \ll 0,7$ . Раскладывая экспоненту в ряд и отбрасывая все члены второго и более высокого порядка, получаем

$$N(t) = n \nu \sigma \tau (1 - 1 + \lambda t) = n\nu\sigma t$$

Результат кажется естественным, так как при малом времени облучения распад активированных ядер не играет большой роли, и накопление их происходит пропорционально времени облучения.

3. За время  $t = T$  активируется  $0,5 N_0$  ядер

$$N(T) = N_0(1 - e^{-\lambda T}) = N_0(1 - e^{-\ln 2}) = 0,5N_0.$$

За время  $t = 2T$  активируется

$$N(2T) = N_0(1 - e^{-2\ln 2}) = \frac{3}{4} N_0,$$

и т.д. (см рис.15).

3. Если время облучения  $t \gg T$  (практически при  $t > 5T$ ), то активируется  $N_0 = nv\sigma t$  ядер. В этом случае в образце устанавливается равновесие между числом образующихся и числом распадающихся ядер.

Активность образца при облучении его в потоке нейтронов постоянной интенсивности описывается выражением:

$$A(t) = \lambda N(t) = nv\sigma (1 - e^{-\lambda t}) = A_0(1 - e^{-\lambda t}), \quad (14)$$

где  $A_0 = nv\sigma$  - максимально возможная активность называется активностью насыщения. Она не зависит от периода распада и равна скорости образования радиоактивных ядер.

Если после какого-то времени облучения активированный образец вынуть из потока нейтронов, то число радиоактивных ядер и активность в нем будут уменьшаться по экспоненциальному закону (6), (10).

Однако часто изменение активности образца во времени не подчиняется экспоненциальному закону, что является указанием на наличие нескольких сортов радиоактивных ядер с различными периодами полураспада. Причины, обуславливающие их появление, могут быть различными.

1) Облучаемое вещество может состоять из смеси нескольких стабильных изотопов, которые после захвата нейтронов превращаются в соответствующее число радиоактивных изотопов, каждый из которых распадается независимо от других со своим периодом полураспада. Если имеет место смесь двух независимых радиоактивных веществ, уравнение кривой распада имеет вид

$$A(t) = A_{01} e^{-\lambda_1 t} + A_{02} e^{-\lambda_2 t}, \quad (15)$$

где  $A_{01}$  и  $A_{02}$  - активности обоих изотопов в начальный момент времени, а  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  - их постоянные распада.

2) Облучаемое вещество представляет собой один изотоп. В результате захвата нейтронов также образуется один радиоактивный изотоп. Однако, образующиеся в результате его распада ядра в свою очередь испытывают распад и так далее, т.е. возникает цепочка

распадов или радиоактивный ряд. Запишем исходные уравнения, определяющие изменение числа радиоактивных ядер каждого члена ряда, имея в виду, что баланс ядер каждого дочернего вещества определяется скоростью собственного распада, пропорциональной числу распадающихся ядер этого вещества, и скоростью образования, равной числу распадов предшествующего материнского вещества в единицу времени:

$$\begin{aligned} dN_1/dt &= -\lambda_1 N_1, \\ dN_2/dt &= -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1, \\ dN_3/dt &= -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2. \end{aligned} \quad (16)$$

Решение уравнений (16) для простейшего случая двух последовательных распадов имеет вид

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{01} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) &= N_{02} e^{-\lambda_2 t} + N_{01} (\lambda_1 / \lambda_2 - \lambda_1) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \end{aligned} \quad (17)$$

где  $N_{01}$  и  $N_{02}$  - начальные количества ядер материнского и дочернего радиоактивных веществ, например, в момент прекращения облучения. Отметим, что первое слагаемое в выражении для  $N_2(t)$  описывает изменение во времени числа ядер дочернего вещества, уже существовавших до момента  $t = 0$ , и число их равно в этот момент величине  $N_{02}$ . Второе слагаемое - это число ядер дочернего вещества, появившихся в результате распада материнского, начиная с момента  $t=0$ . Из этого, в частности, следует, что изменение во времени какой-то части радиоактивных ядер происходит в соответствии с экспоненциальным законом независимо от появления в дальнейшем новых количеств таких же радиоактивных ядер. Полное число радиоактивных ядер всегда равно сумме ядер, сохранившихся к данному моменту времени от всех источников радиоактивности.

3) В результате ядерной реакции, идущей под действием нейтронов на ядрах вещества-мишени, состоящего из одного стабильного изотопа, образуются ядра-изомеры, имеющие одинаковый нуклонный состав, но находящиеся в разных энергетических состояниях: основном и долгоживущем возбужденном, так называемом "метастабильном". Метастабильным является возбужденное состояние, лежащее обычно вблизи основного состояния ядра и значительно отличающееся от него величиной момента количества движения ( $|\Delta I| > 3$ ). Переход из возбужденного метастабильного состояния в основное

осуществляется путем испускания  $\gamma$ -кванта высокой мультипольности. Поскольку увеличение порядка мультипольности на единицу ведет к уменьшению вероятности перехода в  $(\Lambda/R)^2 \sim 10^5$  раз ( $R$  - радиус ядра,  $\Lambda$ - длина волны излучения), то периоды полураспада для излучений с различной мультипольностью сильно отличаются друг от друга, резко возрастая с увеличением  $l = |\Delta I|$ , особенно для переходов между состояниями, близкими по энергии. Так, если энергия  $\gamma$ -квантов невелика ( $\sim 0,1$  МэВ), то периоды полураспада для октупольного излучения ( $l = 3$ ) могут измеряться часами, а для  $l = 4$  - годами. Ядро в метастабильном возбужденном состоянии и такое же ядро в основном или другом, более низком возбужденном энергетическом состоянии, называются изомерами, а метастабильные уровни - изомерными уровнями. В настоящее время известно более 250 изомерных состояний ядер. При наличии изомеров тоже имеет место цепочка распадов: первое ее звено - переход из метастабильного состояния в основное, второе звено - радиоактивный распад основного состояния. Закономерности распадов в этом случае также определяются системой уравнений, аналогичной (16). Но поскольку ядра в основном состоянии образуются, кроме того, и непосредственно в процессе активации, то величина  $N_{02}$  в решении (17) представляет собой суммарное количество ядер в основном состоянии в момент прекращения облучения, образовавшееся как в результате распада метастабильного состояния, так и непосредственно в процессе активации. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже на конкретном примере.

Очевидно, что могут иметь место и более сложные случаи радиоактивных распадов, например, являющиеся комбинацией рассмотренных выше типичных простых ситуаций.

### **Цель работы и экспериментальная методика**

В настоящей работе изучается искусственная радиоактивность серебра или родия.

I. Экспериментальная установка включает в себя источник тепловых нейтронов, который используется для активации образцов, и измерительный комплекс, с помощью которого производится регистрация продуктов радиоактивного распада.

Источник тепловых нейтронов представляет собой ванну с водой, в центре которой находится  $Pu - \alpha - Be$  источник быстрых

нейтронов (рис.16).

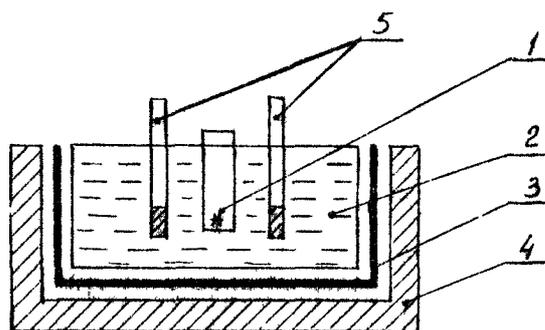


Рис.16. Схема источника медленных нейтронов для активации образцов: 1- источник быстрых нейтронов, 2 – вода, 3- кадмиевая защита; 4-свинцовая защита; 5-держатели с облучаемым образцом.

Замедление нейтронов происходит в основном в результате упругих столкновений с ядрами водорода, входящими в состав воды. Для защиты работающего персонала от ядерных излучений ванна с водой покрыта снаружи листами кадмия, обладающего очень большим сечением поглощения тепловых нейтронов, а поверх кадмия - слоем свинца, который поглощает  $\gamma$ -излучение, сопровождающее захват тепловых нейтронов ядрами кадмия.

Наведенная в образцах активность (электроны  $\beta$ -распада) регистрируется газоразрядным счетчиком Гейгера, расположенным в свинцовой защите для уменьшения влияния фона (см. блок-схему на рис.17). Импульсы со счетчика поступают на пересчетный прибор. Рабочее напряжение питания на счетчик Гейгера подается от выпрямителя.

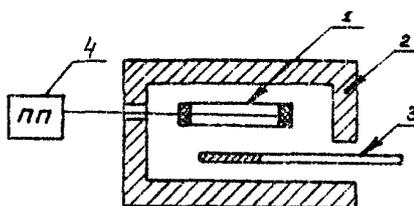
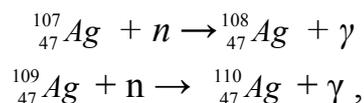


Рис.17. Блок-схема установки измерительного комплекса: 1 - счетчик Гейгера, 2 - свинцовая защита; 3- держатель с образцом;4- пересчетный прибор.

2. Образец серебра естественного изотопного состава представляет смесь стабильных изотопов  $^{107}_{47}\text{Ag}$  (51,4 %) и  $^{109}_{47}\text{Ag}$  (48,6%). Захват нейтрона ядрами этих изотопов приводит к

образованию радиоактивных изотопов  ${}_{47}^{108}\text{Ag}$  и  ${}_{47}^{110}\text{Ag}$ , соответственно



которые претерпевают  $\beta^-$  - распад, превращаясь в стабильные изотопы кадмия



Таким образом, искусственная радиоактивность, наведенная в образце серебра, соответствует первому случаю сложного распада, рассмотренному в предыдущем разделе, а именно, независимому распаду смеси двух радиоактивных изотопов. Зависимость активности образца от времени представляет сумму двух экспонент (15) и в полулогарифмическом масштабе уже не будет изображаться прямой линией (рис.18).

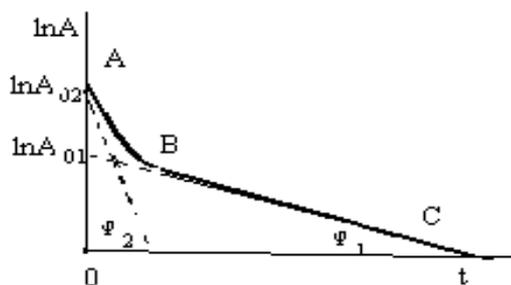


Рис.18. Разложение сложной кривой распада на составляющие

Однако, если периоды полураспада существенно различны, то, спустя некоторый промежуток времени с момента окончания облучения образца, активность компоненты с малый периодом уменьшится настолько, что ею можно пренебречь, а кривая распада окажется близкой к прямой линии (участок BC на рис.18). В этом случае кривую сложного распада можно разложить на составляющие: прямолинейный часток (BC), соответствующий долгоживущей активности, экстраполируется в сторону меньших значений времени. Из суммарной активности вычитается

долгоживущая составляющая (для этого, естественно, надо перейти от логарифмов к числам). Разность представляет собой короткоживущую составляющую.

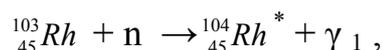
Постоянные распада определяются по углам наклона прямолинейного участка ВС и разностной прямой

$$\lambda_1 = \text{tg } \varphi_1; \quad \lambda_2 = \text{tg } \varphi_2 \quad (18)$$

Для нахождения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  с наилучшей точностью надо выбрать время облучения (активации) так, чтобы оба изотопа достигли насыщения, т.е.  $t_{\text{акт}} \geq 5T_1$ .

Что касается кривой активации, то в случае сложного распада она может быть получена только для наиболее долгоживущей активности. Так, для серебра можно измерить кривую активации изотопа  $^{108}_{47}\text{Ag}$ , приняв специальные меры для исключения влияния короткоживущей активности  $^{110}_{47}\text{Ag}$ . Эти меры сводятся к тому, что после окончания облучения образца и до начала измерения его активности должен пройти интервал времени, достаточный для распада подавляющего числа короткоживущих ядер, т.е. порядка  $(4-5) T_2$ .

3. Образец родия содержит только один стабильный изотоп  $^{103}_{45}\text{Rh}$ , но в процессе активации нейтронами возникают радиоактивные ядра, характеризуемые двумя периодами полураспада, поскольку имеет место случай ядерной изомерии. Метастабильное состояние, образующееся в результате захвата нейтрона стабильным изотопом родия, распадается с периодом полураспада  $T = 4,4$  мин



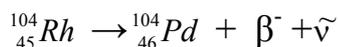
причем возбуждение снимается преимущественно путем испускания конверсионного электрона, а не  $\gamma$ -кванта (т.е. энергия возбуждения ядра передается непосредственно одному из атомных электронов, чаще всего электрону К-оболочки)



Сразу же заметим, что эти конверсионные электроны, имеющие энергию около 70 кэВ, не регистрируются используемым в данной работе счетчиком Гейгера, поскольку их пробеги меньше толщины стенок счетчика.

Образующийся таким образом изотоп  $^{104}_{45}\text{Rh}$  в основном состоянии является радиоактивным и путем  $\beta^-$ -распада

превращается в стабильный изотоп палладия с периодом  $T_2 = 43$  с:



Энергия  $\beta^-$ -электронов достаточно велика, чтобы обеспечить их регистрацию счетчиком Гейгера (верхняя граница  $\beta$ -спектра составляет 2,3 МэВ). Прямой переход из метастабильного состояния родия в палладий путем  $\beta^-$ -распада маловероятен. Таким образом, имеет место радиоактивный ряд из двух членов, причем регистрируются только продукты распада второго члена ряда.

После окончания облучения образца нейтронами число радиоактивных ядер  ${}^{104}_{45}\text{Rh}^*$  в метастабильном состоянии -  $N_1(t)$  и ядер  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  в основном состоянии -  $N_2(t)$ , образовавшихся в результате перехода из метастабильного состояния, описывается выражением типа (17):

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{01}(t) e^{-\lambda_1 t}, \\ N_2(t) &= N_{02} e^{-\lambda_2 t} + N_{01} \lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \end{aligned} \quad (17)$$

где величина  $N_{01}$  представляет число ядер  ${}^{104}_{45}\text{Rh}^*$  в начальный момент процесса распада (т.е. в момент прекращения облучения образца нейтронами), а величина  $N_{02}$  - число ядер  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  в тот же момент, которые образовались исключительно в результате распада метастабильного состояния. Поскольку регистрируются только электроны  $\beta$ -распада  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$ , получим на основании (17) выражение активности  $A_2(t)$ :

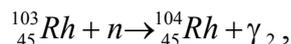
$$\begin{aligned} A_2(t) &= \lambda_2 N_2(t) = N_{02} \lambda_2 e^{-\lambda_2 t} + N_{01} (\lambda_1 \lambda_2 / \lambda_2 - \lambda_1) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) = \\ &= N_{01} (\lambda_1 \lambda_2 / \lambda_2 - \lambda_1) e^{-\lambda_1 t} + N_{02} \lambda_2 e^{-\lambda_2 t} - N_{01} (\lambda_1 \lambda_2 / \lambda_2 - \lambda_1) e^{-\lambda_2 t} = \\ &= A_{01} e^{-\lambda_1 t} + A_{02} e^{-\lambda_2 t} \end{aligned} \quad (19)$$

Видно, что зависимость от времени активности дочернего вещества радиоактивного ряда может быть представлена суммой двух экспонент, одна из которых характеризуется периодом полураспада материнского вещества, а другая - дочернего. Если период полураспада материнского вещества существенно больше, чем дочернего, т.е.  $T_1 \gg T_2$  или  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ , то по истечении некоторого времени от начала распада, а именно при  $t > (4 \div 5) T_2$  вкладом второй экспоненты в выражении (19) можно пренебречь, и будем иметь

$$A_2(t) = A_{01} e^{-\lambda_1 t} = N_{01} \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} = A_1(t), \quad (20)$$

т.е. активности дочернего и материнского вещества равны (так называемое "вековое равновесие"), и регистрируемые  $\beta$ -частицы распада  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  характеризуются периодом полураспада  $T_1$  метастабильного состояния родия.

Однако при облучении родиевого образца изотоп  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  в основном состоянии образуется не только при распаде метастабильного состояния, но и непосредственно в результате захвата нейтрона



претерпевая  $\beta^-$ -распад с периодом  $T_2 = 43\text{с}$ . Энергия кванта  $\gamma_2$ , сопровождающего захват нейтрона, естественно, больше, чем кванта  $\gamma_1$ . Это обстоятельство приводит к тому, что начальное количество ядер  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  в основном состоянии складывается из числа  $N'_{02}$ , образующихся при распаде  ${}^{104}_{45}\text{Rh}^*$ , и  $N''_{02}$ , полученных непосредственно в процессе активации. Суммарная  $\beta$ -активность родия может быть записана в виде

$$A_2(t) = N_{01} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + (N_{02} \lambda_2 - N_{01} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}) e^{-\lambda_2 t} \equiv A_{01} e^{-\lambda_1 t} + A_{02} e^{-\lambda_2 t}, \quad (21)$$

где  $N_{02} = N'_{02} + N''_{02}$ . Поскольку активность родиевого образца представляет сумму экспонент и в полулогарифмическом масштабе изображается кривой, аналогичной рис.18, а так как периоды полураспада  $T_1$  и  $T_2$  существенно различны, то можно произвести разложение кривой распада на составляющие описанным выше способом и определить значения периодов полураспада.

Представляет интерес определить также относительную вероятность активации родия в метастабильное и основное состояния, т.е. отношение соответствующих эффективных сечений. Рассмотрим процесс активации родиевого образца и запишем выражения для измерения числа ядер  ${}^{104}_{45}\text{Rh}^*$  и  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  в единицу времени (см.рис.19)

$$\frac{dN_1}{dt} = n\nu\sigma_1 - \lambda_1 N_1$$

$$\frac{dN_2}{dt} = n\nu\sigma_2 + \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2, \quad (22)$$

где  $\sigma_1$  -сечение активации в метастабильное состояние, а  $\sigma_2$ -сечение активации в основное состояние родия.

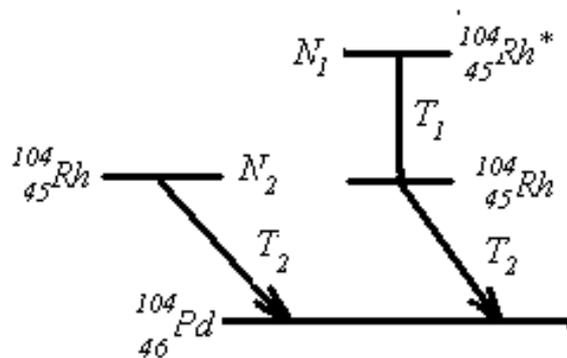


Рис. 19. Схема распада  $^{104}\text{Rh}$  и  $^{104}\text{Rh}^*$

Решения этих уравнений имеют вид

$$N_1(t) = \frac{nv\sigma_1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}),$$

$$N_2(t) = nv(\sigma_1 + \sigma_2)/\lambda_2 (1 - e^{-\lambda_2 t}) - nv\sigma_1/(\lambda_2 - \lambda_1) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (23)$$

Если проводить активацию достаточно долго, чтобы была достигнута активация насыщения, как для короткоживущей, так и для долгоживущей активности (практически это наступит при  $t_{\text{акт}} \geq 5T_1$ ), то количество ядер родия в метастабильном и основном состояниях будут соответственно равны

$$N_{n1} = nv\sigma_1/\lambda_1, \quad N_{n2} = nv(\sigma_1 + \sigma_2)/\lambda_2 \quad (24)$$

Величины  $N_{n1}$  и  $N_{n2}$  являются в то же время начальными количествами ядер для последующего процесса радиоактивного распада, которые в выражении (21) обозначены через  $N_{01}$  и  $N_{02}$ .

Таким образом, задача нахождения отношения сечений активации родия в метастабильное и основное состояния сводится к измерению величин активностей долгоживущей и короткоживущей компонент в момент прекращения активации  $A_{01}$  и  $A_{02}$  (что легко

сделать в процессе разложения кривой распада на составляющие), и решению алгебраических уравнений

$$A_{01} = N_{01} \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1), A_{02} = N_{02} \lambda_2 - N_{01} \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (25)$$

при значениях  $N_{01}$  и  $N_{02}$ , равных

$$N_{01} = N_{H1} = n v \sigma_1 / \lambda_1, N_{02} = N_{H2} = n v (\sigma_1 + \sigma_2) / \lambda_2 \quad (26)$$

В итоге получаем выражение для отношения сечений

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{\frac{A_{02}}{A_{01}} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}{1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}} = \frac{\frac{A_{02}}{A_{01}} + \frac{T_2}{T_1}}{1 - \frac{T_2}{T_1}}, \quad (27)$$

## У П Р А Ж Н Е Н И Я

По рекомендации преподавателя выполняется одно из следующих упражнений:

1. Измерить зависимость долгоживущей активности серебра от времени облучения образца нейтронами (кривая активации). Для обеспечения одинаковой интенсивности нейтронного облучения пластины серебра должны помещаться в один и тот же канал гребенки с направляющими над ванной с водой.

Между концом облучения и началом счета активности образца необходимо выбрать такое время выдержки, которое позволило бы исключить влияние короткоживущей активности. Повторное использование серебряной пластины возможно лишь через промежутки времени, достаточный для практически полного распада активности, наведенной в предыдущем облучении.

2. Измерить зависимость активности образца серебра от времени (кривая распада) после прекращения облучения нейтронами до насыщения долгоживущей компоненты. Из кривой распада определить периоды полураспада и начальные активности обеих компонент методом наименьших квадратов, используя ЭВМ.

3. Измерить зависимость активности образца родия от времени (кривая распада) после прекращения облучения нейтронами до насыщения долгоживущей компоненты. Определить периоды полураспада обеих компонент. Найти отношение сечений активации

в основное и метастабильное состояние родия. При обработке использовать ЭВМ.

Приступая к выполнению задачи, работающий должен иметь утвержденный преподавателем план, включающий значения времени облучения образцов, времени измерения их активностей, а также интервалов, через которые снимаются показания со счетного устройства.

## **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Почему для получения искусственно радиоактивных ядер используют тепловые нейтроны?
2. Закон радиоактивного распада. Физический смысл постоянной распада. Какова связь со средним временем жизни и периодом полураспада?
3. Что такое активность?
4. Процесс активации. Что такое активация насыщения?
5. В каких случаях распад радиоактивного образца нельзя описать с помощью одной экспоненты?
6. Что представляет собой явление ядерной изомерии?
7. В результате каких ядерных превращений получают нейтроны в используемом в данной работе источнике нейтронов?
8. Как построена защита вокруг нейтронного источника? Какова роль отдельных элементов защиты ?

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, Т.1,2.-М.: Энергоатомиздат, 1996.
2. Меликов Ю.В. Экспериментальные методы в ядерной физике. Курс лекций.-М.: Изд-во Моск.ун-та, 1996.

