Международный университет природы,
общества и человека “Дубна”
Кафедра “Биофизика”

Тимошенко Г.Н.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Учебное пособие

Дубна

ИСТОЧНИК И ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Современная экспериментальная ядерная физика представляет очень развитую и многоплановую часть ядерной физики, направленную как на познание свойств собственно объектов микромира, так и на изучение их взаимодействия со средой. В отличие от теоретической физики, которая исследует математические модели природы, экспериментальная физика призвана исследовать саму природу. В предлагаемом курсе мы рассмотрим только некоторые понятия и методы экспериментальной ядерной физики, имеющие непосредственное отношение к дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений – разделам прикладной ядерной физики, предметами которых являются изучение физических величин, характеризующих взаимодействие ионизирующих излучений с веществом объектов неживой и живой природы и изучение характеристик источников и полей излучения. Как известно, в природе существуют четыре вида взаимодействия: гравитационное, электромагнитное, слабое и сильное. Для целей регистрации ядерных частиц используется почти исключительно электромагнитное взаимодействие, имеющее намного большую вероятность, чем сильное и слабое, и производящее эффект даже в тонком слое вещества.

В курсе “Дозиметрия ионизирующих излучений” вы получили представление об ионизирующем излучении, об основных понятиях источника излучения и радиационного поля, и о скалярных радиометрических величинах (характеристиках поля излучения). При описании источника излучения нас интересует, в первую очередь, происхождение (природа) излучения. При описании же поля излучения (распространения квантов или частиц в пространстве) мы абстрагируемся от первопричины квантов или частиц. Излучение источника, распространяясь в пространстве, создает вокруг него поле излучения.

Коротко напомним основные положения.

1. Ионизирующее излучение может иметь электромагнитную и корпускулярную природу. Энергия кванта или частицы при этом должна превышать несколько эВ (минимальная энергия связи электрона на внешней оболочке атома). Помимо ионизации заряженные частицы взаимодействуя с кулоновским полем атома, могут вызывать изменение его энергетического состояния (возбуждение атомов), которое затем снимается испусканием низкоэнергетичного кванта;
2. Различают непосредственно ионизирующее излучение (заряженные частицы и гамма-кванты) и косвенно ионизирующее излучение (нейтральные частицы), ионизирующее среду за счет образования вторичных ионизирующих продуктов ядерных реакций.
3. Ионизирующее излучение характеризуется видом и энергией частиц или квантов. Если оно состоит из квантов или частиц одного вида, обладающих одинаковой энергией – это моноэнергетическое излучение (в природе - гамма и альфа-излучение ряда р/а изотопов). Если энергии квантов или частиц могут принимать любые значения внутри некоторого диапазона – это немоноэнергетическое излучение (в природе - бета-излучение р/а изотопов).
4. Излучение, состоящее из частиц разного вида – смешанное излучение.
5. По характеру распространения излучения в пространстве различают направленное (узкий пучок, плоское мононаправленное) и ненаправленное излучение (в том, числе, изотропное, в котором все направления движения частиц равновероятны).
6. С точки зрения действия излучения во времени (временные характеристики) различают непрерывное (его характеристики остаются неизменными или слабо меняются за рассматриваемый промежуток времени) и импульсное излучение (характер излучения резко меняется однократно или циклически

за время наблюдения). Это относится как к источнику, так и к полю излучения.

Рассмотрим подробнее характеристики источника излучения и поля излучения.

Источник излучения

Источником ионизирующего излучения называют объект, содержащий радиоактивный материал, либо техническое устройство, испускающее ионизирующее излучение. Как некоорые приближения источники геометрически делятся на точечные, протяженные (объемные, линейные), бесконечные (полубесконечные). Если размеры источника малы по сравнению с расстоянием до исследуемого объекта среды или его размерами, источник можно считать точечным, а его излучение в данный объект направленным. При этом если точечный источник равновероятно испускает излучение с одними и теми же характеристиками по всем направлением (в телесный угол 4π ср) – это идеальный изотропный источник. Поле такого источника описывается просто из геометрических соображений. Другой случай – пространственно распределенный источник окружающий исследуемый объект, причем излучение испускается из любого сколь угодно малого элемента пространства равновероятно во всех направлениях. В этом случае излучение, приходящее в исследуемый объект также изотропно, т.е. равновероятно с любого направления (пример – Галактическое космическое излучение). Часто излучение источника имеет выделенное направление (например, осесимметричный источник). Тогда угловое распределение изучения задается значением угла θ между осью симметрии и направлением движения частиц (квантов). $S(\theta) = S \cdot f(\theta)$, где S – число частиц (квантов) испускаемых в телесный угол 1 ср в направлении θ, $f(\theta)$ – нормированная угловая зависимость ($\int f(\theta)d\theta = 1$).

Частные случаи:

1) изотропный источник: $S(\theta) = S/4\pi$
2) мононаправленное излучение (бесконечно узкий пучок): $S(\theta) = S \cdot \delta(\cos\theta - 1)/4\pi$

Внутренние свойства источника на основе р/а распада характеризуются его активностью. Активность А радиоактивного образца – число спонтанных ядерных превращений dN в этом образце за малый промежуток времени dt, деленное на величину этого промежутка: A = dN/ dt. Единицей измерения активности образца является одно ядерное превращение в секунду (СИ) – Беккерель, Бк. Эта величина используется для характеристики гамма-излучателей. Существуют также понятия удельной активности (Бк/кг), молярной активности (Бк/моль), объемной активности (Бк/$м^3$), поверхностной активности (Бк/$м^2$). Зная выход гамма-квантов на 1 распад (ядерное превращение) можно определить выход гамма-квантов из источника в телесный угол 4π ср в секунду.

Выход излучения из источника в единицу времени F – это его внешняя характеристика и применяется для радионуклидных источников бета, альфа-частиц и нейтронов (например, н/с). Если источник импульсный (нестационарный), неизотропен и состав его излучения немоноэнергетичен, то полное его описание возможно с помощью дифференциальной характеристики выхода –дифференциального по пространству, времени, углу и энергии распределения выхода F(t, E, $\boldsymbol{\Omega}$, **r**)dt dE dΩ, которое определяет, сколько частиц с энергией в интервале от E до E+dE испущено источником из точки пространства с радиусом вектором **r** (с элементарной длины dl, поверхности ds или объема dV, расположенных в этой точке) в момент времени t в интервале времени dt в направлении единичного вектора $\boldsymbol{\Omega}$ в интервале телесного угла dΩ (рис.1).

Остальные дифференциальные характеристики источника получаются интегрированием этого распределения по той или иной переменной. Для радионуклидного источника, в случае если нас не интересует энергетическое распределение испускаемого излучения (или оно моноэнергетично), временной характеристикой источника является период его полураспада (изменение со временем его выхода, определяемое $T_{1/2}$ радионуклида). Для немоноэнергетического источника важно знать

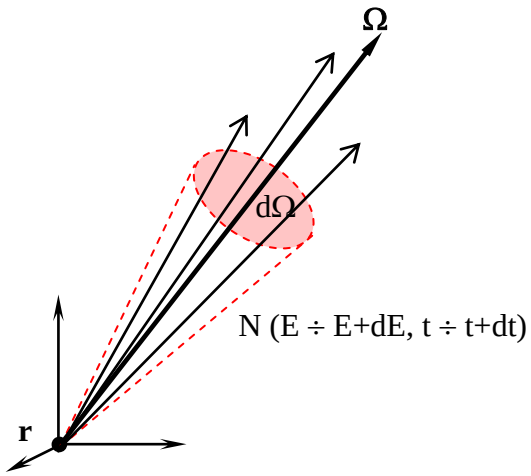


Рис. 1. К определению дифференциального по времени, углу и энергии распределения выхода источника излучения

также распределение испускаемых им частиц по энергии, или иначе спектральное распределение (спектр). Под спектром источника обычно понимается плотность распределения вероятности вылета частиц с энергией в интервале от E до E+ dE, т.е. dφ(E)/dE (частиц/МэВ). Например, излучение точечного стационарного моноэнергетического мононаправленного в направлении $\mathbf{\Omega_0}$ источника с энергией частиц E_0, размещенного в точке $\mathbf{r_0}$ описывается выражением $F(E, \mathbf{\Omega}, \mathbf{r}) = F\cdot\delta(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega_0})\cdot\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r_0})\cdot\delta(E - E_0)$, где F – число частиц, испускаемых источником в единицу времени. Другой пример: излучение плоского (бесконечного) равномерного источника с энергией E_0, плоскость которого перпендикулярна некоторому единичному вектору **k** и проходит через точку с координатами $\mathbf{r_o}$, а угловое распределение излучения осесимметрично относительно **k**, описывается выражением $F(E, \theta, \mathbf{r}) = F\cdot f(\theta)\cdot\delta(\mathbf{rk} - \mathbf{r_0k})\cdot\delta(E - E_0)$.

Поле излучения

Под полем излучения подразумевается область пространства, каждой точке которой поставлены в соответствие физические величины (скалярные и векторные или, как их иначе

называют, потоковые и токовые), являющиеся характеристиками поля излучения. Происхождением излучения (источником) при этом не интересуются, важны лишь вид частиц их количество в каждый момент времени, их энергия и направление, откуда они пришли в рассматриваемую область пространства или объект.

Рассмотрим потоковые (скалярные) характеристики поля. В общей физике под потоком частиц Ф понимают отношение числа частиц dN, прошедших через некоторую область плоскости dS, к интервалу времени dt, за который они прошли ($\Phi = dN/dt$), а под плотностью потока частиц – поток отнесенный к площади этой области ($\varphi = dN/dS \cdot dt$). Такой подход удобен, когда исследуется поле мононаправленного излучения (пучок или плоское поле). В физике защиты и дозиметрии такие случаи редки и излучение часто приходит со всех сторон, т.е. под всеми углами. Для каждого угла справедливо понятие потока. Если при этом рассматривать поток через круглую площадку единичной площади вокруг исследуемой точки поля, то при определении суммы потоков частиц под разными углами круглая площадка будет вращаться вокруг данной точки. Понятно, что контур такой площадки при любой возможной ее ориентации относительно центра опишет сферу с радиусом, равным радиусу круга, а суммарный поток частиц по всем возможным направлениям окажется равным числу частиц, проникающих в эту сферу (рис. 2). В дозиметрии и физике защиты такую характеристику поля называют флюенсом. Таким образом, флюенс частиц F – это отнесенное к площади поперечного сечения элементарной сферы число частиц, проникающих в эту сферу. Под элементарной сферой понимается сферическая область пространства все характеристики излучения в которой сохраняются неизменными. Если за интервал времени dt приращение флюенса частиц равно dF, то отношение dF/dt представляет собой плотность потока частиц φ (раньше – мощность флюенса). Единичный флюенс – 1 част./м^2. Единица плотности потока –1 част./м^2 с.

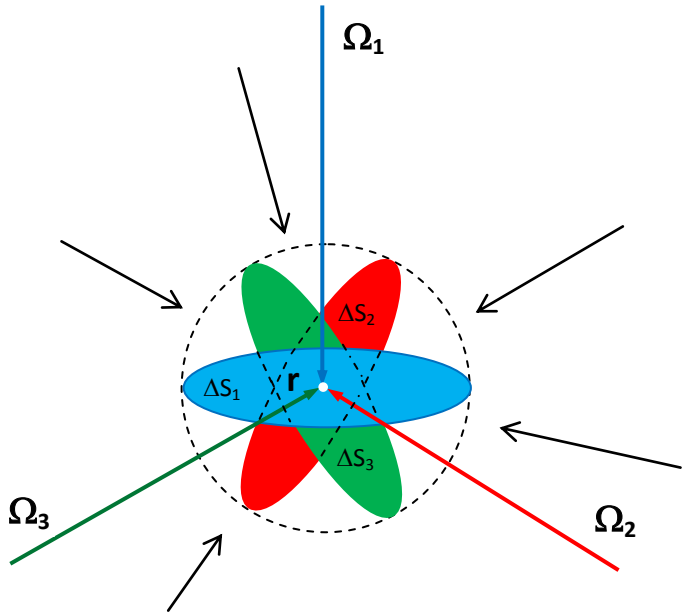


Рис. 2. К определению флюенса частиц

Флюенс и плотность потока частиц – положительные скалярные величины. Из их определения видно, что они являются интегральными (по углу) характеристиками поля и не дают представления об энергетическом и угловом распределении излучения.

Дифференциальные характеристики поля излучения

Более детально поле можно описать дифференциальными характеристиками. Наиболее подробная информация задается пространственно-временной энергетически-угловой плотностью потока частиц $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \mathbf{\Omega})$. В сферической системе координат положение рассматриваемой точки пространства задается вектором $\mathbf{r}$, а единичный вектор $\mathbf{\Omega}$ определяет направление движения частиц (скалярные углы θ и ψ). Физически функция $\varphi(\mathbf{r}, t, E, \mathbf{\Omega})dt\ dE\ d\Omega\ dS$ представляет собой число частиц с кинетической энергией в интервале от E до E+dE, движущихся в направлении единичного вектора $\mathbf{\Omega}$ (рис. 3) в

интервале телесного угла dΩ и пересекающих в момент времени t за интервал времени dt помещенную в точке пространства **r** площадку dS, перпендикулярно расположенную к направлению вектора **Ω**. Единица этой величины в СИ – это плотность равномерного потока частиц, при которой через площадку (помещенную в точку пространства **r**) площадью 1 $м^2$ и перпендикулярную потоку за 1 секунду (в момент времени t) проходит одна частица с энергией E ± 0,5 МэВ, движущаяся в телесном угле 1 стерадиан (в выделенном направлении **Ω**). Её размерность – $м^{-2}$ $с^{-1}$ $МэВ^{-1}$ $ср^{-1}$. На основе функции φ(**r**, t, E, **Ω**)dt dE dΩ dS или функции φ(**r**, E, θ, ψ)dt dE dθ dψ (при dS = 1 и d = 1) можно получить различные интегральные характеристики поля в точке **r**, например, энергетическое распределение плотности потока частиц (это энергетический спектр излучения).

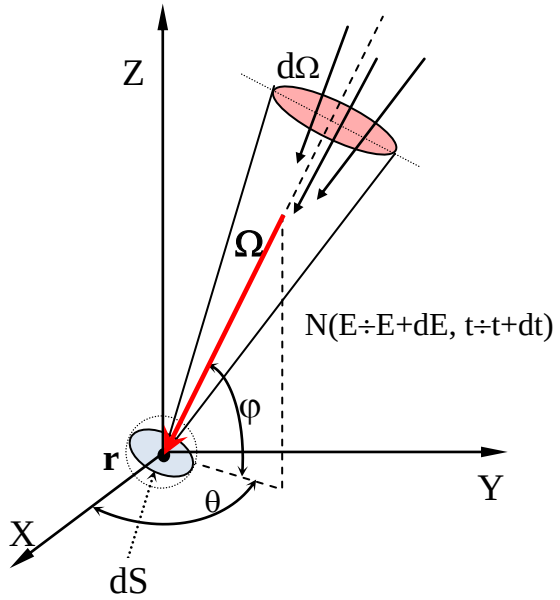


Рис. 3. К определению пространственно-временной энергетически-угловой плотности потока частиц

Проинтегрировав функцию еще и по E получим плотность потока частиц в точке **r**:

$$\varphi(\bar{r}) = \int_{\psi} \int_{\theta} \int_{E} F(\bar{r}, E, \theta, \psi)\ d\theta\ d\psi\ dE$$

Аналогично, проинтегрировав функцию только по E, получим угловое распределение плотности потока частиц φ(**r**, **Ω**). Если проинтегрировать затем временное распределение плотности потока частиц по времени от 0 до τ, получим флюенс частиц F(**r**) в точке **r** к моменту τ.

Функция F(**r**, E) представляет собой, по существу, также энергетический спектр излучения, но за все время от 0 до τ.

$$\varphi(\bar{r}, E) = \int_{\theta} \int_{\psi} F(\bar{r}, E, \theta, \psi)\ d\theta\ d\psi$$

Токовые величины идентичны потоковым, но являются векторными, т.к. учитывают направление движения частиц через элементарную сферу. Скаляры токовых и потоковых величин равны. При плоском мононаправленном поле излучения токовые и потоковые величины также полностью совпадают. Но в гомогенной равномерно излучающей среде плотность тока, например, равна нулю, в отличие от плотности потока, поскольку каждая частица, пролетающая через точку **r**, компенсируется частицей, пролетающей через неё в противоположном направлении.

Рассмотрим гипотетический случай прохождения направленного излучения через рассеивающую, но не поглощающую среду. Пусть в процессе прохождения через плоский блок такого вещества все частицы излучения отклонились на угол ω по отношению к первичному направлению движения (рис. 4). Флюенс частиц F_1 до рассеивателя равен N_1/S. После рассеивателя количество частиц не изменилось, т.к. поглощения нет. Но флюенс частиц F_2 изменится, т.к. теперь больше частиц проходят через площадку той же площади $N_2 = N_1/\cos\omega$ и $F_2 = F_1/\cos\omega$. Таким образом, $F_2 > F_1$. Поскольку угол произвольный, это есть общий случай и можно утверждать, что рассея-

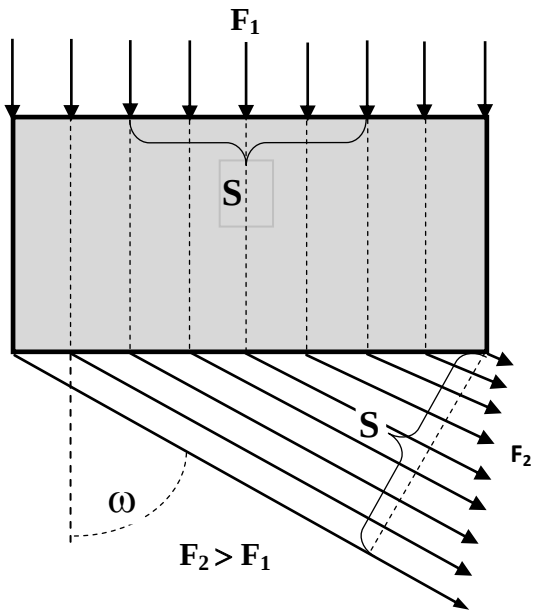


Рис. 4. Изменение потоковых величин при рассеянии излучения в среде

ние излучения в среде приводит к возрастанию потоковых величин (флюенса и плотности потока). Поглощение излучения приводит к уменьшению токовых величин.

Рассмотрим поведение токовых величин на границе раздела вакуума и среды с рассеиванием и поглощением излучения (рис. 5). На среду падает параллельный пучок гамма-квантов. В среде гамма-кванты образуют электроны. Флюенс гамма-квантов возрастает у раздела сред на участке 0-1 за счет альбедных квантов, затем падает на участке 1-2 за счет поглощения. На границе раздела среды 4 альбедных квантов нет, поэтому флюенс квантов в среде на участке 3-4 резко снижается. Флюенс электронов в среде возрастает от нуля до некоторого максимума, лежащего внутри среды, далее также снижается за счет поглощения квантов. Положение максимума обусловлено двумя конкурирующими процессами – рождением

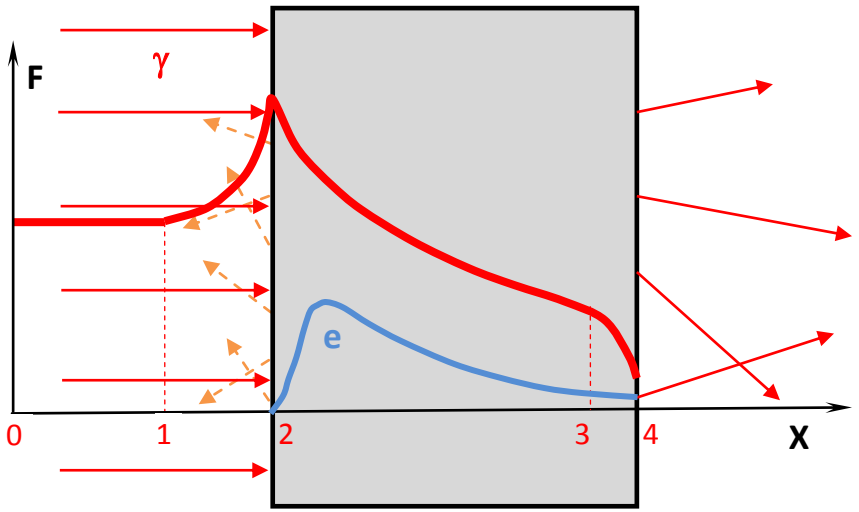


Рис. 5. Изменение токовых величин на границе раздела вакуума и среды с рассеиванием и поглощением излучения

электронов и поглощением электронов и гамма-квантов. Так как рождающиеся электроны имеют преимущественное направление распространения вперед, то выраженного спада вблизи границы 4 нет.

Рассмотрим теперь другой случай, когда излучение выходит в вакуум из поглощающей и рассеивающей среды (рис. 6). В точку А на поверхности раздела сред попадают частицы, летящие в среде под разными углами. Эти же частицы вылетают в вакуум под теми же углами. Из-за поглощения в среде количество частиц приходящих в точку уменьшается с ростом угла ω. Поэтому угловое распределение плотности потока (флюенса) частиц в точке А не изотропно и меняется, обычно, как cosω (или резче, как $\cos^2\omega$). В точку В излучение попадает со всей площади, однако при малых расстояниях R флюенс определяется преимущественно частицами, вылетающими с поверхности под большими углами ω. С увеличением R флюенс увеличивается за счет прихода частиц, испускаемых под

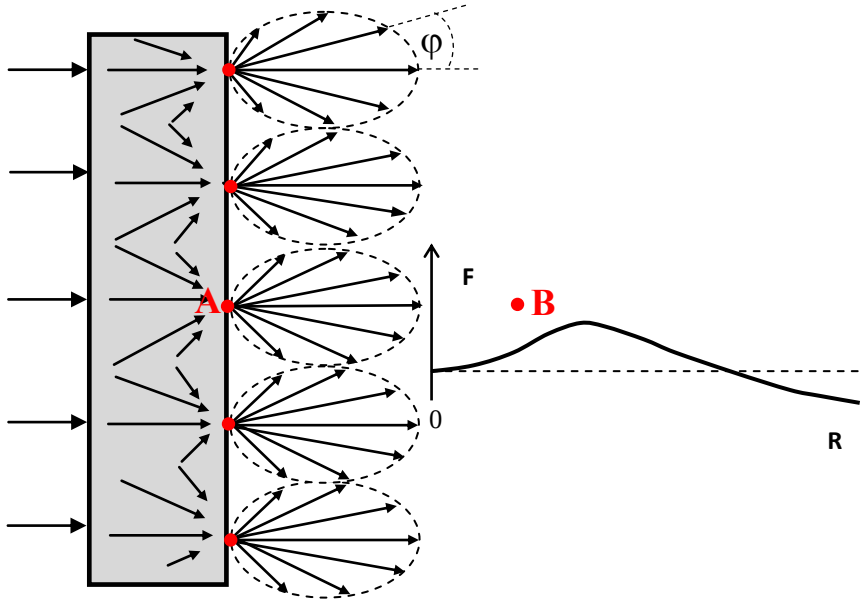


Рис. 6. Изменение потоковых величин при рассеянии излучения в среде

меньшими ω (их больше). Однако, с ростом расстояния из-за уменьшения телесного угла, под которым виден источник, флюенс уменьшается (если бы угловое распределение плотности потока (флюенса) частиц в точке А было бы изотропным, это уменьшение было бы пропорционально R^2). Налицо два конкурирующих эффекта, что формирует максимум пространственного распределения потоковых величин на некотором расстоянии от раздела сред, т.е. эффект “тени”.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКА И ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Задачей экспериментальной ядерной физики является получение максимально полной и достоверной информации об исследуемом излучении, т.е. о виде излучения (компонентном составе), его энергии (дискретной или непрерывном энергетическом распределении), направлении движения частиц, интенсивности излучения и его изменение во времени, вероят-

ности взаимодействия излучения с веществом и каналах этого взаимодействия и т.д. Для этой цели в арсенале экспериментальной физики существует много различных методических приемов, опирающихся на использование известных физических законов и современных представлений о микромире. Например, энергию элементарной частицы можно определить множеством способов: по результатам её взаимодействия с веществом в различных агрегатных состояниях, по её скорости, по характеру её движения в электромагнитном поле и т.д. Мало того, из-за широчайшего доступного диапазона энергий, использовать какой-либо один универсальный метод не представляется возможным. Компонентный состав излучения также можно идентифицировать по виду взаимодействия со средой (поскольку физика взаимодействия разных частиц с различной энергией сильно различается и приводит к различным следствиям). Другой вид селекции частиц – селекция по их массе. От массы частиц зависит их движение в электромагнитном поле. Частицы можно также селектировать по заряду. Для выделения направления движения заряженных частиц применяют так называемые “телескопические системы”, регистрирующие пролет частицы в заданном направлении. Как правило, в сложном ядерно-физическом эксперименте используется одновременно множество различных методик измерения параметров излучения, и современные экспериментальные установки имеют выраженную тенденцию к “монстризации” из-за стремления получать одномоментно максимальное количество информации. Изложить в пределах краткого курса весь накопленный к настоящему времени методический опыт в проведении и организации ядерно-физического эксперимента, конечно же, невозможно. Поэтому в рамках данного курса будут рассмотрена часть методов ядерной физики, наиболее широко используемых в дозиметрии излучений и физике защиты, а также способы регистрации ионизирующего излучения и измерения его основных характеристик.

Измерения величин, при которых искомое значение величины находится непосредственно из опыта, называются прямыми. Для проведения прямых измерений приборы должны быть отградуированы в единицах измеряемой величины. Измерения, при которых искомое значение величины находится на основании известной зависимости между этой величиной и величинами, подвергаемыми прямым измерениям, называют косвенными. В этом случае может происходить накопление погрешностей, поэтому по возможности применяются прямые измерения. Совокупными называют измерения, в которых значения измеряемых величин находят решением системы уравнений, получаемых при прямых измерениях различных сочетаний этих величин.

По основным видам измерительных задач приборы разделяются на группы: дозиметров (измеряющих величины характеризующие перенос и передачу энергии ионизирующего излучения), радиометров (измеряющих величины характеризующие источники и поля ионизирующего излучения в количественном отношении – поток, флюенс и т.д.) и спектрометров (измеряющих распределения частиц по энергии, масссе, времени).

Основным методом реализации измерения параметров ионизирующего излучения является определение измеряемой величины по значению другой величины, функционально с ней связанной – так называемый метод преобразования. Процесс преобразования обычно состоит из нескольких последовательных частных преобразований, пока эта величина не будет представлена в необходимом виде. На практике, как промежуточный объект преобразований, наиболее часто используют электрические сигналы, которые являются носителями информации, т.е. изменяют состояние по определенным закономерностям. Приборы для измерения ионизирующего излучения представляют собой цепь измерительных преобразователей с отсчетным устройством на выходе. Главным звеном в приборах являются детекторы ионизирующего излучения,

преобразующие его параметры в параметры электрических сигналов и изменяющие при этом форму представления информации. Как правило, при воздействии на детектор ионизирующего излучения в результате элементарных актов его взаимодействия с веществом детектора в выходной цепи детектора протекает ток. Электрические сигналы (ток) затем подвергаются в дальнейшем линейным или нелинейным преобразованиям.

Различают две основные формы сигналов – дискретную (цифровую) и аналоговую. В дискретной форме информация передается в виде последовательности импульсов, а результаты представляются в виде цифровых групп или чисел. В этом случае важно только количество сигналов и их распределение во времени. При аналоговом представлении информации измеряемая величина может принимать непрерывное множество значений (например, напряжение или ток). Аналоговый сигнал (величина) может быть в виде постоянного тока (т.е. ток или напряжение не меняют своего направления или полярности и медленно меняются по величине) и переменного тока (ток и напряжение периодически меняют направление или полярность). В последнем случае сигналы характеризуются амплитудой, формой, количеством и распределением во времени.

Большинство параметров, характеризующих ионизирующие излучения, описываются аналоговыми величинами (скорость и энергия частиц, время их попадания в детектор, доза и т.д.). Лишь такие характеристики, как число частиц и их частота выражаются дискретными величинами. Количественной характеристикой, устанавливающей связь входных величин, воздействующих на вход преобразователя и выходных величин, служит коэффициент преобразования (КП). Различают интегральный КП **G**, представляющий отношение выходных показаний **B** к вызвавшей их входной величине **R** и дифференциальный КП **g,** представляющий отношение прира-

щния выходных показаний **dB** к обусловившему их изменению величины **dR.**

$$B=R\cdot G(R); \quad dB=dR\cdot g(R)$$

Для идеального линейного преобразователя КП постоянен и $G = B/R = dB/dR = const.$

Отношение изменения сигнала на выходе всего прибора к вызвавшему его изменению измеряемой величины называется чувствительностью прибора и имеет тот же смысл, что и КП, но относится ко всему устройству в целом. Аналогично КП различают интегральную и дифференциальную чувствительность прибора. Чувствительность может зависеть от энергии излучения или направленности потока частиц относительно детектора. В этом случае измеряется угловая или энергетическая (ход с жесткостью) зависимость чувствительности.

Процесс преобразования в детекторе энергии ионизирующего излучения в электрический сигнал можно разделить на две стадии: образование первичных носителей информации, усиление мощности и формирование сигнала. Если в детекторе обе эти стадии преобразования линейны, то амплитуда выходного импульса, суммарный заряд или средний ток пропорциональны энергии, потерянной частицей в объеме детектора. Такие детекторы называют пропорциональными. Если на какой-либо стадии линейность преобразования нарушается и параметры выходного сигнала не связаны с энергией частицы, то это непропорциональные детекторы.

По виду выходных сигналов (т.е. по форме представления информации) детекторы различаются на дискретные и аналоговые. Но у дискретных детекторов при больших загрузках сигнал может становиться аналоговым (из-за наложений большого числа импульсов на выходе детектора течет постоянный ток). Импульсы характеризуются амплитудой, формой и временем появления. Форма и амплитуда однозначно определяют заряд сигнала: $q = \int i(t)\, dt$.

ДЕТЕКТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЙ

Физика взаимодействия с веществом электромагнитного и корпускулярного излучения принципиально различается. Также существенно различны каналы взаимодействия с веществом у заряженного и нейтрального корпускулярного излучения. В практике дозиметрии и физики защиты основными видами излучения являются гамма-кванты, различные заряженные частицы (главным образом, электроны и протоны), а из нейтральных частиц – нейтроны широкого энергетического спектра. Энергии этих видов излучения зависит от характера источников. В природе энергии гамма-квантов и бета-частиц (электронов и позитронов), обусловленных радиоактивным распадом не превышают 3 МэВ. Энергии ядер-осколков деления от спонтанного или нейтронно-индуцированного распада тяжелых ядер и рождающихся при этом нейтронов тоже лежат в МэВной области. Конечно, протоны и ядра космического излучения, бомбардирующие земную атмосферу, могут иметь гигантские энергии, однако на уровне земной поверхности энергия мягкого компонента вторичного космического излучения тоже мала. Исключение составляют мю-мезоны жесткого компонента вторичного космического излучения – их энергии вблизи земной поверхности может достигать нескольких ГэВ, но их мало. Техногенное излучение ядерного топливного цикла (АЭС) также сравнительно низкоэнергетично. По настоящему высокоэнергетичное техногенное излучение генерируется только на ускорителях заряженных частиц – специальных физических установках.

При прохождении излучения с энергией до нескольких МэВ через вещество детектора возможно взаимодействие с атомными электронами, электрическим полем ядра и с ядерным полем нуклонов ядра. Следствием этих взаимодействий может явиться упругое и неупругое рассеяние частицы и ее поглощение. При этом в веществе детектора может произойти:

1) ионизация атомов и молекул с нарушением химических связей;
2) возбуждение атомов и молекул;
3) ядерные реакции, приводящие к изменению химического состава и возможному появлению радиоактивных изотопов;
4) радиационные дефекты в кристаллических решетках и т.д.

Характер взаимодействия с веществом заряженных частиц, нейтронов и γ- квантов различен, но, в конечном счете, энергия ионизирующего излучения после ряда элементарных актов взаимодействия расходуется преимущественно на нагревание среды, ионизацию и возбуждение атомов и молекул вещества, химические изменения, черенковское излучение и радиационные дефекты. При более высоких энергиях тяжелых заряженных частиц становится заметным их тормозное излучение.

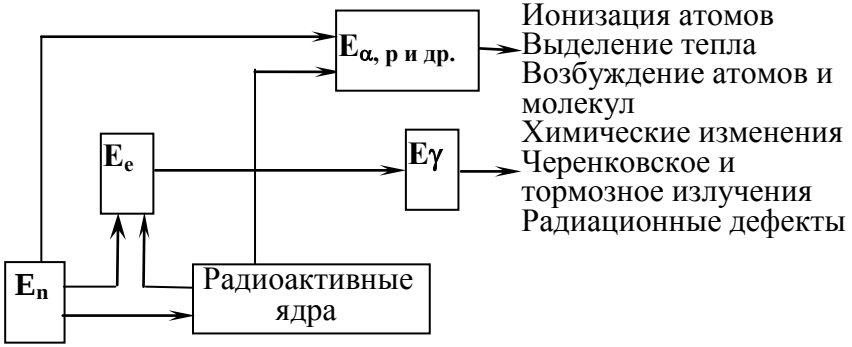


Рис. 7. Упрощенная схема преобразования энергии нейтрона в другие формы энергии при взаимодействии с веществом

Детекторы ионизирующих излучений различают прежде всего по методу регистрации, т.е. по эффекту, используемому в детекторе для преобразования энергии, и состоянию среды. Методы детектирования и детекторы можно разделить на следующие группы:

1. Ионизационные детекторы:

а) ионизационные камеры, газоразрядные счетчики (пропорциональные, Гейгера-Мюллера, искровые, коронные), ка-

меры Вильсона, искровые, стримерные и дрейфовые камеры и т.д.;

б) жидкостные ионизационные камеры, пузырьковые камеры и детекторы;

в) полупроводниковые детекторы, кристаллические детекторы, фотодетекторы;

2. Радиолюминесцентные детекторы:

а) сцинтилляционные счетчики с твердыми органическими и неорганическими детекторами, люминесцентные камеры, термолюминесцентные и фотолюминесцентные детекторы и т.п.

3. Счетчики черенковского излучения;

4. Химические детекторы;

5. Зарядовые (эмиссионные) детекторы, ВЭУ и т.п.

6. Калориметрические детекторы;

7.Радиодефекционные детекторы, основанные на использовании дефектов в веществе, возникающих под действием излучений.

8. Активационные детекторы, основанные на их активации исследуемым излучением с последующей измерением связанного с ним вторичного излучения.

Широкое распространение получили в силу наибольшей информативности пропорциональные ионизационные, полупроводниковые и сцинтилляционные детекторы. В них процесс преобразования энергии происходит в два этапа: на первом частица теряет в детекторе часть своей энергии **ΔE**, а на втором происходит преобразование **ΔE** в заряд на выходе детектора. Второй этап обычно слабо зависит от вида регистрируемых частиц и определяется собственными свойствами детектора.

Весьма важным параметром, определяющим качество детектора является средняя энергия, расходуемая в нем на образование пары первичных носителей заряда **ε.** Ясно что чем меньше **ε** детектора, тем меньшую энергию и с тем большей точностью он способен измерить.

Таблица 1. Параметры преобразования энергия-заряд пропорциональных детекторов

Вид детектора	**ε, эВ**
ППД	
Ge (T=100°K)	2,96
Si (T=300°K)	3,67
Газонаполненные	
Воздух	32
Аргон	26
Криптон	23
Ксенон	21
Сцинтилляционные	
$LaBr_3$(Ce)	15
NaJ(Tl)	26
CsJ(Tl)	56
$CdWO_4$	85
BGO	111
Антрацен	250
LiJ(Eu)	330
Стильбен	500
Пластические сцинтилляторы	400 – 800
Жидкие сцинтилляторы	1000-1500

Из таблицы видно, что полупроводниковые детекторы являются абсолютными лидерами по чувствительности среди других типов детекторов. Наименьшее значение **ε** у них означает**,** что в них образуется наибольшее количество **N** первичных носителей заряда на одну и ту же выделенную в детекторе энергию **E**, т.е. **N = E/ε**. При измерении энергии **E** ионизирующего излучения могут применяться как детекторы полного поглощения энергии (когда пробег первичных частиц и их вторичных продуктов полностью укладывается в объем детектора), так и **ΔE**-детекторы с частичным поглощением энергии первичной частицы (при условии, что известна однозначная зависимость **ΔE(E)** в детекторе). Ясно, что наиболее точными

являются детекторы полного поглощения всей энергии ионизирующего излучения, поскольку в них будет образовываться максимально возможное количество первичных носителей заряда **ε**. Для многих измерений (особенно измерений природного излучения со сравнительно небольшими энергиями) реализация детекторов полного поглощения энергии не является трудной задачей. Особенно пригодны для этой цели объемные сцинтилляционные детекторы с большой плотностью.

Для идеального детектора **ε** инвариантна по отношению к энергии детектируемых частиц и к их виду. Наиболее близки к идеальному полупроводниковые детекторы, у которых **ε** практически не зависит от **E** и очень слабо от вида частиц. Для газонаполненных ионизационных камер и пропорциональных счетчиков условие инвариантности выполняется при правильно подобранных составе газовой смеси, давлении газа и напряженности электрического поля. Сцинтилляционные счетчики инвариантностью не обладают.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ И ПРИБОРОВ

Основа любого прибора - детектор ионизирующего излучения. Многообразие типов детекторов ионизирующего излучения основано на различных эффектах взаимодействия излучений с веществом: это могут быть вспышки света, импульсы тока, пузырьки газа, химические и структурные изменения вещества и т.д. Методы накопления и снятия информации с детекторов также сильно разнятся. Тем не менее, при наиболее общем подходе к детекторам ионизирующего излучения и приборам, как источникам информации, можно выделить ряд важнейших свойств измерительных систем.

Функция отклика

Наиболее общая характеристика детектора – функция отклика **G**, которую можно определить как вероятность того, что частица с заданными свойствами возбудит в детекторе определенный сигнал, который будет зарегистрирован прибором. Явный вид функции отклика определяется свойствами излу-

чения и теми процессами, которые происходят в детекторе. Рассмотрим простейший случай: измеряется число определенного вида частиц, попадающих в детектор. Если мы имеем дело с гамма-квантами или нейтральными частицами, то они могут вообще не провзаимодействовать с детектором. Все заряженные частицы со 100%-ной вероятностью с детектором взаимодействуют. Но даже при взаимодействии с веществом детектора частиц с одной и той же энергией и в одних и тех же условиях, сигналы от частиц на выходе детектора окажутся различающимися, т.е. будут иметь разную амплитуду. **G** – это вероятность создания частицей при попадании в детектор сигнала с заданными параметрами (амплитудой, формой, длительностью, моментом возникновения и т.д.).

Рассмотрим более сложный случай – измерение энергетического распределения частиц методом амплитудной селекции. В этом случае сигналы детектора различны при регистрации частиц с разными энергиями. Тогда функция отклика **G**, это вероятность частице с энергией **E** при попадании в детектор создать сигнал с амплитудой **V**. Энергетическому спектру частиц **Φ(E)** будет соответствовать амплитудный (аппаратурный) спектр сигналов **N(V)**. Их связь определяется следующим образом:

$$N(V) = \int \Phi(E) \cdot G(E, V) \cdot dE$$

Здесь функция отклика **G(E, V)** – сложная функция, зависящая от **E** и от **V**. Аналогичные интегральные уравнения можно записать и для других измеряемых характеристик частиц. Например, при исследовании временной зависимости флюенса нейтронов **Φ(t)**, временное распределения моментов возникновения сигналов в детекторе тепловых нейтронов в замедлителе **N(t′)** связано с ним как:

$$N(t') = \int \Phi(t) \cdot G(t, t') \cdot dt,$$

где **G(t, t′)** – вероятность образования сигнала детектора в момент времени **t′**, если нейтрон попадает в замедлитель в момент времени t. Для простоты считаем при этом, что все такие нейтроны регистрируются детектором. Если же рассматривать

и энергетическую зависимость вероятности регистрации нейтрона, то спектр сигналов детектора будет двумерным, а интегральное уравнение усложнится.

Таким образом, для нахождения исследуемых распределений **Φ(E)** и **Φ(t)** необходимо решить интегральные уравнения, для чего надо знать ядро уравнения **G** (функцию отклика). Решение подобных уравнений относится в математике к классу обратных задач или задач отыскания неизвестных причин по известным следствиям в случае отсутствия взаимнооднозначного соответствия между ними. Успех решения уравнения определяется, в основном, видом функции **G**. В некоторых случаях решение становится неустойчивым, т.е. незначительным изменениям левой части уравнения соответствуют значительные изменения в искомом распределении. Это, как правило, связано с точностью знания **G** и его видом. Разработан ряд математических методов численного решения интегральных уравнений Фредгольма, т.к. аналитическое (однозначное) его решение возможно лишь в частных случаях (**G** представляет собой дельта-функцию или гауссиан). Функция отклика детектора в принципе не может быть дельта функцией, т.к. потери энергии частицей носят статистический характер, есть эффекты наложения импульсов, шумы аппаратуры и т.д. Поэтому даже в лучших детекторах с малой величиной ε_e (средней энергией образования носителей заряда), регистрирующих полные потери энергии заряженных частиц, **G** представляет собой узкий гауссиан (ППД). Чаще всего функция отклика заметно отличается от нормального распределения или вообще имеет другой вид. Так, при спектрометрии нейтронов многосферным методом **G(E)** представляют собой плавные, протяженные в широком диапазоне энергий функции для каждой замедляющей сферы и задача восстановления спектра нейтронов по набору скоростей счетов импульсов для набора сфер N_i представляет собой сложную задачу. Для нахождения $\Phi_n(E)$ решается система уравнений:

$$N_i = \int \Phi_n(E) \cdot G_i(E) \cdot dE$$

В принципе, данное уравнение отражает наиболее общие закономерности процессов измерения физических зависимостей, и такой методический подход может быть использован для решения многих задач. Конечно, улучшение вида функций отклика является важнейшей методической задачей при конструировании приборов. Ведь в идеале, если **G** близка к δ-функции, вышеприведенное уравнение упрощается, и связь между реакцией прибора и исследуемым распределением становится практически однозначной. Однако есть и другой способ повышения достоверности измерений, а именно восстановление Ф(E) методом решения системы интегральных уравнений, может существенно повысить точность результата измерений. Поэтому развитию программного обеспечения численного решения обратных задач различными методами также уделяется большое внимание.

Энергетическое разрешение

Наиболее информативны детекторы, у которых функции отклика **G(E,V)** представляют собой узкое колоколообразное распределение значений **V** при заданном значении **E**. Такой вид функции отклика (близкий к гауссиану) имеет ряд детекторов. В этом случае ширина функции **G(E,V)** является мерой энергетического разрешения, т.е. позволяет определить с кАкой долей вероятности можно различить две близкие по энергии группы частиц. Энергетическим разрешением называется отношение ширины **ΔE** на полувысоте распределения **G(E,V)**, полученного с моноэнергетическими частицами ИИ, к их энергии **E**, т.е. **ΔE/E**. Если детектор пропорциональный (**V = f(E)**), то: **ΔV/V=(f′(E)·ΔE)/f(E)**. Отсюда: **ΔE/E= (ΔV·(f(E))/(V·f′(E)·ΔE)**. Для прямой пропорциональной зависимости (линейной) зависимости **ΔE/E=ΔV/V**. Если функция отклика (аппаратурное распределение от моноэнергетического излучения) с хорошей точностью описывается нормальным распределением, то разрешение детектора η связано со среднеквадратичным отклонением **σ** простым соотношением:

$$E / \bar{E} = \Delta V / \bar{V} = \eta \approx 2{,}36\sigma / \bar{V}$$

где $\bar{V}$ – средняя амплитуда импульса (математическое ожидание). Разрешение не только характеризует точность измерения $\bar{V}$, но и позволяет идентифицировать два близко расположенных пика (рис. 8).

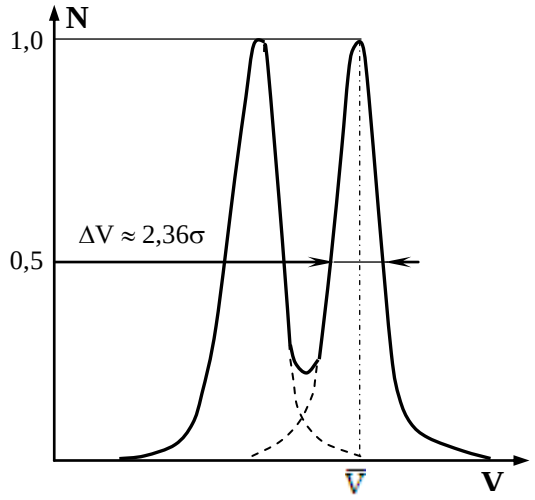


Рис. 8. Идентификация близкорасположенных пиков

Связь между разрешением и энергией частицы для линейных детекторов описывается как: $\eta = C/E^{0,5}$, где C – константа. Поэтому разрешение тем выше, чем больше поглощенная в детекторе энергия излучения. Экспериментально разрешение определяется обычно с помощью набора калибровочных моноэнергетических источников или пучков моноэнергетических частиц.

Ряд детекторов и приборов не имеют разрешения в классическом виде, поскольку их функции отклика для моноэнергетического излучения перекрывают широкий диапазон амплитуд импульсов, а в зависимости от его энергии **E** изменяется форма функций отклика.

Эффективность и чувствительность

По определению чувствительность и эффективность детектора являются коэффициентами преобразования количества

частиц, попадающих в детектор в количество импульсов на его выходе. Число частиц падающих на детектор в секунду: **N = φ·S** [част/сек], где **φ** -плотность потока ионизирующего излучения [част/см^2·с], **S** – сечение детектора [см^2] (рис. 9). Показания детектора при этом **n** [имп/сек]. Эффективность детектора **ε** определяется как отношение числа зарегистрированных сигналов к числу попавших в детектор частиц.

$$\varepsilon = n/N = n/(\varphi \cdot S) \quad \text{[имп/част]}$$

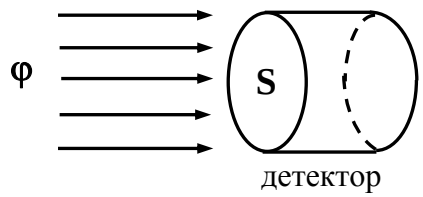


Рис.9. К определению чувствительности и эффективности детектора

Часто также используется понятие эффективности регистрации одной частицы в детекторе, т.е. вероятность создания частицей сигнала с амплитудой больше заданной (пороговой) при попадании её в детектор. Эта величина естественно безразмерная.

Эффективность системы детектор-прибор, зависит в об-щем случае, от величины электронного порога, конструкции и режима работы прибора и детектора, вида и энергии частиц, угла их падения на детектор и т.д. Если рассматривать только энергетическую зависимость эффективности, то через энерге-тическую функцию отклика детектора **G(E,V)**, можно опре-делить **ε**:

$$\varepsilon = n/(\varphi \cdot S) = \iint \Phi(E) \cdot G(E,V) \cdot dE \cdot dV/(\varphi \cdot S)$$

Чувствительность **R** прибора с детектором часто определяют как **R = n/φ**, т.е. **R = ε·S** [см^2]. Таким образом, в отличие от **ε** (эффективности детектора), чувствительность может рассматриваться как интегральное сечение взаимодействия излучения с детектором. В общем случае, когда чувствительность прибо-

ра с детектором зависит от энергии регистрируемого излучения используется понятие функции чувствительности прибора **R(E),** т.е. энергетической зависимости его чувствительности [имп·см^2/МэВ]. Соответственно:

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} R(E)\,dE$$

где E_{max}, E_{min} – границы рабочего диапазона прибора.

Тяжелые заряженные частицы регистрируются приборами практически со 100% эффективностью, если их энергия достаточна для проникновения в детектор. При регистрации коротокопробежных частиц (например, α-частиц) рабочую полость детектора часто вакуумизируют. Для регистрации внешнего поверхностного α- и β-излучения применяют ионизационные или сцинтилляционные детекторы с тонкими слюдяными окнами из бериллиевой или алюминиевой фольги, что позволяет регистрировать β-частицы с энергией от 100 кэВ и α-частицы – от ~ 2 МэВ. Для регистрации γ-квантов часто применяют плотные неорганические сцинтилляторы с большими Z и A (NaI(Tl), CsI(Tl, Na), $CdWO_4$, CdZnTe). Сцинтиблоки первых трех типов могут выращиваться до объема в несколько кубических дециметров, что обеспечивает эффективность регистрации мягких квантов в геометрии Маринелли до ~100%, а для линий ^{60}Co до ~ 80%. Полупроводниковые детекторы изготавливаются объемом до 100 см^3 и регистрируют γ-кванты с эффективностью в десятки процентов.

Экспериментальное определение эффективности детектора проводится с источниками излучения, активность (выход) которых известен с высокой точностью. Во многих случаях эффективность определяется расчетными методами, преимущественно методами прямого статистического моделирования переноса излучений через вещество (Монте-Карло).

Временные характеристики

Временные характеристики детекторов необходимо учитывать практически во всех измерениях: при измерении числа частиц, их энергии и т.д. Случайный характер процессов, ис-

следуемых в ядерной физике, а также случайный характер во взаимодействиях излучений с детектором являются источником принципиально неустранимых погрешностей измерений. Большинство ядерно-физических явлений подвержено флуктуациям, т.е. их величины и момент их появления непредсказуемы. Поэтому для получения достоверных результатов необходимо проводить регистрацию большого числа однотипных событий, или, как говорят, “набирать статистику”.

Поток событий прихода частиц в детектор называется регулярным, если события следуют одно за другим через определенные, равные промежутки времени (пример – генератор импульсов с заданной частотой). На практике чаще встречаются потоки стационарные, но не регулярные, со случайными интервалами. Стационарным называется поток событий, для которого вероятность $\mathbf{P_k(i\text{-}t,\ i)}$ появления какого-либо числа **k** событий на определенном интервале времени **(i-t, i)** зависит лишь от значения этого интервала **t** и не зависит от его расположения на оси времени. Если поток событий стационарен и события независимы (т.е. если последовательные интервалы $\mathbf{\Delta t_1}$ и $\mathbf{\Delta t_2}$ не перекрываются, то число событий в интервале $\mathbf{\Delta t_2}$ не зависит от числа событий в интервале $\mathbf{\Delta t_1}$), то число частиц **n**, попадающих в любой фиксированный интервал $\mathbf{\Delta t}$ будет близко к теоретическому распределению Пуассона:

$$P(n,\Delta t) = \frac{(n_0\Delta t)^n}{n!}\exp(-n_0\Delta t),$$

где $\mathbf{P(n,\ \Delta t)}$ – вероятность появления **n** частиц в интервале $\mathbf{\Delta t}$, $\mathbf{n_0}$ – средняя интенсивность потока (событий/сек). Математическое ожидание или среднее число частиц в интервале $\mathbf{\Delta t}$: $\overline{n} = \mathbf{n_0 \cdot \Delta t}$.

Поскольку временное распределение прихода частиц в детектор при стационарном облучении подчинено распределению Пуассона, то даже при небольших интенсивностях поттоков частиц всегда имеется вероятность того, что временной интервал между отдельными частицами (событиями) будет

очень мал. Если он меньше длительности импульсов детекторов, то возможны различные искажения. Во-первых, вместо двух событий может быть зарегистрировано одно (интервал меньше разрешающего времени), во-вторых, будет искажена амплитуда и форма второго импульса. Особенно важен учет этих процессов при работе в нестационарных быстроменяющихся полях излучения, где доля искажений зависит от интенсивности облучения. Временное распределение излучения сильно влияет на работу аналоговых детекторов. Но есть ряд детекторов способных работать с очень короткими импульсами излучений или вообще интегрирующих радиационные эффекты: это трековые детекторы, активационные, радиодефекционные, фотографические, химические, калориметрические, некоторые искровые камеры.

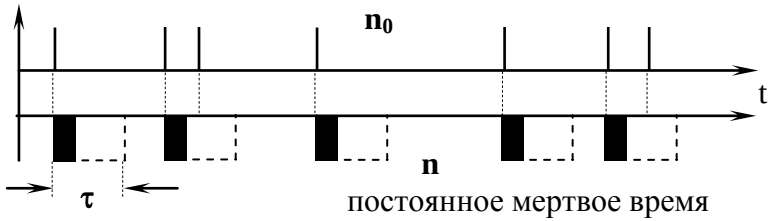
Степень влияния временного распределения событий на показания детектора зависит, в основном, от длительностей импульсов детекторов, которые варьируются в широких пределах от нескольких нс до десятков мкс. Далее, большинство детекторов фактически всегда чувствительны к ионизирующему излучению (т.е. не имеют собственного мертвого времени), а вопрос временного разрешения (минимального интервала времени между прохождением двух частиц, которые регистрируются как отдельные события) - это проблема электронной части прибора. Электронная часть прибора, обрабатывающая сигналы детектора всегда имеет так называемое “мертвое время”, т.е. некоторый временной интервал после поступления сигнала детектора на вход электронного устройства, в течение которого это устройство не реагирует на входные сигналы (как минимум, это время соответствует длительности выходного импульса прибора). Поэтому всегда есть вероятность, что часть событий будет потеряна – будут иметь место просчеты событий. Рассмотрим как зависят просчеты от вида мертвого времени прибора.

1. Постоянное мертвое время определяемое только собственными характеристиками прибора (простейший случай). Пусть

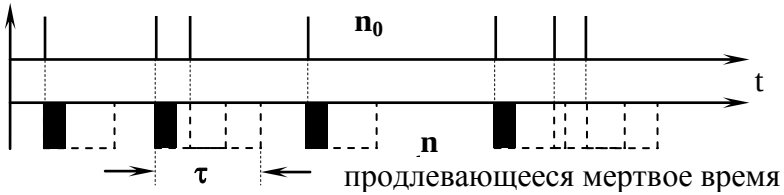
τ - величина мертвого времени, n_0 - интенсивность стационарного потока событий (частиц), **n** – число зарегистрированных прибором событий (импульсов). Прибор не будет чувствителен в течение времени $n \cdot \tau$, и за это время будет пропущено $n_0 \cdot n \cdot \tau$ частиц. Так как полное число частиц за время измерения равно числу сосчитанных и просчитанных импульсов (при 100 % эффективности детектора), то $n_0 = n + n_0 \cdot n \cdot \tau$. Отсюда: $n = n_0/(1+n_0 \cdot \tau)$. Это означает, что с ростом загрузки прибора n_0 просчеты прибора растут, пока при очень большой скорости счета прибора она не выходит на насыщение $1/\tau$.

2. Продлевающееся мертвое время, когда в случае поступления на вход прибора второго события в период его мертвого времени, последнее продлевается с момента поступ-ления второго события (рис. 10).

Число регистрируемых импульсов для приборов с продлевающимся мертвым временем определяется как: $n = n_0 \cdot \exp(-n_0 \cdot \tau)$, где τ - мертвое время для одиночного события. Зависимость для прибора с продлевающимся мертвым временем имеет максимум при $n_0 = 1/\tau$, а при достаточно большой загрузке прибор перестает считать. На рис. 11 показано поведение счетных характеристик идеального прибора (с нулевым мертвым временем) и приборов с постоянным и продлевающимся мертвыми временами. Существуют и другие виды мертвого времени (например – с прерыванием), но такие приборы встречаются редко, и мы их рассматривать не будем.



постоянное мертвое время



продлевающееся мертвое время

Рис. 10. Временные диаграммы работы приборов с постоянным и продлевающимся мертвым временем

которых является счет событий (импульсов), то особых требований к точности фиксации момента прихода частицы в детектор не предъявляется. Для них важно, чтобы были зарегистрированы все полезные сигналы детектора (с минимально возможной амплитудой), но при этом осуществлялась надежная селекция неинформативных сигналов (например, шумов). Все электронные схемы, преобразующие аналоговый сигнал детектора в дискретный сигнал, имеют некоторый порог срабатывания. Изменяя величину этого порога можно отсекать регистрацию шумовых сигналов малой амплитуды. Такой порог называют порогом дис[illegible]нульсов). Иногда измеряемому изл[illegible]сное излучение с малыми энерговыделениями в детекторе и малой амплитудой сигналов на его выходе. В этом случае амплитудной дискриминацией импульсов можно устранить влияние сопутствующего излучения на показания прибора.

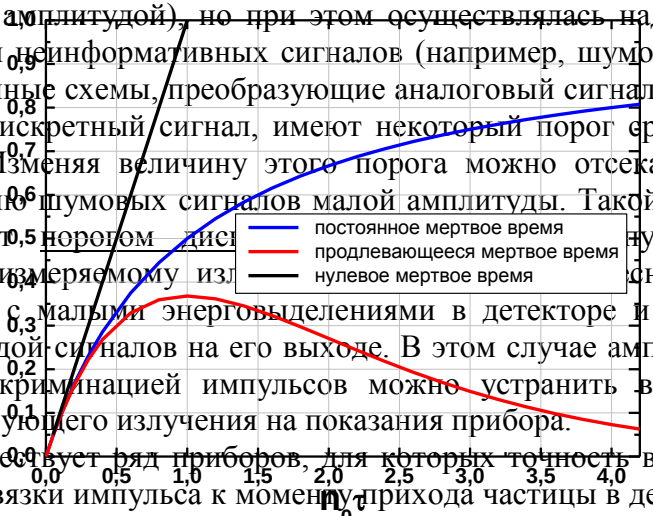


Рис. 11. Счетные характеристики прибора с разными видами мертвого времени (τ взято равным 1)

Существует ряд приборов, для которых точность временной привязки импульса к моменту прихода частицы в детектор является весьма существенной. Для описания временных

На преобразование первичных носителей заряда в детекторе в импульс тока и его усиление требуется некоторое время, поэтому импульс регистрируется всегда с задержкой t_2-t_0 или t_3-t_0, причем величина этой задержки зависит от амплитуды импульса (“джиттер”). Эта величина обычно и определяет достижимую точность временной привязки регистрируемого импульса к событию. Для устранения амплитудной зависимости момента срабатывания электронной схемы придумано несколько способов, основными из которых являются метод

следящего порога (Constant-Fraction Timing) и привязка к нулю биполярного импульса (Crossover Timing). В методе следящего порога, срабатывание электронной схемы происходит не при

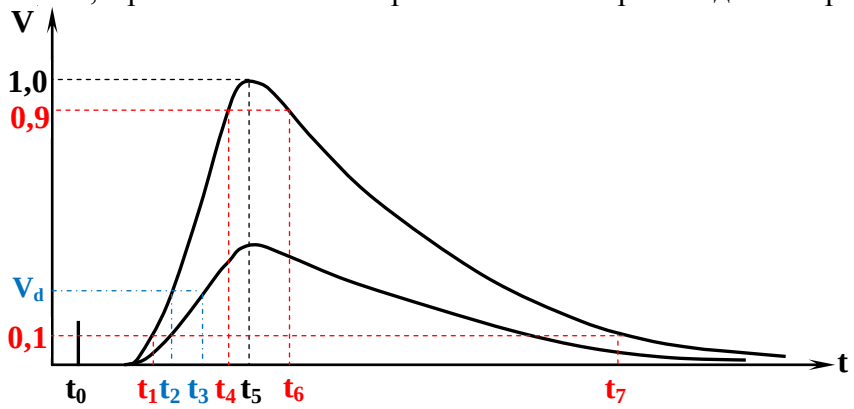


Рис. 12. Форма импульса и его параметры. $\mathbf{t_0}$ – момент прихода частицы; $\mathbf{t_1}$- $\mathbf{t_4}$ – фронт импульса (время нарастания от 0,1 до 0,9 его амплитуды; $\mathbf{t_5}$ – момент достижения максимума импульса; $\mathbf{t_6}$-$\mathbf{t_7}$ – спад импульса (время спада от 0,9 до 0,1 его амплитуды); $\mathbf{t_1}$-$\mathbf{t_7}$ – длительность импульса; $\mathbf{V_d}$ – порог дискриминации; $\mathbf{t_2}$ **и** $\mathbf{t_3}$ – моменты срабатывания электронной схемы (разброс момента регистрации импульса в зависимости от его амплитуды)

фиксированном уровне дискриминации, а на уровне, составляющем определенную долю от амплитуды импульса. Тогда, из-за подобия импульсов привязка к уровню k·V (k – коэффициент < 1, V - текущая амплитуда импульса) всегда будет отстоять от события на одно и то же время вне зависимости от амплитуды импульса. В методе привязки к нулю временная метка получается фиксацией момента пересечения нулевого уровня биполярным сигналом. Момент пересечения нуля сигнала почти не зависит от его амплитуды. Схематически эти методы демонстрируются на рис. 13.

Наилучшие результаты в методе следящего порога дает привязка на уровне 0,15 – 0,3 амплитуды импульса. Хорошую

точность привязки обеспечивает и метод пересечения нуля, но при этом существует проблема шумов.

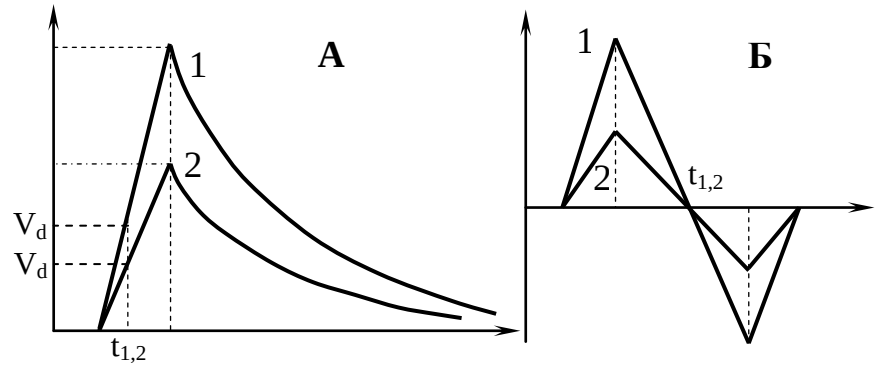


Рис. 13. Методы точной временной привязки импульсов. А – метод следящего порога($\mathbf{V_{d1}}$,$\mathbf{V_{d2}}$ – пороги импульсов 1 и 2); Б – метод пересечения нуля.

Пространственное разрешение

Под пространственным разрешением понимается точность локализации места прохождения частицы. Наивысшая точность достигается в детекторах следов повреждений (несколько мкм), однако это пассивные детекторы. В последние десятилетия интенсивно развиваются новые активные детекторы на основе полупроводников, обладающие рекордными пространственными характеристиками. Например, двухкоординатные микростриповые (микрополосковые) полупроводниковые детекторы с рекордными разрешением до 10 мкм, нашедшие применение в физике высоких энергий для регистрации треков вторичных частиц вблизи области взаимодействия пучков частиц, а также матричные детекторы на основе GaAs:Cr для регистрации гамма и рентгеновских квантов, микроструктурные газовые детекторы. Пространственное разрешение многопроволочных пропорциональных камер может достигать 0,05 мм. Хорошие пространственные характеристики имеют алмазные детекторы. Разрабатываются координатные сцинтилляцион-

ные системы с использованием волокон (разрешение 0,4×0,4 мм). Однако в рамках данного курса эти методы не рассматриваются.

ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Выше уже упоминалось, что величин подлежащих измерению средствами электронных методов ядерной физики не много: это количество событий, амплитуда импульса, его форма и время появления. Первая величина дискретная (цифровая), остальные – аналоговые, т.е. имеющие непрерывный спектр значений в некотором интервале. В соответствии с этим электронные методы ядерной физики разделяются на цифровые и аналоговые. Но не следует думать, что для счета числа событий применяются только цифровые методы, а для измерения аналоговых величин только аналоговые методы. Суть в том, что измеряемые величины с помощью специальных приемов и схем могут преобразовываться из цифровой формы в аналоговую и наоборот (иногда это выгодно). Например, существуют аналоговые измерители средней интенсивности потока событий (аналоговые интенсиметры), напряжение на выходе которых пропорционально средней скорости счета событий. Амплитуда импульса или временной интервал между событиями могут быть отцифрованы (кодированы) с помощью преобразователей **A-N** или **t-N**. Этот способ применяется при построении специальных устройств для анализа распределений событий по амплитуде (времени появления) – анализаторов. Но все сказанное относится к методам обработки первичной информации о событии, снимаемой с детекторов. Что же касается ионизационных детекторов излучения (ионизационных камер и пропорциональных счетчиков, газоразрядных счетчиков, полупроводниковых детекторов), то их первичной реакцией на прохождение частицы (кванта) является образование носителей зарядов (электронов и положительных ионов). Чтобы собрать заряды в детекторе и образовать импульс тока в электрической цепи, свидетельствующий о прохождении час-

тицы, к детектору необходимо приложить напряжение. У всех перечисленных детекторов, за исключением счетчиков Гейгера, амплитуда выходного сигнала, формируемого на сопротивлении нагрузки на много порядков ниже, чем величина приложенного напряжения питания. Это связано с тем, что эти детекторы имеют большое внутреннее сопротивление, а сопротивление нагрузки $\mathbf{R_н}$ много меньше, чтобы не влиять на малый ток, протекающий в цепи при прохождении частицы (рис. 14). Таким образом, эти детекторы являются генераторами тока. На выходе детектора и входе прибора всегда существует некоторая (обычно небольшая 5-10 пф) внутренняя емкость $\mathbf{C_{вх}}$. Чтобы сформировать импульс напряжения часто специально ко входу прибора подключают емкость большей величины, чтобы создать интегрирующую ток цепь (при протекании через $\mathbf{R_н}$ импульса тока, емкость заряжается и на выходе формируется импульс напряжения пропорциональный заряду, поступившему из детектора. Временные параметры импульса напряжения определяются значением постоянной времени $\boldsymbol{\tau_{вх} = R_н \cdot C_{вх}}$. Этот импульс напряжения, как правило, тоже мал, и для его увеличения требуется усилитель напряжения.

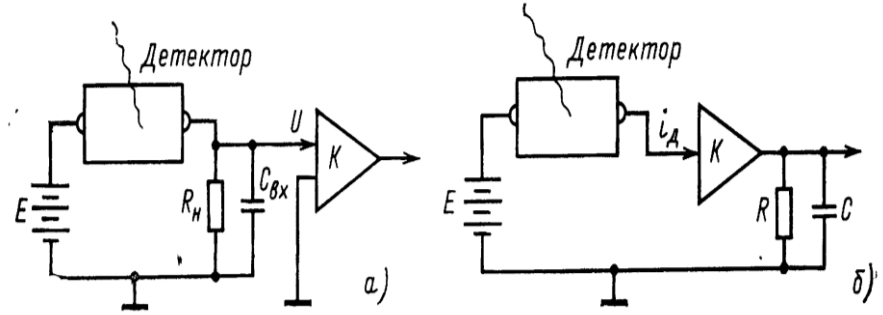


Рис.14. Основная схема включения детекторов излучения с интегрированием тока входной цепью $\mathbf{R_н \cdot C_{вх}}$ (а) и усилителем напряжения и схема включения с усилением тока детектора (б)

Похожую схему включения применяют при подключении сцинтилляционных детекторов, несмотря на то, что в них образуются не носители заряда, а фотоны (вспышки света). В сцинтилляционной методике для преобразования вспышки света в импульс тока и его усиление используются фотоэлектронные приборы – фотоумножители. Этому случаю на рис. 14 соответствует схема (б). После фотоумножителя (усилителя тока) может применяться та же интегрирующая цепь.

Из-за наличия интегрирующей цепи импульс напряжения имеет большую длительность, чем импульс тока. При поступлении от детектора импульса тока импульс напряжения на входе нарастает экспоненциально (рис. 15), после окончания импульса тока емкость начинает также экспоненциально разряжаться.

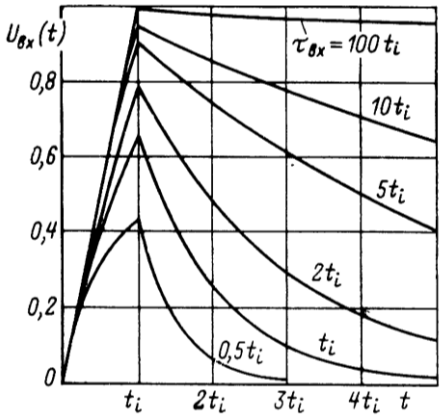


Рис. 15. Зависимость амплитуды и формы импульса напряжения от постоянной времени интегрирующей цепи $\tau_{вх}$ и длительности импульса тока t_i.

Из рисунка видно, что для того, чтобы полностью собрать заряд и получить максимальную амплитуду импульса напряжения, надо обеспечить $R_н \cdot C_{вх} >> t_i$. Однако при этом импульс напряжения сильно затягивается. Поэтому величину $R_н \cdot C_{вх}$ выбирают в зависимости от решаемой задачи. При измерении энергии частиц или квантов (спектрометрии) $R_н \cdot C_{вх}$ делают большой для полного собирания заряда (лучшее энергетическое разрешение), а при временных измерениях, когда нужны короткие импульсы напряжения, $R_н \cdot C_{вх}$ может быть меньше t_i (но тогда приходится мириться с малой амплитудой импульса). Независимо от типа детектора для получения

максимальной амплитуды импульса напряжения при его наименьшей длительности необходимо, прежде всего, обеспечить минимальную суммарную паразитную емкость входа $\mathbf{C_{вх}}$. Это достигается рациональной конструкцией детектора и электронной схемы. Дальнейший выбор параметров входа $\boldsymbol{\tau_{вх}}$ сводится фактически к определению $\mathbf{R_н}$.

Электронной схемой, подключаемой ко входу детектора, в большинстве случаев является усилитель напряжения. Для обеспечения максимальной амплитуды импульса входная емкость усилителя должна быть минимальной, а входное сопротивление должно быть много больше сопротивления нагрузки $\mathbf{R_н}$. Еще одним важнейшим параметром усилителя является его линейность в большом диапазоне амплитуд входных импульсов при минимальном уровне собственных шумов. Для амплитудного анализа важна также форма выходного импульса усилителя и в его устройство вводят цепь формирования фронта и спада выходного импульса. Такие специализированные усилители для амплитудной спектрометрии называют базовыми. Коэффициент усиления таких усилителей достигает 1000 а максимальная амплитуда выходных импульсов – до 10 В. Для временных измерений применяются другие типы усилителей – быстрые, с меньшим коэффициентом усиления, но способные работать при больших загрузках. Быстрые усилители хорошо передают крутой фронт импульсов и используются для получения временных отметок событий. При работе с полупроводниковыми детекторами обычно используют еще и зарядочувствительные предварительные усилители (предусилители), монтируемыми в непосредственной близости от детектора.

Для связи детекторов с последующими электронными устройствами обычно используют высокочастотные коаксиальные кабели с экраном. Эти кабели представляют собой линию с распределенными параметрами (емкость, индуктивность, сопротивление). Обычно используются кабели с волновым сопротивлением Z = 50 или 75 Ом. Сигнал, передаваемый по кабелю, не отразится от его конца, если конец кабеля на-

гружен на сопротивление равное волновому. Поэтому при передаче сигналов по кабелю нужно его согласовать (в идеале его нагрузка на входе и на выходе должна быть равна волновому – рис. 16). И если условие согласования на конце кабеля легко выполнить, сделав входное сопротивление последующей схемы равным волновому, то для согласования кабеля по входу применяются разные способы, например, эмиттерный повторитель (схема с высоким входным и малым выходным сопротивлением и коэффициентом передачи около 1).

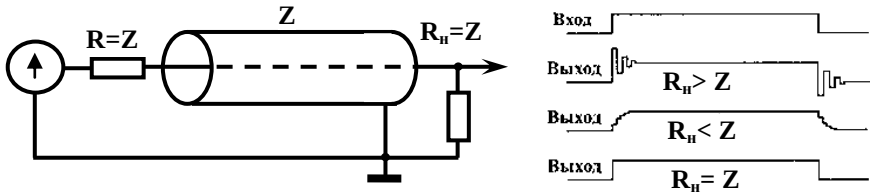


Рис. 16. Согласование высокочастотного коаксиального кабеля. Справа – диаграммы выходных сигналов при разных значениях $R_н$

Сигналы распространяются по кабелю со скоростью v[нс/м] = Z[Ом]·C[нФ/м]. Для кабеля РК-50 с Z=50 Ом и C = 100 пФ/м v = 5 нс/м. Поэтому кабели используются также как линии задержки до нескольких десятков нс.

ДЕТЕКТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЙ

В силу большого многообразия детекторов излучений и их модификаций под конкретные эксперименты рассмотреть все их сколько-нибудь подробно не представляется возможным. Ограничимся изучением основных типов детекторов в соответствие с использованной выше классификацией.

Газовые ионизационные детекторы

1. Ионизационные камеры

Ионизационная камера представляет собой газовый детектор, с помощью которого измеряются или ионизационные потери заряженных частиц или потери энергии гамма-квантом. Измерение производится посредством разделения рожденных пар носителей заряда в электрическом поле и их движения к

аноду и катоду, где могут быть зарегистрированы соответствующие электрические сигналы. При отсутствии ионизации в воздушном промежутке тока в цепи камеры нет, так как в воздухе отсутствуют носители зарядов (камера имеет большое внутреннее сопротивление). Камера может работать в счетном (импульсном) режиме для регистрации отдельных частиц или в токовом для измерения среднего тока (числа частиц) через неё (например, в дозиметрии). Если в ионизационной камере частица полностью поглощается, то с её помощью может быть измерена энергия частицы. Конструкция простейшей цилиндрической ионизационной камеры показана для примера на рис. 17.

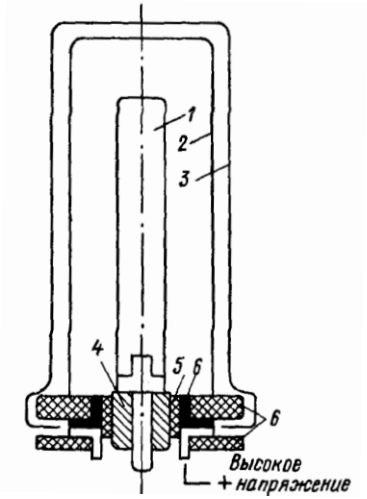


Рис. 17. Конструкция цилиндрической камеры. 1 – собирающий электрод, 2 – высоковольтный электрод, 3 – экранирующий корпус камеры, 4 – изолятор, 5 – металлическое охранное кольцо, 6 – изолятор

В качестве изолятора 5 используют высококачественные диэлектрики (янтарь, фторопласт, керамику). Тем не менее, из-за большой разности потенциалов на поверхности диэлектрика возникают токи утечки, которые нарушают работу камеры. Охранное кольцо 5 предназначено для их стекания (на него подается потенциал близкий к потенциалу собирающего электрода).

Конструкционно камеры делятся на плоские, цилиндрические, сферические, многоэлектродные и т.д.), отличаются по роду наполняющего газа (воздух, аргон, трехфтористый бор и т.д.) и по его давлению. Камеры могут быть запаянные и проточные.

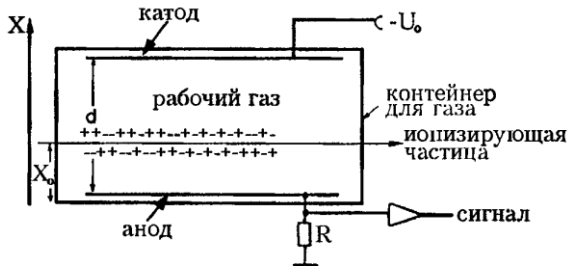


Рис. 18. Принцип работы плоской камеры

Рассмотрим работу плоской (конденсаторной) камеры (рис. 18). Напряженность поля в камере постоянна и равна $\mathbf{U_0/d}$. Образовавшиеся заряды дрейфуют к соответствующим электродам заряжая конденсатор. Разряд конденсатора через сопротивление нагрузки создает импульс напряжения. Однако скорость дрейфа электронов и ио-нов в газе су-щественно разли-чается – электро-ны движутся на-много быстрее. Поэтому ампли-туда тока снача-ла будет быстро нарастать (пока не соберутся на анод все электроны), а затем будет нарастать медленно по мере прихода ионов на катод. Таким образом, суммарная амплитуда импуль-са напряжения будет складываться из составляющих:

$$\Delta U = \Delta U_1 + \Delta U_2 = -\frac{Ne}{Cd} x_0 - \frac{Nq}{Cd}(d - x_0)$$

где **N** – число рожденных пар носителей на длине трека части-цы, **C** – емкость конденсатора, **d** межэлектродное расстояние, **e** и **q** – заряд электрона и иона соответственно. Поскольку $\mathbf{q = e^+}$ то окончательно имеем: $\mathbf{\Delta U = - Ne/C}$. Схематичный вид импульса камеры прказан на рис. 19.

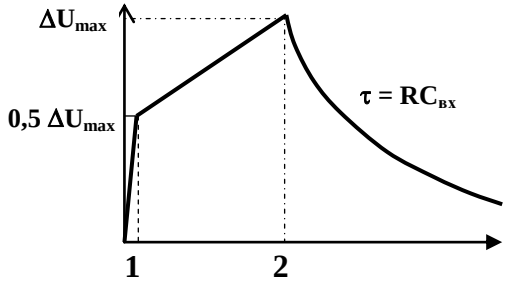


Рис. 19. Импульс напря-жения на выходе камеры. 1 – период сбора элект-ронов, 2 – период сбора ионов

Спад импульса формируется нагрузочным сопротивлением R и эквивалентной емкостью $C_{вх}$, постоянная спада $\tau = RC_{вх}$. $C_{вх}$ представляет собой последовательно включенные емкость камеры С и конструкционную емкость входа $C_к$ (вместе с подключенным усилителем). Поскольку $C >> C_к$, то $C_{вх}$ определяется $C_к$. Это позволяет работать в быстром режиме собирания только электронов подбирая $\tau = RC_{вх} < t_e < t_и$, где t_e – время собирания электронов, а $t_и$ – время собирания ионов. В случае, когда интересует собирание полного заряда на камере (например, при измерении энергии частицы), то выбирают $\tau > t_и$.

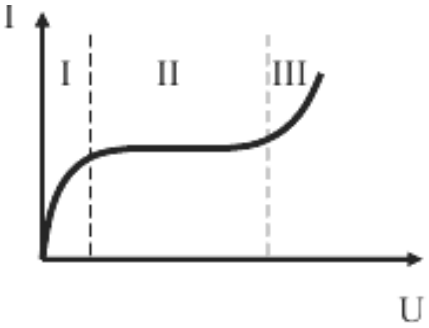


Рис. 20. Вольтамперная характеристика ионизационной камеры

В токовом режиме ионизационная камера всегда работает в режиме насыщения, т.е. полного собирания зарядов на катоде и аноде. Вольтамперная характеристика камеры показана на рис. 20. Напряжение подбирают так, чтобы оно соответствовало участку II вольтамперной характеристики камеры. Участок I – омический, участок II – область тока насыщения, участок III – начало процесса ударной ионизации. На участке все носители заряда доходят до электродов и ток насыщения $\mathbf{i_{нас} = n \cdot N \cdot e}$ **или** $\mathbf{i_{нас} = n \cdot E \cdot e/\varepsilon}$, где **n** – количество частиц, проходящих через камеру в сек, **E** – энергия частицы, **ε** – средняя энергия ионообразования в газе. Следует отметить, что в газах **ε** зависит от вида газа и частицы, а также от её энергии (скорости). Например, для β-частиц зависимость **ε** в воздухе от энергии электрона следующая:

Таблица 2. Зависимость **ε** от энергии β - частиц

Энергия β-частиц, МэВ	0,01	0,1	1	2	3	10
ε, эВ	35	38	42	44	44,5	45

Возрастание **ε** связано с тем, что с увеличением энергии вследствие этого уменьшается вероятность ионизации и увеличивается вероятность возбуждения.

Зависимость **ε** от вида газа демонстрируется таблицей 3, где приведено отношение **ε** в воздухе к **ε** в газе другого вида.

От величины приложенного напряжения зависит подвижность носителей заряда **К** (скорость их движения в см/сек при напряженности поля 1 В/см). **К** также сильно зависит от вида наполняющего газа. В таблице 4 приведены подвижности положительных и отрицательных ионов для используемых в камерах газов и газовых смесей.

Газ	$\varepsilon_в/\varepsilon_г$
H_2	0,98
He	1,15
O_2	1,1
CO_2	1,01
CH_4	1,17
C_3H_8	1,38

Таблица 3. Относительные параметры средних энергий ионообразования в воздухе и других газах

Таблица 4. Подвижность носителей заряда в газах

Газ / Ион	Воздух	H_2 техн.	He техн.	He чист.	N_2 техн.	N_2 чист.	O_2	Ar техн.	Ar чист.	CO_2	SO_2
K^+	1,35	5,9	5,09	5,09	1,27	1,27	1,31	1,37	1,37	0,84	0,41
K^-	1,87	8,2	6,31	до 500	1,84	до 145	1,80	1,7	до 200	0,98	0,41

Большая разница в подвижностях благородных газов гелия и аргона связана с тем, что роль отрицательного иона у них играет электрон. У электроотрицательных газов (с мало заполненным внешним уровнем), свободный электрон быстро захватывается нейтральным атомом и превращает его в отрицательный ион. Поэтому быстрые импульсные камеры, работающие с электронной компонентой, делают на основе благородных газов. У них характерное время собирания электронов (~ 10^{-6} сек) примерно на три порядка меньше времени собирания ионов (~10^{-3} сек).

В области умеренных давлений (до нескольких атм.) подвижность обратно пропорциональна давлению. Поэтому быст-

рые импульсные камеры делаются с пониженным давлением и малым межэлектродным расстоянием.

Существует еще один способ увеличения быстродействия камеры – это применение еще одного электрода-сетки под ненулевым потенциалом, экранирующего собирающий электрод. Схема ионизационной камеры с сеткой приведена на рис. 20. Сетка отделяет часть камеры, используемой для ионизации, от части, используемой для генерации сигнала (поэтому располагается рядом с собирающим электродом – анодом), тогда независимо от места трека электроны всегда проходят ту же разность потенциалов U_{k2}. Сетка прозрачна для электронов и препятствует движению ионов. Фактически при этом мы име-ем в одном объеме две камеры, одну для ионизации, другую только для измерения тока электронов между сеткой и анодом. Сигнал на сопротивлении нагрузки формируется только после проникновения электронов сквозь сетку, а ионы не влияют на сигнал, т.к. их влияние экранируется сеткой. Но появляется временная задержка сигнала на время дрейфа электронов из трека до сетки. Естественно, такая сеточная каме-ра хорошо работает с коллимированным пучком частиц, проходящим через первую часть камеры.

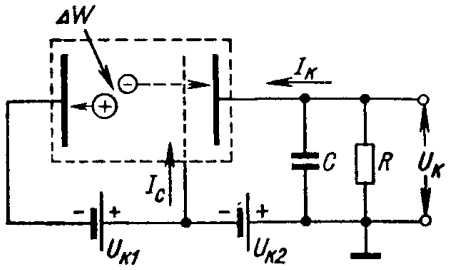


Рис. 21. Схема ионизационной камеры с сеткой

Если камера работает в насыщении, то предполага-ется, что амплитуда импульса не зависит от напряжения на электродах камеры в широком пре-деле, поскольку все созданные ионизирующей частицей электроны и ионы собираются на электроды. Однако это не так. Во-первых, при малом напряжении часть ионов, вследствие диффузии, может попасть на одноименный электрод или на стенки кА-меры. Во-вторых,

всегда есть вероятность рекомбинации но-сителей заряда, т.е. процесс образования нейтральных молекул при столкновении ионов противоположных знаков.

При ионизации газа мы можем встретиться с объемной ионизацией, когда она осуществляется равномерно по всему объему (например, ионизация γ-лучами) и с колонной ионизацией вдоль пути движения тяжелых частиц. В соответствии с этим мы будем иметь дело или с объемной, или с колонной рекомбинацией.

Величина объемной рекомбинации зависит от рода газа и от давления. В таблице 5 приведены значения коэффициента рекомбинации α (вероятности рекомбинации одной пары ионов в 1 см^3 для данного газа при 0^{o}C и 1 атм.).

Таблица 5. Вероятность рекомбинации носителей заряда для разных газов

Газ	Воздух	CO_2	H_2	O_2	Ar	CO
$\alpha \cdot 10^{-6}$	1,66	1,7	1,45	1,6	1,2	0,85

В области давлений, близких к атмосферному, коэффициент рекомбинации пропорционален давлению, при высоких давлениях рост α замедляется. Развитие рекомбинации во времени t после однократной кратковременной ионизации**:** $\mathbf{n(t) = n_o /(1 + n_o \alpha t)}$, где $\mathbf{n_o}$ – начальная концентрация пар носителей заряда в единице объема.

Колонная рекомбинация. В зависимости от интенсивности излучения мы можем иметь дело или с рекомбинацией ионов внутри одной колонки (трека), или с межколонной рекомбинацией. При малых интенсивностях излучения (редкие треки) величина колонной рекомбинации не зависит интенсивности, т.к. определяется только движением носителей заряда в каждом отдельном треке. В этом смысле колонная рекомбинация есть всегда, даже для одной сильноионизирующей частицы, прошедшей через камеру, и величина колонной рекомбинации зависит только энерговыделения частицы в треке.

Величина рекомбинации зависит от ориентации колонки по отношению к направлению линий электрического поля. Она максимальна, если колонка совпадает с силовыми линиями электрического поля, так как оно (поле) в этом случае не выводит ионы из колонки. Если поле будет перпендикулярно трекам параллельного пучка частиц, то колонная рекомбинация будет минимальна, т.к. поле будет “вытягивать” ионы из треков.

При большой интенсивности излучения (близко расположенные треки) начинает играть роль межколонная рекомбинация, и её величина начинает зависеть от интенсивности излучения.

Существует много разновидностей ионизационных камер в зависимости от их предназначения. Например, так называемые стеночные (наперстковые) камеры. Это малогабаритные камеры с малым количеством газа, ионизация которого обусловлена, главным образом, электронами или другими заряженными частицами, выбитыми из стенок камеры первичным излучением. Они применяются для измерения ионизации от γ β-, и нейтронных потоков.

Из весьма разнообразных форм камер большого объема (до 10 л) наиболее часто встречаются цилиндрические камеры (рис. 17), которые применяются главным образом для измерения γ- излучения. При изменении энергии γ-частиц и толщины стенок изменяется влияние электронов различного происхождения (из стенок и образовавшихся в газе) на ионизационный ток. При измерении стремятся к тому, чтобы число электронов, выбиваемых из стенок, было малым, чтобы ионизация была, в основном, связана с комптоновским рассеянием в газе камеры. Поэтому стенки камеры изготавливаются из легкого вещества (например, алюминия). В некоторых случаях (при измерении мягкого рентгеновского излучения) применяются камеры с входным окном из алюминиевой фольги, непрозрачной для α- и мягкого β-излучений.

Ионизационные методы измерения потоков быстрых нейтронов основаны преимущественно на использовании энергии ядер отдачи, получающихся при упругом рассеивании нейтронов. Таким образом, для регистрации нейтронов на внутренние стенки камеры надо поместить слой водородсодержащего вещества, т.к. наиболее эффективно упругое рассеяние нейтронов происходит на водороде. Другой вариант, использование водорода или гелия в объеме камеры. Регистрация ионизации от ядер отдачи может производиться как импульсными, так и интегрирующими ионизационными камерами. В первом случае внутренние стенки камеры частично покрываются, например, парафином, или парафин помещается перед входным окошком камеры. Во втором случае быстрые нейтроны регистрируются водородной камерой по протонам отдачи в газе. Пробеги протонов и электронов в газе при одинаковых условиях сильно различаются. Поэтому импульсы от электронов, пробег которых не укладывается и рабочем объеме камеры, невелики по амплитуде по сравнению с импульсами от протонов и легко могут быть дискриминированы. Таким путем снижается влияние γ-фона при измерении нейтронов ионизационной камерой. Пробеги протонов при давлении газа, равном 1 атм., все же велики, поэтому ионизационные камеры, наполненные водородом, имеют большие размеры, чтобы пробег протона полностью укладывался в рабочем объеме. Для уменьшения геометрических размеров камеру наполняют водородом под давлением несколько атм. или гелием.

Для регистрации медленных нейтронов внутренние стенки камеры покрывают слоем ^{10}B. Используется реакция $\mathbf{B^{10}(n, \alpha)Li^{7}}$ (σ= 3840 барн). Такие камеры называют борными. Толщина бора не должна превышать пробега α-частицы с энергией 1,47 МэВ, образующейся в реакции. Чувствительность камеры увеличивают путем разветвления поверхности, покрытой бором. Этого достигают конструированием многоэлектродной ионизационной камеры, смежные электроды в которой разделены газовым промежутком, равным приблизи-

тельно пробегу α-частицы в газе (это снижает и ионизационный эффект от сопутствующих γ-квантов). Существуют борные камеры наполненные борсодержащим газом – трифторидом бора – BF_3 обогащенный легким изотопом ^{10}B.

Ионизационный эффект от γ-квантов полностью устраняется в компенсационной камере (рис. 22). Она состоит из двух одинаковых по размерам и конструкции токовых камер, одна из которых является борной. Обе камеры включаются в электрическую схему с общим нагрузочным сопротивлением R. Токи, возникающие в обычной и борной камерах, протекают через сопротивление R в противоположных направлениях. Так как ионизационные эффекты от γ-квантов в обеих камерах равны, то на сопротивлении нагрузки токи от γ-квантов взаимно гасятся и остается только ток от нейтронов.

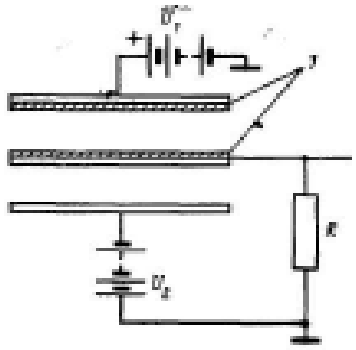


Рис. 22. Схема компенсационной камеры для измерения потоков нейтронов в присутствии γ-квантов. 1 – слой ^{10}B.

Хорошие характеристики имеет импульсная ионизационная камера для медленных нейтронов, наполненная изотопом гелия ^{3}He. Большое сечение реакции **$^{3}He(n, p)T$** (5330 барн для тепловых нейтронов), хорошие свойства гелия как газа-наполнителя позволяют получить камеру с отличными характеристиками. Импульсную камеру наполняют ^{3}He до давления 10 атм. Сферическая камера диаметром 100 мм имеет эффективность около 100% для тепловых нейтронов. Сферическая форма камеры наиболее удобна для наполнения газом под большим давлением. Разработаны также и цилиндрические конструкции камер с газом ^{3}He. Импульсы, вызванные γ-квантами, в камере с ^{3}He значительно меньше импульсов от нейтронов. Выделение импульсов от нейтронов осу-

ществляется с помощью амплитудной дискриминации.

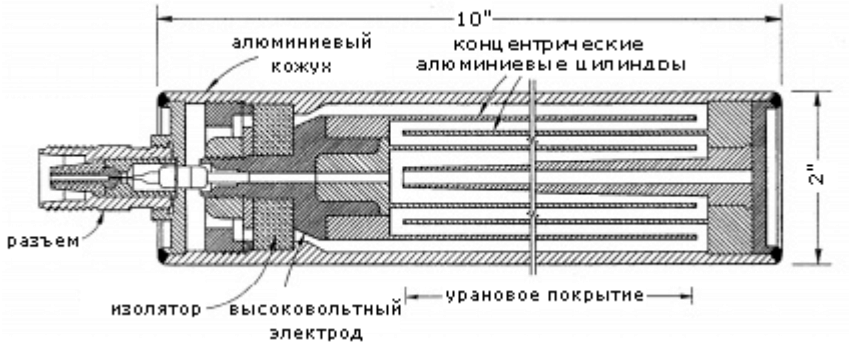
Для спектрометрии γ-квантов успешно применяются ксеноновые ионизационные камеры, обладающие высоким энергетическим разрешением (от 4 до 2% при изменении энергии γ-квантов с 300 до 1500 кэВ) и эффективностью регистрации γ-квантов несколько процентов. Гамма-спектрометр на основе цилиндрической ионизационной камеры (объем 200 $см^3$), наполненной сжатым ксеноном (плотность 0,4 г/см3, ксенон под большим давлением резко увеличивает тормозную способность к протонам – атомам отдачи, возникающим при реакции тепловых нейтронов с ^{131}Xe и ^{3}He, добавленному к ксенону), обладающий хорошим энергетическим разрешением и высокой стойкостью к радиационным и температурным воздействиям, может быть использован для одновременной регистрации потоков тепловых нейтронов и γ-квантов. При облучении спектрометра тепловыми нейтронами наблюдается гамма-линия с энергией 668 кэВ, возникающая в результате взаимодействия нейтронов с изотопом ксенона ^{131}Xe. Для значительного увеличения чувствительности ксенонового детектора к нейтронам в его рабочее вещество вводят ^{3}He, взаимодействие которой с нейтронами протекает по реакции $^{3}He(n, p)T$ с энерговыделением 764 кэВ.

Камера деления – это специальная модификация ионизациионной камеры, предназначенная для регистрации как тепловых и быстрых нейтронов, так и нейтронов высокой энергии. В камерах деления используется реакция деления (n, f). Внутреннюю поверхность такой ионизационной камеры покрывают тонким слоем делящегося вещества (^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{232}Th). Импульсы от энергетичных осколков деления (с суммарной энергией ~ 165 МэВ) вызывают большую ионизацию в газе камеры и соответственно имеют большую амплитуду. Однако эффективность регистрации в однослойной камере деления даже для тепловых нейтронов невелика и камеры деления часто делают многослойными. На рис. 23 показана одна из конструкций камеры деления (цилиндрическая).

Изотопы ^{233}U, ^{235}U и ^{239}Pu делятся под действием нейтронов любой энергии. Для изотопов ^{232}Th, ^{238}U, ^{232}Pa, ^{237}Np, ^{209}Bi реакция деления начинается с некоторой пороговой энергии (таблица 6).

Таблица 6. Эффективные пороговые энергии деления некоторых изотопов

Изотоп	^{237}Np	^{232}Pa	^{238}U	^{232}Th	^{209}Bi
$E_{пор}$, МэВ	0,75	0,5	1,45	1,75	50



Особенно ценной является реакция с ^{209}Bi, т.к. дает возможность простой регистрации нейтронов высокой энергии в полях рассеянного излучения. Эффективность многослойных камер деления к тепловым нейтронам может быть доведена почти до 100%. Эффективность же многослойной висмутовой камеры деления – 2-3%.

Рис. 23. Конструкция цилиндрической камеры деления

2. Пропорциональные счетчики

Для выяснения качественного отличия пропорциональных счетчиков от ионизационных камер рассмотрим зависимость величины импульса от напряжения (рис. 24). В отличие от вольтамперной характеристики ионизационной камеры в данной зависимости по оси ординат отложена величина импульсов, полученных от различных ионизирующих частиц, проходящих через счетчик. $U_н$ – напряжение начала режима насыщения, $U_п$ – пороговое напряжение, при котором электрон приоб-

ретает энергию, достаточную для ударной ионизации. При этом напряжении коэффициент газового усиления становится больше 1. $U_{оп}$ – верхняя граница пропорциональной области газового усиления, $U_г$ – нижняя граница области Гейгера, $U_р$ – нижняя граница области непрерывного разряда. В области тока насыщения, пока не происходит ударной ионизации, амплитуда импульса сохраняет постоянное значение; она строго пропорциональна начальной ионизации, следовательно, пропорциональна и энергии, оставленной частицей в счетчике. При дальнейшем увеличении разности потенциалов на электродах счетчика величина импульса возрастает, так как при этом вторичные электроны в усиливающемся электрическом поле при-

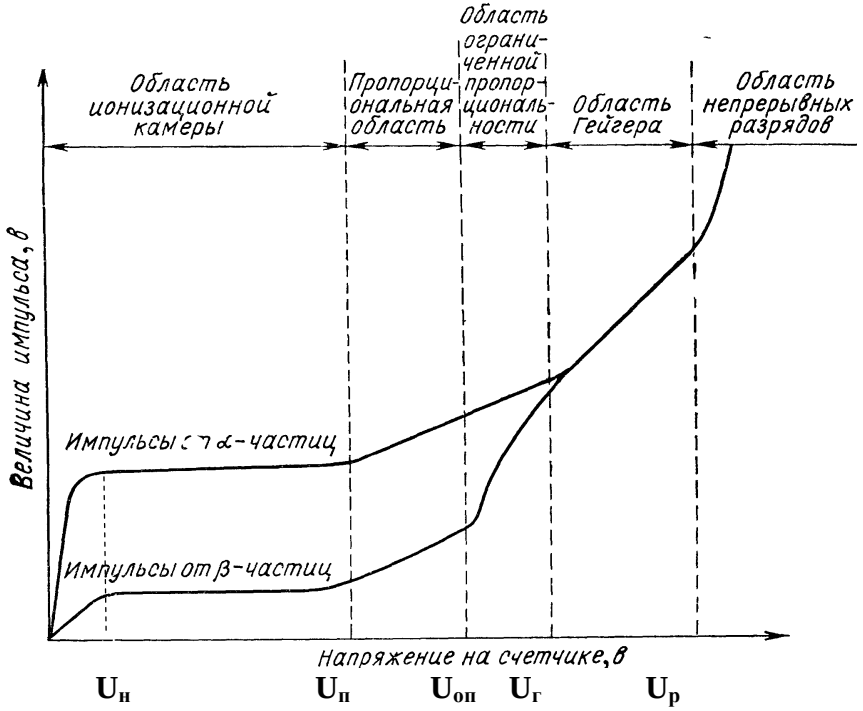


Рис. 24. Зависимость амплитуд импульсов от напряжения

приобретают достаточную кинетическую энергию, чтобы произвести ударную ионизацию нейтральных молекул газа на пути своего свободного пробега. В свою очередь, вновь образованные электроны ускоряются электрическим полем и ионизируют новые молекулы. При этом получается лавинный разряд, который сразу прекращается, как только образованные электроны и ионы достигнут соответствующих электродов счетчика *(несамостоятельный разряд)*.

Увеличение ионизационного тока при несамостоятельном разряде называется газовым усилением, которое характеризуется коэффициентом газового усиления **f**.

$$\mathbf{f} = \frac{\mathbf{n_{общ}}}{\mathbf{n_o}}$$

где $\mathbf{n_{общ}}$ - число ионов, образовавшихся в результате газового усиления и достигших электродов, $\mathbf{n_o}$ - первоначальное число ионов, образованных ионизирующей частицей. Для области ионизационной камеры **f** =1. В области пропорциональности коэффициент **f** зависит только от напряжения и давления газа, поэтому амплитуды всех импульсов возрастают в одно и тоже количество раз.

Если продолжать увеличивать напряжение на счетчике, то коэффициент газового усиления очень сильно возрастет по абсолютной величине и будет зависеть от начальной ионизации. Эта область напряжений называется *областью ограниченной пропорциональности.* До конца этой области происходит сближение кривых с разной начальной ионизацией. Чем больше начальная ионизация, тем меньше коэффициент газового усиления и тем медленнее он растет с увеличением разности потенциалов. Нарушение пропорциональности связано с тем, что с увеличением размеров области ударной ионизации электронные лавины начинают перекрываться, мешать друг другу. Причем степень перекрытия будет тем больше, чем больше количество лавин (т.е. чем больше начальная ионизация) и чем выше напряжение (т.е. чем дальше от нити начинается ударная ионизация). Вследствие перекрытия электрон-

ных лавин коэффициент газового усиления при большей начальной ионизации будет меньше, чем при малой ионизации, импульсы от α- и β-частицы сближаются по своей величине до тех пор, пока при некотором напряжении не станут равны друг другу. Тогда мы вступим в область Гейгера или в область *самостоятельного* разряда.

Область Гейгера называется областью самостоятельного разряда потому, что в ней величина (амплитуда) импульса не зависит от начальной ионизации, т.е. самостоятельна по отношению к начальной ионизации. При этом все импульсы при заданном напряжении независимо от рода ионизирующих частиц имеют одинаковую величину, т.к. каждый вторичный электрон, возникший в объеме счетчика, вызывает вспышку самостоятельного разряда. Счетчики, работающие в области самостоятельного разряда (гейгеровская область), называются счетчиками Гейгера - Мюллера.

За областью Гейгера следует область непрерывного разряда, в которой в счетчике происходит самопроизвольное образование электронных лавин и без начальной ионизации, т.е. наступает пробой счетчика. В этом случае счетчик не пригоден для измерения и может выйти из строя.

Работа в режиме пропорциональности выгодна тем, что амплитуда сигналов существенно больше, чем в режиме ионизационной камеры при сохранении линейной зависимости амплитуд импульсов от первичной ионизации газа частицами, но требует хорошей стабилизации питающего напряжения (обычно изменение напряжения на счетчике на 1 вольт меняет коэффициент газового усиления на 1%). Чтобы коэффициент ударной ионизации был постоянен во всем газовом объеме (при стабильных давлении и напряжении) нужна высокая сте-пень однородности электрического поля. В

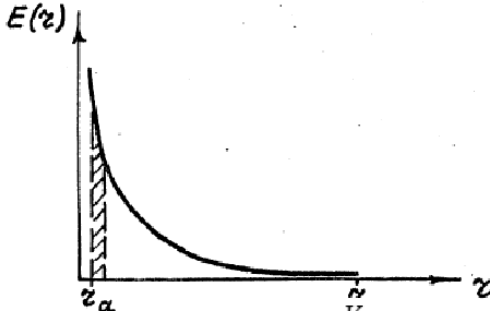


Рис. 25. Зависимость напряженности поля в цилиндрическом счетчике от расстояния до оси

полях с сильно вы-раженной неоднородностью коэффициент α(x) будет прини-мать резко различные значения в разных областях поля. При-мером этого является электрическое поле в цилиндрическом счетчике, где нить служит анодом, а трубка катодом и $r_a << r_k$. Напряженность такого поля зависит (см. рис. 25) от расстояния до оси как:

Подобная конфигура-ция электрического поля приводит к тому, что об-ласть, где величина на-пряженности поля достаточна для протекания процесса удар-ной ионизации, занимает малый объем по сравнению со всем рабочим объемом счетчика и сосредоточена вблизи анода (за-штрихованная область на рис. 25). Поэтому все газовое уси-ление будет происходить в этой достаточно узкой области и зависимостью от координаты возникновения первичной иони-зации N_o можно пренебречь. Это важное обстоятельство при-водит к тому, что пропорциональным счетчиком можно поль-зоваться для измерения энергии заряженных частиц.

Так как область ударной ионизации очень мала, то в по-давляющем большинстве случаев траектория частицы лежит вне этой области. Под действием поля электроны, образован-ные частицей, будут смещаться по направлению к аноду. Чис-ло их при этом не меняется, т.к. напряженность поля еще не-достаточна для ионизации ударом. Ток, протекающий в это время в счетчике, мал, величина скачка потенциала на соби-рающем электроде также ничтожно мала.

Когда электроны вступают в область ударной ионизации, они образуют здесь электронно-ионные лавины, число частиц в которых нарастает очень быстро из-за резкого увеличения напряженности поля и лавинообразного процесса газового усиления. Так как подавляющая часть электронов образова-лась на очень малых расстояниях от нити счетчика, то процесс их собирания на аноде протекает очень быстро. Из-за очень большого градиента потенциала в этой области импульс на-пряжения, появляющийся на аноде, имеет заметную величину,

несмотря на малость расстояния. Начало импульса сдвинуто относительно момента прохождения частицы через счетчик на малое время $\mathbf{t_{др}}$, называемое временем дрейфа электронов и определяемое скоростью дрейфа электронов. Для счетчиков средних размеров $\mathbf{t_{др}} \leq 10^{-7}$с. Время нарастания электронной компоненты зависит от разброса в значениях времени дрейфа отдельных первичных электронов и также очень мало. Таким образом, компонента импульса, обусловленная собиранием электронов на аноде, имеет следующие особенности: а) начало импульса сдвинуто относительно момента попадания частицы в счетчик, б) скорость его нарастания на начальном участке очень велика. Возрастание импульса до половины амплитуды происходит за 0,01 всего времени собирания ионов и составляет десятки нсек. Подбирая RC так, чтобы регистрировать только электронную часть импульса, можно добиться, чтобы длительность импульса ~ 0,1 мксек при сохранении спектрометрических свойств. На практике энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков составляет от нескольких процентов до десятков процентов.

Пропорциональные счетчики применяются, главным образом, в счетном режиме. Счетная характеристика пропорционального счетчика качественно подобна вольтамперной характеристики ионизационной камеры и имеет протяженное плато, соответствующее регистрации всех частиц данного вида, про-

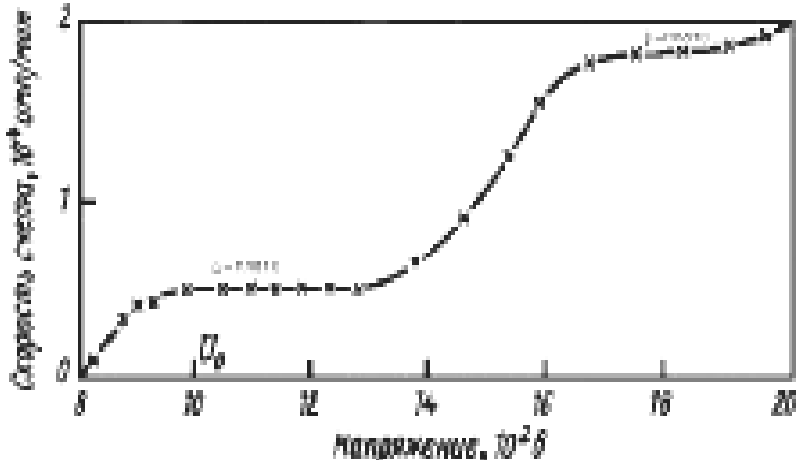


Рис. 26. Счётная характеристика пропорционального счётчика, полученная с комбинированным источником β и α-частиц

шедших через счетчик. На рис. 26 показана счетная характеристика пропорционального счетчика при регистрации смешанного альфа- и бета излучения. При этом подразумевается, что у счетной схемы есть определенный порог. Плато при более низком напряжении обусловлено полной регистрацией всех альфа-частиц, импульсы от которых превышают порог вследствие большого энерговыделения. Бета-частицы имеют меньшую амплитуду и не регистрируются. При дальнейшем увеличении напряжения импульсы от всех бета-частиц становятся больше порога и счетчик регистрирует все альфа- и бета-частицы (второе плато).

Типичная конструкция цилиндрического пропорционального счетчика приведена на рис. 27. Конструктивно пропорциональный счётчик 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 меж-ду анодом и катодом 1000 вольт напряжённость поля

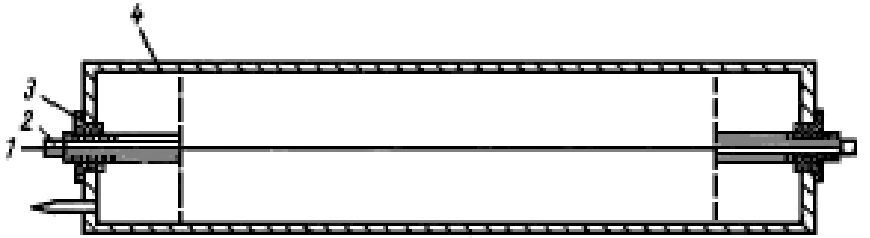


Рис. 27. Конструкция цилиндрического пропорционального счётчика: 1 – собирающий электрод; 2 – охранное кольцо; 3 – изолятор; 4 – корпус

вблизи нити-анода может достигать 40000 вольт/см, в то время как у катода она равна сотням в/см. 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.

Область применения пропорциональных счетчиков весьма широка. Они используются при измерении излучений с малой ионизации, например, при спектроскопии рентгеновского излучения (аргоновые и ксеноновые пропорциональные счетчики). В экспериментальной физике при регистрации частиц высокой энергии часто используется плоский вариант пропорционального счетчика – многопроволочная пропорциональная камера.

Многопроволочная пропорциональная камера (МПК) представляет собой систему многих тонких (~10 мкм) параллельных проволочек, расположенных в одной плоскости и являющихся анодами, которые находятся в газовом объёме между двумя плоскими параллельными друг другу и аноду катодами (сплошными или проволочными). В типичном случае анодные проволочки удалены друг от друга на 2 мм и от катодов на расстоянии 8 мм. Разность потенциалов между анодом и катодом несколько кВ. Такие параметры МПК обеспечивают газовое усиление 10^4-10^5 и пропорциональность амплитуды сигнала энергии, оставленной частицей в объёме газа. Таким образом, МПК это, по существу, система размноженных пропорциональных счётчиков. Схематически устройство МПК показано на рис. 28.

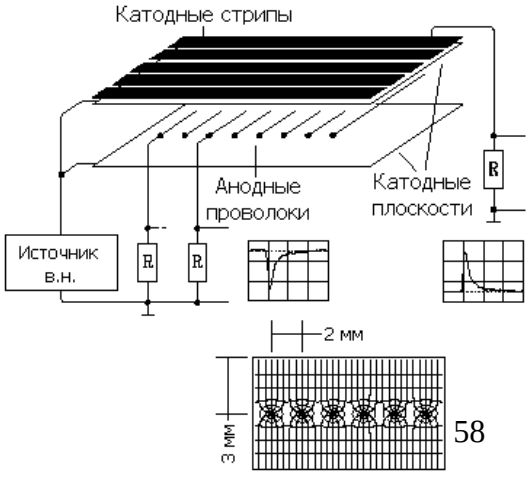


Рис. 28. Устройство МПК

При прохождении заряженной частицы через МПК образовавшиеся вдоль следа частицы свободные электроны дают начало лавинам, приходящим на анодные проволочки ближайшие к этим первичным электронам. Электроника регистри-

рует сигнал с каждой проволочки. Таким об-разом, приходящие си-гналы указывают поло-жение (координаты) частицы в МПК. Для того, чтобы получить трёхмерные координаты частицы в большом объёме, используются системы из десятков МПК площадью до 10 м^2, располагающихся параллельно одна за другой, с общим числом проволочек несколько десятков тысяч, причём проволочки двух соседних МПК натянуты взаимно перпендикулярно. Типичное пространственное разрешение современной МПК 0,05-0,3 мм. Временное разрешение – несколько наносекунд. Энергетическое разрешение многопроволочной пропорциональной камеры ~10%.

Очень распространены пропорциональные счетчики при регистрации медленных нейтронов. В них используются реакции $n + {}^3He \rightarrow {}^3H + {}^1H + 0.764$ МэВ, $n + {}^{10}B \rightarrow {}^7Li^* + {}^4He \rightarrow {}^7Li + {}^4He + \gamma(0.48$ МэВ$) + 2.311$ МэВ (93 %) и $n + {}^{10}B \rightarrow {}^7Li + {}^4He + 2.791$ МэВ (7%). Сечение первой реакции 5330 барн, второй – 3840 барн. Сечения реакций в широчайшем диапазоне энергий от тепловых нейтронов до быстрых убывают по закону 1/v, где v – скорость нейтрона.

Борные пропорциональные счетчики производятся двух видов: с наполнением газообразным соединением бора (BF_3) и с нанесением тонкого слоя аморфного бора, на внутреннюю стенку счетчика. На ядрах ^{10}B реакция с нейтроном может идти двумя путями: в 7 % случаев (для тепловых нейтронов) реакция сопровождается вылетом только α-частицы, при этом 1,02 МэВ освобождающейся энергии уносит ядро лития, а 1,771 МэВ передается α-частице. В 93 % случаев образуется ядро лития в возбужденном состоянии, которое снимается испусканием γ-кванта с энергией 0,48 МэВ. В этой ситуации энергия передаваемая α-частице и ядру ^{7}Li несколько меньше (1,473 и 0,838 МэВ соответственно). С ростом энергии нейтрона растет доля канала реакции без вылета γ-кванта (до 50 % при $E_н = 2{,}5$ МэВ).

В природном боре содержится 18,2 % изотопа ^{10}B и сечение для тепловых нейтронов на природном боре – 755

барн. Поэтому и аморфный бор и газ BF_3 специально обогащают изотопом ^{10}B (до 96%). Эффективность борных счетчиков к тепловым нейтронам от 20 до 80% в зависимости от давления газа BF_3 (у счетчиков с тонким слоем бора на стенках эффективность меньше).

Аппаратурный спектр борного счетчика – сплошной из-за образования γ-квантов (рис. 29). Поэтому показания борного счетчика зависят от порога дискриминации электронной схемы счетчика. В спектре наблюдаются два излома, связанных со стеночным эффектом. Ядра лития и альфа-частицы разлетаются под углом 180^O. 1 – случай, когда альфа-частица улетает в стенку счетчика и регистрируется только ядро ^7Li с энергией 0,838 МэВ. 2 – случай, когда ядро ^7Li улетает в стенку и регистрируется только альфа-частица с энергией 1,473 МэВ.

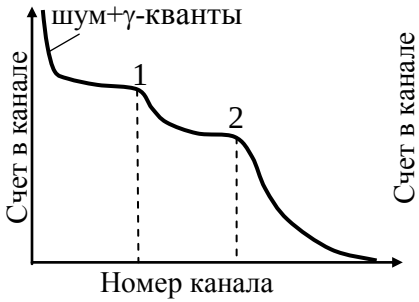


Рис. 29. Аппаратурный спектр пропорционального нейтронного счетчика с аморфным бором

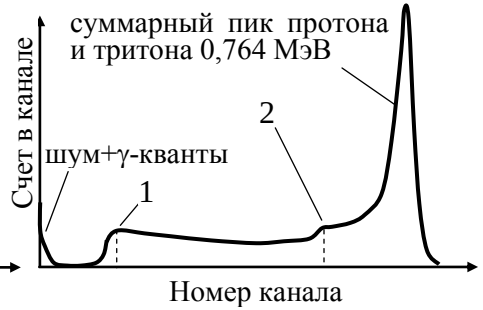


Рис. 30. Аппаратурный спектр ^3He пропорционального счетчика нейтронов высокого давления

В природном гелии содержание изотопа ^3He крайне мало ($1{,}3 \cdot 10^{-4}$ %) и сечение реакции на природном гелии всего 0,807 барн. Поэтому газовую смесь, применяемую в газоразрядных ^3He-счетчиках, специально обогащают данным изотопом. Давление газовой смеси – до 20 атм.

Аналогично реакции с бором, в данной реакции протон и тритон разлетаются под углом 180^O. Большая часть выде-

лившейся энергии (0,764 МэВ) уносится протоном (0,65 МэВ), а остальная часть (0,114 МэВ) – ядром тритона. Аппаратурный спектр ^{3}He пропорционального счетчика высокого давления показан на рис. 30. В спектре наблюдается четкий пик, соответствующий суммарному энерговыделению 0,764 МэВ от тритона и протона (при тепловой энергии нейтрона) и подложка слева, обусловленная стеночным эффектом. 1 – ^{3}H улетает в стенку счетчика, регистрируется только протон с энергией 0,114 МэВ. 2 – протон улетает в стенку, регистрируется только тритон с энергией 0,65 МэВ. Что примечательно, спектр имеет довольно четкую нижнюю границу в районе 0,1 МэВ по протонам. Это позволяет дискриминировать большую часть гамма-кванов природной радиоактивности без снижения эффективности регистрации нейтронов.

3. Газоразрядные счетчики (Гейгера-Мюллера)

Газоразрядные счетчики Гейгера – Мюллера были одним из первых детекторов для регистрации излучений. В своей основе счетчик Гейгера прост. Герметичный объем с двумя электродами заполнен газовой смесью, состоящей в основном из неона и аргона. Анод – тонкая нить, катод – цилиндрический. К электродам приложено напряжение, достаточное для возникновения самостоятельного разряда (см. рис. 24). Корпус счетчика может быть стеклянным, металлическим и др. Обычно счетчики воспринимают излучение всей своей поверхностью, но существуют и такие, у которых для этого в баллоне предусмотрено специальное "окно". Напряжение самостоятельного разряда само по себе не вызывает каких-либо разрядных явлений (неудачно названо). В этом состоянии счетчик будет пребывать до тех пор, пока в его газовой среде не возникнет центр ионизации - след из ионов и электронов, порождаемый пришедшей извне ионизирующей частицей. В газорязрядных счетчиках напряженность электрического поля выше, чем у пропорциональных счетчиков, и больше энергия до которой разгоняются электроны, поэтому во время регистрации частицы или кванта в них увеличивается вероятность

возбуждения молекул газа при ионизации. В силу этого помимо ударной ионизации существенную роль начинает играть фотоэффект, т.е. вырывание электронов из поверхности катода счетчика квантами, испускаемыми возбужденными молекулами газа. Эти выбитые из катода фотоэлектроны в свою очередь ускоряются и создают новую лавину и т.д. Этот процесс завершается образованием за короткое время в межэлектродном пространстве электронно-ионного облака, резко увеличивающего его проводимость. В результате в газовой среде счетчика возникает так называемый самостоятельный разряд, видимый в прозрачном баллоне даже простым глазом. Этот разряд может возникнуть при определенном значении напряжения на счетчике, превышающим так называемое напряжение зажигания $V_{заж}$. Протекающий при этом через счетчик ток также имеет определенное значение, зависящее от возникшего в счетчике пространственного заряда. После первой же зарегистрированной частицы в счетчике начнется постоянный разряд, через счетчик потечет ток и регистрация следующих частиц станет невозможной. Поэтому разряд надо погасить. В зависимости от того, каким образом производится гашение разряда, счетчики Гейгера-Мюллера делятся на **несамогасящиеся** и **самогасящиеся**. Первые требуют специальных схем гашения разряда, у вторых гашение разряда достигается за счет процессов, протекающих в самом счетчике.

Важная особенность газоразрядных счетчиков обоих типов в том, что значение протекающего через них тока и, соответственно, амплитуда импульса после гашения разряда, не зависят от величины первичной ионизации, т.е. вида частицы и её энергии. Таким образом, счетчик Гейгера-Мюллера является своеобразным триггером, который дает информацию только о количестве частиц.

Схема включения несамогасящегося газоразрядного счетчика показана на рис. 31. $R_н$ - сопротивление нагрузки, $C_{вх}$ – сумма емкостей детектора и входа электронной схемы. Сам

счетчик обладает большим внутренним сопротивлением ($R_{вн}$ ~10^7 Ом). По мере протекания тока емкость $C_{вх}$ заряжается и потенциал анода меняется. Так продолжается до тех пор, пока разность потенциалов между катодом и анодом не станет меньше $V_{заж}$. Тогда разряд затухнет. Амплитуда такого импульса определяется как:

$$U_{вых} = \frac{R_н}{R_н + R_{вн}} (E - V_{заж}) \left[1 - \exp\left(-\frac{R_н + R_{вн}}{R_н R_{вн}} t\right)\right].$$

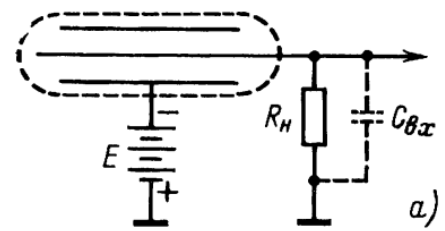


Рис. 31. Схема включения несамогасящегося счетчика

Подбирая $R_н$ амплитуду импульса можно сделать очень большой (более 100 В). Время нарастания импульса большое (не менее времени собирания положительных ионов, а это ~ 200 мксек), поэтому несамогасящийся газоразрядный счетчик не может работать при больших загрузках, т.к. имеет большое мертвое время. Поэтому сейчас несамогасящиеся счетчики практически не применяют.

В самогасящемся счетчике в основной газ, например, аргон, добавляют гасящую добавку – пары этилового спирта или другие органические соединения. В таком типе счетчика разряд прекращается самостоятельно вне зависимости от $R_н$ и $C_{вх}$. Добавка подбирается таким образом, чтобы энергия ионизации её тяжелых молекул была меньше, чем у более легких молекул основного газа. Роль гасящей добавки в том, что её молекулы будут эффективно поглощать кванты, испускаемые возбужденными молекулами основного газа аргона. Таким образом, снижается роль фотоэффекта в формировании лавины и разряд заканчивается после первой же лавины независимо от того, какое напряжение создалось на $C_{вх}$. Однако самогасящийся счетчик имеет ограниченный срок службы (количество импульсов), из-за диссоциации молекул добавки.

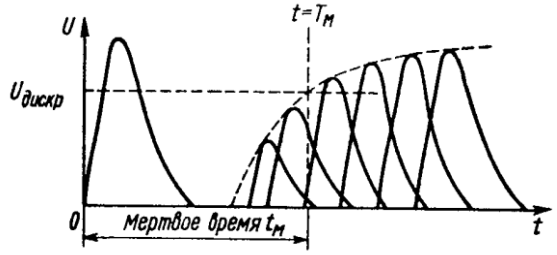


Рис. 32. Формирование мертвого времени самогасящегося счетчика Гейгера-Мюллера

Форма импульса самогасящегося счетчика сильно зависит от того, в середине или в конце счетчика произошла регист-рация частицы. Несмотря на то, что длительность импульса в самогасящемся счетчике меньше, чем в несамогасящемся, все же его временные характеристики оставляют желать лучшего. Механизм разряда в счетчике таков, что сразу после его окончания частицы могут регистрироваться, но будут иметь малые амплитуды в тече-ние определенного времени, которое называется *временем восстановления* счет-чика. Механизм этот связан с образова-нием пространствен-ного заряда медленно движущимися положительными ионами. На рис. 32 показано, как формируется мертвое время самогасящегося счетчика. В определенной мере оно зависит и от уровня порога дискриминации импульсов. У лучших счетчиков с помощью особых мер значение мертвого времени снижено до десятков мксек.

4. Дрейфовые камеры

Дрейфовая камера является *координатным детектором*. Это многопроволочный газонаполненный ионизационный детектор (как и пропорциональная камера), в котором координата частицы определяется по времени дрейфа электронов в газе от места ионизации (пролёта частицы) до сигнальных анодных проволочек. Расстояние между проволочками обычно несколько сантиметров. В отличии от пропорциональной камеры в дрейфовой камере создаётся однородное электрическое поле с помощью специальных электродов. Пролёт частицы через камеру фиксируется по стартовым сигналам внешних

детекторов (чаще всего сцинтилляционных счётчиков). Далее, появившиеся в объёме камеры свободные электроны дрейфуют в однородном и постоянном поле к ближайшим проволочкам. Напряжённость поля в дрейфовом промежутке ~ 1 кВ/см. В непосредственной близости от анодных проволочек происходит образование лавин (газовое усиление достигает 10^6) и по времени задержки прихода лавин на анодные проволочки относительно стартового сигнала определяются координаты частицы. Пространственное разрешение дрейфовой камеры порядка 0,1-0,2 мм, временное – наносекунды.

Дрейфовые камеры могут быть плоскими, цилиндрическими и сферическими, Плоские дрейфовые камеры больших размеров используются в экспериментах на ускорителях высоких энергий. Например, в ЦЕРНе разработана дрейфовая камера размером 2x4x5 $м^{3.}$

5. Искровые камеры

Искровая камера - прибор для наблюдения и регистрации траекторий (треков) заряженных частиц. Широко используется для исследования ядерных частиц и космических лучей. В простейшем варианте искровая камера представляет собой две плоскопараллельные пластины – электроды, пространство между которыми заполнено газом (чаще He, Ne или их смесью). Площадь пластин от десятков $см^2$ до нескольких $м^2$. Одновременно с прохождением частицы на электроды камеры подаётся от импульсного генератора короткий (10–100 нсек) высоковольтный импульс напряжения. В рабочем объёме камеры создаётся сильное электрическое поле (5–20 кв/см). Импульс подаётся по сигналу триггеров (сцинтилляционные детекторы, черенковские счётчики и т. п.), выделяющих исследуемое событие. Электроны, возникшие вдоль траектории частицы в процессе ионизации атомов газа, ускоряются полем, ионизуют и возбуждают атомы газа (ударная ионизация). В результате на очень коротком пути образуются электронно-фотонные лавины, которые в зависимости от амплитуды и длительности импульса либо перерастают в видимый глазом

искровой разряд, либо создают в газе локально светящиеся области небольшого объёма.

Узкозазорная искровая камера (расстояние между электродами ~1 см и менее) обычно состоит из большого числа одинаковых искровых промежутков. Искровые разряды распространяются перпендикулярно электродам (рис. 33). Цепочка искр даёт направление траектории.

В трековой искровой камере (расстояние между электродами 3-50 см) искровой разряд точно следует в направлении траектории частицы. Электронно-фотонные лавины, развивающиеся от первичных электронов, в этом случае сливаются в узкий светящийся канал, идущий вдоль трека. Суммарная толщина стопки камер может составлять несколько метров.

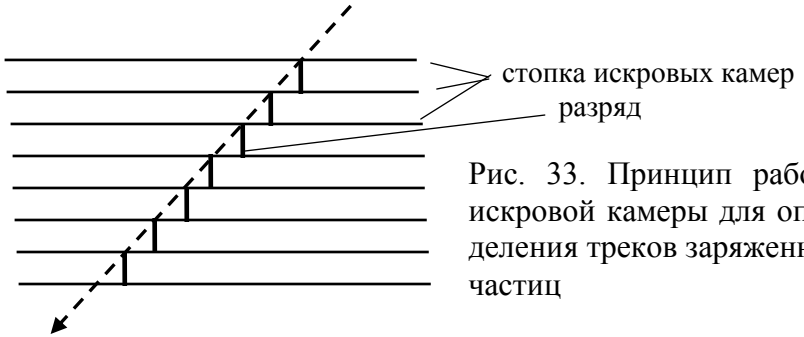


Рис. 33. Принцип работы искровой камеры для определения треков заряженных частиц

Сцинтилляционные детекторы

При взаимодействии излучения с веществом помимо ионизации атомов и молекул происходит их возбуждение, которое снимается затем испусканием электромагнитного излучения. Ранее говорилось о средней энергии ионообразования **ε,** т.е. средней энергии, необходимой для создания пары носителей заряда в веществе. Но на деле энергия ионизации атомов **I**[1] (энергия, необходимая для отрыва электрона с внешней оболочки изолированного атома и удалении его на бесконечное расстояние) заметно меньше и составляет от 5 до 20 эВ.

[1] Есть еще понятие средней энергии ионизации $\bar{I}$ (усредненной по всем электронам атома). $\bar{I} \approx 13{,}5 \cdot Z$, т.е. растет с увеличением заряда атома.

Наибольшее значение **I** имеет в случае полностью заполненной внешней электронной оболочки (инертные газы). Зависимость I от Z атома показана на рис. 34. Различие между **ε** (30-40 эВ в среднем) и **I** вызвано тем, что часть энергии идет на возбуждение атомов и диссоциацию молекул. Ионизация происходит при близком пролете частицы от атома за счет кулоновских сил, а возбуждение – при большом расстоянии,

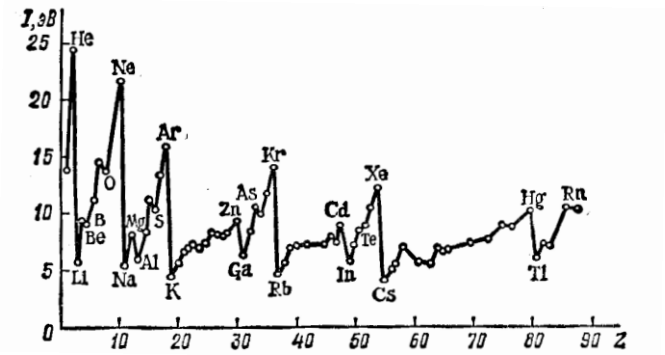


Рис. 34. Изменение энергии ионизации атома от порядкового номера элемента

когда энергии получаемой атомом не хватает для его ионизации. Поэтому на каждый акт ионизации приходится несколько актов возбуждения атомов и молекул, на которые расходуется энергия летящей частицы.

Следует отметить, что у полупроводников существует другой механизм образования пар носителей заряда (электрон-дырка), поэтому их **ε** столь мала.

Радиолюминесцентный метод регистрации ионизирующего излучения основан на измерении интенсивности световых вспышек, возникающих при возвращении атомов и молекул вещества из возбужденного состояния в основное. Вещества, испускающие при этом электромагнитное излучение в диапазоне частот близком к видимому свету называются *люминофорами*. Люминофорами могут быть различные вещества, у которых, во-первых, переход в основное состояние сопровождается преимущественно испусканием фотонов и, во-

вторых, мала при этом вероятность поглощения испущенных фотонов самим веществом, т. е. у люминофора спектр испускания электромагнитного излучения сдвинут относительно спектра поглощения. У различных люминофоров спектр испускания изменяется от инфракрасного до далекого ультрафиолетового диапазона света. Среди люминофоров существует обширная группа с мгновенным, нестимулированным (т.е. самопроизвольным) снятием возбуждения. Акт такого снятия возбуждения, сопровождаемый кратковременным испусканием фотонов, называют **сцинтилляцией,** а такие люминофоры – **сцинтилляторами.**

Механизм высвечивания (люминесценции) различен у разных видов сцинтилляторов (некоторых газов, твердых и жидких органических соединений, неорганических кристаллов-диэлектриков) и недостаточно изучен. Так в неорганических кристаллах процесс высвечивания связан с переходом электронов из зоны проводимости в валентную зону.

При прохождении заряженной частицы через сцинтиллятор в нем возникает некоторое число фотонов с той или иной энергией. Часть этих фотонов будет поглощена в объеме самого сцинтиллятора, и вместо них будут испущены другие фотоны с несколько меньшей энергией. В результате процессов реабсорбции наружу будут выходить фотоны, спектр которых характерен для данного сцинтиллятора.

Конверсионной эффективностью сцинтиллятора называется отношение энергии световой вспышки, выходящей наружу, к величине энергии **ΔE** заряженной частицы, потерянной в сцинтилляторе,

$$\chi = \frac{\mathbf{n \cdot h\nu}}{\mathbf{\Delta E}}$$

где **n** – среднее число фотонов, выходящих наружу, **hν** – средняя энергия фотонов. Каждый сцинтиллятор испускает не моноэнергетические кванты, а сплошной спектр, характерный для данного сцинтиллятора.

Количество света, испускаемое сцинтиллятором, часто характеризуют также величиной *световыхода* $\mathbf{L = n/\Delta E}$, т.е. $\mathbf{L = \chi / h\nu}$. Обратная величина ($\mathbf{1/L}$) – есть количество поглощенной в сцинтилляторе энергии, необходимое для рождения в нем 1 фотона сцинтилляции. Поскольку фотоны образуются вдоль трека частицы в сцинтилляторе, то:

$$\mathbf{L = \int_0^R (dL/dx)dx} \text{ или } \mathbf{L = \int_{E1}^{E2} [(dL/dx)/(dE/dx)]dE},$$

где **E1** и **E2** – начальное и конечное значения энергии частицы в сцинтилляторе (при полном торможении частицы в нем **E2** = 0). Часто употребляют понятие относительного светового выхода, т.е. **L** в долях от **L** принятого за единицу. Обычно спектр фотонов сцинтилляторов лежит в области видимой части спектра и имеет вид кривой с максимумом, поэтому $\mathbf{h\nu} \approx 3$ эВ (максимум полосы испускания 400-500 нм). Величины χ для разных сцинтилляторов изменяются от 0,01 до 0,3.

Способность некоторых веществ светиться под действием излучения была обнаружена еще в самом начале 20-го века. Первым сцинтилляционным детектором был спинтарископ - экран из ZnS, бомбардируемый α-частицами (1909 г.). В темной комнате в микроскоп были хорошо видны вспышки света. Затем в 50-х годах прошлого века были разработаны специальные вакуумные фотоприборы, регистрирующие слабые вспышки света и преобразующие их в электрические сигналы. Эти устройства получили название *фотоумножителей (ФЭУ)*, а использование сцинтилляторов, оптически соединенных с ФЭУ для регистрации частиц – сцинтилляционного метода.

1. Фотоумножители

ФЭУ состоит из светочувствительного слоя (фотокатода), электронно-оптической системы ввода (модулятор, фокусирующий электрод), динодной системы умножения электронов и собирающего электроны анода (рис. 35). Все эти компоненты помещены в стеклянную колбу из которой откачан воздух. Фотоны света, попадая на фотокатод ФЭУ, находящийся под

большим отрицательным потенциалом, выбивают из него в результате фотоэффекта электроны. Распределение потенциалов на электродах ФЭУ создается делителем напряжения, подключенным к источнику высокого напряжения (800-3000 В). За счет электрического поля, создаваемого разностью потенциалов, электроны проходят фокусирующую их систему электродов и попадают на 1-й динод ФЭУ, где происходит вторичная (ударная) электронная эмиссия. Поверхность динодов покрыта слоем вещества, у которого коэффициент вторичной эмиссии электронов $\zeta > 1$ (сплавы типа Al-Mg-Si, Cu-Al-Mg, BeO). Хорошими свойствами обладают и сурьмяно-цезиевые эмиттеры. Величина ζ зависит от энергии электронов, т.е. от ускоряющей разницы потенциалов между динодами.

В зависимости от типа вторичных эмиттеров и разности потенциалов коэффициент вторичной эмиссии ζ меняется от 3 до 12. В процессе умножения электроны последовательно проходят несколько динодов (6-14 в зависимости от типа ФЭУ), образуя лавину, которая приходит на анод и формирует импульс тока на нагрузочном сопротивлении. Общий коэффициент умножения электронов (усиления) M равен ζ^n, где n – число динодов и может составлять 10^6–10^8.

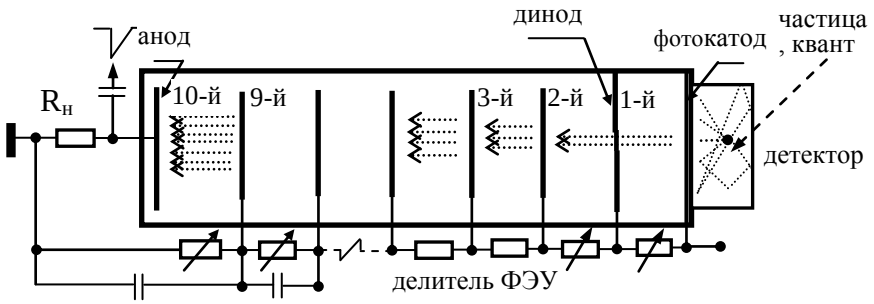


Рис. 35. Принцип работы сцинтилляционного датчика и схема подключения ФЭУ

Для получения оптимального режима работы ФЭУ распределение потенциалов между динодами регулируется подбором резисторов делителя напряжения. Обычно большая

разность потенциалов создается между фотокатодом и 1-м динодом для хорошего собирания фотоэлектронов, а также между 1 и 2-м динодами для ускорения вторичных электронов. Распределение потенциалов между промежуточными динодами, как правило, равномерное. Также подбираются потенциалы у последних динодов для получения оптимальной формы импульса тока.

Важным параметром ФЭУ является *квантовая эффективность фотокатода* $S_ф$, т.е. среднее число фотоэлектронов, выбиваемых из фотокатода на один фотон. Для бищелочных катодов (калий-цезиевых с сурьмой) квантовая эффективность

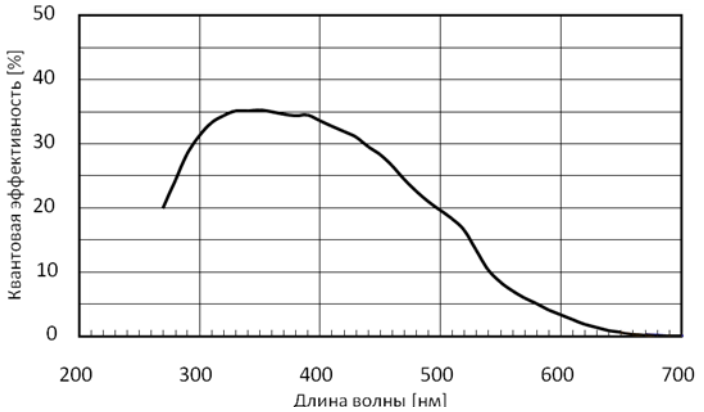


Рис. 36. Энергетическая зависимость квантовой чувствительности бищелочного фотокатода

достигает величины 35% для длин волн ≈ 350-400 нм (рис. 36). В паспорте на ФЭУ обычно приводится значение эффективности в единицах мкА/люмен для данного экземпляра (желательно выбирать ФЭУ с большим значением этого параметра). Отношение фототока в цепи анода ФЭУ к тому же световому потоку есть *анодная чувствиительность* ФЭУ S_a (мА/люмен), т.е. $S_a = S_ф \cdot M$. Коэффициент умножения M для конкретного типа ФЭУ зависит от напряжения его высоковольтного питания U. S_a растет с ростом U по степенному закону. В цепи анода ФЭУ без световой засветки течет темновой ток, обус-

ловленный как различными электронноптическими явлениями, так и сцинтилляциями в стекле под действием космического излучения и собственного радиоактивного загрязнения конструкционных материалов. Величина темнового тока также растет с ростом приложенного напряжения U.

В области меньших длин волн квантовая эффективность снижается из-за уменьшения прозрачности стекла входного окна ФЭУ, поэтому часто для входного окна применяют кварцевое стекло, прозрачное для ультрафиолета, чтобы расширить спектральный диапазон до 200 нм. С другой стороны, в некоторых видах сцинтилляторов (органических) возбуждаются молекулярные уровни, максимум излучения которых лежит в далекой ультрафиолетовой области. Для лучшего их согласования со спектральной чувствительностью ФЭУ используются светопреобразователи, которые поглощают ультрафиолетовое излучение и переизлучают видимый свет в области 400 нм. Эти светопреобразователи (сместители спектра) – тоже сцинтиллирующие вещества, которые в малых количествах вводятся в основной сцинтиллятор. Молекулы сместителя, активно поглощая излучение основного сцинтиллятора, сами излучают свет с максимумом длин волн ~ 450 нм.

Фотоумножители, в зависимости от предназначения сцинтилляционного датчика делятся на временные (для получения быстрой временной отметки момента прохождения через сцинтиллятор) а спектрометрические (для измерения амплитуд импульсов, пропорциональных потерянной в сцинтилляторе энергии частиц).

Временное разрешение сцинтилляционного датчика определяется главным образом длительностью световой вспышки (временем высвечивания люминофора) и разбросом времени пролета электронов через ФЭУ. Временные ФЭУ имеют специальную конструкцию для минимизации этого разброса и работают, как правило, при больших напряжениях питания. Среднее время пролета электронов через ФЭУ может составлять у лучших временных ФЭУ 20-40 нсек в зависимости

от их размера и числа динодов. Разброс среднего времени пролета существенно меньше ~ 0,3-1 нсек.

Для спектрометрических ФЭУ важно максимально полное собирание электронов с фотокатода на первый динод, равномерность чувствительности фотокатода по все площади и пропорциональность амплитуды выходного импульса числу фотонов вспышки сцинтиллятора. Распределение потенциалов между динодами также отличается от распределения у временных ФЭУ. Большую роль играет также уровень собственных шумов ФЭУ. Спектрометрические ФЭУ, как линейные преобразователи, характеризуются пределом линейности световой характеристики в импульсном режиме (рис. 37).

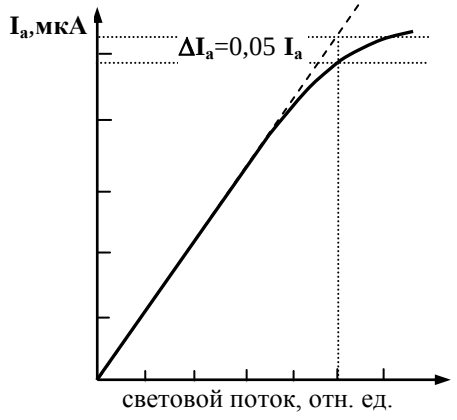


Рис. 37. Определение предела линейности световой характеристики ФЭУ

Для оценки спектрометрических свойств в паспортах на ФЭУ приводят амплитудное значение η в процентах для сцинтилляционного счетчика с данным ФЭУ и стандартным детектором NaI(Tl), облучаемым ^{137}Cs. У лучших ФЭУ оно достигает 6-7%. Поскольку распределение амплитуд импульсов счетчика близко к нормальному распределению, то: $\eta_\Sigma = (\eta^2_{сч} + \eta^2_{фэу})^{0,5}$, но $\eta_{фэу} < \eta_{сч}$. Для минимизации амплитудного разброса импульсов необходимо, чтобы $R_н C >> \tau$ (постоянной времени высвечивания сцинтиллятора). Но, с другой стороны, увеличение $R_н C$ (постоянной времени анодной цепи) ухудшает загрузочные характеристики счетчика, поэтому на практике выбирают $R_н C/\tau = 5 \div 10$.

При работе ФЭУ в токовом режиме наоборот $R_н C/\tau$ делают очень большим, тогда счетчик измеряет ток, отобра-

жающий временные колебания средней плотности потока частиц.

Необходимо также знать пороговую чувствительность ФЭУ, в качестве которой принят параметр – *энергетический эквивалент шума* (в кэВ), приводимый в паспортах. Резкое понижение уровня шумов наблюдается при охлаждении ФЭУ.

Магнитные поля, напряженность которых достаточна, чтобы исказить траектории электронов (особенно вблизи фотокатода, где их энергии ещё малы) ухудшают основные параметры ФЭУ. Особенно сильно это влияние на ФЭУ с большими фотокатодами. На такие ФЭУ заметно влияет даже магнитное поле Земли. Существенную роль играет также направление магнитного поля по отношении к оси ФЭУ. Поэтому в сцинтилляционных счетчиках часто применяют магнитные экраны из магнитомягких материалов (пермалой, трансформаторное железо).

В силу большой зависимости коэффициента усиления М от напряжения питания ФЭУ, оно должно быть хорошо стабилизировано (особенно для спектрометрических измерений). Для питания ФЭУ выпускаются специальные высоковольтные источники питания с током до нескольких мА и стабильностью напряжения до 10^{-3}%. К выбору сопротивлений делителя напряжения предъявляются определенные требования. Обычно по причинам потребляемой мощности используют высокоомные сопротивления с тем, чтобы ток через делитель не превышал 1-2 мА. С другой стороны, ток через делитель должен быть на два порядка больше анодного тока ФЭУ, иначе резкие изменения анодного тока будут влиять на характеристики счетчика, подсаживая напряжение и снижая амплитуды импульсов. Поэтому, для стабилизации режима работы ФЭУ при импульсных загрузках несколько последних динодов обычно шунтируются емкостями или (реже) диодами. При долговременных измерениях широкое распространение получили схемы автоматической стабилизации усиления ФЭУ за счет обратной связи, охватывающей весь счетчик (детектор +

ФЭУ). Регулируется либо коэффициент усиления усилителя, либо (чаще) высокое напряжение питания. Источником контрольных импульсов служат светодиоды или радиоактивные изотопы с моноэнергетическим излучением (например, ^{239}Pu или ^{241}Am).

2. Сцинтилляторы

По химическому составу сцинтиллирующие вещества делятся на *органические* и *неорганические*. По агрегатному – на газовые, жидкие и твердые.

Газовые сцинтилляторы (ГС) создаются на основе инертных газов He, Ar, Kr, Xe. Их спектр свечения приходится на далекую ультрафиолетовую область. Для смещения спектра в область чувствительности фотокатода ФЭУ применяют органические смесители спектра (конверторы). Смеситель спектра наносится на внутреннюю поверхность и на стекло камеры или ФЭУ. Интенсивность световых вспышек в широком диапазоне пропорциональна потерянной частицей энергии. Время жизни возбужденных состояний атомов и молекул определяется давлением газа. С ростом давления время жизни уменьшается и при давлении 10 атм составляет 1-2 нс. ГС-счетчики имеют узкую область применения (в основном, для регистрации короткопробежных тяжелых заряженных частиц). Наиболее перспективным является жидкий ксенон (у него максимальный световой выход), на основе которого можно создавать гамма-спектрометры с рабочим объемом в несколько десятков литров. Смесь ^{3}He (90%) и Xe (10%) используется для регистрации медленных нейтронов по ядрам отдачи при давлении до 50 атм. Однако, ГС весьма критичны даже к малым примесям других, неблагородных газов.

Неорганические кристаллические сцинтилляторы (НКС) представляют собой большую группу твердых веществ с кристаллической структурой, т.е. с атомами не связанными в обособленные молекулы. Под действием ИИ часть электронов решетки переходит в полосы проводимости или на возбужденные уровни. Далее энергия возбуждения мигрирует в крис-

талле за счет электронно-дырочной проводимости. Когда носители попадают в центр люминесценции, происходят рекомбинационные процессы с испусканием фотонов.

Поиск новых соединений люминофоров среди НКС постоянно продолжается. Долгое время считалось, что лучшими сцинтилляционными параметрами среди НКС обладают активированные монокристаллы – галогениды щелочных металлов: иодистый натрий и цезий активированные таллием (NaI(Tl) и CsI(Tl)).

Световой выход монокристаллов NaI(Tl) высок и достигает 8 – 8,5%, в счетчиках с этим сцинтиллятором один фотоэлектрон образуется, в среднем, на 0,3 кэВ потерянной в нем энергии. Максимум спектра люминесценции лежит в районе 410 нм, постоянная времени высвечивания равна 250 нс. Высокая прозрачность кристаллов NaI(Tl) и налаженная технология их изготовления позволяют использовать в аппаратуре кристаллы диаметром до 25 - 30 см. Недостаток кристаллов NaI(Tl) – их сильная гигроскопичность; на открытом воздухе они портятся за несколько часов. Поэтому их упаковывают в герметичные контейнеры.

Монокристаллы CsI(Tl) обладают сцинтилляционной эффективностью даже несколько лучшей, чем NaI(Tl), однако спектр их люминесценции сдвинут в область длин волн около 550 нм, поэтому они хуже согласовываются с чувствительностью фотокатодов ФЭУ и сигнал у них меньше. Время высвечивания зависит от плотности ионизации и доходит до 1 мксек. В последние годы широко используются НКС активированные Na – CsI(Na), у которого спектр фотонов практически совпадает с NaI(Tl). Кристаллы CsI(Tl) относительно влагоустойчивы. Технология их выращивания позволяет создавать такие же большие кристаллы, как NaI(Tl).

Кристаллы NaI(Tl) и CsI(Tl) нашли основное применение в гамма-спектрометрии из-за большой плотности, высокого значения среднего Z и больших размеров. Разрешение лучших гамма-спектрометров на основе NaI(Tl) составляет 6-7% по

линии ^{137}Cs 661 кэВ (у CsI(Tl) разрешение хуже). Однако в последние годы в этой области сделан прорыв – в 2001 г. появились новые кристаллы $LaBr_3$, которые быстро научились выращивать до средних размеров. Их аналогичное разрешение составляет ~ 3%. Они имеют большую плотность и средний Z чем NaI(Tl) и CsI(Tl) и, следовательно обладают большей эффективностью регистрации γ-квантов. Но у них есть и недостаток – присущая им слабая собственная радиоактивность из-за примеси изотопа ^{138}La.

Световой выход кристаллов LiI(Eu) в 3 -5 раз меньше, чем у NaI(Tl) и максимум спектра люминесценции лежит в районе 400 нм. Время высвечивания около 1 мкс. Кристаллы гигроскопичны, выращиваются небольших размеров. Промышленность выпускает небольшие кристаллы обогащенные до 94-95% изотопом ^{6}Li для регистрации тепловых нейтронов по их реакции с ^{6}Li.

В последние годы стали применяться монокристаллы CaI(Eu), обладающие световым выходом в 1,5 - 1,8 раза большим, чем NaI(Tl). Другими перспективными неорганическими сцинтилляторами являются вольфроматы кальция и кадмия ($CaWO_4$ и $CdWO_4$) из-за своей большой плотности и высокого светового выхода. В настоящее время их могут выращивать до размеров 10-15 см. Еще один перспективный кристалл большой плотности - CdZnTe (небольшие размеры).

Очень большой плотностью (и эффективностью регистрации квантов) обладает кристалл германата висмута (BGO) – $Bi_4Ge_3O_{12}$, однако у него мал световой выход и соответственно, плохое энергетическое разрешение. Время высвечивания у него ~ 300 нсек. Негигроскопичен.

Еще один вид кристаллов – иттрий-алюминиевые оксиды $Y_2A_{15}O_{12}$ (YAP) могут применяться в виде тонких пластин при спектрометрии мягких квантов и рентгеновского излучения, а также α-частиц. Энергетическое разрешение для α-частиц ^{226}Ra с энергией 7687 кэВ составляет 2,5% и практически постоянно в широком диапазоне энергий. По характеристикам

они близки к CsI(Tl), но значительно быстрее. Негигроскопичны.

Также в последнее десятилетия отработана технология изготовления кристаллов оксида цинка (ZnO) с рекордным быстродействием. Время нарастания световой вспышки у него меньше 0,1 нс, а время спада < 1 нс. Возможно, они вытеснят пластические сцинтилляторы при прецизионных временных измерениях. Световыход у них примерно такой же, как и у пластических сцинтилляторов, но плотность больше. Кристаллы негигроскопичны, легко обрабатываются, дешевы.

Для регистрации α-частиц часто используется сцинтиллятор ZnS(Ag). Световой выход кристаллов высок; время высвечивания около 1 мкс, но есть медленная компонента со временем высвечивания до 10 мкс. Однако его кристаллы очень маленькие и их применяют в качестве добавки в оргстекло или полистирол (дисперсные светосоставы толщиной до 0,5 см). Добавление в светосостав соединений бора позволяет использовать эти детекторы для эффективной регистрации тепловых нейтронов. Достоинства – дешевизна и нечувствительность к γ -фону.

Сцинтилляционные стекла активированные церием, в состав которых введен литий или бор, также используются для регистрации тепловых нейтронов. Световой выход стекол не превышает 10-15% от выхода NaI(Tl), спектр люминесценции лежит в области 400 нм, время высвечивания 400-600 нс. Стекла дешевы, и их можно вводить непосредственно в торец ФЭУ.

Органические сцинтилляторы обычно представляют собой двух, трёхкомпонентные смеси. Первичные центры флуорес-ценции возбуждаются за счёт потери энергии налетающими частицами. При распаде этих возбуждённых состояний излу-чается свет в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Длина поглощения этого ультрафиолета, однако, весьма мала: центры флуоресценции непрозрачны для их собственного излученного света. Вывод света осуществляется

добавлением к сцинтиллятору второго компонента, поглощающего первично излученный свет и переизлучающего его изотропно с большими длинами волн (сместителя спектра).

Две активных компоненты в органических сцинтилляторах или растворяются в органической жидкости или смешиваются с органическим материалом так, чтобы образовать полимерную структуру. При такой технологии можно производить жидкий или пластический сцинтиллятор любой геометрической формы. Органические сцинтилляторы имеют гораздо меньшие времена высвечивания (порядка единиц – десятков наносекунд) по сравнению с неорганическими, но имеют меньший световыход.

Твердые пластические сцинтилляторы (ПС) чаще всего делаются на основе полистирола, поливинилтолуола, полиметилметакрилата. Во многих случаях пластмассы имеют преимущества перед неорганическими сцинтилляторами благодаря своим свойствам. Прежде всего – это их быстродействие, прозрачность и возможность обеспечения высокой эффективности регистрации благодаря большому объёму и практически любой конфигурации при сравнительно низкой стоимости и высокой температурной стабильности светового выхода и простоте обработки. Это самый распространенный детектор в экспериментальной ядерной физике при различных временных измерениях. Время их высвечивания не превышает нескольких нс. Наименьшие времена высвечивания у сцинтилляторов на основе полистирола и поливинилтолуола (~ 3 нс). Существуют ПС с τ около 1-1,5 нс, что делает их незаменимыми при временных измерениях. Рекордное временное разрешение, полученное с помощью ПС составило ~0,08 нс. Наличие в составе ПС водорода делает возможным их использование в спектрометрах нейтронов по протонам отдачи (упругого рассеяния).

Недостатки ПС следующие: во-первых световыход у них значительно меньше, чем у неорганических кристаллов и мала плотность (~ 1 г/см^3). Поэтому для регистрации γ-квантов их не применяют, а используют только для регистрации заряжен-

ных частиц или нейтронов.

Во-вторых, ПС обладают существенной нелинейностью световыхода для различных тяжелых частиц.

Для всех органических сцинтилляторов независимо от их агрегатного состояния световыходы существенно зависят от плотности ионизации вещества заряженной частицей. Так, световыход для электронов примерно в 10 раз больше, чем для α-частиц той же энергии. Причин здесь несколько: локальный перегрев, сильные электрические поля в зоне трека, приводящие к изменению структуры энергетических состояний возбужденных молекул и, наконец, большая вероятность расщепления молекул (т.е. образования радикалов) при больших **dE/dx**, когда происходит тушение сцинтилляций. Зависимость удельного световыхода от удельных потерь энергии частицы описывается полуэмпирической формулой Биркса:

$$\mathbf{dL/dx = (A \cdot dE/dx)/(1+k \cdot B \cdot dE/dx),}$$

где **A** - энергетический выход сцинтиллятора, **k** - параметр тушения, **B** - коэффициент, зависящий от **dE/dx**. Значение **k·B** в некоторых пределах слабо зависит от вида частиц и вида сцинтиллятора и для электронов, протонов и α-частиц составляет около 0,01 г/(см^2·МэВ). При малых **dE/dx** имеет место линейная связь **dL/dx** и **dE/dx**. Граничную энергию, начиная с которой преобразование энергии можно считать линейными, можно оценить из условия: **k·B·dE/dx** $\approx$ 0,1. Отсюда граничное значение **dE/dx** $\approx$ 10 г/(см^2·МэВ), что соответствует, в зависимости от атомного номера вещества детектора, энергии электронов 10-20 кэВ, протонов - 25-60 МэВ и α-частиц около 1000 МэВ. Рис. 38 качественно демонстрирует отличие зависимости удельного световыхода от удельных потерь энергии разных частиц для неорганических и органических сцинтилляторов.

С повышением температуры световыход ПС уменьшается. Также ПС подвержены старению, особенно вредно интенсивное ультрафиолетовое облучение.

Жидкие органические сцинтилляторы

Жидкие сцинтилляторы (ЖС) являются молекулярными растворами органических люминесцирующих веществ в толуоле, ксилоле или других органических растворителях. Химические и физические свойства растворителя слабо влияют на характеристики сцинтиллятора, главное – это концентрация активатора. Лучшие активаторы: р-терфенил, различные фенилоксазолы (PPO, POPOP и др.). Добавляют также смесители спектра. Некоторые при-меси, особенно кислород, вызывают тушение сцинтилляций – нельзя допускать контакта с воздухом.

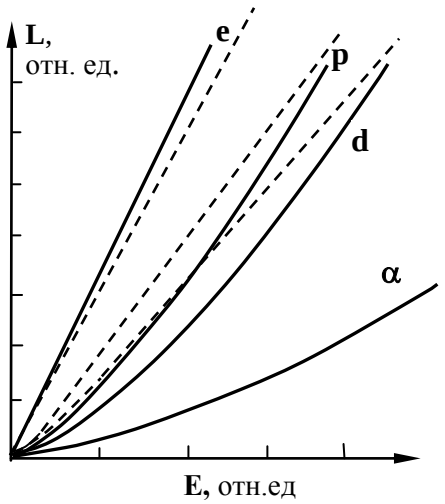


Рис. 38. Качественное различие зависимостей световыхода от плотности потерь энергии для неорганических (пунктир) и органических (сплошная линия) сцинтилляторов

Спектр люминесценции ЖС довольно широк. Световой выход даже лучших жидких сцинтилляторов в 3- 4 раза меньше, чем у лучших твердых неорганических сцинтилляторов, но время высвечивания на два-три порядка меньше (обычно, несколько нс). Наибольшим световым выходом обладает сцинтиллятор, изготовленный при растворении р-терфенила в ксилоле при концентрации растворенного вещества 5 г/л.

Очевидные достоинства ЖС: быстродействие, хорошая прозрачность, простота и дешевизна изготовления, позволяют создавать детекторы большого объема (до нескольких тысяч литров) и легко вводить внутрь чувствительного объема те или иные вещества. Поэтому ЖС находят широкое применение для регистрации мягких β- и γ- излучателей (4π -ср геометрия).

Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или введением в сцинтиллятор соединений бора, кадмия, гадолиния. В органическом сцинтилляторе большого объема нейтроны эффективно замедляются и поглощаются бором, при этом образуются α-частицы, при радиационном захвате в кадмии испускается несколько γ-квантов с суммарной энергией около 7 МэВ). Некоторые ЖС создают возможность наилучшего разделения частиц с различной плотностью ионизации по форме импульса (NE213). Их основное предназначение – регистрация нейтронов в присутствии фона γ-квантов. В основе такого разделения лежит сильная зависимость формы импульса у некоторых органических сцинтилляторов (кристаллов стильбена и антрацена и ряда ЖС) от типа частиц. Временную зависимость интенсивности высвечивания ряда органических сцинтилляторов можно представить в виде быстрого экспоненциального компонента, за которым следует медленный компонент.

$$\mathbf{L(t) = A\ exp(-t/\tau_б) + B\ exp(-t/\tau_м)},$$

где $\tau_б$ и $\tau_м$ – постоянные времени быстрого и медленного компонентов. Соотношение быстрой и медленной компонент импульса у них зависит от плотности ионизации (рис. 39).

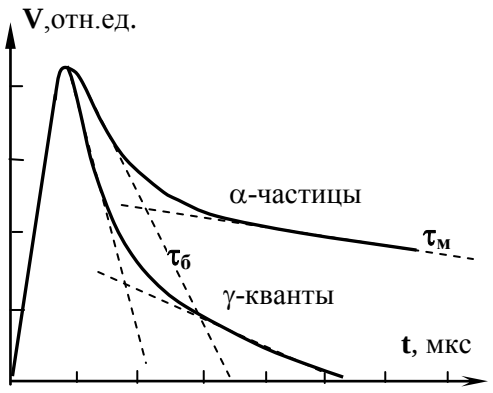


Рис. 39. Формы импульса в стильбене от α-частиц и γ-квантов

Для идентификации вида частиц сравниваются количества света (заряды частей импульсов $Q_м$ и $Q_б$) в компонентах сцинтилляций. Рассматривая значение $R = Q_м/Q_б$, например, в стильбене, получим для α-частиц R = 0,315; для протонов R = 0,22; для электронов (т.е. γ -квантов) R = 0,08. Таким образом, даже

с учетом статистических флуктуаций числа фотоэлектронов в ФЭУ, можно уверенно разделить частицы по их виду.

Органические кристаллы

В качестве твёрдых органических сцинтилляторов часто используются монокристаллы антрацена ($C_{14}H_{10}$), стильбена ($C_{14}H12$) и др. Все органические кристаллы обладают по сравнению с неорганическими, меньшими временами высвечивания и меньшей плотностью. Детекторы на их основе отличаются неплохими временными характеристиками, но меньшей эф-фективностью к γ-излучению. Обычно они, в различном кон-структивном оформлении, используются для регистрации и спектрометрии α- и β-частиц. Монокристаллы стильбена и толана, например, легко выращиваются до больших размеров и имеют короткие времена высвечивания. Стильбен хотя и обладает несколько меньшим световым выходом, чем антрацен, но зато длительность сцинтилляции у него значительно меньше (~ 7 нс), чем у антрацена, что позволяет использовать его в тех экспериментах, где требуется регистрация очень интенсивного излучения. Антрацен – один из первых известных сцинтилляторов, и при их сравнении по световыходу, световыход антрацена часто принимают за 1.

Стильбен имеет хорошие способности к разделению по форме импульса частиц с разной плотностью ионизации.

В заключение приведем сравнительные характеристики ряда упомянутых сцинтилляторов (таблицы 7 - 9).

Таблица 7. Характеристики органических сцинтилляторов

Материал	Плотность ($г/см^3$)	Время высвечивания, нс	Конверсионная эффективность, % (к электронам)	Длина волны макс. испускания, нм

Материал	Плотность ($г/см^3$)	Гигроскопичность	Коэфф. преломления	Радиационная длина	Время высвечивания, медленная компонента, (нс)	Время высвечивания, быстрая компонента, (нс)	Относительный световыход, % (фот./кэВ)	dE/dx МэВ/см	Энерг. разрешение, %	Длина волны макс. испускания, нм
NaI(Tl)	3.67	да	1.85	2.59	230	5	100 (8,8)	-	6-8	415
CsI(Tl)	4.51	слабая	1,79	2.45	700	20	30 (4,8)	-	10	550
BGO	7.13	нет	2.19	1.11	300-600	нет	12-13 (0,8)	9.2	10.1	480
BaF_2	4.88	слабая	1.56	2.06	600	<0.9	3-5 (0,14)	6.5	18	195-220
CaF_2-Eu	3.19	нет	1,44	-	-	-	8.4 (29)	-	9-10.5	430
$YAlO_3$: Ce	5.35	нет	1.94	2.36	250	17-35	30-40 (2)	-	-	350-390
$Y_3Al_5O_{12}$: Ce	4.56	-	-	3.56	-	-	30 (1,4)	-	-	550
BeO	-	-	-	-	320	10	4,1-6,7	-	-	-
$LaBr_3$(Ce)	5.3	нет	-	-	-	30	45-60	-	3-5	390
$LaCl_3$(Ce)	-	-	-	2.8	-	30	50	-	-	-
ZnO					3.8	0.4	(10)			295
LSO:Ce	7.4	-	-	1.14	-	40	75 (2,5)	-	10	420
$CdWO_4$	-	-	-	-	-	-	(19.5)	-	7.5	500-600
GSO:Ce	6.71	нет	1.9	1.39	600	30-60	40	-	9.5	435-450
CdI_2	5.76	-	-	1.50	-	3	10	-	-	540

Таблица 8. Характеристики кристаллических неорганических сцинтилляторов

Таблица 9. Характеристики газовых сцинтилляторов (при давлении 740 мм рт. ст., для α-частиц с энергией 4,7 МэВ)

Газ	Время высвечивания,	Конверсионная эффективность, %	Длина волны макс. испускания, нм
Ксенон	10	14	325
Криптон	10	8,7	318
Аргон	10	3	250
Азот	3	2	390

3. Конструкции сцинтилляционных датчиков

При работе со сцинтилляционными счетчиками всегда необходимо добиваться наибольшего отношения амплитуды

импульсов сигнала к амплитуде шумовых импульсов, что принуждает оптимально использовать интенсивности вспышек, возникающих в сцинтилляторе. Часто сцинтилляторы упаковывают в металлический контейнер, закрываемый с одного конца плоским стеклом. Между контейнером и сцинтиллятором размещается слой материала, отражающего свет (зеркально или диффузно) и способствующего наиболее полному его сбору на фотокатоде ФЭУ. Наибольшей отражательной способностью обладают окись магния (0,96), двуокись титана (0,95), гипс (0,85 - 0,90), используется также алюминий (0,55 - 0,85). Особое внимание должно быть обращено на тщательную упаковку гигроскопичных сцинтилляторов. Так, например, наиболее часто используемый фосфор NaJ (Tl) очень гигроскопичен и при проникновении в него влаги желтеет и теряет свои сцинтилляционные свойства.

Негигроскопические сцинтилляторы нет необходимости упаковывать в герметические контейнеры, но для увеличения светосбора их также окружают отражателем. Все твердые сцинтилляторы должны иметь на одном из торцов выходное окно, которое и сочленяется с фотокатодом ФЭУ. В месте сочленения могут быть значительные потери интенсивности света сцинтилляции из-за различия в коэффициентах преломления света в сцинтилляторе и стекле фотокатода ФЭУ. Во избежание этих потерь между сцинтиллятором и ФЭУ вводится тонкий слой прозрачного вещества с промежуточным значением коэффициента преломления света (канадский бальзам, оптический вазелин, минеральные или силиконовые масла), чем и создается оптический контакт.

В ряде случаев сцинтиллятор не может быть помещен непосредственно на фотокатод ФЭУ. В таких случаях для передачи света от сцинтиллятора на фотокатод используется световод. В качестве световодов применяются полированные стержни из прозрачных материалов – таких, как люсит, плексиглас, полистирол, а также металлические или плексигласовые трубки, заполненные прозрачной жидкостью. Потери света в све-

товоде зависят от его геометрических размеров и от материала. В некоторых экспериментах необходимо использовать изогнутые световоды. Лучше применять светопроводы с большим радиусом кривизны. Хорошие результаты дает применение оптоволоконных жгутов. Световоды позволяют также сочленять сцинтилляторы и ФЭУ разных диаметров. При этом используются конусообразные или адиабатические световоды. Сочленение ФЭУ с жидким сцинтиллятором производится либо через световод, либо непосредственным контактом с жидкостью.

Твердотельные детекторы

1. Полупроводниковые детекторы

Принцип действия *полупроводниковых детекторов* (ПД) также основан на ионизационных эффектах. Но в отличие от газоразрядных детекторов здесь свободные носители заряда создаются ионизирующим излучением не в газе, а в твердом теле. Наибольшее распространение получили полупроводниковые детекторы из кристаллов кремния (плотность 3,3 г/см^3) и германия (5,3 г/см^3). В полупроводниковом детекторе определенным образом создается чувствительная область (область p-n перехода), в которой нет свободных носителей заряда. Электронно-дырочный переход – область пространства на стыке двух полупроводников p- и n-типа, в которой происходит переход от одного типа проводимости к другому (n-negative, электронный; p – positive, дырочный).

Рассмотрим процессы в *n-p*-переходе при отсутствии внешнего источника напряжения (рис. 40). Так как носители заряда совершают беспорядочное тепловое движение, то происходит их диффузия из одного полупроводника в другой. Концентрация электронов в n-слое больше, чем в

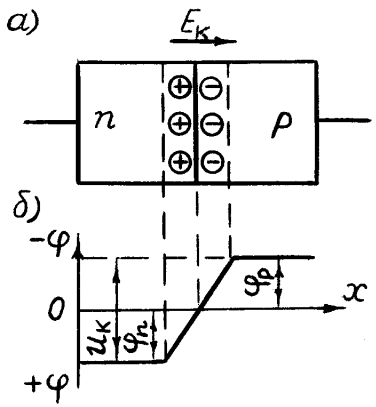


Рис. 40. Принципиальная схема работы p-n перехода в ПД

p-слое, и часть электронов перейдет из n-слоя в p-слой. Одновременно наблюдается диффузионный переход дырок из p-слоя в n-слой. В результате в n-слое остается нескомпенсированный объемный заряд положительных ионов, а в p-слое – нескомпенсированный объемный заряд отрицательных ионов. Между образовавшимися объемными зарядами возникает контактная разность потенциалов $\mathbf{U_к = \varphi_n - \varphi_p}$ и электрическое поле напряженностью $\mathbf{E_к}$. На потенциальной диаграмме p-n перехода на рис. 40 (б) за нулевой потенциал принят потенциал граничного слоя. В p-n переходе возникает потенциальный барьер, препятствующий диффузионному перемещению носителей заряда. Высота барьера равна контактной разности потенциалов и обычно составляет десятые доли вольта. Таким образом, в p-n переходе вследствие ухода электронов и дырок вглубь p- и n-областей образуется обедненный зарядами слой, называемый запирающим и обладающий большим сопротивлением в сравнении с сопротивлением остальных объемов n- и p-областей. Если источник внешнего напряжения положительным полюсом подключить к полупроводнику n-типа и отрицательным к p-типа (обратное включение), то потенциальный барьер возрастает до величины $\mathbf{U_к + U_{обр}}$ и переход расширится.

Попав в эту область, заряженная частица вызывает ионизацию, соответственно в зоне проводимости p собираются электроны, а в валентной зоне n – дырки, т.е. возникает импульс тока через переход ($\mathbf{I = I_э + I_д}$). В *поверхностно-барьерных детекторах типа p-n* напряжение выбирается от нескольких десятков вольт до нескольких сотен вольт. При этом толщина перехода зависит от напряжения как $\mathbf{V^{0,5}}$ и не превышает 1 мм. Остальная часть кристалла полупроводника образует нечувствительный (мёртвый) слой. Детекторы с малой толщиной чувствительной области пригодны для регистрации сильноионизирующих заряженных частиц. Для регист-

рации слабоионизирующего излучения (например, γ-квантов) необходимы детекторы с большей протяженностью чувствительной области.

Значительная толщина чувствительной области создается у ПД другого типа – *p-i-n типа,* в котором для расширения перехода в него вводятся примесь ионов лития. Ионы Li захватывают носители и уменьшают проводимость, увеличивая чувствительную область для плоских (*планарных*) ПД до 15 мм и позволяет создавать коаксиальные дрейфовые германиевые ПД с примесью Li – (Ge(Li)) с рабочим объёмом до 300 см^3 для регистрации жёстких γ-квантов. Из сверхчистого Ge также изготавливают планарные ПД площадью около 20 см^2 с толщиной чувствительного слоя до 16 мм и коаксиальные ПД объёмом до 100 см^3. Схематичные конструкции ПД разных типов приведены на рис. 41.

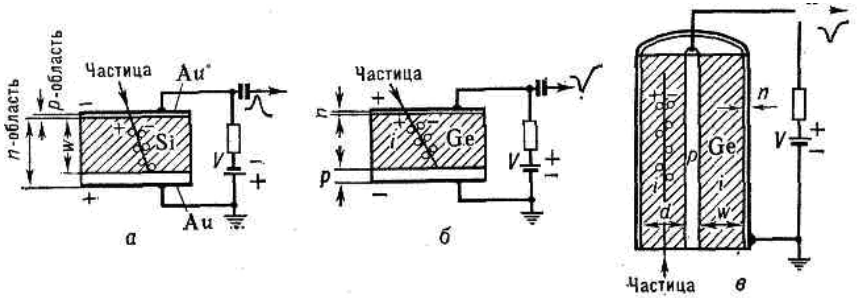


Рис. 41. Схемы ПД (штриховкой выделена чувствительная область). а – кремниевый поверхностно-барьерный ПД p-n типа, б – планарный диффузионно-дрейфовый германиевый детектор (p-i-n тип); в – коаксиальный диффузионно-дрейфовый Ge(Li)-детектор (p-i-n тип)

Заряд, собранный на электродах ПД, пропорционален энергии, выделенной частицей при прохождении через чувствиительный слой. Поэтому, если частица полностью тормозится в нём, ПД может работать как спектрометр. Средняя энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары, в полупроводнике мала (у Si – 3,8 эВ, у Ge –

2,9 эВ). В сочетании с высокой плотностью вещества это позволяет получить высокую разрешающую способность по энергии, достигающую ~ 1% при **ΔE**=10 кэВ и ~ 0,1% при **ΔE**=1000 кэВ. Если частица полностью тормозится в чувствительном слое, то эффективность её регистрации 100%. Большая подвижность носителей тока в Ge и Si позволяет быстро собирать заряд на электродах за время ~ 10 нс, что обеспечивает хорошее временное разрешение планарных ПД p-n типа с тонким переходом.

Высокое энергетическое разрешение ПД p-i-n типа может быть достигнуто лишь при охлаждении детекторов до температуры жидкого азота, т.к. из-за малой ширины запрещённой зоны в Si и Ge концентрация в ней остаточных свободных носителей при комнатной температуре велика. Кроме того, при охлаждении существенно увеличивается подвижность носителей, благодаря чему обеспечивается более полный их сбор на электродах. Для снижения суммарных шумов от детектора и входной цепи электроники предусилитель располагают обычно в непосредственной близости от детектора и более того, головной каскад предусилителя (полевой транзистор) размещают непосредственно на детекторе и вместе с ним охлаждают до температуры жидкого азота. Кремниевые ПД p-n типа охлаждения обычно не требуют.

В качестве материалов для ПД могут использоваться и другие вещества – CdTe, GaAs .

ПД обладают слабой зависимостью амплитуды импульса от плотности ионизации в треке частицы в отличие от сцинтилляторов, а также высокой линейностью. На рис. 42 показаны зависимости амплитуд импульсов от энергии для различных ионов.

Для использования ПД в системе телескопов датчиков для выделения направления движения частиц изготавливаются тонкие “пролетные” кремниевые детекторы p-n типа большой площади.

Применение Ge(Li) и особенно HPGe детекторов для прецизионной гамма-спектрометрии получило большое распространение в последние десятилетия не только в ядерной физике, но и в целом ряде прикладных задач, вытесняя сцинтилляционный метод. У HPGe- детекторов (igh purity Ge) с концентрацией примесей ~ 10^{-10} в 1 см^3 нет необходимости охлаж-дения во время хра-нения, но необходимо охлаждение при работе с целью уменьшения шумов. Структура HPGe детектора показана на рис. 43.

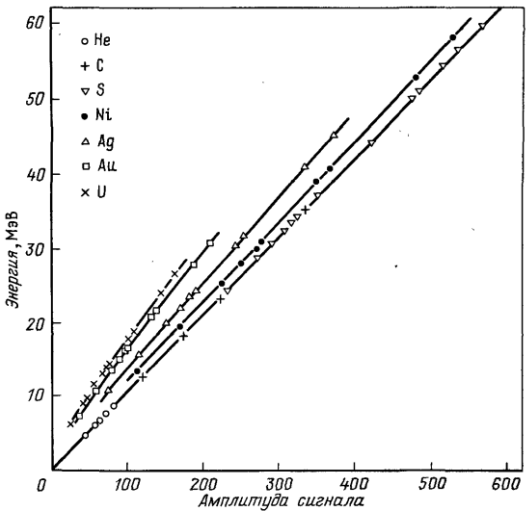


Рис. 42. Сравнение амплитуд импульсов планарного ПД p-n типа для различных тяжелых ионов

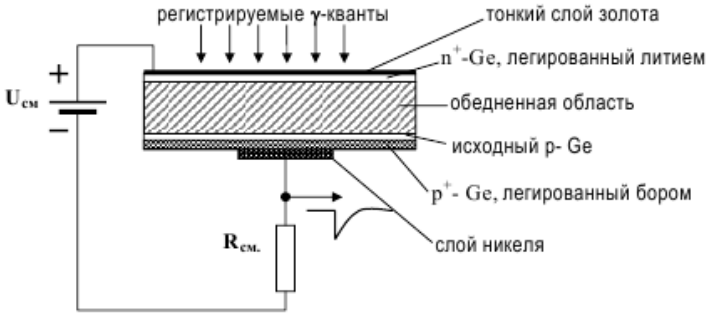


Рис. 43. Структура и схема подключения HPGe детектора

Для того чтобы весь заряд можно было зарегистрировать, необходимо, чтобы время собирания образованных носителей в приложенном к p-n переходу электрическом поле было зна-

чительно меньше, чем время жизни неравновесных носителей заряда. В связи с этим напряжение смещения выбирается довольно высоким (>1000 В). Детектор помещают в вакуумный объем и соединяют с жидким азотом посредством хладопроводящего стержня (обычно из меди).

Энергетическое разрешение детектора зависит от процессов, происходящих как в самом детекторе, так и в электронном тракте и определяется тремя главными факторами:

1) статистическими флуктуациями числа электронно-дырочных пар;

2) флуктуацией тока утечки детектора,

3) шумами предусилителя.

Рекордное достигнутое разрешение германий-литиевого ПД составило около 800 эВ для гамма-квантов ^{137}Cs 661 кэВ.

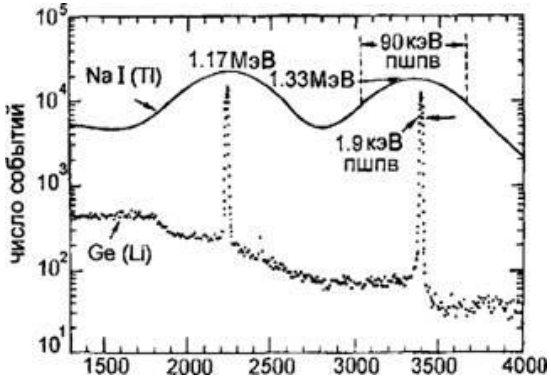


Рис. 4. Сравнение аппаратурных спектров гамма-квантов источника ^{60}Co измеренных с помощью сцинтилляционного (NaI(Tl)) спектрометра и Ge(Li) спектрометра. ПШПВ – полуширина пика на полувысоте

Преимущества Ge(Li) гамма-спектрометрии перед сцинтилляционной хорошо демонстрирует рис. 44.

В ядерной физике высоких энергий в последние годы в качестве детекторов полного поглощения энергии стали применяться многослойные HPGe детекторы (сборки) с рекордным энергетическим разрешением (860 кэВ при энергии ядер ^{3}He 358 МэВ).

2. Микростриповые координатные детекторы

Для очень точного определения координат частиц используют *полупроводниковые микростриповые детекторы*. Они

представляют собой пластины монокристалла кремния, на одну из поверхностей которых наносятся тонкие электроды (стрипы), отстоящие друг от друга на расстоянии ~20 мкм, а другая покрывается металлическим слоем. На электроды подается напряжение несколько вольт. Электронно-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, двигаются к ближайшим электродам и регистрируются в виде импульсов тока. Пространственное разрешение микростриповых детекторов уступает только ядерным эмульсиям и достигает 10 мкм. Временное разрешение около 10 нс. Конструкция микрострипового детектора приведена на рис. 45.

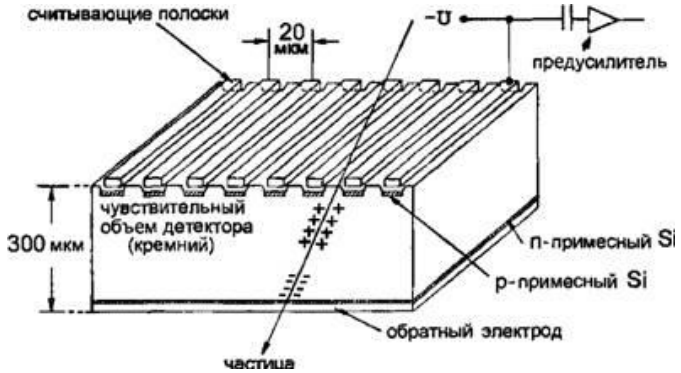


Рис. 45. Конструкция кремниевого микрострипового координатного детектора

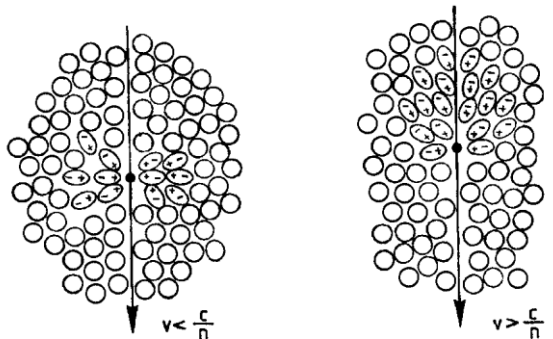
Двухмерное координаты точки пролета частицы можно получить, если считывание с детектора осуществляется с обеих сторон кремниевой пластины по перпендикулярным полоскам. Если кремниевую микросхему разбить словно матрицу на много подушечек, которые электронным образом экранированы друг от друга потенциальными ямами, величины энерговыделения от сложных событий в катодных подушечках считываются полоска за полоской. Время считывания весьма велико из-за последовательной обработки. Однако оно позволяет получить двухмерную картину в плоскости, перпенди-

кулярной направлению пучка. При размере пикселя 20 х 20 мкм^2 можно получить пространственное разрешение 5 мкм. Такие кремниевые микростриповые счетчики часто используют как вершинные детекторы в экспериментах на накопительных кольцах в составе комплексных детекторов.

Черенковские детекторы

Принцип работы этого детектора основан на регистрации излучения, открытого П.А. Черенковым в 1934 г. и возникающего при движении заряженной частицы в прозрачной среде со скоростью **v** большей скорости света **v** в этой среде. Поскольку **v = c/n**, где **c** – скорость света в вакууме, а **n –** показатель преломления среды, то условие возникновения с черенковского излучения имеет вид **v > c/n**. Так, коэффициент преломления воды 1,33, а скорость света в воде $2{,}26\cdot10^8$ м/сек, у плексигласа **n** = 1,50, а **v** = $2\cdot10^8$ м/сек. Если заряженная частица попадает из вакуума в прозрачное вещество со скоростью **v > c/n**, то она будет двигаться в этом веществе со скоростью, превышающей скорость света с в данной среде. Такое движение электронов в воде наблюдается уже при сравнительно низких энергиях, превышающих 0,26 МэВ.

Черенковское свечение является когерентным электромагнитным излучением диполей, образующихся в результате поляризации атомов среды пролетающей заряженной частицей. Временное изменение поля диполя приводит к испусканию излучения. Пока **v < c/n**, диполи симметрично расположены вокруг трека частицы, так что их суммарное электромагнитное поле равно нулю и излучения нет. Если частица движется со скоростью **v > c/n**, симметрия расположения диполей нарушается, возникает отличный от нуля дипольный момент, направленный по ходу движения частицы, что приводит к испусканию электромагнитного излуче-



ния в узком конусе вокруг трека части-цы (рис. 46).

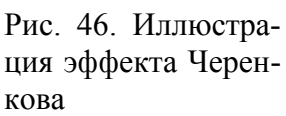


Рис. 46. Иллюстрация эффекта Черенкова

Величина угла θ между направлением излучения и траекторией частицы связана с **v** и **n** соотношением: $\cos\theta = c/vn$. Таким образом, по мере роста энергии частицы **v** значение угла полураствора конуса излучения θ увеличивается от 0 до предельного значения $\theta_{гр} = \arccos(1/n)$. Отсюда следствие: измерение угла θ излучения Черенкова позволяет определить скорость (энергию) частицы. Черенковское излучение имеет непрерывный спектр частот (длин волн). Практическое значение имеет лишь узкий диапазон в видимой части спектра (400-700 нм), поскольку обычные среды, служащие в черенковских детекторах радиаторами непрозрачны для ультрафиолета. Интенсивность **N** черенковского излучения на 1 см пути в интервале длин волн от λ_1 до λ_2 выражается соотношением:

$$N_{\lambda_1\lambda_2} = 2\pi\cdot\alpha\cdot l\cdot z^2\cdot\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right)\cdot\sin^2\Theta \approx 490\cdot\sin^2\Theta\cdot z^2$$

где α - постоянная тонкой структуры ($\alpha = e^2/hc = 1/137$), **l** – длина трека частицы в радиаторе, **z** – заряд частицы. Это значит, что интенсивность черенковского излучения растет с ростом энергии частицы, а также с увеличением её заряда. Это используется для идентификации тяжелых высокоэнергетичных ионов в релятивистской ядерной физике.

Вклад черенковского излучения в потери энергии частицей мал по сравнению с потерями на ионизацию атомов среды и их возбуждение (даже в газах < 1%). Быстрая заряженная частица при движении в твердой среде вызывает черенковское излучение интенсивностью ~ 100 фотонов/см, а в газообразных средах ~ 10 фотонов/см, т.е. черенковское излучение примерно в 100 раз слабее, чем сцинтилляционное. Поэтому важной задачей черенковского счетчика является максимальное соби-

рание света на ФЭУ.

Для измерения угла черенковского излучения придумано много конструкций черенковских счетчиков, но основными их элементами являются радиатор (вещество с коэффициентом преломления **n**, в котором движется исследуемая частица, ФЭУ и оптическая линза (системы линз)). Радиаторы изготавливают из твёрдых, жидких и газообразных веществ. Они должны быть прозрачны к черенковскому излучению и иметь низкий уровень сцинтилляции, создающих фоновые сигналы. Наиболее употребляемые материалы радиаторов: органическое стекло (**n** = 1,5), свинцовое стекло (**n** = 1,5), этиленгликоль (**n** = 1,427), вода (**n** = 1,33). У газов **n** существенно меньше ~ 1.002 (пентан). Использование кремниевых аэрогелей, однако, позволило охватить и этот недостающий диапазон показателей преломления**.** Зависимость угла излучения от относительной скорости частицы для некоторых радиаторов показана на рис. 47.

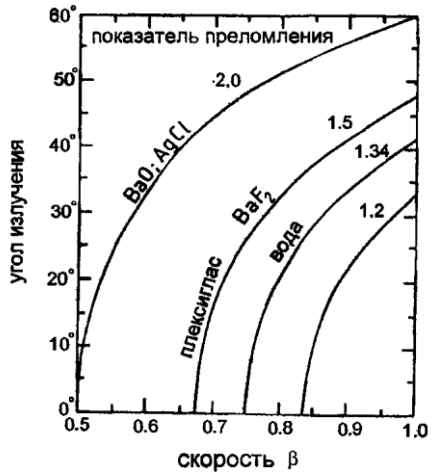


Рис. 47. Угол черенковского излучения в зависимости от относительной скорости частицы в некоторых радиаторах

Конструкция простого черенковского счетчика показана на рис. 48. Две группы частиц с разными энергиями излучают свет под уг-

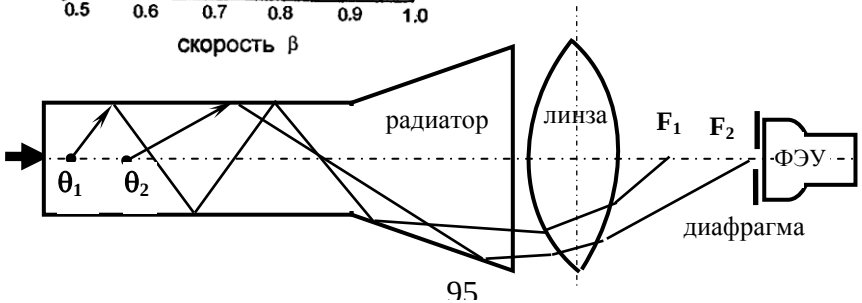


Рис. 48. Принцип работы дифференциального черенковского счетчика с фиксированным фокусом

лами θ_1 и θ_2. В радиаторе обеспечивается условие зер-кального отражения света от поверхности радиатора. С по-мощью линзы свет собирается в двух фокусах F_1 и F_2. Рас-стояние между этими фокусами и линзой зависит от угла θ, т.е. от энергии частиц. Перемещая ФЭУ с диафрагмой вдоль оси можно определить энергии частиц.

В зависимости от особенностей оптической системы черенковские счетчики разделяются на пороговые (без фокусировки) или интегральные и дифференциальные (с фокусировкой). Пороговые счетчики обычно используются для счета числа частиц, прошедших через радиатор (при этом регистрируются только частицы с $\mathbf{v > c/n}$). Так, с радиатором из плексигласа регистрируются протоны с энергией более 330 МэВ и электроны с энергией более 180 кэВ. Дифференциальные счетчики предназначены для измерения скорости быстрых частиц. Существуют системы с фиксированным (рис. 48) или регулируемым положением фокуса.

Достоинством черенковских счетчиков по сравнению с другими типами детекторов является высокая разрешающая способность по времени. В среде с постоянным коэффициентом преломления толщина волнового фронта бесконечно мала, следовательно, должна быть очень малой длительность световой вспышки. Однако из-за дисперсии $\mathbf{n(\lambda)}$ волновой фронт реально имеет некоторую толщину. В радиаторе толщиной 20 - 30 см длительность светового импульса не превышает 1 нс. Из-за отражений от стенок это время может увеличиваться до нескольких наносекунд.

Трековые детекторы

Трековыми детекторами называют группу детекторов, в которых при прохождении заряженной частицы возникает визуально наблюдаемый след (трек) этой частицы. Трековые детекторы сыграли выдающуюся роль в силу наглядности и возможности получения исчерпывающей пространственной картины изучаемого процесса. Благодаря этим детекторам бы-

ли открыты ядерные распады и реакции, частицы (позитрон, мюон, заряженные пионы, странные и очарованные частицы). К трековым детекторам относятся конденсаторные камеры (Вильсона и диффузионные), пузырьковые камеры, искровые и стримерные камеры, фотоэмульсии и трековые детекторы следов повреждений.

Механизмы действия трековых детекторов разнообразны. В камере Вильсона и диффузионной камере – это конденсация пересыщенного пара на ионах, образованных ионизирующей частицей в газе; в пузырьковой камере – вскипание перегретой жидкости в точках высокого локального энерговыделения на траектории частицы (≥ 1 кэВ); в стримерной камере – появление пространственно локализованных слабосветящихся электронных лавин (стримеров) размером менее 1 мм, которые вырастают в сильном импульсном электрическом поле на сгустках ионизации, созданных в газе заряженной частицей. В искровой камере вдоль колонки лавин (стримеров) происходит искровой пробой, так что след представляет собой яркий тонкий плазменный шнур.

Регистрация следов в трековых детекторах производится прямым фотографированием (в конденсационных, пузырьковых, искровых камерах), фотографированием с предварительным электронно-оптическим усилением изображения (в стримерных камерах); с помощью микроскопа (ядерные фотоэмульсии и детекторы следов повреждений). К недостаткам трековых детекторов относятся необходимость поиска событий и сложность анализа изображения следа. Автоматизация этих процессов сопряжена с трудностями, что сдерживает скорость просмотра и обработки больших массивов данных.

Камера Вильсона представляет собой ёмкость со стеклянной крышкой и поршнем в нижней части, заполненная насыщенными парами воды, спирта или эфира. Пары тщательно очищены от пыли, чтобы до пролёта частиц у молекул воды не было центров конденсации. Когда поршень опускается, то за счет адиабатического расширения пары охлаждаются и стано-

вятся перенасыщенными. Заряженная частица, проходя сквозь камеру, оставляет на своем пути цепочку ионов. Пар конденсируется на ионах вдоль следа частицы. За 1 мс капельки вырастают до видимых размеров. Камера Вильсона сыграла огромную роль в изучении строения вещества. На протяжении нескольких десятилетий она оставалась практически единственным инструментом для визуального исследования ядерных излучений и исследования космических лучей.

Пузырьковую камеру изобрел и усовершенствовал в начале 1950-х годов Д.Глейзер. Исходя из аналогии с камерой Вильсона, он нашел иной фазовый переход, который тоже позволяет визуализировать следы частиц. В его приборе используется перегретая жидкость, которая вскипает вблизи центров зародышеобразования, которыми служат ионы. Проходя через такую жидкость, частица оставляет за собой след из пузырьков.

Камеры часто помещают в магнитное поле. Это приводит к искривлению траекторий заряженных частиц, обратно пропорциональному их импульсу. При этом положительно заряженные частицы отклоняются в одном направлении, а отрицательно заряженные – в другом. Таким образом, в дополнение к пространственной картине, которую дают эти приборы, они позволяют измерить импульс частицы и определить знак ее заряда.

Ядерные эмульсии, как и обычные светочувствительные, состоят из желатина и взвешенных частиц кристаллического бромистого серебра (AgBr) размером до 0,3 мкм, но в отличие от последних имеют существенно большую толщину – до нескольких сотен микрон (толщина обычных эмульсий 10 мкм). Заряженные частицы, проходя через слой эмульсии, ионизуют атомы, лежащие на их пути. В результате происходит разложение бромистого серебра и образование центров скрытого изображения. При последующей проявке в эмульсии образуются мельчайшие зёрна металлического серебра размером до 1 мкм, которые наблюдаются под микроскопом в виде то-

чек различной жирности. Это позволяет измерять положение частицы с гораздо большей точностью, чем в пузырьковой камере и камере Вильсона. След частицы имеет вид цепочки таких точек со средним расстоянием между ними, не превышающим 5 мкм. По характеру этого следа (концентрации точек и отклонению от прямолинейности) можно идентифицировать тип частицы.

Эмульсии часто облучают стопками, что позволяет получать 3-мерную реконструкцию трека. После облучения в потоке частиц стопки разделяют на листки для проявления и анализа. Благодаря большой концентрации серебра плотность фотоэмульсий довольно велика, а поэтому потери энергии сильноионизующих частиц даже на сравнительно небольшом пробеге в эмульсии могут достигать десятков и сотен МэВ. Плотность следа (число почерневших зерен на единицу его длины) прямо пропорциональна ионизации, производимой падающей частицей и, следовательно, зависит от ее энергии. Кроме того, в результате многочисленных столкновений с атомами эмульсии траектория частицы обнаруживает отклонения. По результатам измерения плотности следа и его отклонений можно определить массу частицы, оставившей след, а тем самым идентифицировать ее. Путем таких же измерений можно определить заряд частицы. Так были обнаружены ядра железа с высокой энергией в космических лучах.

Физической основой метода регистрации тяжелых заряженных частиц с помощью *диэлектрических детекторов следов повреждений* (ДСП) является образование в их микроструктуре узких зон нарушенного радиацией вещества – латентных (скрытых) треков. Непосредственное наблюдение таких треков очень малого диаметра возможно с помощью электронного микроскопа, а также путем специального окрашивания деструктурированного радиацией вещества. Однако эти методы весьма трудоемки и практически непригодны для изучения редких событий в ядерно-физических экспериментах. Гораздо удобнее использовать для визуализации треков обыч-

ный оптический микроскоп после соответствующего травления облученных детекторов. Значение химического травления ДСП заключается в том, что вещество в треке удаляется значительно быстрее, вследствие чего образуется кратер, величиина которого в зависимости от продолжительности травления и энергии частицы, может достигать уже несколько микрон.

Несомненным достоинством данного метода является высокое пространственное разрешение и его документальность, т.е. регистрация практически каждого акта взаимодействия тяжелой заряженной частицы с веществом. В силу этого пленки ДСП имеют высокую эффективность регистрации тяжелых заряженных частиц с большим энерговыделением в веществе детектора, и могут сохранять информацию долгое время после облучения. С другой стороны, ДСП не пригодны для регистрации слабоионизирующих излучений. С помощью широко применяемых ДСП (слюда, пластик) можно регистрировать только частицы с линейной передачей энергии более ~4-5 кэВ/мкм. Это соответствует протонам с энергией менее 20 МэВ (что позволяет регистрировать и быстрые нейтроны по протонам отдачи), альфа-частицы с энергией менее 50 МэВ/н и ядра с $Z > 6$ любых энергий. ДСП не могут применяться в интенсивных полях излучения, а их фон зависит от срока хранения детектора перед облучением. Основным же недостатком ДСП является длительный и трудоемкий процесс их обработки и извлечения информации (просмотр каждого трека человеком на микроскопе).

Наиболее подходящим материалом ДСП является полиаллил дигликоль карбонат более известный, как CR-39. Его наиболее чувствительные модификации позволяют регистрировать нормально падающие на детектор протоны с энергией ниже 27 МэВ. Существует два метода травления: чисто химическое и электрохимическое. Наиболее употребляемые травители полимерных детекторов – гидроокиси щелочных металлов (NaOH, KOH, KMgO). Скорость травления зависит от

концентрации травителя и его температуры. Рис. 49 демонстрирует механизм формирования трека частицы в ДСП и образования лунки в результате травления.

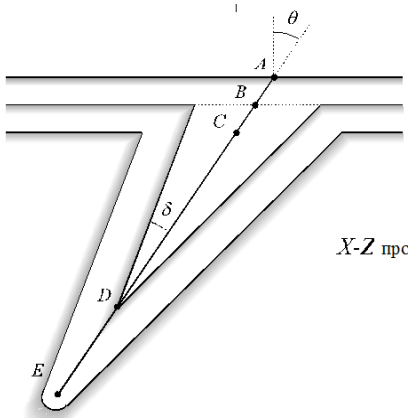


Рис. 49. Механизм образования лунки в ДСП при травлении

Зная скорости травления можно определить частицы, сформировавшие трек, так как первичный размер трека зависит от плотности ионизации, а также оценить их энергии. Поэтому данный метод можно применять для оценки дозы тяжелых заряженных частиц, например, от галактического космического излучения на борту космических аппаратов (рис. 50).

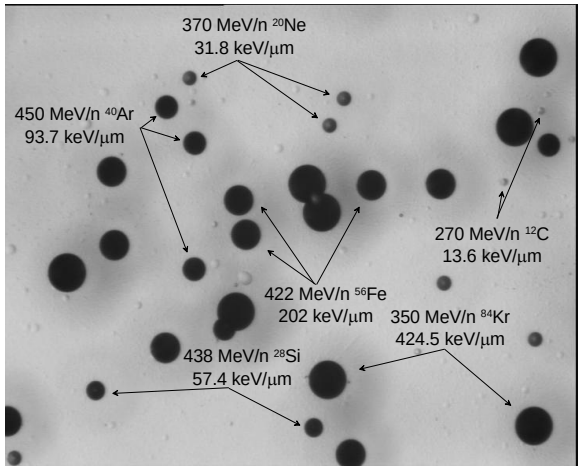


Рис. 50. Пример реконструкции событий с помощью детектора CR-39

Метод электрохимического травления состоит в приложении к детектору во время химического травления переменного электрического поля высокой напряженности. Процесс проводится обычно в двуячеистых камерах, где трековый детектор является перегородкой. Скорость формирования лунок при электрохимическом травлении существенно возрастает (но ухудшается воз-

можность анализа частиц по форме и размеру лунки). Этот метод применяется только для счета частиц.

В заключении приведем таблицу сравнительных характеристик различных детекторов.

Таблица 10. Сравнительные характеристики некоторых детекторов

Детектор	Пространственное разрешение, см	Временное разрешение, с
Ионизационная камера	1	10^{-6}
Пропорциональный счётчик	1	10^{-7}
Счётчик Гейгера	1	10^{-6}
Сцинтилляционный счётчик	1	10^{-9}
Полупроводниковый детектор	1	10^{-9}
Фотоядерные эмульсии	10^{-4}	
Камера Вильсона	10^{-1}	10^{-1}
Диффузионная камера	10^{-1}	1
Пузырьковая камера	10^{-2}	10^{-3}
Искровая камера	10^{-2}	10^{-6}
Пропорциональная камера	10^{-2}	10^{-7}

ОСНОВЫ ЯДЕРНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

С методической точки зрения в любом ядерно-физическом эксперименте решаются две связанные задачи:

1) выделение по некоторым характерным признакам из общей совокупности событий полезного события или эффекта, являющегося целью исследования;
2) измерение физических характеристик эффекта.

Условия проведения эксперимента зачастую бывают сложными, т.к. исследуемый эффект всегда протекает наряду с фоновыми, маскирующими и затрудняющими измерение полезного сигнала или эффекта. Фоновые события также загружают регистрирующую аппаратуру бесполезной информацией, создают перегрузку и т.д. Совокупность электронных устройств, служащих для выделения эффекта на уровне фона, а также систему связей между ними называют электронной логикой отбора полезных событий.

При регистрации частиц с активных детекторов снимаются электрические сигналы (импульсы), которые несут в себе всю полезную информацию – в амплитуде, форме импульсов, их количестве, моментах появления и т.д. В ядерных реакциях эффекты многих вторичных продуктов связаны между собой физическими закономерностями, т.е. коррелированны по времени проявления, пространственной ориентации, энергии, импульсу. Соответственно, выделение полезных событий основывается на выделении коррелированных событий на фоне случайных. Так, вследствие большой скорости движения **v** высокоэнергетичной частицы, два пролетных датчика, расположенных на расстоянии **x** друг от друга при её пролете сквозь них дадут практически совпадающие по моменту появления сигналы (временной интервал событий будет равен **x/v**). Отсюда, практически мгновенная регистрация импульсов в обоих детекторах свидетельствует с очень большой вероятностью, что их причиной была одна и та же частица, и что направление движения этой частицы лежало внутри телесного угла телескопа датчиков. Если при этом нас интересуют сильнионизирующие частицы, то вероятность именно их отбора может быть значительно увеличена за счет регистрации только импульсов с амплитудой выше пороговой. Это примеры двух основных видов анализа частиц – временного и амплитудного. В соответствии с этим все многообразие регистрирующей электроники делится на две основные группы – устройства временной селекции и устройства амплитудного анализа.

В ядерной электронике принят блочный принцип, т.е. в основе построения сложной электронной схемы эксперимента лежит набор отдельных, стандартизированных по функциям и электрическим параметрам, блоков. Входы и выходы разно--образных блоков согласованы между собой, чтобы сигналы между ними передавались без искажений. Унифицированы питание блоков и их размеры для компактизации аппаратуры и оптимизации её обслуживания. Современный сложный эксперимент немыслим без компьютерного управления и обработки информации, поэтому в системы электронных блоков входят контроллеры и интерфейсы для передачи данных в компьютер и обратно (управление работой блоков) согласно стандартизованным протоколам обмена информацией.

В ядерной физике низких и средних энергий до сих пор в основном применяются модульные системы NIM (**N**uclear **I**nstrumentation **M**odules) и CAMAC (**C**omputer-**A**ided **M**easurement **A**nd **C**ontrol). Несмотря на то, что это старые стандарты (NIM появился в 1964 г.) они удовлетворяют требованиям большинства экспериментов в этой области ядерной физики. В физике высоких энергий применяется аппаратура в стандартах FASTBUS и VMEbus - VERSA Module Europe.

Модули NIM и CAMAC вставляются в корзины (bin в стандарте NIM и crate в стандарте CAMAC), которые обеспечивают питание модулей. Система NIM не предназначена для работы с компьютером в отличие от системы CAMAC. Сигналы между блоками передаются только по кабелям. В крейте CAMAC кроме шин питания есть и сигнальные шины. Модули CAMAC соединяются с компьютером с помощью специального модуля крейт-контроллера, который обеспечивает передачу данных с цифровых блоков на компьютер и сигналов управления с компьютера на блоки. Типоразмеры NIM и CAMAC разные и модуль NIM не вставить в крейт CAMAC без специального переходника. Некоторые модули не вставляются в крейт, например, предусилители. От него они получают

только питание. Во всех стандартах используются напряжения питания ±6 В, ±12 В, ±24 В.

Быстрый логический сигнал в стандарте NIM имеет отрицательную полярность и создается током - 16 мА на нагрузке 50 Ом (“1” = -0,8 В, “0” - 0 В), фронты сигнала ~1 нс. Медленный логический сигнал (TTL) в NIM имеет амплитуду +5 В (логическая "1"), длительность ~ 0,5 мкс, фронты ~10 нс. Все логические блоки имеют входное сопротивление 50 Ом для согласования с кабелем с волновым сопротивлением 50 Ом.

Рассмотрим функции основных блоков для организации временного и амплитудного анализа и их принципы работы. Блоки подразделяются по виду сигналов на аналоговые (различные усилители, линейные ворота, линейные размножители и т.д.) и логические (формирователи, дискриминаторы, схемы совпадений и т.д.).

Усилители импульсов.

Амплитуды импульсов с детекторов, как правило, малы – единицы и десятки мВ, и работать с ними сложно на фоне собственных шумов электронных устройств. Поэтому обычно сигналы с детекторов увеличивают по амплитуде с помощью усилителей. Для амплитудного анализа крайне важно соблюдение пропорциональности между энерговыделением частицы в детекторе и амплитудой импульса, поэтому необходимо, чтобы усилитель не носил никаких искажений, т.е. во-первых, обладал высокой линейностью в широком диапазоне амплитуд импульсов от долей мВ до нескольких вольт по входу (< 0,1%), и во-вторых, очень низким значением собственных шумов, приведенным ко входу. Такие усилители называются *спектрометрическими* или базовыми. Стандартная максимальная амплитуда импульса на выходе составляет 10-12 вольт при коэффициенте усиления до 1024 (грубая и плавная регулировка). Они работают, как правило, с довольно медленными сигналами (сотни нс – несколько мкс) и для достижения наилучшего амплитудного разрешения в них предусмотрена возможность формирования сигнала путем интегрирования или дифферен-

цирования в широких пределах без потери пропорциональности (оптимальной формой сигнала для амплитудного анализа является квазигауссовая или треугольная). Входной сигнал – обеих полярностей, выходной – тоже или биполярный. Предусмотрена также возможность восстановления базовой линии при большой загрузке (средней частоты следования импульсов).

При временных измерениях, где нужная информация заключается в максимально точной временной отметки события, используются *быстрые усилители*, работающие с короткими сигналами (несколько нс). У них нет столь жестких требований к линейности, но они должны передавать короткий фронт импульса без искажения вплоть до очень больших загрузок. Коэффициент усиления у них, как правило, меньше (до 100). Часто в таких усилителях предусматривают два и больше аналогичных выхода для увеличения возможности построения сложных логических схем отбора событий.

При работе с полупроводниковыми детекторами, у которых амплитуды сигналов минимальны, усиление их сигналов необходимо произвести непосредственно у выхода детектора, с тем, чтобы передавать далее по кабелю уже усиленный и согласованный с кабелем сигнал. Для этой цели используются малошумящие *предусилител*и с коэффициентом усиления ~ 10. Обычно применяются так называемые зарядочувствительные предусилители, у которых амплитуда сигнала зависит только от заряда, созданного частицей в детекторе, и не зависит от величины емкостей детектора и входа предусилителя, которые могут меняться в процессе измерений. Во входной цепи предусилителя используются полевые транзисторы, работающие как при комнатной, так и при низкой температуре.

Пороговые формирователи импульсов

Сигналы после усилителя для построения системы логического отбора преобразуют в стандартную по амплитуде прямоугольную форму. Однако в составе сигналов присутствуют шумовые или сигналы малой амплитуды, не соответствующие

полезным сигналом. Поэтому блок формирующий логический импульс из аналогового имеет определенный порог. Если этот порог фиксирован на низком уровне для режекции сигналов малой амплитуды (или может меняется в пределах небольшого интервала), то такой логический блок называют *формирователем.* Его задача – осуществить как можно более точную временную отметку появления сигнала детектора и создать логический импульс, с которым производятся дальнейшие логиические операции. Временная отметка соответствует положению переднего фронта логического импульса на выходе формирователя. Как правило, длительность выходного импульса может меняться в определенных пределах.

Для получения точной временной привязки используются формирователи со следящим порогом или на основе метода пересечения нуля.

Дискриминаторы

Дискриминатор выполняет одновременно две задачи: производит отбор импульсов с определенной амплитудой и осуществляет функцию формирователя, т.е. формирует логический сигнал с временной привязкой. Дискриминаторы делятся на интегральные и дифференциальные. В интегральном дискриминаторе порог регистрации импульса может меняться от нуля до максимума. Временная отметка соответствует моменту достижения импульсом значения установленного порога дискриминации. Дифференциальные дискриминаторы имеют два уровня дискриминации – нижний и верхний. Сигнал на их выходе формируется в случае если амплитуда импульса на входе превышает значение нижнего порога, но меньше значения верхнего, т.е. попадает в “окно” дифференциального дискриминатора (рис. 51).

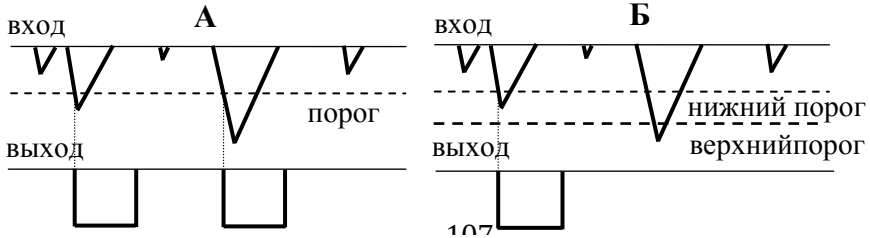


Рис. 51. Принцип работы интегрального (А) и дифференциального (Б) дискриминаторов

Дифференциальные дискриминаторы называют также одноканальными анализаторами импульсов. Ширина окна может фиксироваться и тогда меняется только нижний порог, или же оба порога могут меняться независимо. Большими возможностями обладают одноканальные анализаторы с временной привязкой или ***временные одноканальные анализаторы*** (Timing Single Channel Analyzers). В них выходные сигналы привязаны по времени к моменту появления входных импульсов. Существует несколько способов временной привязки (к максимуму импульса, по переднему фронту импульса, по нулю биполярного импульса, привязка со следящим порогом).

Схемы совпадений

Методы совпадений и антисовпадений являются одними из важнейших методов в экспериментальной ядерной физике. Они позволяют регистрировать частицы и кванты с заданной корреляцией между ними в пространстве и времени. Схема совпадений – электронное устройство, служащее для выделения из совокупности поступающих на него импульсов только таких, которые полностью либо частично перекрываются (совпадают) во времени. Схема совпадений работает с логическими сигналами и представляет собой устройство с несколькими входами и одним выходом, сигнал на котором появляется только тогда, когда есть сигналы на всех входах одновременно. Количество входов соответствует кратности схемы совпадений.

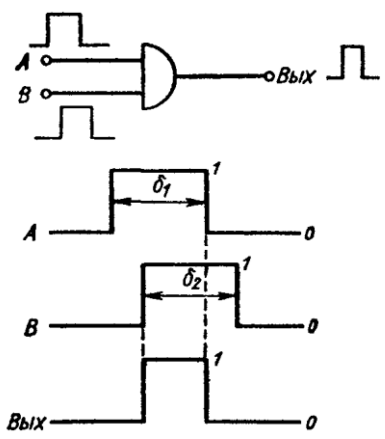


Рис. 52. Идеальная схема 2-х кратных совпадений. $2\tau_c = \delta_1 + \delta_2$

Схемы совпадений характеризуются разрешающим временем τ_c, т.е. максимальным временной сдвигом между входными сигналами, при котором они еще регистрируются как одновременные (рис. 52). Если схема совпадений используется в телескопе счетчиков S_1 и S_2 для выделения пролетающей через телескоп частицы, то сигнал первого счетчика надо задержать во времени на время пролета частицы между счетчиками **t** (ввести в канал первого счетчика линию задержки ЛЗ). Подбор необходимой величины временной задержки можно легко осуществить, построив так называемую кривую задержанных совпадений. Способ построения кривой задержанных совпадений иллюстрируется рис. 53. Измеряется зависимость скорости счета импульсов на выходе схемы совпадений от величины задержки в канале первого счетчика.

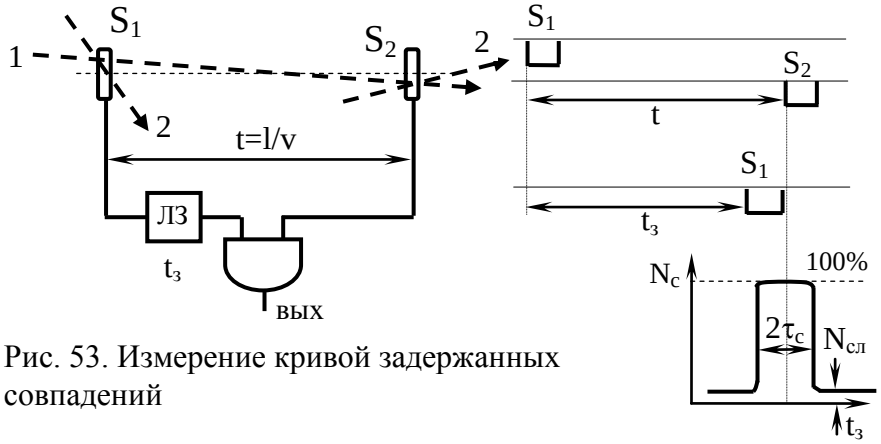


Рис. 53. Измерение кривой задержанных совпадений

Плато на вершине кривой совпадений свидетельствует о 100%-ной регистрации всех частиц, прошедших через телескоп (события типа 1). При этом предполагается, что поле излучения стационарно. Однако вне кривой совпадений счет схемы совпадений не становится равным нулю, а остается на некотором уровне $N_{сл}$, обусловленным случайными совпадениями во времени событий типа 2. Пусть N_1 скорость счета S_1, N_2 – скорость счета S_2. Тогда для 2-х кратной схемы совпаде-

ний скорость счета случайных совпадений $\mathbf{N_{сл} = 2N_1N_2\tau_c}$. В общем случае для схемы m-кратности $\mathbf{N_{сл} = m{\cdot}N_1N_2\ldots.N_m{\cdot}\tau^{m-1}}$.

В ряде экспериментов применяются мажоритарные схемы совпадений с кратностью более 3. В них сигнал на выходе схемы появляется при условии совпадений $\mathbf{2 \le k \le m}$. При этом порядок появления сигналов на входах значения не имеет.

В быстрых схемах совпадений, разрешающее время обычно определяется длительностью входных импульсов. В медленных схемах совпадений разрешающее время является независимым переменным параметром, задаваемым извне.

Область применений схем совпадений очень разнообразна. Приведем пример применения схемы совпадений для подавления собственных шумов сцинтилляционного детектора (рис. 54). Детектор облучается источником. Сигналы на выходе фотоумножителей, просматривающих детектор с двух сторон, обусловлены как событиями взаимодействия излучения с детектором, так и некоррелированными во времени собственными шумами ФЭУ. Сигнал совпадений соответствует полезным событиям в детекторе и отсутствует для шумовых сигналов. Используя сигнал со схемы совпадений для управления передачей линейного сигнала с ФЭУ 1 можно получить спектр событий с детектора, очищенный от примеси шумов.

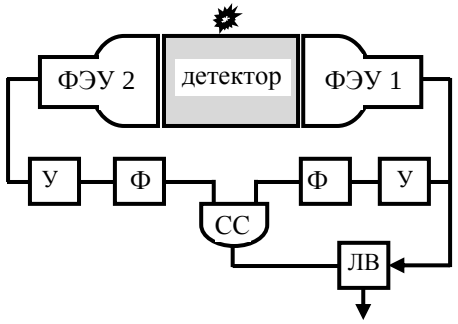


Рис. 54. Использование схемы совпадений для подавления некореллированных шумов

Почти всегда схема совпадений имеет помимо входов сигналов совпадений и вход сигнала антисовпадений. Импульс на выходе схемы совпадения в таком случае появляется при наличии совпадающих сигналов на входах совпадений и отсутствия сигнала антисовпадений, т.е. сигнала “запрет”. Для надежной

работы канала антисовпадений желательно, чтобы этот сигнал пришел на вход схемы совпадений с некоторым опережением во времени, и его длительность превышала бы длительность сигналов совпадений.

Линейные ворота (линейные схемы пропускания)

Линейные ворота имеют два входа линейный и управляющий. На линейный вход поступают спектрометрические (линейные) сигналы, например от усилителя, на управляющий – логические сигналы. Линейные ворота обычно могут работать в двух режимах. В нормально закрытом режиме линейные ворота пропускают линейный сигнал при наличии сигнала на управляющем входе. В противном случае линейный сигнал блокируется. В нормально открытом режиме все наоборот. Линейный сигнал блокируется при наличии управляющего сигнала. Длительность управляющего сигнала в линейных воротах обычно может регулироваться. Поскольку линейные ворота применяются в спектрометрических каналах, то весьма важным их параметром является линейность, т.е. передача входного сигнала на выход без искажений и без ослабления.

Помимо линейных ворот существуют еще линейные размножители импульсов и линейные сумматоры (смесители) импульсов без управления логическими сигналами.

Временные задержки

Временная задержка как аналоговых, так и логических сигналов на сравнительно короткие времена (десятки нс) при достаточно малых искажениях их формы осуществляется с помощью высокочастотных кабелей с волновым сопротивлением 50 Ом. Задержка прохождения высокочастотного сигнала по такому кабелю ~ 5нс/м. Задержку логического сигнала на большие времена осуществляют специальными формирователями логических сигналов (Logic Shape Unit), позволяющим формировать выходные логические сигналы с большой регулируемой задержкой и регулируемой длительностью. Для большой временной задержки аналоговых сигналов применяются специальные усилители с коэффициентом усиления ~

1, но с плавной регулировкой временной задержки (Delay Amplifier).

Амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП)

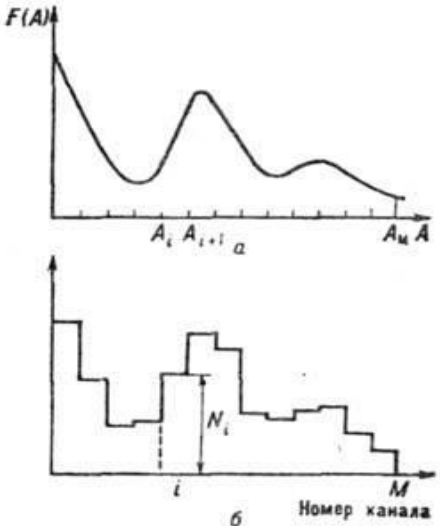


Рис. 55. Формирование амплитудного спектра

Измерение амплитудного спектра F(A), где A – амплитуда импульса, сводится к разбиению рабочего диапазона амплитуд на M равных интервалов и регистрации импульсов с амплитудами, лежащими в этих интервалах (каналах). Спектр импульсов представляет собой зависимость N_i – чисел событий, зарегистрированных в i-канале за время измерения от номера канала i (рис. 55).

Преобразование аналоговых сигналов на выходе линейного усилителя в цифровые коды, с которыми может работать компьютер, осуществляется амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП), в котором амплитуда каждого импульса измеряется и преобразуется в цифру. По-английски АЦП называют Analog to digital convertor (ADC). Амплитуде импульса в диапазоне A+ΔA ставится в соответствие число – номер канала (ΔA – ширина канала). Максимальное значение анализируемых амплитуд импульсов, как правило, 5 или 10 вольт. Одной из характеристик АЦП является его разрядность, т.е. количество каналов на которые может делиться весь рабочий диапазон входных анализируемых импульсов. Разрядность АЦМ определяется его техническими характеристиками. Обычно АЦП имеет линейную характеристику, т.е. номер канала пропорционален амплитуде импульса на входе АЦП, а максимальный

номер канала соответствует максимальному значению амплитуд, которое возможно измерить с помощью АЦП. На практике иногда используются АЦП до 14 двоичных разрядов (16384 каналов), но обычно меньше (1К-4К). Одна из разновидностей АЦП показана на рис. 55.

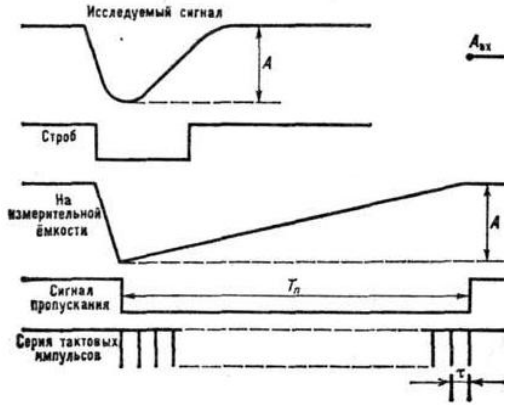


Рис. 55. Преобразование амплитуды в код

Важными характеристиками АЦП, используемыми для спектроскопии, являются интегральная и дифференциальная нелинейности преобразования. Дифференциальная нелинейность характеризует высокую однородность ширины канала (~0,5-1%). Интегральную нелинейность определяют как максимальное отклонение измерительной характеристики от аппроксимирующей прямой, проведенной таким образом, чтобы отклонения от нее в обе стороны были одинаковы и минимальны. У хорошего АЦП интегральная нелинейность доходит до 0,01%.

Для измерения временных распределений событий используют либо непосредственно ***время-цифровые преобразователи***, либо ***время-амплитудные преобразователи*** (конверторы). Они имеют два входа, на которые подаются быстрые логические сигналы, соответствующие временным отметкам “старт” и “стоп”. Код или амплитуда сигнала на выходе пропорциональны временному интервалу между этими событиями. Конвертор запускается сигналом “старт”. После поступления сигнала “стоп”, т.е. после окончания процесса измерения времени, конвертор перезапускается в ждущее состояние. В конверторе также задается диапазон временного

преобразования (обычно от 50 нс до 50 мкс). Это максимальное время ожидания конвертором сигнала “стоп”, и если за это время он не поступил, то конвертор также перезапускается в ждущее состояние. Точность измерения (преобразования) – до нескольких пикосекунд в диапазоне 50 нс.

Существуют также мультистоповые t-N преобразователи, в которых запуск осуществляется по сигналу “старт”, но после прихода первого импульса “стоп” процесс измерения не останавливается, т.е. преобразуются в коды интервалы между импульсом “старт” и множеством последующих импульсов “стоп”. Такие устройства очень удобны в случае, когда исследуется множество разделенных во времени следствий одного события.

ИЗБИРАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ

Понятие избирательной способности вводится для характеристики помехоустойчивости и возможности селективной регистрации исследуемого излучения при наличии шумов, а также сопутствующего или фонового излучения. В качестве параметра, описывающего избирательную способность **k** используется отношение величины чувствительности детектора (прибора) к исследуемому излучению и суммарной чувствительности к шуму, фоновому и сопутствующему излучению. $\mathbf{k = R_{иссл}/R_{\Sigma}}$. Избирательная способность зависит от многих факторов. На практике стремятся её увеличить за счет конструкции детектора, подбора его режима работы, применения низкошумящей аппаратуры, формирования сигналов детектора с целью улучшения соотношения сигнал-шум, использования в конструкции приборов низкоактивных материалов, применением защиты (пассивной или активной), использованием специальных методов идентификации и сепарации излучений различных видов.

Методы селекции (идентификации) различных видов излучения для улучшения избирательности прибора разнообразны и определяются, в основном, конкретным составом излу-

чения. Идентификация частицы определяется знанием её массы и заряда. Взаимодействие с веществом частиц, сильно различающихся по массе или заряду, происходит разными путями и, как правило, различимо по производимым в веществе эффектам. Зная особенности взаимодействия с веществом разных частиц, можно использовать ряд методов их селекции. Это использование фильтров перед детектором для устранения примеси короткопробежного заряженного компонента излучения, использование составных детекторов с разными свойствами, подбор порога дискриминации импульсов, применение метода идентификации по форме импульса и т.д. Для идентификации заряженных частиц высоких энергий применяются методы, основанные на одновременном измерении нескольких параметров излучения (энергии **E**, пробега частиц **R**, удельных потерь энергии **dE/dx**, скорости **V**). Частицы с разным **Z** можно идентифицировать, измеряя **E** в тонком детекторе, поскольку, в первом приближении, $\mathbf{dE/dx \sim Z^2}$. Частицы отличающиеся по массе **M** можно разделить, измеряя одновременно **E** и **ΔE** (используя приблизительную зависимость $\mathbf{\Delta E \cdot E \approx M \cdot Z^2}$) или **E** и время полета **t** через фиксированную базу **L** (используя связь $\mathbf{t \approx L \cdot (E/M)^{-0.5}}$). Для этого используются двумерные анализаторы импульсов в координатах **E** и **ΔE** или **E** и **t**; частицы разной массой ложатся на различные гиперболические кривые двумерного спектра. Радиус кривизны заряженной частицы в магнитном поле дает информацию об импульсе и заряде частицы.

Рассмотрим коротко основные методы селекции частиц с разными **M** и **Z.**

Идентификация с помощью магнитного анализа

Из уравнения магнитного анализа $\mathbf{(A/Z^2) = E/(BR)^2}$, где **A** – массовое число иона, **Z –** его заряд, **E** – кинетическая энергия иона, **B** – напряженность магнитного поля, **R** – радиус кривизны иона в магнитном поле, следует, что фиксируя **B** и **R** в магнитном спектрометре и одновременно измеряя кинетичес-

кую энергию **E**, можно определять отношение массового числа к квадрату ионного заряда, т.е. производить идентификацию.

Недостатком такой системы является ее низкая эффективность. В детектор попадают частицы из очень узкого энергетического диапазона. Для того чтобы снять весь спектр, необходимо неоднократно менять напряженность магнитного поля. Этот недостаток можно частично преодолеть, поставив в фокальную плоскость позиционно-чувствительные детекторы. Другой недостаток заключается в том, что не происходит разделения изотопов с близкими значениями $\mathbf{A/Z^2}$, например изобар соседних элементов, находящихся в одинаковых зарядовых состояниях. Преодолеть этот недостаток позволяет объединение магнитного анализа с **E**-методом, например, детектором полного поглощения энергии (рис. 56).

Магнитный анализ может применяться и для измерения распределения импульсов однородных частиц в пучке, при этом радиус кривизны движения частиц в поперечном магнитном поле зависит от их массы и скорости. Измеряя координаты частиц после магнита можно определить радиусы их поворота **r**, и, следовательно, их импульсы **p**: $\mathbf{r = p/(e \cdot B)}$, где **e** – элементарный заряд, **B** – напряженность магнитного поля в направлении поперечном движению частицы. Существуют и другие варианты магнитных спектрометров на основе солееноидов, в которых поле параллельно движению частиц.

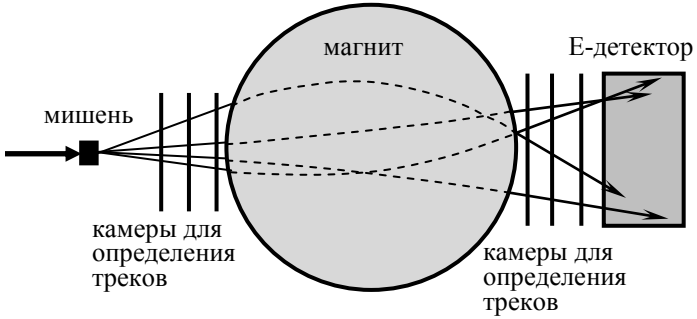


Рис. 56. Принцип работы магнитного спектрометра в сочетании с **E**- методом

Идентификация частиц по их пробегу в веществе (пику Брегга)

Кривая зависимости удельных ионизационных потерь энергии от пробега (кривая Брегга) – "визитная карточка" для заряженной частицы, поэтому ее можно использовать для идентификации разных низкоэнергетичных частиц. Для реализации этой идеи были созданы соответствующие ионизационные камеры, наполненные газом при высоком давлении. Камера имеет множество электродов перпендикулярных траектории частицы и тонкое входное окно. Заряженная частица вызывает ионизацию газа, а распределение электронной плотности вдоль трека частицы соответствует кривой Брегга (рис. 57). Измерения кривой Брегга в газовой среде позволяют получить следующие характеристики частицы: ее энергию **E**, пробег **R**, удельные потери **dE/dx** и амплитуду брегговского пика $\mathbf{A_{BP}}$ (удельные потери в максимуме кривой Брегга).

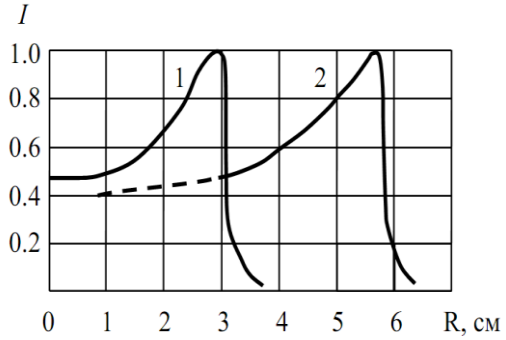


Рис. 57. Зависимость удельной ионизации **I** от пробега **R** альфа-частиц в воздухе (1 – полоний, 2 – радий)

Идентификация на основе измерений удельных потерь энергии и полной энергии (ΔE-E-метод)

Этот метод является основным при исследовании реакций с легкими ионами (^{1}H, ^{2}H, ^{3}H, ^{3}He, ^{4}He). В нем используется телескоп детекторов, состоящий из тонкого пролетного детектора **ΔE** и детектора полного поглощения энергии **E**. (В качестве **ΔE**-детектора используют тонкие кремниевые детек-

торы и сцинтилляционные детекторы, а также ионизационные камеры и пропорциональные счетчики; в качестве детекторов **E** полного поглощения - кремниевые детекторы, детекторы из сверхчистого германия HPGe или сцинтилляционные детекторы). Потери энергии в **ΔE** детекторе **ΔE = (dE/dx)d**, где **dE/dx** – удельные потери энергии в пролетном детекторе, **d –** его толщина. Формулу для удельных потерь Бете-Блоха в нерелятивистском случае, пренебрегая слабо зависящим от энергии логарифмическим членом, можно записать в виде $\mathbf{dE/dx \sim kAZ^2/E}$, где k - коэффициент, не зависящий от массового числа **A** и заряда **Z** частицы. $\mathbf{AZ^2}$ носит название параметра идентификации. Величина сигнала **ΔE**-канала пропорциональна $\mathbf{kAZ^2/E}$, **E**-канала – $\mathbf{E - kAZ^2/E}$. На плоскости **ΔE-E** распределение отображается семейством гипербол, каждая из которых соответствует частице (иону) с определенным значением массового числа и заряда (см. рис. 58 а). Толщина пролетного детектора определяет нижнюю и верхнюю границы измеряемого энергетического диапазона для данного нуклида. Если энергия мала, то частица оставит практически всю энергию в пролетном детекторе, а сигнал от детектора полного поглощения будет мал и "утонет" в шумах. Если энергия велика, наоборот. В экспериментальных **ΔE-E** распределениях гиперболы несколько размыты (рис. 58 б).

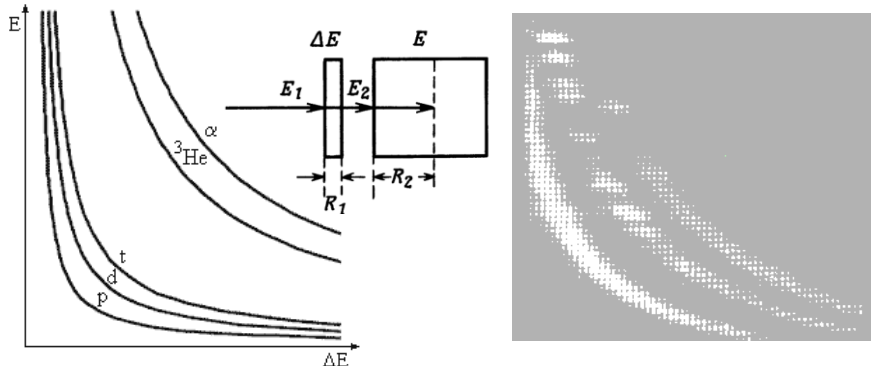


Рис. 58. а - теоретическое **ΔE-E** распределение, б – реальное распределение

Для анализа информации используются так называемые двумерные амплитудные анализаторы, имеющие два входа - **ΔE и E** и записывающие два значения амплитуд импульсов для одного события. Далее строится трехмерное распределение частиц, по одной из осей которого величина каждого импульса пропорциональная **ΔE**, по другой оси – величина импульса пропорциональная **E**, а по третей число таких двумерных событий (частиц, зарегистрированных спектрометром).

Упрощенная блок-схема электроники такого спектрометра представлена на рис. 59. Метод успешно применяется для идентификации частиц (ионов) до энергий несколько десятков МэВ.



Рис. 21. Блок-схема электроники для идентификации частиц **ΔE**

Рис. 59. Упрощенная блок-схема ΔE-E спектрометра

Идентификация частиц на основе измерений времени пролета (t-метод), а также энергии и времени пролета (E-t - метод)

Метод времени пролета является основным для измерения энергетических распределений как заряженных частиц, так и нейтронов. Он широко применятся и самостоятельно и в сочетании с другими методами как в области низких, так и высоких энергий. Принцип метода прост. Скорость частицы **v**

связана с её кинетической энергией **E** в общем релятивистском случае как:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E_0}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$$

где $\mathbf{E_0}$ – масса покоя частицы, β – относительная скорость = **v/c**. Зависимость скорости от энергии для некоторых частиц приведена на рис. 60.

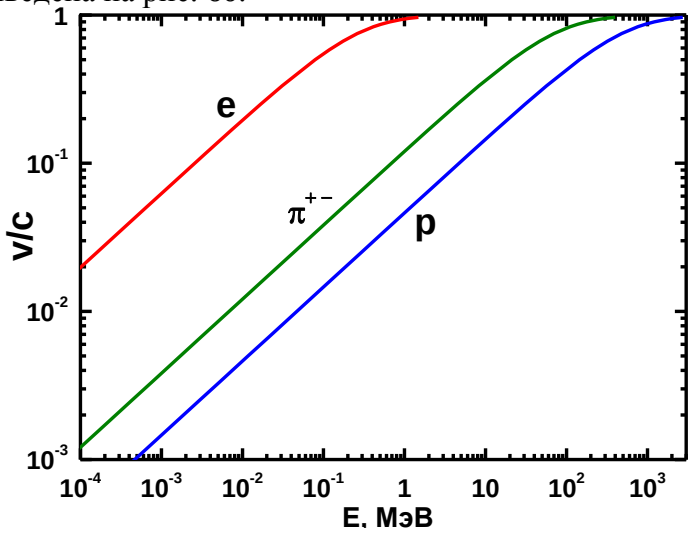


Рис. 60. Зависимость относительной скорости электронов, π-мезонов и протонов от энергии

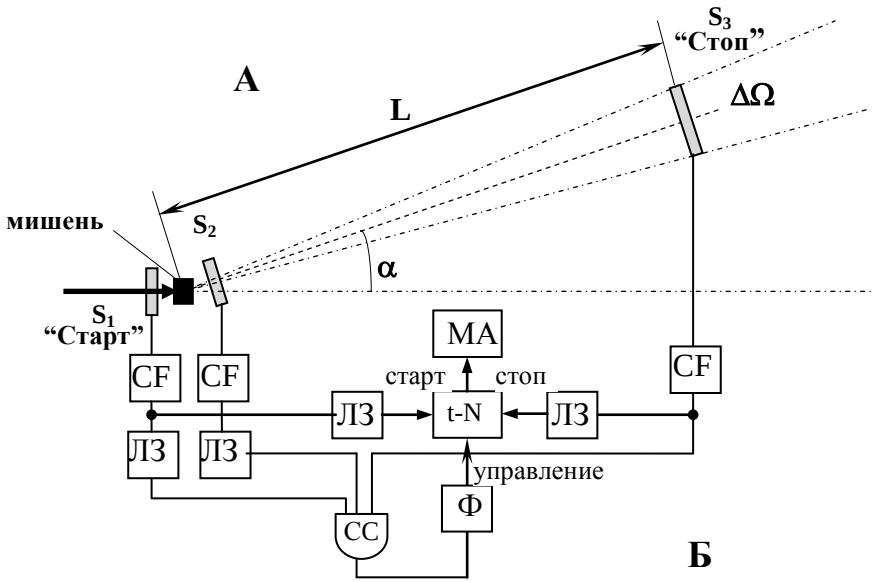
Отсюда в случае измерения энергетического распределения частиц одного типа (одной массы) имеется однозначная связь между скоростью, т.е. временем пролета частицей фиксированного расстояния (базы), и её энергией. В случае смешанного излучения необходим дополнительный параметр для идентификации частиц (**E-t**-метод). Для выделения пролетной базы частицы применяется телескоп детекторов (т.е. два последовательно расположенных детектора). Сигнал первого детектора свидетельствует о временной отметке начала измерения времени пролета (сигнал “Старт”), сигнал второго – об окончании измерения временного интервала (сигнал

“Стоп”). При этом используются тонкие пролетные детекторы, потери энергии в которых значительно меньше первичной энергии. Поскольку точность метода зависит от точности временной отметки события используются “быстрые” детекторы с устранением амплитудной зависимости момента срабатывания электронной схемы (например, с дискриминаторами со следящим порогом). При высоких энергиях частиц (более сотен МэВ) это обычно детекторы на основе пластического сцинтиллятора, при низких энергиях это могут быть полупроводниковые кремниевые детекторы или даже ионизационные детекторы. Детекторы “Старт” и “Стоп” включают как телескоп на совпадения, чтобы регистрировать только пролетные частицы. Для отображения информации используются временные (**t-N**) кодировщики или кодировщики время-амплитуда импульса (**t-A**) с дальнейшим амплитудным анализом.

Времяпролетный спектрометр широко применяется в экспериментах с неподвижной мишенью, облучаемой пучком частиц, когда требуется изучить состав и характеристики вторичного излучения из неё. В этом случае датчик “Старт” устанавливается непосредственно перед мишенью и фиксирует момент прихода частицы пучка в мишень.

Рассмотрим подробнее его упрощенную конструкцию и работу, представленные на рис. 61. Спектрометр состоит из трех датчиков (сцинтилляционных счетчиков с тонкими пролетными пластическими детекторами) – $\mathbf{S_1}$, $\mathbf{S_2}$, $\mathbf{S_3}$. Пучок первичных заряженных частиц падает на мишень, прямо перед которой установлен счетчик $\mathbf{S_1}$, создающий сигнал “старт”, соответствующий моменту прихода частицы пучка на мишень. Счетчик $\mathbf{S_3}$ создает сигнал “стоп”. Пролетная база – **L** (расстояние между мишенью и $\mathbf{S_3}$). $\mathbf{S_1}$, $\mathbf{S_2}$, $\mathbf{S_3}$ создают телескоп счетчиков и включены на совпадение. Счетчик $\mathbf{S_2}$ предназначен для выделения заряженных частиц из вторичного излучения, генерируемого в мишени. Таким образом, телескоп трех счетчиков определяет исследуемый угол α вылета вторичных

частиц из мишени и телесный угол $\Delta\Omega$. Импульсы со счетчиков поступают на CFD – формирователи со следящим порогом



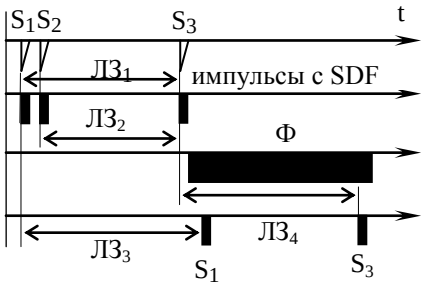


Рис. 61. Упрощенная блок-схема электроники времяпролетного спектрометра заряженных частиц (А) и временная диаграмма его работы (Б)

для точной фиксации времен пролета частицами счетчиков, и далее – на схему совпадений, причем для выравнивания времен используются линии задержки ЛЗ. Разрешающее время схемы совпадений СС выбирается таким образом, чтобы в его пределы укладывалась разница времен пролета от самых быстрых и самых медленных вторичных частиц. Далее импульс схемы совпадений формируется по длительности формирователем Ф и поступает на вход “управление” временного коди-

ровщика **t-N**. На входы “старт” и “стоп” кодировщика подаются импульсы с S_1 и S_3 с равной задержкой, чтобы, во-первых, не изменить время пролета, а во-вторых, чтобы сигналы S_1 и S_3 приходили в кодировщик после сигнала управления, т.к. код кодировщика, соответствующий времени пролета, вырабатывается только при наличии сигнала на входе “управление”. Окончательно код с кодировщика передается на многоканальный анализатор **МА**.

Идентификация на основе измерений энергии и времени пролета (E-t-метод)

Для нерелятивистских частиц время пролета связано с кинетической энергией соотношением:

$$t = 72{,}3 \cdot L \cdot \sqrt{\frac{A}{E}}$$

где t – время пролета в наносекундах, L – пролетная база в метрах, A – массовое число частицы в атомных единицах массы, E – кинетическая энергия частицы в МэВ. Таким образом, одновременно измеряя энергию и время пролета можно провести идентификацию частиц по массам, измеряя двумерные распределения энергия - время пролета. Ионы, имеющие близкие массы, но разные заряды, естественно различаться не будут. Характерный вид двумерного распределения **t-E** приведен на рис. 62. Данный способ с успехом применяется для идентификации ионов в диапазоне энергий до нескольких десятков МэВ/нуклон.

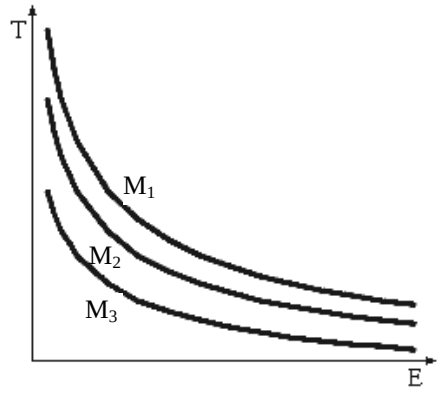


Рис. 62. Зависимость времени пролета от энергии частиц с разными массами $M_1 > M_2 > M_3$

Разрешение по массам **E-t**-метода при использовании полупроводникового детектора практически полностью определяется вре-

менным разрешением:

$$\Delta E/E = 2\Delta t/t, \quad \Delta E = 2.77 \cdot 10^{-2} E^{3/2} \Delta t/d,$$

где **d** - длина пролетной базы.

Блок-схема **E-t** спектрометра напоминает схему **ΔE-E** спектрометра, только вместо измерения **ΔE** применяется измерение времени пролета (на рис. 63 показана упрощенная блок - схема полупроводникового **ΔE-E** спектрометра), и вместо **A-N** кодировщика используется **t-N** кодировщик.

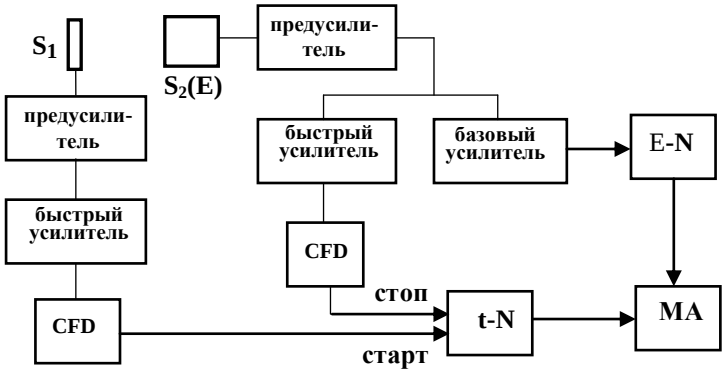


Рис. 63. Упрощенная блок-схема электроники для идентификации частиц **E-t** методом

Спектрометрия и идентификация нейтронов по времени пролета

Метод времени пролета успешно используется в нейтронной спектрометрии, когда известен момент образования нейтрона (отметка “старт”). Это реализуется, например, на импульсных быстрых реакторах (ИБР), способных генерировать периодические короткие импульсы быстрых нейтронов большой мощности. В нерелятивистском случае энергия нейтрона (в эВ) связана с временем пролёта **t** (в мкс) соотношением $E_н = (72{,}3 \cdot L)^2/t^2$, где **L** – пролетная база между источником нейтронов и детектором (в м). Однако из-за того, что импульс быстрого реактора не может быть очень коротким, приходится делать большую базу, чтобы время пролета даже быстрых нейтронов было много больше длительности нейтронного импуль-

са. С другой стороны, большая величина базы требует большой импульсной мощности источника нейтронов.

Другой способ – использование ускорителей и нейтронопроизводящих мишеней. В самой крупной такой установке n-TOF (ЦЕРН) используется протонный синхротрон (20 ГэВ/с). Длительность протонного сгустка ~ 6 нс, в каждом сгустке $7 \cdot 10^{12}$ протонов. Протонный пучок бомбардирует свинцовую мишень толщиной 40 см, охлаждаемую водой. Вода служит также замедлителем нейтронов. В результате образуются нейтроны в широком энергетическом диапазоне, от 1 эВ до 250 МэВ. Каждый протонный сгусток генерирует нейтронный импульс со среднеквадратичным значением длительности ~ 7 нс и содержащим $4.2 \cdot 10^{15}$ нейтронов. Нейтроны поступают в нейтроновод, который расположен под углом 10^{o} по отношению к направлению протонного пучка. В нейтроноводе имеются коллиматоры и магнит, который производит очистку нейтронного пучка от остаточных заряженных частиц. Для регистрации энергии нейтронов применяется времяпролетная методика. Пролетная база составляет 182,5 м.

Создаются также имульсные источники нейтронов на базе электронных ускорителей. Нейтроны получаются в результате фотонейтронных реакций (γ,xn) от тормозного излучения электронов, падающих на мишень из тяжелых ядер.

В области энергий до 15 МэВ широко используются нейтронные генераторы на основе реакций $t(d,n)^4He$ и $d(d,n)^3He$, максимумы сечения которых находятся при небольших энергиях дейтронов (100-300 кэВ). Это позволяет использовать небольшие ускорители, например, каскадные генераторы. Так как энергия этих реакций заметно больше энергии ускоряемых частиц, нейтроны вылетают из мишени почти с одинаковыми энергиями. Так, в реакции $t(d,n)^4He$ при энергии дейтронов 200 кэВ энергия нейтронов во всем диапазоне углов варьируется от 15.1 до 13.2 МэВ. Момент вылета каждого нейтрона из мишени может фиксироваться с помощью детектирования

сопутствующей альфа-частицы, т.е. возможно использование времяпролетной методики.

Как уже говорилось, для регистрации нейтронов используются чаще всего кристаллы стильбена либо органические сцинтилляторы (пластические или жидкие). Для эффективной регистрации нейтронов высокой энергии размер детектора должен быть сравнительно большим. Для режекции регистрации детектором нейтронов заряженных частиц перед ним устанавливают пролетный детектор, включенный на антисовпадения. Для градуировки времяпролетного спектрометра нейтронов очень удобен узкий пик в аппаратурном спектре от пролетных гамма-квантов, поскольку все кванты летят со скоростью света и время их пролета минимально. Упрощенная схема времяпролетного нейтронного спектрометра для измерения энергии врторичных нейтронов из мишени, облучаемой пучком заряженных частиц и аппаратурный спектр импульсов анализатора показаны на рис. 64.

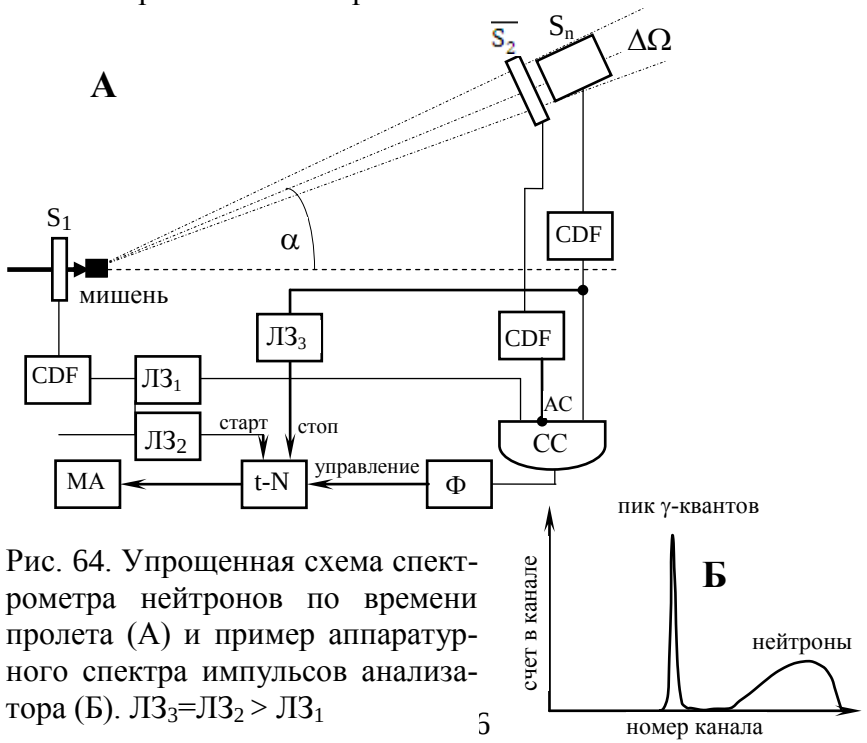


Рис. 64. Упрощенная схема спектрометра нейтронов по времени пролета (А) и пример аппаратурного спектра импульсов анализатора (Б). $ЛЗ_3$=$ЛЗ_2$ > $ЛЗ_1$

Идентификация частиц по форме импульса детектора

Различие пробегов легких и тяжелых заряженных частиц (при примерном равенстве энергий) используется для дискриминации частиц по форме импульса в сцинтилляционных детекторах – специальных комбинированных детекторах (“фосвичах”). Такие детекторы состоят обычно их двух типов сцинтилляторов, сильно различающихся по времени высвечивания и просматриваемых одним ФЭУ. На рис. 65 приведен в качестве примера комбинированный сцинтилляционный детектор, состоящий из тонкого (1 мм) слоя пластического сцинтиллятора и сцинтиллятора CsI(Tl) толщиной несколько сантиметров. Оба сцинтиллятора оптически соединены между собой и ФЭУ. Таким образом, ФЭУ может регистрировать одновременно сцинтилляции в обоих сцинтилляторах сразу или только в первом из них, если пробег частицы меньше его толщины. Данный комбинированный детектор может разделять γ-кванты, электроны и протоны с энергией от несколько сотен кэВ до нескольких МэВ. Суть в том, что протоны в данном диапазоне энергий полностью тормозятся в первом пластическом сцинтилляторе с быстрой вспышкой (~ 3 нс). Электроны с теми же энергиями имеют больший пробег и возбуждают одновременно оба сцинтиллятора. Вспышка от них состоит из двух составляющих – быстрой (~ 3 нс) и медленной (~ 600 нс). γ-кванты с первым пластическим сцинтиллятором практически не

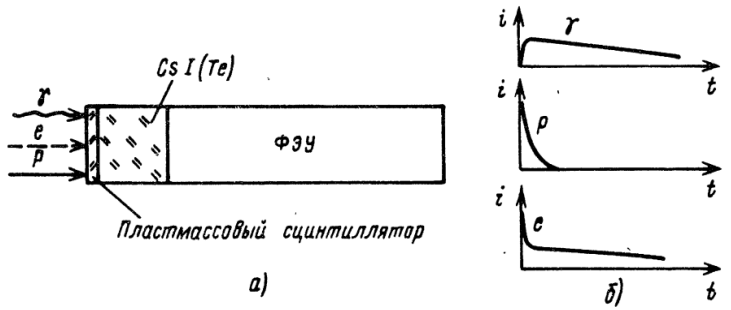


Рис. 65. Устройство составного сцинтилляционного детектора (а) и формы импульсов тока ФЭУ (б) при регистрации гамма-квантов, протонов и электронов

взаимодействуют (малые Z, толщина и плотность), но эффективно взаимодействуют с тяжелым сцинтиллятором CsI(Tl), и вспышка при их регистрации медленная. Большое различие в формах импульсов от протонов, электронов и квантов позволяет эффективно разделять их с помощью электронных схем.

Электронные схемы строятся, в основном, на сравнении либо полного заряда с зарядом быстрой компоненты, либо зарядов быстрой и медленной компонент, либо полного заряда и заряда медленной компоненты. Существует много и других способов разделения импульсов. В последние десятилетия приобрели большое распространение цифровые методы идеентификации, при которых сигналы оцифровываются, а их отбор производится вычислительными средствами.

В нейтронной физике низких энергий использование разделения гамма-квантов и нейтронов по форме импульса очень важно, поскольку гамма-кванты образуют всегда присутствующий нежелательный фон в измерениях. Наилучшие результаты дают специально разработанные жидкие сцинтилляторы типа NE-213, у которого длительности нейтронного и гамма-импульсов составляют соответственно 350 и 950 нс. Пример такого однокристального спектрометра нейтронов приведен на рис. 66. Для разделения квантов и нейтронов использовался блок Pulse Shape Discriminator, Model 2160A фирмы CANBERRA.

В этом блоке применен следующий принцип разделения импульсов, а именно, различие в моментах пересечения нулевой линии дифференцированных импульсов от нейтронов и гамма-квантов, обусловленное разными постоянными спада импульсов. Для реализации метода импульсы с анода ФЭУ интегрируются и дифференцируются таким образом, чтобы точка пересечения нуля сформированных импульсов определялась временем спада входных импульсов. Затем эти сформированные импульсы усиливаются в линейном усилителе с большим коэффициентом усиления и ограничиваются по амп-



Рис. 66. Блочная схема спектрометра нейтронов. СУ – спектрометрический усилитель; CDF – формирователь со следящим порогом; PSD – селектор формы импульса; t-A – время- амплитудный конвертор; ЛВ – линейные ворота; МА – многоканальный анализатор импульсов. 1 – спектрометрический канал, 2 - временной канал

литуде. При этом моменты пересечения “0” сдвигаются на ~ 250 нс относительно начала импульсов, а временное различие между моментами пересечения “0” импульсами от гамма-квантов и нейтронов составляет до 15-20 нс. На рис. 29 изображен схематически процесс разделения событий от нейтронов и гамма-квантов.

Уровень пересечения “нулевой линии” регулируется, чтобы отсечь шумовые импульсы ФЭУ. Положение фронтов положительной части импульсов на рис. 67 (точек пересечения нулевой линии) зависит от скорости спада анодных импульсов, т.е. от типа частиц. Настройка схемы **n-γ** разделения спектрометра заключается в подборе оптимального временного положения точки режекции между фронтами, при котором достигается наилучшее разделение импульсов от гамма-квантов и нейтронов. Подбор оптимальной точки режекции осуществляется коротким сторобирующим импульсом с регулируемой

задержкой. Этот импульс подается с формирователя со следящим порогом (constant fraction discriminator), на вход которого также поступают анодные импульсы. Фронт стробирующего импульса размещается либо до начала фронтов γ и n импульсов, либо в промежутке между ними. Схема совпадений отбирает в этом случае либо "**n+γ**"**,** либо "**n**" события. В качестве спектрометрического сигнала в этом случае используется динодный импульс ФЭУ, пропускаемый на вход многоканального анализатора импульсов по признаку "**n**" или "**n+γ**".

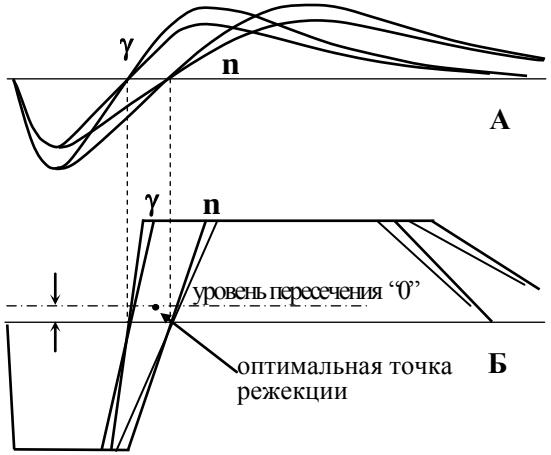


Рис. 67. Принцип n-γ разделения. А– сформированные импульсы с анода ФЭУ; Б – усиленные и ограниченные усилителем импульсы с анода ФЭУ.

Спектрометр имеет два канала – временной (1) и спектрометрический (2). Временной канал предназначен для настройки и контроля процесса n-γ разделения по временам спада анодного импульса. Спектрометрический канал, управляемый сигналами временного канала в режимах "n" или "n + γ", обеспечивает измерение амплитудного спектра импульсов датчика от нейтронов. Подобные однокристальные спектрометры нейтронов обеспечивают хорошую селекцию гамма-квантов и нейтронов в диапазоне энергий последних от ~ 0,1 МэВ до десятков МэВ. Коэффициент подавления гамма-квантов при этом достигает 10^3.

Метод спектрометрии нейтронов с помощью однокристального спектрометра будет рассмотрен в следующем разделе.

Идентификация частиц по скорости

Идентификация высокоэнергетичных частиц по скорости возможна с помощью черенковских счетчиков. Если частица летит сквозь прозрачный материал с коэффициентом преломления **n** со скоростью больше, чем скорость света в этом материале (то есть больше, чем **c/n**), то она испускает черенковское излучение в строго определенных направлениях. Если в качестве вещества детектора (радиатора) взять аэрогель (типичный показатель преломления **n** = 1,03), то черенковское излучение от частиц, движущихся со скоростью 0,99**c** и 0,995**c**, будет существенно различаться по углу разлета.

Другой пример, пусть имеется пучок, содержащий π-мезоны и протоны с равными импульсами. Естественно, скорости этих частиц различны: $\mathbf{v}_\pi > \mathbf{v}_p$. Если поместить в пучок черенковский счетчик с таким радиатором, что $\mathbf{v}_\pi > \mathbf{1}/n > \mathbf{v}_p$, то пионы будут испускать черенковское излучение, а протоны не будут. Счётчик будет регистрировать только π-мезоны. Если включить черенковский счетчик в схему совпадений или антисовпадений с несколькими сцинтилляционными счётчиками, которые не реагируют на скорость частиц, то можно получить систему, которая может считать либо только π-мезоны, либо только протоны.

Меняя давление в газовом счетчике, можно настраивать его на регистрацию тех или иных частиц, входящих в состав пучка. По результатам подобных измерений в пучке частиц можно хорошо разделять π^+, $\mathbf{K}^+$ и протоны (рис. 68).

Черенковские счетчики с жидким радиатором могут применяться и в качестве пороговых детекторов (так называемые счетчики без фокусировки для счета прошедших через радиатор частиц, скорость которых превышает заданную), причём изменение порога осуществляется выбором жидкости с нужным **n**. Такими жидкостями являются терпентин (**n** = 1,475),

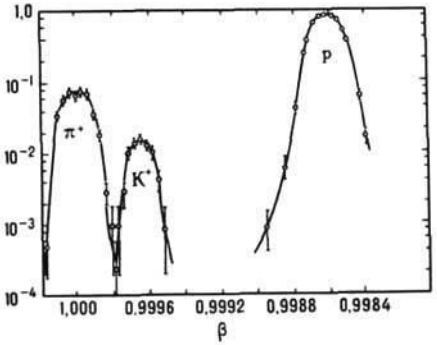


Рис. 68. Разделение π^+ , K^+ и протонов в пучке частиц с импульсов 16 ГэВ/с с помощью газового черенковского счетчика

этиленгликоль (**n**= 1,427), вода (**n**= 1,333). Конструкция таких счетчиков очень проста – это длинная труба с полированными внутренними стенками заполненная радиатором и просматриваемая одним или несколькими ФЭУ (рис. 69).



Рис. 69. Конструкция простейшего порогового черенковского счетчика

Для селекции частиц с разными скоростями применяются дифференциальные счетчики с фокусировкой, принцип действия которых демонстрируется рис. 70.

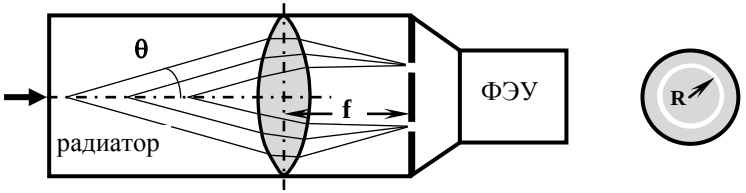


Рис. 70. Принцип работы дифференциального черенковского счетчика с фокусировкой

Если частицы излучают черенковские фотоны под углом θ, то излучение любой частицы пучка собирается в кольцо, расположенное в фокальной плоскости системы. Центр кольца лежит на главной оптической оси, а его радиус $\mathbf{R = f \cdot tg\theta}$, где **f**-фокусное расстояние линзы. Если в фокальной плоскости оптической системы поместить тонкую кольцевую диафрагму, то такая система будет пропускать только свет, испущенный в области угла $\theta \pm \Delta\theta$ частицами, летящими параллельно главной оптической оси. Свет, испущенный под другими углами (частицами с другими скоростями) или частицами, идущими под углом к главной оси, не пройдёт через диафрагму и не попадёт на фотокатод умножителя.

СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

Методы спектрометрии (измерения энергетических распределений – дискретных или непрерывных) сильно разнятся в зависимости от вида излучения (гамма-кванты, заряженные частицы и нейтроны) из-за существеннного различия в механизмах взаимодействия этих излучений с веществом. Частично эти вопросы были затронуты в прошлой главе. Рассмотрим их подробнее в отдельности.

Сцинтилляционная спектрометрия гамма-излучения

Гамма-кванты и рентгеновское излучение являются непосредственно ионизирующими излучениями, т. к. способны вы-бивать электроны с атомных оболочек. В детекторах энергии и интенсивности гамма-квантов определяются не непосредст-венно, а с помощью вторичных заряженных частиц (электро-нов и позитронов), которые возникают в результате взаимо-действия детектируемых гамма-квантов с веществом детекто-ра. Когда гамма-квант попадает в детектор, заряженные частицы образуются в результате трех процессов: фотоэффекта, эффекта Комптона и образования электрон-позитронных пар.

В результате **фотоэффекта** выбитый из атома электрон приобретает энергию $\mathbf{E_e = E_{\gamma} - E_{св} - E_я}$, где $\mathbf{E_\gamma}$ – энергия гамма-кванта, $\mathbf{E_{св}}$ – энергия связи электрона и $\mathbf{E_я}$ – энергия ядра отдачи, которой можно пренебречь. Фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением или эмиссией оже-электронов. Характеристическое рентгеновское излучение в свою очередь вызывает фотоэффект. Образующиеся в результате всех этих процессов электроны возникают практически одновременно, они чаще всего поглощаются в детекторе и сигналы от них суммируются. Таким образом, практически вся энергия гамма-кванта передается электронам. $\mathbf{E_\gamma = \sum E_e}$. В функции отклика детектора фотоэффекту соответствует пик – **фотопик.**

В результате **комптоновского рассеяния** электронам передается только часть энергии. $\mathbf{E'_\gamma = E_\gamma/[1+(E_\gamma/0{,}511)\cdot(1-\cos\theta)]}$ (МэВ), где θ - угол рассеяния гамма-кванта. $\mathbf{E_e = E_\gamma - E'_\gamma}$. Максимальное значение энергии электрона достигается при $\theta = 180^0$, $\mathbf{E_{e^-max} = 2E_\gamma^2/(0{,}511 + 2E_\gamma)}$. В детекторах большого объема часть рассеянных гамма-квантов может испытать еще одно или несколько неупругих взаимодействий, в результате которых вся энергия попавшего в детектор первичного гамма-кванта будет полностью поглощена. В связи с этим, фотопик обычно называют **пиком полного поглощения.**

Образование пар электрон-позитрон становится возможным при энергии гамма квантов больших $\mathbf{2mc^2} = 1022$ кэВ в кулоновском поле ядра. При этом вся энергия гамма-кванта передается электрону и позитрону. Если и электрон и позитрон поглотятся в веществе детектора, то суммарный импульс будет пропорционален энергии гамма-кванта, и событие будет зафиксировано в пике полного поглощения. Однако позитрон может аннигилировать. При этом образуются два гамма кванта, каждый с энергией 511 кэВ. Если один из этих аннигиляционных гамма-квантов, не вступив во взаимодействие, вылетит из детектора, то сум-

марная энергия поглощенная в детекторе будет $\mathbf{E}_\gamma$ – 511 кэВ. Такие события будут вносить вклад в так называемый пик одиночного вылета. Если из детектора вылетят оба аннигиляционных гамма-кванта, то это событие будет зафиксировано в пике двойного вылета ($\mathbf{E}_\gamma$ – 1022 кэВ). Образование пар возможно также в кулоновском поле электрона, но энергия гамма-кванта должна быть больше $\mathbf{4mc^2}$ = 2044 кэВ.

На рис. 71 показаны схемы взаимодействия гамма-квантов с веществом, приводящих к ионизации.

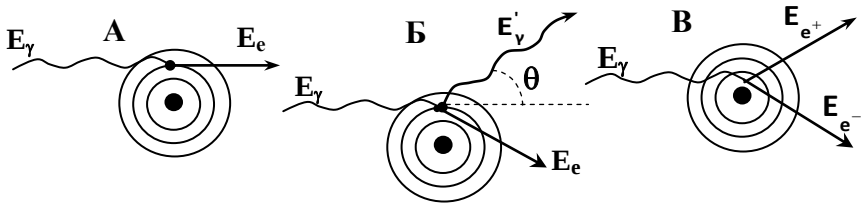


Рис. 71. Схема фотоэффекта (А), комптоновского рассеяния (Б) и образования электрон-позитронной пары (В)

На рис.72 показана зависимость сечений фотоэффекта, эффекта Комптона и образования пар от энергии для германия и кремния.

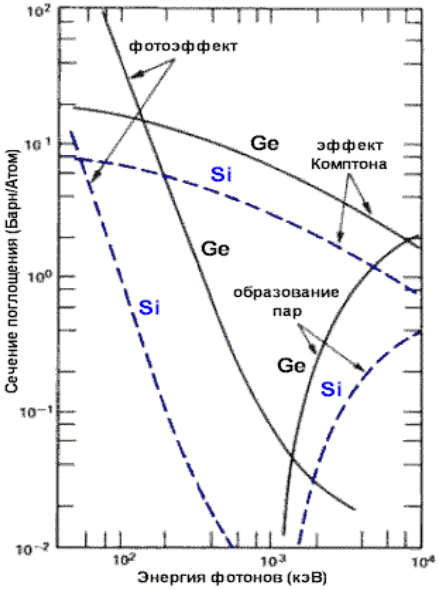


Рис. 72. Зависимость сечений фотоэффекта,эффекта Комптона и образования пар от энергии для германия и кремния

Для анализа энергетического распределения гамма-квантов желательно обеспечить максимально полное поглощение их энергии в веществе детектора и снизить утечку из детектора вторич-

ных гамма-квантов. Вероятность фотоэффекта пропорциональна $\mathbf{Z^5}$, эффекта Комптона – $\mathbf{Z}$, рождения пары в куло-новском поле ядра или электрона – $\boldsymbol{Z^2}$. Поэтому важно иметь детектор гамма-спектрометра больших размеров из вещества с большими Z и плотностью. В практике гамма-спектрометрии нашли применение сцинтиллятгоры: иодистые натрий, цезий, кальций (NaI(Tl), CsI(Tl), CaI(Eu)), $LaBr_3$, вольфроматы кальция и кадмия $CAWO_4$ и $CdWO_4$.

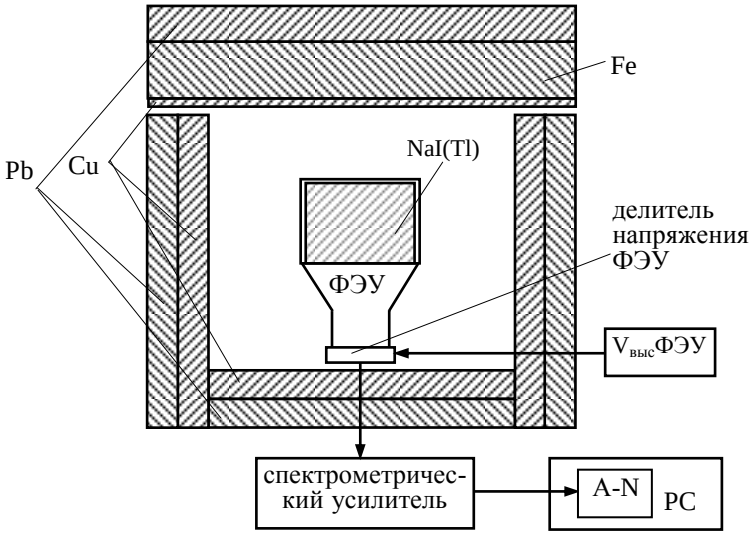


Рис. 73. Схематический вид сцинтилляционного гамма-спектрометра с кристаллом NaI(Tl) внутри низкофоновой защиты

Для снижения влияния внешнего фона гамма-квантов спектрометр обычно окружают комбинированной низкофоновой защитой. Схематический вид простейшего однокристального спектрометра гамма-квантов внутри защиты приведен на рис. 73.

Идентификация гамма-линий в аппаратурном спектре

Идентификация гамма-линий в аппаратурном спектре обычно производится по пикам полного поглощения. Уширение пиков полного поглощения обусловлено рядом причин: неоднородностью кристалла детектора, флуктуациями коли-

чества квантов света в сцинтилляторе, шумами электроники. На рис. 74 показано формирование аппаратурного спектра импульсов от событий разных каналов взаимодействия гамма-квантов с детектором в “идеальных” и реальной ситуациях.

В детекторах малого размера (и в детекторах из вещества с низким атомным номером) комптоновский эффект является доминирующим (рис. 74а) по сравнению с фотоэффектом. Между непрерывным распределением событий от комптоновского эффекта (КЭ) и фотопиком имеется провал, связанный с тем, что при однократном комптоновском рассеянии гамма-квант не может передать электрону всю свою энергию. Расстояние между краем комптоновского распределения и фотопиком составляет $\mathbf{E_\gamma/[1+(2E_\gamma/0{,}511)]}$. С увеличением размера детектора увеличивается вклад событий фотоэффекта в полный счет детектора, и начинают наблюдаться события, связанные с двукратным и более комптоновским рассеянием гамма-кванта в детекторе (МКЭ), что приводит к заполнению провала между краем распределения импульсов от событий однократного комптоновского рассеяния и пиком полного поглощения (рис. 74б). В эту же область дают вклад и события от фотоэффекта, в случае, если электрон вылетает из детектора, потеряв в нем только часть своей энергии (краевой эффект). При очень больших размерах детектора в результате ряда последовательных комптоновских рассеяний или сочетаний комптон-фотоэффект, практически вся энергия гамма-кванта будет потеряна в детекторе (через заряженные частицы). Поскольку длительность этого последовательного процесса очень мала (существенно меньше длительности импульса тока детектора), то результат всех этих последовательных событий суммируется в одном импульсе и регистрируется в пике полного поглощения (рис. 74в). Если гамма-квант имеет энергию превышающую 1,02 МэВ, т.е. имеет место эффект образования пар, то в аппаратурном спектре появляются фотопики с энергией гамма-квантов $\mathbf{E_\gamma}$ - 0,511 МэВ (пик утечки одного аннигиляционного гамма-кванта из детектора) и $\mathbf{E_\gamma}$ - 2 × 0,511 МэВ

(пик утечки обоих аннигиляционных гамма-квантов), а также соответствующие им комптоновские распределения событий от таких гамма-квантов (рис. 74г).

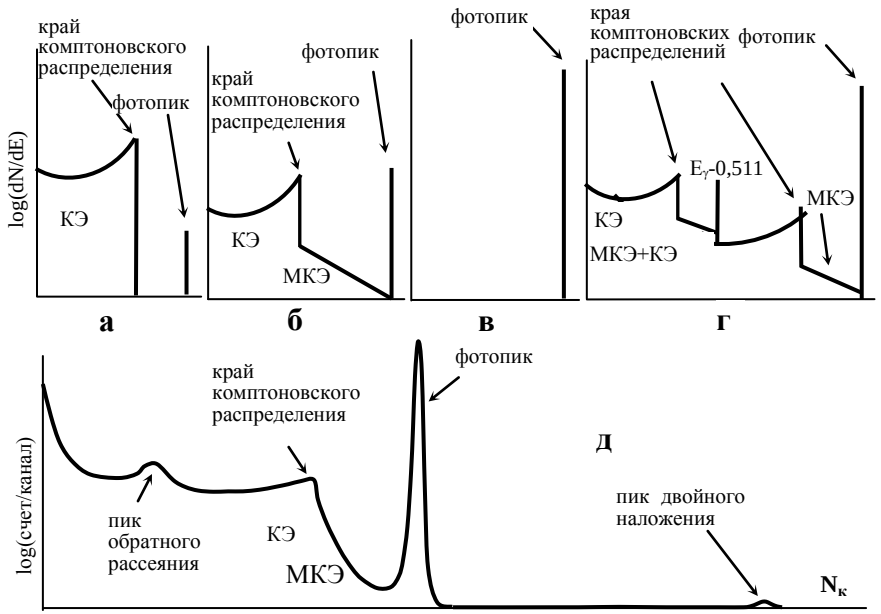


Рис. 74. а, б, в, г – “идеальные” аппаратурные спектры импульсов от источника моноэнергетических гамма-квантов с энергией $\mathbf{E_\gamma}$. а – случай детектора малого размера ($\mathbf{E}_\gamma$ < 1 МэВ); б – случай детектора средних размеров ($\mathbf{E_\gamma}$ < 1 МэВ); в – случай детектора бесконечно большого объема; г – случай детектора средних размеров ($\mathbf{E_\gamma}$ > 1,02 МэВ). д – реальный аппаратурный спектр импульсов от источника моноэнергетических гамма-квантов ($\mathbf{E_\gamma}$ < 1 МэВ). КЭ – часть аппаратурного спектра, обусловленная однократным комптоновским рассеянием гамма-квантов. МКЭ – часть спектра, обусловленная многократным комптоновским рассеянием гамма-квантов

Линейность является одной из характеристик сцинтилляционного γ-спектрометра. Ее проверяют путем измерения гам-

ма-спектров от стандартных источников, испускающих γ-кванты одной или нескольких известных энергий. Линейность определятся градуировочной кривой гамма-спектрометра, так как каждому каналу амплитудного анализатора (амплитуда импульса) соответствует определенная энергия γ-кванта **Eγ.** Вследствие линейности всей системы энергия $\mathbf{E_\gamma}$ и номер канала $\mathbf{N_k}$ связаны простым соотношением: $\mathbf{E_\gamma = a \cdot N_k + b}$.

При исследовании сложных γ-спектров однокристальный γ-спектрометр дает большую ошибку в определении интенсивности γ-линий. Для уменьшения ошибки при расшифровке сложных γ-спектров разработаны специальные конструкции многокристальных γ-спектрометров. В них используют не один, а несколько сцинтилляторов (рис. 75). Форма спектральной линии в этих спектрометрах имеет более простой вид, что достигается регистрацией импульсов от какого-либо одного процесса взаимодействия γ-излучения с детектором.

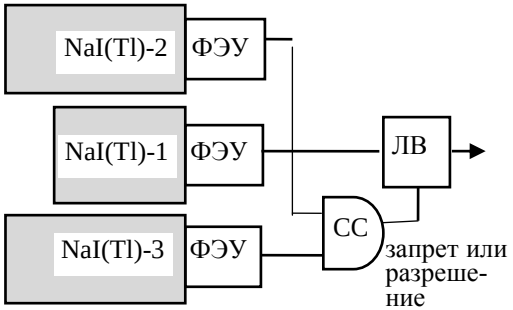


Рис. 75. Схема многокристального гамма-спектрометра. NaI(Tl)-1 - основной спектрометрический кристалл, NaI(Tl) -2 и 3 – вспомогательные, могут включаться на совпадения или запрет. СС – схема совпадений, ЛВ – линейные ворота

Например, показанный на рис. 75 вариант многокристального спектрометра может включаться на совпадения ли антисопадения в зависимости от задачи. При включении на совпадения регистрируется только события комптоновского рассеяния, при включении на антисовпадения, наоборот, копмтоновская часть спектра сильно подавляется. Сильно подавляются также эффекты утечки аннигиляционных квантов. Таким образом, из трех основных эффектов взаимодействия γ-кван-

тов с детектором амплитудный анализатор анализирует лишь импульсы, возникшие в процессе фотоэлектрического поглощения квантов в центральном кристалле. Спектр должен, следовательно, состоять практически из одних фотопиков.

В физике высоких энергий для измерения энергии налетающей частицы ~ 1-100 Гэв иногда используются гигантские секционированные сцинтилляционные спектрометры полного поглощения, в которых масса сцинтиллятора достигает десятков и сотен тонн. Измерение полной выделенной энергии в ядерном каскаде позволяет определить энергию налетающей частицы с точностью, достигающей ± 10%.

Полупроводниковая спектрометрия гамма-излучения

Полупроводниковые гамма-спектрометры в настоящее время активно вытесняют сцинтилляционные, несмотря на большие сложности в обслуживании. Основная оставшаяся область применения сцинтилляционных спектрометров – оперативный экспресс-анализ проб окружающей среды на превышение активности. В сфере ядерной гамма-спектроскопии полупроводниковые спектрометры имеют абсолютное преимущество. В настоящее время ППД на основе германия и кремния производятся двух видов: планарные и коаксиальные. Наибольшее распространение получили так называемые дрейф-литиевые детекторы, в которых акцепторные атомы примеси компенсируются ионами лития. Такие детекторы обозначаются как Ge(Li). Планарные Ge(Li) детекторы используются для регистрации рентгеновского и мягкого гамма-излучения, начиная с энергии 10 кэВ. Коаксиальные Ge(Li) детекторы применяются для регистрации гамма-излучения с энергией до 10 МэВ.

Используются Ge(Li) детекторы особой чистоты (HPGe – high purity germanium), с концентрацией электрически активных атомов примесей менее $2 \cdot 10^{-10}$ атом$^{-1}$, по возможности, большого объема. В зависимости от степени очистки, HPGe может обладать собственной проводимостью n- или p-типа. В соответствии с этим детекторы из особо чистого германия обо-

значаются как HPGe(p) или HPGe(n). Основным преимуществом детекторов на основе HPGe является то, что они могут храниться при комнатной температуре, в отличие от ранних Ge(Li) детекторов, которые должны были храниться при температуре жидкого азота. Кроме того, детекторы на основе HPGe могут иметь большие размеры по сравнению с Ge(Li) детекторами. Это позволяет создавать детекторы гамма-излучения не только с высоким энергетическим разрешение, но и с хорошей эффективностью в области регистрации гамма-излучения. В настоящее время максимальный объем кристаллов HPGe(n) составляет порядка 200 $см^3$, а кристаллов HPGe(p) - 350 $см^3$. Для достижения максимальной чувствительности применяют сборки детекторов из HPGe(n). Развитие полупроводниковой спектрометрии потребовало создания малошумящих предусилителей и базовых усилителей (т.к. сигнал на выходе детектора очень мал – 0,5-1 мВ), а также увеличение числа каналов многоканальных анализаторов до 8-16К. Схематический вид полупроводникового Ge(Li)-спектрометра показан на рис.76.

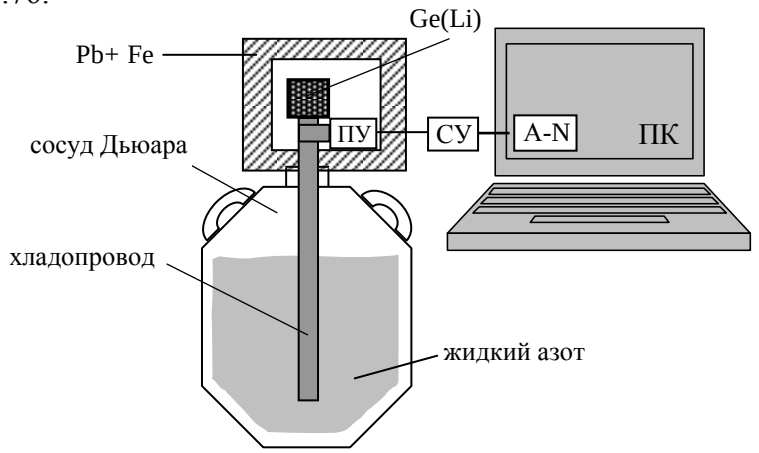


Рис. 76. Схема полупроводникового гамма-спектрометра. ПУ – предварительный усилитель, СУ – спектрометрический усилитель, A-N – плата амплитудно-цифрового преобразователя

В настоящее время выпускаются также переносные γ-спектрометры с детекторами из HPGe и малогабаритным дюаром, заполнение которого обеспечивает 12-часовую непрерывную работу спектрометра. В комплект переносного спектрометра входит многоканальный анализатор импульсов и устройство записи данных на диск. Эти приборы (например, INSPECTOR фирмы Bicron Technology) специально разработаны для решения радиоэкологических задач в полевых условиях.

На рис. 77 показан для примера аппаратурный спектр гамма-излучения пробы воды из первого контура реактора, измеренный с помощью Ge(Li)-спектрометра.

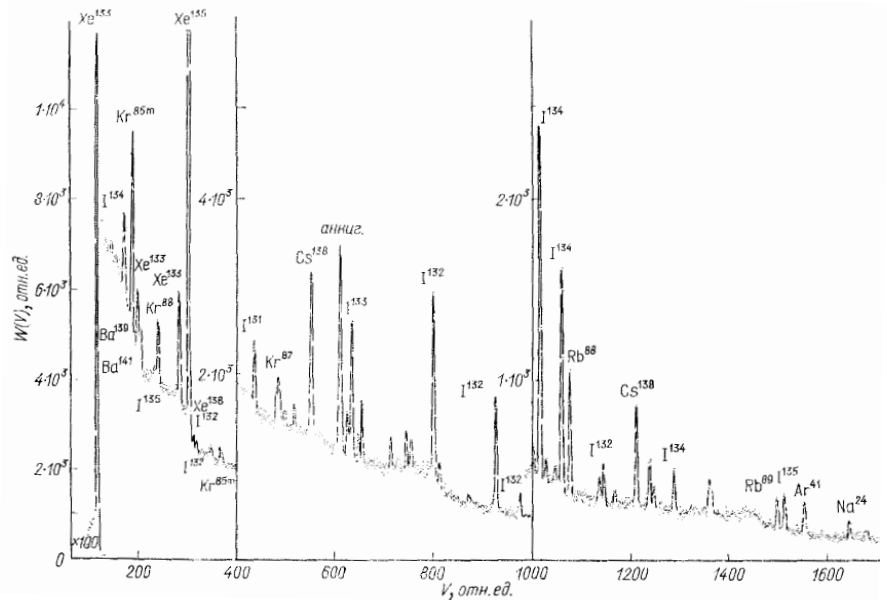


Рис. 77. Пример спектра гамма-квантов, измеренного с помощью Ge(Li)-спектрометра

Спектрометрия рентгеновского излучения

Для спектрометрии рентгеновского излучения (до 100 кэВ) с успехом используются пропорциональные счетчики с тонким входным окном и полупроводниковые (германиевые и кремниевые) детекторы. У пропорциональных счетчиков раз-

решающая способность в области низких энергий квантов значительно выше, чем у сцинтилляционных детекторов. Для увеличения эффективности регистрации фотонов, счетчик наполняется газом с большим Z (криптон или ксенон). Типичным пропорциональным счётчиком является детектор с бериллиевым окном толщиной 12 мкм, наполненный смесью газов 90% Xe +10 % CH_4 до общего давления 0,8 атм. Такой счётчик имеет почти 100% эффективность при энергии γ-квантов 10 кэВ.

Еще лучшие результаты достигаются при использовании тонких кремниевых детекторов, или детекторов на основе кристаллов CdTe, работающих при комнатной температуре. Энергетическое разрешение CdTe-детекторов нового поколения достигает величины ~ 5 кэВ на линии 59,6 кэВ ^{241}Am при комнатной температуре. Сравнение разных методов измерений по энергетическому разрешению показано на рис. 78, а пример измерения спектров ^{241}Am и ^{152}Eu с помощью CdZnTe детектора с толщиной кристалла 0,8 мм представлен на рис. 79.

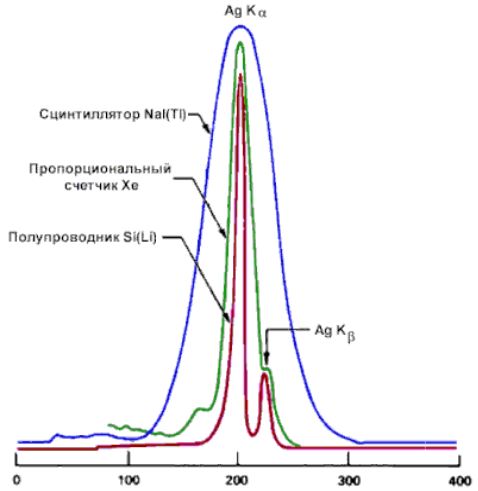


Рис. 40. Сравнение спектров источника ^{109}Cd (84 и 87 кэВ), измеренных с помощью детектора NaI(Tl), пропорционального счетчика, заполненного Xe, и Si(Li) детектора

Спектрометрия альфа-частиц

Для целей спектрометрии альфа-частиц, образующихся при распаде радиоактивных ядер, применяются те же пропорциональные счетчики с тонким входным окном и тонкие кремниевые детекторы с p-n-переходом, находящимся около поверхности. Кремниевые детекторы имеют достаточно высо-

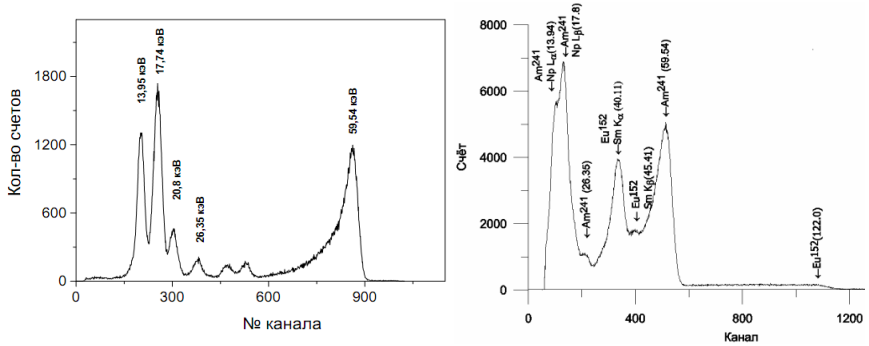
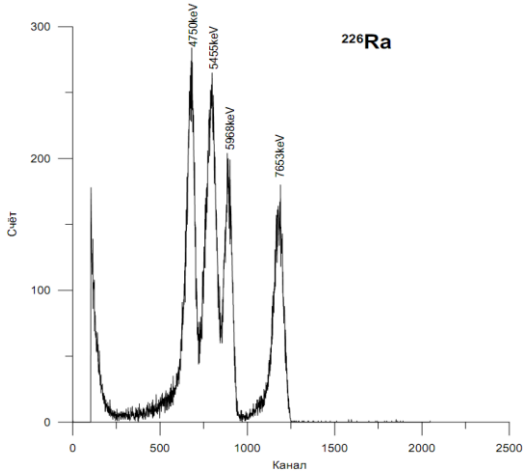


Рис. 79. Спектр гамма-излучения ^{241}Am и суммарный спектр ^{241}Am и ^{152}Eu

кую разрешающую способность, достигающую 10–12 кэВ при $\mathbf{E}_{\alpha}$ = 6 МэВ, хотя это хуже, чем статистически предельное разрешение для кремния (4 кэВ при данной энергии). Одной из причин такого отставания является существование мертвого слоя детектора, в котором α-частицы теряют часть своей энергии. Кроме того, на разрешающую способность влияет рекомбинация носителей, которая особенно существенна ввиду большой плотности ионизации, создаваемой α-частицами.



Пример α-спектра источника ^{226}Ra, измеренного кремнивым детектором, показан на рис. 80.

Рис. 80. Спектр альфа-частиц от источника ^{226}Ra

Наилучшим по энергетическому разрешению является магнитный α-спектрометр – вакуумный прибор, в котором испускаемые каким-либо

источником α-частицы проходят через магнитное поле, перпендикулярное направлению их движения, отклоняясь под действием этого поля на различные углы, в зависимости от того, какова величина их энергии. Траектории заряженных частиц, движущихся в однородном поперечном магнитном поле, представляют собой окружности (рис. 81). Радиус ок-

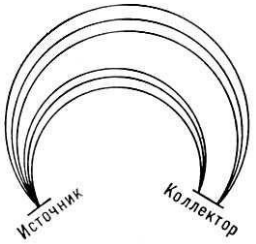


Рис. 81. Схема движения α-частиц с различной энергией в магнитном α-спектрометре (магнитное поле перпендикулярно плоскости чертежа)

ружности **r**, импульс частиц **p** и магнитная индукция **B** связаны между собой соотношением **cp/e = Br**, где **c** – скорость света, **e** – заряд α-частицы. Зависимость **r** от импульса **p** позволяет производить анализ α-частиц по энергии, так как группы вылетевших из источника α-частиц, обладающих различной энергией, после прохождения через магнитное поле собираются (фокусируются) в разных местах коллектора (детектора). В качестве детекторов α-излучения в магнитных альфа-спектрометрах обычно применяются фотопластинки. Обработка результатов измерения производится путём счёта числа треков (следов α-частиц) под микроскопом. Энергетическое разрешение таких спектрометров может достигать 0,1%.

Спектрометрия бета-излучения

Различают β-спектрометры, измеряющие энергию электронов по их воздействию на вещество, и β-спектрометры, действие которых основано на пространственном разделении электронов и позитронов, имеющих различную энергию. К приборам первого типа относятся β-спектрометры, основанные на ионизации, возникающей в веществе при торможении электронов; приборы этого типа обладают большой светосилой, но не дают возможности измерять энергию электронов с

точностью, большей чем несколько процентов (или даже несколько десятков процентов). К приборам второго типа принадлежат β-спектрометры,в которых используются магнитные или электрические (для медленных электронов) поля.

Спектрометры первого типа – сцинтилляционные и полупроводниковые β-спектрометры. Сцинтилляционный обладает довольно низким разрешением по сравнению с магнитными β-спектрометрами, однако имеет и ряд достоинств. Сцинтилляционный β-спектрометр значительно превосходит магнитный β-спектрометр по светосиле (отношению зарегистрированных частиц к испущенным из источника за время измерений). Если в сцинтилляционном β-спектрометре регистрируется до 50% β-частиц, то в магнитном β-спектрометре – всего лишь 1%. Поэтому сцинтилляционный β-спектрометр пригоден для измерения β-спектра источника очень слабой активности. Наконец, сцинтилляционный β-спектрометр проще, дешевле и доступнее.

В качестве детекторов в сцинтилляционных β-спектрометрах применяются органические монокристаллы стильбена и антрацена. Тяжелые неорганические сцинтилляторы типа NaI(Tl) отражают до 80% падающих на их поверхность электронов. В неорганические сцинтилляторы из-за эффекта отражения попадает малая доля электронов. Поэтому такие сцинтилляторы не применяют в β-спектрометрах. Поверхность органических сцинтилляторов типа стильбена отражает лишь несколько процентов β-частиц и не приводит к сильному искажению формы β-спектра. При измерении β-спектра пригодны детекторы, толщина которых несколько превышает пробег β-частиц с максимальной энергией. Как и в спектрометрии тяжелых частиц детектор используют либо без упаковки, либо закрывают тонкой фольгой из алюминия, почти не поглощающей β-частиц. Фольга служит одновременно отражателем света на катод ФЭУ.

100% светосилой обладают β-спектрометры с жидкими органическими сцинтилляторами. Исследуемый источник пос-

ле обработки радиохимическими методами добавляется в небольших количества непосредственно в жидкий сцинтиллятор.

Полупроводниковый β-спектрометр состоит из кремниевого поверхностно-барьерного или диффузионного детектора, усилителя импульсов и амплитудного анализатора. Пробег β-частицы с энергией 1 МэВ в кремнии составляет около 1,6 мм. Поэтому для измерения β-спектра с максимальной энергией 3 Мэв необходим детектор с толщиной чувствительного слоя около 5 мм. Такой слой можно получить в полупроводнике методом дрейфа лития. Для измерения β-спектров с меньшей минимальной энергией пригодны и поверхностно-барьерные детекторы. Разрешение кремниевого β-спектрометра значительно лучше, чем сцинтилляционного. Так, при энергии β-частиц 1 МэВ разрешение кремниевого β-спектрометра составляет 1% β-спектры с высоким разрешением измеряют на магнитных β-спектрометрах. Точные измерения β-спектров на таких спектрометрах выполняют с разрешением до 0,01%. Однако светосила магнитных β-спектрометров невелика, и для измерения спектра требуются источники значительной активности. Принцип действия вакуумизированного магнитного спектрометра демонстрируется на рис. 82. Детектором является счетчик Гейгера-Мюллера. На рис. показаны траектории движения частиц в магнитном поле. Плавным изменением напряженности магнитного поля к щели подводятся частицы с разной энергией.

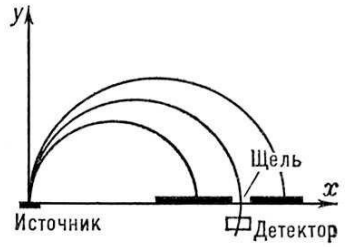


Рис. 82. Траектория электронов в щелевом магнитном β-спектрометре

Спектрометрия тяжелых заряженных частиц в области средних энергий

Для измерения энергетических распределений тяжелых заряженных частиц в диапазоне энергий до 100 МэВ использу-

ют неорганические сцинтилляционные детекторы и толстые кремниевые детекторы.

Выбор E-детектора в сцинтилляционном спектрометре имеет ряд особенностей. С увеличением удельной ионизации световой выход всех сцинтилляторов уменьшается. Однако такое уменьшение светового выхода более значительно для органических сцинтилляторов, чем для неорганических. Поэтому в спектрометрии тяжелых частиц используют неорганические монокристаллы NaI(Tl), CsI(Tl), BGO, YAG:Ce. Так, световыход сцинтиллятора NaI(Tl) становится практически линейным при энергии электронов более 0,1 МэВ, а для протонов, более 2 МэВ. На рис. 83 показана зависимость световыхода детектора из YAG:Ce при измерении энергии ядер в диапазоне от 100 до 400 МэВ/н. Видно, что несмотря на значительную удельную ионизацию производимую ядрами в детекторе, энергетические зависимости световыхода линейны для всех ядер.

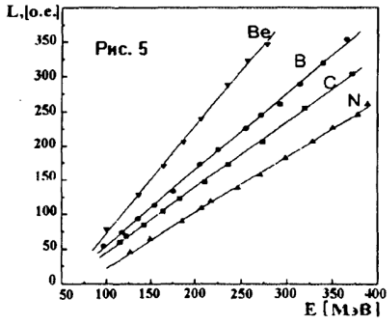


Рис. 83. Зависимость световыхода сцинтиллятора YAG:Ce от энергии регистрируемых ионов Be, B, C, N

Для того чтобы импульсы от легких частиц (электронов), создаваемых фоновым β- и γ-излучением, были как можно меньше, толщину детектора подбирают примерно равной пробегу в нем тяжелой частицы с максимальной энергией. Пробег легкой частицы не укладывается в тонком детекторе, и, следовательно, в нем поглощается лишь часть ее энергии. Это позволяет осуществить амплитудную дискриминацию импульсов фона на входе анализатора.

В настоящее время технология выращивания кристаллов позволяет получать кристаллы больших размеров. Однако верхняя граница измеряемых энергий частиц (100-150 МэВ) определяется не размерами детекторов, а процессами взаимо-

действия частиц в веществе. Для E-детектора важно, чтобы вся энергия частицы была потеряна в нем за счет ионозационного торможения. Однако с ростом энергии частиц все более заметными становятся другие каналы – ядерные реакции упругого и неупругого рассеяния на ядрах детектора, которые нарушают пропорциональность световыхода и искажают функцию отклика частицы (появляется “пьедестал”).

Для спектрометрии длиннопробежных частиц предпочтительным является применение как одиночных "толстых" Si- и Ge-детекторов специальных конструкций, так и телескопов "тонких" полупроводниковых детекторов, имеющих суммарную толщину большую пробега частицы (рис. 84). Площадь таких детекторов достигает 5 см^2, но иногда из них собирают матрицы. Применение телескопов предпочтительнее перед одиночным "толстым" детектором, т.к.: 1) возможна идентификация частицы по массе по измеренным ΔE в отдельных полупроводниковых детекторах.; 2) возможен отбор случаев, когда частица испытывает ядерное взаимодействие или рассеяние; 3) лучшие временные характеристики. Однако с увеличением энергии частицы (пробега) вероятность ядерного взаимодействия частицы с веществом детектора также растёт, что приводит к появлению "пьедестала" в спектре амплитуд. Из-за меньшего атомного веса Si по сравнению с ядрами вещества сцинтилляторов предельные энергии, когда ещё применяют телескопы полупроводниковых детекторов несколько больше, чем в сцинтилляционных спектрометрах, и составляют 200-250 МэВ (для протонов).

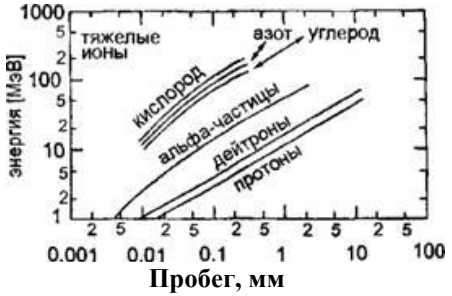


Рис. 84. Соотношение энергия-пробег для протонов, дейтронов, α-частиц и некоторых тяжелых ионов в кремнии

Спектрометрия частиц и квантов в области больших энергий

Помимо метода времени пролета, широко применяемого в физике высоких энергий для измерения энергетических распределений, существует еще один специфический метод для измерения энергий как фотонов и электронов (электромагнитное взаимодействие), так и адронов (сильное взаимодействие). Это метод ионизационной калориметрии, т.е. измерения суммарной энергии выделенной в большом объеме вещества во всех каналах взаимодействия частиц с калориметром. Преимуществами метода являются: 1) чувствительность ко всем видам частиц (заряженным и нейтральным, квантам); 2) улучшение энергетического разрешения с ростом энергии частиц. Соответственно, калориметры (спектрометры полного поглощения энергии) разделяются на электромагнитные и адронные. По типу конструкции калориметры могут быть гомогенными (используется один тип материала для поглощения энергии частицы и для детектирования частицы) и гетерогенными (чередование слоев поглотителя и детекторов).

В электромагнитных калориметрах нашли широкое применение тяжелые неорганические сцинтилляторы (NaI(Tl), CsI(Tl), $PbWO_4$, BGO), на основе которых создаются многоэлементные детекторы гамма-квантов и электронов, состоящие их множества независимых модулей (до десятков тысяч). Электроны и фотоны, проходя через вещество, сталкиваются в основном с электронными оболочками атомов и порождают электромагнитный ливень – поток из большого числа электронов, позитронов и фотонов. Такие ливни быстро развиваются на небольшой глубине и обычно поглощаются в слое вещества толщиной несколько десятков сантиметров (радиационная длина, т.е. путь, на котором поток электронов фиксированной энергии из-за тормозного излучения ослабляется в e раз, для упомянутых сцинтилляторов лежит в диапазоне 1-2,5 см).

Высокоэнергетические адроны (протоны, нейтроны, пимезоны и К-мезоны) теряют энергию преимущественно за счет

столкновений с ядрами. При этом порождается адронный ливень, который проникает гораздо глубже в толщу вещества, чем электромагнитный, и к тому же он более широкий. Поэтому для того, чтобы полностью поглотить адронный ливень от частицы очень высокой энергии, требуется один-два метра вещества. Длина ядерного каскада составляет несколько пробегов ядерного взаимодействия (путь, на котором поток адронов фиксированной энергии ослабляется в *e* раз). Для сцинтилляторов пробеги ядерного взаимодействия составляют 20-40 см, в стали и свинце около 17 см). На рис. 85 показано развитие высокоэнергетичных электрон-фотонного и адронного каскадов в железе.

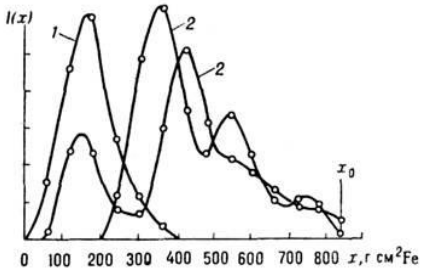


Рис. 85. Электронно-фотонные (1) и ядерные (2) каскадные кривые в ионизационном калориметре с поглотителями из Fe

Из-за большого различия радиационной длины и пробега ядерного взаимодействия адронный калориметр размещают за электромагнитным. Таким образом, калориметры не только измеряют энергию, но и определяют «тип энергии» – является ли она электромагнитного или адронного происхождения. Адронные калориметры почти всегда являются гетерогенными, так как очень трудно создать детектор частиц таких размеров, чтобы обеспечить в нём полное развитие и поглощение адронного ливня.

Как правило, калориметры входят в состав сложных и больших измерительных комплексов, объединяющих несколько различных методик (структур). Каждая структура рассчитана для регистрации частиц с определенными характеристиками. Отдельные структуры детектора расположены так, чтобы различного типа частицы, последовательно проходя через них, оставляли определённую информацию о себе. На основе этой информации затем восстанавливаются такие характерис-

тики частицы как её тип, энергия, импульс, вид распада.

Принципы организации такого комплексного детектора иллюстрируются рис. 86. Частицы рождаются в самой левой части рисунка в результате взаимодействия либо сталкивающихся пучков коллайдера, либо одного пучка ускоренных частиц с неподвижной мишенью. Рожденные частицы удаляются от точки своего появления, последовательно проходя различные структуры детектора. Заряженные частицы, такие как протоны, пионы и каоны, детектируются трековым детектором (он расположен ближе всего к точке реакции) и далее – электромагнитным и адронным калориметрами. Электроны детектируются трековым детектором и электромагнитным калориметром. Нейтральные частицы, такие как нейтроны и фотоны, не детектируются в трековом детекторе. Фотоны детектируются электромагнитным калориметром, а нейтроны идентифицируются по энергии, выделяемой в адронном калориметре. Так как мюоны имеют максимальный пробег в веществе детектора из всех регистрируемых частиц, для их детектирования обычно используют внешние участки детектора – мюонный детек-тор.

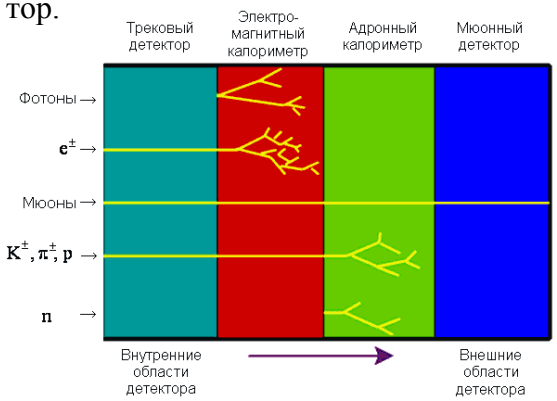


Рис. 86. Принципы организации комплексного детектора в экспериментах по физике высоких энергий

Многослойная структура детектора позволяет восстановить траекторию частицы и определить точку её образования с точностью несколько микрон. Таким образом, каждый тип частиц имеет свою собственную “подпись” в детекторе. Например, если частица обнаруживается только в электромагнитном

калориметре то, скорее всего, это фотон. Мюон оставляет информацию во всех структурах детектора.

Для примера на рис. 87 показан детектор ATLAS, который создан для регистрации продуктов pp-столкновений коллайдера LHC. Область соударения пучков окружена внутренним детектором (Inner Detector). Его диаметр составляет 2 м, а длина 6,5 м. Он помещен в сверхпроводящий соленоид, который обеспечивает внутри детектора магнитное поле 2 Тл. В магнитном поле треки частиц искривляются в зависимости от знака заряда частицы и ее импульса. Задача детектора – определение точки соударения протонов и траекторий вторичных

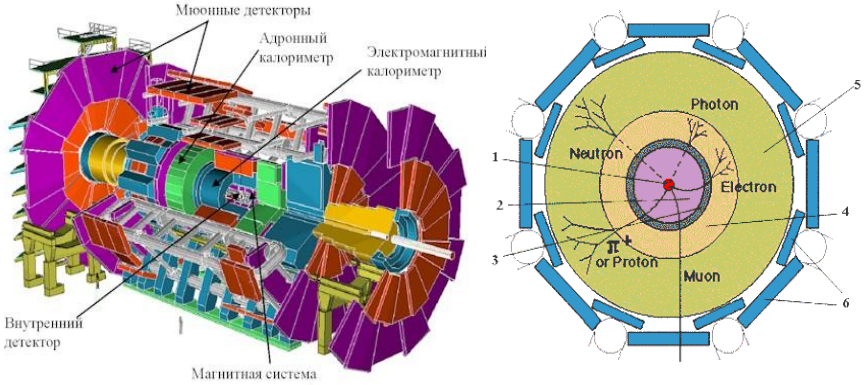


Рис.87. А – общий вид детектора ATLAS в разрезе. Пучки протонов влетают в детектор с диаметрально противоположных направлений и двигаются вдоль его оси, сталкиваясь в центре. Б – поперечное сечение детектора ATLAS: 1 - вакуумная труба, в которой происходит ускорение частиц; 2 – трековый детектор; 3 – соленоидальный магнит; 4 – электромагнитный калориметр; 5 - адронный калориметр; 6 - мюонный детектор

частиц, которые образуются в результате соударения. Для этого применяются два типа детектирующих устройств: кремниевые микростripы (они заполняют самую центральную часть внутреннего детектора и обеспечивают точность измерения координаты около 0,01 мм), и детектор переходного излучения

(более удаленная часть внутреннего детектора), состоящий из тонких газонаполненных дрейфовых трубок диаметром 4 мм, между которыми находится вещество радиатора. Детекторы выполнены так, чтобы частицы пересекали их преимущественно перпендикулярно к плоскости детектора или оси трубки.

Чтобы выдержать радиационные нагрузки, кремниевые детекторы должны работать при температуре 0° С. Поэтому эта часть трековой системы помещена в криостат. Траектория каждой частицы большой энергии должна иметь 6 прецизионно измеренных точек. Для этого в установке ATLAS используется 12 тысяч кремниевых детекторов.

Длина дрейфовых трубок детектора переходного излучения достигает 1,6 м. Точность определения координаты частицы в них составляет около 0.15 мм, но зато число точек измерения на один трек – 36. Кроме того, дрейфовые трубки регистрируют переходное рентгеновское излучение и, таким образом, обеспечивают идентификацию электронов. Всего в детекторе используется около 400 тысяч дрейфовых трубок. Такое большое количество трубок необходимо для того, чтобы обеспечить 4π- геометрию установки, и требованием эффективности восстановления траекторий частиц.

Установка ATLAS размещена под землей на глубине 100 м. Соударения протонных сгустков (банчей) происходят каждые 25 наносекунд, т. е. с частотой 40 МГц. При планируемой на первом этапе светимости ускорителя 10^{33} $см^{-2}сек^{-1}$ при каждом столкновении пучков происходит в среднем 2- 3 протонных соударения.

Спектрометрия быстрых нейтронов методом ядер отдачи

Помимо универсального метода времени пролета, позволяющего прецизионно измерять энергии нейтронов практически по всему интересующему интервалу энергии (от 10^{-2} до 10^{8} эВ), существует еще ряд методов измерения энергии нейтронов в полях направленного и рассеянного излучения. В области быстрых нейтронов (от ~ 0,1 до нескольких десятков МэВ)

в случаях с известным направлением их движения широко применяется однокристальный спектрометр нейтронов, основанный на регистрации протонов отдачи в водородсодержащем (органическом) сцинтилляторе, т.е. на использовании реакции упругого рассеяния нейтронов. При рассеянии на протоне (ядро водорода) происходит наибольшая передача энергии нейтрона, т.к. массы нейтрона и протона практически одинаковы. В центральном упругом столкновении протону передается вся энергия нейтрона, а при скользящих столкновениях (большие углы рассеяния) протону может быть передана незначительная часть энергии, близкая к 0. В результате моноэнергетические нейтроны создают протоны отдачи с непрерывным спектром энергий от E_n до 0, и, поскольку рассеяния на различные углы равновероятны, то этот спектр энергий E_p будет равномерным в диапазоне от 0 до E_p и резко обрываться при $E_p = E_n$ (рис. 88). Такой вид спектра протонов отдачи наблюдается, когда рассеяние нейтронов в системе центра масс сферически симметрично, что практически соблюдается лишь до $E_n \approx 15$ МэВ. При более высоких энергиях нейтронов вид спектра протонов отдачи начинает искажаться.

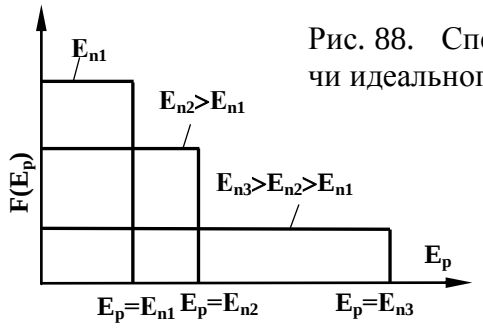


Рис. 88. Спектр энергий протонов отдачи идеального спектрометра

В качестве детектора в однокристальном спектрометре используются кристаллические или жидкие водородсодержащие сцинтилляторы с плотностью близкой к 1, что обеспечивает высокую эффективность регистрации нейтронов. Обычно это стильбен ($H_{12}C_{14}$, $\rho = 1{,}16$ г/см^3) или жидкий органический сцинтиллятор типа NE 213 ($H_{11}C_9$, $\rho = 0{,}874$ г/см^3) фирмы Nuclear Enterprises. В состав сцинтилляторов входит углерод, на ядрах которого также происходят упругое и неупругое

рассеяния нейтронов. При упругих соударениях нейтронов на углероде: 1) ядру отдачи углерода не может быть передана энергия более $0{,}28E_n$; 2) вследствие сильного уменьшения светового выхода у органических сцинтилляторов при увеличении плотности ионизации, ядра углерода создают импульсы много меньшие по амплитуде, чем от протонов отдачи. Поэтому при энергиях нейтронов менее 15 МэВ аппаратурный спектр импульсов ОСН является практически чисто “водородным”. При более высоких энергиях нейтронов в начальной части спектра наблюдается подъем, обусловленный регистрацией ядер отдачи углерода. Сечения неупругих реакций на ядрах углерода с образованием заряженных частиц много меньше сечения упругого рассеяния нейтронов на протоне, тем не менее, эти реакции сопровождаются рождением тяжелых заряженных частиц (фрагментов ядер), которые могут регистрироваться спектрометром.

Есть еще ряд факторов, приводящих к искажению формы спектра протонов отдачи (рис. 89). Это краевой эффект (вылет части энергетичных протонов из объема сцинтиллятора) и повторное упругое рассеяние нейтрона в сцинтилляторе с образованием еще одного протона отдачи. В этом случае энерговыделения обоих протонов

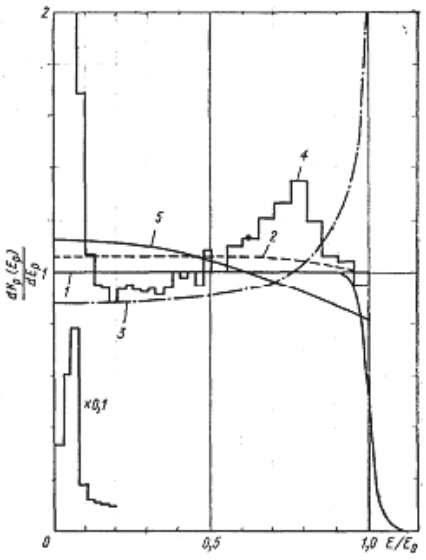


Рис. 89. Энергетический спектр протонов отдачи от источника моноэнергетических нейтронов: 1 – учтено однократное рассеяние на водороде; 2 – учтено рассеяние на углероде; 3 – учтено двукратное рассеяние на водороде; 4 – реальная форма распределения; 5 – учтена утечка протонов через торец кристалла

отдачи будут складываться, что проявляется в некотором накоплении событий с большой амплитудой импульсов. С увеличением размеров детектора влияние первого фактора уменьшается, а второго – растет. Третьим фактором является собственное амплитудное разрешение сцинтилляционного датчика, искажающее аппаратурный спектр импульсов от протонов отдачи. Далее, форма аппаратурного спектра импульсов сцинтилляционного датчика будет повторять форму энергетического распределения протонов отдачи только при условии пропорциональности амплитуды импульсов энерговыделениям протонов в детекторе. Однако, для органических сцинтилляторов такая пропорциональность имеет место только для электронов, а для более тяжелых частиц наблюдается нелинейная зависимость светового выхода (амплитуды импульсов) от энергии частиц, которую необходимо учитывать при обработке данных спектрометра (рис. 90). Поэтому реальные функции отклика спектрометра к моноэнергетическим нейтронам имеют сложный вид.

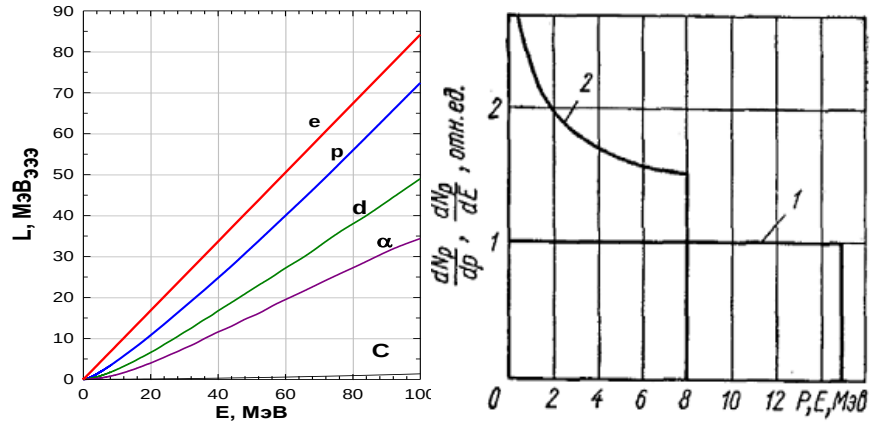


Рис. 90. А - зависимость световыхода сцинтиллятора NE 213 (в единицах э.э.э.) от энергии частиц; Б – искажение спектра протонов отдачи из-за нелинейности световыхода

Эффективность детектирования нейтронов однокристальным спектрометром сильно зависит от выбранного порога ре-

гистрации импульсов с фотоумножителя детектора. На рис. 91 показана зависимость эффективности регистрации нейтронов жидким детектором NE 213 при различных значениях порогов регистрации в МэВ э.э.э (э.э.э. – эквивалентная энергия электронов). Шкалу анализатора удобнее калибровать в величинах именно этой относительной величины, а не в вольтах. Часто величину э.э.э. определяют как амплитуду электронного импульса от моноэнергетического электрона с энергией 1 МэВ. Поскольку зависимость светового выхода сцинтиллятора от энергии электронов линейна (отклонение от линейности наблюдается лишь при энергиях менее 50 кэВ), то величины импульсов от различных частиц удобно выражать в таком случае через э.э.э. Из рис. 91 видно, что эффективность спектрометра падает с увеличением значения порога дискриминации и с ростом энергии нейтронов.

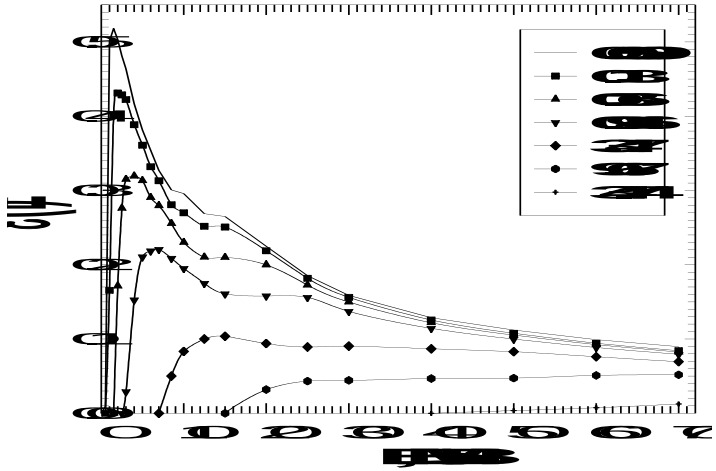


Рис. 91. Энергетические зависимости эффективности регистрации нейтронов детектором NE 213 при различных значениях порогов регистрации в МэВ э.э.э. (врезка на рис.)

Однокристальный спектрометр это самостоятельный прибор, но по условиям эксперимента он может быть элементом в более сложном комплексе: спектрометра на совпадениях и

(или) антисовпадениях в числе других самостоятельных элементов полупроводниковых, ионизационных и т. п.). Тем не менее, в однокристальных спектрометрах обязательно используется режекция гамма-квантов по форме импульса.

Для восстановления протяженных спектров нейтронов применяются специальные методы математической обработки результатов измерений. Первое время оценка энергии быстрых нейтронов делалась по концу амплитудного распределения импульсов сцинтилляций от протонов отдачи и органическом кристалле или жидком сцинтилляторе. Однако этот метод дает плохое энергетическое разрешение. Гораздо лучшие результаты дает восстановление спектров нейтронов путем решения обратной задачи. Действительно, преобразование аппаратурного спектра импульсов в энергетический спектр нейтронов в общем случае следует искать в виде решения следующего интегрального уравнения. Пусть **i** – некоторый канал шкалы анализатора, а $\mathbf{N_i}$ – скорость счета спектрометра с порогом в единицах э.э.э., соответствующим этому номеру канала (т.е. сумма импульсов по каналам анализатора большим **i**). Тогда величина $\mathbf{N_i}$ связана с искомым спектром нейтронов **F(E)** интегральным уравнением:

$$N_i = \int_{E\min}^{E\max} F(E)\cdot\varepsilon(E,\ i)\cdot dE$$

здесь **ε(E, i)** – энергетическая зависимость эффективности спектрометра при пороге регистрации импульсов, соответствующем значению **i** в э.э.э. Под эффективностью регистрации спектрометром с порогом **i** нейтрона с энергией **E** здесь подразумевается вероятность создания нейтроном при попадании в детектор сигнала с амплитудой больше заданной (пороговой), т.е. вероятность того, что продукты реакций нейтрона со сцинтиллятором будут зарегистрированы в каналах больших **i.** Восстановление спектра нейтронов **F(E)** сводится к решению обратной задачи и может осуществляться различными математическими методами.

Следует отметить, что использование реакции упругого рассеяния нуклонов часто используется для градуировки спектрометров нейтронов и протонов в области энергий до сотен МэВ с помощью пучков моноэнергетических протонов на ускорителях. На рис. 92 приведена схема такой установки на пучке протонов.

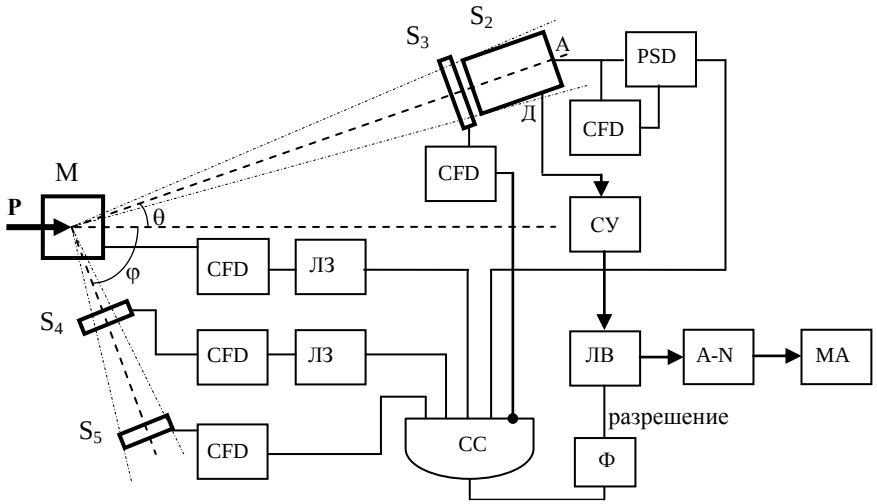


Рис. 92. Схема установки для градуировки спектрометров нейтронов по реакции упругого рассеяния. S_4, S_5 – счетчики телескопа протонов отдачи, М – мишень, S_3 – счетчик антисовпадений, S_2 – счетчик нейтронов. θ и φ - сопряженные углы разлета нейтронов и протонов соответственно, CFD – формирователь со следящим порогом, ЛЗ – задержка, СС – схема совпадений, PSD – блок разделения нейтронов и гамма-квантов по форме импульса, СУ – спектрометрический усилитель, ЛВ – линейные ворота, Ф – формирователь, A-N – амплитудный кодировщик, МА – многоканальный анализатор

Мишенью в этом случае служит дейтерийсодерщащий мАтериал, например, дейтерированный полиэтилен CD_2. Нуклоны в ядре дейтерия слабо связаны и упругое рассеяние протонов пучка на протоне и нейтроне ядра дейтерия происходят

практически как на свободных нуклонах. Логика установки $\mathbf{S}_4 + \mathbf{S}_5 + \mathbf{S}_2 - \mathbf{S}_3$. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что энергия первичного протона распределяется между протоном и нейтроном упругого рассеяния, и распределение этой энергии зависит от сопряженных углов рассеяния θ и φ. При малых энергиях θ + φ= $90^{0.}$ При релятивистских энергиях сумма сопряженных углов уменьшается. Таким образом, меняя углы рассеяния можно обеспечить детектирование счетчиком S_2 нейтронов в узком энергетическом интервале, определяемом телесными углами Δθ и Δφ, а также разбросом энергии протонов пучка. События рассеяния протонов на ядрах углерода, входящих в состав детектора, будут подавлены за счет угловой корреляции событий. В результате можно определить функции отклика и эффективности детектирования нейтронов счетчиком S_2 в широком диапазоне энергий. Аналогично можно градуировать и детекторы протонов полного поглощения энергии (в этом случае вместо мишени можно использовать счетчик с водородсодержащим органическим сцинтиллятором (например, пластическим). Можно также использовать пучки дейтронов и водородсодержащую мишень для получения упруго рассеянных нейтронов (реакция (d, p)).

Существует еще один способ получения квазимоноэнергетических пучков нейтронов до энергий в сотни МЭВ на ускорителях протонов. При этом пучок протонов облучает тонкую нейтронпроизводящую мишень из легкого материала (чаще бериллия). Коллиматором вырезаются нуклоны квазиупругого рассеяния, летящие вперед (под 0^0). Еще лучший результат можно получить с использованием дейтерированного полиэтилена. Тогда в реакциях (p, p) и (p, n) на дейтерии, вперед полетят нуклоны лобового столкновения с энергией равной энергии протонов пучка. Затем с помощью поворотного магнита из сформированного вторичного пучка удаляются (отворачиваются), заряженные частицы и пучок нейтронов вновь формируется чистящим коллиматором. Меняя энергию протонов пучка можно получать пучки квазимоноэнергетических

нейтронов большой интенсивности. На рис. 93 показаны спектры квазимоноэнергетических нейтронных пучков на ускорителе в RIKEN (Япония).

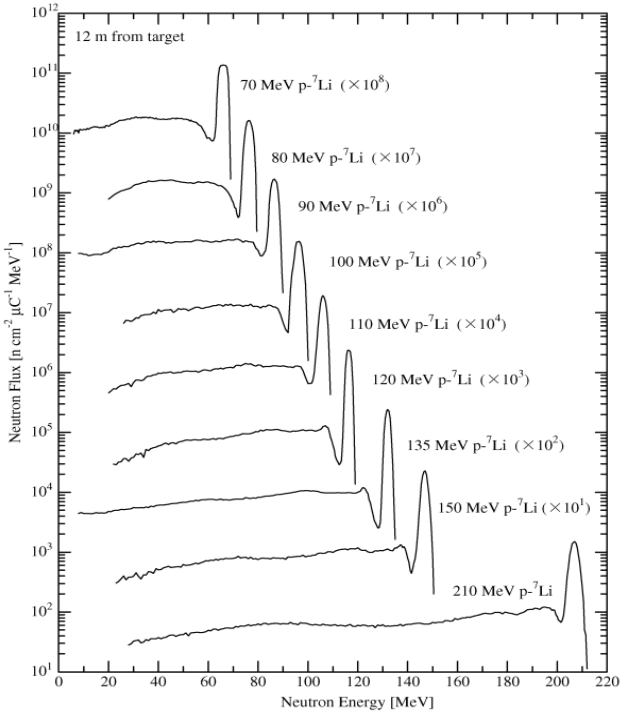


Рис. 93. Нейтронные пучки на циклороне RIKEN, формируемые при соударении протонов с Li-мишенью

Спектрометрия нейтронов активационным методом

Суть метода состоит в том, что под действием нейтронов в нерадиоактивных веществах могут образоваться радиоактивные ядра, т.е. нерадиоактивные вещества приобретают наведенную активность (активируются). Наведенная активность зависит от плотности потока нейтронов и их энергии. Активационный метод удобен тем, что позволяет производить измерения спектра нейтронов в полях большой интенсивности в присутствии мощного γ-излучения.

Активность A облученного образца зависит от спектра нейтронов **F(E)** как:

$$A(t)=N\cdot(1-\exp(-\lambda t_{обл}))\cdot\exp(-\lambda t_{расп})\cdot\int_{E_{min}}^{E_{max}}F(E)\sigma(E)dE$$

где **N** – число ядер материнского нуклида, $t_{обл}$ – время облучения, $t_{расп}$ – время выдержки после облучения, **σ(E)** энергетическая зависимость сечения активации. Для спектрометрии нейтронов выбираются вещества (нуклиды) с сечениями активации, становящимися резко отличными от нуля при некоторых (пороговых) энергиях. Набор образцов таких веществ (детекторов) подбирается с порогами, разнящимися в широком диапазоне энергий нейтронов, и достаточно большими сечениями активации. Периоды полураспада дочерних радионуклидов должны быть удобны, а изотопный состав детекторов должен определяться с высокой точностью.

Существует большое количество различных нуклидов, применяемых в качестве пороговых детекторов нейтронов разных энергий. В тепловой области энергий наибольшее распространение имеют ^{55}Mn, ^{107}Ag, ^{197}Au, для регистрации резонансных нейтронов применяют ^{55}Mn ($E_п$ = 300 эВ), ^{59}Co ($E_п$ = 100 эВ), ^{103}Rh, ^{115}In ($E_п$ = 1,5 эВ), ^{127}I ($E_п$ = 35 эВ), ^{107}Ag, ^{197}Au ($E_п$ = 5 эВ). В области больших энергий используют пороговые детекторы ^{12}C ($E_п$ = 20 Мэв), ^{32}S ($E_п$ = 0,9 Мэв) и ^{63}Cu ($E_п$ = 10 Мэв) и т.д.

Для измерения активности радионуклидов используются описанные выше гамма- и бета-спектрометры. Восстановление спектра нейтронов выполняется путем решения системы интегральных уравнений (по числу детекторов) специальными математическими методами.

Спектрометрия нейтронов в полях рассеянного излучения

Выше уже отмечалось, что измерение спектров нейтронов многими описанными выше способами возможно лишь в случаях, когда поле нейтронов можно считать направленным,

т.е. мы имеем дело либо с точечным источником, либо пучком. Однако в практике радиационного контроля обычной является иная ситуация – измерения надо проводить в поле рассеянного излучения. В рассеянном поле излучения при всевозможных направлениях нейтронов и при неопределенности моментов их рождения эти методики не применимы. Из всех описанных выше методов лишь однокристальный спектрометр по протонам отдачи и активационный метод могут быть в принципе применимы в этой ситуации. Но реально однокристальный спектрометр не применяется, т.к. его функции отклика и эффективности регистрации нейтронов разных энергий сильно зависят от направления падения нейтронов на цилиндрический сцинтиллятор. Возможно, конечно, применение детектора сферической формы, но примеров такой конструкции однокристального спектрометра не известно. Активационные детекторы могут работать лишь в полях нейтронов достаточной мощности, что не соответствует радиационной обстановке за биологическими защитами.

Единственным методом спектрометрии нейтронов в полях низкоинтенсивного рассеянного излучения является многосферный метод (спектрометр Боннера, названный так по имени изобретателя). Существенным его достоинством также является широчайший динамический диапазон – от тепловых нейтронов до нейтронов с энергией ~ 20 МэВ (с использованием специальных дополнений верхний диапазон измерений может быть расширен до сотен МэВ). Не один из классических экспериментальных методов ядерной физики не имеет такого рабочего диапазона простирающегося на 11 порядков по энергии, т.к. физика процессов взаимодействия нейтронов разных энергий с веществом различается очень сильно, а вероятность их взаимодействия с веществом резко растет с уменьшением энергии. Отличие многосферного метода состоит в том, что используются косвенные измерения характеристик нейтронных полей, основанные на высокоэффективной регистрации замедленных в веществе нейтронов. В основу метода была за-

ложена зависимость длины замедления нейтронов в водородсодержащем веществе от их энергии. В качестве материала замедлителей нейтронов обычно используется полиэтилен. Замедлители различных размером имеют сферическую форму для обеспечения угловой изотропности показаний спектрометра. В центр замедлителя помещается малогабаритный детектор медленных нейтронов.

Известны три основных конструкции многосферного спекттрометра, отличающиеся примененным типом детектора медленных нейтронов – сцинтиллятора LiI(Eu) малых размеров, ^{3}He-содержащего сферического пропорционального счетчика, активационного детектора тепловых нейтронов с большим сечением активации (индий, золото). В двух первых случаях функция отклика многосферного спектрометра представляет собой пик суммарного энерговыделения в детекторе продуктов реакции n + ^{6}Li$\rightarrow$ ^{3}He+^{4}He, или реакции n + ^{3}He$\rightarrow$ ^{3}H+p, форма и положение которых остаются фактически постоянными при изменении энергии нейтронов, падающих на спектрометр. Таким образом, аппаратурный спектр многосферного спектрометра не информативен. С изменением энергии нейтронов меняется лишь количество регистрируемых событий, т. е. чувствительность спектрометра. Для замедлителей разного диаметра энергетическая зависимость чувствительности спектрометра (функция чувствительности) имеет разную форму. Показания спектрометра $\mathbf{N_i}$ (скорость счета, имп·с$^{-1}$) с замедлителем **i**-го диаметра связаны с мощностью энергетического флюенса нейтронов $\mathbf{\Phi(E)}$ (нейтрон·см$^{-2}$·с$^{-1}$·МэВ$^{-1}$) вырожденным интегральным уравнением Фредгольма I рода:

$$\mathbf{N_i = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) \cdot R_i(E) dE \quad i = 1, \ldots, m.}$$

Здесь $\mathbf{E_{max}}$, $\mathbf{E_{min}}$ – границы энергетического спектра, $\mathbf{R_i(E)}$ – функция чувствительности спектрометра с замедлителем **i**-го диаметра (имп·см^2·нейтрон$^{-1}$·МэВ). Результатом решения обратной задачи (системы уравнений) является определение плотности вероятности распределения $\mathbf{\Phi(E)}$, удовлетворяю-

щей заданным $\mathbf{N_i}$ при известных $\mathbf{R_i(E)}$.

В общем случае система уравнений (12) не имеет единственного решения, поскольку конечное число измерений (**m**) не может определить непрерывную функцию **Φ(E)**. Поэтому спектр нейтронов часто представляется в виде ряда, где Φ_j есть средний флюенс нейтронов энергетической группы **j** (от $\mathbf{E_j}$ до $\mathbf{E_{j+1}}$), а связь между показаниями спектрометра $\mathbf{N_i}$ и $\mathbf{\Phi_j}$ определяется как:

$$\mathbf{N_i = \sum_{j=1}^{n} R_{i,j} \cdot \Phi_j \qquad j = 1, \ldots, n,}$$

где **n** есть число разбиений энергетического интервала, а $\mathbf{R_{i,j}}$ представляет собой $\mathbf{R_i(E)}$, усредненную по энергетической группе **j**. Это уравнение является приближением предыдущего уравнения, причем степень приближения определяется числом **n**. Если $\mathbf{n \le m}$, то единственное решение относительно $\mathbf{\Phi_j}$ существует и может быть найдено методом наименьших квадратов. На практике, число **m** невелико (обычно не превышает 10-12), поэтому полученный таким образом спектр нейтронов является лишь грубой оценкой в том случае, если энергетический диапазон нейтронов очень широк (например, за защитой ускорителей). Для нахождения спектра при $\mathbf{n > m}$ применяются специальные математические методы

Конструкция многосферного спектрометра ОИЯИ приведена на рис. 94. Детектором медленных нейтронов является кристалл LiI(Eu) диаметром 4,3 мм и высотой 4,0 мм, соединенный световодом с ФЭУ. Обогащение Li изотопом ^{6}Li составляет 90%. Импульсы с анода ФЭУ, подаются на спектрометрический усилитель и затем на анализатор.

Сечение реакции ^{6}Li(n, ^{4}He)^{3}H в широком интервале энергий описывается зависимостью $\mathbf{\sigma = 153 \cdot E^{-0,5}}$. В аппаратурном спектре импульсов слева от пика суммарного энерговыделения ^{4}He и ^{3}H существует подложка от событий, обусловленных краевым эффектом. Энергии ^{4}He и ^{3}H составляют соответственно 2,05 и 2,73 МэВ, а их пробеги в LiI – 9,9 мкм и 45,8 мкм.

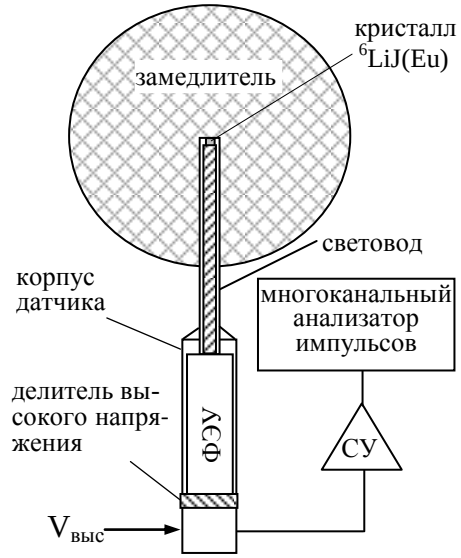


Рис. 94. Конструкция многосферного спектрометра с кристаллом LiI(Eu)

На рис. 95 и 96 показаны сечения реакции ^{6}Li(n, ^{4}He)^{3}H и аппаратурный спектр импульсов спектрометра. Размеры кристалла обеспечивают хорошую дискриминацию событий обусловленных нейтронами и гамма-квантами естественной радиоактивности.

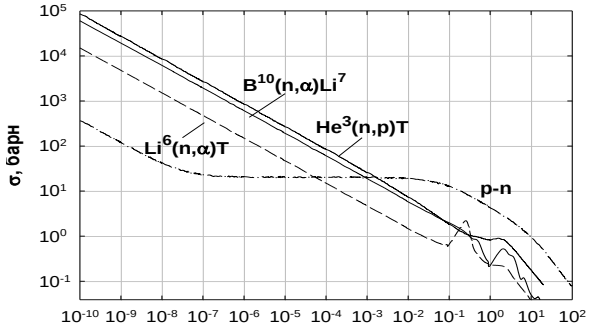


Рис. 95. Сечение некоторых реакций нейтронов

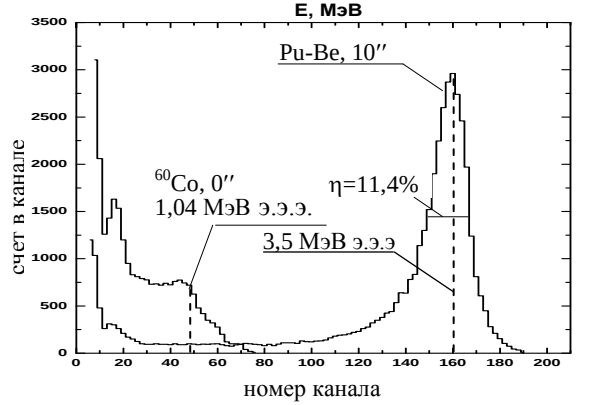


Рис. 96. Аппаратурный спектр импульсов спектрометра от нейтронов Pu-Be источника с замедлителем 10″. Показан также край распределения импульсов от комптоноских электронов источника гамма-квантов ^{20}Co

Измерения проводятся со сферами диаметром 2, 3, 5, 7, 8, 10 и 12 дюймов, а также с “голым” счетчиком в кадмиевом чехле и без него. Расчетные функции чувствительности спектрометра $\mathbf{R_i(E)}$ показаны на рис. 97.

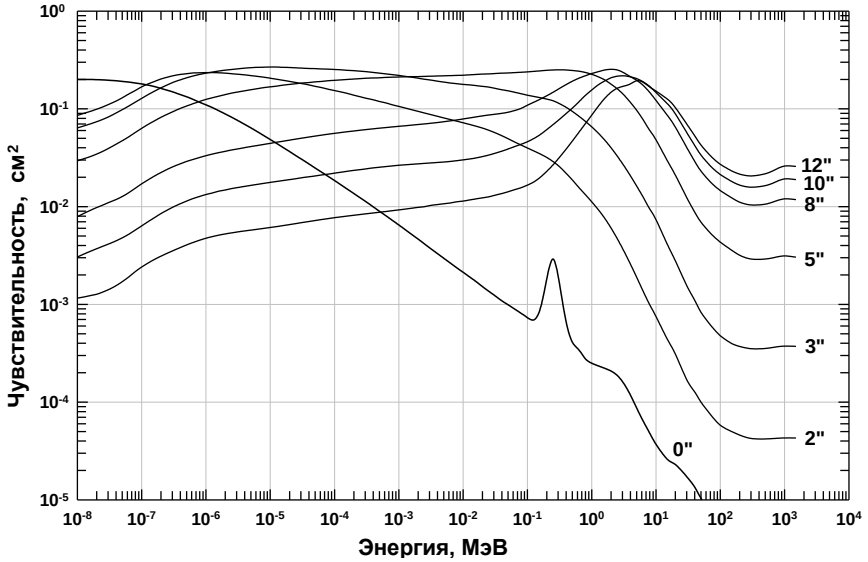


Рис. 97. Функции чувствительности многосферного спектрометра с кристаллом LiI(Eu)

Другой вариант многосферного спектрометра использует ^{3}He-содержащий сферический пропорциональный счетчик SP9 диаметром 3,2 см. Суммарное энерговыделение продуктов реакции составляет 764 кэВ. Такой спектрометр имеет свои преимущества и недостатки по сравнению со спектрометром с кристаллом LiI(Eu). С одной стороны из-за гомогенности детектора в нем может происходить только одна реакция с нейтронами $n + {}^3He \rightarrow {}^3H+p$, в отличие от LiI детектора, в котором с ростом энергии нейтронов открывается множество каналов неупругих взаимодействий нейтронов с литием и иодом. С другой стороны размеры пропорционального счетчика не столь малы, что создает трудности при использовании замедлителей малого диаметра.

Иногда используют многосферную методику в сочетании с активационной, помещая внутрь замедлителей активационные детекторы медленных нейтронов из ^{115}I (σ_{th} = 159 барн) или ^{198}Au(σ_{th} = 98,5 барн). Обычно это применяется в случаях, когда использование активной (электронной) методики не представляется возможным. График сечения (n, γ) реакции природного In на рис. 98.

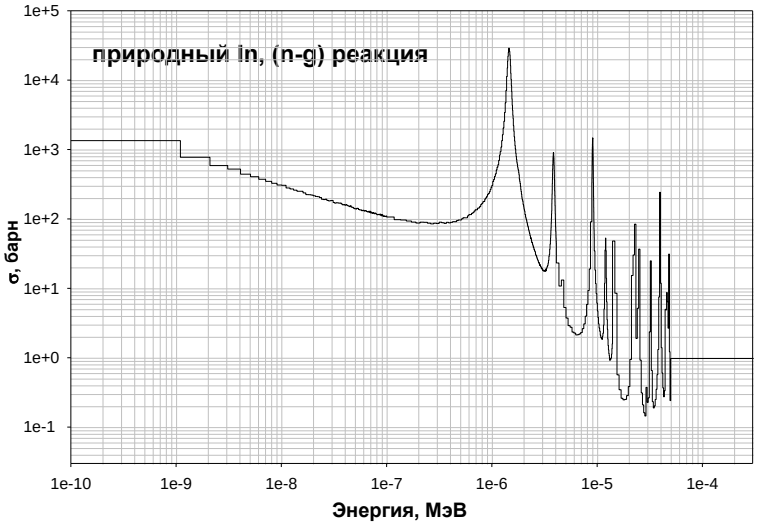


Рис. 98. Сечение реакции (n, γ) природного индия

Восстановление спектра нейтронов **Φ(E)** относится к классу обратных задач (см. стр. 25). Левая часть уравнения представляет собой непосредственно измеряемую величину, подверженную статистическим флуктуациям, а ядро уравнения $\mathbf{R_i(E)}$ получено расчетным путем, т.е. с достоверностью, определяемой уровнем современных знаний. Это является причиной принципиальной неустойчивости решения уравнения. Удовлетворительного решения уравнения может не существовать вообще или не для всякой левой части. В то же время, существование единственного и устойчивого решения системы уравнений очевидно, поскольку поле существует физически. Неустойчивость решения связана с недостатком информации и

её качеством. Механическое увеличение числа уравнений не решает проблемы, т.к. функции чувствительности с близкими параметрами **i** слабо перестают быть линейно независимыми. Чтобы повысить устойчивость решения системы уравнений её стараются доопределить, применяя различные регуляризующие алгоритмы с добавлением той или иной (качественной и количественной) априорной информации об искомом спектре.

На ранней стадии спектрометрии нейтронов многосферной методикой для решения системы уравнений использовалось априорное представление спектра линейной комбинацией нескольких известных функций (максвелловского распределения тепловых нейтронов, спадающего по закону **1/E** спектра замедленных нейтронов, испарительных спектров с разной температурой и т.д.), т.е., по существу, задавалась очень “жесткая” априорная информация о характере искомого решения. Такой способ восстановления спектров, даже в случае удовлетворительного решения системы уравнений, плохо обеспечивал выявление особенностей **Ф(E)**, лежащих вне рамок класса используемых функций. С развитием математических подходов к решению обратных задач появились методы, позволяющие получать устойчивое решение с использованием менее ”жесткой” априорной информации. Важным условием является получение неотрицательных значений флюенса во всем энергетическом диапазоне. В настоящее время разработан ряд методов (реализованных в соответствующих программах) решения обратных некорректных задач.

В ОИЯИ при восстановлении спектров используется метод статистической регуляризации. Суть метода сводится к тому, что на всем пространстве функции **Ф(E)** задается нормальный закон распределения плотности её вероятности. Она определяется как суммой квадратов отклонений левых и правых частей уравнений, так и качественной априорной информацией о спектре, задаваемой в виде квадратичной формы относительно **Ф(E)**. Решением системы уравнений является математическое ожидание функции **Ф(E)** со среднеквадратичной ошибкой. Ка-

чественная априорная информация задается в виде требования гладкости искомого спектра **Φ(E)**, т. е. принципиально основывается на природе физических явлений. При этом квадратичная форма определяется линейной комбинацией нормы функции **Φ(E)** и норм её производных некоторых порядков. В принципе может использоваться и любой другой вид регуляризатора, устраняющего из ансамбля функций **Φ(E)** негладкие функции. В качестве регуляризатора была выбрана линейная комбинация нормы **Φ(E)** и нормы её второй производной. Подгоночный параметр **P**, позволяющий изменять соотношение между нормами **Φ(E)** и $d^2\Phi(E)/dE^2$ в линейной комбинации, позволяет регулировать, в определенных пределах, степень влияния качественной апри-орной информации (степень гладкости спектра). Еще одна априорная информация, используемая при восстановлении спектров – их верхняя граница. Для уменьшения погрешностей при численном интегрировании используется представление восстанавливаемых спектров в виде **Φ(E)×E** (в единицах летаргии) с логарифмически

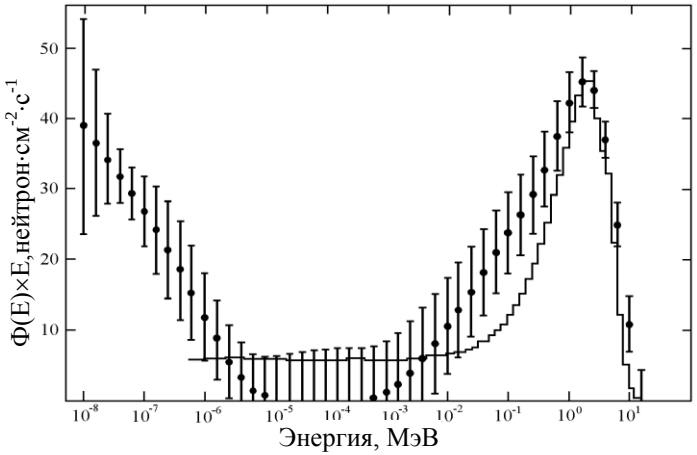


Рис. 99. Спектр нейтронов изотопного источника ^{252}Cf в полиэтиленовом замедлителе диаметром 12,7 см. Гистограмма – нормированный спектр нейтронов источника ^{252}Cf, измеренный в помещении

равномерным разбиением во всем интервале энергий, т.к. динамический диапазон изменения функции **Φ(E)×E** на много порядков меньше диапазона изменения функции **Φ(E).**

Пример восстановленного спектра нейтронов источника ^{252}Cf приведен на рис. 99.

Спектрометрия ЛПЭ

Измерение спектра линейных передач энергии частицами лежит в основе определения эквивалентной дозы:

$$H = \int_0^\infty k(L)D(L)dL$$

Первый экспериментальный метод измерения спектров ЛПЭ[2] был предложен еще в 1955 г. и был основан на использовании малогабаритного и сферического тканеэквивалентного пропорционального счетчика с низким давлением газа, импульсы которого передаются на многоканальный анализатор. По-существу, такой счетчик моделирует процесс передачи энергии в микрообъеме биологической ткани, т.к. стенки счетчика тонкие и сделаны из тканеэквивалентного материала (толщина определяется условием электронного равновесия), а объем тканеэквивалентного газа соответствует объему ткани диаметром несколько мкм. Чтобы счетчик позволял измерять спектры ЛПЭ надо, чтобы он регистрировал заряженные частицы (в том числе с минимальным значением ЛПЭ), проходящие через его чувствительный объем и мог с достаточным разрешением различать частицы с разным ЛП. Пропорциональный счетчик с газовым усилением удовлетворяет этим требованиям. Амплитуда импульсов счетчика **V** пропорциональна энергии **E**, выделившейся в объеме: $\mathbf{h = M \cdot e \cdot E / C \cdot W}$, где **M** –

[2]Линейная передача энергии (linear energy transfer) $\mathbf{L_\Delta}$ для заряженных частиц – отношение **dE/dl**, где **dE** – средняя энергия, потерянная заряженной частицей на длине трека **dl** в таких столкновениях с электронами оболочек атомов среды, при которых переданная им энергия меньше **Δ**. Эту величину также называют ограниченной ЛПЭ в отличие от неограниченной ЛПЭ, т. е. $\mathbf{L_\infty}$ при $\Delta \to \infty$. Неограниченная **L** равна линейной тормозной способности вещества, обусловленной электронными столкновениями.

коэффициент газового усиления, **e** – заряд электрона, **C** – суммарная емкость счетчика и входа усилителя, **W** – энергия ионообразования. Так как энерговыделение **E = d·L**, где **d** – длина хорды пересечения частицей счетчика с ЛПЭ равной **L**, то **V=k· d·L**. Давление газа в счетчике должно быть достаточно малым, чтобы потери энергии частицы по треку не приводили к изменению её энергии и, соответственно, ЛПЭ. С другой стороны, потери энергии частицы должны быть достаточно большими, чтобы можно было пренебречь флуктуациями потерь. В случае плоского поля нормированное распределение длин хорд (треков частиц) в сферическом объеме радиусом r является треугольным (рис. 100), а вероятность длины хорды $\mathbf{D(d) = d/2r^2}$. Треугольным будет и распределение излучения, возникающее в стенках полости, а также равномерно возникающее внутри объема (случай нейтронного излучения). Более того, тот же вид распределения сохраняется и для произвольного углового распределения внешних частиц. В реальности, конечно, в силу ряда причин распределение импульсов по амплитуде даже для плоского поля моноэнергетических частиц не будет точно соответствовать идеальному распределению.

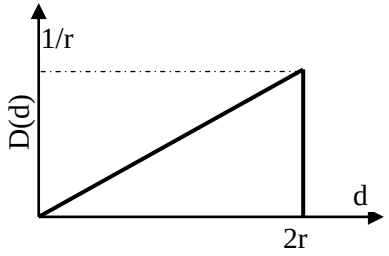


Рис. 100. Нормированное распределение хорд в сфере

Поскольку **h=k·d·L** и $\mathbf{V_{max}}$**= 2r·L**, то нормированное распределение амплитуд импульсов для частиц с данным значением **L** принимает вид:

$$\frac{dN}{dh} = \begin{cases} h/2r^2L^2, & 0 < h \leqslant 2rL; \\ 0 & h > 2rL. \end{cases}$$

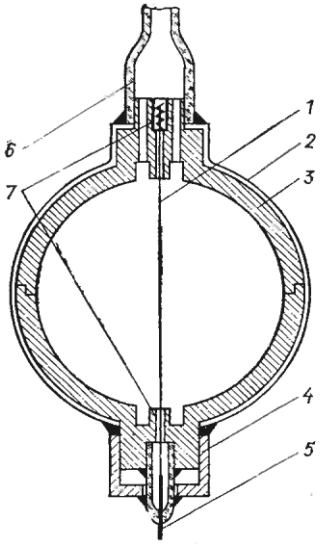
Для флюенса частиц с разной энергией реальное распределение будет являться суперпозицией отдельных треугольных спектров. Соответствующее выражение для распределения флюенса частиц по ЛПЭ можно записать как:

$$\Phi(L) = \frac{k}{S}\left[N(h) - \frac{hdN(h)}{dh}\right] \left[см^{-2} \cdot кэв^{-1} \cdot мкм\right],$$

где N(h) – число импульсов с амплитудой **h** на единичный интервал **h** (мкм/кэВ), **S** – эффективная площадь сечения сферы ($см^2$), **k** – константа. Окончательно, выражение для распределения поглошенной дозы по ЛПЭ:

$$D(L) = \frac{1{,}6 \cdot 10^{-8}}{2\pi r^2} L\left[N(h) - \frac{hdN(h)}{dh}\right] \left[рад \cdot кэв^{-1} \cdot мкм\right],$$

Это наиболее простой способ восстановления спектра ЛПЭ из аппаратурного спектра импульсов. Получение спектра ЛПЭ данным способом требует дифференцирования измеренного спектра импульсов. Это делается с помощью специальных программ.



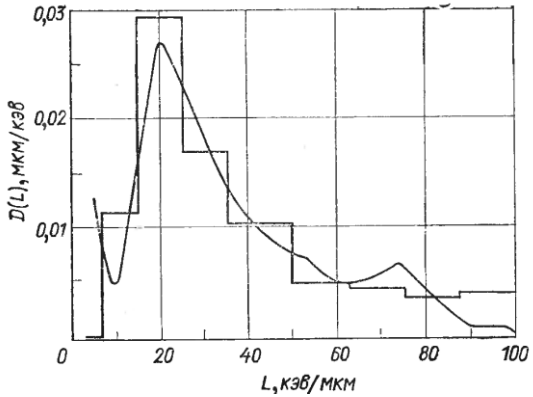


Рис. 102. Спектры ЛПЭ нейтронов Pu-Be источника. Гистограмма – расчет, кривая – измерения

Рис. 101. Конструкция малогабаритного ЛПЭ-счетчика для фантомных измерений. 1 – анодная нить, 2 – алюминиевая оболочка, 3 – тканеэквивалентный корпус счетчика, 4 – переходник, 5 – контактный вывод анода, 6 – откачной патрубок, 7 – изоляторы

В качестве токопроводящего тканеэквивалентного материала стенок счетчики используются специальные пластмассы, газовые смеси состоят из CH_4, CO_2, N_2 с общим давлением

несколько десятков мм рт. столба. Диаметр счетчика обычно составляет 2-3 см. Анод – вольфрамовые нити толщиной 10-12 мкм. Напряжение, подаваемое на счетчик, обычно подбирается в районе 500-1000 В.

Поскольку ЛПЭ-спектрометр передачи энергии в микрообъеме биологической ткани, то для оценки дозы в организме его помещают в тканеэквивалентный фантом. Перемещая его по фантому измеряют пространственное распределение флюенса ЛПЭ первичных и вторичных частиц в организме. На рис. 101 показана конструкция ЛПЭ-счетчика для фантомных измерений, а на рис.102 – пример результатов измерений.

Твердотельные трековые детекторы также можно использовать для измерения спектров ЛПЭ. Наиболее подходящим материалом для этого служит органический полимер CR-39, выолненный из мономера аллилдигли-колькарбоната и близий по среднему **A** и **Z** к биологической ткани. Размеры треков, образующихся в таком детекторе после травления, зависят от ЛПЭ частиц. Пленки CR-39 облучаются в пучке частиц стопой. ЛПЭ-спектрометр на основе CR-39 позволяет измерять величины ЛПЭ в диапазоне от 7 до 700 кэВ/мкм.

СОДЕРЖАНИЕ

Источник и поле излучения, основные характеристики 3
Источник излучения 5
Поле излучения 7
Дифференциальные характеристики поля излучения 9
Методы измерения характеристик источника и поля излучения 14
Детекторы излучения 19
Измерительные характеристики детекторов и приборов 23
Функция отклика 23
Энергетическое разрешение 26
Эффективность и чувствительность 27
Временные характеристики 29
Пространственное разрешение 35
Основные схемы включения детекторов излучения 36
Детекторы излучений 40
Газовые ионизационные детекторы 40
1 Ионизационные камеры 40
2 Пропорциональные счетчики 51
3 Газоразрядные счетчики (Гейгера-Мюллера) 61
4 Дрейфовые камеры 64
5 Искровые камеры 65
Сцинтилляционные детекторы 66
1 Фотоумножители 69
2 Сцинтилляторы 75
3 Конструкции сцинтилляционных датчиков 84
Твердотельные детекторы 86
1 Полупроводниковые детекторы 86
2 Микростриповые координатные детекторы 91
Черенковские детекторы 93
Трековые детекторы 96
Основы ядерной электроники 102
Усилители 105
Пороговые формирователи импульсов 106

Дискриминаторы 107
Схемы совпадений 108
Линейные ворота (линейные схемы пропускания) 111
Временные задержки 111
Амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП) 112
Избирательная способность 114
Идентификация с помощью магнитного анализа 115
Идентификация частиц по их пробегу в веществе (пику Брегга) 117
Идентификация на основе измерений удельных потерь энергии и полной энергии (ΔE-E-метод) 117
Идентификация частиц на основе измерений времени пролета (t-метод), а также энергии и времени пролета (E-t -метод) 119
Идентификация на основе измерений энергии и времени пролета (E-t-метод) 123
Спектрометрия и идентификация нейтронов по времени пролета 124
Идентификация частиц по форме импульса детектора 127
Идентификация частиц по скорости 131
Спектрометрия излучений 133
Сцинтилляционная спектрометрия гамма-излучения 133
Идентификация гамма-линий в аппаратурном спектре 136
Полупроводниковая спектрометрия гамма-излучения 140
Спектрометрия рентгеновского излучения 142
Спектрометрия альфа-частиц 143
Спектрометрия бета-излучения 145
Спектрометрия тяжелых заряженных частиц в области средних энергий 147
Спектрометрия частиц и квантов в области больших энергий 150
Спектрометрия быстрых нейтронов методом ядер отдачи 154
Спектрометрия нейтронов активационным методом 162
Спектрометрия нейтронов в полях рассеянного излучения 163
Спектрометрия ЛПЭ 172