
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ: ДОЗИМЕТРИЯ И ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЯ

КАМЧАТСКАЯ ШКОЛА ПО ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Николай Анфимов, Александр Селюнин
Лаборатория Ядерных Проблем
Объединенный Институт Ядерных Исследований

Оглавление

| | |
|--|-----------|
| ВВЕДЕНИЕ | 2 |
| 1 Радиоактивность | 3 |
| 1.1 Бета-распад | 3 |
| 1.2 Альфа-распад | 5 |
| 1.3 Гамма-излучение | 6 |
| 2 Единицы измерения | 10 |
| 3 Методы регистрации излучений | 15 |
| 3.1 Счетчик Гейгера | 15 |
| 3.2 Сцинтилляторы | 22 |
| 3.3 Фотоумножитель | 33 |
| 3.3.1 Фотокатод | 34 |
| 3.3.2 Динодная система ФЭУ | 37 |
| 3.3.3 Коэффициент усиления | 39 |
| 3.3.4 Шумы ФЭУ | 40 |
| 4 Экспериментальная установка | 41 |
| 4.1 Программное обеспечение | 42 |
| 4.2 Лабораторный практикум. Порядок работы | 45 |

Введение

Гамма-излучение сопровождает ядерные превращения подавляющего большинства радионуклидов. Ядро, образующееся при радиоактивном распаде, чаще всего оказывается в возбужденном состоянии (E_{ex}), при переходе из которого на уровень с меньшей энергией или в основное состояние (E_g) испускается γ -квант. Энергия квантов ($E_\gamma = E_{ex} - E_g$) определяется структурой энергетических уровней конкретного ядра и, следовательно, γ -спектр является своеобразным «паспортом» радионуклида. Поэтому гамма-спектрометрия – определение энергетического спектра γ -квантов, испускаемых исследуемым веществом, – наиболее универсальный метод идентификации радионуклидов в пробах различного состава. Гамма-спектрометрия является также важной составной частью многих инструментальных методов химического анализа. Например, γ -спектры нуклидов, образующихся при нейтронном облучении сложного по составу образца, позволяют установить содержание различных химических элементов в исследуемом веществе.

Глава 1

Радиоактивность

Активность любого радиоизотопа определяется скоростью его распада и выражается следующим фундаментальным законом радиоактивного распада:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (1.1)$$

где N - число радиоактивных ядер, а λ - постоянная распада, которая характеризует вероятность радиоактивного распада. Данный закон фактически означает, что число распадов — dN , произошедшее за короткий интервал времени dt , пропорционально числу атомов N в материале. Исторически единицей измерения радиоактивности является 1 Кюри (обозначается как Ки или Ci), значение которой составляет $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду и соответствует активности 1 г ^{226}Ra . В 1975 г. на Генеральной Конференции по мерам и весам была утверждена новая единица измерения радиоактивности 1 Беккерель (обозначение: Бк, Bq), значение которой определено как один распад в секунду: $1 \text{ Бк} = 2,703 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}$.

1.1 Бета-распад

Наиболее часто в качестве источников быстрых электронов используются радиоактивные изотопы, в которых происходит реакция β^- -распада:



В этом выражении X и Y начальный и конечный продукты реакции, β^- — отрицательно заряженная бета-частица (электрон), $\bar{\nu}$ — антинейтрино. Вероятность взаимодействия антинейтрино с окружением крайне мала, поэтому эти частицы не обнаруживаются в большинстве обычных экспериментов.

Бета-распад не меняет число нуклонов в ядре A , а меняет только его заряд Z . Большинство природных изотопов бета-стабильны, но существуют

источники с большим периодом полураспада, которые еще можно встретить в природе, например, изотоп ^{40}K , в котором происходит бета-минус, бета-плюс распады и электронный захват. На рисунке 1.1 представлена схема распада этого изотопа. Однако большинство радиоизотопов, которые используются в научных и промышленных целях, производятся путем бомбардировки стабильных материалов нейтронами, поэтому такие радиоизотопы бета-активны. Существует большое количество бета-изотопов, полученных в канале реактора. Основные бета-источники приведены в таблице 1.1. В большинстве случаев бета-распад приводит к заполнению возбужденного состояния ядра-продукта и последующему девозбуждению с испусканием гамма-излучения совместно с бета-частицами.

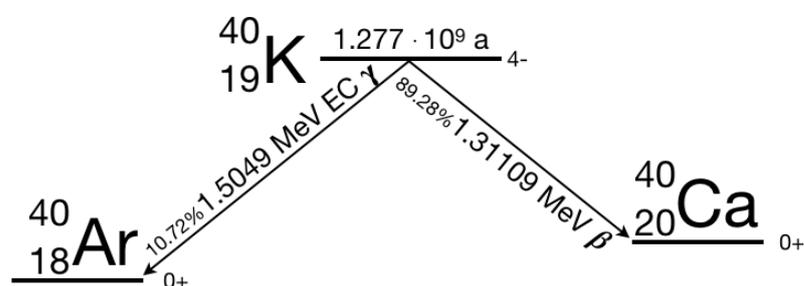


Рис. 1.1: Схема распада изотопа ^{40}K

Переходы в бета-распаде характеризуются каждый своей фиксированной энергией распада или Q-значением (Q-value). Так как энергия ядра отдачи практически равна нулю, то энергия распределяется между бета-частицами и «невидимыми» нейтрино. Бета-частицы таким образом обладают энергией, которая варьируется от распада к распаду. Энергетический спектр бета распада непрерывный и находится в интервале от нуля до «максимальной энергии бета-распада», которая численно равна Q-value. Спектр бета-распада представлен на рисунке 1.2. Отметим, что на форму спектра бета-излучения большое влияние оказывает кулоновское поле атома, которое складывается из поля ядра и электронной оболочки. Искажение, вносимое в спектр полем атома, особенно существенно в начале спектра, т.е. для бета-частиц, имеющих малую энергию. При этом центр тяжести энергетического спектра смещается в сторону малых энергий для электронов и больших энергий для позитронов. Это смещение тем больше, чем больше заряд ядра.

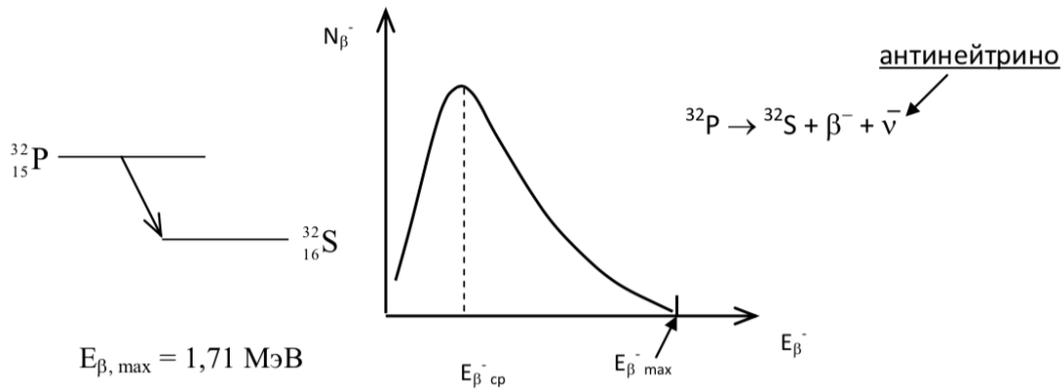


Рис. 1.2: Схема распада ^{32}P и спектр испускаемых β^- -частиц

Таблица 1.1

Широко используемые β^- изотопы

| Изотоп | Период полураспада | Максимальная энергия распада, МэВ |
|--------------------------------|-----------------------|-----------------------------------|
| ^3H | 12,26 лет | 0,0186 |
| ^{14}C | 5730 лет | 0,156 |
| ^{32}P | 14,28 дн. | 1,710 |
| ^{33}P | 24,4 дн. | 0,248 |
| ^{35}S | 87,9 дн. | 0,167 |
| ^{36}Cl | $3,08 \cdot 10^5$ лет | 0,714 |
| ^{40}K | $1,28 \cdot 10^9$ лет | 1,311 |
| ^{45}Ca | 165 дн. | 0,252 |
| ^{65}Ni | 92 г. | 0,067 |
| $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ | 27,7 лет/64 ч. | 0,546/2,270 |
| ^{147}Pm | 2,62 г. | 0,224 |
| ^{204}Tm | 3,81 г. | 0,766 |

1.2 Альфа-распад

Тяжелые ядра энергетически неустойчивы относительно спонтанного испускания альфа-частицы (ядро атома гелия ^4_2He). Вероятность распада определяется вероятностью проникновения альфа-частицы через кулоновский барьер в ядре. Мы не будем подробно останавливаться на этом эффекте, так как он описан во многих учебниках по ядерной физике. Период полураспада источников альфа-частиц варьируется от нескольких дней до тысяч лет. Процесс распада можно схематически описать следующим образом:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + {}^4_2 \alpha, \quad (1.3)$$

где X и Y , соответственно, начальный и конечный продукты распада. Альфа-частицы, образованные при распаде ядра, моноэнергетичны и имеют начальную кинетическую энергию в диапазоне 1,8 - 15 МэВ. При движении

альфа-частицы в веществе она очень быстро теряет энергию, поэтому поглощается обычным листом бумаги или даже слоем воздуха.

В таблице 1.2 приведены характеристики основных радиоизотопов, которые являются источниками альфа-частиц. Энергия альфа частиц от большинства источников альфа излучения лежит в интервале от 3 до 6 МэВ. Отметим, что существует взаимосвязь между энергией альфа-частицы и периодом полураспада источника – чем выше энергия частицы, тем меньше период полураспада. Изотопы, которые испускают альфа-частицы с энергией выше 6,5 МэВ, имеют период полураспада около нескольких дней, поэтому они имеют достаточно ограниченную сферу применения. С другой стороны, если энергия альфа-частицы ниже 4 МэВ, то вероятность ее вылета из ядра (преодоление Кулоновского барьера) довольно мала, соответственно время жизни такого изотопа значительно дольше. Активность долгоживущих изотопов также существенно ниже.

Наиболее используемыми калибровочными источниками альфа-частиц являются ^{241}Am и ^{239}Pu . Так ^{241}Am активно используется для калибровки полупроводниковых детекторов. Как было отмечено, альфа-частица быстро теряет энергию в материале, поэтому источники альфа-излучения изготавливаются в виде тонкого слоя, покрытого металлической фольгой или другим материалом для защиты источника.

1.3 Гамма-излучение

Гамма-излучение испускается из возбужденного ядра при его переходе в состояния с более низкой энергией или в основное состояние. В большинстве применяемых лабораторных источников возбужденные состояния образуются при распаде исходного изотопа. На рис. 1.3 приведены схемы распада двух наиболее используемых источников гамма-излучения – ^{60}Co и ^{137}Cs . В обоих изотопах бета-распад приводит к заселению возбужденного состояния в дочернем ядре. Время жизни ядра в возбужденном состоянии значительно меньше чем время жизни исходного изотопа. Процесс девозбуждения происходит с испусканием гамма-кванта с энергией равной разнице между энергиями основного и возбужденного состояний дочернего ядра. Таким образом, энергетический спектр гамма-излучения будет иметь дискретную структуру и характеризует энергетическую структуру дочернего ядра, в то время как интенсивность излучения определяется периодом полураспада

родительского ядра. Так интенсивность гамма-излучения ^{60}Co уменьшается в соответствии с распадом ^{60}Co (период полураспада 5,26 лет), но энергетический спектр (полосы 1,33 МэВ и 1,17 МэВ) характеризуют структуру ядра ^{60}Ni . По вероятностям переходов в схеме распадов можно оценить количество распадов с испусканием гамма-квантов в родительском ядре. Дискретность энергетического спектра гамма-излучения позволяет использовать ряд изотопов в качестве калибровочных источников. Перечень таких источников приведен в таблице 1.3

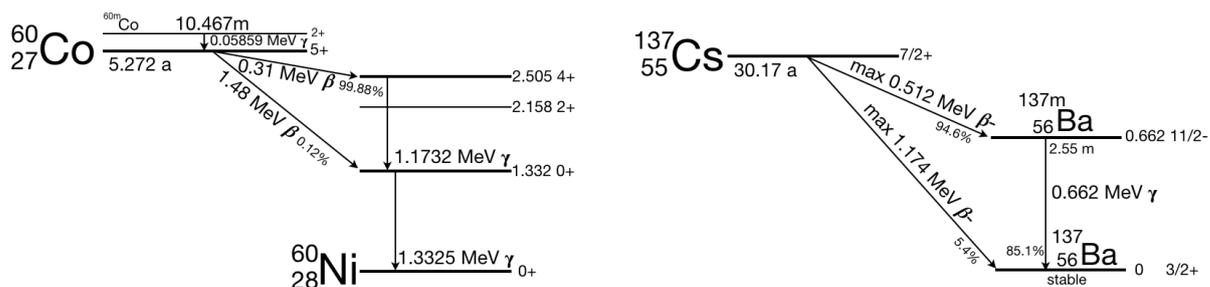


Рис. 1.3: Распад изотопов ^{137}Cs и ^{60}Co

Энергия гамма-излучения широко применяемых гамма-источников не превышает 2,8 МэВ. При помощи изотопа ^{56}Co можно получить гамма-кванты с энергией до 3,55 МэВ, однако период полураспада данного материала составляет всего 77 дней, что ограничивает широкое применение данного изотопа. Для калибровки детекторов с большими энергиями применяется изотоп ^{16}N , с энергией гамма-излучения 6,13 и 7,11 МэВ, которое излучается при бета-распаде до ^{16}O , но время жизни ^{16}N составляет всего 7 секунд. Такие изотопы производятся только в реакторах или ускорителях. Радиоактивность лабораторных калибровочных источников гамма-излучения невелика. Обычно активность изотопа не превышает нескольких микроюри (около 10^5 Бк).

Таблица 1.2

Основные источники α -частиц

| Изотоп | Период полураспада | Кинетическая энергия α -частиц, МэВ | Доля в процентах |
|-------------------|-------------------------|--|------------------|
| ^{148}Gd | 93 г. | 3,18 | 100 |
| ^{232}Th | $1,4 \cdot 10^{10}$ лет | 4,012 | 77 |
| | | 3,953 | 23 |
| ^{238}U | $4,5 \cdot 10^9$ лет | 4,196 | 77 |
| | | 4,149 | 23 |
| ^{235}U | $7,1 \cdot 10^8$ лет | 4,598 | 4,6 |
| | | 4,401 | 56 |
| | | 4,374 | 6 |
| | | 4,365 | 12 |
| | | 4,219 | 6 |
| ^{236}U | $2,4 \cdot 10^7$ лет | 4,494 | 74 |
| | | 4,445 | 26 |
| ^{230}Th | $7,7 \cdot 10^4$ лет | 4,688 | 76,3 |
| | | 4,62 | 23,4 |
| ^{234}U | $2,5 \cdot 10^5$ лет | 4,77 | 72 |
| | | 4,72 | 28 |
| ^{239}U | $2,4 \cdot 10^4$ лет | 5,155 | 73,3 |
| | | 5,143 | 15,1 |
| | | 5,105 | 11,5 |
| ^{240}U | $6,5 \cdot 10^3$ лет | 5,168 | 76 |
| | | 5,124 | 24 |
| ^{210}Po | 133 дня | 5,305 | 99+ |
| ^{241}Am | 433 г. | 5,486 | 85,2 |
| | | 5,443 | 12,8 |
| ^{238}Pu | 88 лет | 5,499 | 71,1 |
| | | 5,457 | 28,8 |
| ^{242}Cm | 163 дн. | 6,113 | 74 |
| | | 6,07 | 26 |
| ^{253}Es | 20,5 дн. | 6,633 | 90 |
| | | 6,592 | 6,6 |

Таблица 1.3

Основные источники γ -излучения

| Изотоп | $T_{1/2}$ | Е, кэВ | I(%) |
|-------------------|-----------------------|--------|-------|
| ^{22}Na | 2,6 г. | 1274,5 | 99,95 |
| ^{40}K | $1,23 \cdot 10^9$ лет | 1460 | 10,72 |
| ^{60}Co | 5,27 лет | 1173 | 99,88 |
| | | 1332 | 99,98 |
| ^{133}Ba | 10,5 лет | 31 | 64,5 |
| | | 81 | 34 |
| | | 302 | 18 |
| | | 356 | 62 |
| ^{137}Cs | 30,2 г. | 32 | 5,64 |
| | | 662 | 85,3 |
| ^{226}Ra | 1600 лет | 186 | 3,59 |
| ^{214}Pb | 26,8 мин | 242 | 16 |
| | | 295 | 42 |
| | | 352 | 80 |
| ^{214}Bi | 19,9 мин | 609 | 100 |
| | | 768 | 10,9 |
| | | 934 | 6,93 |
| | | 1120 | 32,72 |
| | | 1238 | 12,94 |
| | | 1378 | 8,87 |
| | | 1509 | 4,78 |
| | | 1730 | 6,29 |
| | | 1765 | 34,23 |
| | | 1847 | 4,52 |
| | | 2204 | 10,77 |
| ^{208}Tl | 3 мин | 511 | 22,6 |
| | | 583 | 84,5 |
| | | 2615 | 99 |
| ^{212}Pb | 10,6 ч | 239 | 43,3 |
| ^{228}Ac | 6,15 ч | 338 | 11,3 |
| | | 911 | 25,8 |
| | | 969 | 15,8 |
| ^{241}Am | 432 г. | 59,5 | 36 |

Глава 2

Единицы измерения

При облучении в органах и тканях человека в результате поглощения энергии идут процессы ионизации и возбуждения атомов, представляющие собой биологическое воздействие излучений. Его мерой служит количество поглощенной организмом энергии.

Различные виды излучения характеризуются различной биологической эффективностью, что связано с отличиями в их проникающей способности и характером передачи энергии органам и тканям живого объекта, состоящего в основном из легких элементов. Эффект облучения зависит от величины поглощенной дозы, ее мощности, вида излучения, объема облучения тканей и органов.

Таблица 2.1

Основные радиологические величины и единицы

| Величина | Название (внесистемное) | Название (СИ) | Соотношение между единицами |
|-----------------------------------|----------------------------|------------------------|---|
| Активность нуклида, А | Кюри (Ки, Ci) | Беккерель (Бк, Bq) | $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп/с}$ |
| Экспозиционная доза, X | Рентген (Р, R) | Кулон/кг (Кл/кг, C/kg) | $1 \text{ Р} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ $1 \text{ Кл/кг} = 3.88 \cdot 10^3 \text{ Р}$ |
| Поглощенная доза, D | Рад (рад, rad) | Грей (Гр, Gy) | $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}$ $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$ |
| Эквивалентная доза, H | Бэр (бэр, rem) | Зиверт (Зв, Sv) | $1 \text{ бэр} = 10^{-2} \text{ Зв}$ |
| Интегральная доза излучения | Рад·грамм (рад·г, rad·g) | Грей·кг (Гр·кг, Gy·kg) | $1 \text{ рад·г} = 10^{-5} \text{ Гр·кг}$ |

Для описания влияния ионизирующих излучений на вещество используются следующие понятия и единицы измерения :

Активность радионуклида в источнике (А). Активность равна отношению числа самопроизвольных ядерных превращений в этом источнике

за малый интервал времени (dN) к величине этого интервала (dt):

$$A = dN/dT \quad (2.1)$$

Единица активности в системе СИ – Беккерель (Бк). Внесистемная единица – Кюри (Ки). Число радиоактивных ядер $N(t)$ данного изотопа уменьшается со временем по закону:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-t \cdot \frac{\ln 2}{T_{1/2}}} = N_0 \cdot e^{-t \cdot \frac{0.693}{T_{1/2}}} \quad (2.2)$$

где N_0 - число радиоактивных ядер в момент времени $t = 0$, $T_{1/2}$ - период полураспада – время, в течение которого распадается половина радиоактивных ядер.

Экспозиционная доза (X). В качестве количественной меры рентгеновского и γ -излучения принято использовать во внесистемных единицах экспозиционную дозу, определяемую зарядом вторичных частиц (dQ), образующихся в массе вещества (dm) при полном торможении всех заряженных частиц :

$$X = dQ/dm \quad (2.3)$$

Единица экспозиционной дозы - Рентген (Р). Рентген – это экспозиционная доза рентгеновского и γ -излучения, создающая в 1 см³ воздуха при температуре 0 °С и давлении 760 мм рт.ст. суммарный заряд ионов одного знака в одну электростатическую единицу количества электричества. Экспозиционной дозе 1 Р соответствует $2.08 \cdot 10^9$ пар ионов ($2.08 \cdot 10^9 = 1/(4.8 \cdot 10^{-10})$). Если принять среднюю энергию образования 1 пары ионов в воздухе равной 33.85 эВ, то при экспозиционной дозе 1 Р одному кубическому сантиметру воздуха передается энергия, равная

$$(2.08 \cdot 10^9) \cdot 33.85 \cdot (1.6 \cdot 10^{-19}) = 0.113 \cdot 10^{-7} \text{ Дж} = 0.113 \text{ эрг},$$

а одному грамму воздуха :

$$0.113/\rho_{air} = 0.113/0.001293 = 87.3 \text{ эрг}.$$

Поглощение энергии ионизирующего излучения является первичным процессом, дающим начало последовательности физико-химических преобразований в облученной ткани, приводящей к наблюдаемому радиационному эффекту. Поэтому естественно сопоставить наблюдаемый эффект с количеством поглощенной энергии или поглощенной дозы.

Поглощенная доза (D) – основная дозиметрическая величина. Она равна отношению средней энергии dE , переданной ионизирующим излучением

веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме :

$$D = dE/dm \quad (2.4)$$

Единица поглощенной дозы – Грей (Гр). Внесистемная единица Рад определялась как поглощенная доза любого ионизирующего излучения, равная 100 эрг на 1 грамм облученного вещества.

Эквивалентная доза (Н). Для оценки возможного ущерба здоровью человека в условиях хронического облучения в области радиационной безопасности введено понятие эквивалентной дозы H , равной произведению поглощенной дозы D_r , созданной облучением - r и усредненной по анализируемому органу или по всему организму, на весовой множитель w_r (называемый еще - коэффициент качества излучения)(см. таблицу 2.2)

$$H = \sum_r w_r \cdot D_r \quad (2.5)$$

Единицей измерения эквивалентной дозы является Джоуль на килограмм. Она имеет специальное наименование Зиверт (Зв).

Таблица 2.2

Весовые множители излучения

| Вид излучения и диапазон энергий | Весовой множитель |
|--|-------------------|
| Фотоны всех энергий | 1 |
| Электроны и мюоны всех энергий | 1 |
| Нейтроны с энергией < 10 КэВ | 5 |
| Нейтроны от 10 до 100 КэВ | 10 |
| Нейтроны от 100 КэВ до 2 МэВ | 20 |
| Нейтроны от 2 МэВ до 20 МэВ | 10 |
| Нейтроны > 20 МэВ | 5 |
| Протоны с энергий > 2 МэВ (кроме протонов отдачи) | 5 |
| α -частицы, осколки деления и другие тяжелые ядра | 20 |

Влияние облучения носит неравномерный характер. Для оценки ущерба здоровью человека за счет различного характера влияния облучения на разные органы (в условиях равномерного облучения всего тела) введено понятие эффективной эквивалентной дозы E_{eff} применяемое при оценке возможных стохастических эффектов - злокачественных новообразований.

Эффективная доза равна сумме взвешенных эквивалентных доз во всех органах и тканях:

$$E_{eff} = \sum_t w_t \cdot H_t \quad (2.6)$$

где w_t – тканевый весовой множитель (таблица 2.3), а H_t – эквивалентная доза, поглощенная в ткани – t. Единица эффективной эквивалентной дозы – Зиверт.

Таблица 2.3

Значения тканевых весовых множителей w_t для различных органов и тканей

| Ткань или орган | w_t | Ткань или орган | w_t |
|----------------------|-------|--------------------|-------|
| Половые железы | 0.20 | Печень | 0.05 |
| Красный костный мозг | 0.12 | Пищевод | 0.05 |
| Толстый кишечник | 0.12 | Щитовидная железа | 0.05 |
| Легкие | 0.12 | Кожа | 0.01 |
| Желудок | 0.12 | Поверхность костей | 0.01 |
| Мочевой пузырь | 0.05 | Остальные органы | 0.05 |
| Молочные железы | 0.05 | - | - |

Сравнение доз. Дозы бывают разного типа – экспозиционная, поглощенная, эквивалентная. Единицы измерения доз тоже разные – рентген и кулон/кг, рад и грей, зиверт и бэр. Бытовые дозиметры показывают мощность дозы в микрорентгенах в час (мкР/час), а, например, в сообщениях об аварии в микрозивертах в час (мкЗв/час) или миллизивертах в час (мЗв/час). Хотя экспозиционная доза не тоже самое, что эквивалентная доза, в большинстве случаев, представляющих интерес для непрофессионалов, можно пользоваться соотношением:

$$100 \text{ мкР} \approx 1 \text{ мкЗв},$$

$$100 \text{ бэр} = 1 \text{ Зв}.$$

Мощность дозы в Москве обычно 13-15 мкР/час. Облучение делится на внешнее и внутреннее. Внешнее облучение обусловлено источниками, расположенными вне тела человека. Источниками внешнего облучения являются космическое излучение и наземные источники. Источником внутреннего облучения являются радионуклиды, находящиеся в организме человека.

Рассмотрим примеры эквивалентных доз:

- 1-2 Зв (одномоментно) тяжелое радиационное отравление, более двух Зв – смертельная доза.
- Рентгеновский снимок руки - 1-5 мкЗв
- Рентгеновский снимок грудной клетки - 100 мкЗв

- Флюорография - 300 мкЗв
- Маммография - 700 мкЗв
- Компьютерная томография грудной клетки - 7 мЗв, головы - 2 мЗв, всего тела - 10 мЗв.
- Полет на самолете - десятки мкЗв (зависит от высоты и длительности полета)
- Среднемировая доза облучения от естественных источников, накопленная на душу населения за год, равна 2,4 мЗв, с разбросом от 1 до 10 мЗв

Глава 3

Методы регистрации излучений

3.1 Счетчик Гейгера

Счетчики Гейгера-Мюллера¹ — одни из наиболее распространенных детекторов ионизирующих излучений, наряду с ионизационными камерами и пропорциональными счетчиками. Счетчик изобретен в 1908 г. немецким физиком Гейгером (Н. Geiger) и английским физиком Резерфордом (Е. Rutherford), а в 1913 г. усовершенствован немецким физиком Мюллером (W. Muller). Используется, в основном, для детектирования рентгеновских и космических лучей, β - и γ -излучения. Счетчики Гейгера-Мюллера сыграли важную роль в ядерной физике в 20–40-х годах, в настоящее время используются преимущественно в дозиметрии.

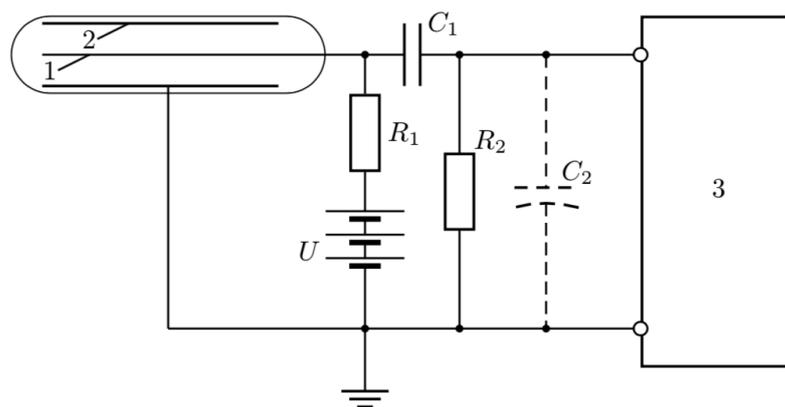


Рис. 3.1: Схема включения счетчика Гейгера-Мюллера

Устройство. Сам прибор представляет из себя герметичную камеру (обычно стеклянную), наполненную инертным газом под давлением 13–26 кПа. Поэтому, все выше перечисленные счетчики называют газонаполненными детекторами. Внутри камеры находятся электроды под высоким напряжением,

¹материалы взяты из источника [1]

создающие сильно неоднородное электрическое поле. На практике чаще применяются цилиндрические счетчики (рис. 3.3а). На рисунке 3.1 показана схема включения такого счетчика. Внутренний электрод (анод) 1 представляет собой тонкую прямую вольфрамовую проволоку, диаметром 0,1 мм, изолированную от стенок камеры. Внешний электрод (катод) 2 расположен вдоль цилиндрических стенок, а если камера изготовлена из стекла, то выполнен в виде напыления на стенки (медь, вольфрам, нихром, сталь и т. п.).

Схема включения. Между анодом и катодом подается высокое напряжение ($U \sim 300 \div 1000$ В), при этом катод находится под потенциалом земли. Конденсатор C_1 разделяет высоковольтную цепь питания счетчика и входную цепь электронной схемы. Сопротивление R_1 ($R_1 \sim 10^8 \div 10^9$ Ом) отделяет анод от источника питания, благодаря чему, потенциал нити во время разряда снижается.

Изменение потенциала анода регистрируется электронно-счетным прибором. Амплитуда импульса при регистрации частицы составляет ~ 1 В, поэтому в пересчетных приборах не требуется большого усиления входного сигнала.

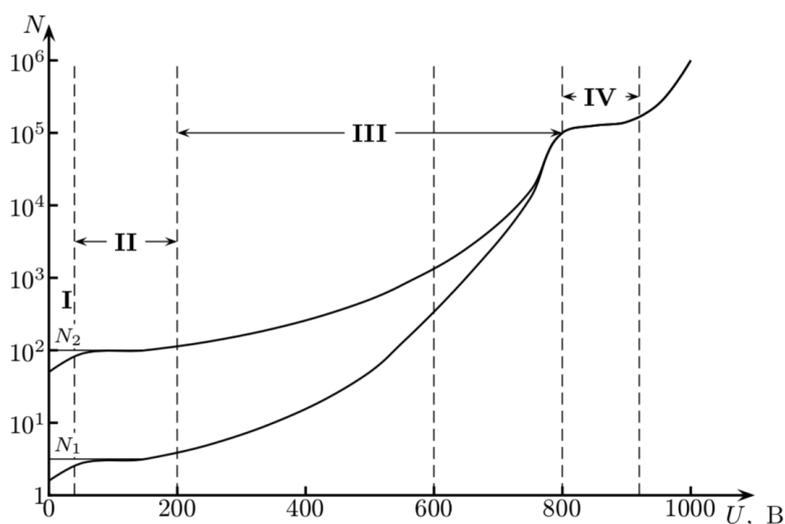


Рис. 3.2: Зависимость числа собираемых пар ионов от величины приложенного напряжения. Кривые соответствуют двум разным типам частиц, образующих в объеме счетчика N_1 и N_2 пар ионов, соответственно

Принцип работы. Предположим, что частица прошла через объем счетчика и создала в нем N пар ионов. На рисунке 3.2 показана зависимость числа пар ионов, собираемых электродами счетчика, в зависимости от приложенного напряжения. Две кривые приведены для разных частиц, создающих N_1 и N_2 пар ионов. Такие кривые можно разбить на 4 основных участка.

На участке I имеют место два конкурирующих процесса: собирание заряда

на электродах и рекомбинация ионов. При возрастании потенциала скорость движения электронов увеличивается, вероятность рекомбинации уменьшается и величина собранного заряда растет.

При некотором напряжении все ионы (для данных кривых — N_1 и N_2), образованные частицей, будут оседать на электродах и количество пар не будет увеличиваться при дальнейшем увеличении напряжения. Такая ситуация соответствует току насыщения на участке II. Собранный заряд на этом участке определяется только ионизационными способностями регистрируемой частицы. Этот участок называют областью ионизационной камеры, — величина собранного анодом заряда равна суммарному заряду электронов, образованных частицей в процессе ионизации. Ионизационная камера работает в области от нескольких вольт до 200 В и предназначена для регистрации «всплеска» частиц, причем «всплески» разных частиц будут отличаться.

На участке III собранный заряд увеличивается в K раз, вследствие газового усиления: электроны, образованные в результате первичной ионизации, ускоряясь в электрическом поле приобретают энергию, достаточную для вторичной (ударной) ионизации. В начале участка III коэффициент усиления не зависит от первоначальной ионизации, и собранный на электродах заряд пропорционален числу пар ионов, образованных заряженной частицей. Участок кривой, на котором имеется газовое усиление, но сохраняется зависимость между собираемым зарядом и первоначальной ионизацией, называется пропорциональной областью, в этой области работают пропорциональные счетчики. С увеличением напряжения эта пропорциональность постепенно нарушается и в конце участка III величина импульсов становится независимой от первоначальной ионизации, эта часть называется областью ограниченной пропорциональности.

На участке IV собираемый заряд не зависит от первоначальной ионизации. В сильно неоднородном электрическом поле электроны быстро ускоряются, приобретая энергию достаточную для ионизации, число электронов лавинообразно увеличивается и вблизи анода весь газ оказывается ионизован, возникает т. н. коронный разряд. Таким образом, заряд возрастает до величины, определяемой характеристиками камеры и внешней цепи. При дальнейшем увеличении приложенного напряжения область ударной ионизации расширяется, импульс напряжения на аноде немного увеличивается. Однако разряд все равно остается вынужденным, кривая практически не растет. Этот участок называется областью Гейгера-Мюллера. Счетчики, работающие в

области IV, называются счетчиками Гейгера-Мюллера, см. рис. 3.3.

Отличительной особенностью счетчиков Гейгера-Мюллера является высокая чувствительность: любая частица, прошедшая через счетчик, будет зарегистрирована, если она создаст хотя бы одну ионную пару (нейтроны, γ -кванты и рентгеновские лучи регистрируются по вторичным ионизирующим частицам). С другой стороны, эти счетчики не способны определять энергию или тип частиц.



Рис. 3.3: Счетчики Гейгера-Мюллера. а — цилиндрические, б — торцевые, в — пакетные

Эффективность. Эффективность счетчика — отношение числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, прошедших через счетчик. Частица, прошедшая через счетчик, может не образовать ионной пары, или образованные ионы могут продиффундировать в нерабочую область счетчика.

Таким образом, эффективность зависит от конструкции и материалов счетчика и различна для разных типов частиц. Так, для электронов эффективность может достигать 99–99,9%. Регистрация γ -квантов осуществляется за счет вторичной ионизации, γ -квант образует комптоновские электроны или электрон-позитронные пары (при энергиях $E_\gamma > 1,022$ МэВ). Эффективность счетчиков для γ -лучей составляет $\sim 1\%$.

Механизм разряда в счетчиках Гейгера-Мюллера. В области Гейгера-Мюллера каждый электрон на своем пути к аноду создает некоторое

количество пар ионов и возбуждает какое-то количество атомов. До анода доходит лавина электронов, образованная первичной частицей. Однако возбужденные атомы переходят в нормальное состояние, испуская фотоны, которые, в свою очередь, выбивают фотоэлектроны из катодов; ионы, достигнув катода, тоже могут выбить электроны. В результате этих процессов возникает вторая лавина, третья, . . . Так возникает незатухающий разряд. В действительности такой разряд со временем прекратится: скорость ионов гораздо меньше скорости электронов, а их число равно числу образовавшихся электронов, вследствие этого образуется большой положительный объемный заряд, напряженность поля уменьшается и вторичные процессы затухают. Такой счетчик практически непригоден к использованию, т. к. может зарегистрировать только одну частицу за большой интервал времени.

Для увеличения эффективности счетчиков необходимо гасить вторичный процесс разряда (в нормально работающем счетчике разряд должен обрываться на первой лавине). Бывают счетчики Гейгера-Мюллера самогасящиеся и несамогасящиеся.

Внешняя схема гашения разряда: для гашения вторичного разряда в обычных счетчиках в анодной цепи схемы включения счетчика (рис. 3.1) используют сопротивление $R_1 \sim 10^9$ Ом. Таким образом, постоянная времени (RC) входной цепи оказывается намного больше времени собирания положительных ионов. Во время разряда процесс ионизации прекращается как только потенциал между анодом и катодом станет меньше критического. Недостатком таких счетчиков является низкая разрешающая способность, $\gtrsim 10^{-3}$ с.

Самогасящиеся счетчики: один из способ гашения вторичного разряда, - добавление к рабочему газу органических многоатомных газов с низкими ионизационными потенциалами и малыми коэффициентами прилипания электронов (пары спирта, этилен, метилен и т. п.). Такие газы способны поглощать ультрафиолет и нейтрализовать ионы инертных газов. В результате на катоде нейтрализуются ионы не инертного газа, а органических молекул. После рекомбинации молекулы, находясь в возбужденном состоянии, очень быстро ($\sim 10^{-13}$ с) распадаются на более мелкие молекулы или составные атомы, не успевая испустить фотон или выбить электрон с поверхности катода. Органические молекулы не восстанавливаются, поэтому такие счетчики «стареют» (ухудшаются характеристики счетчика), они рассчитаны $\sim 10^{10}$ импульсов.

Другой тип самогасящихся счетчиков, — галогенные счетчики, свободен от этого недостатка. В таких счетчиках к рабочему газу добавлено небольшое количество (0,1%) галогена (Br_2 , Cl_2 , J_2). Механизм гашения вторичного разряда галогенами аналогичен вышеописанному, с той только разницей, что молекулы галогена впоследствии рекомбинируют. Галогенные счетчики имеют низкое рабочее напряжение (~ 300 В).

Счетная характеристика. Счетная характеристика — зависимость скорости счета от приложенного напряжения (при неизменной интенсивности ионизирующего излучения). Счетная характеристика зависит от многих факторов: диаметра анода и счетчика, состава и давления газа, . . . На рис. 3.4 показан пример такой кривой.

Напряжение, при котором начинается счет (порог счета), соответствует минимальным амплитудам импульсов, регистрируемых электронной схемой. Начальный участок счетной характеристики соответствует области ограниченной пропорциональности.

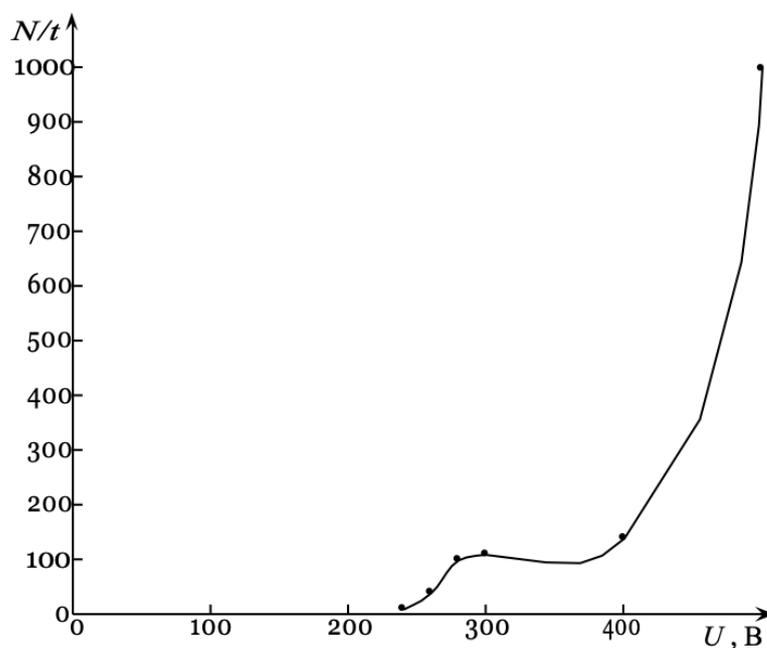


Рис. 3.4: Счетная характеристика счетчика Гейгера-Мюллера

Начиная с некоторой величины скорость счета почти не зависит от приложенного напряжения; в этой области каждая частица, образовавшая хотя бы одну ионную пару, вызывает импульс с амплитудой, достаточной для регистрации. Такой участок называется областью плато. Протяженность плато обычно составляет несколько сотен вольт. Наклон плато обусловлен наличием вторичных электронов (выбиваемых из катода), создающих ложные импульсы и небольшим увеличением чувствительного объема счетчика с

ростом напряжения. Обычно наклон составляет несколько процентов на 100 В. Рабочее напряжение выбирают в середине плато.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к «пробою» счетчика, - прошедшая частица вызывает незатухающую лавину электронов и ионов (за счет вторичных электронов, выбиваемых из стенок катода электронами и ионами). Этот участок кривой называется областью непрерывного разряда.

Разрешающее время счетчиков. Скорость положительных ионов в счетчике Гейгера-Мюллера намного меньше скорости электронов, поэтому в течение некоторого промежутка времени после разряда, из-за наличия объемного положительного заряда, электрическое поле в счетчике имеет величину, недостаточную для ионизации газа. Частицы, попавшие в счетчик в это время не регистрируются! Это время называется разрешающим или мертвым временем счетчика. По прошествии мертвого времени частицы регистрироваться будут, но с меньшей амплитудой сигнала (см. 3.5). Промежуток времени, необходимый для полного восстановления величины импульса после окончания мертвого времени, называется временем восстановления. Типичное значение мертвого времени $\sim 10^{-4}$ с.

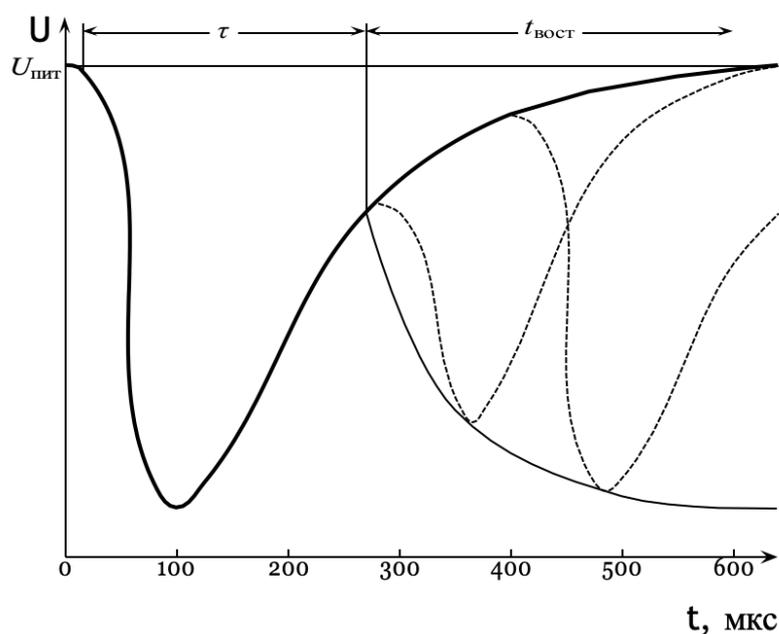


Рис. 3.5: Импульс напряжения на собирающем электроде. τ - мертвое время, $t_{восст}$ — время восстановления. Пунктирной линией изображены импульсы от частиц, попавших во время восстановления счетчика, как видно, они имеют меньшую амплитуду

Если за определенное время (для простоты возьмем 1 с) счетчик регистрирует n частиц, то в течение $n\tau$ с. счетчик не регистрирует частицы, здесь τ - мертвое время. Тогда вместо «истинных», n_0 частиц

счетчик регистрирует $n = n_0(1 - n\tau)$, т. е.

$$n_0 = n/(1 - n\tau) \quad (3.1)$$

Мертвое время счетчика можно определить экспериментально, методом нескольких источников. Предположим, что мы измерили скорости счета электронов ($\dot{n}_i = n_i/t_i$) для каждого β -источника в отдельности и для случая, когда открыты все источники ($\dot{n}_\Sigma = n_\Sigma/t_\Sigma$). Для такого эксперимента можно записать

$$\dot{n}_{0_\Sigma} = \sum_{i=1}^k \dot{n}_{0_i} \quad (3.2)$$

где k -количество источников. Однако, с учетом фонового излучения, вместе с каждым n_0 в счетчик попадает еще и n_{0_Φ} . Тогда уравнение (3.2) запишется: $\dot{n}_{0_\Sigma} - \dot{n}_{0_\Phi} = (\dot{n}_{0_1} - \dot{n}_{0_\Phi}) + (\dot{n}_{0_2} - \dot{n}_{0_\Phi}) + \dots + (\dot{n}_{0_k} - \dot{n}_{0_\Phi})$, или

$$\dot{n}_{0_\Sigma} = \sum_{i=1}^k \dot{n}_{0_i} - (k - 1)\dot{n}_{0_\Phi} \quad (3.3)$$

Подставив выражение (3.1) получим

$$\frac{\dot{n}_\Sigma}{1 - \dot{n}_\Sigma\tau} = \sum_{i=1}^k \frac{\dot{n}_i}{1 - \dot{n}_i\tau} - (k - 1)\frac{\dot{n}_\Phi}{1 - \dot{n}_\Phi\tau} \quad (3.4)$$

Далее, учитывая, что $\dot{n}\tau \ll 1$, получим

$$\tau = \frac{\sum_{i=1}^k \dot{n}_i - \dot{n}_\Sigma - (k - 1)\dot{n}_\Phi}{\dot{n}_\Sigma^2 + (k - 1)\dot{n}_\Phi^2 - \sum_{i=1}^k \dot{n}_i^2} \quad (3.5)$$

3.2 Сцинтилляторы

Основными характеристиками сцинтилляторов являются: световой выход, спектральный состав излучения и длительность сцинтилляций.

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.

Световым выходом или конверсионной эффективностью сцинтиллятора называется отношение энергии световой вспышки, выходящей наружу, к величине энергии E заряженной частицы, потерянной в сцинтилляторе,

$$\chi = \frac{\bar{n}h\bar{\nu}}{E} \quad (3.6)$$

где n - среднее число фотонов, выходящих наружу, $h\bar{\nu}$ - средняя энергия фотонов. Каждый сцинтиллятор испускает не моноэнергетические кванты, а сплошной спектр, характерный для данного сцинтиллятора.

Очень важно, чтобы спектр фотонов, выходящих из сцинтиллятора, совпадал или хотя бы частично перекрывался со спектральной характеристикой ФЭУ. Степень перекрытия внешнего спектра сцинтилляции со спектральной характеристикой $\varepsilon(\nu)$ данного ФЭУ определяется коэффициентом согласования

$$K = \frac{\int_0^{\infty} F(\nu)\varepsilon(\nu)d\nu}{\int_0^{\infty} F(\nu)d\nu} \quad (3.7)$$

где $F(\nu)$ - внешний спектр сцинтиллятора или спектр фотонов, выходящих наружу из сцинтиллятора. На практике при сравнении сцинтилляторов, сочетаемых с данными ФЭУ, вводят понятие сцинтилляционной эффективности, которая определяется следующим выражением:

$$A = K\chi \quad (3.8)$$

Сцинтилляционная эффективность учитывает как число фотонов, испускаемых сцинтиллятором на единицу поглощенной энергии, так и чувствительность данного ФЭУ к этим фотонам. Обычно сцинтилляционную эффективность данного сцинтиллятора определяют путем сравнения со сцинтилляционной эффективностью сцинтиллятора, принятого за эталон.

Интенсивность сцинтилляции изменяется со временем по экспоненциальному закону

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.9)$$

где I_0 — максимальное значение интенсивности сцинтилляции; τ — постоянная времени затухания, определяемая как время, в течение которого интенсивность сцинтилляции уменьшается в раз.

Число фотонов света n , испущенных за время t после попадания регистрируемой частицы, выражается формулой

$$n = n_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (3.10)$$

где n_0 - полное число фотонов, испущенных в процессе сцинтилляции.

Процессы люминесценции (высвечивания) фосфора делят на два вида: флуоресценции и фосфоресценции. Если высвечивание происходит непосредственно во время возбуждения или в течение промежутка времени

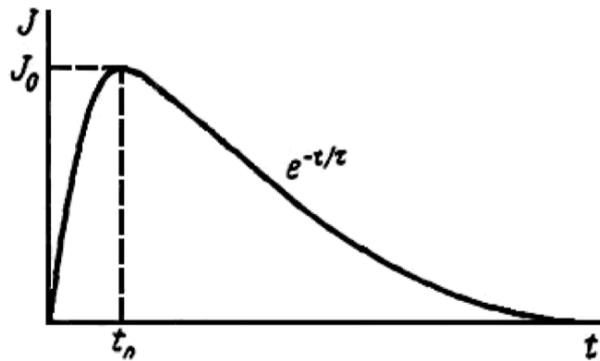


Рис. 3.6: Зависимость интенсивности свечения фосфора от времени.

порядка 10^{-8} сек, то процесс называется флуоресценцией. Интервал 10^{-8} сек выбран потому, что он по порядку величины равен времени жизни атома в возбужденном состоянии для так называемых разрешенных переходов. Хотя спектры и длительность флуоресценции не зависят от вида возбуждения, выход флуоресценции существенно зависит от него. Так при возбуждении кристалла α -частицами выход флуоресценции почти на порядок меньше, чем при фотовозбуждении. Под фосфоресценцией понимают люминесценцию, которая продолжается значительное время после прекращения возбуждения. Но основное различие между флуоресценцией и фосфоресценцией заключается не в длительности послесвечения. Фосфоресценция кристаллофосфоров возникает при рекомбинации электронов и дырок, возникших при возбуждении. В некоторых кристаллах возможно затягивание послесвечения за счет того, что электроны и дырки захватываются «ловушками», из которых они могут освободиться, лишь получив дополнительную необходимую энергию. Отсюда очевидна зависимость длительности фосфоресценции от температуры. В случае сложных органических молекул фосфоресценция связана с пребыванием их в метастабильном состоянии, вероятность перехода из которого в основное состояние может быть малой. И в этом случае будет наблюдаться зависимость скорости затухания фосфоресценции от температуры.

Сцинтилляционные детекторы основаны на регистрации люминесценции, вызываемой действием излучения на люминофоры, в которых энергия излучения преобразуется в световые вспышки (сцинтилляции). Люминофоры, используемые для этих целей, обычно называются сцинтилляторами.

В качестве сцинтилляторов используются различные вещества (твердые, жидкие, газообразные). Сцинтиллятор может быть органическим (кристаллы, пластики или жидкости) или неорганическим (кристаллы или стекла). Используются также газообразные сцинтилляторы.

Неорганические сцинтилляторы. Неорганические сцинтилляторы представляют собой кристаллы неорганических солей. Практическое применение в сцинтилляционной технике имеют главным образом галоидные соединения некоторых щелочных металлов. Для увеличения светового выхода таких сцинтилляторов вводятся специальные примеси других элементов, называемых активаторами (например, таллий). Сцинтиллятор, построенный на основе кристалла NaI(Tl), обладает большим световым выходом.

В качестве твердотельных неорганических сцинтилляторов используются, NaCl(AgCl), NaI (активированный Tl), LiI(Eu), LiF(Eu), CsI(Tl), KI(Tl), Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) и др. Все они позволяют выращивать крупные кристаллы, которые затем соответствующим образом обрабатываются. Эти сцинтилляторы применяются для регистрации γ -излучения, так как обладают большим средним порядковым номером Z и высокой плотностью. Малой гигроскопичностью обладают кристаллы CsI, которые могут использоваться в сцинтилляционных счетчиках даже в атмосферных условиях. Перечисленные сцинтилляторы обладают, относительно близкими временами высвечивания порядка 10^{-6} сек, что в основном определяет порядок разрешающего времени счетчика на их основе.

Сравнительно новыми являются сцинтилляторы на основе кристаллов ортогерманата висмута (Bismuth Germanate Oxide)- BGO. Имея большую плотность по сравнению с NaI, BGO-детекторы обладают значительно большей эффективностью регистрации γ -излучения, особенно в высокоэнергетической области. Так, для достижения одинаковой точности измерений спектрометров на базе BGO и NaI, последнему необходимо увеличить время экспозиции в 3,3 раза. К недостаткам BGO можно отнести малую светосилу и довольно невысокое разрешение, по сравнению с традиционными сцинтилляторами. Ожидается внедрение в радиометрию кристаллов вольфрамата кадмия - CdWO₄ (CWO), по ряду характеристик превосходящих BGO. Также имея высокую эффективность регистрации, CWO-сцинтилляторы обладают лучшим разрешением, большим световым выходом и слабой температурной зависимостью от окружающей температуры.

Сцинтилляционные кристаллы бромида лантана, легированные церием, LaBr₃(Ce) обладают более высоким энергетическим разрешением и коротким временем высвечивания, чем традиционные кристаллы NaI(Tl), энергетическое разрешение для энергии гамма-излучения 662 кэВ составляет 2,9% (19 кэВ) (для кристалла NaI(Tl) аналогичного размера при тех же условиях разрешение

равно 6%), а также более высокой эффективностью регистрации и хорошей температурной стабильностью. Потому устройство детектирования на основе $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ позволят уверенно анализировать образцы со сложными спектрами гамма-излучателей. Высокое разрешение напрямую ведет к улучшению качества идентификации радионуклидов в исследуемых образцах; значения минимально измеряемой активности за идентичные интервалы времени уменьшаются и, как следствие, уменьшаются времена измерения образцов для достижения требуемого результата; высокая температурная стабильность устройств детектирования позволяет эффективно применять их при тяжелых температурных воздействиях внешней среды.

Существует большое количество сцинтилляторов, весьма эффективных, но из них не удастся вырастить большие кристаллы для детекторов. Например, $\text{ZnS}(\text{Tl})$ – обладает малой гигроскопичностью, высокой конверсионной эффективностью, достигающей 20-25% и практически независимой от энергии регистрируемых частиц. В этой связи следует также упомянуть $\text{ZnS}(\text{Ag})$ используемый для регистрации α -излучения. Сульфид цинка широко применяется при изготовлении детекторов как мелкокристаллический порошок, в виде тонкого слоя, нанесенного на прозрачную основу, например, оргстекло. Такие детекторы имеют невысокое разрешающее время 10^{-3} сек, но с успехом используются при регистрации тяжелых заряженных частиц. Если к такому порошку подмешать боросодержащий компонент, например B_2O_3 – получим хороший детектор для регистрации медленных и тепловых нейтронов (по ядерной реакции ${}^5_{10}\text{B}(n,\alpha){}_2^3\text{Li}$), к тому же малочувствительной к сопутствующему γ -излучению.

Для регистрации медленных и тепловых нейтронов пригодны также детекторы на основе LiI и LiF , допированные ${}^6\text{Li}$: нейтроны вызывают реакцию ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ с образованием частиц высокой энергии. Но они одновременно регистрируют и γ -фон, который может быть далее дискриминирован в аппаратуре.

Процесс возникновения сцинтилляций можно представить при помощи зонной теории твердого тела. В отдельном атоме, не взаимодействующем с другими, электроны находятся на вполне определенных дискретных энергетических уровнях. В твердом теле атомы находятся на близких расстояниях, и их взаимодействие достаточно сильно. Благодаря этому взаимодействию уровни внешних электронных оболочек расщепляются и образуют зоны, отделенные друг от друга запрещенными зонами. Самой

внешней разрешенной зоной, заполненной электронами, является валентная зона. Выше ее располагается свободная зона - зона проводимости. Между валентной зоной и зоной проводимости находится запрещенная зона, энергетическая ширина которой составляет несколько электронвольт.

Если в кристалле имеются какие-либо дефекты, нарушения решетки или примесные атомы, то в этом случае возможно появление энергетических электронных уровней, расположенных в запрещенной зоне. При внешнем воздействии, например при прохождении через кристалл быстрой заряженной частицы, электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости. В валентной зоне останутся свободные места, обладающие свойствами положительно заряженных частиц с единичным зарядом и называемые дырками.

Описанный процесс и является процессом возбуждения кристалла. Возбуждение снимается путем обратного перехода электронов из зоны проводимости в валентную зону, происходит рекомбинация электронов и дырок. Во многих кристаллах переход электрона из зоны проводимости в валентную происходит через промежуточные люминесцентные центры, уровни которых находятся в запрещенной зоне. Указанные центры обуславливаются наличием в кристалле дефектов или примесных атомов. При переходе электронов в две стадии испускаются фотоны с энергией, меньшей, чем ширина запрещенной зоны. Для таких фотонов вероятность поглощения в самом кристалле мала и поэтому световой выход для него много больше, чем для чистого, бесприимесного кристалла.



Рис. 3.7: Упаковка кристалла: 1 – дюралевый корпус; 2 – отражатель из оксида магния; 3 – стекло.

Органические кристаллические сцинтилляторы. Молекулярные силы связи в органических кристаллах малы по сравнению с силами, действующими в неорганических кристаллах. Поэтому взаимодействующие

молекулы практически не возмущают энергетические электронные уровни друг друга и процесс люминесценции органического кристалла является процессом, характерным для отдельных молекул. В основном электронном состоянии молекула имеет несколько колебательных уровней. Под воздействием регистрируемого излучения молекула переходит в возбужденное электронное состояние, которому также соответствует несколько колебательных уровней. Возможны также ионизация и диссоциация молекул. В результате рекомбинации ионизированной молекулы она, как правило, остается в возбужденном состоянии. Первоначально возбужденная молекула может находиться на высоких уровнях возбуждения и через короткое время (10^{-11} сек) испустит фотон высокой энергии. Этот фотон поглощается другой молекулой, причем часть энергии возбуждения этой молекулы может быть израсходована на тепловое движение и испущенный впоследствии фотон будет обладать уже меньшей энергией по сравнению с предыдущим. После нескольких циклов испускания и поглощения образуются молекулы, находящиеся на первом возбужденном уровне; они испускают фотоны, энергия которых может оказаться уже недостаточной для возбуждения других молекул и, таким образом, кристалл будет прозрачным для возникающего излучения. Благодаря тому, что большая часть энергии возбуждения расходуется на тепловое движение, световой выход (конверсионная эффективность) кристалла сравнительно невелик и составляет несколько процентов.

В качестве твердых органических сцинтилляторов часто используются монокристаллы антрацена ($C_{14}H_{10}$), стильбена ($C_{14}H_{12}$), нафталина ($C_{10}H_8$) с антраценом (5%), толан (дифенилацетилен) и др. По сравнению с неорганическими все органические сцинтилляторы обладают меньшими временами высвечивания и меньшей плотностью. Детекторы на их основе отличаются хорошей разрешающей способностью, обычно $10^{-6} - 10^{-8}$ сек, но меньшей эффективностью в отношении регистрации γ -излучения. Обычно они в различном конструктивном оформлении используются для регистрации и спектрометрии α - и β -частиц. Монокристаллы стильбена и толана, например, легко выращиваются до больших размеров и имеют самые короткие времена высвечивания. Стильбен, хотя и обладает несколько меньшим световым выходом, чем антрацен, но зато длительность сцинтилляции у него значительно меньше ($7 \cdot 10^{-9}$ сек), чем у антрацена, что позволяет использовать его в тех экспериментах, где требуется регистрация очень интенсивного излучения.

Пластмассовые сцинтилляторы. Пластмассовые сцинтилляторы

представляют собой твердые растворы флуоресцирующих органических соединений (p-Терфенил, 2,5-Дифенилоксазол, 1-Фенил-2-[4-бифенил]-этилен и др.) в подходящем прозрачном веществе. Например, растворы антрацена или стильбена в полистироле, или плексигласе. Концентрации растворенного флуоресцирующего вещества обычно малы и составляют несколько десятых долей процента или несколько процентов. Так как растворителя много больше, чем растворенного сцинтиллятора, то, естественно, регистрируемая частица производит в основном возбуждение молекул растворителя. Энергия возбуждения в дальнейшем передается молекулам сцинтиллятора. Очевидно, что спектр испускания растворителя должен быть более жестким, чем спектр поглощения растворенного вещества, или по крайней мере совпадать с ним. Экспериментальные факты показывают, что энергия возбуждения растворителя передается молекулам сцинтиллятора за счет фотонного механизма, т. е. молекулы растворителя испускают фотоны, которые затем поглощаются молекулами растворенного вещества. Возможен и другой механизм передачи энергии. Так как концентрация сцинтиллятора мала, то раствор оказывается практически прозрачным для возникшего излучения сцинтиллятора.

Пластмассовые сцинтилляторы характеризуются: малым временем высвечивания порядка $10^{-8} - 10^{-9}$ сек, удовлетворительной устойчивостью к воздействию облучений, пропорциональной зависимостью высот импульсов сцинтилляций от энергии излучения. Сцинтилляционная эффективность лучших пластмассовых сцинтилляторов достигает 70% эффективности монокристаллов стильбена. Ценным свойством пластмассовых сцинтилляторов является их прозрачность к собственному излучению.

Сцинтиллирующие пластмассы легко изготавливаются, механически обрабатываются и дают интенсивное свечение. В качестве примера можно назвать твердые растворы терфенила или антрацена в полистироле. Фосфоры-пластики могут быть изготовлены больших объемов и любой формы (блочные детекторы, пленки, капилляры и т.п.). Пластмассовые сцинтиллирующие детекторы имеют эффективности ниже введенного вещества-сцинтиллятора из-за меньшей его концентрации на единицу объема детектора. Зато такие детекторы не боятся механических воздействий, влаги и могут эксплуатироваться в диапазоне температур ($-190 - +70^{\circ}\text{C}$). Их применяют для регистрации заряженных частиц. Они чувствительны также и к γ -излучению.

Органические сцинтилляторы в кристаллическом и заполимеризованном

виде используются для регистрации быстрых нейтронов благодаря эффекту упругого их рассеяния в материале детектора и возникающим при этом ядрам отдачи. Однако в каждом случае следует оценить степень влияния на результат сопровождающего нейтронный поток γ -излучения.

Жидкие органические сцинтилляторы представляют собой растворы флуоресцирующих веществ в прозрачных растворителях, мало поглощающих энергию излучения в фиолетовой и ультрафиолетовой частях спектра. Растворители являются очищенные м-ксилол, толуол, фенилциклогексан, сцинтиллирующими добавками п-Терфенил, 2,5-Дифенилоксазол (ППО), 1,4-Ди-[2-(5-фенилоксазолил)]-бензол (ПОПОП), 2,5-Ди-(1-нафтил)-1,3,4-оксадиазол, 1-Фенил-2(4-бифенил)-этилен, Кватерфенил и др. Наибольшим световым выходом обладает сцинтиллятор, изготовленный при растворении р-терфенила в ксилоле при концентрации растворенного вещества 5 г/л.

Ценным свойством жидкостных сцинтилляторов является малое время высвечивания ($10^{-8} - 10^{-9}$ сек), хорошая прозрачность для собственного излучения и возможность изготавливать их в любых объемах и сосудах.

Механизм флуоресценции в жидких сцинтилляторах аналогичен механизму, происходящему в твердых растворах - сцинтилляторах.

Использование жидкостей позволяет получать неограниченные объемы фосфоров. Жидкостной детектор обычно представляет собой стеклянный сосуд, по диаметру катода ФЭУ, наполненный сцинтиллирующим раствором и установленный непосредственно на фотокатод ФЭУ. Измеряемый радиоактивный образец помещается внутрь жидкого объема или смешивается с жидким сцинтиллятором. Для повышения эффективности такого жидкостного счетчика – максимум спектра излучения паратерфенила сдвигают к максимуму чувствительности фотокатода используемого ФЭУ путем добавок в раствор сцинтиллятора, в рекомендованных пропорциях, так называемых «сдвигающих добавок». В качестве таких добавок часто используют стандартные препараты РОРОР, РРО и др. Жидкостные сцинтилляционные детекторы широко применяются в радиометрии образцов, содержащих низкоэнергетические β -частицы. Их применяют и для регистрации γ -излучения, а также нейтронов. В последнем случае в органических жидкостях растворяют вещество, в котором нейтроны вызывают ядерную реакцию с образованием заряженной частицы.

Однако в больших потоках нейтронов (более 10^{12} нейтрон/см²/сек) практически детекторы на основе традиционных органических растворителей выходят из строя. Для работы с большими нейтронными потоками используется

проточный сцинтилляционный детектор нейтронов, использующий в качестве индикатора известную ядерную реакцию ${}^6\text{Li} + n \rightarrow \alpha + \text{T}$. Детектор состоит из пленки ${}^6\text{Li}$ (3×3 мм) толщиной 10 мкм, заключенной в майларовую оболочку толщиной 1 мкм, которая служит для изоляции лития от окружающей среды и создания (помещенной в алюминиевую рамку) конструкции, которая омывается с двух сторон потоком жидкого фторсодержащего сцинтиллятора. Свет сцинтилляции с каждой стороны через свой световод попадает на фотокатод своего фотоумножителя. Направления потоков сцинтиллятора, нейтронного потока и снимаемого светового потока на фотоумножитель взаимоперпендикулярны, что позволяет, в принципе, защитить ФЭУ от нейтронного облучения. В результате ядерной реакции на ${}^6\text{Li}$ α -частица и тритий регистрируются по разные стороны пленки ${}^6\text{Li}$ (в различных объемах сцинтиллятора) каждый своим ФЭУ, которые включены на совпадение, что позволяет существенно снизить фон.

Таблица 3.1

Характеристики некоторых твердых и жидких сцинтилляторов, применяемых в сцинтилляционных счетчиках

| Вещество | Плотность, г/см ³ | Время высвечивания, t, 10 ⁻⁹ сек | Длина волны в максимуме спектра, нм | Конверсионная эффективность h, % (для электронов) |
|--|------------------------------|---|-------------------------------------|--|
| Кристаллы | | | | |
| Антрацен C ₁₄ H ₁₀ | 1,25 | 30 | 445 | 4 |
| Стильбен C ₁₄ H ₁₂ | 1,16 | 6 | 410 | 3 |
| NaI(Tl) | 3,67 | 250 | 410 | 6 |
| ZnS(Ag) | 4,09 | 11 | 450 | 10 |
| CsI(Tl) | 4,5 | 700 | 560 | 2 |
| Жидкости | | | | |
| Раствор р-терфенила в ксилоле (5 г/л) с добавлением РОРОР (0,1 г/л) | 0,86 | 2 | 350 | 2 |
| Раствор р-терфенила в толуоле (4 г/л) с добавлением РОРОР (0,1 г/л) | 0,86 | 2,7 | 430 | 2,5 |
| Пластики | | | | |
| Полистирол с добавлением р-терфенила (0,9%) и а-NPO (0,05 весовых %) | 1,06 | 2,2 | 400 | 1,6 |
| Поливинилтолуол с добавлением 3,4% р-терфенила и 0,1 весовых % РОРОР | 1,1 | 3 | 430 | 2 |

Концентрация флуоресцирующего вещества обычно мала и регистрируемая

частица возбуждает в основном молекулы растворителя. В дальнейшем энергия возбуждения передается молекулам флуоресцирующего вещества. Широко развивается техника жидкостно-сцинтилляционных измерений, при которых препараты радиоактивных веществ вводятся (растворяются, эмульгируются и т.п.) непосредственно в жидкостно-сцинтилляционную смесь, что обеспечивает простоту приготовления препаратов, выгодные геометрические условия измерений, исключает потери, связанные с ослаблением излучения.

Так как в органических сцинтилляторах возбуждаются молекулярные уровни, которые излучают в ультрафиолетовой области для согласования со спектральной чувствительностью регистрирующих свет устройств (ФЭУ и фотодиодов) используются светопреобразователи, которые поглощают ультрафиолетовое излучение и переизлучают видимый свет в области 400 нм.

Газовые сцинтилляторы. При прохождении заряженных частиц через различные газы в них наблюдалось появление сцинтилляций. Наибольшим световым выходом обладают тяжелые благородные газы (ксенон и криптон). Большим световым выходом обладает также смесь ксенона и гелия. Присутствие в гелии 10% ксенона обеспечивает световой выход, даже больший, чем у чистого ксенона. Ничтожно малые примеси других газов резко уменьшают интенсивность сцинтилляций в благородных газах. Для

Таблица 3.2

Характеристики некоторых газов, применяемых в качестве сцинтилляторов в сцинтилляционных счетчиках (при давлении 740 мм рт. ст., для α -частиц с энергией 4,7 МэВ)

| Газ | Время высвечивания, t, сек | Длина волны в максимуме спектра, нм | Конверсионная эффективность n, % |
|---------|----------------------------------|---|--|
| Ксенон | 10^{-8} | 325 | 14 |
| Криптон | 10^{-8} | 318 | 8,7 |
| Аргон | 10^{-8} | 250 | 3 |
| Азот | $3 \cdot 10^{-9}$ | 390 | 2 |

исследования заряженных частиц малых энергий ($< 0,1$ МэВ) и осколков деления ядер в качестве сцинтилляторов применяются газы (Табл. 3.2), в основном - инертные газы (Xe, Kr, Ar, He), из которых основным является ксенон. В этом случае катод фотоумножителя помещается в соответствующий светоизолированный газонаполненный объем. Измеряемый радиоактивный объект помещается также в этот газонаполненный объем. Спектры излучения этих благородных газов находятся в фиолетовой области спектра.

Экспериментально было показано, что длительность вспышек в благородных газах мала (10^{-9} - 10^{-8} сек), а интенсивность вспышек в широком диапазоне пропорциональна потерянной энергии регистрируемых частиц и не зависит от их массы и заряда. Газовые сцинтилляторы обладают малой чувствительностью к γ -излучению.

Газы обладают линейной зависимостью величины сигнала от энергии частицы в широком диапазоне энергий, быстродействием и возможностью менять тормозную способность изменением давления. Кроме того, источник может быть введен в объем газового сцинтиллятора. Однако газовые сцинтилляторы требуют высокой чистоты газа и специального ФЭУ с кварцевыми окнами (значительная часть излучаемого света лежит в ультрафиолетовой области).

Основными характеристиками сцинтилляторов являются: спектр испускаемых определяемый вероятностью испускания фотонов данной длины волны; световой выход – отношение среднего числа фотонов одной сцинтилляции к энергии, затраченной частицей на торможение; энергетический выход – отношение суммарной энергии фотонов одной сцинтилляции к энергии, затраченной частицей на торможение; время высвечивания – время, в течение которого интенсивность отдельной сцинтилляции уменьшается в e раз. Все характеристики сцинтилляторов зависят от их химического состава, размеров и степени чистоты.

Световой выход - доля энергии регистрируемой частицы конвертируемая в энергию световой вспышки. Световой выход антрацена ~ 0.05 или 1 фотон на 50 эВ для частиц высокой энергии. У NaI световой выход ~ 0.1 или 1 фотона на 25 эВ. Принято световой выход данного сцинтиллятора сравнивать со световым выходом антрацена, который используется как стандарт. Типичные световые выходы пластиковых сцинтилляторов 50-60%.

3.3 Фотоумножитель

Импульс света, возникающий в сцинтилляторе при прохождении через него ионизирующей частицы, регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя. Попадая сквозь прозрачное окно на фотокатод умножителя, кванты света вырывают из светочувствительного слоя некоторое количество электронов. Фотоэлектроны ускоряются и фокусируются электрическим полем в вакууме так, что ударяются в специальный электрод, называемый динодом.

Динод изготавливается из вещества с малой работой выхода, способного при бомбардировке электронами испускать вторичные электроны в количестве, превышающем число первичных в несколько раз. Электроны, вылетающие из динода, вновь ускоряются электрическим полем и направляются на следующий динод, также являющийся эмиттером вторичных электронов. Число динодов или эмиттеров в фотоумножителе может быть достаточно велико (~ 10). При переходе от динода к диноду количество электронов в каждом следующем поколении возрастает и, в зависимости от свойств и числа динодов, может превысить первоначальное количество электронов, возникших за счет фотоэффекта на катоде умножителя, на несколько порядков. При пролете электронного пучка между последним динодом и собирающим электродом, называемым коллектором или анодом, во внешней цепи ФЭУ возникает импульс электрического тока, который и регистрируется соответствующим электронным устройством [2].

3.3.1 Фотокатод

В фотоумножителях используют фотокатоды сложного состава, которые обладают высокой чувствительностью в области видимого света, а также в близких к ней в ультрафиолетовой и инфракрасной областях. Фотокатоды обычно делают полупрозрачными и наносят или прямо на колбу ФЭУ, или на прозрачную металлическую подложку, предварительно напыляемую на стекло. Эффективность фотокатодов характеризуют либо квантовой эффективностью (конверсионная эффективность) q , либо интегральной γ_0 , либо спектральной чувствительностью $\gamma(\lambda)$.

Наиболее полной характеристикой фотокатода является его спектральная чувствительность, которая определяется как отношение тока фотокатода к потоку энергии фотонов с данной длиной волны. Величину $\gamma(\lambda)$ выражают в амперах на ватт, или электрон/фотон, или ампер на люмен. Связь между этими единицами следующая $1 \text{ А/Вт} = 1.24 \cdot 10^{-4} / \lambda \text{ электрон/фотон} = 683 \cdot k(\lambda) \text{ А/лм}$, где $k(\lambda)$ - относительная световая эффективность, которая изменяется в пределах от 0 (нечувствительность) до 1 (максимум чувствительности).

Интегральная чувствительность фотокатода λ_0 - это среднее значение спектральной чувствительности, усредненное по спектру излучения стандартного источника света (100-ваттная газонаполненная лампа с вольфрамовой нитью $T = 2856 \text{ }^\circ\text{K}$). Интегральная чувствительность фотокатода, естественно, разная для источников света различного спектрального

состава. Интегральная чувствительность фотокатодов обычно лежит в пределах (10 – 200) мкА/лм.

Квантовая эффективность фотокатода, которая представляет из себя вероятность того, что фотон выбивает электрон из фотокатода можно определить как $q = \mu/m$, где μ - среднее число фотоэлектронов родившихся в результате фотоэффекта и покинувших фотокатод, а m – среднее число падающих фотонов на фотокатод.

Конверсионную эффективность можно представить в виде произведения двух вероятностей: вероятности поглощения фотонов в фотокатоде и вероятности выхода электронов из фотокатода. Первая тем больше, чем толще слой фотокатода. Средняя длина пробега фотонов с $\lambda \sim 300$ нм в сурьмяно-цезиевом фотокатоде около 10^{-5} см. Вероятность выхода электрона из фотокатода тем меньше, чем в более глубоких слоях он образован в результате фотоэффекта. Поскольку средние пробеги фотоэлектронов в фотокатоде меньше пробегов фотонов, то при малой толщине слоя фотокатода все фотоэлектроны могут покинуть фотокатод, но при этом будет поглощаться малая доля света и наоборот. Таким образом, зависимость квантовой эффективности фотокатода от его толщины имеет максимум.

Наиболее распространены сурьмяно-цезиевые (Sb – Cs) и висмуто-серебряно-цезиевые (Bi – Ag – Cs) фотокатоды, для которых характерно наилучшее перекрытие спектральной чувствительности со спектром испускания многих сцинтилляторов.

Сложные фотокатоды представляют собой тонкую пленку из нескольких сот или тысяч атомных слоев, нанесенных на металлическую или изолирующую основу. Сурьмяно-цезиевый фотокатод состоит из слоя $SbCs_3$, внутри которого и на поверхности находятся адсорбированные атомы цезия.

Существует ряд свойств фотокатодов, которые необходимо учитывать при работе с ФЭУ. Даже если фотокатод полностью затемнен, то и тогда с его поверхности выходят электроны в результате термоэмиссии. Это неизбежно, поскольку для получения высокой квантовой эффективности фотокатод должен иметь малую работу выхода, а термоэмиссия тем больше, чем меньше эта работа. Термоэлектронный ток сложных фотокатодов при комнатной температуре принимает значение порядка $10^{-14} - 10^{-15}$ А/см² или $10^4 - 10^5$ электронов с 1 см²/с. Термоэмиссия резко растет с увеличением температуры: $i \sim T^2 \exp(-\varphi_0/kT)$, где φ_0 работа выхода; T – температура.

Интегральная чувствительность сложных фотокатодов с повышением

температуры заметно падает. Так, для сурьмяно-цезиевых фотокатодов при изменении температуры от 0 до 100 °С фототок уменьшается 1,2÷1,5 раза. При понижении температуры изменение фототока зависит от конструкции фотокатода. Фотокатоды, нанесенные на металлическую пленку, нечувствительны к изменению температуры от 0 до -200 °С. В то же время фототок резко падает с понижением температуры (в 10 раз при изменении от 0 до -200 °С) для фотокатодов, нанесенных на стекло.

Интегральная чувствительность (а вместе с ней спектральная чувствительность и квантовая эффективность) фотокатодов в процессе эксплуатации, как правило, падает, причем, чем больше световой поток и чем дольше происходит освещение фотокатода, тем меньше становится его чувствительность. Это явление называют утомлением фотокатодов и связывают с процессами, происходящими в его поверхностном слое. При облучении фотокатода часть ионов щелочного металла, образующихся на поверхности вследствие фотоионизации атомов, диффундирует внутрь катода под действием электрического поля. Этот процесс возможен, поскольку мгновенная рекомбинация затруднена из-за плохой проводимости внутренних слоев фотокатода. В результате при освещении фотокатода поверхность обедняется атомами цезия, что приводит к увеличению работы выхода и, следовательно, к уменьшению фототока. Перемещение ионов цезия внутрь фотокатода тем интенсивнее, чем больше света попадает на фотокатод, и чем больше разность потенциалов на фотокатоде. При таком механизме утомления чувствительность фотокатодов восстанавливается после длительного «отдыха», в течение которого происходит диффузия атомов цезия из внутренних слоев на поверхность катода.

Качественная картина утомления фотокатодов подтверждается экспериментально. Причем восстановление чувствительности фотокатодов происходит быстрее при более высоких температурах.

Электроны из фотокатода выходят с разными скоростями, и под разными углами к поверхности катода. Конструкция входной камеры ФЭУ должна быть такой, чтобы сбор электронов на первый диод по возможности был наибольшим и одинаковым с различных участков фотокатода. Чем меньше электронов попадет на первый диод, тем больше относительная флуктуация их числа и больше разброс амплитуд импульсов на выходе ФЭУ. Неравномерный сбор электронов с разных участков фотокатода также увеличивает флуктуации амплитуд импульсов. В ФЭУ с большими фотокатодами входная камера имеет

большие размеры, что усложняет фокусировку фотоэлектронов на первый диод. В таких случаях фокусировку осуществляют с помощью электрического поля, создаваемого с помощью двух-трех кольцевых электродов по входной камере.

3.3.2 Динодная система ФЭУ

Динодная система ФЭУ. Система динодов в ФЭУ предназначена для усиления потоков электронов. Размножение электронов на каждом диоде происходит в результате вторичной эмиссии. Процесс размножения электронов эффективен, если, во-первых, коэффициент вторичной эмиссии больше единицы и, во-вторых, если сбор электронов вторичной эмиссии из предыдущего диода на последующий по возможности полный.

Вторичная электронная эмиссия характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии: отношением тока вторичных электронов к току первичных. Коэффициент вторичной эмиссии β зависит от материала и состояния его поверхности, от энергии первичных электронов, угла падения электронов. Коэффициент вторичной эмиссии с увеличением энергии электронов вначале растет, а затем падает. Связано это с тем, что электроны попадая в материал, в результате упругих и неупругих соударений передают свою энергию многим электронам. Чем выше энергия первичного электрона, тем большему числу электронов он ее передает. Но, с другой стороны, чем выше энергия первичного электрона, тем на большую глубину он проникает и, следовательно, на большей глубине в материале приобретают энергию вторичные электроны, и для них вероятность покинуть материал уменьшается. Поэтому зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих электронов имеет максимум.

Если процесс передачи энергии вторичным электронам определяется главным образом энергией первичного, то движение вторичных электронов к поверхности диода и их выход из материала, в основном, определяется самим веществом (металл, диэлектрик, полупроводник). Интенсивное взаимодействие вторичных электронов с электронами проводимости – основная причина малого значения коэффициента вторичной эмиссии для металлов. В полупроводниках и диэлектриках вторичные электроны имеют большую вероятность выхода. Однако коэффициент вторичной эмиссии не для всех полупроводников и диэлектриков больше, чем для металлов. Имеет значение также работа выхода из этих веществ, препятствующая удалению вторичных электронов за пределы

материала.

Коэффициент вторичной эмиссии β существенно зависит от угла падения первичных электронов. Чем больше угол, под которым электроны попадают на поверхность материала, тем больше β . Такая зависимость β от угла падения связана с тем, что при большем угле падения вторичные электроны образуются близко от поверхности материала. Энергетическое распределение вторичных электронов слабо зависит от энергии первичных.

Максимальные значения β_{max} для металлов лежат в пределах от 0,5 до 1,8 и достигаются при энергиях электронов 100–800 эВ (в зависимости от материала). Существенно большие β_{max} получены для сложных соединений, таких, как Sb – Cs, Cu – S – Cs, Ag – Mg. Они достигаются при энергиях электронов вблизи 1 кэВ и равны 7÷10.

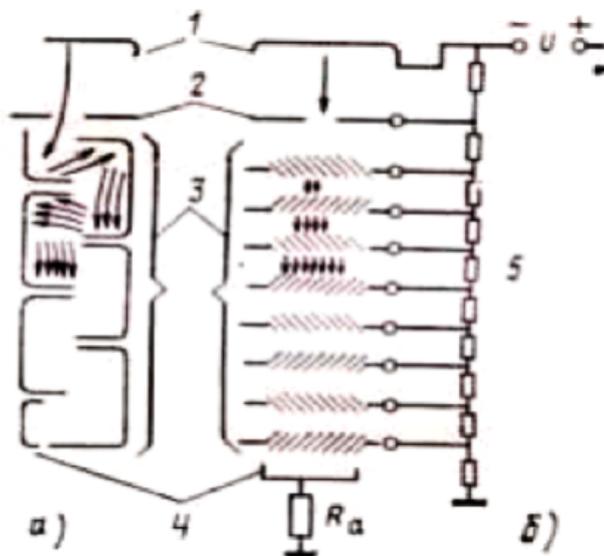


Рис. 3.8: схемы расположения диодных систем: а) коробчатая и б) жалюзийная. 1 - фотокатоды, 2 - диафрагмы, 3 - диноды, 4 - аноды, 5 - делители напряжения, Ra - анодная нагрузка [3]

В современных ФЭУ диноды покрывают слоем Sb – Cs или используют сплавы Al – Mg – Si, Mg – O – Cs поверхность которых обрабатывают специальным образом для увеличения β [4].

Диноды ФЭУ имеют различную форму, и их можно разделить на две группы: фокусирующие и диноды жалюзийного типа. Фокусирующие диноды бывают разных конфигураций: коробчатые, корытообразные и др. На рис. 3.8 показано расположение коробчатого (а) и жалюзийного (б) типов ФЭУ. В качестве примера укажем, что коробчатые диноды применяются в ФЭУ типа: отечественные – ФЭУ-29, ФЭУ-24, зарубежные - Hamamatsu R375, R562, R1017, жалюзийные диноды: отечественные – ФЭУ-11 и ФЭУ-43, зарубежные – Hamamatsu R2218, R1408, R1449 [5].

Существуют также более совершенные диодные системы, – с линейной фокусировкой, использующиеся, например в Hamamatsu R943-02, R2497, R2080, R5600* и кругообразные Hamamatsu R106UH, R2693 [5].

Число диодов в ФЭУ обычно равно 10÷14. Между диодами создают разность потенциалов с помощью внешнего источника питания и делителя напряжения (рис. 3.8).

3.3.3 Коэффициент усиления

. Если в ФЭУ N диодов, и коэффициент вторичной эмиссии для каждого из них β_i , а эффективность собирания n_i тогда коэффициент усиления ФЭУ:

$$M = \prod_{i=1}^N n_i \cdot \beta_i \quad (3.11)$$

Коэффициент усиления каждого диода флуктуирует около среднего статистического. То же, выполняется и для суммарного коэффициента усиления ФЭУ, который определяется вероятностным распределением со средним \bar{M} [6].

Отклик умножительной диодной системы (выходной заряд) на единственный фотоэлектрон, при большом коэффициенте вторичной эмиссии электронов с первого диода ($\beta_1 > 4$) и коэффициенте эффективности собирания на первых диодах близкого к единице может быть описан распределением Гаусса:

$$M(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) \quad (3.12)$$

где x – переменная (заряд), $Q_1 = \bar{M}e$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) – средний заряд на выходе ФЭУ, когда один электрон собран на первом диоде, – соответственно, стандартное отклонение зарядового распределения [7].

Флуктуации усиления могут быть уменьшены за счет:

- увеличения вторичного коэффициента эмиссии
- улучшения однородности коэффициента вторичной эмиссии
- стабилизации коэффициента собирания на диодах [6].

Коэффициент усиления зависит и от многих внешних причин: напряжения, температуры и напряженности магнитного поля. Поскольку M резко зависит от напряжения питания, то источники напряжения должны обладать высокой стабильностью [4]. Коэффициент усиления ФЭУ может изменяться на $\pm 0.5\%$ при изменении температуры на 1°C . Магнитное поле оказывает влияние на ФЭУ

в которых имеются фокусирующие электроды и производится фокусировка электронов с динода на диод. Магнитное поле также может влиять на ФЭУ, если они не экранированы. Жалюзийные ФЭУ практически нечувствительны к магнитному полю вплоть до напряженности в несколько десятков ампер на метр.

3.3.4 Шумы ФЭУ

На выходе полностью затемненного ФЭУ, находящегося под напряжением, всегда есть импульсы шума. Их появление обусловлено: 1) термоэлектронной эмиссией фотокатодов и динодов; 2) флуктуацией тока утечки; 3) автоэлектронной (холодной) эмиссией; 4) ионной и оптической обратными связями и 5) радиоактивностью.

Рассмотрим основные из них.

При нормальной температуре с 1 см^2 сурьмяно-цезиевого фотокатода в результате термоэмиссии испускается около 10^5 электронов в 1 с. Следовательно, на выходе ФЭУ будет примерно 10^6 имп/с (если площадь катода около 10 см^2) с амплитудой приблизительно Me/C (C - емкость анодной цепи ФЭУ). Это очень большое число импульсов, но их амплитуда мала в сравнении с амплитудами импульсов, возникающих при регистрации излучения. Вклад в шумы термоэмиссии с динодов меньше. Это связано с тем, что амплитуда импульса на аноде ФЭУ, созданная термоэлектроном с каждого последующего динода, уменьшается в β раз.

Импульсы шума возникают и за счет тока утечки. Сопротивление изоляции между анодом и другими электродами в ФЭУ при нормальной температуре равно $10^8 - 10^9$ Ом. При напряжениях порядка (1-2) кВ ток утечки составляет 1-20 мкА. Это соответствует флуктуациям в числе зарядов $10^3 - 10^4$ в интервале времени порядка $\tau = 10^{-6}$ с. Такие амплитуды существенны, когда коэффициент усиления ФЭУ меньше или порядка 10^4 [4].

Глава 4

Экспериментальная установка

Изучение различных источников радиации проводится с использованием установки, схема которой представлена на рис. 4.1

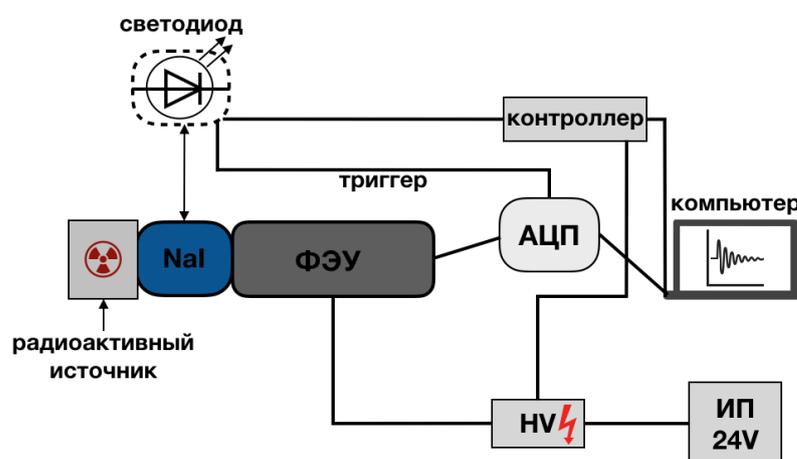


Рис. 4.1: Схема экспериментальной установки

В качестве детектора гамма-квантов используется сцинтиллятор NaI, смонтированный в специальном корпусе, который сочленяется с фотодетектором - фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) ЕМІ 9839А. Гамма-квант, проходя через сцинтиллятор теряет всю или часть своей энергии в нем. При данном процессе в сцинтилляторе возникает световая вспышка, интенсивность которой зависит от величины оставленной энергии. Свет регистрируется ФЭУ, сигнал с которого поступает на аналого-цифровой преобразователь (АЦП). В качестве АЦП используется плата DRS4, разработанная в PSI (Швейцария). Для записи сигнала с АЦП на персональный компьютер используется специальное программное обеспечение (см. рис. 4.3), которое позволяет изменять различные параметры АЦП и настройки записи, а также есть онлайн визуализация сигнала - аналог осциллографа, с возможностью его обработки и анализа с построением гистограмм. Питание фотоэлектронного умножителя осуществляется с

помощью высоковольтной блок-ячейки разработанной фирмой HVSys [8], которой также необходимо обеспечить питание в 24 В, для чего используется специализированный блок питания.

Прежде чем приступить к набору данных от радиоактивного источника необходимо провести калибровку ФЭУ, чтобы знать его отклик при детектировании одиночного фотона. Для этих целей используется метод вспышек малой интенсивности [9]. В качестве источника света используется специальный импульсный самостабилизированный источник световых вспышек на базе светодиода ($\lambda = 425\text{nm}$) фирмы HVSys [10] (разработка ОИЯИ), для управления которым используется специальное ПО (см. рис. 4.2б). Заменяв скинтиллятор на данный источник света, проводится калибровка ФЭУ.

4.1 Программное обеспечение



Рис. 4.2: Окна управления высоковольтным питанием(а) и светодиодом(б)

Высоковольтная блок-ячейка фирмы HVSys способна обеспечить питание от сотен вольт до 5 кВ с ограничением по току до 1 мА. Запуск ПО для

управления такой ячейкой осуществляется из терминала ОС Linux командой `[sudo ./start_hv]`, после чего запустится окно управления(см. рис. 4.2а). Во вкладке **Voltage Setting** окна управления задается значение выставляемого напряжения (1487 В на рис. 4.2а), которое необходимо применить нажав **Enter** на клавиатуре компьютера. Затем в **HV Generator** нажатием кнопки **ON** включается подача высокого напряжения на выводном кабеле высоковольтной ячейки. Соответственно для выключения высокого напряжения необходимо нажать кнопку **OFF** или **ALL HV OFF**(красная кнопка на рис. 4.2а). Для работы с таким источником необходимо соблюдать технику безопасности и следовать инструкции руководителей работ.

Аналогично для запуска окна управления светодиодом(см. рис. 4.2б) необходимо в терминале ОС Linux запустить команду `[./ledgen_s.tcl /det/ttyUSB N X Y]`, где N - номер USB порта, куда подключен контроллер светодиода, а X и Y - начальный и конечный номера светодиодов соответственно, среди которых осуществляется поиск и инициализация подключенных устройств. В окне управления есть ряд настроек, которые необходимо установить при первом запуске светодиода, а также кнопки управления:

- **PIN setpoint** - величина света на PIN-диоде в условных единицах от $\min = 10$ до $\max = 4096$. Так как PIN-диод работает в обратной связи со светодиодом, то эта настройка также регулирует свет и на нем
- **Avrg. Points** - Количество точек усреднения сигнала от PIN-диода в схеме обратной связи(обычно от 10–100)
- **LED freq.(Hz)** - Частота световых импульсов на светодиоде в Гц
- **LED DAC** - Величина импульса на светодиоде в условных единицах от $\min = 10$ до $\max = 4096$
- **AUTO control** - Управление режимом обратной связи - режим саморегуляции света на светодиоде. Если режим включен, то свет на светодиоде выставляется согласно PIN setpoint, иначе согласно LED DAC
- **LED generator ON** и **LED generator OFF** - кнопки включения и выключения светодиода

Для работы с АЦП DRS4 устанавливается ПО с сайта производителя [11](рис. 4.3). Запуск ПО в ОС Linux осуществляется в терминале командой `[drsosc]`. DRS4 имеет 4 канала для записи сигнала и дополнительные каналы триггерной



Рис. 4.3: Окно управления АЦП

логики. Окно управления (см. рис. 4.3) имеет следующие основные кнопки и опции:

- **Stop/Start** - остановка/запуск считывания сигнала
- **1,2,3 или 4** - Кнопки включения и выключения 1-го, 2-го, 3-го и 4-го канала соответственно
- **Normal** и **Auto** - Выбор режима запуска
- **Trigger** (ползунок) или **CFG** - установка порога запуска
- **Delay** (ползунок) - установка задержки между триггером и сигналом
- **Horizontal** (стрелки) - выбор частоты дискретизации и соответственно ширины окна визуализации по времени
- **Config** - калибровка АЦП перед первым запуском
- **Measure** - Выбор режима анализа сигнала (по амплитуде или по заряду), а также выбор показа статистики и гистограммы

- **Cursor: А или В** - выбор курсора для установки диапазона анализа сигнала
- **Save** - запись данных на компьютер

Для обработки набранных на DRS4 данных используется специализированное ПО DRSViewer(разработка ОИЯИ), которое позволяет производить сложный анализ данных. Запуск данного ПО в ОС Linux осуществляется в терминале командой [DRSViewer]. После запуска появится окно управления (рис. 4.4), где в основном используются две вкладки:

- **Вкладка Gate Viewer** - построение единичных, среднего сигнала и выбор окна интегрирования для построения зарядового спектра
- **Вкладка Spectra Creator** - построение зарядового спектра со множеством дополнительных настроек
- **Кнопка Save (вкладка Spectra Creator)** - вызывает диалоговое окно для сохранения файла со спектром. Необходимо сохранять файл в формате *.root

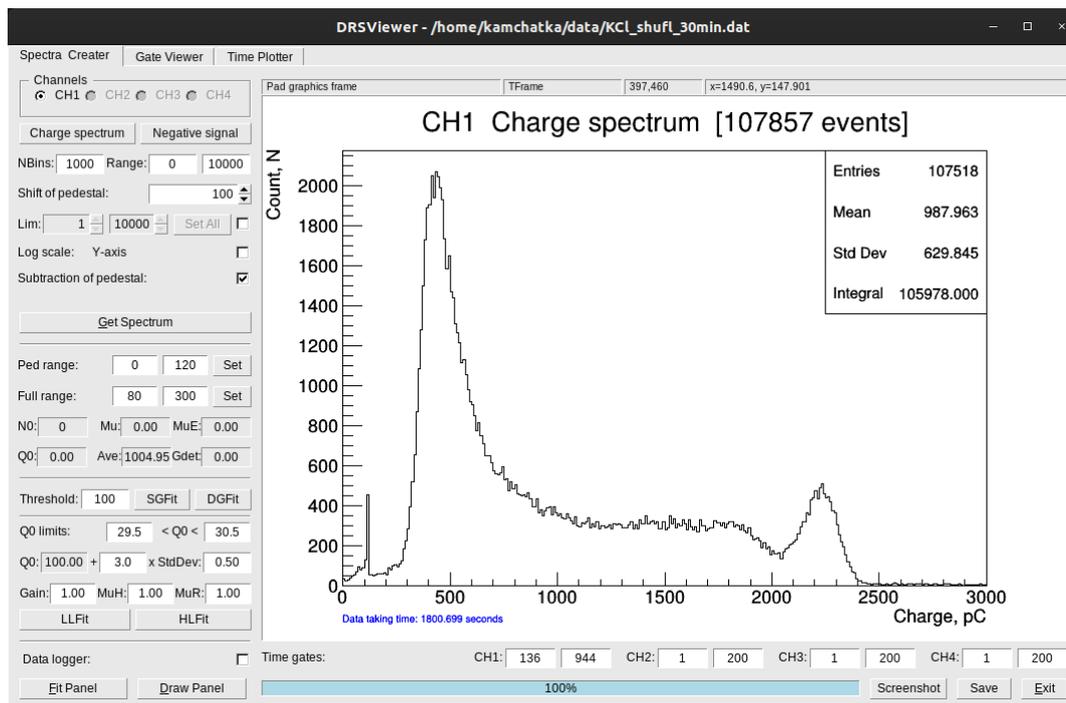


Рис. 4.4: Окно программы DRSViewer, предназначенной для обработки данных

4.2 Лабораторный практикум. Порядок работы

На примере изучения спектра от удобрения на основе хлористого калия ниже приведена последовательность действий по выполнению лабораторной

работы.

Для начала лабораторной работы необходимо собрать установку (см. рис. 4.1) в варианте калибровки ФЭУ (Заменить сцинтиллятор и установить источник света). Затем подключить и настроить все элементы установки: включить питание ФЭУ, выставить интенсивность света на источнике света, настроить АЦП для записи сигнала. Подобрать нужную интенсивность света (~1 фотоэлектрона) производится набор данных и калибровка отклика ФЭУ на единичный фотоэлектрон, где требуется рассчитать усиление фотодетектора в единицах заряда (см. рис. 4.5):

$$G_{pmt} = P_1 - Q_0 = 100,632 - 100,080 = 0,552 \text{ пКл}, \quad (4.1)$$

где Q_0 и P_1 положение педестала и однофотоэлектронного сигнала ФЭУ, а G - усиление ФЭУ. Определив усиление ФЭУ мы знаем величину спектрометрического канала в единицах заряда или фотоэлектронах при работе с радиоактивными источниками.

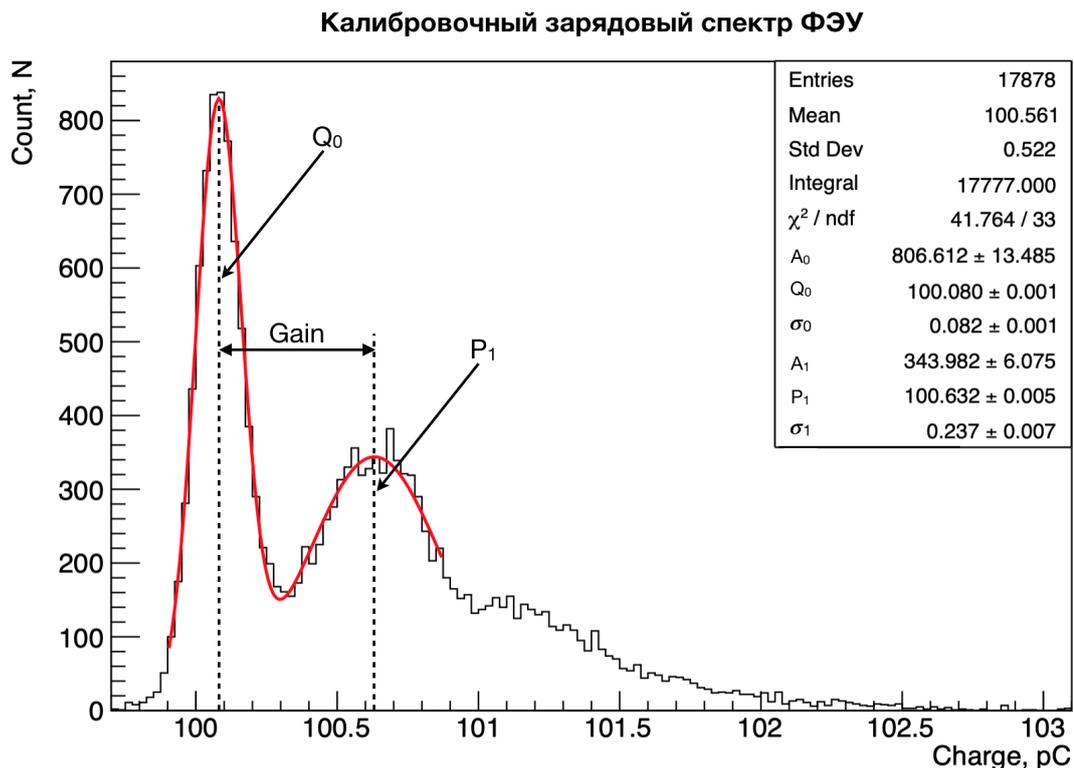


Рис. 4.5: Однофотоэлектронный зарядовый спектр ФЭУ

Прежде чем приступить к набору данных от источника требуется выставить порог запуска АЦП выше уровня шумов ФЭУ. Располагаем радиоактивный источник вблизи сцинтиллятора, в случае хлористого калия нужно обернуть им NaI, чтобы обеспечить максимальную эффективность регистрации γ -квантов от ^{40}K . Приступаем к набору данных в течение фиксированного промежутка

времени (10 минут = 600 секунд). Затем следует повторить эту же процедуру, но в отсутствии радиоактивного источника, чтобы получить данные об естественном радиоактивном фоне. Важно при этом выдерживать такой же интервал времени набора данных. На рис. 4.6(а) показаны спектры от хлористого калия и естественного фона набранные в течение 30 минут. Хорошо виден пик полного поглощения (фотопик) γ -квантов с энергией $E = 1,46$ МэВ от ^{40}K . Рис. 4.6(б) демонстрирует спектр после вычета естественного фона. Чтобы произвести вычитание необходимо оба спектра сохранить в формате *.root и запустить скрипт [root bs.cpp]. Перед запуском скрипта нужно открыть файл bs.cpp в редакторе и внести названия файлов обоих спектров.

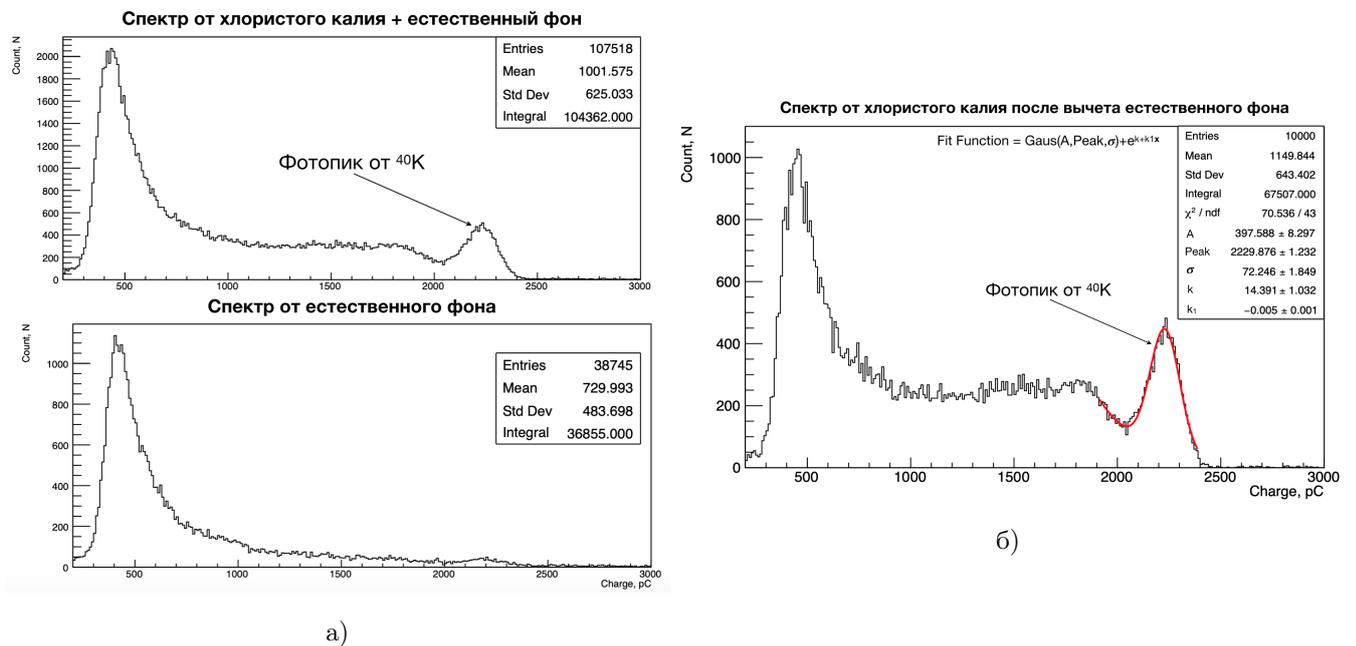


Рис. 4.6: Фоновый спектр, спектр от хлористого калия и спектр после вычета естественного фона

На основе указанных спектров приведем пример расчета эквивалентной дозы естественного радиационного фона. Для начала определим величину канала в энергетической шкале и разрешение сцинтилляционного детектора по спектру из рис. 4.6б.

$$P = \text{Peak} - Q_0 = 2229,9 - 100,0 = 2129,9 \text{ пКл} \quad (4.2)$$

или

$$P = \frac{2129,9}{G_{pmt}} = \frac{2129,9}{0,552} = 3859 \text{ фотоэлектронов} \quad (4.3)$$

$$\text{Res} = \frac{2,35 \cdot \sigma}{P} = \frac{2,35 \cdot 72,2}{2129,9} = 0,08(8\%) \quad (4.4)$$

где P - положение фотопика от ^{40}K в пикокулонах или фотоэлектронах (если учесть усиление ФЭУ) за вычетом позиции педестала $Q_0 = 100$, который

программно сдвинут в сотый канал. Зная, что $E_\gamma = 1460$ кэВ (для ^{40}K), получаем:

$$k = \frac{E_\gamma}{P} = \frac{1460}{2129,9} = 0,69 \text{ кэВ/пКл} \quad (4.5)$$

Среднее значение энергии в спектре:

$$E_{\text{ср}} = \text{Mean} - Q_0 = (1149,8 - 100,0) \text{ пКл} = 1049,8 \text{ пКл} \cdot 0,69 \text{ кэВ/пКл} = 724,4 \text{ кэВ} \quad (4.6)$$

Таким образом, такой детектор эффективно регистрирует в среднем $\varepsilon_{\text{кр}}$ процентов энергии от первичного γ -кванта:

$$\varepsilon_{\text{кр}} = \frac{724,4 \text{ кэВ}}{1460 \text{ кэВ}} = 0,496 \text{ или } 49,6\% \quad (4.7)$$

Спектр от естественного фона (рис.4.6а) показывает, что средняя энергия от фона:

$$E_{\text{ср.фон}} = (730,0 - 100,0) \text{ пКл} = 630 \text{ пКл} \cdot 0,69 \text{ кэВ/пКл} = 434,7 \text{ кэВ} \quad (4.8)$$

Учитывая коэффициент $\varepsilon_{\text{кр}}$, можно оценить среднюю энергию фоновых γ -квантов:

$$\langle E_{\text{ср.фон}} \rangle = \frac{E_{\text{ср.фон}}}{\varepsilon_{\text{кр}}} = \frac{434,7}{0,496} = 876,4 \text{ кэВ} \quad (4.9)$$

Известно, что эффективность детектирования γ -квантов сцинтиллятором зависит от их энергии и геометрии сцинтиллятора. В частности, геометрия NaI кристалла, используемого при наборе спектров, была следующей - цилиндр диаметром 2 дюйма с такой же высотой. На рис. 4.7 приведена эффективность поглощения γ -квантов кристаллами NaI различной геометрии в зависимости от энергии. Для нашего случая эффективность составляет:

$$\text{Eff} \approx 70\% \quad (4.10)$$

Также необходимо учесть, что в нашем случае данный тип АЦП (DRS4) при записи данных на компьютер имеет просчеты и сохраняет лишь часть сигналов. Для оценки реальной частоты счета событий у АЦП есть режим работы в моде счетчика. Используя данный режим был получен реальный счет $K_{\text{АЦП}} = 34 \text{ с}^{-1}$. Рассчитаем число γ -квантов, которые проходят объем кристалла NaI:

$$N_\gamma = \frac{K_{\text{АЦП}}}{\text{Eff}} = \frac{34}{0,7} = 48,6 \text{ с}^{-1} \quad (4.11)$$

Таким образом, зная что объем кристалла $V_{\text{кр}} \approx 10^{-4} \text{ м}^3$, можно оценить число фоновых γ -квантов, которые проходят объем тела среднестатистического человека. Объем тела человека:

$$V_{\text{чел}} \approx 75 \text{ литров} = 75 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3, \quad (4.12)$$

тогда число γ -квантов, проходящих через тело человека:

$$N_{\gamma}^{\text{чел}} = \frac{V_{\text{чел}}}{V_{\text{кр}}} \cdot N_{\gamma} = \frac{75 \cdot 10^{-3}}{10^{-4}} \cdot 48,6 \approx 36450 \text{ с}^{-1} \quad (4.13)$$

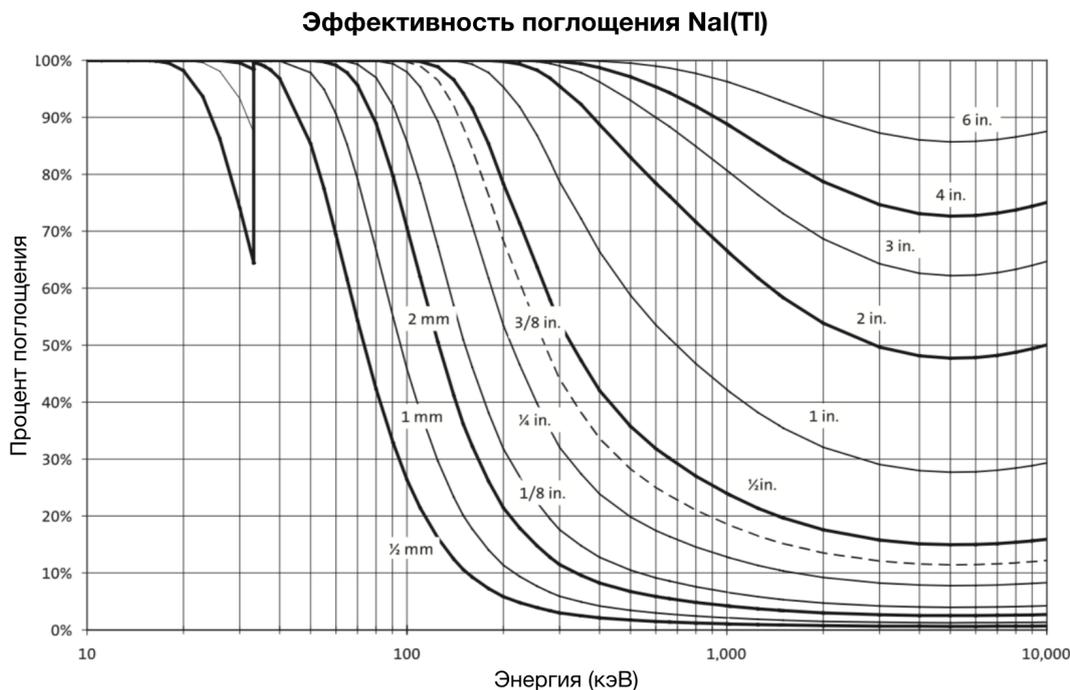


Рис. 4.7: Эффективность поглощения γ -квантов для NaI(Tl) [12]

Передача энергии веществу от γ -квантов подчиняется следующему закону [13]:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu_k \cdot x}, \quad (4.14)$$

где μ_k - линейный коэффициент передачи энергии излучения. Для человека, преимущественно состоящего из воды при энергии γ -квантов в диапазоне 0,1-2 МэВ, $\mu_k \approx 0,030$ (см.таблицу 4.1) Следовательно, часть энергии излучения оставленной в человеке $\varepsilon_{\text{чел}}$ для фоновых γ -квантов, которые проходят в среднем ~ 20 см в теле человека ¹ :

$$\varepsilon_{\text{чел}} = 1 - e^{-\mu_k \cdot x} = 1 - e^{-0,030 \cdot 20} = 1 - 0,549 = 0,451 \approx 45\% \quad (4.15)$$

Это означает, что только около 45% первоначальной энергии γ -квантов остается в теле человека, а оставшиеся 55% энергии покидает тело, в основном в виде вторичных (рассеянных, тормозных) γ -квантов и частично электронов выбитых в приповерхностном слое тела (кожа).² Получим эквивалентную дозу H от фоновых γ -квантов проходящих через человека на единицу объема 1 литр с массой 1 кг. за время $T = 1 \text{ час} = 3600 \text{ с}$.

$$H = w \cdot D, D = E/m, \quad (4.16)$$

¹Имеется ввиду средний по всему телу: в туловище средний диаметр ~ 30 см, ноги ~ 15 см, руки ~ 8 см, голова ~ 20 см.

²Реальный коэффициент может быть несколько меньше $\sim 40\%$ [14], поскольку человек представляет из себя объект сложной формы и пробег фотонов несколько уменьшает приведенную величину.

$$w = 1 - \text{ для } \gamma\text{-квантов, электронов, } m = 75 \text{ кг.}, \quad (4.17)$$

$$E = \varepsilon_{\text{чел}} \cdot \langle E_{\text{ср.фон}} \rangle \cdot T \cdot N_{\text{чел}}, \quad (4.18)$$

$$H = 0,451 \cdot 876,4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-16} \cdot 3600 \cdot 36450/75 \approx 0,11 \text{ мкЗв/ч} \quad (4.19)$$

Подобным образом можно провести изучение других типов источников радиационного излучения, например таких как: вулканическая порода, вольфрам-ториевые стержни для сварки и пр.

Таблица 4.1

Линейные коэффициенты передачи μ_k и линейные коэффициенты ослабления μ в различных средах, см^{-1} [13]

| Энергия γ -квантов, МэВ | Вода | | Алюминий | | Свинец | |
|--------------------------------|---------|--------|----------|-------|---------|-------|
| | μ_k | μ | μ_k | μ | μ_k | μ |
| 0.1 | 0.0253 | 0.171 | 0.1002 | 0.444 | 24.494 | 60.0 |
| 0.2 | 0.0299 | 0.137 | 0.0742 | 0.323 | 6.645 | 11.8 |
| 0.5 | 0.0330 | 0.097 | 0.0775 | 0.228 | 1.022 | 1.72 |
| 1.0 | 0.0310 | 0.0706 | 0.0726 | 0.166 | 0.435 | 0.79 |
| 2.0 | 0.0260 | 0.0493 | 0.0613 | 0.117 | 0.218 | 0.51 |
| 5.0 | 0.0189 | 0.0302 | 0.0486 | 0.075 | 0.308 | 0.49 |
| 10.0 | 0.0154 | 0.0221 | 0.0451 | 0.062 | 0.372 | 0.60 |

Литература

- [1] О.В. Журенков А.А. Чернов. *Счетчик Гейгера-Мюллера*. 2003. [http://theory.asu.ru/~chernov/атомная_и_ядерная_физика/к_лабораторным/2\(counter\).pdf](http://theory.asu.ru/~chernov/атомная_и_ядерная_физика/к_лабораторным/2(counter).pdf).
- [2] М.С. Козодаев В.И. Калашникова. *Детекторы элементарных частиц*. Наука, Москва, 1966.
- [3] Л.С. Стельбанс. *Физика полупроводников*. Советское радио, Москва, 1967.
- [4] Е.С. Матусевич А.И. Абрамов, Ю.А. Казанский. *Основы экспериментальных методов ядерной физики*. Энергоатомиздат, Москва, 1985.
- [5] Hamamatsu photonics K.K. *Photomultiplier tubes*. Japan, Oct/1990.
- [6] Photomultiplier tubes principles applications. *Philips Photonick Handbook*. 1994.
- [7] E.Bellamy et al. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 339:468–476, 1994.
- [8] HVSys. *High voltage sources from 0.5 to 15 kV for detectors*, 2019. http://hvsys.ru/images/data/news/1_small_1368802771.pdf.
- [9] N. Anfimov, A. Rybnikov, and A. Sotnikov. Optimization of the light intensity for photodetector calibration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 939:61 – 65, 2019.
- [10] HVSys. *Calibrated LED sources of light flashes*, 2019. http://hvsys.ru/images/data/news/5_small_1368802948.pdf.
- [11] Paul Scherrer Institut. *DRS4 Evaluation Board*, 2019. <https://www.psi.ch/en/drs/evaluation-board>.

- [12] Saint-Gobain Crystals. *Efficiency calculations for selected scintillators*, 2019. <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/efficiency-calculations.pdf>.
- [13] Кафедра общей ядерной физики МГУ. *Ядерная физика в Интернете*, 2019. http://nuclphys.sinp.msu.ru/radiation/rad_3.htm.
- [14] И.М. Капитонов Ж.М. Селиверстова А.В. Шумаков О.И. Василенко, Б.С. Ишханов. Примеры решения задач по учебному пособию «Радиация», задача №3, 2013. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radiation/>.