

Описание лабораторных работ  
«Ядерного практикума»

ИЯФ СО РАН  
Новосибирск  
2010

# Лабораторная работа № 1

## Годоскоп из стримерных трубок

### Введение

#### Стримерный режим газового разряда

Трубки, работающие в ограниченном стримерном режиме (стримерные трубки), — одна из разновидностей детекторов заряженных частиц, широко применяющаяся в настоящее время в экспериментах по физике высоких энергий.

Трубка состоит из цилиндрического (или другой формы) катода, по оси которого натянута тонкая проволочка-анод. При малых напряжениях такой прибор работает в режиме ионизационной камеры. При увеличении напряжения происходит переход к пропорциональному режиму, затем к гейгеровскому разряду и искровому пробое. В конце 60-х годов было обнаружено, что при определенном подборе газовой смеси и диаметра анодной проволочки, гейгеровский механизм не работает, а развитие разряда происходит другим способом. Новый механизм газового разряда получил название стримерного. Стримерный режим отличается большими (порядка 1 мА) и короткими (порядка 100 нс) импульсами и обычно достигается в камерах и счетчиках с относительно толстыми (порядка 100 мкм) анодными проволочками при больших концентрациях органических добавок, хорошо поглощающих фотоны. Подробный обзор механизма и свойств стримерного режима можно найти в [1, 2].

#### Стримерные трубки как координатные детекторы

Часто, кроме самого факта прохождения частицы, требуется еще измерить координату прохождения частицы через детектор. В настоящее время развито много методик для определения координаты в стримерных трубках. К наиболее известным можно отнести следующие<sup>1</sup>:

- определение координаты в режиме ДА-НЕТ (по номеру сработавшей трубки) [3];
- определение координаты вдоль проволочки по центру тяжести наведенного заряда на катодные полоски, расположенные перпендикулярно к проволочке [4];
- определение координаты вдоль проволочки по делению заряда на разных концах трубки [5];
- определение координаты вдоль проволочки по разности времен прихода сигнала на разные концы трубки [6];

---

<sup>1</sup>Ссылки приведены в порядке иллюстрации и далеко не полные

- определение координаты в перпендикулярном к проволочке направлении по времени дрейфа ионизации до проволочки [7];

Большая амплитуда сигнала, хорошие временные характеристики стримерного сигнала позволяют упрощать регистрирующую электронику, снижать требования к чувствительности, порогам, стабильности.

## 1.1 Описание работы

### 1.1.1 Измерение продольной координаты методом временной разности

В лабораторной работе съём продольной координаты со стримерных трубок организован с помощью методики разности времен [8]. Координата вдоль проволочки линейно зависит от измеренной разности времен. Коэффициент пропорциональности — скорость распространения сигнала по трубке, деленная пополам (15 см/нсек, или 6.7 псек/мм). В случае наполненного газом коаксиального волновода эта величина практически совпадает с половиной скорости света в вакууме. Пространственное разрешение детектора определяется временным разрешением электроники.

На Рис. 1.1 приведена схема канала электроники для измерения продольной координаты в трубке по разности времен. Один канал включает в себя два дискриминатора (УФ) для формирования сигналов “старт”, “стоп” и временной экспандер. Эта часть электроники расположена непосредственно на блоке стримерных трубок. Длительность выходного сигнала экспандера пропорциональна разности времен между сигналами “старт” и “стоп”. Этот сигнал оцифровывается во время-цифровом преобразователе (ВЦП) в стандарте КА-МАК. На самом деле один канал электроники обслуживает не одну, а четыре трубки, электрически соединенных последовательно. Такой подход позволяет сэкономить количество каналов электроники. Кроме того, в места соединения трубок удобно подавать калибровочные сигналы для мониторинга работоспособности канала и измерения констант, необходимых для восстановления координаты. Некоторые параметры электроники:

- порог дискриминаторов — 20 мВ,
- коэффициент экспандирования — 40,
- цена канала ВЦП — 0.4 нсек,
- цена канала полного тракта — 10 псек (1.5 мм).

### 1.1.2 Годоскоп

В лабораторной работе используется годоскоп из четырех модулей стримерных трубок<sup>2</sup>. Длина трубок годоскопа — 1 метр. Каждый модуль состоит из двух слоёв трубок по 4 штуки в каждом. На торцах модуля установлены платы для разведения высокого напряжения и калибровки каналов. Далее, на одном из торцов установлены два канала электроники (четыре дискриминатора и два экспандера). На модуле имеется панель, на которой расположены сигнальный, высоковольтный и три калибровочных разъема, разъем питания электроники и две газовые оливки для подачи газа (все трубки соединены по газу последовательно). Сверху торцы прикрыты кожухами.

<sup>2</sup>Данный конструктив модуля применен в мюонной системе детектора КЕДР на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-4М.

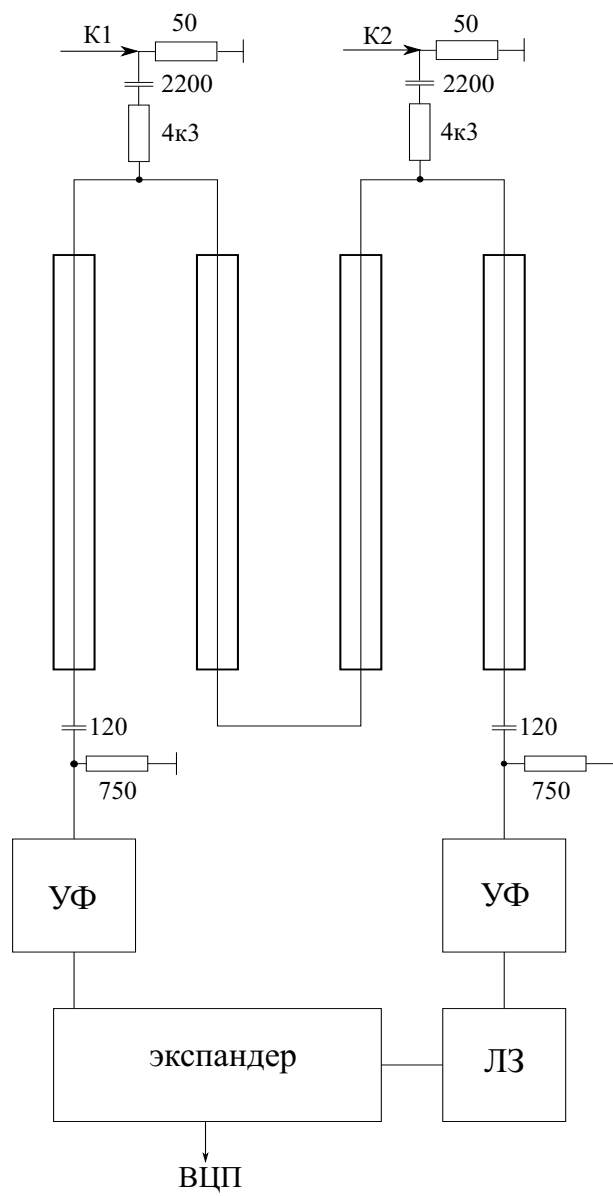


Рис. 1.1: Схема канала электроники.

Модули продуты газовой смесью аргон:н-пентан (3:1) и после этого герметизированы. Рабочее напряжение 4000 В. Плато счетной характеристики 3600–4600 В. Характерные параметры стримерного сигнала для рабочего напряжения: средняя амплитуда на входе дискриминатора 200 мВ, длительность сигнала 200 нсек, фронт 7 нсек.

Для системы сбора данных с годоскопа используется стандарт КАМАК. На Рис. 1.2 приведена блок-схема системы, содержащая восемь каналов. Сигналы с экспандеров поступают на преобразователь (ECL-NIM)-разветвитель (далее ПР). ПР формирует сигналы “старт” и “стоп” для ВЦП, а также по одному дополнительному сигналу на каждый канал. Сигнал “старт” поступает на цифровую линию задержки (ЛЗ, 500 нсек) и далее на вход “старт” ВЦП. Дополнительные сигналы с каналов 1, 2, 7, 8 (нижний и верхний модули) идут на схему совпадений (СС) и используются для формирования сигнала (на формирователе импульсов — ФИ) для запуска ВЦП. Дополнительные сигналы с каналов 3, 4, 5, 6 идут на счетчик импульсов (СЧ) для контроля загрузок. При наборе статистики на СС устанавливается маска первого выхода, соответствующая совпадению нижнего и верхнего модулей. Второй выход СС маскируется на сигнал генератора. Сигнал с него подан на СЧ. Третий и четвертый выходы маскируются таким образом, чтобы они соответствовали каналам 1 и 7 годоскопа. Сигналы с них поданы на СЧ. Временная диаграмма импульсов изображена на Рис. 1.3.

Для калибровок используется генератор коротких импульсов ГЕКИ. Он запускается с помощью генератора логических импульсов (ГЛИ) и требует дополнительного питания от источника +300 В. ГЕКИ имеет встроенный аттенюатор для регулировки амплитуды выходного сигнала. Сигнал с ГЕКИ поступает на коммутатор высокой частоты (КВЧ) и при калибровке поочередно подается на все четыре модуля. При этом первый выход СС маскируется на генератор. В крейте также расположены: блок ЦДР - для вывода графической информации, индикатор питания крейта - используется для вывода питания электроники модулей стримерных трубок, высоковольтный источник (ВВИ). Напряжение с ВВИ подается на коробку-разветвитель и далее на четыре модуля.

### 1.1.3 Восстановление координаты и трека

Для вычисления координаты вдоль связки из четырех трубок необходимо определить константы по значениям двух калибровок. Для одной калибровки сигналы подаются в середину соединения первой и второй трубки, для второй калибровки — в середину соединения третьей и четвертой трубок.

По значению этих двух калибровок для каждого канала вычисляются две константы:  $T_0$  — разность времен, соответствующая началу связки, и  $T_{\text{per}}$  — период связки, соответствующий одной трубке.

На Рис. 1.4 изображена зависимость координаты  $Z$  от измеренной разности времен  $T$ . В линейном приближении они связаны следующим образом:

$$Z = (L_{\text{tube}} + L_{\text{conn}}) \left( 0.5 - (-1)^N \left( \frac{T - T_0}{T_{\text{per}}} - (N - 0.5) \right) \right) - L_{\text{conn}}/2,$$

где  $N = [(T - T_0)/T_{\text{per}}] + 1$  — номер трубки в связке (1–4),

$Z$  — координата в мм,

$T$  — измеренное время в каналах,

$L_{\text{tube}}$  — длина трубы в мм,

$L_{\text{conn}}$  — длина соединения между трубками в связке в мм.

Координаты  $X$  и  $Y$  определяются по центру сработавших трубок. Трек частицы аппроксимируется прямой линией методом наименьших квадратов (см. прил. А).

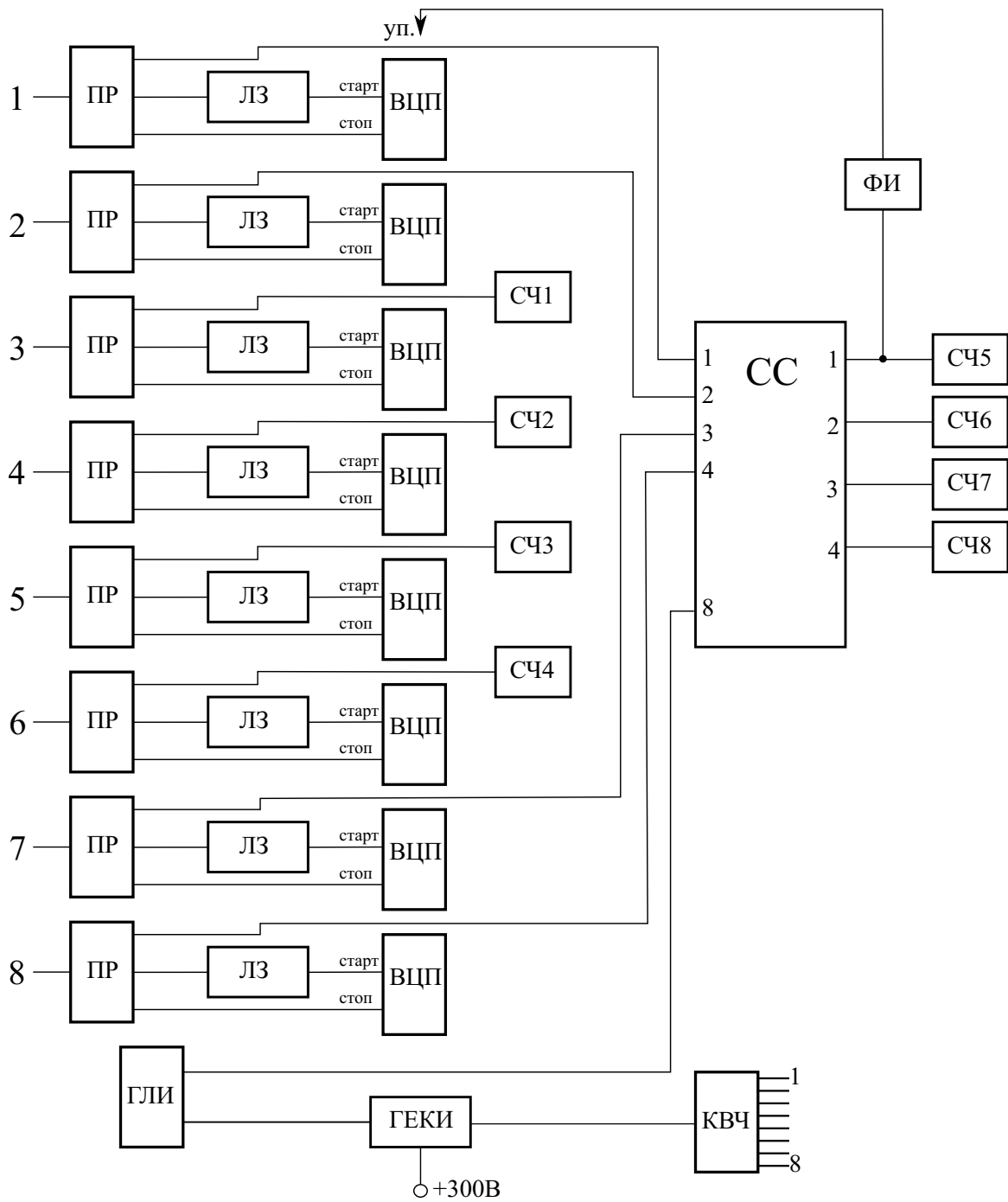


Рис. 1.2: Система сбора данных годоскопа.

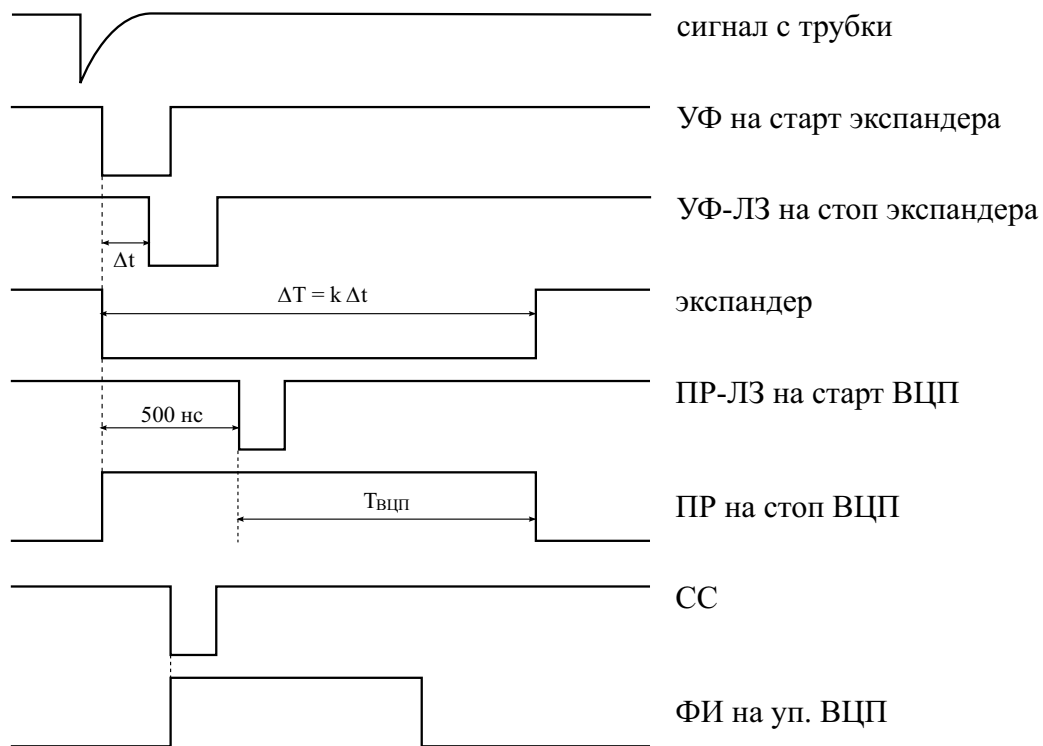


Рис. 1.3: Временная диаграмма импульсов системы сбора данных годоскопа.

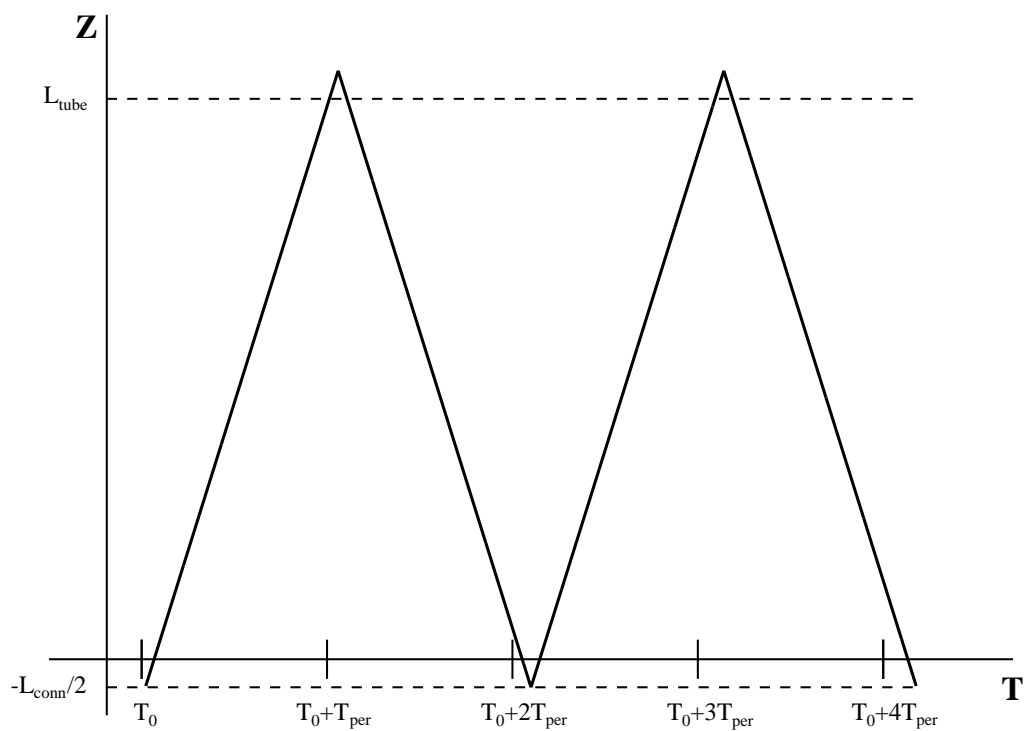


Рис. 1.4: Зависимость продольной координаты от измеренной разности времен.

### 1.1.4 Программное обеспечение

Программа для работы с годоскопом называется NUCLAB. Она умеет:

- инициализировать используемые КАМАК блоки,
- калибровать модули стримерных трубок:
  - а) в автоматическом режиме на модули поочередно подается сигнал с генератора и заполняется калибровочный массив;
  - б) в ручном режиме калибровочный массив заполняется пользователем;
- задавать параметры гистограмм,
- выводить гистограммы,
- чистить гистограммы,
- измерять загрузки,
- набирать статистику. При этом можно:
  - а) заполнять гистограммы;
  - б) восстанавливать координаты и траекторию частицы;
  - в) выводить картинку и информацию о событии на дисплей, если сумма квадратов отклонений измеренных координат от восстановленного трека ( $\text{CHI}^2$  в  $\text{мм}^2$ ) меньше заданного в программе числа.

Информация о событии включает:

- считанное с ВЦП время для каждого канала,
- восстановленные  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  координаты,
- отклонение измеренной координаты от восстановленного трека,
- параметры прямой  $Z = k \cdot Y + b$ ,
- NW — количество сработавших каналов,
- NT — количество каналов с правдоподобно восстановившейся Z-координатой,
- NP — количество каналов, взятых в восстановление трека.

### 1.1.5 Порядок включения

В лабораторной работе используется высоковольтный источник для стримерных трубок. Характерное напряжение, подаваемое на анодные проволочки стримерных трубок 4000 В. При этом потребляется ток порядка 10 мкА. Предельный ток для источника порядка 500 мкА. При работе с включенным высоким напряжением требуется особая осторожность!

Рекомендуется соблюдать следующий порядок включения и работы:

1. включить стойку, крейт и источник питания генератора;
2. запустить программу;



3. сделать калибровку;
4. подать высокое напряжение на блоки;
5. задать необходимые параметры гистограмм;
6. набрать статистику;
7. посмотреть гистограммы.

## 1.2 Задания

### 1.2.1 Измерение эффективности срабатывания блоков

Для фиксированного значения напряжения на трубках провести набор гистограмм. Напряжение менять (источник в КАМАК крейте) от 3.5 кВ до 4.5 кВ через 200 В. Время набора в каждой точке порядка 2 минут. Перед началом набора в новой точке производить чистку гистограмм.

Эффективность можно вывести для всех 8-ми каналов сбоку от окна события. Она находится как отношение числа срабатываний данного канала и полного числа событий. Ошибку в эффективности можно найти по формуле

$$\sigma(\varepsilon_i) = \sqrt{\varepsilon_i(1 - \varepsilon_i)/N},$$

где  $\varepsilon_i$  — эффективность  $i$ -го канала,  $N$  — полное число событий.

Для каналов 1,2,7,8 значение эффективности высокое, так как эти каналы являются запускающими. Поэтому для исследования зависимости эффективности от напряжения надо использовать каналы 3–6.

Заполнить таблицу эффективностей с ошибками в %:

	$\varepsilon_3$	$\varepsilon_4$	$\varepsilon_5$	$\varepsilon_6$	$\bar{\varepsilon}$
$U_1$ [В]					
$U_2$ [В]					
...					
$U_n$ [В]					

где  $\bar{\varepsilon}$  — средняя эффективность по каналам 3–6.

Построить график  $\bar{\varepsilon}(U)$ .

В двух точках по напряжению: одной при эффективности порядка 70%, другой на плато, сравнить вероятность срабатывания семи ( $w_7$ ) и восьми ( $w_8$ ) каналов (по гистограмме Hits on track) со значениями, полученными из выражений

$$w_7 = 4\bar{\varepsilon}^3(1 - \bar{\varepsilon}), \quad (1.1)$$

$$w_8 = \bar{\varepsilon}^4. \quad (1.2)$$

### 1.2.2 Измерение разрешения по $Z$ на космике

Выставить напряжение на камере, соответствующее середине плато эффективности. Провести набор событий в течение 0.5–1 часа. Число слоев, по которым строится прямая, задать равным 8. Определить пространственное разрешение по среднему (AVERAGE) гистограммы CHI2:

$$\sigma_Z = \sqrt{\frac{\text{AVERAGE}}{n - 2}}. \quad (1.3)$$

Сравните найденное разрешение с ширинами (RMS) гистограмм  $\Delta Z$  по слоям.

## Вопросы для контроля

1. Какие существуют режимы работы газового цилиндрического счётчика?
2. Какой механизм самогасящегося стриммерного разряда и в чем его отличие от гейгеровского?
3. Какие особенности работы газового цилиндрического счётчика в ограниченном стриммерном режиме.
4. Какие способы измерения продольной координаты в газовом цилиндрическом счётчике вы знаете?
5. Объяснить происхождение соотношений (1.1,1.2).
6. Почему в знаменателе подкоренного выражения в (1.3) стоит  $n - 2$ , а не  $n$ ?

## Список литературы

- [1] Г.Д. Алексеев, В.В. Круглов, Д.М. Хазинс, *Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере*. ЭЧАЯ 1982, т.13, вып.3, стр.703.
- [2] К. Группен, *Детекторы элементарных частиц*. Сибирский хронограф, Новосибирск, 1999, гл. 4.
- [3] G. Bagliesi et al., Nucl. Instr. and Meth. A 268 (1988) 144.
- [4] E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. 217 (1983) 30.
- [5] L.E. Holloway, Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 454.
- [6] S.F. Biagi, P.S.L.Booth, Nucl. Instr. and Meth. A 252 (1986) 586.
- [7] K. Fujii et al., Nucl. Instr. and Meth. 225 (1984) 23.
- [8] V.A. Aulchenko et al., Nucl. Instr. and Meth. A 265 (1988) 137.

## Лабораторная работа № 2

# Гамма-спектрометр на основе сцинтилляционного счетчика

### Введение

Сцинтилляционный метод является одним из первых методов регистрации ядерного излучения. Прежде заряженные частицы ( $\alpha$ -частицы) визуально регистрировались в спинтарископе по вспышкам света при ударе частиц в экран из сульфида цинка. Спинтарископы вскоре были вытеснены газоразрядными счётчиками и ионизационными камерами. Возвращение сцинтилляционной методики в ядерную физику произошло, когда для регистрации сцинтилляций были использованы многокаскадные фотоэлектронные умножители (ФЭУ) с большим коэффициентом усиления, способные регистрировать очень слабые световые вспышки. С развитием фотонных детекторов и появлением новых видов сцинтилляционных материалов этот метод регистрации энергичных частиц получил широкое распространение.

Принцип действия сцинтилляционного счётчика состоит в следующем: заряженная частица, проходя через сцинтиллятор, помимо ионизации атомов и молекул, возбуждает их. Возвращаясь в невозбуждённое (основное) состояние, атомы испускают фотоны с энергией видимого, ближнего ультрафиолетового или инфракрасного диапазонов. Этот механизм называется сцинтилляцией или радиолуминесценцией. Фотоны, попадая на катод ФЭУ, выбивают электроны, которые усиливаются внутри ФЭУ, в результате чего на аноде возникает электрический импульс, который дополнительно усиливается и регистрируется электроникой. Детектирование нейтральных частиц (нейтронов,  $\gamma$ -квантов) происходит по вторичным заряженным частицам (электроны, позитроны, ядра отдачи и осколки расщепленных ядер), образующимся при взаимодействии нейтронов и  $\gamma$ -квантов с атомами сцинтиллятора.

На Рис. 2.1 показана схема сцинтилляционного счётчика, регистрирующего  $\gamma$ -кванты.

В качестве сцинтилляционных материалов используются различные вещества органические и неорганические, твердые, жидкие, газообразные.

В качестве фотонного детектора чаще всего применяется традиционный вакуумный ФЭУ. Для регистрации интенсивных вспышек света из калориметрических кристаллов применяются также фотодиоды и полупроводниковые лавинные фотодиоды (ЛФД). Существует также несколько других типов фотонных детекторов, использующихся в сцинтилляционных счётчиках.

Высокая временная разрешающая способность позволяет использовать сцинтилляционные счётчики при высоких скоростях счета и проводить измерения коротких интервалов времени вплоть до сотен пикосекунд. Благодаря этому свойству стали возможны прямые измерения времени жизни короткоживущих возбужденных состояний молекул, атомов и ядер, а также измерения времени пролета релятивистских частиц.

Сцинтилляционный счётчик может выступать также в качестве спектрометра — при-

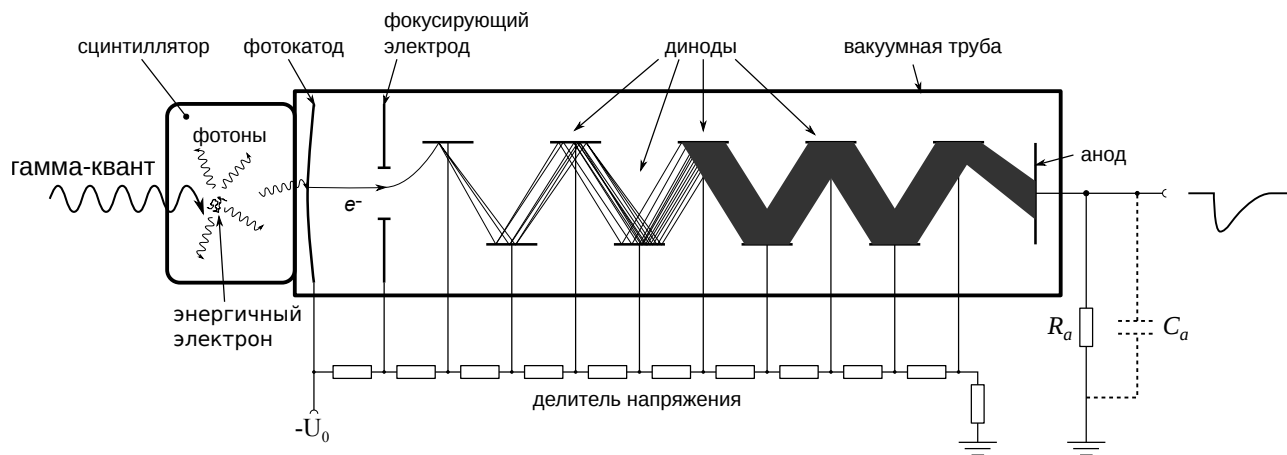


Рис. 2.1: Схема сцинтиляционного счётчика.

бора для измерения энергии, поскольку амплитуда импульса на выходе ФЭУ связана с величиной энергии, потерянной частицей в сцинтиляторе. Перечисленные свойства сцинтиляционных детекторов позволяют использовать их очень широко не только в экспериментальной физике, но также в радиохимии, радиобиологии, геологии, медицине, промышленности.

Целью настоящей работы является ознакомление студентов с работой сцинтиляционного счётчика, а также с использованием его в качестве гамма-спектрометра.

Принципы работы фотоумножителей, сцинтиляционных счетчиков и спектрометрических детекторов подробно изложены в [1, разд. 5.1, 5.2, 7.1] и [2, 3].

## 2.1 Фотоэлектронные умножители

Фотоэлектронный умножитель — это электровакуумный прибор, в котором для преобразования светового потока в поток электронов в вакууме используют внешний фотоэффект, а число электронов умножается за счёт эффекта вторичной эмиссии (Рис. 2.1). Существует большое количество разных типов ФЭУ, покрывающих широкий спектральный диапазон от дальнего ультрафиолета до инфракрасного света, отличающихся материалом фотокаатода и входного окна, видом усиливающей структуры (различные конфигурации динодов, сетки, микроканалы), формой анода и т.п.

Мы вкратце рассмотрим устройство одного из типов ФЭУ с полупрозрачным катодом и динодной структурой. Он состоит из фотокаатода, фокусирующего электрода, нескольких эмиттерных электродов (эмиттеров или динодов) и анода, помещенных в баллон с высоким вакуумом. Фотокаатод нанесен в виде тонкого полупрозрачного слоя на внутреннюю сторону торцевой стенки стеклянного баллона ФЭУ. Для регистрации сцинтилляций в области ближнего ультрафиолета распространены сурьмяно-цезиевые (SbCs) и бищелочные (SbRbCs, SbKCs) фотокаатоды, для детектирования видимого света больше подходит мультищелочной (SbNa<sub>2</sub>KCs) фотокаатод или более дорогие фотокаатоды, включающие в свой состав арсенид галлия (GaAs). Для повышения чувствительности ФЭУ в области ближнего ультрафиолета входное окно может быть сделано из увиолевого стекла или кварца. Фотокаатод характеризуют квантовой эффективностью ( $\eta$ ), т.е. вероятностью, что фотон выбьет из него электрон в результате фотоэффекта. Такие электроны называют фотоэлектронами.

Металлические диноды покрыты пленкой из вещества, имеющего малую работу выхода, что увеличивает коэффициент вторичной эмиссии. Коэффициентом вторичной эмиссии ( $\sigma$ ) называют среднее количество вторичных электронов, выбиваемых одним первич-

ным электроном. Этот коэффициент зависит от энергии первичного электрона, т.е. от напряжения, приложенного между динодами. Его величина варьируется от нескольких единиц до десятков, а рабочее значение обычно составляет  $\sim 5$ . Динодные структуры могут быть разных типов, отличающиеся формой и расположением динодов: корытообразные, коробчатые, жалюзийные, сетчатые и пр., а также комбинации перечисленных типов. ФЭУ на их основе имеют разные амплитудные и временные характеристики, подходящие для той или иной задачи. Динодные ФЭУ чрезвычайно чувствительны ко внешним магнитным полям из-за больших расстояний, которые пролетают электроны между динодами, так что даже слабое поле Земли влияет на процесс усиления. Вследствие этого ФЭУ помещают в магнитные экраны из сплавов с высокой величиной магнитной проницаемости. Впрочем некоторые типы ФЭУ (с микроканальными пластинами, микросеточными динодами) слабо чувствительны даже к сильным магнитным полям ( $\sim 1$  Тл) с направлением близким к направлению электрического поля в ФЭУ.

В ФЭУ электроны ускоряются и фокусируются с помощью электростатического поля, определяемого конфигурацией электродов и распределением потенциалов на них. Для подачи напряжения на электроды используется делитель, состоящий из омических сопротивлений (см. Рис. 2.1). К концам делителя приложено высокое напряжение  $U_0$ . Ускоренные фотоэлектроны ударяются о первый динод и выбивают вторичные электроны, которые вылетают навстречу первичным. Электроны, выбитые из первого динода, ускоряются в следующем межэлектродном промежутке и, попадая на второй динод, вызывают в свою очередь вторичную эмиссию с него и т.д. Таким образом, число электронов от динода к диноду лавинообразно нарастает. Электроны с последнего динода собираются на аноде фотоумножителя. Если принять коэффициент вторичной эмиссии одинаковым для всех  $n$  динодов, коэффициент усиления умножителя ( $G$ ) можно записать как

$$G = \sigma^n,$$

ФЭУ также имеет отличную от единицы эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод ( $\epsilon_C$ ). Она по сути уменьшает квантовую эффективность ФЭУ.

Средняя амплитуда на аноде ФЭУ при регистрации вспышки из  $N_\gamma$  фотонов может быть описана выражением:

$$A = N_\gamma \cdot \eta \cdot \epsilon_C \cdot G. \quad (2.1)$$

С точки зрения спектрометрических приложений важна линейность амплитуды на выходе ФЭУ в диапазоне измеряемых световых потоков. В случае, когда импульсы тока на выходе ФЭУ достаточно велики, линейность может нарушаться за счет искажения поля пространственным зарядом в области анода и последних динодов, а также за счет изменения потенциалов этих электродов. Оба фактора вызывают дефокусировку и тем самым нарушают линейность. Постоянства потенциалов последних динодов во время прохождения электронной лавины легче добиться путем шунтирования сопротивления делителя небольшими конденсаторами. Для того, чтобы изменение потенциала анода не приводило к дефокусировке, необходимо, чтобы импульсы на выходе ФЭУ были значительно меньше по амплитуде, чем разность потенциалов между анодом и последним динодом. Это достигается выбором величины нагрузочного сопротивления анода, увеличением разности потенциалов между последними динодами и особенно между анодом и предыдущим динодом. Если к ФЭУ предъявляется требование линейности в широком диапазоне интенсивности световых вспышек, то это накладывает ограничение на величину коэффициента усиления.

ФЭУ даже при отсутствии внешней засветки выдают небольшие импульсы на аноде, которые называют темновыми шумами или темновым током. Эти импульсы вызваны вылетом единичных электронов при термоэлектронной эмиссии с поверхности фотокатода и первых динодов. Частота таких шумовых импульсов не зависит от напряжения питания, а определяется температурой фотокатода и динодов. Однако наряду с указанными

шумами в большинстве ФЭУ при высоком напряжении питания и большом коэффициенте усиления наблюдается появление дополнительных шумов, интенсивность которых резко возрастает при дальнейшем повышении напряжения. Источниками этих дополнительных шумов может быть автоэлектронная эмиссия, а также явление оптической и ионной обратной связи.

Так как амплитуда импульсов со сцинтиллятора намного превышает амплитуду шумов, то полезные импульсы можно выделить с помощью дискриминатора, выбрав на нем соответствующий порог по амплитуде.

## 2.2 Сцинтилляторы

Основными характеристиками сцинтилляторов являются конверсионная эффективность, спектр излучения и время высвечивания.

**Конверсионная эффективность** характеризует эффективность преобразования сцинтиллятором энергии заряженной частицы в световую.

Количество света, испускаемое сцинтиллятором, характеризуется *световым выходом*.

Световой выход — это отношение энергии среднего числа фотонов люминесценции к энергии, потерянной ионизирующей частицей в сцинтилляторе.

Конверсионная эффективность зависит от типа и качества сцинтиллятора; для обычно применяемых сцинтилляторов она лежит в диапазоне от долей процента до нескольких десятков процентов. В реальных сцинтилляторах конверсионная эффективность зависит от плотности ионизации, причем она уменьшается с ростом плотности ионизации. Поэтому медленные частицы и частицы с кратным зарядом дают меньший световой выход, чем быстрые однозарядные частицы. Для органических пластиковых сцинтилляторов этот эффект более выражен, чем для кристаллических сцинтилляторов.

В качестве эталона часто используют сцинтиллятор NaI(Tl), который имеет высокий световой выход  $\sim 4 \cdot 10^4$  фотонов/МэВ. Световых выходы остальных сцинтилляторов приводят по отношению к этому значению.

Отклик сцинтилляционного счётчика характеризуют количеством фотоэлектронов, зарегистрированных ФЭУ, на единицу поглощенной в сцинтилляторе энергии. Эту величину называют практической эффективностью. Она может быть выражена через световой выход сцинтиллятора, коэффициент светосбора  $L$  и квантовую эффективность  $\eta$  фотодетектора как

$$N_{\text{п.е.}}/\text{МэВ} = L \cdot \eta \cdot N_{\gamma}/\text{МэВ}. \quad (2.2)$$

$L$  зависит от прозрачности сцинтиллятора к собственному излучению, формы и размера сцинтиллятора и световодов, качества поверхности и отражающего покрытия. Прозрачность сцинтиллятора определяется концентрацией активирующих примесей и дефектов кристаллической решетки (в кристаллических сцинтилляторах).

Для максимальной практической эффективности счётчика необходимо, чтобы максимум спектра излучения сцинтиллятора совпадал с максимумом спектра квантовой эффективности фотодетектора.

**Время высвечивания** характеризует продолжительность световой вспышки сцинтиллятора. Обычно временная зависимость световых выходов описывается экспоненциальным законом:

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau),$$

где  $\tau$  — время высвечивания, в течение которого интенсивность падает в  $e$  раз.

## 2.2.1 Неорганические сцинтилляторы

Для регистрации  $\gamma$ -квантов обычно применяют тяжелые неорганические кристаллы, например галогениды щелочных металлов, часто с активирующими примесями: NaI(Tl), CsI(Tl), CsI(Na), LiI(Eu) и т.п. Некоторые нещелочные кристаллы включают: BaF<sub>2</sub>, ZnS(Ag), BGO, PWO, GSO(Ce), LSO(Ce), LaBr<sub>3</sub>(Ce) и т.д. Сцинтилляторы из неорганических кристаллов характеризуются, как правило, высокой плотностью вещества и большим атомным номером, что способствует эффективному поглощению  $\gamma$ -квантов на небольшой толщине кристалла. Также тяжелые неорганические кристаллы применяются для регистрации электронов (позитронов) высокой энергии. Время высвечивания для неорганических кристаллов варьируется от сотен наносекунд до единиц микросекунд за некоторыми исключениями, для которых оно составляет 1–10 нс.

Механизм сцинтилляции неорганических кристаллов может быть понят на основе зонной теории. Как известно в кристаллах, в результате взаимодействия атомов энергетические уровни электронов объединяются в непрерывные зоны, и электроны получают возможность перемещаться вдоль кристаллической решетки, не меняя своей энергии. Самая верхняя полностью заполненная зона (при T=0 K) называется валентной зоной, а следующая за ней зона — зоной проводимости (Рис. 2.2). Сцинтиллирующие кристаллы являются диэлектриками, для которых зона проводимости отделена от валентной зоны промежутком  $> 3$  эВ, который называется запрещенной зоной. Примеси и дефекты решетки приводят к образованию локальных энергетических уровней в запрещенной зоне. Переход электрона из валентной зоны на более высокий уровень приводит к образованию дырки — квазичастицы, имеющей положительный заряд. В некоторых случаях возможно образование связанного состояния электрона и дырки, т.н. *экситона*. Эта квазичастица, подобная атому водорода, но с малой энергией связи (0.01 – 1 эВ), также свободно может передвигаться в кристалле, перенося при этом энергию (энергия возбуждения электрона), но не заряд.

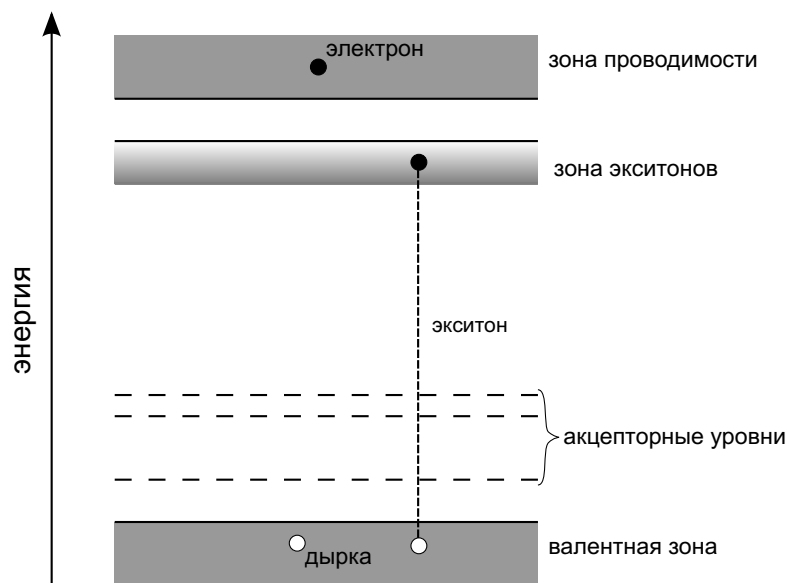


Рис. 2.2: Схема энергетических зон в кристалле.

Ионизирующая частица в результате взаимодействия с кристаллом переводит электроны из валентной зоны в зону проводимости или создает экситоны. Далее возможна рекомбинация электрона и дырки с излучением ультрафиолетового фотона, но это сравнительно редкий процесс и к тому же эти фотоны хорошо поглощаются самим веществом. Также электрон из зоны проводимости или от распада экситона при столкновении с ак-



тивационным центром может перейти на один из акцепторных уровней. Затем возможен переход этого электрона в валентную зону (рекомбинация с дыркой) с излучением фотона сравнительно большой длины волны, для которой поглощение в кристалле слабое. Также возможен безызлучательный переход, в результате которого энергия передается атомам решетки в виде её колебаний (фононов). Таким образом, часть энергии ионизирующей частицы, поглощенной в кристалле, высвобождается в виде люминесцентного излучения, которое может быть зарегистрировано с помощью фотодетектора.

В таблице 2.1 приведены параметры некоторых неорганических сцинтилляторов.

Таблица 2.1: Характеристики некоторых неорганических сцинтилляционных кристаллов [4].

Сцинтиллятор	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Световыход <sup>a</sup> , %	$\lambda_{\max}$ , нм	Время высвечивания, нс
NaI(Tl)	3.67	100	410	230
CsI(Tl)	4.51	165	560	1300
BGO <sup>b</sup>	7.13	21	480	300
BaF <sub>2</sub>	4.89	36 <sup>s</sup>	300 <sup>s</sup>	630 <sup>s</sup>
		3.4 <sup>f</sup>	220 <sup>f</sup>	0.9 <sup>f</sup>
LSO(Ce) <sup>c</sup>	7.40	83	402	40
LaBr <sub>3</sub> (Ce)	5.29	130	356	20

<sup>a</sup> Световыход относительно NaI(Tl), измеренный для кристаллов кубической формы с размером 1.5 рад. длины, обёрнутых светоотражающим покрытием Tuvex и одной гранью соединённых с ФЭУ.

<sup>b</sup> Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>, германат висмута.

<sup>c</sup> Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>(Ce), ортосиликат лютеция, легированный церием.

<sup>s, f</sup> медленная и быстрая компонента, соответственно.

## 2.2.2 Органические сцинтилляторы

Органические сцинтилляторы имеют малый атомный номер ( $Z_C = 6$ ,  $Z_H = 1$ ), небольшую плотность (около 1 г/см<sup>3</sup>) и, следовательно, небольшую эффективность поглощения  $\gamma$ -квантов. Они применяются, как правило, для регистрации заряженных частиц. Наиболее высокой конверсионной эффективностью обладают сцинтилляторы содержащие ароматические соединения. Световыход составляет по порядку величины 10<sup>4</sup> фотонов/МэВ. Времена высвечивания органических сцинтилляторов находятся в наносекундном диапазоне, т.е. меньше, чем у большинства неорганических кристаллов.

Органические сцинтилляторы могут быть подразделены на три широких класса: кристаллы, пластики и жидкости.

Кристаллы, такие как антрацен, стильбен и нафталин очень прочны и имеют довольно высокий световыход, но их люминесцентное излучение анизотропно, что ухудшает в определенных ситуациях энергетическое разрешение. Трудности связанные с обработкой материала и невозможность получения кристаллов большого размера обусловили их редкое использование в физике высоких энергий.

Жидкие сцинтилляторы представляют собой раствор одного или нескольких флюоресцирующих веществ (*p*-терфенил, (b)-PBD, PPO и др.) в органическом растворителе (толуол, ксилол, бензол, декалин и т.п.). Также в растворитель могут быть добавлены спектросмещающие добавки (POPOP, bis-MSB, VBQ и др.) для лучшего согласования излучения со спектральной чувствительностью фотодетектора.

Пластические сцинтилляторы используются наиболее широко. Они также представляют собой раствор флюоресцентных добавок, который после полимеризации образует

твердое вещество. В качестве полимерной основы чаще всего используют поливинилтолуол (ПВТ) или полистирол. Пластические сцинтилляторы производятся в больших объемах, могут иметь произвольную форму, легко поддаются механической обработке.

В органических сцинтилляторах отдельные молекулы слабо взаимодействуют друг с другом, т.е. энергетические уровни отдельных молекул практически не возмущены присутствием соседних молекул. Поэтому можно считать, что характер взаимодействия заряженных частиц с веществом органического сцинтиллятора не зависит от его агрегатного состояния и сводится к ионизации и возбуждению отдельных молекул непосредственно заряженной частицей. Механизм сцинтилляций в органических материалах можно описать как последовательная передача энергии возбуждения от молекул основы к первичным центрам флуоресценции и затем к последующим центрам с постепенным понижением энергии излучаемых фотонов. Причем при достаточно большой концентрации ( $\geq 1\%$ ) первичных флуоресцирующих добавок передача возбуждения от молекул основы происходит без излучения фотона посредством резонансного диполь-дипольного взаимодействия двух молекул. Это значительно ускоряет процесс излучения и увеличивает световыход основы сцинтиллятора. Спектр излучения флуоресцентного центра смещен в длинноволновую область относительно его спектра поглощения (Стоксовский сдвиг), где основа сцинтиллятора более прозрачна для излучения. Дополнительные примеси с меньшей концентрацией служат для смещения спектра излучения в еще более длинноволновую область, для которой длина ослабления света в сцинтилляторе составляет порядка метров, и где фотодетектор имеет лучшую спектральную чувствительность.

### 2.2.3 Другие виды сцинтилляторов

Газовые сцинтилляторы применяются главным образом для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц (осколков деления ядер). В качестве газовых сцинтилляторов используются в основном чистые благородные газы (гелий, аргон, криптон, ксенон) и их смеси. Время высвечивания  $\sim 10^{-8}$  сек и зависит от давления газа. Длины волн излучаемого света лежат в области далекого ультрафиолета. Также сравнительно недавно обнаружено довольно интенсивное излучение в аргоне и ксеноне в ближнем инфракрасном диапазоне, которое может быть зарегистрировано с помощью ФЭУ с фотокатодом из GaAs, InP/InGaAsP и полупроводниковых фотодетекторов. Сцинтилляции происходят и в жидкой фазе этих веществ при криогенных температурах, но сравнительно меньшей интенсивности. Это позволяет создать, например, калориметр на основе жидкого аргона с оптическим измерением энерговыделения.

## 2.3 Сцинтилляционный счётчик как гамма-спектрометр

Гамма-спектрометр — это прибор, измеряющий энергию  $\gamma$ -квантов. Он состоит из детектора  $\gamma$ -квантов, в нашем случае сцинтилляционного счётчика, линейного усилителя и амплитудного анализатора импульсов. В качестве последнего может выступать зарядово-цифровой или амплитудно-цифровой преобразователь (ЗЦП или АЦП), считываемый компьютером.

Гамма-спектрометр должен иметь достаточно большую эффективность полного поглощения энергии  $\gamma$ -кванта и хорошее энергетическое разрешение. В сцинтилляционных спектрометрах применяют неорганические кристаллы высокой плотности и с большим атомным номером элементов, входящих в их состав.

### 2.3.1 Эффективность гамма-спектрометра

$\gamma$ -кванты теряют энергию в веществе посредством комптоновского рассеяния на электронах или фотоэффекта на атомах, в результате которых образуется энергичный электрон, или, при энергии  $\gamma$ -кванта больше  $2m_e c^2 = 1.02 \text{ МэВ}$  ( $m_e$  — масса электрона) посредством рождения электрон-позитронных пар в поле ядра. Остальные процессы гораздо менее вероятны. При малых энергиях фотона (сотни кэВ и меньше) доминирует фотоэффект, сечение которого быстро возрастает с уменьшением энергии вплоть до энергий ионизации оболочек атома. Сечение фотоэффекта особенно велико для внутренней К-оболочки атома ( $\sim 80\%$  от сечения на всем атоме) из-за близости к ядру, которое принимает импульс отдачи при поглощении фотона.

Сечение фотоэффекта для К-оболочки в нерелятивистском борновском приближении при  $I_K \ll E_\gamma \ll m_e c^2$  дается формулой:

$$\sigma_{\text{ФЭ}}^K = 4\sqrt{2} \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{\frac{7}{2}} \alpha^4 Z^5 \sigma_T,$$

где  $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ , а  $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  — Томсоновское сечение.

В релятивистском пределе  $E_\gamma \gg m_e c^2$ , сечение имеет вид:

$$\sigma_{\text{ФЭ}}^K = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\varepsilon}.$$

Сечение для всего атома является более сложной функцией  $Z$ . При энергиях  $0.1 \text{ МэВ} \leq E_\gamma \leq 5 \text{ МэВ}$  показатель степени  $Z$  меняется между 4 и 5.

Электрон, образовавшийся в результате фотоэффекта приобретает энергию, равную энергии  $\gamma$ -кванта за вычетом энергии ионизации и небольшой энергии отдачи ядра. В результате заполнения вакансии на внутренней оболочке, откуда был выбит электрон, возникает характеристическое рентгеновское излучение или эмиссия оже-электронов. Характеристическое рентгеновское излучение имеет небольшую энергию (28 кэВ для К-излучения йода) и в основном поглощается внутри детектора, как и оже-электроны. В результате полного поглощения энергии  $\gamma$ -кванта в чувствительной области гамма-спектрометра в спектре его амплитуд появляется пик, называемый *фотопиком* или *пиком полного поглощения*.

В случае вылета характеристического излучения за пределы детектора возникает дополнительный максимум, известный как *пик вылета*. При энергии исходного  $\gamma$ -кванта более  $\sim 100 \text{ кэВ}$  этот пик в сцинтилляционном гамма-спектрометре не разрешается и эти события приводят просто к некоторой асимметрии пика полного поглощения.

В результате комптоновского рассеяния электронам передается только часть энергии.

$$\begin{aligned} E'_\gamma &= \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)}, \\ T &= E_\gamma - E'_\gamma, \end{aligned}$$

где  $E_\gamma$ ,  $E'_\gamma$  — энергии  $\gamma$ -квантов до и после рассеяния,  $\theta$  — угол рассеяния  $\gamma$ -кванта,  $T$  — кинетическая энергия электрона. Энергией связи электрона в атоме здесь пренебрегается.

Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при  $\theta = 180^\circ$ ),

$$T_{\text{max}} = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma}.$$

Полное сечение Комптон-эффекта на электроне дается формулой Клейна-Нишины:

$$\sigma_{\text{КЭ}}^e = 2\pi r_e^2 \left[ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left( \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right].$$

Полное сечение на атоме больше в  $Z$  раз, пропорционально числу электронов в атоме, т.е.

$$\sigma_{\text{КЭ}}^{\text{ат}} = Z\sigma_{\text{КЭ}}^e.$$

При больших энергиях сечение Комpton-эффекта спадает как  $\sigma_{\text{КЭ}}^e \propto \frac{\ln \varepsilon}{\varepsilon}$ .

Так как Комpton-эффект приводит лишь к частичной потере энергии  $\gamma$ -кванта, а при малых  $E_\gamma$  рассеяние вообще почти упругое (Рэлеевское рассеяние), то вводят комptonовское сечение с поглощением энергии как долю от полного:

$$\sigma_{\text{КЭ(П)}} = \frac{1}{E_\gamma} \int_0^{T_{\text{max}}} T \frac{d\sigma_{\text{КЭ}}}{dT} dT.$$

В детекторах достаточно большого объема часть рассеянных  $\gamma$ -квантов может испытать еще одно или несколько неупругих взаимодействий, в результате которых вся энергия попавшего в детектор первичного  $\gamma$ -кванта будет полностью поглощена. Соответствующие события попадают в пик полного поглощения.

Экспериментальный спектр  $\gamma$ -излучения изотопа  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 662$  кэВ), измеренный с помощью сцинтилляционного счетчика с NaI(Tl) показан на Рис. 2.3. В этом спектре наблюдается пик полного поглощения и спектр комptonовских электронов, обрывающийся справа на энергии  $T_{\text{max}} = 478$  кэВ. Также имеется *пик обратного рассеяния*, который связан с комptonовским рассеянием  $\gamma$ -квантов с углом близким к  $180^\circ$  на окружающем сцинтиллятор материалах. Его энергия соответствует

$$E'_\gamma = E_\gamma - T_{\text{max}} = \frac{E_\gamma}{1 + 2\varepsilon},$$

что составляет 184 кэВ при  $E_\gamma = 662$  кэВ. Острый пик в самом начале спектра образован рентгеновским К-излучением атома  $^{137}\text{Ba}$  с энергией 33 кэВ, которое образуется вследствие *внутренней конверсии* при переходе из возбужденного состояния ядра бария в основное (Рис. 2.4).

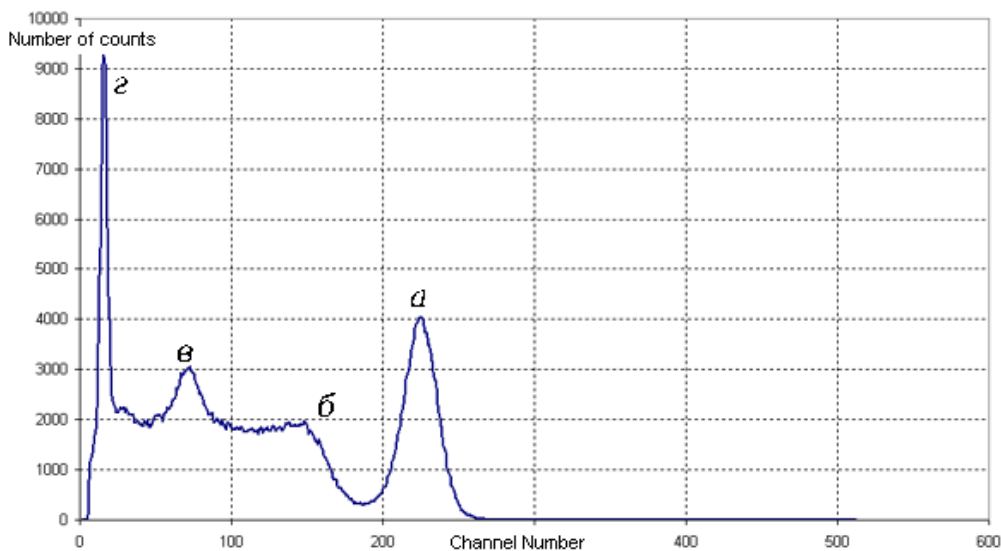


Рис. 2.3: Амплитудный спектр импульсов от  $\gamma$ -квантов  $^{137}\text{Cs}$  в сцинтилляционном счётчике из NaI(Tl): а — пик полного поглощения (662 кэВ); б — граница спектра комptonовских электронов (478 кэВ); в — пик обратного рассеяния (184 кэВ); г — пик от рентгеновского К-излучения  $^{137}\text{Ba}$  (33 кэВ).

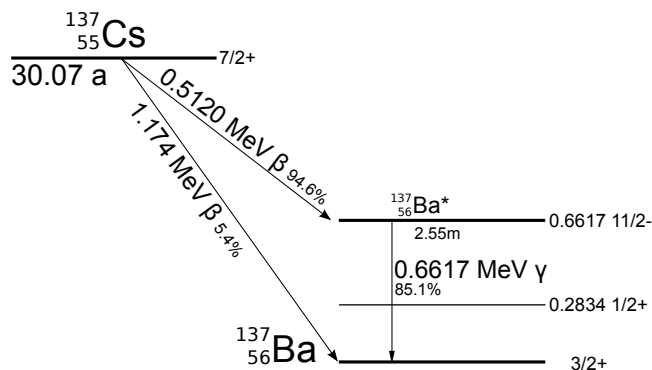


Рис. 2.4: Схема распада цезия-137.

Процесс рождения пар, происходящий при  $E_\gamma > 2m_e c^2 = 1.02 \text{ МэВ}$ , приводит к образованию электрона и позитрона. Если энергия  $\gamma$ -кванта невелика, то их пробег небольшой и они теряют всю свою кинетическую энергию в сцинтилляторе. Остановившийся позитрон и электрон вещества аннигилируют с образованием двух  $\gamma$ -квантов с энергией  $0.511 \text{ МэВ}$ , вылетающих в противоположные стороны. Когда оба  $\gamma$ -кванта покидают сцинтиллятор, в спектре образуется *пик двойного вылета* с энергией  $E_\gamma - 1.02 \text{ МэВ}$ , если один из них полностью поглощается, образуется *пик одиночного вылета* с энергией  $E_\gamma - 0.511 \text{ МэВ}$ , а если поглощаются оба, то пик будет совпадать с пиком полного поглощения.

Вероятность  $\epsilon$  поглощения  $\gamma$ -кванта при прохождении слоя сцинтиллятора толщиной  $d$  (предполагается, что параллельный пучок  $\gamma$ -квантов падает перпендикулярно поверхности сцинтиллятора) определяется выражением

$$\epsilon = 1 - e^{-\mu d} = 1 - e^{-n\sigma d},$$

где  $\mu [\text{см}^{-1}]$  называется коэффициентом поглощения  $\gamma$ -квантов,  $n$  — число атомов в единице объема,  $\sigma$  является суммарным сечением взаимодействия с передачей энергии заряженной частице, т.е.

$$\sigma = \sigma_{\text{фэ}} + \sigma_{\text{кэ}}^{\text{ат}} + \sigma_{\text{пар}}.$$

В случае сложного вещества коэффициент поглощения  $\gamma$ -квантов будет суммой коэффициентов поглощения его составных элементов:

$$\mu = \sum_i \mu_i = N_A \rho \sum_i \frac{\sigma_i}{A_i},$$

где  $N_A$  — число Авогадро,  $\rho$  — плотность вещества,  $\sigma_i$ ,  $A_i$  — сечение поглощения и молярная масса  $i$ -го элемента в составе вещества.

Пик полного поглощения напрямую несет информацию об энергии падающего монохроматического  $\gamma$ -излучения. Поэтому помимо полной эффективности регистрации  $\gamma$ -кванта спектрометром, вводят эффективность по фотопик, т.е. отношение числа событий под пиком полного поглощения к полному числу  $\gamma$ -квантов.

### 2.3.2 Энергетическое разрешение гамма-спектрометра

Энергетическим разрешение гамма-спектрометра определяется как отношение полной ширины измеренного пика полного поглощения на его полувысоте к средней амплитуде пика:  $\Delta A/A = \Delta E/E_\gamma$ .

Ошибка измеряемой амплитуды пика вызвана прежде всего статистическими флуктуациями числа зарегистрированных фотоэлектронов в ФЭУ, которые подчиняются *закону*

*Пуассона*. При среднем числе фотоэлектронов<sup>1</sup>  $N_{\text{p.e.}}$ , среднеквадратичное отклонение числа фотоэлектронов составляет  $\sqrt{N_{\text{p.e.}}}$ . Также имеются статистические флуктуации усиления ФЭУ, которые приводят к дополнительному ухудшению энергетического разрешения. Если  $a_1$  — средняя амплитуда одного фотоэлектрона на выходе ФЭУ и  $\sigma_1$  — среднеквадратичное отклонение амплитуды одного фотоэлектрона, то формула для ошибки измерения амплитуды от  $N_{\text{p.e.}}$  фотоэлектронов, которая учитывает оба источника флуктуаций, будет

$$\sigma(A) = \sqrt{(a_1^2 + \sigma_1^2)N_{\text{p.e.}}}$$

Вклад флуктуаций усиления ФЭУ часто описывают *фактором избыточных шумов*  $F$ , так что

$$\frac{\sigma(A)}{A} = \sqrt{\frac{F}{N_{\text{p.e.}}}}$$

Очевидно, что  $F = 1 + (\sigma_1/a_1)^2$ . Величина  $F$  всегда больше единицы и обычно меньше двойки.

Помимо описанных выше флуктуаций, в энергетическое разрешение спектрометра дают вклад шумы усилительного тракта и разрешение амплитудного анализатора импульсов. Обозначим эквивалентную величину этого шума в единицах заряда электронов с выхода ФЭУ как  $N_e$ . Тогда для энергетического разрешения, которое описывается гауссовским распределением, имеем формулу

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{8 \ln 2} \sqrt{\frac{F}{N_{\text{p.e.}}} + \left(\frac{N_e}{GN_{\text{p.e.}}}\right)^2} \quad (2.3)$$

Коэффициент  $\sqrt{8 \ln 2} \approx 2.35$  возникает при нахождении полной ширины на полувывоте для распределения Гаусса.

Из формулы (2.3), видно, что число фотоэлектронов является важной характеристикой сцинтилляционного спектрометра, которое определяет его энергетическое разрешение.

На энергетическое разрешение также могут влиять утечки энергии из чувствительно объема и неоднородности сцинтиллятора и светосбора. Эти вклады зависят от геометрии детектора, качества кристалла и отражающего покрытия, а также от однородности фотокатода ФЭУ. Их можно определить с помощью моделирования методом Монте-Карло, измерив соответствующие параметры и заложив их в моделирование.

Число фотоэлектронов можно найти из отношения двух величин: средней амплитуды импульса на выходе фотоумножителя при известной потере энергии в сцинтилляторе и амплитуды импульса, соответствующей одному фотоэлектрону.

Простой метод измерения амплитуды одноэлектронного импульса с точностью 10–20% состоит в определении координаты центра тяжести амплитудного распределения импульсов темнового тока фотоумножителя.

## 2.4 Описание установки

### 2.4.1 Технические средства

В работе используются модули (блоки) электроники в стандарте КАМАК производства ИЯФ СО РАН. Управление электроникой и считывание информации происходит с помощью компьютера.

Блок-схема установки показана на Рис. 2.5. Используемые приборы и другие средства включают:

<sup>1</sup>Здесь подразумеваются фотоэлектроны собранные на первый диод ФЭУ, т.е.  $N_{\text{p.e.}} = N_\gamma \eta \epsilon_C$ .

1. фотоэлектронный умножитель ФЭУ-143,
2. высоковольтный источник В0308 (ВВИ),
3. время-амплитудный блок (ТА),
4. аттенюаторы — 2 блока А0608 (АТТ),
5. блок ЗИФ D0302 (линия задержки + формирователь импульсов),
6. зарядово-цифровой преобразователь С0312 (ЗЦП),
7. сцинтилляторы в светоотражающей обертке с одной открытой гранью: NaI(Tl), ортогерманат висмута (BGO), пластиковый сцинтиллятор (на основе ПВТ),
8. радиоактивный изотоп  $^{137}\text{Cs}$ .

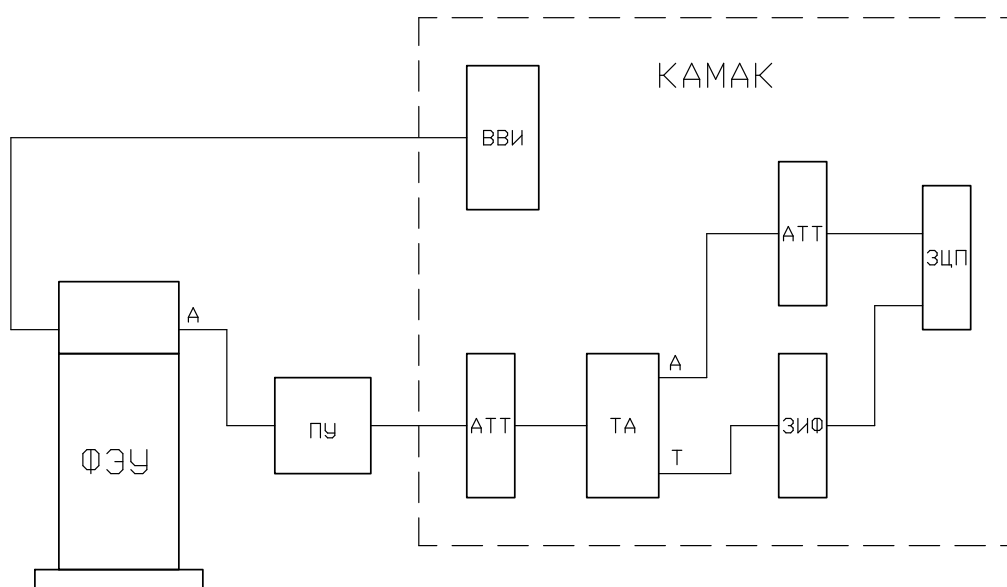


Рис. 2.5: Блок-схема электроники.

ФЭУ-143 имеет бищелочной фотокатод (SbKCs), 12 динодов корытообразного типа и предназначен для регистрации слабого излучения в режиме счета фотонов в области спектра 360–650 нм. Рабочее напряжение ФЭУ — около 1300 В.

ВВИ имеет два канала, из которых используется один, как правило, нижний (А0). Источник подает высокое напряжение через низкочастотный фильтр на ФЭУ.

Блок ТА служит для дополнительного усиления сигнала с предусилителя и создания синхроимпульса с помощью встроенного дискриминатора. Аналоговый сигнал выдается на выход А, а синхронизированный с ним логический NIM-сигнал — на выход Т.

С помощью аттенюаторов можно управлять амплитудой сигнала после предусилителя, ослабляя его на заданное количество децибел с шагом 3 дБ. Максимальное ослабление одного аттенюатора составляет 45 дБ. Первый аттенюатор стоит перед блоком ТА. С помощью него можно задавать эффективный порог срабатывания для подавления шумов

и возможных наводок после предусилителя. Также он служит для согласования амплитуды сигнала с динамическим диапазоном усилителя в блоке ТА. Второй аттенюатор, включенный после блока ТА, служит для согласования амплитуды сигнала с диапазоном измерения ЗЦП. Отношение амплитуды на выходе аттенюатора к амплитуде на входе дается формулой

$$\frac{A_{\text{out}}}{A_{\text{in}}} = 10^{-\frac{D}{20}},$$

где  $D$  — установленное ослабление в децибелах. Общее ослабление сигнала в децибелах является суммой ослаблений двух аттенюаторов.

Блок ЗИФ имеет два канала. Первый (верхний) канал функционирует в качестве управляемой линии задержки, а второй (нижний) как формирователь логических импульсов. Блок служит для формирования управляющего сигнала (ворот) ЗЦП, в течение которого ЗЦП интегрирует входной сигнал. При запуске управляющей программы задержка и длина управляющего импульса инициализируются значениями подходящими для измерения амплитудного спектра сигнала со счётчика.

## 2.4.2 Программное обеспечение

Для управления электроникой используется специальная программа, написанная на основе среды для анализа физических данных ROOT [5]. Она позволяет управлять всеми блоками КАМАК с помощью наглядного графического пользовательского интерфейса (ГПИ), набирать гистограмму амплитудного распределения с ЗЦП и анализировать ее, используя стандартные средства ГПИ ROOT.

На Рис. 2.6 показан вид окна ГПИ управляющей программы. В окне прямоугольниками изображены интерфейсы управления блоками КАМАК. Относительный размер и расположение прямоугольников соответствует позиции и ширине соответствующих блоков электроники в крейте КАМАК. Кроме того, многоканальные блоки имеют интерфейсы управления каналами, которые графически расположены в соответствии с физическим расположением каналов на лицевой панели блоков. Интерактивные элементы ГПИ стандартны и включают: кнопки, радиокнопки, переключатели и текстовые поля. Управление программой требует базовых навыков работы с графическими интерфейсами.

Далее идет описание ГПИ управления отдельными блоками КАМАК.

- Интерфейс управления ВВИ (B0308, 2 канала) состоит из текстового поля для указания напряжения в виде целого числа вольт, кнопки **On/Off** для включения/выключения ВВИ, кнопки **reset** для сброса состояний перегрузок ВВИ (как правило, не используется) и элементов для отображения текущего состояния: значение установленного напряжения и цветной индикатор состояния **ON/OFF/UP/DOWN**. После включения и ввода значения напряжения происходит постепенный подъем напряжения, который длится около минуты. В течение этого времени индикатор имеет желтый цвет и состояние **UP**. После утановки напряжения он становится зелёным и меняет состояние на **ON**. Снятие напряжения происходит за несколько секунд, в течение которых индикатор имеет желтый цвет и состояние **DOWN**.
- Установка ослабления аттенюатора (A0608) возможна либо с помощью текстового поля, где вводится значение ослабления в децибелах кратное трём, либо двумя кнопками для понижения и повышения ослабления на 3 дБ, либо четырёхразрядным переключателем для добавления величин 3, 6, 12 и 24 дБ.

Блок можно переключить на управление вручную с лицевой панели (нажать одновременно две кнопки понижения и повышения). В случае удаленного управления (через компьютер) световой индикатор на панели и соответствующий индикатор в



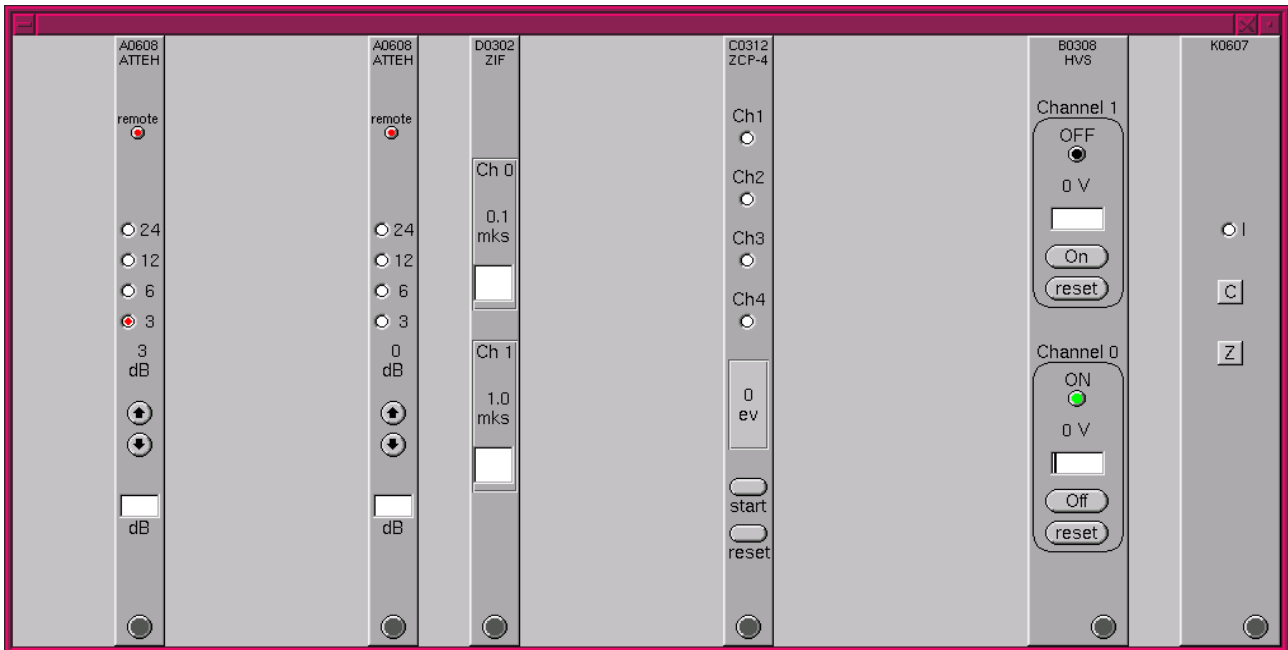


Рис. 2.6: Главное окно управляющей программы.

программном интерфейсе горят красным цветом, при этом состояние программного индикатора отображается как `remote`, иначе — `local`.

- Интерфейс блока ЗИФ (D0302, 2 канала) имеет два текстовых поля для управления каналом задержки (Ch 0) и каналом формирователя (Ch 1), где вводится время в микросекундах с точностью до десятых.
- Программа считывает одновременно все 4 канала ЗЦП (C0312). Интерфейс ЗЦП имеет 4 радиокнопки для выбора канала, для которого отображается амплитудный спектр. При этом выводится окно с гистограммой (объект ROOT TCanvas), обновляющееся каждую секунду в течение набора статистики. Начало и остановка считывания ЗЦП происходит по щелчку на кнопке `start/stop`. Кнопка `reset` позволяет сбросить набранные гистограммы.

## 2.5 Задания

1. Убедиться, что кожух ФЭУ завинчен, чтобы наружный свет не попадал на фотокатод.

**ВНИМАНИЕ: ПРИ ВКЛЮЧЕННОМ ВЫСОКОМ НАПРЯЖЕНИИ КОЖУХ ФЭУ НЕ ОТКРЫВАТЬ!**

2. Запустить управляющую программу. Установить напряжение питания ФЭУ равное 1300 В.
3. При небольшом ослаблении набрать амплитудный спектр импульсов темного тока фотоумножителя и определить центр тяжести полученного распределения.

Значение среднего по гистограмме выводится в правом верхнем углу окна как параметр `Mean`. Область спектра, по которой определяются `Mean` и `RMS`, можно задать, держа нажатой левую клавишу мыши и проведя указателем непосредственно под осью `x`. При этом гистограмма отображается в указанном диапазоне оси `x`.

Распечатать гистограмму.

Сохранить файл с картинкой, для чего выбрать в меню окна File→Save As... и задать имя файла в формате PS. Затем в окне терминала выполните команду  
`!pr <путь к файлу>`

4. При том же значении ослабления откалибровать положение пьедестала, для чего набрать амплитудный спектр при значении задержки в первом канале ЗИФ равной 50 мкс, при этом ворота ЗЦП будут не совпадать по времени с сигналом. Центр тяжести спектра даст амплитуду, соответствующую пьедесталу. Пьедестал необходимо учитывать при определении амплитуды сигнального спектра.
5. Снять высокое напряжение и установить на фотокатод ФЭУ сцинтиллятор NaI(Tl) с изотопом  $^{137}\text{Cs}$ . Подать высокое напряжение на фотоумножитель и установить такое ослабление аттенюатора, чтобы наблюдать спектр импульсов, соответствующий Рис. 2.3.
6. Набрать амплитудный спектр и определить амплитуды соответствующие максимуму пика полного поглощения, краю спектра комптоновских электронов и максимуму пика обратного рассеяния. Также измерить полную ширину на полувысоте пика полного поглощения (ПШПВ).

Внизу окна с гистограммой отображаются текущее положение указателя мыши (x,y) в единицах осей графика. Если этих значений не видно, то надо выбрать в меню окна View→Event Statusbar.

Не меняя ослабление, откалибровать пьедестал, как описано в п.4, и учесть его при вычислении амплитуд.

7. Аналогично получить спектры импульсов для BGO и пластического сцинтиллятора. Для BGO измерить положение пика полного поглощения и ПШПВ, а для пластического сцинтиллятора — положение края спектра комптоновских электронов. Для обоих спектров откалибровать и учесть пьедестал.
8. Закончив измерения, не забудьте убрать изотоп  $^{137}\text{Cs}$  в свинцовый домик!

## 2.6 Обработка и представление результатов

1. Для отчета необходимо иметь распечатанные амплитудные спектры темнового тока ФЭУ, сцинтилляционного счетчика с NaI(Tl), BGO, пластическим сцинтиллятором.
2. Результаты измерений представить в виде таблицы:

амплитуда	сцинтиллятор	канал ЗЦП*	ослабление		число ф.э.	энергия на 1 ф.э. кэВ
			дБ	раз**		
1 ф.э.	темн. ток				1	—
662 кэВ	NaI(Tl)					
184 кэВ	NaI(Tl)					
478 кэВ	сп. пластм.					
662 кэВ	BGO					

\* Амплитуда в каналах ЗЦП с вычтенным пьедесталом.

\*\* Ослабление в разгах =  $10^{\frac{\text{дБ}}{20}}$ .

3. Определить энергетическое разрешение  $\Delta E/E$  сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaI(Tl) и с BGO.  $\Delta E$  — полная ширина на половине высоты пика полного поглощения в кэВ,  $E = 662$  кэВ.
4. Ответить на контрольные вопросы. См. ниже.

### Вопросы для контроля

1. Как устроен сцинтилляционный счетчик (его основные составные части)?
2. Какие характеристики сцинтилляторов вы знаете?
3. Как объяснить различие в величине таких характеристик неорганических и органических сцинтилляторов как время высвечивания и световой выход?
4. Что называется амплитудным разрешением сцинтилляционного счетчика? Чем оно определяется?
5. Для каких физических измерений применяется сцинтилляционный счетчик?
6. Каковы механизмы регистрации заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов в сцинтилляционном счетчике?
7. Как устроен сцинтилляционный гамма-спектрометр?
8. Как определить эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов в сцинтилляционном счетчике?
9. Почему амплитудный спектр пластического сцинтиллятора не имеет пика полного поглощения?

## Список литературы

- [1] К. Группен, *Детекторы элементарных частиц*. Сибирский хронограф, Новосибирск, 1999.
- [2] *Альфа-бета-гамма спектроскопия*. под ред. К.Зигбана т.1, гл.5, стр. 255-267. М. АТОМИЗДАТ 1969.
- [3] Ю.А. Егоров *Сцинтилляционный метод спектроскопии гамма-излучения и быстрых нейтронов*. стр.70-89. М. ГОСАТОМИЗДАТ 1963.
- [4] К. Nakamura *et al.* [Particle Data Group], Journal of Physics G **37**, 075021 (2010), Sec. 28.4. <http://pdg.web.cern.ch/pdg/>
- [5] Rene Brun, Fons Rademakers, *ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instr. and Meth. A **389** (1997) 81-86. <http://root.cern.ch/>

## Лабораторная работа № 3

# Метод совпадений

### Введение

Одним из методов выделения в эксперименте нужных событий (эффект) при наличии фона (другие физические процессы, шумы регистрирующей аппаратуры и т.д.) является использование корреляции моментов срабатывания независимых частей регистрирующей аппаратуры. Корреляция времен срабатывания детекторов может использоваться в режиме *on-line* (в реальном времени) и/или в режиме *off-line* (во время последующей обработки записанной информации) [1, 2].

В режиме *on-line* используются схемы совпадений (СС) на основе быстрой электроники, результат в виде наличия или отсутствия импульса на выходе СС получается через несколько десятков наносекунд. Такой подход применяется при высоком уровне фона и позволяет отбрасывать ненужные события на начальном этапе до оцифровки и записи информации от детекторов. Недостатком этого метода является отсутствие данных об отброшенных событиях, что при неточной настройке схем совпадений может привести к неконтролируемой потере событий эффекта. Поэтому обычно разрешающее время СС выбирается с запасом, что приводит к ухудшению предельно достижимого соотношения эффект/фон.

В режиме *off-line* с помощью время-цифровых преобразователей измеряются времена срабатывания различных детекторов относительно некоторого временного репера. Полученные данные записываются и используются при последующей обработке. Этот метод позволяет достичь предельного временного разрешения, поскольку при обработке информации можно учесть различные эффекты, например, зависимость времени срабатывания детектора от места прохождения частицы (геометрический фактор), от амплитуды сигнала с детектора и т.п. Обычно в экспериментах применяют оба метода: в режиме *on-line* выделяют эффект с некоторой примесью фона, а в режиме *off-line* отбрасывают оставшийся фон.

### 3.1 Описание работы

Целью настоящей работы является изучение методов выделения эффекта по корреляции времен срабатывания независимых детекторов. Изучение проводится на примере регистрации двумя сцинтилляционными счетчиками  $\gamma$ -квантов от распада изотопа  $^{60}\text{Co}$ . Схема распада изотопа приведена на рис. 3.1 При  $\beta$ -распаде ядра  $^{60}\text{Co}$  образуется возбужденное ядро  $^{60}\text{Ni}$ , которое при переходе в основное состояние испускает последовательно два  $\gamma$ -кванта с энергиями 1.17 и 1.33 МэВ. Время между вылетом  $\gamma$ -квантов очень мало (меньше 1 пс =  $10^{-12}$  сек), так что эти события происходят практически одновременно для существующей электроники.

Сцинтилляционный счетчик (Рис. 3.2) представляет собой светонепроницаемый кор-

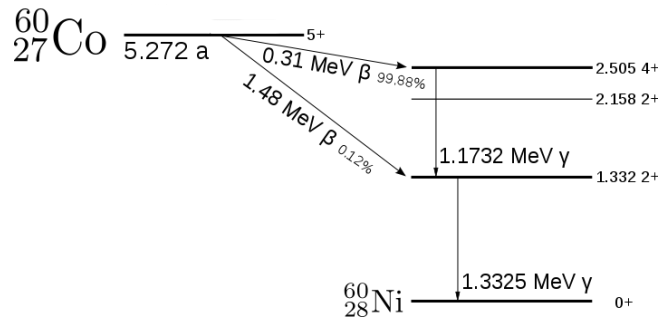


Рис. 3.1: Схема распада кобальта-60.

пус, в котором расположена сцинтилляционная пластмасса (полистирол со сцинтиллирующей добавкой) размером  $200 \times 200 \times 10$  мм<sup>3</sup>. Свет с одного из торцов сцинтиллятора с помощью плексигласовых световодов собирается на фотоумножитель ФЭУ-30. При прохождении заряженной частицы через пластмассу вследствие возбуждения и ионизации атомов возникает сцинтилляционный свет, регистрируемый фотоумножителем. Принципы работы ФЭУ и сцинтилляционных счетчиков более подробно изложены в [3, разд. 5.1, 5.2].

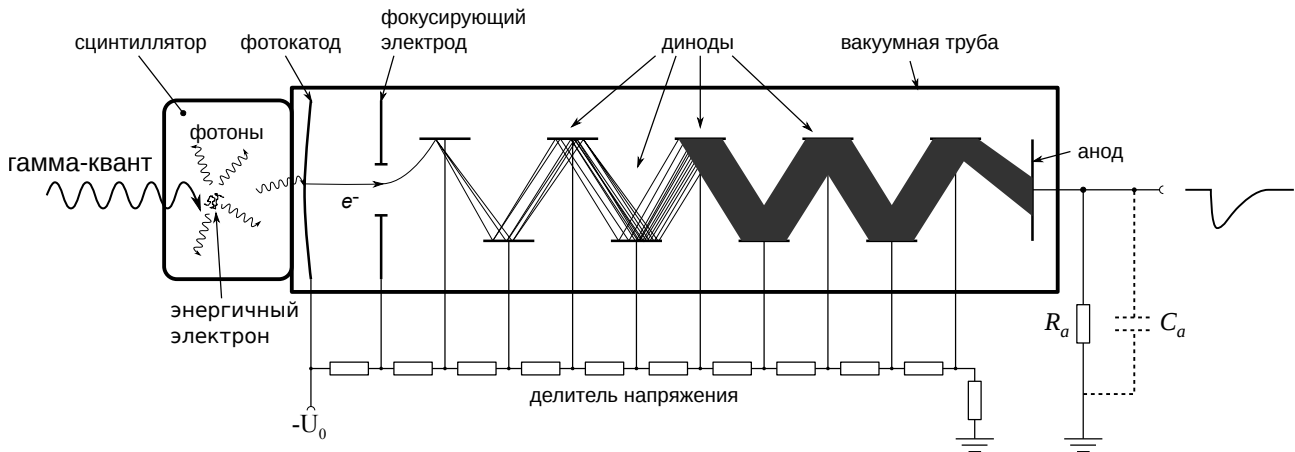


Рис. 3.2: Схема сцинтилляционного счётчика.

$\gamma$ -кванты в счетчике регистрируются только после их взаимодействия с веществом сцинтиллятора и образования энергичного электрона вследствие фотоэффекта, Комптон-эффекта или электрон-позитронной пары вследствие процесса рождения пар ([3], разд. 1.2). При энергии  $\gamma$ -квантов в районе 1.2–1.3 МэВ и атомарном составе пластмассы (-С-Н-) основным процессом является Комптон-эффект (*оценить вклад всех трех процессов в вероятность взаимодействия*). Энергетический спектр комптоновских электронов является практически равномерным от нуля до некоторой максимальной энергии (Рис. 3.3) (*оценить эту энергию*). Таким образом, эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта сцинтилляционным счетчиком определяется вероятностью его взаимодействия с веществом сцинтиллятора ( $\rho \approx 1$  г/см<sup>3</sup>, толщина 1 см) и энергетическим порогом регистрации образовавшихся электронов (*оценить эффективность регистрации*).

### 3.1.1 Временные характеристики сцинтилляционных счётчиков

Способность детектора регистрировать акты взаимодействия частицы с веществом детектора, разделенные малым промежутком времени, характеризуется временным разреше-

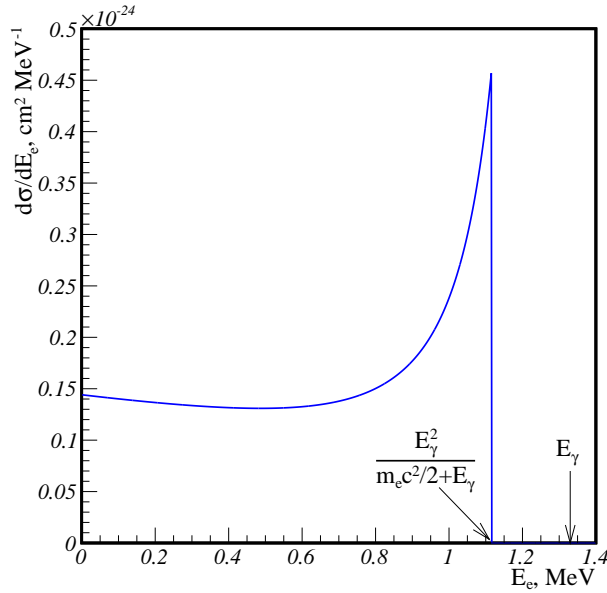


Рис. 3.3: Дифференциальное сечение Комpton-эффекта в зависимости от энергии рассеянных электронов.

нием. Минимальный интервал времени между приходом частиц в детектор, при котором эти частицы регистрируются отдельно, называется разрешающим временем детектора.

Ионизирующее излучение, попадающее в сцинтиллятор, вызывает в нем вспышку люминесценции. Продолжительность световой вспышки сцинтиллятора характеризуется *временем высвечивания*. Обычно временная зависимость световыхода описывается экспоненциальным законом:

$$\frac{dN_\gamma(t)}{dt} = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (3.1)$$

где  $\tau$  — время высвечивания, в течение которого интенсивность падает в  $e$  раз,  $N_0$  — число фотонов во вспышке.

Фотоны люминесценции, распространяясь по сцинтиллятору и световоду, попадают на фотокатод ФЭУ, выбивают фотоэлектроны, которые дают начало лавине. В момент прихода лавины на анод ФЭУ на нем возникает импульс отрицательной полярности.

Рассмотрим развитие импульсов в ФЭУ во времени. На Рис. 3.4 показана эквивалентная электрическая схема анодной цепи. Источник тока  $I_a$  представляет собой ФЭУ, создающий ток в анодной цепи.  $R_a$  — сопротивление анодной нагрузки, а  $C_a$  — суммарная паразитная емкость цепи анода по отношению к земле.

Если считать, что ФЭУ не дает дополнительного разброса времени прихода импульсов от фотонов, а сбор света из сцинтиллятора достаточно быстрый, то ток с анода ФЭУ имеет зависимость от времени пропорциональную (3.1):

$$I_a(t) = \frac{e\eta\epsilon_C G N_0}{\tau} e^{-t/\tau} = \frac{N_{\text{p.e.}} G}{\tau} e^{-t/\tau}, \quad (3.2)$$

где  $e$  — величина заряда электрона, а  $\eta$ ,  $\epsilon_C$ ,  $G$  — квантовая эффективность, коэффициент сбора фотоэлектронов и коэффициент усиления ФЭУ,  $N_{\text{p.e.}}$  — число фотоэлектронов от вспышки.

Емкость анода  $C_a$  при этом разряжается через сопротивление нагрузки  $R_a$ . Согласно правилам Кирхгофа имеем следующие уравнения

$$I_a = I_R + I_C,$$

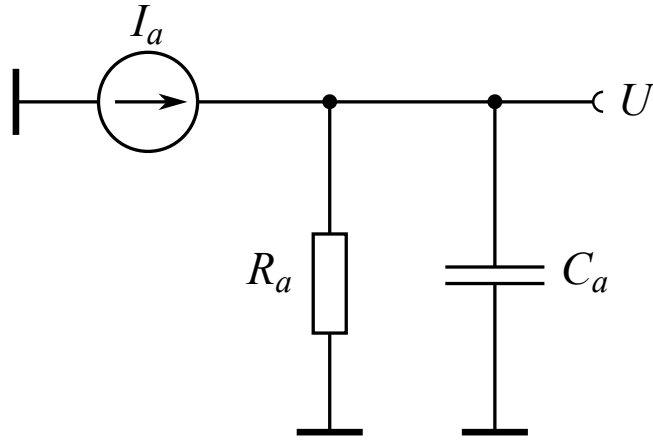


Рис. 3.4: Эквивалентная схема анодной цепи.

$$I_R R_a = \frac{Q}{C_a} = U_a,$$

где  $I_R$  и  $I_C$  — токи, текущие через анодные сопротивление и ёмкость, соответственно,  $Q$  — заряд на ёмкости анода.

Используя равенство  $I_C = dQ/dt$  и выражение (3.2), получим дифференциальное уравнение относительно  $U_a$ :

$$\frac{dU_a}{dt} + \frac{U_a}{R_a C_a} = \frac{N_{\text{п.е.}} G}{\tau C_a} e^{-t/\tau}.$$

Решив это уравнение, получим амплитуду импульса на аноде ФЭУ:

$$U_a(t) = -\frac{U_0}{1 - \frac{\tau}{R_a C_a}} (e^{-t/(R_a C_a)} - e^{-t/\tau}), \quad (3.3)$$

где  $U_0 = e N_{\text{п.е.}} G / C_a$  — амплитуда напряжения при бесконечном  $R_a$ .

Из (3.3) видно, что, если  $\tau \ll R_a C_a$ , то импульс будет близкий к экспоненциальному со временем спада  $R_a C_a$  и с коротким передним фронтом длиной  $\sim \tau$ . При этом максимальная амплитуда импульса почти достигает  $U_0$ . Соответствующая форма импульса показана на Рис. 3.5 при  $R_a C_a = 10$  нс и  $\tau = 1$  нс.

Чтобы получить на выходе ФЭУ импульсы нужной длительности  $T$ , сопротивление  $R_a$  подбирают таким, чтобы  $T \sim R_a C_a$ . Если сделать  $R_a C_a \sim \tau$  или меньше, то время нарастания импульса до максимума уменьшится, но и амплитуда импульса на аноде ФЭУ не будет достигать максимально возможного значения  $U_0$ . Эта ситуация проиллюстрирована на Рис. 3.6, где постоянная времени анодной цепи 2 нс, при том же времени высвечивания 1 нс.

В реальности ФЭУ имеет заметный разброс времени пролета электронов, связанный с разбросом скоростей вылета электронов из фотокатода и различием параметров их траекторий из-за недостаточной фокусировки. Поэтому даже от мгновенной световой вспышки в сцинтилляторе на аноде ФЭУ будет возникать импульс, растянутый на 1 – 10 нс.

При использовании неорганических сцинтилляторов, со временем высвечивания  $\tau > 100$  нс, флуктуации времени пролета электронов через ФЭУ практически не играют никакой роли, и время нарастания импульса будет определяться временем высвечивания.

Органические сцинтилляторы напротив могут иметь времена высвечивания порядка наносекунд, и тогда временное разрешение ФЭУ необходимо учитывать при определении временной разрешающей способности сцинтилляционного детектора.

В приложениях, требующих особо высокой точности временных измерений, применяют ФЭУ специальной конструкции, временное разрешение которых достигает 100–200 пс.



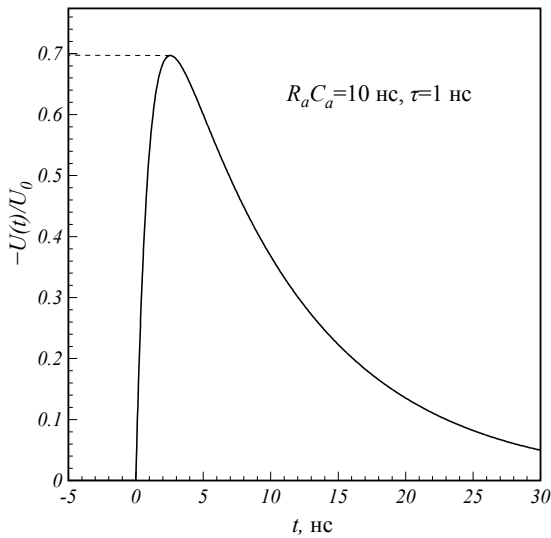


Рис. 3.5: Импульс напряжения на аноде ФЭУ при  $\tau = 1$  нс и  $R_a C_a = 10$  нс.

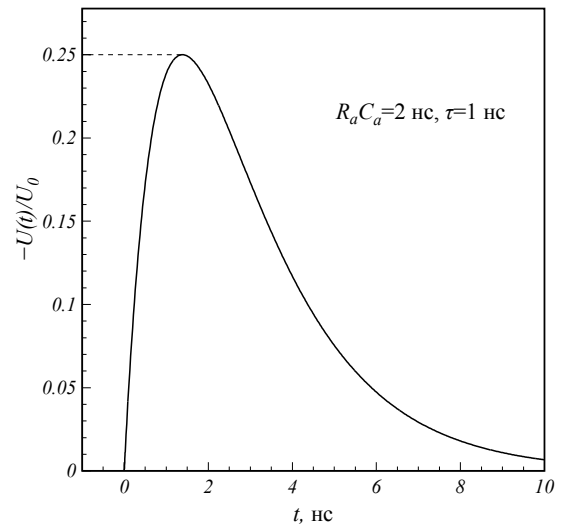


Рис. 3.6: Импульс напряжения на аноде ФЭУ при  $\tau = 1$  нс и  $R_a C_a = 2$  нс.

На ФЭУ с микроканальными пластинами для одиночных фотоэлектронов достигнуто разрешение 30 пс [4].

Для длинных сцинтилляторов и световодов ( $\sim 1$  м) необходимо также учитывать разброс времени сбора фотонов на ФЭУ.

### 3.1.2 Кривая задержанных совпадений (on-line)

Блок-схема измерений, реализующая регистрацию событий в режиме on-line, приведена на Рис. 3.7. Схема собрана на основе модулей электроники в стандарте КАМАК производства ИЯФ СО РАН. Управление электроникой и считывание информации происходит с помощью компьютера (см. раздел 3.2).

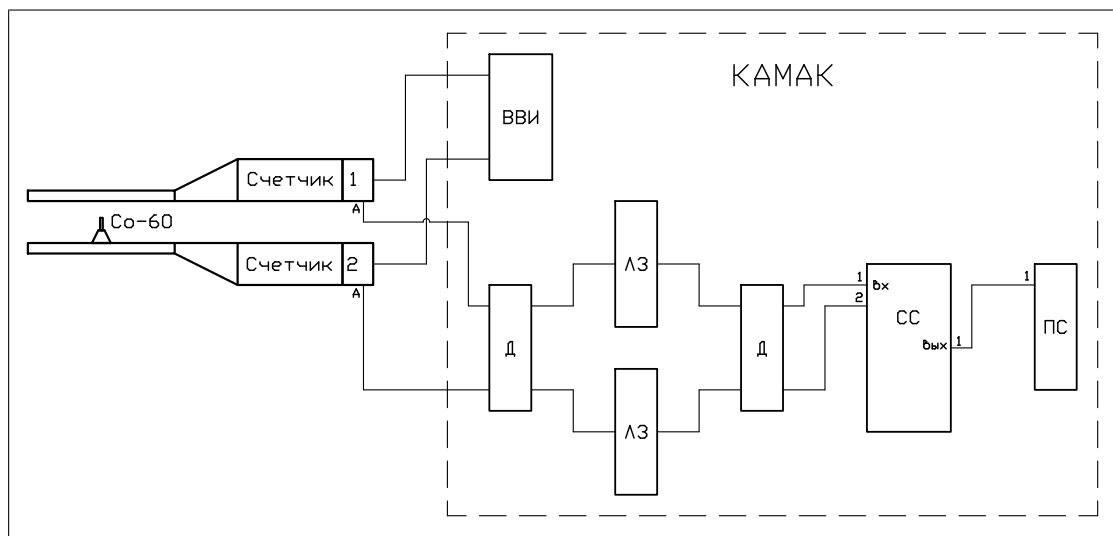


Рис. 3.7: Блок-схема измерения в режиме on-line.

Импульсы с ФЭУ подаются на дискриминаторы (Д) с фиксированным порогом регистрации. С дискриминаторов импульсы через управляемые линии задержки (ЛЗ) подаются снова на дискриминаторы для подформирования логических сигналов, которые идут

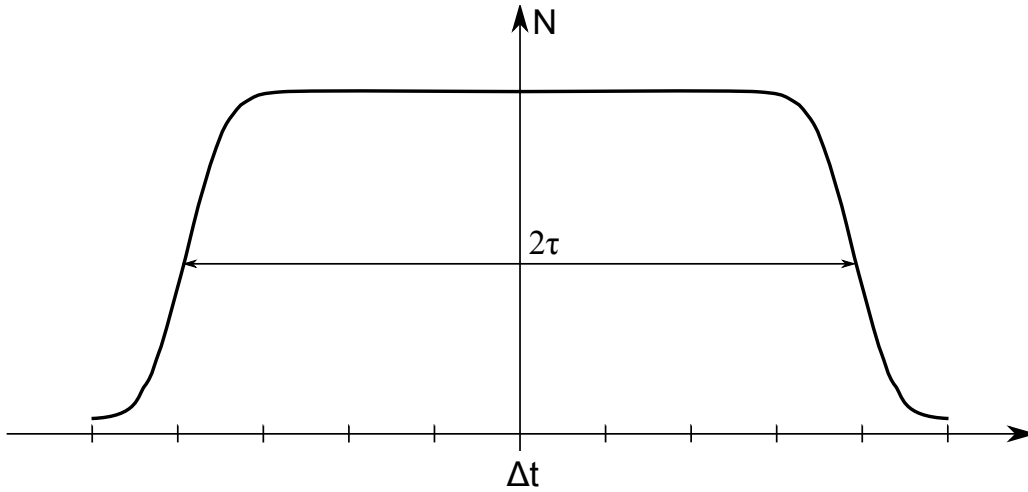


Рис. 3.8: Кривая задержанных совпадений.

на схему совпадений (СС). Схема совпадений срабатывает при пересечении импульсов на ее входах. Количество срабатываний СС измеряется счетчиком импульсов (ПС).

Разрешающее время всей схемы можно определить по кривой задержанных совпадений — зависимости скорости счета от задержки одного канала относительно другого. Типичный вид кривой задержанных совпадений показан на Рис. 3.8.

В данном случае разрешающее время схемы примерно равно сумме длительностей импульсов от дискриминаторов, поскольку разброс времен прихода импульсов от ФЭУ значительно меньше.

При распаде ядра  $^{60}\text{Co}$  вылетает два  $\gamma$ -кванта примерно равной энергии, поэтому эффективность их регистрации почти одинакова. Если  $N_0$  — число распадов в секунду,  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  — телесные углы, перекрываемые сцинтилляционными счетчиками,  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, то с некоторой точностью (какой?) скорости счета каждого канала:

$$N_1 = 2N_0 \frac{\Omega_1}{4\pi} \varepsilon_1$$

$$N_2 = 2N_0 \frac{\Omega_2}{4\pi} \varepsilon_2$$

В предположении независимости направлений вылета  $\gamma$ -квантов скорость счета истинных совпадений (регистрация счетчиками обоих  $\gamma$ -квантов от распада одного ядра) равна:

$$N_{\text{ист}} = 2N_0 \frac{\Omega_1}{4\pi} \varepsilon_1 \frac{\Omega_2}{4\pi} \varepsilon_2 \quad (3.4)$$

Скорость счета случайных совпадений (регистрация распадов двух ядер, произошедших в пределах временного разрешения СС —  $2\tau$ ) равна:

$$N_{\text{сл}} = 2\tau N_1 N_2 \quad (3.5)$$

$N_{\text{сл}}$  можно измерить установив задержку в одном канале относительно другого больше с некоторым запасом, чем  $\tau$ .

Измерив  $N_{\text{ист}}$ ,  $N_{\text{сл}}$  и  $2\tau$ , из (3.4) и (3.5) можно определить активность изотопа  $^{60}\text{Co}$ :

$$N_0 = \frac{N_{\text{сл}}}{4\tau N_{\text{ист}}} \quad (3.6)$$

Активность изотопа, определенная таким образом, получится несколько занижена, так как в число измеренных истинных совпадений войдут совпадения от  $\gamma$ -квантов, рассеянных в одном счетчике и зарегистрированных в другом (*оценить энергию  $\gamma$ -квантов рассеянных назад*). Для исключения таких совпадений следует производить отбор импульсов по амплитуде с помощью дискриминатора. Определить нужный порог дискриминатора можно сняв зависимость скорости счета в канале от порога дискриминатора. В результате получится интегральный амплитудный спектр. Его правый край даст характерную максимальную амплитуду от прямого  $\gamma$ -кванта, которая соответствует максимальной энергии комптоновского электрона. Так как амплитуда в сцинтилляционном счетчике пропорциональна энергии выделившейся в нем, то выбрав порог дискриминатора, соответствующий энергии выше, чем энергия рассеянного назад  $\gamma$ -кванта, можно отсечь срабатывания от таких  $\gamma$ -квантов.

При небольшой активности изотопа  $^{60}\text{Co}$  необходимо учитывать, что есть также совпадения от космических частиц, которые пересекают оба счетчика почти одновременно (*оценить задержку*). Для исключения вклада “космических событий” необходимо измерить скорость счета совпадений без изотопа  $^{60}\text{Co}$ .

### Задания

1. Собрать схему измерений на Рис. 3.7.
2. Установить рабочее напряжение на обоих ФЭУ равное 1800 В.
3. Снять зависимость скорости счета в обоих каналах, в зависимости от порога дискриминаторов первой стадии. Выбрать порог на дискриминаторах таким, чтобы амплитуды шумовых импульсов и сигналов от  $\gamma$ -квантов обратного рассеяния были ниже порога дискриминаторов.
4. Провести измерение скорости счета в зависимости от задержки в обоих каналах и по кривой задержанных совпадений определить разрешающее время схемы совпадений.
5. Измерить скорость счета истинных и случайных совпадений от  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  с точностью не хуже 30% и определить активность изотопа<sup>1</sup>.
6. Определить эффективность регистрации счетчиками  $\gamma$ -квантов и сравнить с расчетом.
7. С помощью какого-либо эксперимента ответить на вопрос: есть или нет корреляция между направлениями вылета  $\gamma$ -квантов от распада  $^{60}\text{Co}$ . Объяснить полученный результат.
8. Выполнить задания, указанные в тексте.

### 3.1.3 Измерение разности времен срабатывания сцинтилляционных счетчиков

Вторая часть работы посвящена изучению метода измерения временных интервалов с помощью время-цифровых преобразователей. Экспериментальная установка та же: два сцинтилляционных счетчика и изотоп  $^{60}\text{Co}$ . Схема измерений приведена на Рис. 3.9 и типична для выявления временных корреляций в режиме off-line.

---

<sup>1</sup>Не забудьте учесть вклад космических частиц в скорость счета истинных совпадений. Скорость счета случайных совпадений надо производить в течение достаточно большого времени, чтобы число событий было более 10.

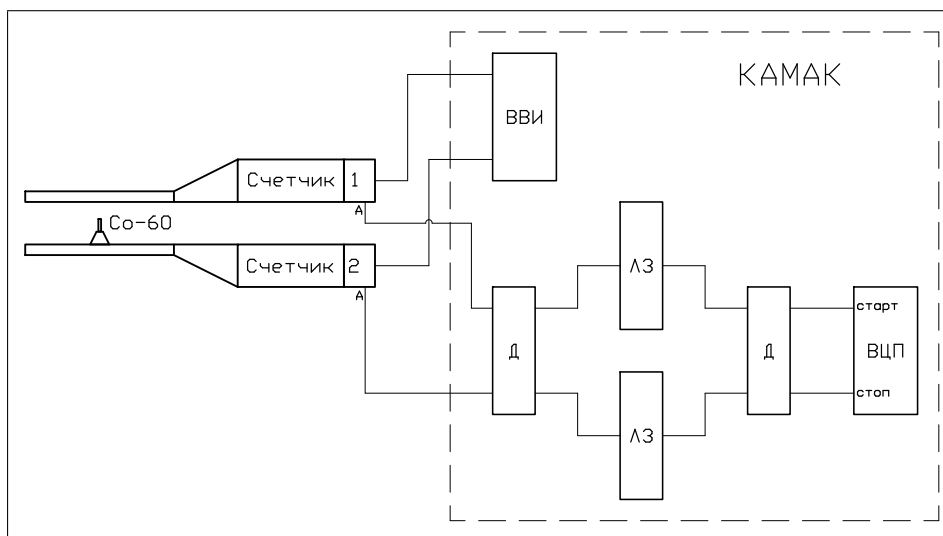


Рис. 3.9: Блок-схема измерения в режиме off-line.

В данном случае схема позволяет получить распределение по разности времен срабатывания счетчиков от  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  и определить их временное разрешение. Импульсы с ФЭУ через дискриминаторы и линии задержки подаются на входы “старт” и “стоп” времяцифрового преобразователя (ВЦП), который измеряет время задержки сигнала “стоп” относительно “старта”. В случае, если сигнал “старт” появился, а “стоп” не пришел, ВЦП выдает некое фиксированное измерение (около 3000 каналов ВЦП), которое не надо учитывать при обработке результатов.

### Задания

1. Собрать схему измерений на Рис. 3.9.
2. Выбрать порог дискриминаторов первой стадии, чтобы он составлял приблизительно половину от максимальной амплитуды выходного сигнала (объяснение дано в первой части работы).
3. Подобрать задержку в канале “стоп” относительно канала “старт”, чтобы был виден пик во временном спектре, положение которого меняется при изменении задержки. Для определения цены канала ВЦП в наносекундах ввести известную задержку в каналы “старт” или “стоп” и измерить смещение пика.
4. Набрать временной спектр от ВЦП, получить распределение разности времен срабатывания сцинтилляционных счетчиков от  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$ . Измерить ширину на полувысоте наблюдаемого пика в наносекундах.
5. Перечислить эффекты, дающие вклад во временное разрешение эксперимента.

## 3.2 Описание программного обеспечения

Для управления электроникой используется специальная программа, написанная на основе среды для анализа физических данных ROOT [5]. Она позволяет управлять всеми блоками КАМАК с помощью наглядного графического пользовательского интерфейса (ГПИ), измерять частоту загрузок с помощью счётчика импульсов, набирать гистограмму временного распределения с ВЦП и анализировать ее, используя стандартные средства ГПИ ROOT.

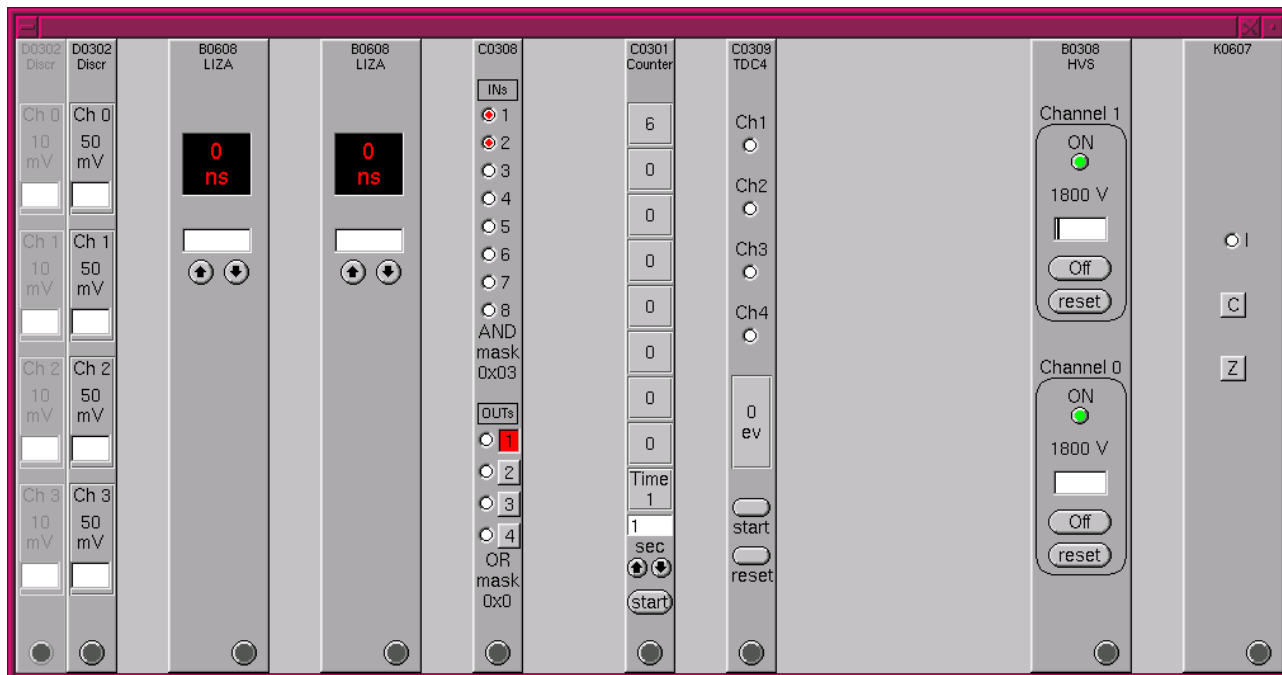


Рис. 3.10: Главное окно управляющей программы.

На Рис. 3.10 показан вид окна ГПИ управляющей программы. В окне прямоугольниками изображены интерфейсы управления блоками КАМАК. Относительный размер и расположение прямоугольников соответствует позиции и ширине соответствующих блоков электроники в крейте КАМАК. Кроме того, многоканальные блоки имеют интерфейсы управления каналами, которые графически расположены в соответствии с физическим расположением каналов на лицевой панели блоков. Интерактивные элементы ГПИ стандартны и включают: кнопки, радиокнопки, переключатели и текстовые поля. Управление программой требует базовых навыков работы с графическими интерфейсами.

Далее идет описание ГПИ управления отдельными блоками КАМАК.

- Интерфейс управления ВВИ (B0308, 2 канала) состоит из текстового поля для указания напряжения в виде целого числа вольт, кнопки **On/Off** для включения/выключения ВВИ, кнопки **reset** для сброса состояний перегрузок ВВИ (как правило, не используется) и элементов для отображения текущего состояния: значение установленного напряжения и цветной индикатор состояния **ON/OFF/UP/DOWN**. После включения и ввода значения напряжения происходит постепенный подъем напряжения, который длится около минуты. В течение этого времени индикатор имеет желтый цвет и состояние **UP**. После установки напряжения он становится зеленым и меняет состояние на **ON**. Снятие напряжения происходит за несколько секунд, в течение которых индикатор имеет желтый цвет и состояние **DOWN**.
- Блок дискриминаторов (D0302, 4 канала) управляется с помощью текстового поля, где вводится значение порога в мВ, начиная с 10 мВ и шагом 5 мВ.
- Интерфейс управляемой линии задержки (B0608) имеет текстовое поле для ввода задержки в целых нс от 0 до 60 нс и две кнопки для понижения и повышения задержки на 1 нс.
- Интерфейс схемы совпадений (C0308, 8 входов и 5 выходов) имеет группу из 8-ми переключателей для набора маски “И” (“AND”) по 8-ми входам; 4 кнопки для выбора номера выхода, для которого производится набор маски “И”; 4 переключателя для

набора маски “ИЛИ” (“OR”) по 4-м выходам для подачи на пятый выход (не показан в интерфейсе).

- Интерфейс счётчика импульсов (C0301, 8 каналов по 16 разрядов) имеет одно текстовое поле ввода для указания времени счёта импульсов в целых секундах, дублируемое двумя кнопками для инкремента-декремента периода, а также кнопку для запуска времени счёта. При вводе нулевого времени счётчик опрашивается и сбрасывается в непрерывном цикле каждую секунду. Опрос состояния счётчика происходит одновременно по всем каналам, и результат выводится в 8 соответствующих полях.
- Блок ВЦП (C0309, 4 канала) считывается одновременно по всем каналам. 4 радиокнопки служат для выбора отображаемого канала. Для выбранного канала выводится отдельное окно с временной гистограммой (объект ROOT TCanvas), которое периодически обновляется во время набора статистики. Запуск и остановка набора спектра происходит одной кнопкой `start/stop`. Сброс накопленных спектров осуществляется кнопкой `reset`.

### 3.3 Обработка и представление результатов

1. Представить таблицу с измерениями скорости счета в зависимости от задержек в обоих каналах. Указать выбранный порог дискриминатора.
2. Нарисовать кривую задержанных совпадений: зависимость скорости счета совпадений от задержки первого канала относительно второго. Привести измеренное разрешающее время с ошибкой.
3. Указать активность изотопа  $^{60}\text{Co}$  с ошибкой.
4. Распечатать получившийся временной спектр с ВЦП, привести цену канала и измеренное временное разрешение.

## Список литературы

- [1] Е. Ковалевский, *Ядерная электроника*. Атомиздат, 1972.
- [2] В.К. Ляпидевский, *Методы детектирования излучений*. Москва. Энергоатомиздат, 1987.
- [3] К. Групен, *Детекторы элементарных частиц*. Сибирский хронограф, Новосибирск, 1999.
- [4] J. Va'vra et al., Nucl. Instr. and Meth. A **572** (2007) 459–462.
- [5] Rene Brun, Fons Rademakers, *ROOT — An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instr. and Meth. A **389** (1997) 81-86. <http://root.cern.ch/>

## Лабораторная работа № 4

# Газовый цилиндрический счётчик

### Введение

В данной работе исследуется газовый цилиндрический счетчик, состоящий из металлического цилиндрического катода диаметром 20 мм и анодной проволоочки диаметром 0.05 мм, расположенной на оси цилиндра. Пространство между катодом и анодом заполнено газовой смесью при атмосферном давлении, состоящей обычно из благородного газа (аргон, неон, криптон) и многоатомной органической добавки (изобутан, метан, эфир, н-пентан и т.д.). Между катодом и анодом создается разность потенциалов, величина которой выбирается в зависимости от режима работы счетчика: ионизационная камера, пропорциональный, стримерный, Гейгера–Мюллера, искровой.

На рис. 4.1 приведена зависимость тока с анодной проволоочки от приложенного напряжения при облучении счетчика  $\alpha$ -частицами и электронами. В области I электроны и ионы первичной ионизации успевают частично рекомбинировать за время дрейфа в зазоре между катодом и анодом. При увеличении разности потенциалов вероятность рекомбинации уменьшается, что приводит к росту тока. Область I называют областью рекомбинации. В области II процессами рекомбинации можно пренебречь и вся первичная ионизация доходит до электродов, и ток с анодной проволоочки не меняется. В этом диапазоне напряжений цилиндрический счетчик работает в режиме ионизационной камеры. В области IIIа начинается процесс газового усиления [1]. В результате этого ток с анодной проволоочки начинает экспоненциально возрастать в зависимости от напряжения на счетчике, при этом сигнал с анодной проволоочки пропорционален величине первичной ионизации. В области ограниченной пропорциональности IIIб пропорциональность нарушается из-за пространственного заряда вблизи анодной проволоочки. Далее, в зависимости от состава газа, используемого в счетчике, возможны два режима работы. В первом случае из области ограниченной пропорциональности счетчик плавно переходит в режим Гейгера–Мюллера (IV), при этом сигнал с анодной проволоочки не зависит от величины первичной ионизации. Указанием на начало области Гейгера–Мюллера можно считать то обстоятельство, что величина импульса для частиц с разной ионизирующей способностью, таких как  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы, становится одинаковой. Во втором случае при увеличении напряжения наблюдается скачкообразное увеличение амплитуды сигнала с анодной проволоочки и его дальнейший экспоненциальный рост. При этом зависимость амплитуды сигнала с анодной проволоочки от величины первичной ионизации и типа частицы исчезает. Этот режим называется стримерным — область V. При дальнейшем увеличении напряжения в счетчике загорается разряд или происходит искровой пробой — область VI.

Подробнее режимы работы газовых счетчиков описаны в [1], гл. 4. Статья [2] дает обзор исследований стримерного режима.



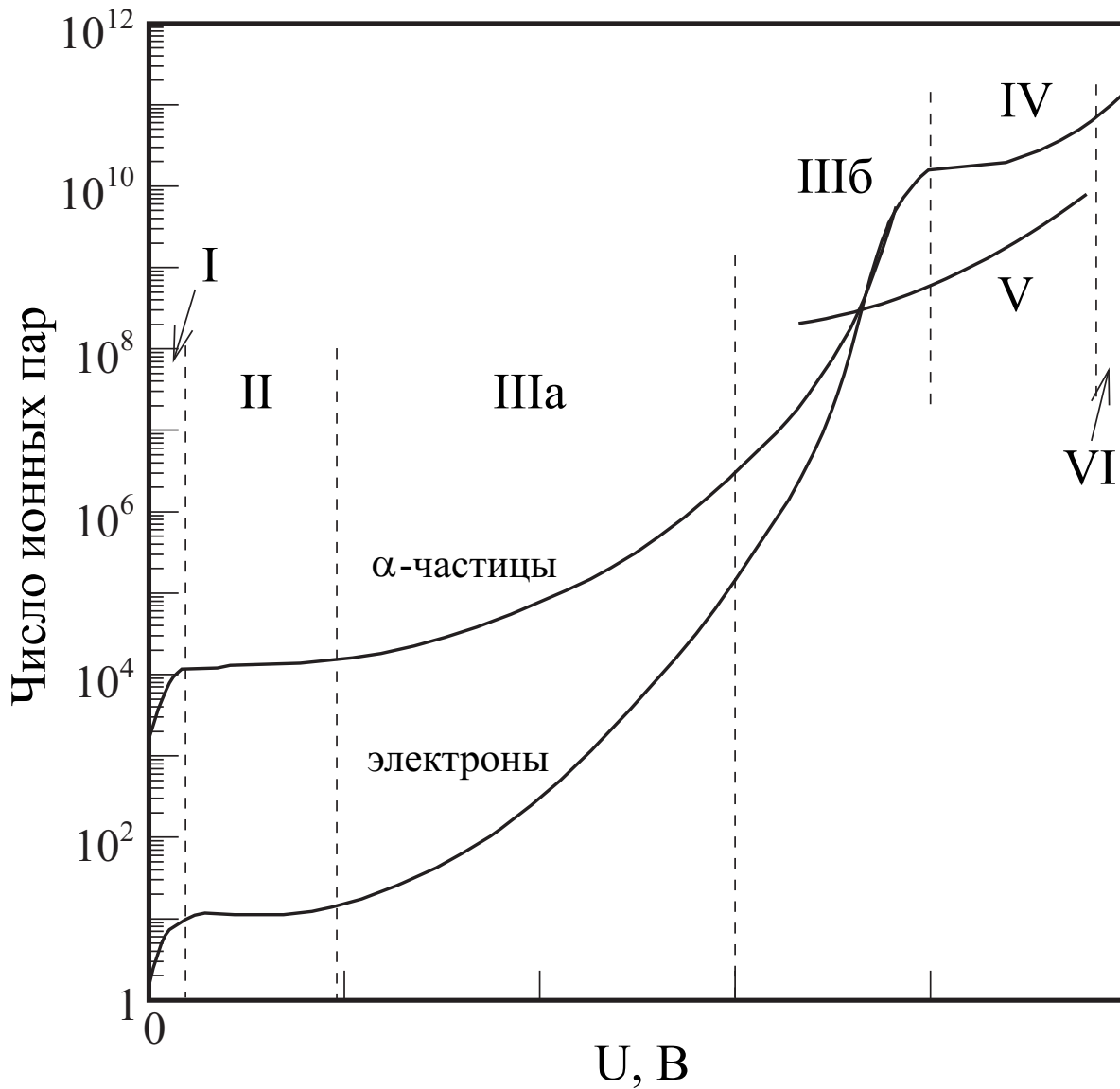


Рис. 4.1: Зависимость числа зарегистрированных ионных пар от приложенного напряжения для  $\alpha$ -частиц и электронов в цилиндрическом газовом счётчике. I — область рекомбинации; II — режим ионизационной камеры; IIIa — область пропорциональности; IIIб — область ограниченной пропорциональности; IV — режим Гейгера-Мюллера; V — стримерный режим; VI — область разряда.

## 4.1 Описание установки

### 4.1.1 Используемое оборудование

В работе используется два газовых цилиндрических счетчика (Рис. 4.2), состоящих из металлического катода диаметром 20 мм и анодной проволоочки из позолоченного вольфрама диаметром 50 мкм. Счётчики работают на газовой смеси аргон-изобутан в соотношении 70:30 при атмосферном давлении. Они расположены в металлическом корпусе. Трубка 1 облучается изотопом  $^{55}\text{Fe}$  (гамма-кванты  $E_\gamma = 6$  кэВ), а трубка 2 изотопом  $^{90}\text{Sr}$  (электроны  $E_{\text{max}} = 2.3$  МэВ). Высокое напряжение подается на проволочный анод счетчика, а с другого конца проволочки через ёмкостную развязку снимается сигнал, который поступает на вход зарядочувствительного предварительного усилителя (ПУ), расположенного в этом же корпусе. Для того, чтобы избежать ограничения усиления ПУ, сигнал на его входе может ослабляться резистивным делителем. Делитель включается тумблером на лицевой панели корпуса. С выхода ПУ парафазный сигнал по витой паре в экране поступает в блок ТА, где он дополнительно усиливается и подается на дискриминатор с фиксированным порогом. С выхода А можно наблюдать усиленный сигнал с анодной проволоочки, а с выхода Т — логический сигнал после дискриминатора. Блок ТА также служит для подачи питающего напряжения на ПУ. Аналоговый сигнал с блока ТА через управляемый аттенюатор подается на вход зарядово-цифрового преобразователя (ЗЦП), а логический сигнал — на формирователь логических импульсов, который выдает управляющий сигнал “ворота” для ЗЦП (см. Рис. 4.3).

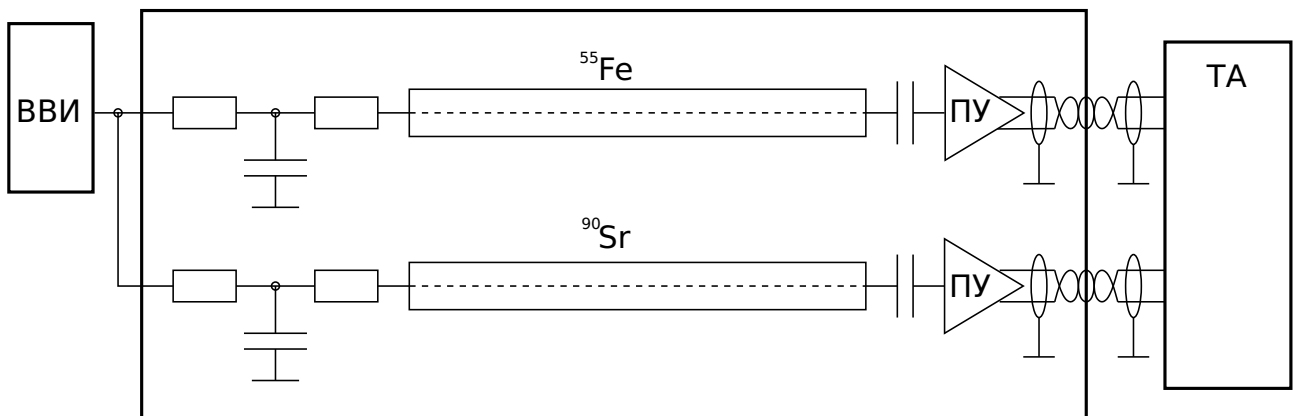


Рис. 4.2: Схема установки

В работе используются модули электроники в стандарте КАМАК производства ИЯФ СО РАН. Управление электроникой и считывание информации происходит с помощью компьютера.

С помощью аттенюатора можно управлять амплитудой сигнала после предусилителя, ослабляя его на заданное количество децибел с шагом 3 дБ. Максимальное ослабление одного аттенюатора составляет 45 дБ. Это нужно для согласования амплитуды сигнала с динамическим диапазоном ЗЦП. Отношение амплитуды на выходе аттенюатора к амплитуде на входе выражается через ослабление  $D$  [дБ] согласно формуле

$$\frac{A_{\text{out}}}{A_{\text{in}}} = 10^{-\frac{D}{20}}.$$

Блок ЗИФ имеет два канала, из которых используется один в качестве формирователя логических импульсов. Блок служит для формирования управляющего сигнала (ворот)

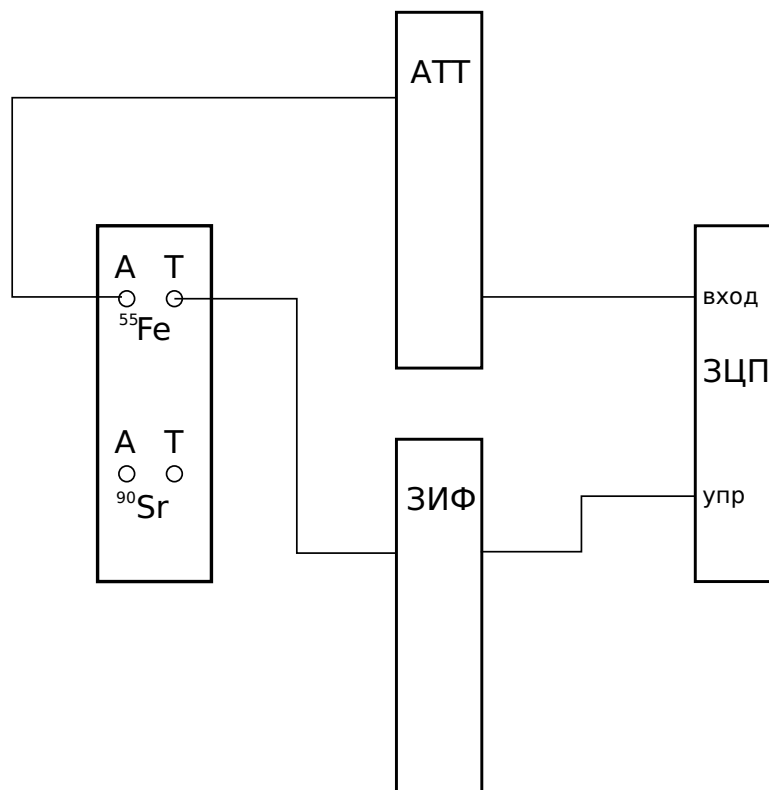


Рис. 4.3: Схема регистрирующей электроники

ЗЦП, в течение которого ЗЦП интегрирует входной сигнал. При запуске управляющей программы длительность управляющего импульса устанавливается в подходящее значение.

В работе также имеется осциллограф, с помощью которого можно наблюдать сигнал со счётчика.

#### 4.1.2 Описание программного обеспечения

Для управления электроникой используется специальная программа, написанная на основе среды для анализа физических данных ROOT [3]. Она позволяет управлять всеми блоками КАМАК с помощью наглядного графического пользовательского интерфейса (ГПИ), набирать гистограмму амплитудного распределения с ЗЦП и анализировать ее, используя стандартные средства ГПИ ROOT.

На Рис. 4.4 показан вид окна ГПИ управляющей программы. В окне прямоугольниками изображены интерфейсы управления блоками КАМАК. Относительный размер и расположение прямоугольников соответствует позиции и ширине соответствующих блоков электроники в крейте КАМАК. Кроме того, многоканальные блоки имеют интерфейсы управления каналами, которые графически расположены в соответствии с физическим расположением каналов на лицевой панели блоков. Интерактивные элементы ГПИ стандартны и включают: кнопки, радиокнопки, переключатели и текстовые поля. Управление программой требует базовых навыков работы с графическими интерфейсами.

Далее идет описание ГПИ управления отдельными блоками КАМАК.

- Интерфейс управления ВВИ (B0308, 2 канала) состоит из текстового поля для указания напряжения в виде целого числа вольт, кнопки **On/Off** для включения/выключения ВВИ, кнопки **reset** для сброса состояний перегрузок ВВИ (как правило, не используется) и элементов для отображения текущего состояния: значение установленного напряжения и цветной индикатор состояния **ON/OFF/UP/DOWN**. После включения и

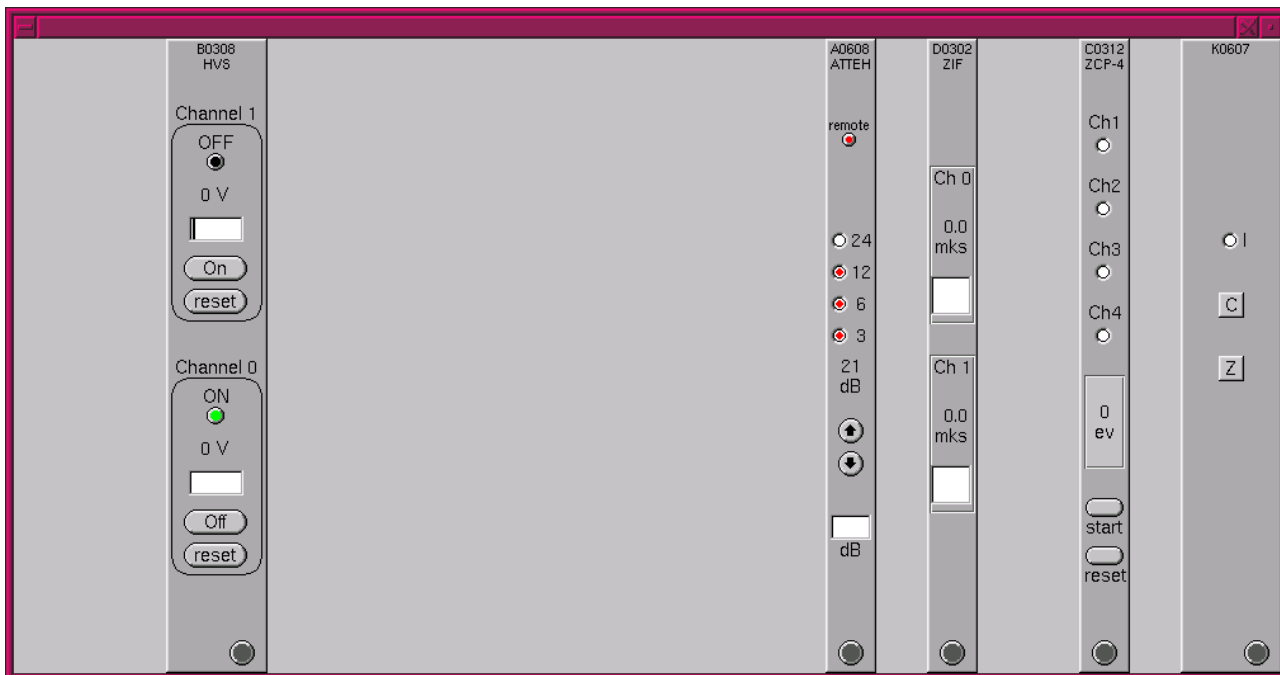


Рис. 4.4: Главное окно управляющей программы.

ввода значения напряжения происходит постепенный подъем напряжения, который длится около минуты. В течение этого времени индикатор имеет желтый цвет и состояние UP. После утановки напряжения он становится зелёным и меняет состояние на ON. Снятие напряжения происходит за несколько секунд, в течение которых индикатор имеет желтый цвет и состояние DOWN.

- Установка ослабления аттенюатора (A0608) возможна либо с помощью текстового поля, где вводится значение ослабления в децибелах кратное трём, либо двумя кнопками для понижения и повышения ослабления на 3 дБ, либо четырёхразрядным переключателем для добавления величин 3, 6, 12 и 24 дБ.

Блок можно переключить на управление вручную с лицевой панели (нажать одновременно две кнопки понижения и повышения). В случае удаленного управления (через компьютер) световой индикатор на панели и соответствующий индикатор в програмном интерфейсе горят красным цветом, при этом состояние программного индикатора отображается как **remote**, иначе — **local**.

- Интерфейс блока ЗИФ (D0302, 2 канала) имеет текстовое поле для установки длительности управляющего сигнала в микросекундах с точностью до десятых.
- Программа считывает одновременно все 4 канала ЗЦП (C0307). Интерфейс ЗЦП имеет 4 радиокнопки для выбора номера канала, с которого отображается амплитудный спектр. При этом выводится окно с гистограммой (объект ROOT TCanvas), обновляющееся каждую секунду в течение набора статистики. Начало и остановка считывания ЗЦП происходит по щелчку на кнопке **start/stop**. Кнопка **reset** позволяет сбросить набранные гистограммы.

## 4.2 Задания

1. Снять амплитудные спектры с анодной проволоочки с изотопом  $^{55}\text{Fe}$  на трубке 1 начиная с напряжения на счетчике 1.9 до 2.7 кВ с шагом 100 В. Измерения прово-

дить согласно схеме на Рис. 4.3. Подбирая коэффициент ослабления на аттенюаторе, добиться набора спектра на ЗЦП, так чтобы максимальный пик спектра находился вблизи середины амплитудной шкалы. При больших амплитудах в счётчике 1 необходимо использовать резистивный делитель. Необходимость его использования определите по осциллографу. При достаточно большом напряжении прокалибруйте ослабление делителя по амплитудным спектрам. Пронаблюдайте изменение спектров в пропорциональном, в переходном и в стримерном режимах работы трубки.

Для каждого значения напряжения:

- Определить амплитуду основного пика.

Значение среднего по гистограмме выводится в правом верхнем углу окна как параметр Mean. Область спектра, по которой определяются Mean и RMS, можно задать, держа нажатой левую клавишу мыши и проведя указателем непосредственно под осью x. При этом гистограмма отображается в указанном диапазоне оси x.

- Определить полную ширину пика на его полувысоте.

Внизу окна с гистограммой отображаются текущее положение указателя мыши (x,y) в единицах осей графика. Если этих значений не видно, то надо выбрать в меню окна View→Event Statusbar.

Выборочно распечатать полученные спектры.

Сохранить файл с картинкой, для чего выбрать в меню окна File→Save As... и задать имя файла в формате PS. Затем в окне терминала выполните команду  
`lpr <путь к файлу>`

2. Для каждой установки ослабления аттенюатора откалибровать положение пьедестала ЗЦП, отсоединив выход А блока ТА от входа аттенюатора (радиоизотоп должен находиться на трубке). Центр тяжести спектра даст значение, соответствующую пьедесталу. Положение пьедестала должно учитываться при обработке всех амплитудных спектров.
3. Поменять схему на Рис. 4.3, настроив запуск от трубки 2. Снять амплитудные спектры для изотопа  $^{90}\text{Sr}$  при небольшом напряжении ( $\sim 2000$  В) и при максимальном напряжении ( $\sim 2700$  В). Распечатать полученные спектры.
4. Зарисовать форму импульса с анодной проволоочки на осциллографе от изотопов  $^{55}\text{Fe}$  ( $\gamma$ ) и  $^{90}\text{Sr}$  ( $\beta$ ) в пропорциональном и стримерном режимах. Пронаблюдать изменение формы импульса при переходе в стримерный режим.

### 4.3 Обработка и представление результатов

1. Для отчета выборочно распечатать амплитудные спектры иллюстрирующие пропорциональный и стримерный режимы, а также переход из одного в другой.
2. Используя пик, возникший от поглощения 6-кэвного гамма кванта изотопа  $^{55}\text{Fe}$ , построить в логарифмическом масштабе в произвольных единицах зависимость коэффициента газового усиления от напряжения. Точки пропорционального и стримерного режимов отложить на одном графике.

3. Построить зависимость амплитудного разрешения счетчика  $\Delta A/A$  от напряжения для пропорционального и стримерного режимов на одном графике.  $\Delta A$  — ширина пика на полувысоте,  $A$  — среднее значение амплитуды.
4. Дать объяснение изменению амплитудных спектров в зависимости от напряжения.
5. Ответить на контрольные вопросы. См. ниже.

### Вопросы для контроля

1. Механизм образования, дрейфа и усиления ионизации в газовом цилиндрическом счетчике.
2. Особенности разных режимов работы газового цилиндрического счетчика.
3. Почему отличаются формы импульсов при облучении изотопами  $^{55}\text{Fe}$  и  $^{90}\text{Sr}$ ?
4. Чем определяется длительность переднего и заднего фронта импульса со счётчика в пропорциональном режиме?

## Список литературы

- [1] К. Групен, *Детекторы элементарных частиц*. Сибирский хронограф, Новосибирск, 1999.
- [2] Г.Д. Алексеев, В.В. Круглов, Д.М. Хазинс, *Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере*. ЭЧАЯ 1982, т.13, вып.3, стр.703.
- [3] Rene Brun, Fons Rademakers, *ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instr. and Meth. A **389** (1997) 81-86. <http://root.cern.ch/>

## Лабораторная работа № 6

# Гамма-спектрометр с детектором из особо чистого германия

## Введение

Экспериментальное исследование энергетического спектра  $\gamma$ -излучения, возникающего при распаде возбужденных состояний ядра, является одним из основных методов изучения структуры атомных ядер. Гамма-спектрометрия широко применяется и при решении многих других задач, где используются ядерно-физические методы исследований. Например, при проведении элементного анализа в химии, геологии и т.д. В ядерной физике к настоящему времени разработан большой арсенал приборов, служащих для измерения спектров  $\gamma$ -излучения. Среди них необходимо упомянуть сцинтилляционные спектрометры, которые имеют высокую эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов (до 100%), но низкое энергетическое разрешение ( $\geq 10\%$ ), а также кристалл-дифракционные спектрометры, имеющие, наоборот, высокое разрешение ( $\sim 0.01\%$ ) при низкой светосиле ( $\sim 10^{-3} - 0.1\%$ ). Наибольшей универсальностью обладают  $\gamma$ -спектрометры с полупроводниковыми детекторами, использующими германий. Они имеют высокую разрешающую способность по энергии при хорошей эффективности. В данной лабораторной работе рассматриваются характеристики спектрометра  $\gamma$ -излучения из сверхчистого германия (ОЧГ-детектора).

## 6.1 ОЧГ-детектор

Детектор из особо чистого германия (High-Purity Germanium — HPGe (англ.)) представляет собой полупроводниковый диод с  $p$ - $n$ -переходом, который изготовлен из кристалла особо чистого германия  $p$ -типа, на поверхности которого созданы сильно легированные области  $p^+$  и  $n^+$  типа (Рис. 6.1).

Коаксиальные германиевые детекторы имеют форму цилиндра с коаксиальным цилиндрическим колодцем, на наружной поверхности которого создается контакт  $n$ -типа, а на поверхности колодца — контакт  $p$ -типа. Такая геометрия детектора позволяет значительно повысить эффективность регистрации гамма-излучения по сравнению с плоскопараллельными детекторами.

Кроме геометрии и объема рабочей области детектора эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов сильно зависит от материала, из которого изготовлен детектор. Наиболее распространенными материалами полупроводниковых детекторов на сегодняшний день являются кремний и германий. Для регистрации  $\gamma$ -квантов обычно используют детекторы из германия. Выбор германия связан с тем, что сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом сильно зависит от атомного номера вещества  $Z$ . Особенно сильно зависит от  $Z$  сечение фотоэффекта ( $\sigma_{\text{фэ}} \propto Z^5$ ), сечение Комpton-эффекта пропорционально  $Z$ , а сечение процесса рождения электрон-позитронных пар пропорционально  $Z^2$ . Большое значе-



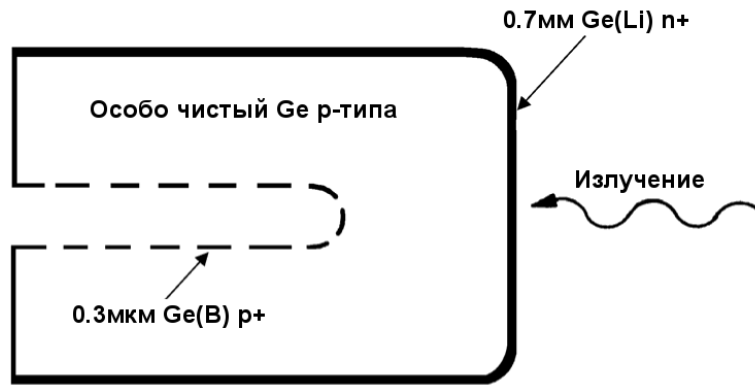


Рис. 6.1: Схема коаксиального ОЧГ-детектора.

ние  $Z$  у германия ( $Z_{\text{Ge}} = 32$ ,  $Z_{\text{Si}} = 14$ ) и определяет выбор этого материала, поскольку обеспечивает более высокую эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов детектором.

Слой  $n^+$ -Ge создают с помощью легирования литием, который напыляют в вакууме на наружную поверхность заготовки из особо чистого германия ( $p$ -типа, легированный галлием), и проводят его диффузию при температуре  $\sim 300^\circ\text{C}$  в течение  $\sim 10$  мин. В результате происходит диффузия лития на глубину  $\leq 1$  мм и образуется  $p$ - $n$ -переход. Затем на эту сторону наносится тонкий металлический слой и припаивается электрод.

Поверхность внутреннего колодца легируется ионами бора с энергией  $\sim 10$  кэВ, в результате чего в приповерхностной области образуется слой  $p^+$ -Ge с низким удельным сопротивлением. Сверху наносится тонкий слой металла и припаивается электрод.

При подаче напряжения обратного смещения обеднённой областью становится весь объем германия. При пролете ионизирующей частицы в ней образуются носители заряда, электроны и дырки, которые под действием внешнего электрического поля перемещаются к областям  $p$  и  $n$ , которые служат собирающими электродами. Собранный заряд, который пропорционален поглощённой в детекторе энергии, преобразуется затем в импульс напряжения зарядочувствительным предусилителем.

Детекторы на основе сверхчистого германия характеризуются низким значением обратного тока и высоким энергетическим разрешением. В отличие от полупроводниковых детекторов из кремния германиевые детекторы необходимо эксплуатировать при низкой температуре. Это связано с тем, что ширина запрещенной зоны в германии относительно небольшая —  $E_g = 0.67$  эВ, у кремния —  $1.12$  эВ. Это значит, что число неосновных носителей заряда ( $\propto e^{-E_g/kT}$ ), образующихся в результате теплового возбуждения, у германия значительно выше, и при комнатной температуре токи утечки в германиевом детекторе недопустимо высоки.

Для охлаждения детектора обычно применяется жидкий азот, имеющий температуру  $77$  К. Также могут быть использованы электрические или электромеханические холодильники.

### 6.1.1 Энергетическое разрешение

Собственное энергетическое разрешение при регистрации ионизирующей частицы для идеального полупроводникового материала целиком определяется статистическими флуктуациями числа образовавшихся носителей (при полном поглощении энергии частицы в объеме детектора). Энергия частицы в полупроводниковом материале теряется на возбуждение и ионизацию атомов, увеличение тепловых колебаний кристаллической решетки и прочее. Поскольку эти процессы никак не скоррелированы, распределение энергии,

затраченной на выделенный процесс диссипации энергии, можно описать на основании закона Пуассона. Для процесса ионизации нормальные статистические флуктуации числа образовавшихся в таком случае пар электрон-дырка могут быть определены по формуле  $\sigma_N = \sqrt{N} = \sqrt{E/w}$ , где  $N$  — среднее число образовавшихся пар,  $E$  — полная энергия частицы,  $w$  — средняя энергия, необходимая для образования пары. Чем больше число процессов, рассеивающих поглощенную энергию, тем точнее выполняется закон Пуассона. С другой стороны, если вся энергия затрачивается только на один процесс, например, ионизацию, то нормальные флуктуации отсутствуют, ибо число образовавшихся пар всегда постоянно и равно  $E/w$ . По современным представлениям на долю процесса ионизации приходится около 30% всей энергии, поглощенной в детекторе, потому акты ионизации нельзя рассматривать как полностью независимые, а нормальные статистические флуктуации, вытекающие из закона Пуассона, необходимо корректировать с помощью определенного коэффициента, введенного Фано,  $\sigma_N = \sqrt{FN}$ .  $F$  — фактор Фано, величина меньше единицы. Для германия фактор Фано равен примерно 0.13, для кремния — 0.12.

Энергетическое разрешение обычно определяют в терминах полной ширины на полувысоте (ПШПВ) пика полного поглощения  $\Delta E$ . Если разрешение определяется только статистическими флуктуациями, то можно записать

$$\Delta E = \sqrt{(8 \ln 2)} \sigma_E \approx 2.35 \sigma_E = 2.35 \sqrt{FEw}$$

На практике существенный вклад в энергетическое разрешение полупроводникового детектора вносит флуктуация тока утечки детектора и шумы предусилителя. Последние зависят от времени формирования сигнала электроникой. Современные ОЧГ-детекторы при температуре жидкого азота (77 К) имеют токи утечки менее  $10^{-10}$  А. Это сравнимо с токами утечки входной цепи предусилителя. Спектральный состав шумов, создающих токи утечки близок к некоторым составляющим шумов предусилителя. Поэтому обозначим эти оба вклада величиной  $N_e$ , выраженной в единицах заряда электрона во входной цепи предусилителя.

$$\Delta E = 2.35 \sqrt{FEw + N_e w^2} \quad (6.1)$$

### 6.1.2 Эффективность

Эффективность регистрации детектором  $\gamma$ -излучения определяется энергией  $\gamma$ -кванта, размером и геометрией кристалла и расстоянием до источника  $\gamma$ -квантов. В общем случае эффективность детектора в пике полного поглощения определяется относительно эффективности эталонного детектора с цилиндрическим кристаллом NaI(Tl), диаметр и высота которого равны 3-м дюймам (7.62 см), а точечный источник располагается на расстоянии 25 см от ближнего торца кристалла. Эта процедура измерения относительной эффективности германиевых детекторов описывается стандартом ANSI/IEEE 325-1986. Абсолютная эффективность эталонного детектора к  $\gamma$ -излучению  $^{60}\text{Co}$  с энергией 1.33 МэВ установлена равной  $1.2 \times 10^{-3}$ . Для измерения относительной эффективности надо знать активность источника излучения, либо иметь эталонный детектор в лаборатории.

Абсолютную эффективность в пике полного поглощения к излучению  $^{60}\text{Co}$  можно с некоторой точностью определить, используя только амплитудный спектр исследуемого детектора. Это возможно благодаря тому, что в почти каждом распаде  $^{60}\text{Co}$  рождается два  $\gamma$ -кванта с энергией 1173.2 кэВ и 1332.5 кэВ (Рис. 6.2), а другие переходы сильно подавлены по сравнению с этими двумя. В некоторой доле случаев возможна регистрация обоих  $\gamma$ -квантов одновременно. Вследствие этого в амплитудном спектре детектора появляется пик соответствующий энергии 2505.7 кэВ. Направления вылета двух гамма-квантов имеют небольшую угловую корреляцию, но для нахождения эффективности с точностью лучше

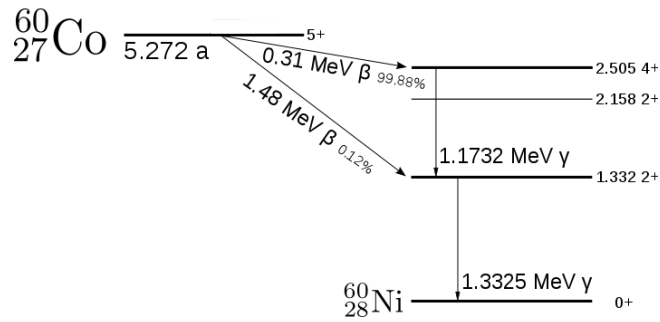


Рис. 6.2: Схема распада кобальта-60.

10% можно считать, что эти направления независимы. Для более точного вычисления можно сделать поправку на угловую корреляцию.

Если обозначить число зарегистрированных событий (за вычетом подложки) под пиками полного поглощения первого и второго  $\gamma$ -квантов, как  $N_1$  и  $N_2$ , а число событий под пиком, соответствующем регистрации обоих  $\gamma$ -квантов —  $N_s$ , то можно записать

$$\begin{aligned} N_1 &= \varepsilon_1 A t \\ N_2 &= \varepsilon_2 A t \\ N_s &= \varepsilon_1 \varepsilon_2 A t, \end{aligned} \quad (6.2)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — абсолютные эффективности регистрации первого и второго  $\gamma$ -кванта,  $A$  — активность источника (распадов/сек),  $t$  — продолжительность набора спектра (сек). Из (6.2) можно легко получить, что

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{N_s}{N_2} \\ \varepsilon_2 &= \frac{N_s}{N_1} \\ A &= \frac{N_1 N_2}{N_s t}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

## 6.2 Описание установки

### 6.2.1 Технические средства

В работе используется ОЧГ-детектор ORTEC GEM10P4-70 производства компании АМЕТЕК [1]. Для охлаждения детектора до 80 – 100 К используется механический холодильник X-COOLER II производства той же компании. Предусилитель интегрирован в капсулу детектора. Подача высокого напряжения и питание предусилителя, а также контроль за температурой и съем сигнала с предусилителя осуществляется через один блок — SMART-1. Для оцифровки сигнала и в качестве интерфейса управления детектором используется цифровая спектрометрическая станция DSPEC jr 2.0, которая соединяется с компьютером через интерфейс USB. В процессе оцифровки применяется, так называемый, цифровой фильтр, который служит современной заменой аналоговых формирователей импульса. Цифровой фильтр позволяет уменьшить мертвое время детектора, улучшить энергетическое разрешение и температурную стабильность, обеспечивая тем самым повторяемость результатов.

## 6.2.2 Программное обеспечение

Для управления набором амплитудного спектра с германиевого детектора используется программа Maestro (Ortec), работающая под ОС Windows. По сути она представляет собой многоканальный анализатор. Программа позволяет набирать амплитудные спектры, отображать их в разных масштабах, анализировать пики в спектрах, проводить градуировку амплитудной шкалы в единицах энергии. Программа дополнена библиотекой гамма-активных изотопов, что позволяет идентифицировать пики в спектре. Программа имеет понятный и удобный интерфейс. 3

На Рис. 6.3 показано главное окно программы. В большом центральном окне выводится часть выделенного амплитудного спектра. Во врезке в правом верхнем углу отображается общий вид спектра в логарифмическом масштабе, а черным прямоугольником выделена та часть, которая показывается в центральном окне.

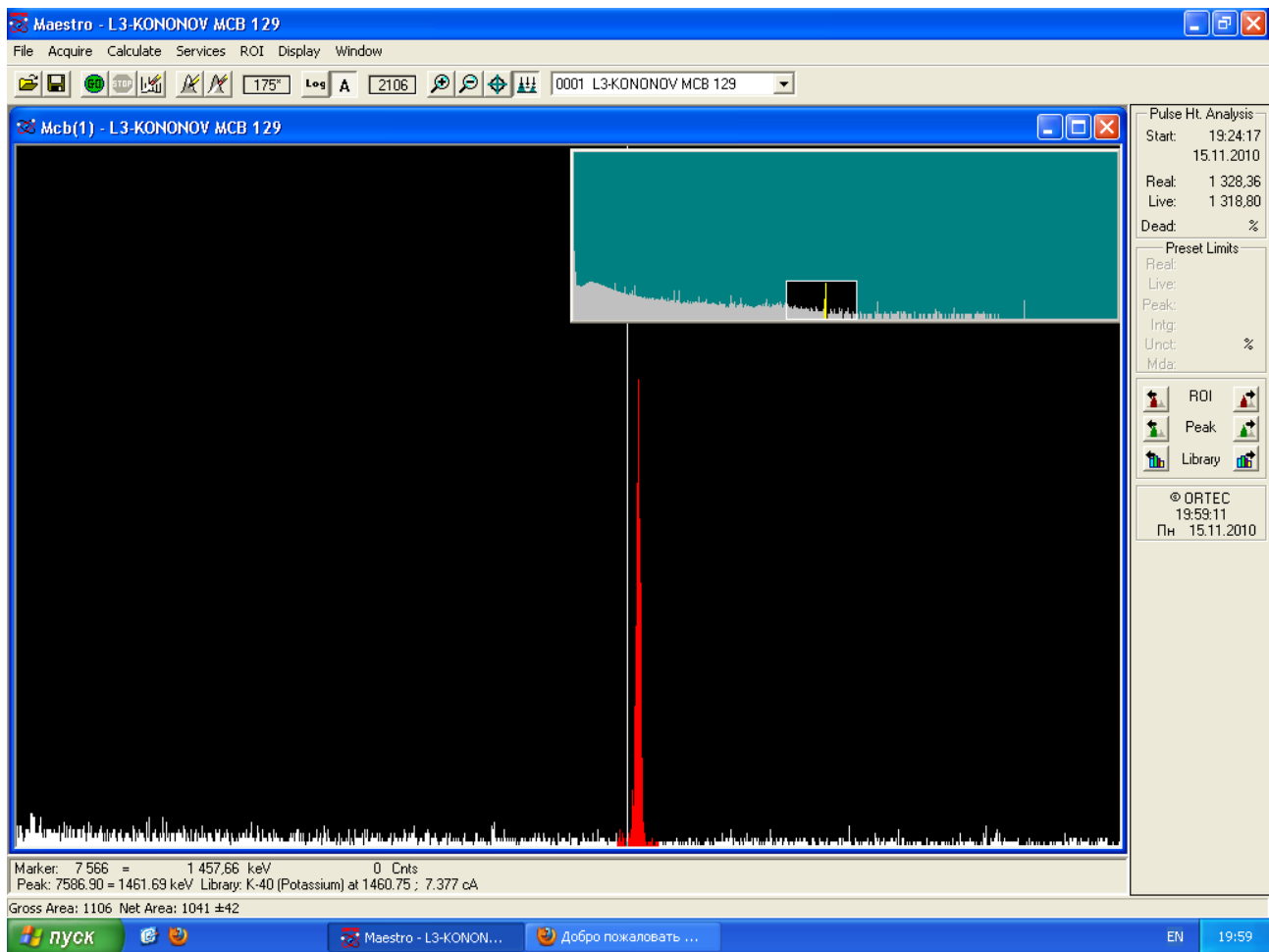


Рис. 6.3: Вид главного окна программы Maestro.

Над центральным окном расположены кнопки с пиктограммами для следующих функций в порядке следования слева–направо: открытие сохраненного файла спектра, сохранение текущего спектра, запуск набора спектра, остановка набора, сброс спектра, выделение рассматриваемой области (Region Of Interest — ROI), отмена выделения ROI, выбор логарифмического масштаба отображения спектра, выбор линейного масштаба, увеличение масштаба, уменьшение масштаба, центровка спектра, выбор базовой линии по вертикальной оси. Более сложные функции доступны через меню главного окна. Здесь нет необходимости приводить описание всех функций программы. Необходимые действия для выполнения работы изложены ниже, в описании заданий.

## 6.3 Задания

1. Включить управляющий блок DSPEC jr 2.0. Запустить программу Maestro для Windows. Поднять рабочее напряжение на детекторе.

Перейти Acquire→MCB Properties, затем во вкладке High Voltage кликнуть On.

2. Поставить радиоактивный источник  $^{60}\text{Co}$  вплотную к торцу детектора напротив его середины. Набрать примерно  $10^6$  событий амплитудного спектра.

### Задание рассматриваемой области (Region Of Interest — ROI)

ROI позволяет определить положение пика, его ширину и число событий. Чтобы задать ROI, надо левой кнопкой мышки выделить прямоугольник в окне спектра, так чтобы его середина по горизонтали совпадала с макушкой пика, а ширина прямоугольника была несколько больше видимой ширины пика в логарифмическом масштабе. Затем кликнуть правой кнопкой мыши внутри прямоугольника и в появившемся контекстном меню выбрать Mark ROI. Выделенная область будет помечена красным цветом. Параметры пика можно увидеть в дополнительной статусной строке под окном со спектром или в текстовом боксе, появляющемся при выборе пункта Peak Info в контекстном меню. Для вычисления параметров пика программа проводит подгонку в пределах ROI гауссовой функцией, предварительно вычитая линейную подложку.

Чтобы отменить выделение ROI, надо левой кнопкой мышки задать прямоугольник несколько большей ширины, чем ROI, и в контекстном меню выбрать Clear ROI. Также можно снять выделение всех ROI, выбрав в главном меню ROI→Clear All.

3. После набора спектра провести калибровку амплитудной шкалы детектора. Это можно сделать по пикам от  $\gamma$ -квантов с энергией 1173.2 кэВ и 1332.5 кэВ из распада  $^{60}\text{Co}$ .

Сначала необходимо уничтожить текущую калибровку: в главном меню выбрать Calculate→Calibration, в появившемся диалоговом окне кликнуть на кнопке Destroy Calibration — калибровка будет уничтожена.

Чтобы провести новую калибровку, надо выделить с помощью ROI все пики, по которым собираетесь калиброваться. Для калибровки шкалы достаточно одного пика, но можно задать несколько пиков для учета сдвига нуля и нелинейности шкалы. Для добавления пика к калибровке поставьте маркер внутри соответствующей ROI и откройте диалог калибровки (Calculation→Calibrate). Введите истинное значение энергии в килоэлектронвольтах, соответствующее данному пику. Повторите процедуру для других пиков.

4. Определить число событий в пиках  $N_1$  и  $N_2$  за вычетом подложки (Net area), соответствующих регистрации первого и второго  $\gamma$ -квантов, а также число событий  $N_s$  в пике, который соответствует одновременной регистрации обоих  $\gamma$ -квантов ( $E_s = 2505.7$  кэВ). Записать *живое время* (Live) набора статистики (сек).
5. Не сбрасывая предыдущий спектр, набрать спектр от источника  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 662$  кэВ).
6. Определить ПШПВ (FWHM) всех четырех имеющихся пиков.

## 6.4 Обработка и представление результатов

1. Используя формулы (6.3), получить значения эффективности регистрации каждого  $\gamma$ -кванта и активности источника  $^{60}\text{Co}$ , определить их ошибки.
2. Заполнить таблицу

$E_{\gamma}^{\text{ист}}$ , кэВ	$E_{\gamma}^{\text{эксп}}$ , кэВ	$\Delta E$ , кэВ
661.66		
1173.23		
1332.49		
2505.72		

Здесь  $E_{\gamma}^{\text{эксп}}$  — измеренная спектрометром энергия пика,  $\Delta E$  — ПШПВ пика.

3. Постройте график отклонения измеренного значения энергии пика от табличного ( $E_{\gamma}^{\text{эксп}} - E_{\gamma}^{\text{ист}}$ ) в зависимости от энергии пика  $E_{\gamma}^{\text{ист}}$ . Этот график отражает нелинейность шкалы детектора.
4. Постройте график экспериментальной зависимости  $(\Delta E)^2$  от энергии пика  $E_{\gamma}^{\text{ист}}$ . Проведите прямую аппроксимирующую экспериментальные точки, для чего можно воспользоваться методом наименьших квадратов (см. прил. А). Из найденного коэффициента наклона прямой, используя уравнение (6.1), определите энергию  $w$ , идущую на образование пары электрон-дырка, предполагая, что фактор Фано  $F = 0.13$ .

## Список литературы

- [1] AMETEK Advanced Measurement Technology. <http://www.ortec-online.com>.

# Приложение А

## Метод наименьших квадратов

Метод наименьших квадратов является одним из методов статистического анализа для оценки неизвестных величин по результатам измерений, содержащих случайные ошибки. Он является частным случаем метода максимума правдоподобия в случае нормального распределения измеренных величин.

Рассмотрим простой частный случай — нахождение линейной зависимости  $y = f(x) = kx + b$  для набора из пар измерений  $(x_i, y_i)$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ , при одинаковой ошибке  $y_i$  и малой ошибке  $x_i$ . Составим сумму квадратов отклонений  $(y_i - f(x_i))$ :

$$S = \sum_{i=1}^n (y_i - kx_i - b)^2. \quad (\text{A.1})$$

Найдем такие значения  $k$  и  $b$ , при которых сумма  $S$  будет минимальна. Условия минимума  $S$  будут

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial k} &= -2 \sum_{i=1}^n (y_i - kx_i - b)x_i = 0, \\ \frac{\partial S}{\partial b} &= -2 \sum_{i=1}^n (y_i - kx_i - b) = 0. \end{aligned}$$

Эти уравнения можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n y_i x_i &= k \sum_{i=1}^n x_i^2 + b \sum_{i=1}^n x_i, \\ \sum_{i=1}^n y_i &= k \sum_{i=1}^n x_i + nb. \end{aligned}$$

Для краткости обозначим  $\bar{z} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i$ , где  $z$  — это  $x$ ,  $x^2$  или  $yx$ . Выражения для искомым параметров будут

$$\begin{aligned} k &= \frac{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2}, \\ b &= \bar{y} - k\bar{x}. \end{aligned}$$

В случае, если величины  $y_i$  имеют разные ошибки  $\sigma_i$ , то все усреднения проводятся с весами  $1/\sigma_i^2$ , т.е.

$$\bar{z} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{z_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}}.$$



Описанную процедуру называют подгонкой методом наименьших квадратов.

В случае гауссовского распределения  $y_i$  величина

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - kx_i - b)^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.2})$$

подчиняется распределению хи-квадрат с числом степеней свободы  $\text{ndf} = n - 2$ . Уменьшение степеней свободы на два по сравнению с количеством измерений связано с тем, что в выражении (A.2)  $k$  и  $b$  определяются из самих экспериментальных данных. Вследствие этого в сумме (A.2) число независимых случайных величин уменьшается на два, т.е. на число определяемых параметров.

Если ошибки  $\sigma_i$  одинаковы для всех  $i$  и равны  $\sigma$ , то

$$\chi^2 = S/\sigma^2.$$

Ошибка  $\sigma$  далеко не всегда известна *a priori*, но её можно определить из того же эксперимента. Приемлемой точности в определении  $\sigma$  можно добиться, имея либо достаточно большую выборку из  $n$  измерений, либо повторив эту серию измерений многократно и получив измерение  $\bar{S}$  с требуемой точностью. Тогда мы можем записать

$$\bar{S}/\sigma^2 = \bar{\chi}^2 \equiv n - 2.$$

В итоге, учитывая (A.1), мы имеем

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - kx_i - b)^2}{n - 2}}. \quad (\text{A.3})$$