

## Лабораторная работа 7

### Изучение методов гамма-спектрометрии на примере измерения сцинтилляционных характеристик кристалла NaI-Tl

**Целью работы** является изучение основных характеристик сцинтилляционного детектора на основе кристалла NaI-Tl.

**Основными задачами работы** являются:

- подготовка гамма-спектрометрического тракта к работе;
- изучение работы спектрометрического усилителя ORTEC 570;
- изучение программного комплекса Angamma для регистрации амплитудных спектров импульсов;
- измерение основных сцинтилляционных свойств кристалла NaI-Tl.

**Используемое оборудование:** сцинтиллятор; ФЭУ-39А, предусилитель, спектрометрический усилитель Ortec 570, высокоточный АЦП «Аспект» АЦП-8К-В2, персональный компьютер; блок питания ФЭУ.

### Введение

Сцинтилляционный метод, применявшийся в начале нашего столетия (визуальный счет вспышек от  $\alpha$ -частиц в спинтарископе с экраном из сцинтиллятора ZnS), был одним из первых методов регистрации радиоактивного излучения. Спинтарископ быстро уступил место газоразрядным счетчикам и ионизационным камерам.

Замена глаза высокочувствительным фотоумножителем и применение более совершенных сцинтилляторов привели к тому, что сцинтилляционная методика регистрации радиоактивного излучения заняла одно из ведущих мест.

Впервые сообщения об успешном применении современного сцинтилляционного детектора появились в 1947 г. В настоящее время этот метод регистрации радиоактивного излучения развит очень широко.

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора, в котором ионизирующие частицы вызывают вспышку люминесценции, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего световую вспышку в импульс электрического тока, и электронной системы, регистрирующей эти электрические импульсы.

Сцинтилляционные детекторы применяются не только для регистрации ионизирующего излучения, но и для детектирования  $\gamma$ -квантов и нейтронов. В этих случаях сцинтилляционный детектор регистрирует не сами фотоны и нейтроны, а возникающие при их столкновениях с атомами сцинтиллятора ионизирующие частицы: электроны, ядра отдачи и осколки расщепленных ядер.

Таким образом, сцинтилляционные детекторы позволяют регистрировать все виды радиоактивного излучения, причем в отличие от газоразрядных счетчиков эффективность регистрации высокоэнергетичных  $\gamma$ -квантов может быть в сцинтилляционных детекторах очень большой (50 или даже 100%).

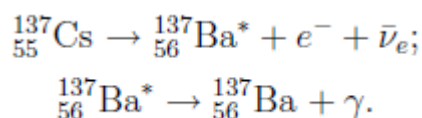
Высокая временная разрешающая способность позволяет использовать сцинтилляционные детекторы при высоких скоростях счета и проводить измерения коротких интервалов вплоть до десятых долей секунды. Благодаря этому свойству стали возможны прямые измерения времени жизни короткоживущих возбужденных состояний ядер, позитронов и мезонов. Сцинтилляционный детектор может быть не только счетным прибором, регистрирующим число частиц, но и спектрометром - прибором для измерения энергии, поскольку амплитуда импульса на выходе ФЭУ однозначно связана с величиной энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

Перечисленные свойства сцинтилляционных детекторов позволяют использовать сцинтилляционные счетчики очень широко не только в экспериментальной физике, но также в радиохимии, радиобиологии, медицине, системах безопасности и геологии.

Целью настоящей работы является ознакомление студентов с работой сцинтилляционного детектора, его основных частей: сцинтилляторов и фотоэлектронных умножителей, а также с использованием сцинтилляционного детектора в качестве  $\gamma$  — спектрометра.

Гамма-кванты с энергиями от нескольких кэВ до нескольких МэВ рождаются и поглощаются во множестве различных процессов. В переходах возбужденных ядер в состояния с меньшей энергией излучаются  $\gamma$ -кванты. Атомные ядра могут оказаться в возбужденных состояниях как в результате ядерных реакций, так и при  $\alpha$  и  $\beta$ -распадах. На данном принципе построены  $\gamma$ -источники, которые представляют собой  $\alpha$ - или  $\beta$ -излучатели, распадающиеся на различные возбужденные состояния. Кванты от таких источников имеют строго определенные энергии (монохроматические  $\gamma$ -кванты)

В качестве источников гамма-излучения выбирают, как правило, такие радиоактивные препараты, которые дают моноэнергетические  $\gamma$ - кванты. Таким источником, например, является препарат  $^{137}\text{Cs}$ , схема распада которого показана на рис. 1. Ядро  $^{137}\text{Cs}$  является нестабильным по отношению к  $\beta^-$ -распаду и с периодом полураспада 30 лет превращается в стабильный изотоп  $^{137}\text{Ba}$  с испусканием электрона и электронного антинейтрино. При этом 92%  $\beta^-$ -переходов идет не в основное, а в первое возбужденное состояние ядра бария:



Переход из возбужденного состояния ядра бария в основное состояние происходит путем излучения  $\gamma$ -кванта с энергией 0.662 МэВ.

При прохождении  $\gamma$ -излучения через вещество, в результате их взаимодействия с атомами и ядрами вещества, происходит ослабление интенсивности пучка  $\gamma$ -квантов. Для  $\gamma$ -квантов с энергией примерно до 10 МэВ основными факторами ослабления пучков является взаимодействие с атомными электронами. К числу основных механизмов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом относятся:

1) фотоэффект, при котором из внутренних оболочек атома выбивается электрон, а  $\gamma$ -квант поглощается;

2) эффект Комптона – рассеяние  $\gamma$ -квантов на свободном электроне, под «свободным» подразумевается электрон, энергия связи которого много меньше энергии первичного  $\gamma$ -кванта. При эффекте Комптона в конечном состоянии наблюдается электрон и вторичный фотон с более низкой энергией.

3) эффект образования пар - наблюдается при энергии фотонов выше 1 МэВ'а (более точно  $h\nu=1.022$  МэВ, т.е. 2 массы покоя электрона).

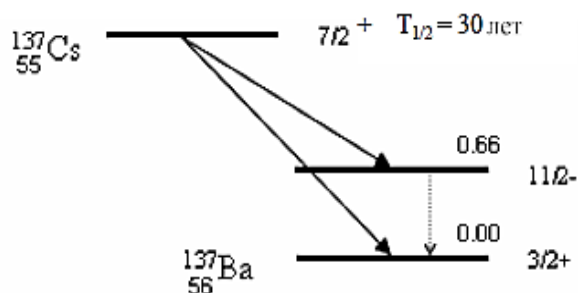


Рис. 1: Схема распада радиоактивного изотопа  $^{137}\text{Cs}$ .

### Сцинтилляционный детектор

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя. Для регистрации  $\gamma$ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом сцинтиллятора. При прохождении заряженных вторичных частиц через вещество сцинтиллятора их энергия тратится на возбуждение и ионизацию его вещества. Переходы с возбужденных состояний на более низкие уровни энергии сопровождаются излучением фотонов: в сцинтилляторе возникает световая вспышка. Таким образом, сцинтиллятор трансформирует энергию падающего  $\gamma$ -кванта в большое количество вторичных  $\gamma$ -квантов низких энергий фотонов флюоресценции.

На рис. 2 показана схема устройства сцинтилляционного детектора.

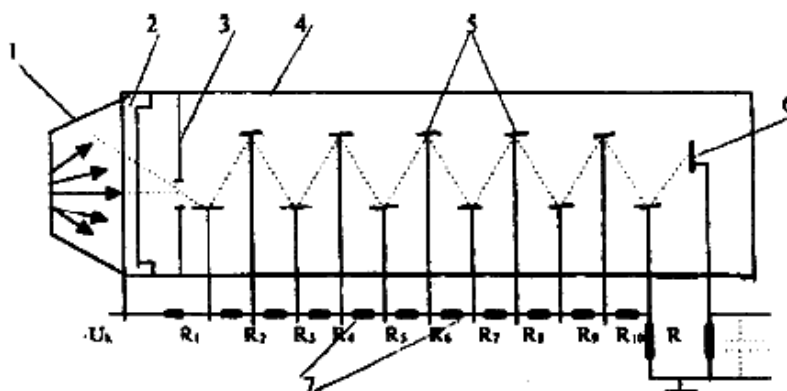


Рис. 2. Схема сцинтилляционного детектора: 1 - сцинтиллятор; 2 - фотокатод; 3 - диафрагма; 4 - корпус ФЭУ; 5 - диноды; 6 - анод; 7 - делитель напряжения

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

**Конверсионная эффективность** - это отношение энергии световой вспышки, к энергии, потерянной заряженной частицей в сцинтилляторе. 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 идеальных сцинтилляторах конверсионная эффективность не зависит от плотности ионизации, т.е. от энергии заряженной частицы. В этом случае энергия световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе. В реальных сцинтилляторах, однако, это выполняется не всегда, и для частиц, обладающих различными ионизирующими способностями, конверсионная эффективность может быть разной. Вообще говоря, конверсионная эффективность нелинейно зависит от плотности ионизации, причем с ростом последней конверсионная эффективность уменьшается. Поэтому медленные частицы и частицы с кратным зарядом дают меньший световой выход, чем быстрые однозарядные частицы. Эти потери светового выхода меньше для неорганических сцинтилляторов. В научных исследованиях нерелятивистские тяжелые частицы ( $\alpha$ -частицы, протоны) регистрируются детекторами на базе неорганических сцинтилляторов, чаще всего кристаллов CsI, которые (в отличие от NaI) удобны своей негигроскопичностью.

Большая величина конверсионной эффективности вещества еще не определяет его пригодности в качестве сцинтиллятора. Действительно, чтобы зарегистрировать световую вспышку, необходимо, чтобы световые фотоны вышли за пределы сцинтиллятора. Отношение световой энергии, вышедшей из сцинтиллятора, к энергии, потерянной в нем заряженной частицей, называют техническим выходом или технической эффективностью. Технический выход зависит от величины сдвига спектров испускания и

поглощения, т.е. от прозрачности сцинтиллятора к собственному излучению, а также от ряда чисто практических причин: толщины слоя сцинтиллятора, количества примесей, уменьшающих его прозрачность, состояния поверхности и пр.

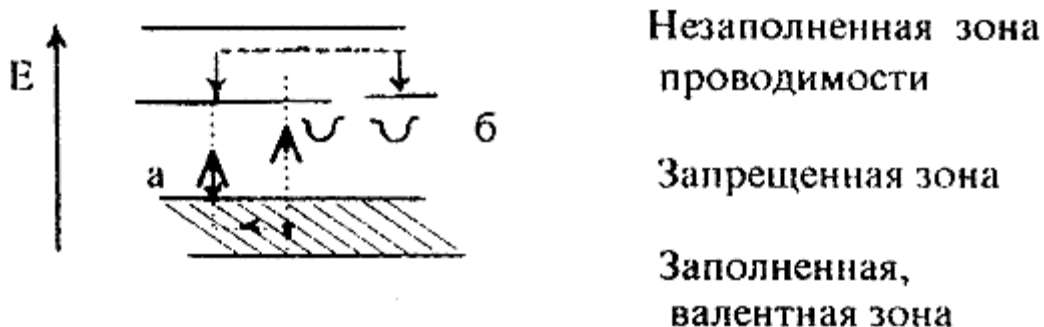
Так как световая вспышка сцинтиллятора регистрируется при помощи фотоэлектронного умножителя, область спектральной чувствительности которого лежит в диапазоне длин волн видимого света и близкого ультрафиолета, то спектр частот, излучаемых сцинтиллятором, должен хорошо укладываться в чувствительной области ФЭУ.

В большинстве случаев интенсивность вспышки  $I$  с течением времени  $t$  спадает по экспоненциальному закону:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau} \quad (1)$$

Величина  $\tau$  - время, в течение которого интенсивность падает в  $e$  раз, характеризует длительность свечения и называется временем высвечивания сцинтиллятора.

В решетке неорганического кристалла в результате взаимодействия атомов и ионов происходит возмущение энергетических уровней внешних электронов, что приводит к образованию ряда непрерывных “разрешенных” энергетических зон, разделенных “запрещенными” областями (рис. 3). Внутренние электронные уровни атома практически не возмущены и сохраняют своеобычное расположение. В обычных условиях нижние энергетические зоны кристалла заняты полностью, а более высокие - целиком не заполнены. В этих энергетических зонах, распространяющихся на весь кристалл, электроны могут свободно перемещаться, не получая дополнительной энергии активации. Самая верхняя заполненная зона отделена от наиболее низкой свободной зоны энергетическим интервалом в несколько эВ. При возбуждении, т.е. при поглощении энергии, электроны могут перейти из заполненной зоны в свободную. При этом в валентной зоне образуется электронная вакансия - “дырка”, которая ведет себя как частица с положительным зарядом. При обратном переходе электронов из зоны проводимости в валентную зону (междузонная рекомбинация электрона и “дырки”) возникает излучение с характерным для данного кристалла спектром - собственное излучение. Обычно вероятность междузонной рекомбинации мала.



**Рис. 3.** Схема энергетических зон в кристалле неорганического сцинтиллятора: а - центр люминесценции, б - центр локализации электронов

При различных изменениях в структуре кристалла, обусловленных различными дефектами и примесями, в запрещенной зоне могут возникать локальные энергетические уровни. Введение атомов активатора создает локальные уровни, лежащие вблизи валентной зоны. Если эти уровни не заняты, то на них могут попасть электроны, движущиеся в зоне проводимости. Если переход с этих уровней в валентную зону разрешен (такие центры называются люминесцентными), то возникает излучение, длина волны которого больше, чем в спектре поглощения. Таким образом, активатор приводит к сдвигу спектра излучения в сторону увеличения длин волн (т.е. сцинтиллятор становится более прозрачным для собственного излучения) и к увеличению интенсивности свечения.

Вместе с этим введение атомов активатора создает дефекты в кристаллической решетке, с ними связаны дополнительные метастабильные уровни, прямой переход с которых в валентную зону запрещен. Электроны с этих уровней могут перейти в зону проводимости при поглощении ими тепловой энергии колебаний решетки, а затем попасть в люминесцентные центры. Это приводит к замедленному испусканию фотонов (фосфоресценции).

Кроме этих центров (центров люминесценции и центров локализации электронов на метастабильных уровнях) могут возникать и так называемые

"центры тушения", в которых могут происходить нерадиационные тепловые потери энергии.

### Характеристики сцинтилляционного детектора

**Временные характеристики.** Радиоактивное излучение, падающее на сцинтиллятор, находящийся в оптическом контакте с фотокатодом ФЭУ, вызывает в нем вспышку люминесценции. Световые фотоны, попадая 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.

Если сцинтиллятор высвечивается по экспоненциальному закону со временем высвечивания  $\tau$  (выраж. 1), то в предположении, что за время высвечивания анодная емкость  $C$  (суммарная паразитная емкость цепи анода по отношению к земле, рис. 2) не успевает разрядиться (обычно сопротивление анодной нагрузки  $R_a$  достаточно велико и  $\tau \ll R_a C$ ), нарастание импульсов на аноде будет происходить по закону:

$$A(t) = - \frac{Q}{C} (1 - e^{-t/\tau}),$$

где  $Q$  - весь заряд, приносимый на анод от одной вспышки люминесценции. После быстрого нарастания импульса до  $A_0 = QC$  начнется медленная разрядка емкости  $C$  через сопротивление  $R_a$ , т.е. спад импульса по закону:

$$A(t) = A_0 \exp(-t/R_a C).$$

где в сцинтилляторе на аноде ФЭУ будет возникать импульс, растянутый до  $10^{-9}$  -  $10^{-8}$  с, иначе говоря, ФЭУ обладает конечным временным разрешением.

При использовании в сцинтилляционных детекторах неорганических сцинтилляторов, время высвечивания которых сравнительно велико ( $>10^{-7}$  с), флуктуации времени пролета электронов через ФЭУ практически не играют никакой роли. В этом случае разрешающее время (разрешающее время детектора при счете числа частиц определяется как минимальный интервал во времени между приходом частиц в детектор, при котором эти частицы



регистрируются отдельно) сцинтилляционного детектора будет определяться только временем высвечивания сцинтиллятора.

**Энергетическое разрешение.** С помощью сцинтилляционного детектора можно не только регистрировать отдельные частицы, но и измерять энергию этих частиц (в этом случае прибор называется сцинтилляционным спектрометром). Для определения энергии частиц необходимо, чтобы интенсивность световой вспышки в сцинтилляторе была пропорциональна энергии частиц и чтобы амплитуда импульса на выходе ФЭУ была пропорциональна интенсивности световой вспышки. Большинство сцинтилляторов создают световые вспышки, по величине пропорциональные количеству поглощенной энергии. Фотоумножитель также усиливает сигнал пропорционально. Поэтому получить импульс, пропорциональный энергии, поглощенной в сцинтилляторе, вообще говоря, нетрудно. Однако в результате статистических флуктуаций во всех стадиях преобразования энергии частицы в импульс напряжения амплитудное разрешение сцинтилляционного спектрометра имеет всегда конечную величину, обусловленную разбросом амплитуд импульсов на выходе фотоумножителя.

Амплитуда импульса на выходе ФЭУ может быть определена из следующего соотношения:

$$A = \frac{Q}{C} = \frac{n_0 e k}{C} = E \frac{\alpha \beta \varepsilon}{C} e k .$$

Здесь  $n_0$  - число электронов, вылетающих с фотокатода при вспышке,  $e$  - заряд электрона,  $k$  - коэффициент усиления ФЭУ,  $C$  - емкость анодной цепи ФЭУ,  $E$  - энергия в электрон-вольтах, потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей,  $\alpha$  - конверсионная эффективность сцинтиллятора,  $\beta$  - коэффициент, учитывающий неполное собиране света на фотокатод,  $\varepsilon$  - эффективность фотокатода, выраженная в числе фотоэлектронов на 1 эВ энергии света.

Из всех этих коэффициентов только заряд электрона  $e$  и емкость  $C$  являются постоянными величинами, а все остальные имеют некоторый разброс от случая к случаю.

Экспериментальной амплитудной разрешающей способностью сцинтилляционного спектрометра  $R$  называют отношение ширины распределения на половине высоты  $\Delta A$  к средней амплитуде распределения при условии облучения сцинтиллятора моноэнергетическим излучением

$$R = \Delta A/A.$$

Так как  $A \sim E$ , то

$$R = \Delta E \setminus E \text{ (энергетическое разрешение) (см. рис. 4).}$$

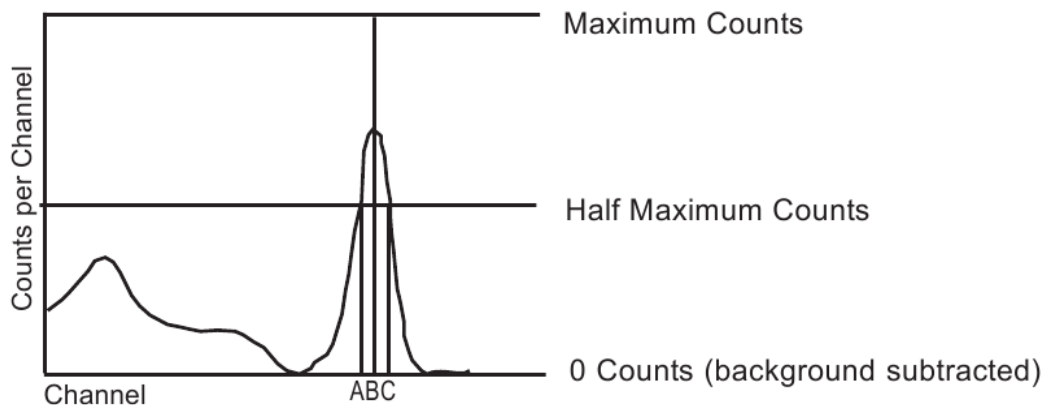
Так как интенсивность световой вспышки зависит от энергии, оставленной заряженной частицей в сцинтилляторе, то и разрешающая способность сцинтилляционного спектрометра оказывается зависящей от энергии регистрируемой частицы.

Результаты экспериментов показали, что с достаточной степенью точности величина амплитудного разрешения спектрометра определяется соотношением:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \left( B + \frac{D}{E} \right)^{1/2},$$

где  $B$  и  $D$  - постоянные, зависящие от статистических флуктуаций в процессе регистрации частицы. Коэффициенты  $B$  и  $D$  - постоянны для каждого сцинтилляционного детектора. Менее точно, но проще можно оценить энергетическое разрешение, считая, что

$$R = \text{const} / \sqrt{E}.$$



**Рис. 4.** Расчет энергетического разрешения сцинтиллятора.

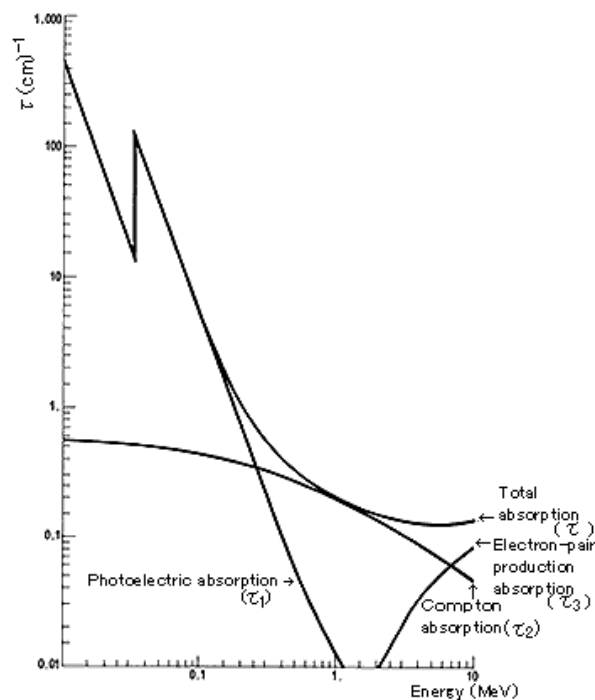
**Эффективность регистрации.** Еще одной важной характеристикой детектора является его эффективность - доля зарегистрированных частиц от полного числа частиц, прошедших через сцинтиллятор. В случае наблюдения заряженных частиц эффективность регистрации близка к 100%, так как каждая попавшая в сцинтиллятор частица теряет в нем хотя бы часть своей энергии в процессе ионизации.

Основными процессами взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом являются: фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и образование пар. Вероятность взаимодействия  $\gamma$ -кванта при прохождении слоя сцинтиллятора толщиной  $d$  (предполагается, что параллельный пучок  $\gamma$ -квантов падает перпендикулярно поверхности сцинтиллятора) определяется выражением:

$$W = 1 - e^{-\mu d} = 1 - e^{-(\sigma_{ph} + \sigma_{com} + \sigma_n)Nd}$$

где  $\sigma_{ph}$ ,  $\sigma_{com}$ ,  $\sigma_n$  - эффективные поперечные сечения для фото-, комптон- эффектов и образования пар, рассчитанные на один атом,  $N$  - число атомов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\mu$  - коэффициент поглощения гамма-квантов за счет этих процессов.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента поглощения  $\mu$  в кристалле NaI(Tl) от энергии  $\gamma$ -квантов.



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента поглощения  $\mu$  для кристалла NaI(Tl).

Из рисунка видно, что наиболее сильная зависимость проявляется в случае фотоэффекта. Абсолютная величина сечения фотоэффекта пропорциональна пятой степени атомного номера ( $\sigma_{ph} \sim Z^5$ ). Поэтому относительно высокой эффективностью для регистрации  $\gamma$ -квантов небольшой энергии обладает сцинтиллятор NaI(Tl). Кроме того, этот сцинтиллятор выгоден и для регистрации  $\gamma$ -квантов больших энергий, так как  $\sigma_{com} \sim Z$  и  $\sigma_n \sim Z^2$ .

### Амплитудные спектры импульсов

Остановимся подробнее на понятии амплитудного спектра импульсов, так как оно является важным для дальнейшей интерпретации результатов. Каждый импульс, регистрируемый детектором, несет важную информацию о взаимодействии ионизирующего излучения со сцинтиллятором. Если мы рассмотрим большое число таких импульсов, то их амплитуды не будут одинаковы. Разница может объясняться как различной энергией поглощенных сцинтиллятором частиц, так и флуктуацией в собственном отклике детектора на попадание в него частиц одной энергии. Распределение амплитуд импульсов является фундаментальным свойством сигнала, выходящего с детектора. Его можно использовать как для получения информации о частицах, которые попадают в сцинтиллятор, так и о свойствах сцинтиллятора.

Рассмотрим характерные особенности амплитудного спектра импульсов сцинтиллятора (рис. 6).

Параметром, характеризующим излучение в таком спектрометре, будет энергия частицы  $E$ , параметром, характеризующим сигнал – амплитуда импульса. Аппаратная форма линии спектрометра будет представлять собой спектр амплитуд импульсов, получающийся при исследовании моноэнергетического излучения. В общем случае этот спектр является непрерывным распределением с некоторым количеством пиков – более или менее узких колоколообразных распределений. Именно по параметрам таких пиков восстанавливается характеристика излучения.

В конце амплитудного спектра импульсов ( $E=E_\gamma$ ,  $A=A_0$ ) присутствует пик, соответствующий полному поглощению энергии детектором.

Неполное поглощение энергии может привести к общему смещению пика полного поглощения в область меньших амплитуд, увеличению ширины пика, его асимметрии, образованию непрерывного распределения и дополнительных пиков в области меньших амплитуд. Неполное поглощение энергии излучения в детекторе связано обычно с потерями энергии на пути к

детектору или утечкой части энергии из чувствительного объема детектора: энергия частицы полностью не поглощается в детекторе, и частица вылетает из него, унося часть энергии.

Рассмотрим подробнее процессы, приводящие к образованию  $E_{\gamma} - E_K^*$  дополнительных пиков на кривой амплитудного спектра импульсов ( $E < E_{\gamma}$ ).

В области, соответствующей поглощенной энергии  $E = 200 - 250$  КэВ, наблюдается пик обратного рассеяния. Его образуют  $\gamma$ -кванты, рассеянные на пути к детектору на большие углы и попавшие затем на чувствительный объем детектора. При углах рассеяния больше  $150^\circ$  энергия рассеянных квантов практически не зависит от угла рассеяния и близка:

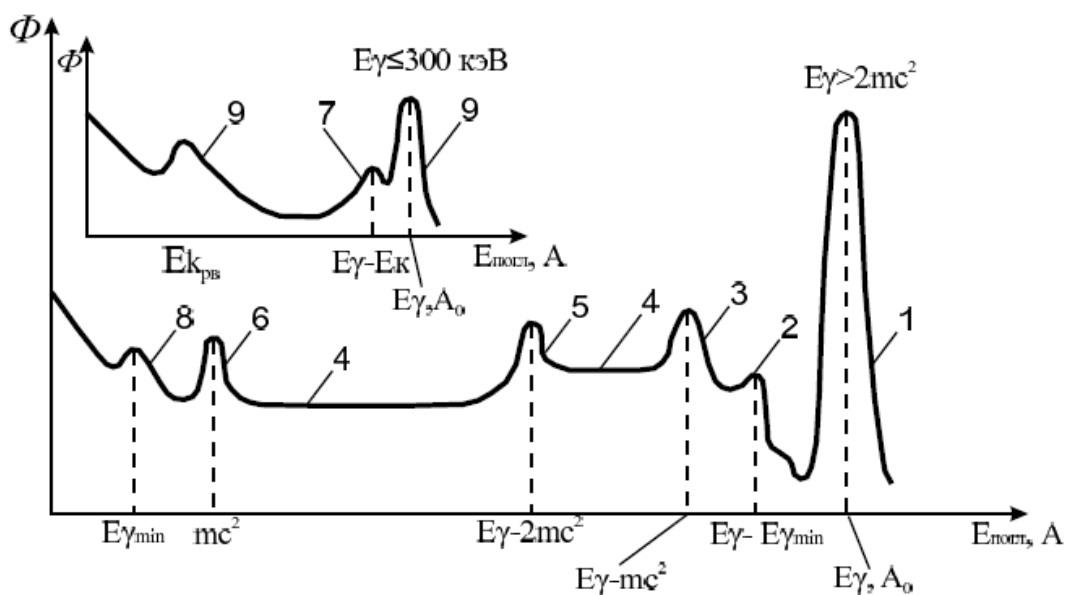
$$E'_{\gamma min} = \frac{mc^2}{mc^2/E_{\gamma} + 2}$$

В области, соответствующей, регистрируется пик утечки. Его образование характерно при изучении  $\gamma$ -квантов низких энергий, когда основным видом взаимодействия излучения с веществом является фотоэффект, причем из-за большого сечения фотоэффекта, он происходит в основном у поверхности детектора. Фотоэффект сопровождается образованием электронов и рентгеновских квантов, и поскольку они образуются у поверхности детектора, то вероятность их утечки из чувствительного объема детектора высока. Утечка электронов приводит к поднятию левого крыла пика. Утечка рентгеновских квантов – к образованию пика утечки.

Комптовское рассеяние гамма-квантов также приводит к утечке энергии:

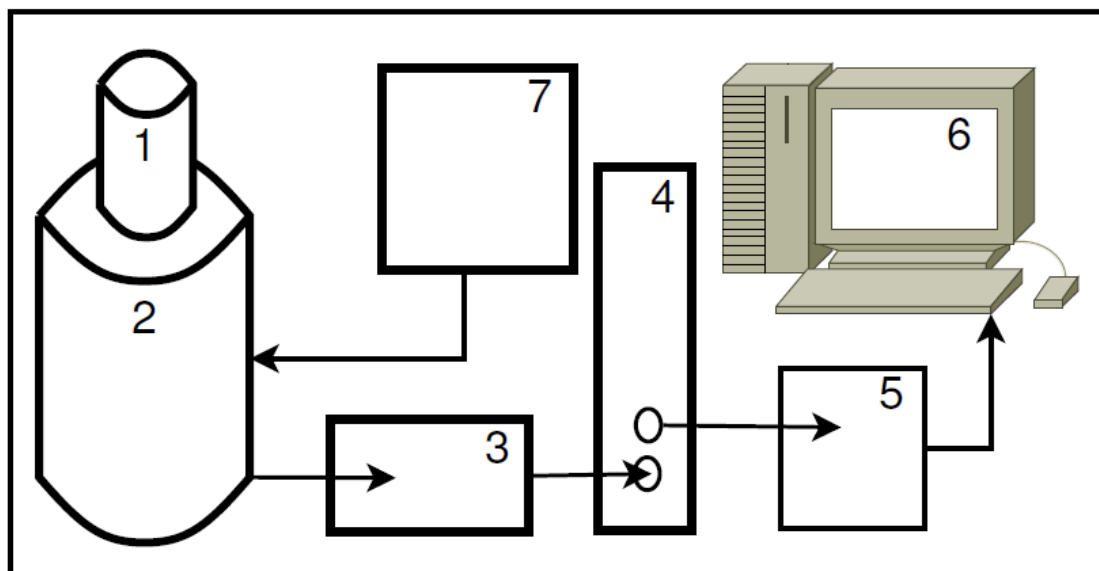
$$E = E'_{\gamma} = \frac{mc^2}{mc^2/E_{\gamma} + (1 - \cos\theta)}$$

При этом минимальной энергия кванта  $E'_{\gamma min}$  будет в случае обратного рассеяния, то есть при  $\sigma = \pi$ . При  $E_{\gamma} \gg mc^2$   $E'_{\gamma min} = mc^2/2 = 250$  КэВ. Амплитуды сигналов при этом имеют непрерывное распределение, соответствующее поглощению энергии электронов в области:  $0 - (E_{\gamma} - E'_{\gamma min})$ , комптоновский континуум. Распределение является почти равномерным с подъемом вблизи  $(E_{\gamma} - E'_{\gamma min})$ , который называется комптоновским пиком.



**Рис. 6.** Амплитудные спектр импульсов спектрометров гамма-излучения с кристаллами NaI(Tl) и Ge(Li): 1 – пик полного поглощения, 2 – комптоновский пик, 3 – пик одиночного вылета, 4 – комптоновский континуум, 5 – пик двойного вылета, 6 – пик аннигиляционного излучения, 7 – пик утечки характеристического излучения из сцинтиллятора, 8 – пик обратного рассеяния, 9 – пик характеристического излучения защиты.

### Экспериментальная установка



**Рис. 7.** Установка для измерения амплитудных спектров импульсов (1 – сцинтиллятор; 2 – ФЭУ-39А, 3 – предусилитель, 4 – спектрометрический усилитель Ortec 570, 5-высокоточный АЦП «Аспект» АЦП-8К-В2, 6 – персональный компьютер; 7 – блок питания ФЭУ).

На рис. 7 изображена установка для измерения амплитудных спектров импульсов. Для регистрации вспышек сцинтиллятора используется ФЭУ-39А, усиление сигнала происходит с помощью спектрометрического усилителя Ortec 570, с максимальным коэффициентом усиления 1500. Далее сигнал поступает в плату АЦП «Аспект».

Между сцинтиллятором и ФЭУ находится прозрачная в диапазоне люминесценции сцинтиллятора оптическая смазка, для улучшения светосбора.

Напряжение на ФЭУ регулируется с помощью блока питания. Рекомендуемые значения напряжений, подаваемых на ФЭУ лежат в диапазоне от 400 до 800 В.

В качестве источника гамма-излучения используется калибровочный источник  $^{137}\text{Cs}$ .

Для выполнения работы необходимо изучить основные ручки регулировки усилителя Ortec. Ручка «Gain» регулирует множитель коэффициента усиления, который задается ручкой «Coarse Gain». Изменение величины Gain лежит в пределах от 0,01 до 1,5. Более грубой регулировкой коэффициента усиления является ручка «Coarse gain» (от 20 до 1000). Коэффициент усиления вычисляется умножением параметра «Gain» на «Coarse gain».

Ручка «Shaping time» связана с регулировкой времени интегрирования сигнала, поступающего от ФЭУ, которая зависит прежде всего от длительности свечения сцинтиллятора. Для того, что «собрать» как можно больше света, необходимо выставить как можно большее значение этого параметра. Величина «Shaping time» изменяется от 0,5 до 10 мкс.

После усилителя сигнал поступает в плату АЦП, обрабатывается ей и выводится на экран в программе Angamma.

Для измерения  $\gamma$ -спектров, а также параметров ФЭУ и сцинтилляторов регистрируются и обрабатываются амплитудные распределения импульсов на выходе линейного усилителя. Для этого применяется метод многоканального амплитудного анализа, суть которого изложена ниже. Исследуемый диапазон амплитуд разбивается на конечное число равных участков (в нашем случае 256), каждому из которых присваивается порядковый номер; эти участки называются каналами. Амплитуда каждого импульса, поступившего на вход АЦП, измеряется и определяется соответствующий ей номер канала, после

чего содержимое канала увеличивается на 1. Таким образом, за одинаковое для всех каналов время подсчитывается число импульсов, амплитуда которых лежит в пределах каждого канала и по окончании измерений непрерывное амплитудное распределение представляется в виде дискретного распределения (гистограммы). По оси абсцисс этого распределения отложены номера каналов (амплитуды), а по оси ординат – число отсчетов в каналах.

В дальнейшем это распределение обрабатывается с использованием методов математической статистики, в результате чего гистограмма аппроксимируется плавной кривой с использованием той или иной математической модели. В частности, в данной работе амплитудные распределения, соответствующие  $\gamma$ -линиям и светоизлучателю, аппроксимируются функцией Гаусса с учетом линейного фона в окрестности.

Необходимо знать полезные сочетания клавиш при работе с этой программой:

- 1) F2 – очистка буфера
- 2) F3 – старт набора
- 3) Alt-F3 – остановка набора
- 4) F4 – чтение спектра из буфера
- 5) Alt-F4 – передача спектра в буфер АЦП
- 6) Shift-F2 – задание параметров АЦП
- 7) Shift-F3 – задание параметров режима
- 8) Alt-V – наблюдение во время набора.
- 9) Shift-F5 – ввести комментарий
- 10) F5 – сохранить спектр в файл.

Спектры сохраняются в бинарный файл с расширением .src. Формат файла бинарный. Основная структура файла следующая:

- 1) 80 и 81 байты – номер первого канала, 82, 83 – номер последнего канала.
- 2) С 256 по 512 байт – комментарий. Он состоит из четырех строк по 64 байта.
- 3) Далее идут данные, количество байт эквивалентно числу каналов, которые можно вычислить, вычитая из номера последнего канала номер первого.

Пример C-подобного кода чтения файла приведен ниже:

```
file fScan;  
  
int ierr, ipos;
```



```
ushort Max_Channel_Global= 4096;

ushort n_Points;

string ddi;

/*
Открываем бинарный файл для чтения
*/

ipos = fScan.Seek(80, file::current);

// Мин. и макс. номер канала

ushort First_Ch, Last_Ch;

ierr = fScan.Read(&First_Ch, 2);

ierr = fScan.Read(&Last_Ch, 2);

if (Last_Ch-First_Ch+1>Max_Channel_Global)
    n_Points=Max_Channel_Global;
else
    n_Points=Last_Ch-First_Ch+1;

printf ("Number of first channel %d\n", First_Ch);

printf ("Number of the last channel %d\n", Last_Ch);
```

```
printf ("Number of points %d\n", n_Points);

// Пропуск 256-84=172 bytes

ipos=fScan.Seek(172, file::current);

// Читаем комментарий Размер=512-256=256 байт

string rrr="";

for (int ff=1;ff<257;ff++)

    {

        ierr=fScan.Read(&ddi, 1);

        if (ff==64) printf("\n", ddi);

    else

        if (ff==128) printf("\n", ddi);

    else

        if (ff==192) printf("\n", ddi) ;

    else

        printf(ddi);

    }
```

```
printf("\n", rrr);

printf("---End log--- \n", rrr);

//Читаем данные
for(int jj = 0; jj < n_Points; jj++)

    {

        ushort fCounts;

        ierr = fScan.Read(&fCounts, 4);

        int dsChannel[jj] = jj+1;

        //Номер канала

        ushort dsCounts[jj] = fCounts;

        // Амплитуда

    }
```

### **Порядок выполнения работы**

#### **Задание 1. Изучение зависимости амплитуды спектра от коэффициента усиления**

- 1) Откройте программу Angamma. Изучите меню и основные настройки программы.
- 2) Поместите исследуемый сцинтиллятор на ФЭУ. Подайте напряжение 570 В на ФЭУ. Включите питание у блока усилителя.
- 3) Поместите калибровочный источник над блоком, в котором находится сцинтиллятор.

- 4) Запустите накопление спектра.
- 5) После того, как в пике полного поглощения накопится 500 событий запишите спектр и измените коэффициент усиления ручкой «Coarse gain».
- 6) Запишите получившийся спектр.
- 7) Проведите измерение для 5 различных коэффициентов усиления.

### **Задание 2. Изучение зависимости амплитуды спектра от напряжения на ФЭУ**

- 1) Выключите питание усилителя.
- 2) Измените напряжение на ФЭУ на 500 В.
- 3) Включите питание усилителя. Выберите оптимальный коэффициент усиления.
- 4) Запишите получившийся спектр.
- 5) Изменяя напряжение с шагом 20 В измерьте амплитудные спектры импульсов, поднимая напряжение вплоть до 600 В. Запишите получившиеся спектры.

### **Задание 3. Изучение зависимости амплитуды спектра от shaping time усилителя**

- 1) Установите питание на ФЭУ в 500 В.
- 2) С shaping time равным 10 мкс запишите спектр.
- 3) Меняя значение shaping time запишите спектры для 5 различных времен интегрирования.

### **Задание 4. Анализ файла данных**

- 1) Напишите программу для конвертации бинарных файлов формата .src в ASCII формат.
- 2) Постройте получившиеся графики.

### **Задание 5. Анализ полученных данных**

- 1) Для полученных в Заданиях 1 – 3 данных определите амплитуду и энергетическое разрешение пика полного поглощения.
- 2) Постройте зависимость амплитуды и энергетического разрешения от коэффициента усиления, напряжения на ФЭУ и величины Shaping time

соответственно.

- 3) Объясните полученную зависимость.
- 4) По амплитудному спектру импульсов рассчитайте величину энергии Комптоновского края, пика обратного рассеяния и пика характеристического рентгеновского излучения. Объясните природу этих пиков. Сравните полученные энергии с рассчитанными теоретически.

**Задание 6. Определение неизвестного источника гамма-излучения по калибровочному спектру, полученному с помощью источника  $^{137}\text{Cs}$**

- 1) Поместите на сцинтиллятор вместо калибровочного источника  $^{137}\text{Cs}$  неизвестный источник. Снимите его амплитудный спектр импульсов при тех же параметрах, для которых снимался спектр  $^{137}\text{Cs}$ .
- 2) Определите энергию  $\gamma$ -излучения по пику полного поглощения. Рассчитайте энергетическое разрешение пика полного поглощения.
- 3) По таблице в приложении 1 определите неизвестный источник.

**Задание 7. Зависимость энергетического разрешения сцинтиллятора от поглощенной энергии**

- 4) Снимите спектры амплитуд импульсов следующих калибровочных источников –  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ .
- 5) Определите энергии  $\gamma$ -излучения по пику полного поглощения. Рассчитайте энергетическое разрешение пика полного поглощения.
- 6) Постройте зависимость энергетического разрешения сцинтиллятора от величины поглощенной энергии. Сделайте выводы.

**Контрольные вопросы**

- 1) Для чего измеряются амплитудные спектры импульсов? Как зависит вид спектра от размера сцинтиллятора?
- 2) При каком угле комптоновского рассеяния гамма-кванта на покоящемся электроны электрон получает максимальную кинетическую энергию?
- 3) Как с изменением энергии частицы изменяется энергетическое разрешение детектора?
- 4) Какие особенности спектрометрии гамма-квантов с использованием неорганического сцинтилляционного детектора? На что влияет плотность сцинтиллятора?
- 5) Чем определяется энергетическое разрешение сцинтиллятора?

## Приложение 1. Источники радионуклидные эталонные фотонного излучения

Радионуклид	№	Активность, кБк	Период полураспада	Е, МэВ	Выход, %
<sup>22</sup> Na	308-07	106,6	2,602 года	1,27454	99,95
				0,511	181,1
<sup>54</sup> Mn	309-07	91,1	312,3 дня	0,83481	99,98
<sup>57</sup> Co	311-07	93,6	271,4 дня	0,122061	85,2
				0,136471	11,1
<sup>60</sup> Co	312-07	90,9	5,272 года	1,33251	99,98
				1,17322	99,87
<sup>65</sup> Zn	313-07	118,8	244,1 дня	1,11545	50,6
				0,511	2,82
<sup>88</sup> Y	314-07	212,1	106,60 дня	1,83613	99,6
				0,89804	95,1
				2,734	0,43
<sup>109</sup> Cd	315-07	1108	453 дня	0,088035	3,79
<sup>113</sup> Sn	316-07	199,5	115,2 дня	0,391688	64,2
				0,25504	1,5
				0,6389	9,0
				0,6464	1,9
<sup>133</sup> Ba	317-07	45,0	10,5 года	0,35604	61,6
				0,08104	32,5
				0,30271	18,6
				0,38383	8,88
				0,27638	7,03
				0,07967	2,4
0,5316	2,18				
<sup>137</sup> Cs	318-07	101,9	30,174 года	0,66164	85,1
<sup>139</sup> Ce	319-07	155,5	137,63 дня	0,16585	80,1
<sup>152</sup> Eu	320-07	51,7	13,2 года	0,12178	30,8
				0,34430	27,4
				1,40808	20,6
<sup>207</sup> Pb	321-07	53,5	38 лет	0,56967	97,5
				1,06362	74,0

$^{228}\text{Th}$	322-07	88,9	1,913 года	0,23862	44,8
				2,61461	34,5
				0,58317	28,7
$^{241}\text{Am}$	323-07	98,6	432,8 года	0,059536	35,3

### Рекомендуемая литература

1. И. В. Савельев. Курс общей физики. т.3, 2-е изд., перераб. - М.: Наука, Гл. ред. физ-мат. лит., 1982.— 496с.
2. Э. В. Шпольский. Атомная физика. т.1 (7-е изд.), М., Наука, 1984, с. 552.
3. Knoll, G.G. Radiation detection and measurements and 3rd ed. - Wiley, 2000, pp. 860.
4. Волков Н.Г. Христофоров, В.А. Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. Учебное пособие - Энергоатомиздат, 1990, 255 с.
5. <http://www.detectors.saint-gobain.com>
6. Райлли Д. и др. (ред.) PANDA - Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. Справочник, Перевод с английского, ВНИИА, 2007, 720 с. Под редакцией Райлли Д., Энслина Н., Смита Х., Крайнера С. Отчет Комиссии США по ядерному регулированию NUREG/CR-5550.