

**Санкт-Петербургский государственный университет**

**Физический факультет**

*Л.И. Виноградов*

**СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ  
ГАММА-СПЕКТРОМЕТР**

*Методические материалы к дистанционной лабораторной работе*

**Санкт-Петербург, 2008**

## Оглавление

Введение .....	3
1. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра .....	4
2. Типы сцинтилляторов. Механизм возникновения сцинтилляций .....	5
2.1. Основные свойства сцинтилляторов.....	5
2.2. Форма световой вспышки .....	7
2.3. Свойства сцинтиллятора NaI(Tl). Механизм возникновения световой вспышки .....	8
3. Фотоэлектронные умножители .....	12
3.1. Принцип действия ФЭУ .....	12
3.2. Катод ФЭУ .....	12
3.3. Динодная система ФЭУ.....	14
3.4. Статистические флуктуации в сцинтилляционном детекторе.....	16
3.5. Схема включения ФЭУ .....	17
4. Электронная аппаратура .....	19
5. Форма амплитудного спектра от сцинтилляционного детектора.....	20
5.1. Спектр от заряженных частиц определенной энергии ....	20
5.2. Форма амплитудного спектра при регистрации гамма-квантов.....	21
5.2.1. Амплитудный спектр при фотоэлектрическом поглощении $\gamma$ -квантов.....	21
5.2.2. Амплитудный спектр при комптоновском рассеянии.....	22
5.2.3. Спектр при учете эффекта образования пар .....	23
5.2.4. Спектр амплитуд импульсов с учетом защиты детектора от фона посторонних источников .....	23
5.3. Форма реальных амплитудных спектров. Энергетическое разрешение и эффективность сцинтилляционного детектора.....	24
6. Указания по выполнению работы .....	25
7. Контрольные вопросы .....	26
Литература.....	26
Приложения.....	27

## Введение

Сцинтилляционные детекторы, несмотря на длительную историю их применения, по-прежнему широко используются в ядерной физике, физике высоких энергий, для исследования космического излучения, как в наземных лабораториях, так и на космических аппаратах, и для решения многих других задач. С помощью сцинтилляционного метода было сделано, например, такое важное открытие, как обнаружение нейтрино. Широкое применение сцинтилляционная техника нашла и в других отраслях науки: геологии (активационный анализ, поиски полезных ископаемых, определение возраста пород), биологии, медицине. Сцинтилляционная техника нашла широкое применение и в производстве:  $\gamma$ -дефектоскопия, различного вида бесконтактные толщиномеры и плотномеры, сигнальные устройства и т.д. Развитие сцинтилляционного метода стимулировало изучение люминесцентных процессов.

Работа сцинтилляционных счетчиков основана на регистрации вспышек света, возникающих в результате взаимодействия того или иного типа излучения с веществами, называемыми люминофорами. Вспышки света регистрируются с помощью светочувствительных устройств (сенсоров), это могут быть: фотоэлектронные умножители (ФЭУ), полупроводниковые фотодиоды или микроканальные пластины (МКП). На выходе сенсора образуется электрический импульс тока, который после усиления и формирования регистрируется электронной аппаратурой.

Широкое использование сцинтилляционных детекторов объясняется такими их свойствами, как:

1. Наличием сцинтилляторов требуемого объема для любого типа излучения:  $\gamma$ -квантов, нейтронов, заряженных частиц.
2. Высокой эффективностью регистрации (сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaJ(Tl) регистрирует 20 — 40% от числа попадающих на него  $\gamma$ -квантов энергией 662 кэВ, в то время как счетчик Гейгера-Мюллера в тех же условиях регистрирует лишь 0,5% попавших на него квантов);
3. Высоким временным разрешением ( $10^{-7}$  —  $10^{-9}$  сек.);
4. Относительно простой и дешевой электроникой.

К числу недостатков сцинтилляционного метода следует отнести низкую разрешающую способность по энергии (6–8% , в лучшем случае, при энергии  $\gamma$ -квантов 662 кэВ) и сложность обработки спектров, полученных на сцинтилляционном спектрометре. Даже в простейшем случае, когда изотоп излучает  $\gamma$ -кванты одной энергии, амплитудный спектр импульсов с детектора имеет довольно сложный вид (рис. 1). Однако для решения многих научных и прикладных задач указанные недостатки не являются существенными.

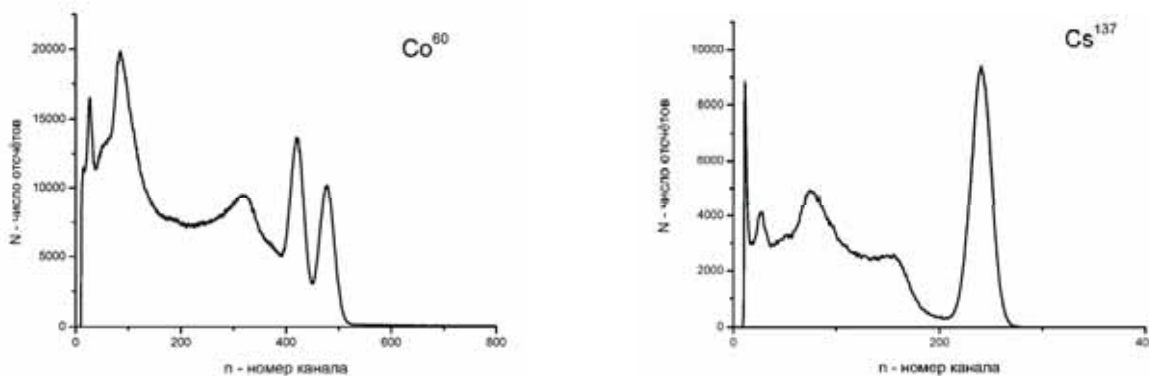


Рис. 1. Амплитудные спектры  $\gamma$ -лучей изотопов  $Cs^{137}$  ( $E_{\gamma} = 662$  кэВ) и  $Co^{60}$  ( $E_{\gamma 1} = 1173$  кэВ и  $E_{\gamma 2} = 1332$  кэВ), измеренные спектрометром с кристаллом-сцинтиллятором NaJ(Tl) (по вертикальной оси – число импульсов с данной амплитудой, по горизонтальной – номер канала (амплитуда)).

## 1. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра

На рис. 2 показана блок-схема простейшего однокристалльного сцинтилляционного спектрометра, в котором в качестве светочувствительного сенсора используется ФЭУ. Такого типа спектрометр используется в данной работе. Основными элементами сцинтилляционного спектрометра являются: сцинтиллятор 1, фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), эмиттерный повторитель 2 (может отсутствовать), спектрометрический усилитель 3, анализирующее 4 (АЦП) и регистрирующее 5 (компьютер) устройства. Для питания ФЭУ используется стабильный высоковольтный источник 6, обеспечивающий постоянство напряжения на электродах ФЭУ в пределах не ниже 0,1%.

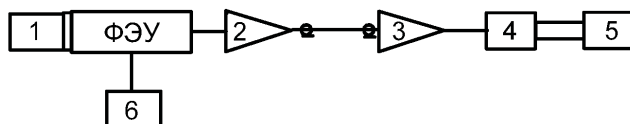


Рис. 2. Блок-схема сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра.

Сцинтилляционный кристалл и ФЭУ помещаются в светонепроницаемую оболочку. Это может быть металлический кожух или светонепроницаемая пленка-скотч, которой обматывают сцинтиллятор, светопровод и места соединения сцинтиллятора и ФЭУ. Между сцинтиллятором и входным окном ФЭУ должен быть обеспечен хороший оптический контакт для более полного собирания света на фотокатоде ФЭУ. Это достигается использованием специальных силиконовых масел высокой вязкости. В том случае, если детектор должен работать в магнитном поле, между сцинтиллятором и ФЭУ ставится светопровод, с помощью которого ФЭУ, режим работы которого зависит от напряженности магнитного поля, удаляется из магнитного поля. Рассмотрим более подробно процессы, происходящие в основных элементах сцинтилляционного детектора.

## 2. Типы сцинтилляторов. Механизм возникновения сцинтилляций

### 2.1. Основные свойства сцинтилляторов

Поглощение энергии веществом и ее последующее испускание в виде видимого или близкого к видимому свету излучения известно как люминесценция. Причинами, вызывающими люминесценцию, могут быть свет, нагревание, механические напряжения, химические реакции и воздействия заряженных частиц на вещество — люминофор. Вспышки света, вызванные заряженными частицами или гамма-квантами, обычно называют сцинтилляциями. Если вспышка света сравнительно короткая и следует без задержки за прохождением частицы в веществе, то такой процесс называется флуоресценцией. Это быстрый компонент сцинтилляции, который и представляет интерес для детектирования. В сцинтилляции может присутствовать процесс фосфоресценции, который характеризуется испусканием излучения с большими длинами волн и длящийся более продолжительное время. В некоторых веществах может наблюдаться задержанная флуоресценция, для которой характерны те же длительности световых импульсов, как и во флуоресценции, но они возникают через некоторый промежуток времени после быстрого компонента (медленный компонент). Чтобы использовать то или иное вещество в качестве сцинтиллятора, это вещество должно обладать рядом свойств:

1. Обладать высокой конверсионной эффективностью (высоким энергетическим выходом), т.е. доля поглощённой энергии, которая идет на образование вспышки, должна быть как можно выше. Это отношение для реальных сцинтилляторов лежит в пределах от долей процента до 10-15 процентов.
2. Преобразование энергии в световую вспышку должно быть линейным. Световой выход (число фотонов в сцинтилляции) должен быть пропорционален поглощенной энергии для широкого диапазона энергии. В этом пункте сцинтилляционные детекторы существенно уступают детекторам, работающим на ионизационном принципе.
3. Вещество сцинтиллятора должно быть прозрачно к собственному излучению, чтобы оно могло выйти из сцинтиллятора и попасть на сенсор (ФЭУ).
4. Длительность вспышки должна быть достаточно короткой, чтобы обеспечить необходимое быстродействие. Диапазон длин волн излучения должен как можно лучше перекрываться со спектром поглощения сенсора (фотокатода).

В настоящее время разработано много различных видов сцинтилляторов в той или иной мере удовлетворяющих перечисленным требованиям. Это могут быть вещества находящиеся в различных агрегатных состояниях: твердом (кристаллическом), жидком или газообразном состоянии. По структурному строению сцинтилляторы подразделяются на две большие группы органические и

Таблица 1. Свойства сцинтилляторов.

Сцинтиллятор	Световой выход, $\eta$ (%)	Энерг. выход $\eta$	Плотн. $\rho$ (г/см <sup>3</sup> )	Zср.	$\tau$ ( $\tau_1$ ) (нс)	$\lambda_{\max}$ (нм)	$h\nu_{\max}$ (эВ)	Пок. прел.
Антрацен (C <sub>14</sub> H <sub>10</sub> )	100	0.034	1.25	3.9	30 (2)	447	2.77	1.62
Стильбен (C <sub>14</sub> H <sub>12</sub> )	50	0.030	1.16	4.0	4.5 (0.1)	410	3.03	1.626
NE-102A, пластик	65	0.01	1.032	~ 5	2.4 (0.6)	423	2.93	1.58
NaI(Tl)	<sup>230</sup> (антр.) 100	0.16±0.01	3.67	~ 32	230 (6)	415	2.99	1.85
CsI(Tl)	171	0.06	4.51	~ 54	680 (64%) 3.34 (36%) (22)	540	2.30	1.80
BGO (Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub> )	22	0.013	7.13	30	300	480	2.58	2.15
ZnS(Ag) (поликрист.)	-	0.2	4.09	23	200	450	2.76	2.36

неорганические. Неорганические сцинтилляторы характеризуются высоким световым выходом и хорошей линейностью, но, как правило, обладают более длительными временами высвечивания, т.е. являются медленными сцинтилляторами по сравнению с органическими сцинтилляторами. Органические сцинтилляторы более быстрые, но обладают малым световым выходом. В зависимости от области применения выбирается тот или иной сцинтиллятор: для гамма-спектрометрии более предпочтительны неорганические сцинтилляторы, обладающие высокой плотностью и большими значениями  $Z$ , составляющих их веществ. Для временных исследований, для спектрометрии электронов и нейтронов выбор делается в пользу органических сцинтилляторов. В таблице 1 приведены свойства некоторых широко используемых сцинтилляторов, трех органических и четырех неорганических. Важнейшие характеристики световой выход и энергетический выход сцинтилляции. Для органических сцинтилляторов световой выход берется относительно светового выхода в кристалле антрацена, для неорганических – относительно выхода в NaI(Tl). Данные в таблице приведены для возбуждения сцинтилляторов быстрыми электронами при комнатной температуре. В общем случае световой и энергетический выход зависят как от типа излучения, так и от энергии. Световой выход при облучения электронами существенно выше по сравнению со случаем протонов или альфа- частиц и эта диспропорция наиболее выражена для органических кристаллов. Отношение световых выходов при возбуждении альфа-частицами и быстрыми электронами (так называемое  $\alpha/\beta$ -отношение) для всех видов органических сцинтилляторов примерно одинаково и составляет 0,1. Это отношение для неорганических сцинтилляторов существенно выше, например, для NaI(Tl) и CsI(Tl) оно

равно 0,5. Неорганические сцинтилляторы обладают большей линейностью по сравнению с органическими сцинтилляторами. Более подробные сведения можно посмотреть в рекомендуемой литературе. Следующие столбцы таблицы это плотность и средний заряд вещества. Очевидна разница между органическими и неорганическими сцинтилляторами.

## 2.2. Форма световой вспышки

Существенная разница наблюдается и для постоянных времени  $\tau_1$  и  $\tau$ , характеризующих скорость нарастания и спада вспышки. Остановимся на этих параметрах более подробно. В развитии сцинтилляционной вспышки можно выделить три стадии: 1) передача энергии от налетающей частицы веществу сцинтиллятора (торможение заряженной частицы в веществе); 2) передача части этой энергии центрам свечения, их возбуждение (сложный процесс, в котором могут быть задействованы различные механизмы); 3) снятие возбуждения центров свечения путем испускания фотонов. На первой стадии частица тормозится, возбуждая и ионизируя среду. В этом процессе образуются так называемые  $\delta$ -электроны ( $\sim 1$  кэВ), которые, в свою очередь, могут возбуждать и ионизировать вещество сцинтиллятора. На второй стадии происходит как бы разгорание сцинтиллятора, число возбужденных центров достигает максимума за промежуток времени, определяемый некоей постоянной времени  $\tau_1$ . Высвечивание фотонов, как уже говорилось, происходит с постоянной времени  $\tau$ . Форма светового импульса в этом случае может быть представлена в следующем виде:

$$I(t) = I_0 \left( e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right). \quad (1)$$

Учитывая, что  $\tau > \tau_1$  форма светового импульса при малых  $t$  определяется функцией:  $1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}}$ , а при больших  $t$ :  $e^{-\frac{t}{\tau}}$ , т. е. передний фронт светового импульса определяется постоянной времени  $\tau_1$ , а спад постоянной  $\tau$ , см. рис. 5а. Приведенное выше выражение описывает так называемый быстрый компонент вспышки, наряду с быстрым компонентом, могут присутствовать и более медленные компоненты. У органических сцинтилляторов вспышки состоят, в основном, из флуоресценции – быстрой компоненты, только в ряде случаев наблюдается задержанная флуоресценция с  $\tau_2 \sim 400$  нс (стильбен, антрацен). В неорганических сцинтилляторах, как правило, присутствуют медленные компоненты вспышки с разными характерными временами спада вплоть до десятков минут и более. Так для NaI(Tl), а это наиболее изученный сцинтиллятор (используется с 1948 года!), обнаружено порядка десятка медленных компонент и, в частности, фосфоресценция с характерным временем 0,15 с, которая отвечает за 9% всего светового выхода из кристалла. Наличие медленных компонент приводит к так называемому послесвечению кристалла, что накладывает



ограничения на работу таких сцинтилляторов в интенсивных потоках излучений. Наличие у части органических сцинтилляторов медленной компоненты, а также её зависимость от типа регистрируемого излучения, позволяет разделить сигналы, например, от  $\gamma$ -квантов и нейтронов. Широко применяется для этих целей органический сцинтиллятор стильбен.

### 2.3. Свойства сцинтиллятора NaI(Tl). Механизм возникновения световой вспышки

Одним из самых лучших неорганических сцинтилляторов для гамма спектрометрии является кристалл NaI(Tl) (читается как натрий йод, активированный таллием). Кристалл этого типа используется в данной работе. Кристалл гигроскопичен, поэтому всегда упаковывается в герметичную оболочку. Типичная форма упаковки – цилиндр, у которого один торец (окно) делается прозрачным для выхода фотонов сцинтилляционной вспышки из кристалла. Другие поверхности кристалла, для обеспечения лучшего собирания света, покрываются светоотражательными материалами, например порошками MgO или  $Al_2O_3$ , см. рис. 3.



Рис. 3. Схематическое устройство сцинтилляционного детектора.

Данный сцинтиллятор может быть изготовлен в двух формах: в виде монокристаллов или в поликристаллическом виде. С точки зрения возникновения вспышек света и прозрачности обе формы одинаковы, но поликристаллический NaI(Tl) более прочен и не подвержен растрескиванию, что важно для применения в полевых условиях или в космических исследованиях.

Рассмотрим, в общих чертах, механизм возникновения светового импульса в твердом неорганическом кристаллическом сцинтилляторе, к сцинтилляторам такого типа принадлежит NaI(Tl). Будем использовать представления зонной теории строения кристаллов. Эти представления суммированы на рис. 4.

Под действием быстрой заряженной частицы и вторичных  $\delta$ -электронов электроны основного вещества кристалла переходят из валентной зоны в зону проводимости (левая часть рис. 4). Происходит возбуждение кристалла. Физически это означает отрыв электронов от узлов кристаллической решетки, т.е. их ионизацию (образуется дырка-отсутствие электрона). Электроны и дырки дви-



гаются в кристалле в данном случае независимо. Возвращение электронов в валентную зону напрямую и рекомбинация их с дырками является маловероятным процессом. Однако, если это имеет место, то излучается фотон в ультрафиолетовой области с  $\lambda \leq 155$  нм. Напомним, что видимая область спектра занимает диапазон длин волн от 380 нм до 780 нм. Приведем также значение произведения фундаментальных констант постоянной Планка и скорости света:

$$hc = \lambda E_\lambda \cong 1240 \text{ (эВ}\cdot\text{нм)}. \quad (2)$$

Рекомендуется запомнить это выражение. Зная энергию фотона можно легко получить соответствующую длину волны и наоборот. Легко убедиться, что видимой области света соответствует диапазон энергий фотонов  $E_\lambda = 3,26 - 1,59$  эВ. Итак, если фотон с  $\lambda \leq 155$  нм излучается, то вероятность зарегистрировать его ФЭУ ничтожна, так как спектральная чувствительность фотокатодов, как правило, лежит в видимой области и вблизи этой области. Более того, вероятность выхода фотона с энергией  $\geq 8$  эВ из кристалла маловероятна, так как двигаясь в среде, фотон может провзаимодействовать с электроном в валентной зоне, и поднять его в зону проводимости, т.е. будет иметь место самопоглощение излучения в кристалле. Для того, чтобы избежать самопоглощения и для смещения спектра излучения в видимую область, в кристалл-матрицу вводят примесные атомы – активаторы, энергетические уровни которых лежат в запрещенной зоне. В правой части рис. 4 схематически показана система уровней атомов Tl – активатора для кристалла NaI.

Процесс снятия возбуждения кристалла при наличии атомов активатора выглядит теперь следующим образом: дырки дрейфуют по кристаллу и вблизи атома-активатора одна из них нейтрализуется, захватывая электрон от атома активатора, тем самым, ионизируя его. Электроны независимо дрейфуют по кристаллу и один из них, встретив ионизированный атом активатора, нейтрализует и возбуждает его. Возбуждение активаторного центра снимается путём испускания фотона. Этот фотон практически не поглощается в среде (примесных атомов мало, а энергия недостаточна для перевода электрона из валентной зоны

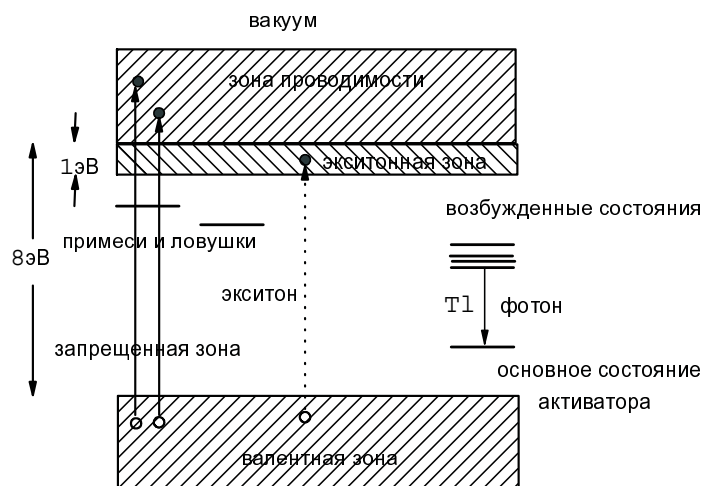


Рис. 4. Энергетическая диаграмма кристаллического сцинтиллятора с внедрёнными атомами талия – активатора.

в зону проводимости), выходит из кристалла и попадает на ФЭУ. Типичные времена дрейфа электронов и дырок наносекунды, а времена высвечивания возбужденных атомов 50-500 нс. Эти длительности и обуславливают постоянные  $\tau$ ,  $\tau_1$ , приведенные в таблице 1.

Если энергия, переданная узлу кристаллической решётки, недостаточна для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости (т.е. полностью оторвать электрон от узла не удастся), то может образоваться экситон, связанное состояние электрона и дырки. В средней части рисунка 4 показана такая пара – экситон. Двигаясь по кристаллу, экситон может столкнуться с атомом активатором, в результате электрон окажется в валентной зоне, а атом активатора в возбуждённом состоянии, что приведёт к излучению фотонов в видимой области спектра.

При возбуждении атомов активаторов могут возбуждаться состояния, разрядка которых запрещена правилами отбора. В результате теплового движения может произойти переход атомов в состояния, с которых разрядка в основное состояние разрешена. Таким образом, возникает задержанная флуоресценция.

Приведенные примеры далеко не исчерпывают все механизмы снятия возбуждения в кристалле. Существуют механизмы нерадикационного снятия возбуждения, которые не приводят к излучению фотонов. Это так называемые процессы тушения вспышки, которые уменьшают световой выход сцинтиллятора.

Приведём числовой пример 1. Зададимся вопросом: сколько образуется фотонов во вспышке в сцинтилляторе NaI(Tl), если в нем поглотилась энергия равная 1 МэВ при прохождении заряженной частицы? Из таблицы 1 берём величину абсолютного энергетического выхода в сцинтилляции, выход равен 16%. Следовательно, 160 кэВ пойдёт на образование фотонов. Считаем, что ис-

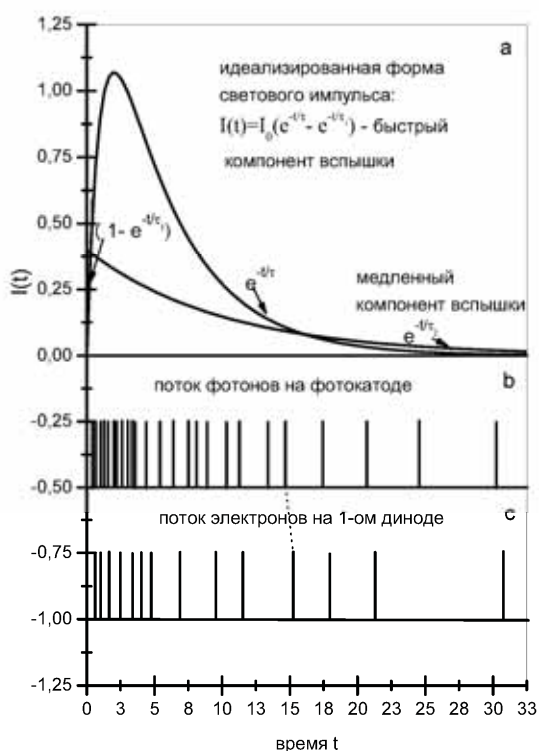


Рис. 5. Идеализированная форма световой вспышки (а), создаваемая потоком фотонов (b), (с) – поток электронов на первом диноде.

пускаются фотоны с  $\lambda=415$  нм, что соответствует максимуму в спектре излучения сцинтиллятора. Этой длине волны соответствует энергия 3 эВ. Таких фотонов будет испущено  $160 \cdot 10^3 / 3 \approx 5,3 \cdot 10^4$ . Эти фотоны и есть световой импульс, изображенный на рисунке 5а и б, где вертикальными отрезками прямых показан поток фотонов, выходящих из кристалла и попадающих на катод ФЭУ.

В данной работе будут изучаться гамма спектры. А как регистрируются гамма кванты сцинтиллятором, если они, в отличие от заряженных частиц, не производят ионизации? Такой же вопрос может быть задан и относительно регистрации нейтронов. Ответ состоит в следующем: регистрация гамма квантов и нейтронов происходит за счёт регистрации продуктов взаимодействия гамма квантов и нейтронов с веществом сцинтиллятора, которые обладают зарядом.

Это электроны, возникающие при взаимодействии гамма-квантов с веществом в результате либо фотоэффекта, либо комптоновского рассеяния или процесса образования пар. В случае быстрых нейтронов это могут быть протоны отдачи в органических сцинтилляторах, которые образуются при упругом рассеянии нейтронов на водороде, входящем в состав органических сцинтилляторов. Тепловые нейтроны можно регистрировать с помощью ядерных реакций, например, (n, $\alpha$ ) на ядрах лития ( ${}^6\text{Li}$ ) или бора ( ${}^{10}\text{B}$ ) которые специально вводят в сцинтилляторы на основе силикатного стекла и активатора с атомами церия Се.

Альфа-частицы и другие тяжелые заряженные частицы обычно регистрируются тонкими слоями микрокристаллов ZnS(Ag), ZnS(Cu), ZnO.

Рассмотрение механизма образования сцинтилляционных вспышек в органических сцинтилляторах выходит за рамки данной лабораторной работы, однако, в учебной лаборатории сцинтилляторы этого типа используются, например, для регистрации электронов, поэтому кратко остановимся на этом вопросе. В неорганических сцинтилляторах, как уже показано выше, механизм вспышки определяется кристаллической структурой сцинтиллятора. С разрушением этой структуры (например, расплавив кристалл) будут потеряны сцинтилляционные свойства. В органических сцинтилляторах образование фотонов вспышки слабо зависит от агрегатного состояния вещества, так как связано с возбуждением и снятием возбуждения электронных состояний в отдельных молекулах [1,6]. Так же, как и для неорганических сцинтилляторов, можно выделить последовательные стадии в развитии световой вспышки:

- 1) Возбуждение молекул основного вещества – матрицы налетающей заряженной частицей,
- 2) Перенос части этой энергии к молекулам – центрам свечения,
- 3) Высвечивание фотонов.

Эти процессы занимают существенно меньшие промежутки времени в органических сцинтилляторах, по сравнению с неорганическими сцинтилляторами, см. таблицу 1. Чистые органические кристаллы антрацена и стильбена используются на практике для регистрации электронов и нейтронов.

При изготовлении пластических сцинтилляторов в качестве основы применяют полистирол, поливинилтолуол и ряд других углеводородов. Сцинтиллирующее вещество, например, тетрафенилбутadiен растворяют в полистироле

(до нескольких процентов по массе), затем проводят процесс полимеризации. Заготовки (по виду напоминающие обычное органическое стекло) легко обрабатываются и полируются. Пластики широко используются в физике высоких энергий для регистрации минимально ионизирующих частиц.

### 3. Фотоэлектронные умножители

#### 3.1. Принцип действия ФЭУ

Фотоэлектронные умножители являются наиболее распространенными сенсорами фотонов сцинтилляционных вспышек и служат для преобразования последних в импульсы электрического тока. Основными элементами ФЭУ являются фотокатод, фокусирующие электроды, динодная система, заканчивающаяся анодом. Вся конструкция ФЭУ помещается, как правило, в стеклянный баллон с высоким вакуумом, см. рисунок 3. Между электродами ФЭУ создаётся ускоряющее поле: каждый последующий электрод находится под более высоким потенциалом относительно предыдущего, тем самым обеспечивается ускорение электронов между электродами ФЭУ, см. рис. 6. Первый электрод ФЭУ это фотокатод, на него, проходя через стекло колбы ФЭУ, попадают фотоны сцинтилляции. Обычное стекло обеспечивает пропускание фотонов с длиной волны большей 350 нм, если требуется понизить порог пропускания до 160 нм, используется кварц, увиолевое или боросиликатное стекло.

Конструктивно фотокатод – это полупрозрачный многокомпонентный светочувствительный слой, напылённый на внутреннюю поверхность торца колбы. Равномерность покрытия фотокатода сильно влияет на амплитудное разрешение ФЭУ.

В результате взаимодействия фотонов с веществом фотокатода из него будут испущены электроны. Поток этих электронов изображен на рис. 5с. Электроны, покинувшие фотокатод, фокусируются и ускоряются в промежутке катод — первый динод до энергии в несколько сот электрон-вольт. Попав на первый динод, электрон выбивает несколько вторичных электронов. Типичное значение коэффициента вторичной эмиссии  $\beta = 4-5$ . Электроны, выбитые из первого динода, ускоряются и фокусируются на втором диноде, где, в свою очередь, вызывают вторичную эмиссию. На следующем диноде процесс размножения электронов продолжается. Как правило, в ФЭУ устанавливается 10-12 динодов. В конце концов, сгусток электронов, приблизительно повторяющий форму сцинтилляционной вспышки, проходит через анодную цепь и создает падение напряжения на сопротивлении нагрузки в цепи анода. Этот импульс напряжения формируется, усиливается и регистрируется электронной аппаратурой.

#### 3.2. Катод ФЭУ

Рассмотрим некоторые детали в работе ФЭУ и начнем с фотокатода. Процесс фотоэмиссии электронов из фотокатода может быть представлен в виде

трёх последовательных стадий: 1) поглощение фотона, с передачей энергии электрону, 2) миграция электрона к поверхности, 3) выход электрона через поверхность в вакуум. Удобно рассмотреть сначала последнюю третью стадию. Для выхода электрона из материала требуется преодолеть некий потенциал. Для металлов этот потенциал равен работе выхода, типичное значение работы выхода для металлов 4-5 эВ (алюминий – 4,08; медь – 4,7; золото – 5,1), что превышает энергию падающих фотонов (3 эВ для фиолетовой области видимого спектра, см. таблицу 1). Для щелочных металлов работа выхода существенно ниже: цезий – 2,1 эВ, калий – 2,3 эВ, по этой причине щелочные металлы широко применяются в качестве компонентов при изготовлении катодов и динодов ФЭУ. В полупроводниковых материалах вместо работы выхода используется понятие аффинити (affinity — сродство), по определению аффинити есть работа по переводу электрона со дна зоны проводимости в вакуум. При изготовлении катодов и в особенности динодов применяются материалы с так называемой отрицательной электронной аффинити (отрицательным электронным сродством). Это понятие будет разьяснено чуть ниже.

При движении электрона к поверхности катода электрон теряет энергию в столкновениях с решеткой и если толщина катода велика, электрон подойдет к поверхности с энергией недостаточной для преодоления потенциала, о котором говорилось выше. Поэтому толщина фотокатодов ограничена в металлах несколькими нанометрами, в полупроводниках десятками нанометров. Катоды такой толщины полупрозрачные плёнки, что приводит к малой вероятности поглощения кванта в плёнке. Важнейшая характеристика фотокатода это квантовая эффективность  $Q_E$ . По определению, это отношение числа испущенных электронов к числу падающих фотонов с данной длиной волны. Квантовая эффективность сильно зависит от длины волны фотона  $Q_E = f(E_\lambda)$ . Для получения максимальной чувствительности ФЭУ спектр излучения кристалла должен перекрываться со спектральной характеристикой катода. Максимальные значения квантовой эффективности лежат в интервале 20-25%. Учёт степени перекрытия спектра излучения и поглощения приводит к средней величине квантовой эффективности порядка 0,1. Т.е. один из десяти фотонов приводит к образованию электрона в вакууме, причем энергия этого электрона очень мала. Материалы с отрицательным электронным сродством позволяют существенно увеличить толщину фотокатода и, следовательно, вероятность взаимодействия фотона в материале катода и выхода электронов. Перечислим основные типы фотокатодов: сурьмяно-цезиевые: Sb – Cs, бищелочные: Sb – Rb – Cs, Sb – K – Cs, мультищелочные: Na – K – Sb – Cs, на основе материалов с отрицательным электронным сродством и другие. Подробные свойства катодов необходимо смотреть в специальной литературе или на сайтах производителей ФЭУ. Отметим здесь очень важное свойство катодов, которое является артефактом – это термоэлектронная эмиссия. Электроны проводимости в металле при комнатной температуре обладают средней энергией 0,025 эВ. Учитывая, что распределение по энергиям имеет ‘хвосты’, и электроны, обладающие достаточной энергией для преодоления потенциального барьера, могут оказаться вблизи поверхности



и выйти в вакуум. Для металлов поток эмитированных электронов мал и составляет  $\sim 100$  ( $1/\text{м}^2 \cdot \text{сек}$ ). Для полупроводниковых катодов этот поток существенно выше:  $\sim 10^2 - 10^4$  ( $1/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ ).

### 3.3. Динодная система ФЭУ

Электроны покидают фотокатод с малыми скоростями и в разных направлениях. Необходимо как можно полнее собрать электроны на первом диноде, придав им значительную энергию (сотни эВ). Это происходит во входной камере ФЭУ, в которой происходит сбор, ускорение и фокусирование электронов на первом диноде. Производятся ФЭУ с различными конфигурациями динодных систем: жалюзийного типа, сетка-коробчатого типа, линейно-фокусирующие (см. рис. 3). Линейно-фокусирующая конструкция получила наибольшее распространение в последнее время из-за хорошего амплитудного и временного разрешения (малый разброс времени пролета электронного сгустка) одновременно. Максимальный коэффициент вторичной эмиссии  $\beta \sim 10$ , для типично используемых материалов при изготовлении динодов: MgO, BeO, Cs<sub>3</sub>Sb, достигается для электронов с энергией порядка 1кэВ, т.е. при междинодной разности потенциалов  $\sim 1000\text{В}$ . На практике, как уже отмечалось, работа происходит со значением  $\beta = 4 - 5$  при существенно меньших разностях потенциалов.

Полный коэффициент усиления для ФЭУ с  $n$  динодами:

$$M = \prod_{i=1}^n \alpha_i \beta_i = \alpha \beta^n, \quad (3)$$

где  $\alpha_i$  – коэффициент, характеризующий сбор вторичных электронов динодами;  $n$  – число умножающих динодов;  $\beta_i$  – коэффициент вторичной эмиссии динода (второе равенство в (3) получается в предположении одинаковости всех  $\beta_i$  и при  $\alpha = \prod \alpha_i$ ).

Пример 2. Пусть  $\alpha \approx 1$  (что справедливо для хорошо спроектированных ФЭУ),  $\beta = 4$ ,  $n = 10$ . Получим коэффициент усиления ФЭУ  $M = 4^{10} \approx 10^6$ .

Если предположить, что коэффициент вторичной эмиссии  $\beta$  пропорционален ускоряющему потенциалу  $\beta \approx U$ , тогда относительная нестабильность ускоряющего напряжения  $\Delta U/U$  будет приводить к  $n$  раз большей нестабильности коэффициента усиления ФЭУ, что следует из формулы (3). Т.е. если необходимо получить стабильность коэффициента усиления ФЭУ на уровне 1%, надо обеспечить стабильность высоковольтного источника напряжения на уровне 0,1%. Эта оценка уже упоминалась в начале описания.

Существенно увеличить коэффициент вторичной эмиссии позволяют диноды, изготовленные из материалов с отрицательным электронным сродством (аффинити). Рассмотрим наиболее распространенный материал на основе фосфида галлия (GaP), в который введена примесь р-типа ( $\sim 10^{19}$  ат/см<sup>3</sup>) атомов цинка, являющихся акцепторами. Если на поверхность такого материала нанес-

ти тонкий (моноатомный) слой атомов цезия (Cs), который обладает электроположительными свойствами, то электроны атомов цезия вблизи поверхности захватываются атомами цинка. В результате образуется двойной электрический слой, состоящий из положительных ионов цезия и отрицательно заряженных ионов цинка. Тем самым создается электрическое поле, способствующее выходу электронов из материала в вакуум. Аналогичный эффект наблюдается и для металлов с нанесенной тонкой плёнкой цезия. Например, работа выхода электронов из вольфрама составляет 4,52 эВ, а с нанесенной плёнкой цезия 1,36 эВ. Если на поверхности металла окажется слой атомов кислорода, которые обладают электроотрицательными свойствами (т.е. способны присоединить электроны из металла), то образуется двойной электрический слой, поле которого препятствует выходу электронов из металла.

На следующих диаграммах рисунка 6 показано образование материала с отрицательным значением аффинити.

На рис. 6а, в левой его части показан процесс возбуждения электрона в зону проводимости. В результате столкновений электрон теряет энергию и за время порядка 100 пикосекунд оказывается на дне зоны проводимости и, в конце концов, может рекомбинировать с дыркой и оказаться в валентной зоне. На рисунке приведена ширина запрещенной зоны (2,3 эВ), а также величина аффинити (3,0 эВ) для полупроводника GaP без слоя цезия. Рис. 6в иллюстрирует влияние моноатомного слоя цезия на энергетическую диаграмму кристалла. Из диаграммы видно, что электроны, оказавшиеся даже на дне зоны проводимости, беспрепятственно проходят через поверхность в вакуум. Наблюдается отрицательное значение величины аффинити. Это приводит к тому, что толщина слоя, из которого электроны могут выходить в вакуум, существенно возрастает и может достигать сотен нанометров (десятых долей микрона). Если такой материал используется в качестве фотокатода, то квантовый выход существенно возрастает за счет более полного поглощения фотонов с последующей эмиссией электронов. В случае применения в качестве материала динодов это ведет к резкому увеличению коэффициента вторичной эмиссии до значений  $\beta = 50-60$ . Если положить  $\beta = 55$ , то в приведенном выше примере 2 число динодов сократится с 10 до 4 при том же коэффициенте усиления ФЭУ.

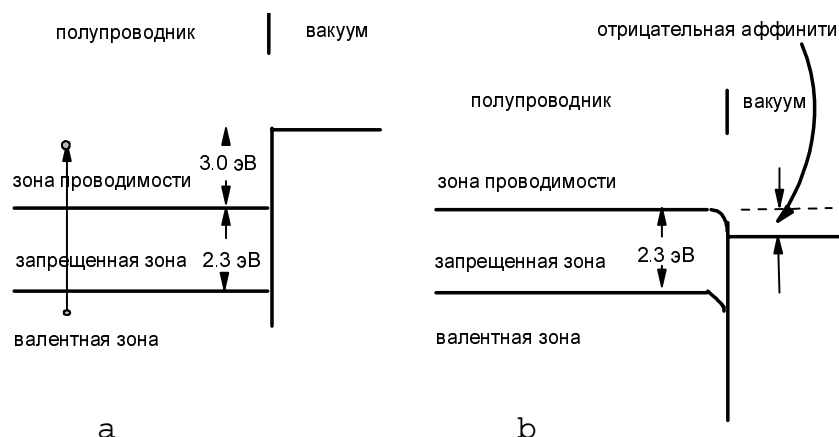


Рис. 6. Образование материала с отрицательным значением сродства (аффинити).



### 3.4. Статистические флуктуации в сцинтилляционном детекторе

Рассмотрим вопрос о статистических флуктуациях в системе, который очень важен при рассмотрении энергетического разрешения сцинтилляционного детектора.

Поток электронов после фотокатода можно считать нестационарным Пуассоновским потоком, т.к. он порождается нестационарным Пуассоновским потоком фотонов сцинтилляционной вспышки. Каждый электрон этого потока порождает, в результате вторичной эмиссии, на первом диноде случайное число вторичных электронов со средним значением  $\beta_1$ . Строго говоря, статистика вторичных электронов уже не является пуассоновской, так как поток вторичных электронов не ординарен (электроны не летят поодиночке). Флуктуации в величине коэффициента усиления (формула 3) связаны с флуктуациями в коэффициентах вторичной эмиссии  $\beta_i$  и, в первую очередь, как мы покажем, с флуктуациями величины  $\beta_1$  для первого динода. Обозначим среднее число испущенных фотонов во вспышке  $N_\phi$ , среднее число электронов на первом диноде  $N_\phi p$ , где коэффициент  $p$  есть произведение вероятностей: вероятности фотону попасть на фотокатод, вероятности фотону ‘родить’ электрон и вероятности электрону попасть на первый динод. Число фотонов подчиняется закону Пуассона. Коэффициент  $p$  не подчиняется простым статистическим законам и подлежит экспериментальному определению. Среднее число электронов попадающих на анод от вспышки обозначим  $N_a$ . Используя (3), можно записать

$$N_a = N_\phi p M = N_\phi p \prod_{i=1}^n \alpha_i \beta_i. \quad (4)$$

Найдем относительную дисперсию в числе электронов на аноде:

$$\frac{D(N_a)}{N_a^2} = \frac{D(N_\phi)}{N_\phi^2} + \frac{D(p)}{p^2} + \frac{1}{N_\phi p} \frac{D(M)}{M^2}. \quad (5)$$

Первое слагаемое, в силу того, что поток фотонов можно считать Пуассоновским, для которого дисперсия в числе отсчетов равняется среднему числу фотонов, может быть переписано в виде:  $1/N_\phi$ , второе слагаемое подлежит измерению. Рассмотрим третье слагаемое.  $M$  – это среднее число электронов на аноде, когда на первый динод падает один электрон.

Коэффициенты вторичной эмиссии динодов считаем независимыми, тогда дисперсию числа электронов на аноде можем выразить в виде суммы парциальных дисперсий от каждого динода (все  $\alpha_i$  можно положить равными единице). Рассмотрим  $k$ -ый динод. На него падает в среднем  $\beta_1 \beta_2 \dots \beta_{k-1}$  электронов, а уходит с него  $\beta_1 \beta_2 \dots \beta_{k-1} \beta_k$  штук с дисперсией  $\beta_1 \beta_2 \dots \beta_{k-1} D(\beta_k)$ . Доходит до

анода  $\beta_1\beta_2\dots\beta_{n-1}\beta_n$  электронов с дисперсией  $\beta_1\beta_2\dots\beta_{k-1}D(\beta_k)\beta_{k+1}^2\dots\beta_n^2$  (помним, что  $D(ax) = a^2D(x)$ ).

$$D(M) = D(\beta_1)\beta_2^2\beta_3^2\dots\beta_n^2 + \beta_1D(\beta_2)\beta_3^2\beta_4^2\dots\beta_n^2 + \dots + \beta_1\beta_2\dots\beta_{n-1}D(\beta_n). \quad (6)$$

Теперь находим относительную дисперсию:

$$\frac{D(M)}{M^2} = \frac{D(\beta_1)}{\beta_1^2} + \frac{1}{\beta_1} \frac{D(\beta_2)}{\beta_2^2} + \dots + \frac{1}{\beta_1\beta_2\dots\beta_{n-1}} \frac{D(\beta_n)}{\beta_n^2}. \quad (7)$$

В качестве первого приближения можно предположить, что статистика электронов во вторичной эмиссии пуассоновская, тогда  $D(\beta_i) = \beta_i$  и выражение (7) примет вид:

$$\frac{D(M)}{M^2} = \frac{1}{\beta_1} + \frac{1}{\beta_1} \frac{1}{\beta_2} + \dots + \frac{1}{\beta_1\beta_2\dots\beta_{n-1}} \frac{1}{\beta_n}. \quad (8)$$

Теперь становится ясным, что относительная дисперсия одноэлектронного коэффициента усиления определяется процессами размножения на первых двух диодах. Если все  $\beta_i = \beta$ , то

$$\frac{D(M)}{M^2} \approx \frac{1}{\beta - 1} \quad (9)$$

и при больших значениях  $\beta$  дисперсия определяется первым диодом.

Подставив (9) в (5) получим относительную дисперсию для числа электронов на аноде или, что то же самое, дисперсию амплитуд импульсов напряжения, полученных интегрированием импульса анодного тока. Учитывая, что распределение амплитуд импульсов для моноэнергетических частиц хорошо аппроксимируется гауссианом и, предполагая пропорциональность между амплитудой и поглощенной энергией, можно написать выражение для квадрата энергетического разрешения сцинтилляционного детектора:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = 2,35^2 \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 = 2,35^2 \left(\frac{D(p)}{p^2} + \frac{1 + p(\beta - 1)}{N_\phi(\beta - 1)}\right). \quad (10)$$

К этому выражению мы вернёмся несколько позже, когда будем обсуждать амплитудные спектры сцинтилляционного детектора.

### 3.5. Схема включения ФЭУ

Конструктивно ФЭУ выполняется в виде стеклянного баллона с выводами-штырьками, наподобие выводов электронных ламп (это для тех, кто их видел).

Для ФЭУ изготавливаются специальные панельки, в которые и вставляются штырьки. Такая панелька с делителем напряжения и сигнальным выводом называется базой ФЭУ. На рис. 7 представлены две схемы включения ФЭУ: с заземленным анодом 7(а) и с заземленным катодом 7(в). Цепочка резисторов служит делителем напряжения и обеспечивает необходимую разность потенциалов между электродами. Производители ФЭУ, как правило, дают рекомендации по выбору номиналов резисторов для работы ФЭУ в линейном режиме. Ток делителя выбирается из условия, чтобы он превышал на порядок средний ток ФЭУ при регистрации излучения. Типичное значение тока делителя 1 мА, большие значения тока приводят к росту рассеиваемой мощности на делителе (при токе 1 мА и  $U \approx 1500$  В,  $P = 1,5$  Вт). Конденсаторы, которые стоят между последними диодами стабилизируют режим ФЭУ, не давая возможности значительно измениться разности потенциалов между диодами при прохождении электронного сгустка. Преимущество первой схемы состоит в том, что анод ФЭУ находится под потенциалом земли (сопротивление  $R_8$  мало, темновой ток тоже мал, см. табл. 2) и следующий каскад электроники может быть подключён напрямую без разделительного конденсатора. Последний присутствует в схеме 7(в), это высоковольтный конденсатор, достаточно больших размеров, что приводит к увеличению габаритов базы и всего детектора. Недостаток первой схемы состоит в том, что с катода на баллон и конструктивные элементы, могут происходить микроразряды, вызывая случайные импульсы. Продолжим рассмотрение примеров 1 и 2.

Пример 3. Какой величины получится амплитуда импульса напряжения при полном сборе электронов на ёмкости 50 пФ? Какой средний ток будет протекать через анод ФЭУ при регистрации  $10^5$  частиц в секунду? Параметр  $p=0,1$ . Коэффициент усиления ФЭУ считаем равным  $10^6$ .

$$A = \frac{Q}{C} = \frac{5,3 \cdot 10^4 \cdot 0,1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{50 \cdot 10^{-12}} \cdot 10^6 = 17 \text{ В}, \quad (11)$$

$$I_{cp} = 5,3 \cdot 10^4 \cdot 0,1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^5 \cdot 10^6 = 0,085 \text{ мА}. \quad (12)$$

Вывод: сцинтилляционный детектор может обеспечить большую амплитуду сигнала, что упрощает последующие каскады усилителя.

Значительная величина среднего тока ведет к необходимости увеличения тока делителя, к увеличению мощности источника питания и, как следствие, к нежелательному росту тепловой мощности, рассеиваемой на делителе.

По своему применению в ядерной физике и физике высоких энергий ФЭУ делятся на спектрометрические и временные. Свойства некоторых ФЭУ приведены в таблице 2. Основным требованием, предъявляемым к спектрометрическому ФЭУ, является хорошая амплитудная разрешающая способность. Например, у спектрометра на основе ФЭУ-185, она составляет 6,6% по  $Cs^{137}$ . Лучшие временные ФЭУ характеризуются временем нарастания импульса тока анода  $\sim 0,1$  нс. Важной характеристикой ФЭУ является диаметр фотокатода.

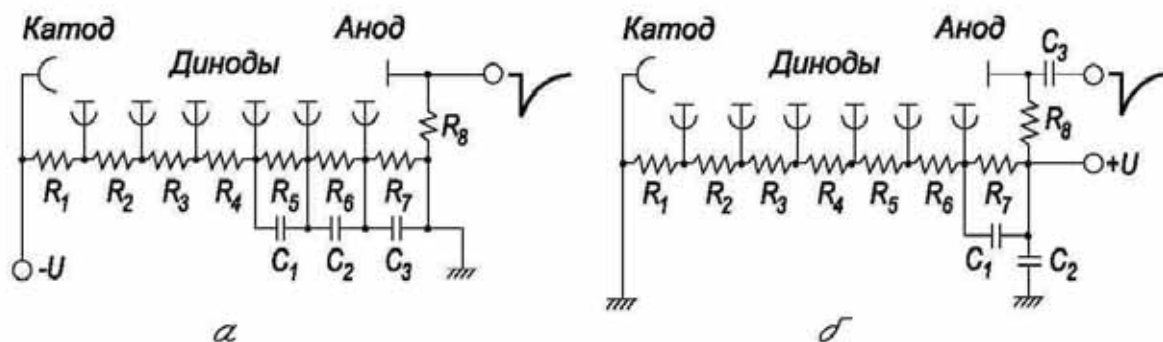


Рис. 7. Схема подачи высокого напряжения на диноды ФЭУ:  
(а) – заземленный анод, (б) – заземленный катод.

Таблица 2. Свойства некоторых отечественных ФЭУ производства ЦНИИ Электрон [8].

Тип	Диам. катода мм	Число динод.	Область чувствит. нм	Тип динод. системы	Тип катода	Напряж. питания В	Темн. ток (нА)	R(% NaI(Tl) 137Cs)	Время нараст. нс
ФЭУ 185	46	-	300-850	жал.	мщ	1250	1	6.6	8
ФЭУ 186	10	-	250-800	лф	бщ	2200	5	-	1.5
ФЭУ 165-1	25 МКП	2	260-740	МКП	-	1900	1	-	0.3
ФЭУ 180	3x5	-	250-900	лф	оэа	1500	1000	-	1.5

*Сокращения:* жал – жалюзийного типа; мщ – многощелочной; бщ – бищелочной; лф – линейно-фокусирующая; МКП – микроканальные пластины; оэа – отрицательное электронное средство (аффинити). Время нарастания – время нарастания анодного импульса.

У наиболее распространенных ФЭУ диаметр фотокатода 15-45 мм; при использовании больших сцинтилляторов применяют ФЭУ, диаметр которых может достигать 290 мм.

#### 4. Электронная аппаратура

Импульсы тока с анода ФЭУ передаются на спектрометрический усилитель (см. блок-схему рис. 2). Задача спектрометрического усилителя состоит в том, чтобы проинтегрировать импульс тока и получить импульс напряжения с амплитудой, пропорциональной энергии потерянной частицей в сцинтилляторе. Как правило, эта задача решается с помощью зарядово-чувствительной секции усилителя, которая представляет собой интегратор тока, выполненный в виде инвертирующего усилителя напряжения охваченного емкостной обратной связью. Подробно зарядово-чувствительный предусилитель рассматривается в работе по спектрометрии альфа-частиц. Эта секция может располагаться и непо-

средственно в базе ФЭУ, если не предусматривается использование импульса тока, обладающего коротким передним фронтом, во временных исследованиях. Импульс напряжения в дальнейших секциях формируется по длительности и усиливается до величин амплитуд, на которые рассчитан аналого-цифровой преобразователь. Требования к усилителю сигналов диктуются свойствами сцинтилляторов и, по меркам настоящего времени, сравнительно невысокие. Линейность не хуже 1% и необходимая температурная стабильность легко обеспечиваются стандартными методами ядерной электроники. Для работы спектрометра при больших нагрузках  $10^4$  и более импульсов в секунду, когда становится существенным эффект наложения импульсов, применяются специальные методы и, в частности, аналоговые процессоры, позволяющие исключить из анализа импульсы с искаженной амплитудой в результате наложений.

Разрядность, применяемых с ФЭУ аналого-цифровых преобразователей (АЦП), редко превышает десять разрядов. Напомним, что АЦП преобразует непрерывную аналоговую величину амплитуду сигнала в цифровой двоичный код (дискретная величина). Предположим, что 10-разрядный АЦП рассчитан на максимальный сигнал в 10 вольт. 10-разрядный АЦП выдает числа — коды в диапазоне от 0 до 1023, следовательно, одной единице кода соответствует диапазон амплитуд  $\Delta A$  приблизительно 10 мВ. Это значение есть шаг преобразования (квантования) непрерывной величины в дискретную. Числа в двоичном коде поступают в персональный компьютер, где сортируются, накапливаются и отображаются в виде гистограммы: по горизонтальной оси — код амплитуды (т.е. величина пропорциональная энергии), а по вертикальной оси — число событий с данной амплитудой, см. рис. 1. Слова ‘с данной амплитудой’ надо понимать как с амплитудой, лежащей в интервале от  $A_i$  до  $A_i + \Delta A$ , где  $i$  — номер канала.

## **5. Форма амплитудного спектра от сцинтилляционного детектора**

### **5.1. Спектр от заряженных частиц определенной энергии**

Если пробег заряженной частицы, например, электрона, полностью укладывается в сцинтилляторе, амплитудный спектр будет иметь вид пика с формой близкой к форме гауссова распределения с ‘хвостом’, тянущимся в область малых амплитуд. Две причины объясняют такой вид спектра: обратное рассеяние электронов и тормозное излучение, существенное для лёгких частиц. В результате этих причин энергия части электронов уменьшается, что приводит к меньшей энергии, идущей на образование сцинтилляционной вспышки и, как следствие, к уменьшению амплитуды сигнала. По этой причине, сцинтилляторы с малыми  $Z$  и  $\rho$ , т.е. органические сцинтилляторы, более предпочтительны для регистрации электронов.

## 5.2. Форма амплитудного спектра при регистрации гамма-квантов

Сначала рассмотрим вид амплитудного спектра при отсутствии защиты вокруг сцинтилляционного детектора. Т.е. есть детектор и на каком-то расстоянии от него помещен радиоактивный источник гамма-квантов, например,  $Cs^{137}$  или  $Co^{60}$ . Взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом сцинтиллятора складывается из трёх процессов: фотоэлектрического поглощения (фотоэффекта), комптоновского рассеяния и эффекта образования электронно-позитронных пар при  $E_\gamma \geq 1022$  кэВ. Процесс фотоэффекта доминирует до энергий гамма квантов в несколько сотен кэВ. Механизм образования пар преобладает при  $E_\gamma \geq 5 - 10$  МэВ. В промежуточной области энергий доминирует комптоновское рассеяние.

### 5.2.1. Амплитудный спектр при фотоэлектрическом поглощении $\gamma$ -квантов

Вероятность фотоэлектрического поглощения зависит от зарядового числа среды, как  $Z^n$ , где показатель степени лежит в интервале от 4 до 5. В результате фотоэффекта на одном из электронов оболочки  $\gamma$ -квант пропадает, его энергия передается электрону за вычетом энергии связи электрона на оболочке и энергии отдачи атома, последняя мала и ею пренебрегают,  $E_e \cong E_\gamma - \varepsilon_{св}$ . Энергия связи электрона на  $K$ -оболочке меняется от десятков эВ (атомы с малым  $Z$ ) до десятков кэВ для тяжелых элементов с большими  $Z$ . Вакансия на месте выбитого электрона быстро заполняется электроном с вышележащей оболочки. Высвобождающаяся энергия перехода реализуется в форме характеристического рентгеновского кванта или в виде Оже электрона (конверсия энергии перехода на электроне верхней оболочки). В случае атомов йода, входящих в состав кристалла NaI(Tl) в 88% испускается  $\gamma$ -квант с энергией порядка 30 кэВ, который, в свою очередь, может поглотиться в результате фотоэффекта на другом атоме породив быстрый электрон или вылететь за пределы кристалла. Электроны Оже обладают малой энергией и коротким пробегом, в силу этого, они остаются в кристалле сцинтиллятора. Если никакое излучение не покидает сцинтиллятор (энергия  $\gamma$ -кванта полностью осталась в кристалле), то сумма кинетических энергий всех образовавшихся электронов равна энергии  $\gamma$ -кванта. **Эти электроны приводят к сцинтилляционной вспышке в кристалле.** В амплитудном спектре на многоканальном анализаторе будет наблюдаться одиночный пик или как его называют фотопик или пик полного поглощения. Если прокалибровать амплитудную шкалу в шкалу энергий, то этот пик будет соответствовать энергии регистрируемого  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma = h\nu$ . Какое излучение может выходить за пределы сцинтиллятора и ухудшать энергетическое разрешение спектрометра? Это фотоэлектроны, возникающие вблизи края кристалла, это уже упоминавшийся рентгеновский квант и, наконец, фотоны тормозного излучения, появляющиеся при торможении электронов в кристалле.



### 5.2.2. Амплитудный спектр при комптоновском рассеянии

В результате комптоновского рассеяния  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma = h\nu$  на неподвижном и свободном электроне последний получает импульс отдачи, и возникает  $\gamma$ -квант с меньшей энергией  $E_{\gamma'} = h\nu'$ . Диапазон углов рассеяния для кванта: от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ ; для электрона: от  $90^\circ$  до  $0^\circ$  соответственно. Используя законы сохранения импульса и энергии, можно получить значения энергий для этих предельных углов. Для угла рассеяния кванта  $0^\circ$ :  $E_\gamma = h\nu = E_{\gamma'} = h\nu'$ , угол рассеяния электрона  $90^\circ$  и  $E_e = 0$ ; для кванта под углом  $180^\circ$ :

$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2}$ ; угол рассеяния электрона  $0^\circ$  и  $E_e = h\nu \frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2}$ . Спектр электронов отдачи непрерывный, простирающийся по энергии от нуля до максимальной  $E_e = h\nu \frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2}$ . Вид этого спектра представлен на рис. 8. Пра-

вая граница спектра электронов называется комптоновской границей. Если бы все рассеянные кванты покидали кристалл после рассеяния, то амплитудный спектр имел бы непрерывный вид спектра комптоновских электронов. Но так как рассеянные кванты могут вторично рассеяться или претерпеть фотоэлектрическое поглощение может иметь место полное поглощение энергии первичного  $\gamma$ -кванта и будет наблюдаться пик полного поглощения как и в случае фотоэффекта (см.5.2.1). Итак, идеализированный спектр с учетом только комптоновского рассеяния имеет вид пика, соответствующего полному поглощению и непрерывного распределения электронов после комптоновского рассеяния. Расстояние между краем комптоновского распределения и пиком полного поглощения при  $h\nu \gg m_0c^2/2$  становится приблизительно равной 256 кэВ. Между границей комптоновского распределения и пиком полного поглощения не должно быть импульсов, однако, не все кванты после второго рассеяния остаются в кристалле, часть из них покидает сцинтиллятор, по этой причине регистрируются импульсы с меньшей амплитудой, как и показано на рис. 8. Какие электроны могут считаться свободными в кристалле? Это наименее связанные электроны, находящиеся на верхних оболочках атомов. К чему приводит учет связи электронов и их скорости? Это приводит к тому, что комптоновский край становится не таким резким, как на рис. 8, острая вершина идеализированного спектра электронов закругляется. Соотношение площадей пика полного и непрерывного распределения сильно зависит от объема сцинтиллятора, чем больше объем, тем больше это отношение. Геометрия опыта и, в частности, коллимация первичного пучка тоже играет существенную роль.

### 5.2.3. Спектр при учете эффекта образования пар

Эффект образования электронно-позитронных пар в поле ядра атома является пороговым эффектом ( $2m_0c^2$ ) и доминирует при  $E_\gamma \geq 5 - 10$  МэВ. Если вся



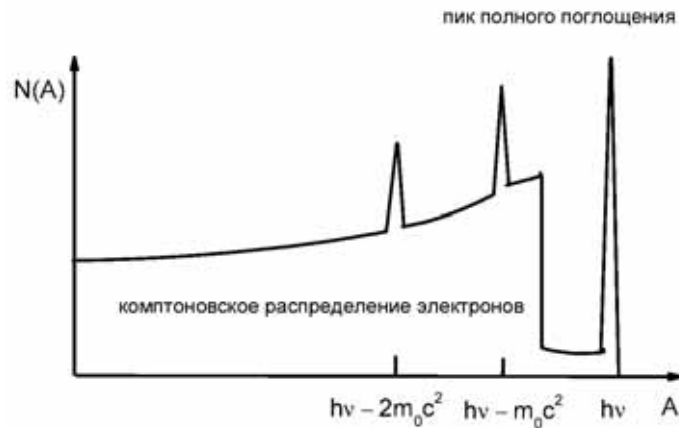


Рис. 8. Идеализированный амплитудный спектр при регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma \gg 2m_0c^2$ . Присутствуют все три типа взаимодействия  $\gamma$ -кванта с веществом: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар.

энергия кванта остается в объеме кристалла, то опять получим световую вспышку и амплитуду импульса соответствующую пику полного поглощения. Позитрон быстро тормозится в среде и аннигилирует с электроном, образуя, в основном, два кванта с энергией 511 кэВ. Существует вероятность одному или двум этим квантам покинуть кристалл и, как результат, в спектре будут наблюдаться два пика с энергией на 511 и 1022 кэВ меньшей по сравнению с пиком полного поглощения (см. рис. 8).

#### 5.2.4. Спектр амплитуд импульсов с учетом защиты детектора от фона посторонних источников

Очень часто  $\gamma$ -детекторы окружают свинцовой защитой от посторонних источников фона и (или) коллимируют пучки  $\gamma$ -квантов с помощью свинцовых коллиматоров. Играя положительную роль, эти устройства вносят и осложнения в наблюдаемые спектры (см. рис. 9). В результате фотоэлектрического взаимодействия с атомами свинца возбуждается характеристическое рентгеновское излучение с энергией порядка 75 кэВ, кванты которого будут давать пик в амплитудном спектре. Если эффективно идет процесс образования пар в защи-

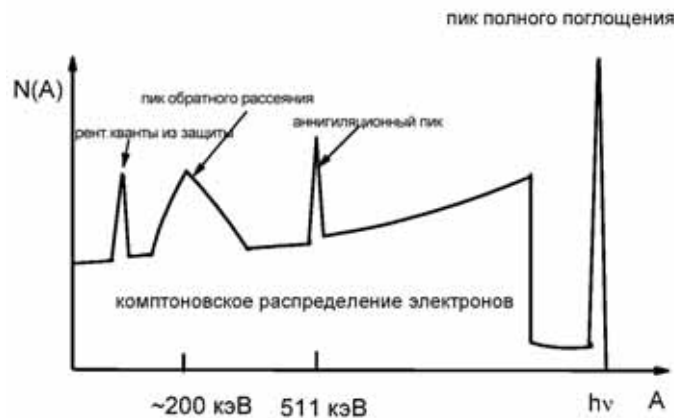


Рис. 9. Идеализированная форма амплитудного спектра при учете взаимодействий в защите.

те, то кванты с энергией 511 кэВ, как следствие аннигиляции позитронов, также могут давать нежелательный пик в спектре. И, наконец, может наблюдаться широкое амплитудное распределение соответствующее обратному рассеяния  $\gamma$ -квантов в защите. Левая граница этого распределения соответствует комптоновскому рассеянию приблизительно на  $180^\circ$  первичного  $\gamma$ -кванта на электронах атомов свинца в защите. При энергиях  $\gamma$ -квантов  $h\nu \gg m_0c^2/2$  положение этого пика соответствует энергии порядка 200 кэВ. Рассеяния квантов на меньшие углы приводит к их большей энергии (правый склон этого пика).

### 5.3. Форма реальных амплитудных спектров. Энергетическое разрешение и эффективность сцинтилляционного детектора

Реальные спектры, которые получаются на установке, используемой в данной работе, уже приводились, см. рис. 1. В этих спектрах находят отражения все особенности взаимодействия  $\gamma$ -излучения со сцинтиллятором, которые обсуждались в предыдущем разделе. Знание этих особенностей спектров необходимо студенту демонстрировать при расшифровке полученных спектров, написании отчета и на коллоквиуме.

Отметим еще одну особенность в амплитудных спектрах. В спектре  $Co^{60}$  (и не только) присутствует так называемый пик суммы. Пик суммы соответствует суммарной энергии испускаемых  $\gamma$ -квантов в каскадном переходе, одновременно попавших в сцинтиллятор и полностью поглотившихся в объеме детектора ( $E_{\text{сумм}} = 1173 \text{ кэВ} + 1332 \text{ кэВ} = 2505 \text{ кэВ}$ ). Интенсивность пика суммы заметно слабее интенсивности пиков полного поглощения.

Экспериментальные спектры, в сравнении с идеализированными спектрами (рис. 8 и 9), выглядят более размыто: переходы не такие резкие, пики более широкие.

По определению под абсолютным энергетическим разрешением сцинтилляционного детектора  $\Delta E$  понимается ширина пика полного поглощения, выраженная в энергетических единицах. Под относительной разрешающей способностью  $R$  спектрометра понимается отношение величины  $\Delta E$  к энергии  $E$  (частицы или  $\gamma$ -кванта):  $R = \Delta E/E$ . В разделе 3.4 была получена формула (10) для квадрата этой величины. Если обозначим первое слагаемое  $\alpha^2$  и учитывая, что число фотонов сцинтилляции пропорционально энергии, внесенной излучением в кристалл, можно эту формулу представить в виде:

$$R^2 = \alpha^2 + \frac{\xi^2}{E}. \quad (13)$$

Константы  $\alpha$  и  $\xi$  индивидуальны для каждого спектрометра (конкретные сцинтиллятор и ФЭУ). Первое слагаемое не зависит от энергии регистрируемого излучения и в этом смысле нестатистично. Второе слагаемое определяется флуктуациями в числе фотонов сцинтилляции и флуктуациями в коэффициенте

вторичной эмиссии. Это статистический вклад в разрешение. Соотношение (13) подтверждается на опыте до энергий  $\gamma$ -квантов порядка 3 МэВ. При больших энергиях  $\gamma$ -квантов формула работает плохо, так как начинает играть важную роль утечка излучений из кристалла, которая не учитывалась при выводе формулы (13). Обычно для  $\gamma$ -лучей  $Cs^{137}$  (662 кэВ) разрешающая способность составляет от 7 до 12%. Для  $\gamma$ -лучей с большей энергией разрешающая способность улучшается.

Итак, сцинтилляционный спектрометр можно характеризовать следующими параметрами:

- 1) энергетическим разрешением;
- 2) отношением площади, ограничивающей пик полного поглощения, к площади всего спектра. Для увеличения площади пика полного поглощения следует брать кристаллы больших размеров;
- 3) эффективностью, численно равной отношению числа  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных спектрометром к числу попавших в спектрометр  $\gamma$ -квантов. Эффективность зависит от энергии  $\gamma$ -квантов и убывает с возрастанием энергии  $\gamma$ -лучей. Например, для кристалла с размерами  $h = 30$  мм и диаметром 45 мм для  $E_\gamma = 662$  кэВ эффективность достигает 40%, а для  $E_\gamma = 1200$  кэВ не превышает 20% (см. рис. 10);
- 4) светосилой, равной отношению числа  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных спектрометром к числу испущенных источником  $\gamma$ -квантов.

В таблице 3 приведены значения энергии  $E_\gamma$  и интенсивностей  $\gamma$ -лучей радиоактивных нуклидов, применяемых для калибровки  $\gamma$ -спектрометров.

## 6. Указания по выполнению работы

Работа выполняется на установке, схематично изображенной на рис. 2. Детектор (кристалл сцинтиллятора, ФЭУ и формирователь) окружен свинцовой защитой для снижения фона. В качестве анализирующего и регистрирующего устройств используется многоканальный анализатор импульсов, выполненный на базе персонального компьютера с платой АЦП на системной шине. Измеряемый спектр отображается на экране монитора, его можно сохранить в файле, а по окончании опыта обработать и распечатать на принтере. В каждом опыте используют несколько радиоактивных источников, из которых несколько источников являются градуировочными.

Все измерения надо производить с одними и теми же коэффициентом усиления и значением высокого напряжения.

*Задание 1.* Измерить спектры  $\gamma$ -излучения градуировочных источников и сохранить их в файлах. Затем измерить спектры нескольких исследуемых радиоактивных источников и также сохранить их. По окончании опыта повторить измерение спектров градуировочных источников и сохранить их в файлах (под другими именами).

*Задание 2.* Произвести обработку спектров — определить площади, положения и ширины пиков полного поглощения и полные площади спектров.

Для калибровки использовать среднее значение положений линий, полученных из калибровочных спектров, измеренных в начале и по окончании опыта. Построить градуировочную кривую спектрометра (зависимость энергии от номера канала) и определить его характеристики. Коэффициенты кривой вычислить по методу наименьших квадратов.

*Задание 3.* По градуировочной кривой определить энергию гамма-лучей исследуемых нуклидов. По энергиям и интенсивностям гамма-линий (с учетом эффективности спектрометра) определить нуклиды (см. табл. 11).

Кроме того, в отчете представить блок-схему установки с описанием опыта, результаты в виде таблиц и графиков (в том числе графиков спектров), характеристики спектрометра, объяснение формы спектров, выводы.

## 7. Контрольные вопросы

1. Принцип действия сцинтилляционных детекторов. Достоинства и недостатки по сравнению с другими методами регистрации.
2. Типы сцинтилляторов, их свойства.
3. Механизм возникновения сцинтилляционных вспышек.
4. Форма световой вспышки.
5. Принцип действия ФЭУ. Схемы включения.
6. Процессы в катоде.
7. Динодная система ФЭУ.
8. Статистические флуктуации в сцинтилляционном детекторе.
9. Форма амплитудного спектра от сцинтилляционного детектора.
10. Энергетическое разрешение, эффективность спектрометра.
11. Методика определения энергии гамма-лучей с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра. Порядок выполнения работы.

## Литература

1. Дж.Биркс, Сцинтилляционные счетчики, М., ИЛ, 1955.
2. Н.А.Соболева и др., Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965.
3. Н.А.Вартанов, П.С.Самойлов. Применение метода сцинтилляционной гамма-спектроскопии. М., Физматгиз, 1964.
4. Ю.Е.Егоров. Сцинтилляционные методы спектрометрии  $\gamma$  - излучения и быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1963.
5. В.О.Вяземский, И.И.Ломоносов и др., Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Атомиздат, 1961.
6. G.F.Knoll. Radiation Detection and Measurements. J.Wiley & Sons. Third Edition.
7. Ю.А. Жуковский и др. Практикум по ядерной физике. М. 1975г.
8. <http://www.electron.spb.ru/russian/photomultipliers.html>

## Приложения

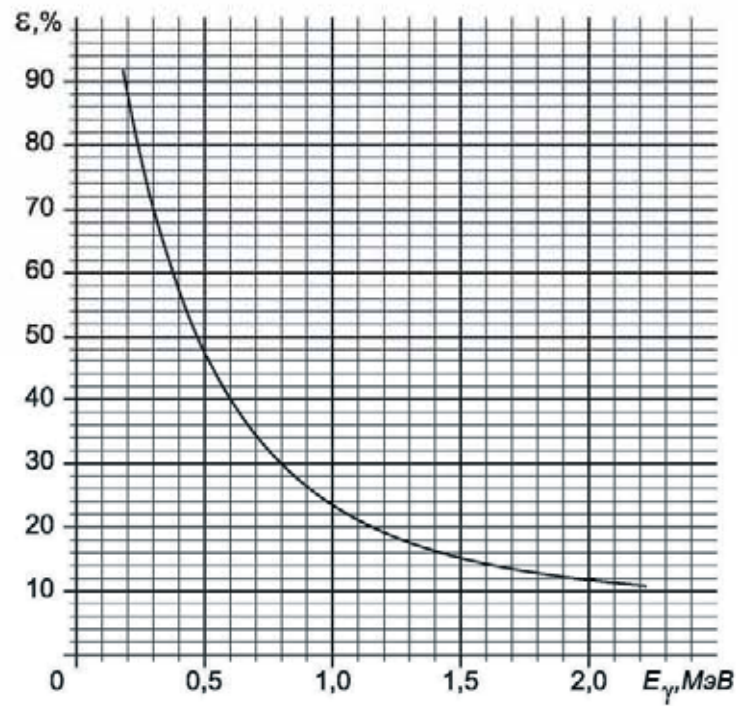


Рис. 10. Зависимость эффективности регистрации  $\gamma$ -детектора с кристаллом NaJ(Tl) (высота  $h=30$  мм, диаметр 45 мм) от энергии  $\gamma$ -лучей.

Таблица 3. Нуклиды, используемые для калибровки  $\gamma$  - спектрометров.

Нуклид	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}$ , кэВ	$I$ , % от числа распадов
$^{22}\text{Na}$	2,66 (2)* года	1274,53 (2)	99,937 (15)
		511,0034 (14)	179 (2)
$^{24}\text{Na}$	14,659 (4) час.	1368,598 (6)	100
		2753,995 (14)	99,944 (5)
$^{51}\text{Cr}$	27,704 (4) дн.	320,084 (6)	98,3 (14)
$^{54}\text{Mn}$	312,20 (7) дн.	834,826 (11)	99,975 (2)
$^{60}\text{Co}$	5,271 (1) года	1173,237 (4)	99,90 (2)
		1332,501 (5)	99,9824 (5)
$^{65}\text{Zn}$	244,1 (2) дн.	511,0034 (14)	2,92 (3)
		1115,528 (22)	50,75 (10)
$^{88}\text{Y}$	106,61 (2) дн.	898,065 (17)	92,71 (7)
		1836,077 (18)	99,35 (1)
$^{95}\text{Nb}$	34,97 (3) дн.	765,789 (9)	99,79 (1)
$^{109}\text{Cd}$	1,2665 (11) года	88,034 (11)	3,6 (1)
$^{114}\text{In}$	49,51 (1) дн.	190,28 (3)	15,4 (3)
		558,43 (10)	4,4 (3)
		725,24 (12)	4,3 (3)
$^{137}\text{Cs}$	30,0 (2) года	661,660 (2)	85,21 (7)
$^{198}\text{Au}$	2,6935 (4) дн.	411,8045 (10)	95,50 (10)
$^{203}\text{Hg}$	46,60 (2) дн.	279,188 (3)	81,5 (5)
$^{207}\text{Bi}$	32,2 (13) года	569,150 (19)	97,8 (4)
		1063,10 (2)	74,9 (15)
		1769,71 (4)	6,85 (20)

в скобках указана погрешность: 2,66(2) означает  $2,66 \pm 0,02$