

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД

(Характеристики сцинтилляционного детектора и его использование в качестве гамма-спектрометра)

Введение

Сцинтилляционный метод, применявшийся в начале нашего столетия (визуальный счет вспышек от α -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 (рис.1) 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 γ -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.

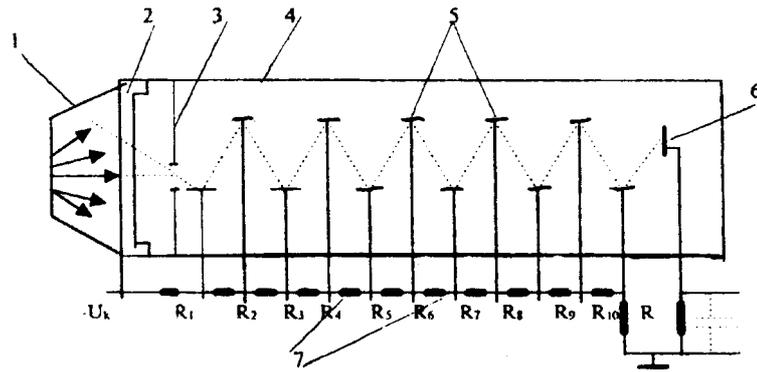


Рис.1. Схема сцинтилляционного детектора: 1 - сцинтиллятор; 2 - фотокатод; 3 - диафрагма; 4 - корпус ФЭУ; 5 - диноды; 6 - анод; 7 - делитель напряжения

Таким образом, сцинтилляционные детекторы позволяют регистрировать все виды радиоактивного излучения, причем в отличие от газоразрядных счетчиков эффективность регистрации высокоэнергетичных γ -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, в дозиметрии излучений и для различных технических целей.

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 γ -спектрометра.

1. Сцинтилляторы

Быстрые заряженные частицы, двигаясь в веществе, теряют свою энергию при столкновении с атомами, причем энергия частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды. Возбуждение атомов снимается в основном путем испускания квантов света характерной для данного вещества частоты. Обычно излучение, возникающее при этом, поглощается в той же среде (т.е. спектр излучения совпадает со спектром поглощения). В конечном счете, энергия заряженной частицы переходит в энергию теплового движения. Только в люминесцирующих средах часть высвеченной энергии может выйти за пределы среды (т.е. среда прозрачна к собственному излучению) /1,2,3/.

Процесс люминесценции может осуществляться, в принципе, двумя путями. В тех случаях, когда переходы из возбужденных энергетических состояний в основное разрешены, испускание света происходит в соответствии со средним временем жизни данного возбужденного состояния по обычным статистическим законам. Такого рода высвечивание называется **флуоресценцией**. Если же переход от возбужденного состояния в основное по каким-либо причинам запрещен, то возникает метастабильное состояние, среднее время жизни которого может быть значительно больше времени жизни обычного возбужденного состояния. В этом случае для того, чтобы испустить квант света, возбужденная система должна предварительно перейти в более высокое энергетическое состояние, переход из которого в основное разрешен. Необходимая для этого небольшая дополнительная энергия может быть приобретена за счет флуктуаций энергии теплового движения. Процесс люминесценции такого рода принято называть **фосфоресценцией**.

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 [1]. 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 (α -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.

На рис.2 показаны для примера спектры поглощения и испускания антрацена.

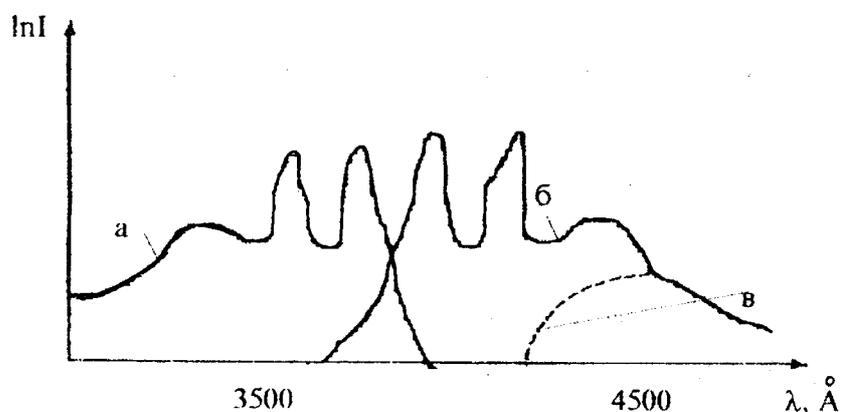


Рис.2. Спектры поглощения (а) и испускания (б) кристаллом антрацена, (в) - технический спектр испускания

Незначительное перекрытие между полосами поглощения и испускания обеспечивает хорошую прозрачность сцинтиллятора к собственному излучению.

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

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

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

В табл. 1 приведены основные характеристики некоторых широко применяемых сцинтилляторов.

Основные свойства сцинтилляторов определяются механизмом возбуждения и высвечивания. С этой точки зрения удобно разделить все известные сцинтиллирующие вещества на три группы: неорганические кристаллы (ZnS , NaI), органические соединения и газы.

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 свое обычное 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.

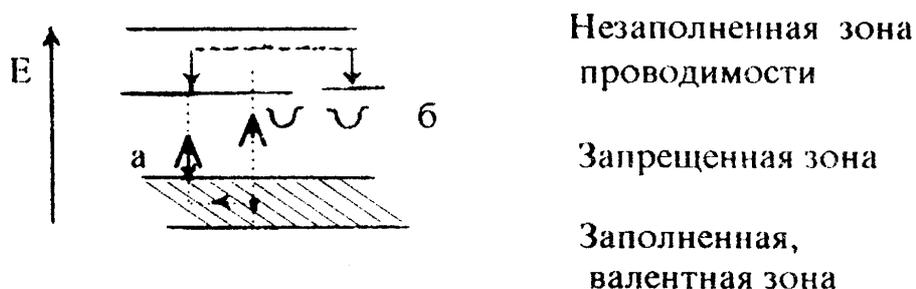
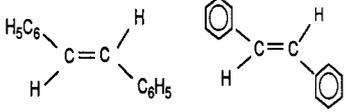
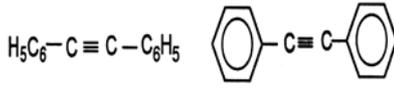
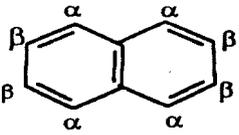
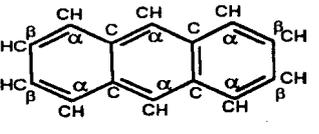
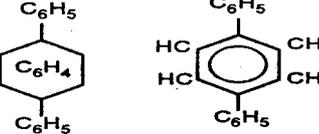


Рис. 3. Схема энергетических зон в кристалле неорганического сцинтиллятора: а - центр люминесценции, б - центр локализации электронов

Характеристики сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Конверсионная эффективность, %	Длина волны, соответствующая максимальной интенсивности, λ_{\max} , А	Время высвечивания, с
ZnS(Ag)	4,10	20,0	4500	10^{-5}
NaI(Tl)	3,67	8,0	4100	$2,3 \cdot 10^{-7}$
CsI(Tl)	4,51	3,6	5650	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Транс-стильбен(1,2-дифенил-этилен), крист., C ₁₄ H ₁₂ 	1,16	2,0	4100	$6,0 \cdot 10^{-9}$
Толан (дифенилацетилен), C ₁₄ H ₁₀ 	1,18	1,5	3900	$4,0 \cdot 10^{-9}$
Нафталин, C ₁₀ H ₈ 	1,15	0,4	3450	$(7-8) \cdot 10^{-8}$
Антрацен, C ₁₄ H ₁₀ 	1,25	4,0	4450	$2,7 \cdot 10^{-8}$
Р-терфенил, C ₁₈ H ₁₄ , (р-р в кси лоле, 5г/л) 	0,86	1,5	3800	$2,0 \cdot 10^{-9}$
Р-терфенил, C ₁₈ H ₁₄ , (твердый р-р в полистироле)	1,10	1,0	3800	$2,0 \cdot 10^{-9}$

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.

В органических сцинтилляторах отдельные молекулы слабо взаимодействуют друг с другом, т.е. энергетические уровни отдельных молекул практически не возмущены присутствием соседних молекул. Поэтому можно считать, что характер взаимодействия заряженных частиц с веществом органического сцинтиллятора не зависит от его агрегатного состояния и сводится к ионизации и возбуждению отдельных молекул непосредственно заряженной частицей /2,3/.

Если молекулы органического сцинтиллятора оказались в высоком энергетическом состоянии, то переход в первое возбужденное состояние может произойти либо путем прямого преобразования энергии возбуждения в колебательную энергию (за время 10^{-12} с), либо путем излучения фотонов большой энергии. Эти жесткие фотоны будут поглощены окружающими молекулами, которые в свою очередь, излучают свет несколько меньшей частоты. Процесс этот может повториться несколько раз (за время 10^{-11} - 10^{-12} с) до тех пор, пока энергия фотонов не станет сравнима с энергией первого возбужденного состояния.

Потенциальная энергия изолированной молекулы является функцией взаимных расстояний между атомами. На рис. 4 схематически изображена зависимость потенциальной энергии от расстояния r между центрами атомов для двухатомного фрагмента молекулы, находящейся в основном состоянии (кривая а) и в первом возбужденном состоянии (кривая б).

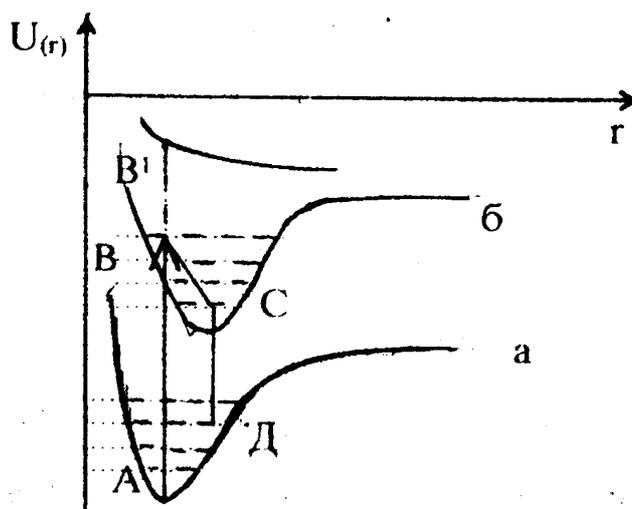


Рис.4. Зависимость потенциальной энергии для двухатомного фрагмента органической молекулы от расстояния между центрами атомов: а - основное состояние; б - возбужденное состояние

При заданной температуре молекула должна находиться на соответствующем колебательном уровне, изображенном горизонтальными отрезками вблизи минимума кривой. Возбуждение молекулы может быть изображено линией АВ. Точка В соответствует сильно возбужденному колебательному состоянию. Эта избыточная энергия быстро переходит в тепловую энергию колебаний решетки, и молекула достигает уровня С. Из этого состояния молекула может возвратиться в основное состояние (СД) посредством флуоресцентного излучения.

Энергия излучаемых фотонов (С-Д) существенно меньше поглощенной энергии (В-А). Из-за этого спектр испускаания оказывается сдвинутым относительно спектра поглощения в сторону меньших энергий фотонов - больших длин волн. Так как среднее время жизни молекулы в возбужденном состоянии по отношению к этому процессу (10^{-8} - 10^{-9} с) велико по сравнению с периодом

колебаний молекулы, то может произойти нерадиационный переход молекулы из возбужденного состояния в основное в области сближения кривых а и б. В этом случае вся энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения. Такой процесс называют тушением. Другим конкурирующим процессом по отношению к флуоресцентному излучению может быть диссоциация органической молекулы, которая происходит, если уровень возбуждения V^1 расположен достаточно высоко.

Газовые сцинтилляторы применяются главным образом для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц (осколков деления тяжелых ядер). В качестве газовых сцинтилляторов используются в основном чистые благородные газы (гелий, аргон, криптон, ксенон) и их смеси. Время высвечивания $\sim 10^{-8}$ с и зависит от давления газа. Длины волн излучаемого света лежат в области далекого ультрафиолета. Поэтому световые вспышки, возникающие в газе при прохождении заряженной частицы, не могут быть непосредственно зарегистрированы при помощи обычных ФЭУ.

2. Фотоумножители

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) - это фотоэлемент с многократным усилением, основанным на явлении вторичной эмиссии. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего устройства, нескольких эмиттеров (динодов) и анода. Все электроды ФЭУ помещены в баллон с высоким вакуумом. В применяемом в настоящей работе фотоумножителе ФЭУ-93 (см. рис.1) имеется 14 электродов: фотокатод 2, фокусирующая диафрагма 3, одиннадцать эмиттеров и анод 6.

В фотоумножителях часто применяется сурьмяно-цезиевый фотокатод, активированный кислородом. Фотокатод нанесен в виде тонкого полупрозрачного слоя на внутреннюю сторону торцевой стенки стеклянного баллона ФЭУ.

Для повышения чувствительности ФЭУ в области ближнего ультрафиолета торцевая стенка сделана из увиолевого стекла. Эти фотокатоды обладают весьма высокой чувствительностью (~ 50 мкА/лм). Такая чувствительность соответствует тому, что на каждые 100 световых квантов, попадающих на фотокатод, из него вырывается в среднем около 10 электронов. Спектральная область высокой чувствительности лежит в пределах 3500-5500 А. Эмиттеры и анод изготовлены из металла. Для увеличения коэффициента

вторичной эмиссии¹ эмиттеры покрыты пленкой вещества с малой работой выхода электронов.

В ФЭУ электроны ускоряются и фокусируются с помощью электростатического поля, определяемого конфигурацией электродов и распределением потенциалов на них. Для подачи напряжения на электроды, используется делитель, состоящий из омических сопротивлений (см. рис.1). К концам делителя приложено напряжение U_k от источника высокого напряжения.

Световые кванты, падающие на фотокатод, вызывают фотоэффект. Возникшие при этом фотоэлектроны попадают в электрическое поле, ускоряются и фокусируются на первом эмиттере. При ударах электронов о первый эмиттер происходит вторичная эмиссия. Электроны, выбитые из первого эмиттера, ускоряются в следующем межэлектродном промежутке и, попадая на второй эмиттер, вызывают в свою очередь вторичную эмиссию со второго и т.д. Таким образом, число электронов от эмиттера к эмиттеру лавинообразно нарастает. Электроны с последнего эмиттера собираются на аноде фотоумножителя.

Если σ - коэффициент вторичной эмиссии на каждом эмиттере, то коэффициент усиления умножителя

$$k=q\sigma^n, \quad (2)$$

где q - множитель, меньший единицы, учитывающий неполное собирание электронов с фотокатода на первый эмиттер; n - число эмиттеров. Для фотоумножителей типа ФЭУ-39 в рабочем режиме $\sigma=2-4$, что соответствует коэффициенту усиления $k=10^4-10^8$.

В выражении (2) σ принято одинаковый для всех эмиттеров, что выполняется в случае равномерного распределения потенциалов между ними.

Величина коэффициента вторичной эмиссии σ зависит от напряжения питания ФЭУ: с увеличением напряжения на делителе коэффициент σ быстро возрастает. Эта зависимость в области больших ускоряющих напряжений может быть представлена выражением

$$\sigma=AUe^{-U/U_0}, \quad (3)$$

где U - ускоряющее напряжение, приложенное между соседними диодами, а A и U_0 - постоянные, определяемые свойствами материала поверхности эмиттеров. Для ФЭУ- 93 $U_0 \cong 600$ В.

¹ Коэффициентом вторичной эмиссии называют среднее число вторичных электронов, выбиваемых одним первичным электроном.

Коэффициент усиления умножителя при этом приобретает вид:

$$k=qA^n U^n e^{-nU/U_0} \quad (4)$$

или

$$\ln k=C+n(\ln U-\frac{U}{U_0}), \quad (5)$$

где C -постоянная. В этих формулах U - среднее межкаскадное напряжение, которое всегда пропорционально полному напряжению на делителе U_k . При небольших напряжениях питания фотоумножителя ($U \leq 1000$ В), когда $\frac{U}{U_0} \ll 1$, член $\frac{U}{U_0}$ не оказывает существенного влияния на k и $\ln k$ - линейную функцию $\ln U_k$ с тангенсом угла наклона, равным числу эмиттеров. Такая резкая зависимость коэффициента от напряжения на делителе обуславливает необходимость достаточно хорошей стабилизации этого напряжения.

Поскольку коэффициент вторичной эмиссии не зависит от числа падающих электронов, то ФЭУ представляет собой линейный прибор, т.е. заряд, приносимый лавиной на анод, пропорционален числу первичных фотоэлектронов, собираемых с фотокатода, и, следовательно, пропорционален интенсивности световой вспышки, попавшей на катод.

В случае, когда импульсы тока на выходе ФЭУ достаточно велики, линейность может нарушаться за счет искажения поля пространственным зарядом в области анода и последних эмиттеров, а также за счет изменения потенциалов последних эмиттеров и анода. Оба фактора вызывают дефокусировку и тем самым нарушают линейность.

Постоянства потенциалов последних эмиттеров во время прохождения электронной лавины легче добиться путем шунтирования сопротивления делителя небольшими конденсаторами. Для того, чтобы изменение потенциала анода не приводило к дефокусировке, необходимо, чтобы импульсы на выходе ФЭУ были значительно меньше по амплитуде, чем разность потенциалов между анодом и последним эмиттером. Это достигается соответствующим выбором коэффициента усиления ФЭУ и величины нагрузочного сопротивления в аноде.

Нарушение линейности из-за дефокусировки за счет пространственного заряда устранить полностью нельзя. Расширению области линейности в данном случае способствует только

увеличение разности потенциалов между последними эмиттерами и особенно между анодом и предыдущим динодом.

Если к ФЭУ предъявляется требование линейности в широком диапазоне интенсивности световых вспышек, то это накладывает ограничение на величину коэффициента усиления.

Другой причиной ограничения коэффициента усиления может явиться резкое возрастание шумов ФЭУ. В хорошем ФЭУ шумы при полном затемнении и отсутствии сцинтиллятора имеют вид отдельных импульсов относительно малой величины, которые вызываются вылетом единичных электронов при термоэлектронной эмиссии с поверхности фотокатода и первых эмиттеров. Число таких шумовых импульсов не зависит от напряжения питания, а определяется температурой фотослоя фотокатода и динодов. Однако наряду с указанными шумами в большинстве ФЭУ при высоком напряжении питания и большом коэффициенте усиления наблюдается появление дополнительных шумов, интенсивность которых резко возрастает при дальнейшем повышении напряжения. Источниками этих дополнительных шумов может быть автоэлектронная эмиссия, а также явление оптической и ионной обратной связи /1/.

В целом спектр шумовых импульсов резко спадает в сторону больших амплитуд. В сцинтилляционном детекторе свечение сцинтиллятора приводит к эмиссии с фотокатода десятков, а иногда и сотен фотоэлектронов, т.е. полезные сигналы по величине в несколько раз превышают шумовые. Поэтому путем дискриминации импульсов по амплитуде удастся отсеять шумовые сигналы и регистрировать только полезные.

3. 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 τ (формула 1), то в предположении, что за время высвечивания анодная емкость C (суммарная паразитная емкость цепи анода по отношению к земле,

рис.1) 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

$$A_{(t)} = - \frac{Q}{C} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (6)$$

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

$$A_{(t)} = A_0 \exp(-t/R_a C). \quad (7)$$

Для получения на аноде импульсов нужной длительности T , анодную нагрузку делают такой, чтобы выполнялось условие $T \sim R_a C$. Если сделать $R_a C \sim \tau$ или меньше, то время нарастания импульса уменьшится, но и амплитуда импульса на аноде ФЭУ не будет достигать значения A_0 .

Соотношение (6) справедливо только в том случае, если время высвечивания сцинтиллятора τ больше разброса во времени пролета электронов через ФЭУ.

Время пролета электронов испытывает значительные отклонения от среднего значения вследствие разброса начальных скоростей электронов по величине и по направлению, а также вследствие различия в данных их траекторий (из-за недостаточной фокусировки). Поэтому даже от мгновенной световой вспышки 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 раздельно) сцинтилляционного детектора будет определяться только временем высвечивания сцинтиллятора.

При работе с органическими сцинтилляторами разрешающее время фотоумножителя может оказаться сравнимым по величине со временем высвечивания сцинтиллятора, и его необходимо учитывать при определении временной разрешающей способности сцинтилляционного детектора.

В экспериментах, требующих особо высокого разрешения по времени, применяют ФЭУ специальной конструкции, временное разрешение которых сведено к $(1-2) \cdot 10^{-10}$ с.

Сцинтилляционный метод является одним из самых быстрых в арсенале средств современной экспериментальной физики.

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:

$$A = \frac{Q}{C} = \frac{n_0 e k}{C} = E \frac{\alpha \beta \varepsilon}{C} e k . \quad (8)$$

Здесь $n_0 = E \alpha \beta \varepsilon$ - число электронов, вылетающих с фотокатода при вспышке, e - заряд электрона, k - коэффициент усиления ФЭУ, C - емкость анодной цепи ФЭУ, E - энергия в электронвольтах, потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей, α - конверсионная эффективность сцинтиллятора, β - коэффициент, учитывающий неполное собирание света на фотокатод, ε -

эффективность фото-катада, 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.

На рис. 5 изображено распределение величин амплитуд импульсов A на выходе фотоумножителя, возникающих при прохождении через сцинтиллятор моноэнергетических заряженных частиц (E - постоянно).

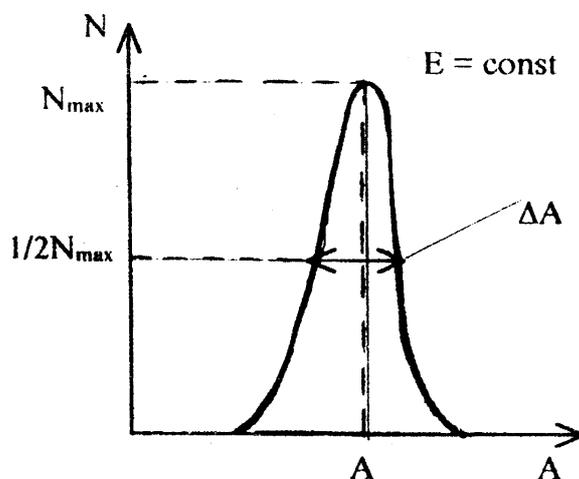


Рис.5. Распределение амплитуд импульсов A на выходе ФЭУ при прохождении через сцинтиллятор моноэнергетических заряженных частиц; N - число импульсов с амплитудой в интервале от A до $(A+dA)$

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

$$R = \Delta A / A. \quad (9)$$

Так как $A \sim E$, то

$$R = \Delta E \setminus E \quad (\text{энергетическое разрешение}). \quad (10)$$

При рассмотрении вопроса об амплитудном разрешении сцинтилляционного спектрометра можно разграничить процессы,

происходящие в сцинтилляторе и процессы, происходящие в фотоумножителе.

Флуктуации потока фотонов, падающих из сцинтиллятора на фотокатод умножителя, определяются несколькими причинами: флуктуациями величины поглощенной в сцинтилляторе энергии частицы, флуктуациями процесса люминесценции, оптической неоднородностью сцинтиллятора, различием условий собирания света на фотокатоде из различных частей сцинтиллятора. Если сцинтиллятор достаточно прозрачный и однородный, то можно сказать, что флуктуации интенсивности световой вспышки обусловлены в основном статистическим характером процесса люминесценции сцинтиллятора.

Если в световой вспышке образуется в среднем ν фотонов, то среднеквадратичное отклонение будет $\sqrt{\nu}$, а относительное среднеквадратичное отклонение $\delta = \frac{1}{\sqrt{\nu}}$. Обычно число

возбужденных атомов, и, следовательно, число излученных фотонов достаточно велико, например, при поглощении электронов с энергией $E \approx 600$ КэВ $\nu \sim 10^4$. Поэтому статистические флуктуации световой вспышки ($\delta \approx 1\%$) слабо сказываются на амплитудном разрешении сцинтилляционного спектрометра.

Флуктуации фотоумножителя обусловлены в основном флуктуациями числа электронов, вылетающих с фотокатода (n_0), а также флуктуациями коэффициента умножения динодов. Наибольшие статистические флуктуации амплитуды выходного импульса происходят вследствие флуктуаций количества электронов, испускаемых с фотокатода и приходящих на фотодиод, так как число их невелико. Для рассматриваемого случая ($\nu \sim 10^4$, $E \sim 600$ КэВ) при условии собирания 30% света на фотокатоде, 6%-ой эффективности фотокатода и в случае, если 50% возникших фотоэлектронов попадет на первый диод, получается, что на первый диод приходит только около 100 электронов. Это дает уже $\sim 10\%$ -ый разброс в величине выходного импульса. Флуктуации коэффициента умножения (особенно первого диода) еще более ухудшают амплитудное разрешение сцинтилляционного спектрометра. Наилучшее разрешение, которое удалось получить для спектрометра, состоящего из кристалла NaI(Tl) и ФЭУ-93 от электронов с энергией $E \sim 600$ КэВ составляет около 7%.

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

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \left(B + \frac{D}{E} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

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

$$R = \text{const} / \sqrt{E}. \quad (12)$$

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

$$W = 1 - e^{-\mu d} = 1 - e^{-(\sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}) N_0 d}, \quad (13)$$

где σ_{ϕ} , σ_{κ} и σ_{π} (см^2) - эффективные поперечные сечения для фото-, комптон-эффектов и образования пар, рассчитанные на один атом, N_0 (см^{-3}) - число атомов в 1см^3 , $\mu = (\sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}) N_0$ (см^{-1}) - коэффициент поглощения γ -квантов за счет этих процессов. Вероятность регистрации γ -квантов зависит от химического состава сцинтиллятора и энергии этих γ -квантов, так как σ_{ϕ} , σ_{κ} и σ_{π} зависят от атомного номера вещества сцинтиллятора и энергии фотонов.

На рис.6 представлена зависимость коэффициента поглощения μ в кристалле NaI(Tl) от энергии γ -квантов.

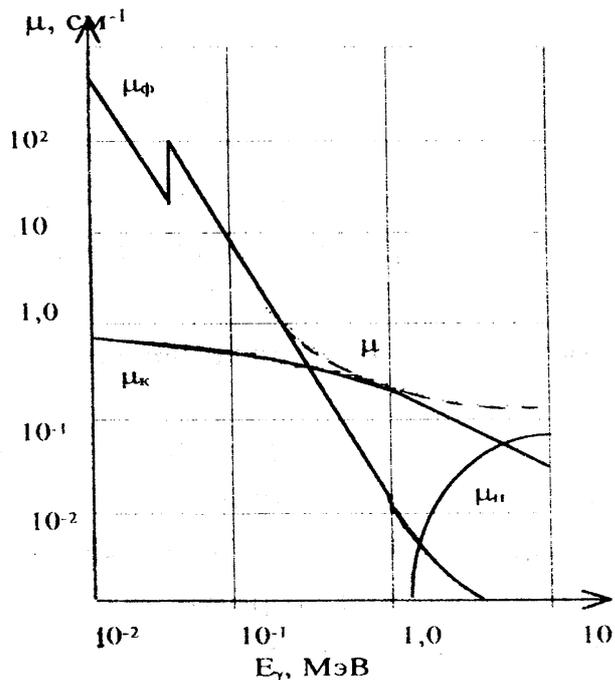


Рис.6. Зависимость коэффициента поглощения μ для кристалла NaI(Tl) от энергии γ -излучения: μ_ϕ - за счет фотоэффекта, μ_k - за счет комптон-эффекта, μ_π - за счет образования пар

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

Но особенно большое значение тип сцинтиллятора имеет в том случае, когда сцинтилляционный детектор предназначен не просто для измерения интенсивности γ -лучей, а для определения их спектрального состава, что требует регистрации энергии отдельных γ -квантов, т.е. в сцинтилляционных γ -спектрометрах. Качество такого γ -спектрометра определяется его энергетическим разрешением, т.е. той точностью, с которой амплитуда импульса на выходе ФЭУ соответствует энергии регистрируемого γ -кванта.

Существует несколько типов сцинтилляционных спектрометров. Наиболее распространенным из них является однокристалльный, свойства которого мы рассмотрим ниже. Более сложные сцинтилляционные приборы по существу состоят из различных комбинаций однокристалльных спектрометров.

4. Однокристалльный гамма-спектрометр

Однокристалльный гамма-спектрометр представляет собой сцинтилляционный детектор в сочетании с линейным усилителем и амплитудным анализатором. Пучок гамма-квантов направляется на сцинтиллятор детектора, импульсы которого после усиления попадают на амплитудный многоканальный анализатор.

Основными процессами, приводящими к появлению импульсов в сцинтилляционном детекторе в результате взаимодействия гамма-квантов с веществом сцинтиллятора, являются фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и образование пар. В каждом из этих процессов гамма-квант передает вторичному электрону разную долю своей энергии. Интенсивность световой вспышки, пропорциональная энергии вторичного электрона, определяет амплитуду импульсов на выходе ФЭУ. Измеряя зависимость скорости счета от амплитуды импульсов, можно получить так называемое "амплитудное распределение". В однокристалльных сцинтилляционных гамма-спектрометрах амплитудное распределение имеет довольно сложный характер, и поэтому не всегда удается надежно определить энергетический спектр гамма-квантов по измеренным амплитудным распределениям.

Характер амплитудного распределения на выходе ФЭУ от **моноэнергетического** гамма-излучения зависит от энергии гамма-квантов, от размеров и формы сцинтиллятора, а также от взаимного расположения источника и сцинтиллятора. На рис.7 приведен спектр импульсов от монохроматического гамма-излучения $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($E_\gamma=662$ КэВ), полученный на однокристалльном гамма-спектрометре с кристаллом NaI(Tl). По горизонтальной оси отложена величина амплитуды импульса A , по вертикальной оси - частота появления импульсов с амплитудой в интервале $(A, A+dA)$. Острый пик в области максимальных амплитуд обусловлен гамма-квантами, испытавшими в сцинтилляторе фотоэффект.

При фотоэффекте вся энергия гамма-квантов E_γ расходуется на вырывание электрона из атома и на сообщение ему кинетической энергии. Возбужденный атом сцинтиллятора переходит в основное состояние путем испускания характеристического рентгеновского излучения или оже-электрона, который легко поглощается в сцинтилляторе. Если же и пробег электрона укладывается в толще сцинтиллятора, то амплитуда импульса на выходе ФЭУ будет

пропорциональна энергии гамма-кванта, испытавшего фотоэффект. Поэтому фотопик называется пиком полного поглощения энергии гамма-кванта. В случае выхода характеристического излучения за пределы сцинтиллятора в спектре появляется дополнительный максимум, известный под названием “пик вылета”. Его амплитуда соответствует энергии $E = E_\gamma - E_k$, где E_k - энергия рентгеновского К-излучения. Например, для иода $E_k = 28$ КэВ. Для энергии гамма-квантов $E_\gamma \geq 100$ КэВ обычно пик вылета и полного поглощения не разрешаются и вылет из сцинтиллятора рентгеновских квантов приводит только к некоторой асимметрии пика полного поглощения. Непрерывный спектр амплитуд вызван электронами отдачи, возникшими при комптоновском рассеянии гамма-квантов. При комптон-эффекте часть энергии уносится рассеянным гамма-квантом, так что энергия комптон-электрона E_e меньше, чем энергия фотоэлектрона, а главное - она зависит от угла рассеяния кванта θ .

$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2} (1 - \cos\theta)} \right]. \quad (14)$$

Если рассеянный фотон поглотится в сцинтилляторе, то интенсивность световой вспышки будет пропорциональна энергии первичного гамма-кванта E_γ . Очевидно, такие случаи дадут вклад в пик полного поглощения, так как интервал времени между образованием электронов мал по сравнению со временем высвечивания сцинтиллятора.

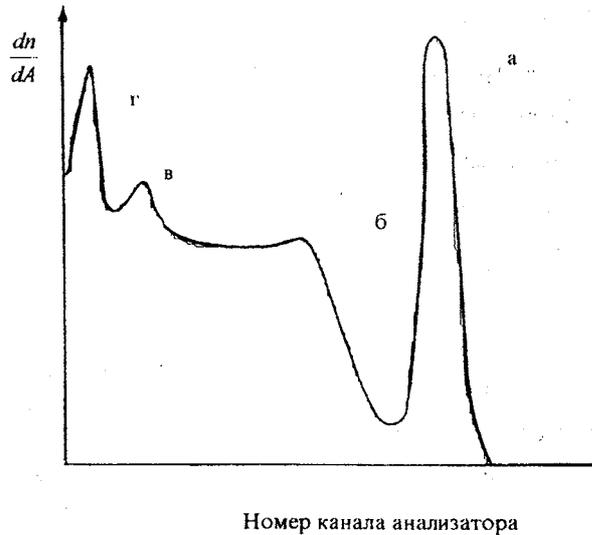


Рис.7. Спектр импульсов от гамма-квантов $^{137}_{55}\text{Cs}$, измеренный однокристалльным гамма-спектрометром с NaI(Tl) диаметром и высотой 40-40 мм: а - пик полного поглощения; б - граница комптоновского распределения; в - пик обратного рассеяния; г- пик от рентгеновского К-излучения Ва (33 КэВ)

Между непрерывным распределением, обусловленным комптоновским рассеянием, и пиком полного поглощения имеется провал, связанный с тем, что при однократном рассеянии гамма-квант не может передать всю свою энергию электрону. Расстояние между пиком полного поглощения и границей комптоновского распределения составляет $E_\gamma \left(1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}\right)^{-1}$, т.е. около $\frac{mc^2}{2} \approx 250$ КэВ (при $E_\gamma > mc^2$).

Обычно на непрерывное комптоновское распределение накладывается широкий максимум, обусловленный попаданием в сцинтиллятор гамма-квантов, рассеянных под углом $\theta=180^\circ$ от окна ФЭУ, контейнера упаковки, стенок защитного кожуха. Этот максимум принято называть “пиком обратного рассеяния”. Амплитуда пика обратного рассеяния зависит от величины E_γ . Для $E_\gamma > mc^2$ энергия рассеянного кванта равна $\frac{1}{2}mc^2$, т.е. 250 КэВ.

Острый пик в самом начале спектра образован К-рентгеновским излучением бария - 33 КэВ, сопровождающим процесс испускания гамма-квантов с энергией 662 КэВ (рис. 8).

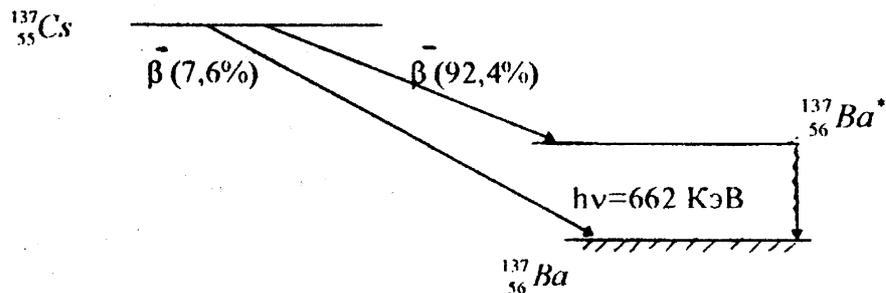


Рис.8. Схема распада изотопа $^{137}_{55}\text{Cs}$. Источник γ -квантов с $E_\gamma=662$ КэВ изотоп $^{137}_{56}\text{Ba}$ в возбужденном состоянии, возникающий при β -распаде $^{137}_{55}\text{Cs}$

В тех случаях, когда $E_\gamma > 1,02$ МэВ ($2mc^2$), возможен процесс образования пар, и если энергия гамма-квантов ненамного выше пороговой, то кинетическая энергия электрона и позитрона $E_\gamma - 1,02$ МэВ, невелика и они поглощаются в том же сцинтилляторе.

Затормозившийся позитрон аннигилирует с одним из электронов вещества сцинтиллятора, в результате возникают два аннигиляционных гамма-кванта с энергией 0,51 МэВ каждый. Если оба аннигиляционных гамма-кванта поглощаются в сцинтилляторе, то поглощенная энергия будет равна E_γ , и амплитуда импульса совпадет с пиком полного поглощения. Если в толще сцинтиллятора поглотится лишь один из аннигиляционных гамма-квантов, то при этом в сцинтилляторе выделится энергия $E_\gamma - 0,51$ МэВ - появится "пик одиночного вылета". Если оба аннигиляционных кванта выйдут из сцинтиллятора, выделившаяся энергия будет равна $E_\gamma - 1,02$ МэВ, эта энергия соответствует "пику двойного вылета" (рис.9).

Наиболее удобен для определения энергии падающих гамма-квантов пик полного поглощения. Поэтому наравне с понятием полной эффективности спектрометра, определяемой как отношение числа зарегистрированных квантов к числу попавших в сцинтиллятор, вводится понятие эффективности по фотопику, т.е. отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу падающих гамма-квантов.

К основным характеристикам сцинтилляционных спектрометров помимо амплитудного (энергетического) разрешения и эффективности его работы относится линейность, т.е. наличие пропорциональности между величиной импульса на выходе сцинтилляционного детектора (A) и энергией регистрируемых частиц (E). Вообще характер зависимости $A(E)$ определяется

свойствами сцинтиллятора и фотоумножителя. Линейная зависимость будет наблюдаться в случае, если световой выход сцинтиллятора не зависит от энергии электронов и гамма-квантов, а коэффициент усиления ФЭУ не зависит от величины входного сигнала. Кроме этих условий, линейность спектрометра в целом определяется еще линейностью работы усилителя и анализатора. Линейный гамма-спектрометр, прокалиброванный с помощью источников с известными гамма-линиями, позволяет определить значения энергий неизвестных гамма-линий в изучаемом спектре.



Рис. 9. Спектр импульсов γ -квантов ^{12}C ($E_{\gamma}=4,43$ МэВ), измеренный спектрометром с кристаллом NaI(Tl) размерами 2,6·7,6 см: а - пик полного поглощения (4,43 МэВ); б- пик одиночного вылета (3,92 МэВ); в - пик двойного вылета (3,41 МэВ)

5. Описание установки

Для исследования предлагается набор сцинтилляторов. Сцинтилляторы, изготовленные из монокристаллов, имеют цилиндрическую форму и помещены в специальную упаковку, непрозрачную для света и обеспечивающую механическую защиту сцинтилляторов. Жидкий сцинтиллятор помещен в соответствующий сосуд. Упаковка кристалла NaI(Tl) (рис.10) герметична, поскольку этот сцинтиллятор гигроскопичен; кристалл окружен слоем MgO, который служит отражателем света. Упакованный сцинтиллятор помещается на фотокатод ФЭУ. Для

лучшего оптического контакта между сцинтиллятором и фотокатодом наносится тонкий слой вазелинового масла.

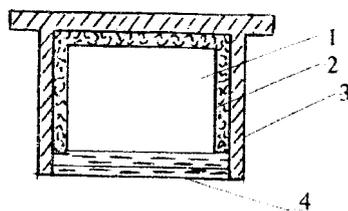


Рис.10. Кристалл NaI(Tl) в стандартной упаковке: 1 - кристалл NaI(Tl); 2 - порошок MgO; 3 - алюминиевый контейнер; 4 - выходное стекло

Фотоумножитель размещен на специальной панели в светонепроницаемом кожухе. На этой панели смонтирован и делитель для подачи напряжения на электроды ФЭУ. Со стороны фотокатода кожух имеет вывинчивающуюся крышку, закрывающую его от света. После смены сцинтиллятора эта крышка должна быть плотно закрыта, так как проникновение постороннего света на фотокатод, находящийся под напряжением, приведет в лучшем случае к резкому увеличению шумов, а, скорее всего к выходу из строя ФЭУ из-за возникновения в нем большого тока, разрушающего покрытие динодов. В кожухе смонтировано блокирующее устройство, препятствующее подаче высокого напряжения на делитель ФЭУ при открытой крышке, однако оно предназначено для аварийных случаев и рассчитывать на него не следует, а при всех манипуляциях с ФЭУ высокое напряжение необходимо устанавливать в 0.

В лабораторной работе используется набор гамма-источников активностью $\sim 0,2$ μCi . Коллимированные гамма-источники расположены в специальном свинцовом контейнере, установленном над крышкой фотокатода ФЭУ. При измерении зависимости амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения на его делителе сцинтиллятор извлекается, а фотокатод закрывается специальной крышкой, внутри которой имеется светоизлучатель (тип АЛ-37).

Блок-схема сцинтилляционного спектрометра приведена на рис.11. Импульсы с последнего динода ФЭУ поступают на вход линейного усилителя, а затем на вход амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП), установленного в компьютере.

Коэффициент усиления и высокое напряжение на делителе ФЭУ регулируются специальной программой из компьютера [4]. Для наблюдения формы импульсов от ФЭУ и измерения их длительности используется осциллограф со ждущей разверткой.

Для измерения γ -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 γ -линиям и светоизлучателю, аппроксимируются функцией Гаусса с учетом линейного фона в окрестности.

Перед началом работы необходимо ознакомиться с порядком включения установки, с компьютерными командами, управляющими ее работой [4], и программами обработки экспериментальных данных.

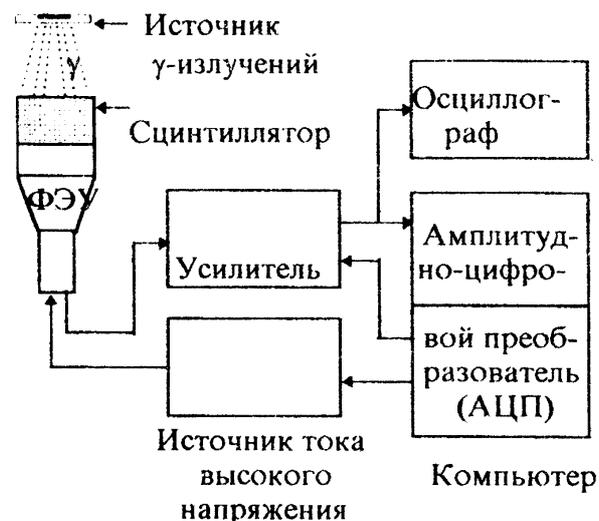


Рис. 11. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 1

Зависимость амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения на его делителе (анодная характеристика)

В упражнении используется генератор световых сигналов, дающий монохроматические вспышки постоянной интенсивности. Световой генератор собран на световом диоде типа АЛ-102 или 37 в специальном цилиндре, который ввинчивается в верхнюю крышку кожуха. Устанавливают высокое напряжение U_k на делителе ФЭУ и коэффициент усиления K_y согласно рекомендациям для данной установки (см. содержание пиктограммы – “подсказка” из меню).

Измерения амплитуды выходного импульса начинают с рекомендуемого напряжения, уменьшая напряжение на делителе ФЭУ ступенями через 64 В.

Распределение амплитуд импульсов на выходе ФЭУ при подсветке фотокатода световым диодом и при одном и том же напряжении на делителе U_k имеет форму Гаусса из-за статистических флуктуаций электронного потока в ФЭУ. Поэтому при каждом из напряжений U_k в течение 10-20 секунд проводят набор статистики на анализаторе. Измеряют амплитуду $A_{св.г.}$, соответствующую максимуму распределения Гаусса. Для этого каждое из полученных амплитудных распределений аппроксимируют распределением Гаусса и уже затем измеряют

амплитуду в максимуме распределения (см. /4/). Особенно важна такая процедура измерения амплитуды при невысоких (порядка 700-1000 В) напряжениях на делителе ФЭУ (но больших коэффициентах усиления), где определение положения максимума затруднительно. Каждая пара значений $A_{св.г.}$ и U_k фиксируется в памяти компьютера специальной командой – пиктограммой. К сожалению, провести измерения $A_{св.г.}$ во всем диапазоне напряжений U_k на делителе ФЭУ при одном и том же усилении не удастся. Это связано с тем, что из-за соображений линейности работы установки при больших значениях U_k (1600-1000 В) величина коэффициента усиления K выбирается небольшой (7-10), чтобы большие входные амплитуды не перегружали установку. При переходе же к меньшим значениям напряжений U_k усиление следует увеличить (возможно даже до максимального значения K_y), поскольку слишком малые амплитуды на входе анализатора не регистрируются. Поэтому в процессе измерений $A_{св.г.}$ придется несколько раз менять коэффициент усиления и измерения ведутся как бы “сериями”. При переходе к очередному усилению измерение, выполненное при последнем установленном напряжении U_k , следует повторить при новом (большем) коэффициенте усиления, но с тем же значением U_k . Такое повторное измерение $A_{св.г.}$ (при одном и том же U_k , но разных K_y) необходимо для «сшивки» результатов, полученных при разных коэффициентах усиления.

Пример: первая “серия” измерений была проведена с коэффициентом усиления 4 для значений напряжения U_k : 1664 В, 1600 В, 1536 В, 1472 В, 1408 В, 1344 В и 1280 В. Тогда вторая “серия” измерений с другим (большим) коэффициентом усиления, например, 18, должна начаться с $U_k=1280$ В (точка “сшивки” результатов) и далее для напряжений 1216 В, 1152 В, и 1088 В. В третьей “серии” амплитуды будут измерены, к примеру, с усилением 30 и для напряжений $U_k=1088$ В и 1024 В.

Переход к другой серии выполняется, во-первых, специальной командой – пиктограммой в режиме “стат. обработка” и, во-вторых, установкой нового (большого) коэффициента усиления.

Каждая “серия” измерений заносится в индивидуальный файл в память компьютера. Такой порядок работы вызван тем, что обработка экспериментальных результатов ведется по определенной программе.

Рекомендация: вы сэкономите время и сможете избежать многих ошибок, если амплитуду выходного сигнала будете определять сразу для каждого вновь установленного напряжения U_k , а не для всей “серии”.

По результатам измерений построить график функции $A_{\text{св.г.}}=f(U_{\text{к}})$ в двойном логарифмическом масштабе, т.е. по оси абсцисс отложить $\lg(U_{\text{к}})$, а по оси ординат - $\lg(A_{\text{св.г.}})$.

Форму импульсов с выхода ФЭУ наблюдают на осциллографе.

В заключение можно оценить уровень шумовых импульсов.

Отчет преподавателю по выполненному упражнению – демонстрация на экране дисплея полученного графика функции $A_{\text{св.г.}}=f(U_{\text{к}})$ с пояснениями к нему.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

Изучение свойств сцинтилляторов

В этом упражнении изучаются свойства некоторых сцинтилляторов, нашедших широкое применение в сцинтилляционной методике: NaI(Tl), CsI(Tl), стильбен, толан, раствор терфенила в ксилоле (жидкий раствор) и твердый раствор – раствор терфенила в полистироле (“полистирол”).

Для сравнения технических световых выходов всех исследуемых сцинтилляторов производят измерения наибольшей амплитуды от импульсов на выходе ФЭУ при постоянном напряжении на делителе ФЭУ (его величина приведена в подсказке) и при одном и том же источнике гамма-квантов, например $^{137}_{55}\text{Cs}$. Измерения ведутся с помощью анализатора компьютера и с помощью осциллографа.

Наибольшая амплитуда - это амплитуда, соответствующая, либо максимуму фотопика, либо, в случае отсутствия фотопика, концу области комптон-эффекта в амплитудном распределении с данным сцинтиллятором (при работе с осциллографом - это просто амплитуда максимального импульса, видимого на экране).

При выполнении упражнения можно ограничиться работой с тремя из пяти сцинтилляторов: NaI(Tl), стильбеном или толаном и “полистиролом”, поскольку “полистирол” (твердый раствор терфенила в полистироле) – жидкий раствор терфенила в ксилоле, а также стильбен–толан – имеют близкие характеристики (см. табл.1 “Свойства сцинтилляторов”).

Начать измерения рекомендуется со сцинтиллятора “полистирола”, имеющего наименьший технический выход. Усиление при этом следует выбрать максимально возможным ($K_{\text{y}} - 50-63$) с учетом того, что при переходе к сцинтилляторам с большим

техническим выходом коэффициент усиления должен быть уменьшен в 5-6 раз (например, при работе с NaI(Tl)).

Выставить рекомендованное в комментарии рабочее напряжение и выбранное для данного сцинтиллятора значение K_y . Провести измерение наибольшей амплитуды с помощью осциллографа. Необходимо также зарегистрировать амплитудное распределение на анализаторе компьютера и занести его в память в отдельный файл.

При том же напряжении U_k провести аналогичные измерения со стильбеном (K_y – тот же, что для “полистирола”), а затем с NaI(Tl), изменив K_y так, как рекомендовано в упражнении 3. При записи амплитудного распределения на компьютере от NaI(Tl) время измерения выбрать таким, чтобы статистическая ошибка в максимуме фотопика была 3-5%. 7

Каждый раз при установке нового сцинтиллятора **необходимо снимать высокое напряжение с ФЭУ** (не выключая питания низковольтной части установки). Только после этого можно вывинчивать верхнюю крышку кожуха и устанавливать сцинтиллятор. Сцинтиллятор устанавливают непосредственно на фотокатод фотоумножителя, предварительно нанеся на него каплю вазелинового масла. Нужно, чтобы масло создало тонкий слой между сцинтиллятором и фотокатодом ФЭУ без воздушных пузырей. Специальной крышкой, ввинчиваемой в арматуру, закрывают сцинтиллятор, защищая его от дневного света. Как уже отмечалось, измерения ведутся с помощью анализатора компьютера и с помощью осциллографа.

Далее с помощью осциллографа проведите измерения времени высвечивания сцинтилляторов τ . Измерения проводятся для NaI(Tl), стильбена и пластического сцинтиллятора. Для этого в каждом случае измеряют на осциллографе длительность фронта нарастания импульса от фотоумножителя τ_n (т.е. время, в течение которого сигнал нарастает от 10% до 90% амплитуды).

Оценить τ по измеренной величине τ_n можно по формуле:

$$\tau \cong 0.45 \cdot \sqrt{(\tau_n^2 - \tau_p^2)}, \quad (15)$$

в которой время реакции электронного тракта τ_p связано с полосой пропускания этого тракта f следующим образом:

$$\tau_p \cong 0.4 / f,$$

где $f = 10$ МГц.

Сравните полученные в данном упражнении отношения технических световых выходов сцинтилляторов с соответствующими отношениями конверсионных эффективностей, приведенных в таблице 1.

Сравните также значения τ , полученные по формуле (15), с величинами времени высвечивания из той же таблицы 1.

Сделайте вывод об относительной точности измерений τ в каждом случае.

В заключение сравните, используя уже записанные в память компьютера амплитудные распределения (спектры), полученные при одном и том же источнике гамма-квантов $^{137}_{55}\text{Cs}$ и при одном и том же напряжении со сцинтилляторами “полистиролом”, стильбеном и NaI(Tl) . Объясните отсутствие в спектрах с “полистиролом” и со стильбеном пика, соответствующего фотоэффекту.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 3

Исследование распределений импульсов по амплитудам с различными сцинтилляторами и различными источниками гамма-квантов

Измерения амплитудных распределений от всех предлагаемых в данном упражнении гамма-источников ведутся при одних и тех же значениях напряжения U_k на делителе ФЭУ и коэффициента усиления K_y . Эти значения были выбраны при выполнении упражнения № 2 при работе со сцинтиллятором NaI(Tl) , спектр которого хранится в уже имеющемся файле в памяти компьютера. Время измерений рекомендуется выбирать так, чтобы статистическая ошибка в максимуме фотопика была $\sim 3\text{-}5\%$.

1. Работу начинают с источника гамма-квантов с максимальной энергией $^{60}_{27}\text{Co}$. Устанавливают его в рабочее положение. На фотокатод ФЭУ помещают сцинтиллятор NaI(Tl) . Далее устанавливают рекомендуемые значения U_k и K_y (при работе со сцинтиллятором NaI(Tl) они такие же, как в упражнении 2). В случае отсутствия рекомендаций подбирают режим работы спектрометра (напряжение на делителе ФЭУ и коэффициент усиления усилителя) таким образом, чтобы фотопик располагался в одном из последних каналов анализатора. При выборе усиления надо иметь в виду, что при переходе к работе с органическим сцинтиллятором (например, стильбеном), имеющим технический

выход в несколько раз меньший, чем NaI(Tl), придется увеличивать в то же число раз коэффициент усиления. Поэтому при работе со сцинтиллятором NaI(Tl) не нужно выбирать больших усилений.

Снимают амплитудное распределение импульсов для данного источника гамма-квантов ($^{60}_{27}\text{Co}$). По окончании набора статистики записывают полученное распределение в память компьютера в отдельный файл.

Если при выполнении упражнения 2 по какой-либо причине не было записано амплитудное распределение от источника $^{137}_{55}\text{Cs}$ со сцинтиллятором NaI(Tl), то его необходимо снять при тех же значениях U_k и K_y , что и для $^{60}_{27}\text{Co}$ с NaI(Tl). Снимают и записывают полученное амплитудное распределение от источника гамма-квантов меньшей энергии ($^{137}_{55}\text{Cs}$) и заносят его в память компьютера в индивидуальный файл.

Далее устанавливают против сцинтиллятора NaI(Tl) и ФЭУ, третий источник гамма-квантов Hf, и, не меняя усиления и напряжения на делителе ФЭУ, измеряют и записывают в отдельный файл его амплитудное распределение.

Аналогично предыдущему записывают в отдельный файл в тех же условиях амплитудное распределение (спектр) неизвестного источника X.

2. Определите номера каналов анализатора, в которых располагаются максимумы фотопиков от “известных” гамма-источников, и припишите им энергию этих источников ($^{60}_{27}\text{Co}$ - два фотопика, соответствующие энергии гамма-квантов 1170 и 1330 КэВ; $^{137}_{55}\text{Cs}$ - фотопик от гамма-квантов 662 КэВ; энергию, соответствующую фотопикам этих и других известных источников см. также в табл. 2). Определите цену деления шкалы анализатора и получите с помощью соответствующей пиктограммы калибровочную кривую $E(N)$ - зависимость энергии в электрон-вольтах от номеров каналов. Оцените энергию гамма-квантов “неизвестного” источника по фотопикам и идентифицируйте его. Процедура построения калибровочной кривой и определения с ее помощью энергий других гамма-источников приведена в /4/.

3. При том же напряжении на делителе ФЭУ, что и в п. 1, получите амплитудное распределение от гамма-источника $^{137}_{55}\text{Cs}$ с одним из органических сцинтилляторов (толаном или стильбеном).

Разница в технических выходах сцинтилляторов – неорганического, в нашем случае NaI(Tl), и органического может привести к тому, что амплитуды импульсов, поступающих на вход анализатора при работе с органическим сцинтиллятором, окажутся

слишком малы, и будут ниже порога регистрации. Поэтому при переходе к измерениям с органическим сцинтиллятором следует эту разницу компенсировать увеличением коэффициента усиления усилителя в соответствующее число раз. Необходимое изменение коэффициента усиления оценить по данным упражнения 2 и таблицы 1. Записать амплитудное распределение с органическим сцинтиллятором в отдельный файл.

4. Установите на фотокатод ФЭУ сцинтиллятор CsI(Tl) и проведите измерение амплитудного распределения от α -препарата.

Объясните наблюдаемые спектры. Оцените энергию α -частиц, которую они оставляют в сцинтилляторе, и сравните ее с энергией частиц, испускаемых α -источником.

5. Оцените **разрешающую способность** $R_{\text{экс}}(E)$ спектрометра с различными гамма-источниками. Сравните экспериментальную зависимость $R_{\text{экс}}(E)$ с теоретической $R_T(E) \approx \text{const}/\sqrt{E}$. Константу const можно найти, если отнормировать (приравнять) теоретическое значение $R_T(E)$ для одного из значений энергии E по экспериментальным данным (например, для энергии $E=117$ КэВ гамма-кванта от $^{60}_{27}\text{Co}$) т.е.:

$$R_T(E) = R_{\text{экс}}(E); \quad \text{const}/\sqrt{E} = R_{\text{экс}}(E); \quad \text{const} = R_{\text{экс}}(E_{\text{Co}}) \cdot \sqrt{E_{\text{Co}}}.$$

Графики зависимостей $R_{\text{экс}}(E)$ и $R_T(E)$ (нормированную) можно получить, если использовать специальную программу компьютера. Для этого необходимо:

5.1. Выполнить, если этого не было уже сделано при работе по заданию п. 1, градуировку анализатора в эВ, так как в процессе градуировки определяется также и разрешение $R_{\text{экс}}$ спектрометра.

5.2. Указать (выделить) фотопик на амплитудном распределении того из гамма-источников, по которому вы будете проводить нормировку теоретической зависимости $R_T(E)$.

Дальнейшие действия по получению графиков зависимостей $R_{\text{экс}}(E)$ и $R_T(E)$ описаны в /4/.

В заключение необходимо вычислить вероятность взаимодействия гамма-квантов с веществом сцинтиллятора NaI(Tl) толщиной 2 см от всех трех гамма-источников.

Таблица 2

Некоторые радиоактивные изотопы, используемые в лабораторной практике, и их характеристики

Изо топ	Энергия γ -квантов, МэВ	Период полураспада
$^{22}_{11}\text{Na}$	1,277	2,6 года
$^{22}_{11}\text{Na}$	0,511	
$^{54}_{25}\text{Mn}$	0,84	310 дней
$^{60}_{27}\text{Co}$	1,17	5,24 года
$^{60}_{27}\text{Co}$	1,33	5,24 года
$^{55}_{30}\text{Zn}$	1,11	243,5 дней
$^{95}_{41}\text{Nb}$	0,745	35 суток
$^{113}_{50}\text{Sn}$	0,396	118 суток
$^{137}_{55}\text{Cs}$	0,662	30 лет
$^{181}_{72}\text{Hf}$	0,136	46 дней
$^{181}_{72}\text{Hf}$	0,345	46 дней
$^{181}_{72}\text{Hf}$	0,482	46 дней
$^{203}_{80}\text{Hg}$	0,279	46,9 суток

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как устроен сцинтилляционный счетчик (его основные составные части)?

2. Какие характеристики сцинтилляторов вы знаете?

3. Как объяснить различие в величине таких характеристик неорганических и органических сцинтилляторов как время высвечивания и световой выход?

4. Характеристики сцинтилляционного счетчика:

Что называется временным разрешением сцинтилляционного счетчика?

Чем оно определяется и каков порядок его величины?

Что называется амплитудным разрешением сцинтилляционного счетчика?

Чем определяется амплитудное разрешение?

5. Какие физические измерения можно проводить с помощью сцинтилляционного счетчика?

6. Каковы механизмы регистрации заряженных частиц и гамма-квантов в сцинтилляционном счетчике?

7. Как устроен сцинтилляционный гамма-спектрометр?

8. Как определить эффективность регистрации гамма-квантов в сцинтилляционном счетчике?

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю.В. Экспериментальные методы в ядерной физике. Курс лекций.- М.: Изд-во Моск. ун.-та, 1996
2. Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул. Пер. с англ./Под ред. Пономарева Л.И. - М.: Наука, 1980.
3. Балашов В.В. Строение вещества. Учеб. пособие. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1993.
4. Сомиков А.В. Спектрометрическая система НР-3. Специальный практикум по современным методам физических исследований. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 2004.