

ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**Гребенщиков В.В., СПбГУ,
кафедра "Экспериментальной ядерной физики"**

[Rev.PrB – 04/2002]

Электронная версия статьи подготовлена фирмой АВТЭКС Санкт-Петербург,
<http://www.autex.spb.ru>, E-mail: info@autex.spb.ru

СОДЕРЖАНИЕ

1. Сцинтилляционные детекторы электромагнитного излучения

- 1.1. Сцинтилляционные блоки детектирования на основе фотоэлектронных умножителей.
- 1.2. Сцинтилляционные детекторы с полупроводниковыми фотоприемниками

2. Пропорциональный счетчик

(готовятся к публикации)

3. Охлаждаемые полупроводниковые детекторы

- 3.1. Кремниевый детектор рентгеновского излучения
- 3.2. Германиевый детектор гамма излучения

4. Поточковые сцинтилляционные детекторы

- 4.1. Промышленная интроскопия и медицинская томография

5. Детекторы, применяемые в дозиметрических измерениях

- 5.1. Газоразрядные счетчики
- 5.2. Сцинтилляционные детекторы с органическим сцинтиллятором

6. Детекторы заряженных частиц

ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Физических явлений, позволяющих регистрировать излучение, не так уж много. Тем не менее, к настоящему времени создано множество детекторов различных типов, а разработка новых детекторов, регистрирующей аппаратуры, методов обработки экспериментальных данных по-прежнему остается актуальной задачей. Причина этого заключается в том, что решение конкретных задач, как правило, требует предельной оптимизации детектирующих систем. Предъявляемые требования чаще всего противоречивы. Например, необходимо одновременно обеспечить максимальное быстродействие и высокое энергетическое разрешение, либо максимальную эффективность регистрации при минимальном размере и т.д.

Попытаемся на примерах показать физические причины, обуславливающие основные характеристики и, соответственно, области применения наиболее популярных детекторов.

Довольно часто в науке и технике возникает задача регистрации жесткого электромагнитного (гамма или рентгеновского) излучения. В том случае, когда поток квантов не слишком велик, для регистрации используются пропорциональные счетчики, полупроводниковые и сцинтилляционные детекторы, работающие в режиме регистрации отдельных квантов (счетный режим).

Характерной чертой перечисленных детекторов является то, что амплитуда выходного сигнала пропорциональна энергии, выделившейся в детекторе при регистрации отдельного кванта. Строго говоря, в зависимости от типа детектора, выходной сигнал пропорционален числу образовавшихся носителей электрического заряда (электрон-ионных или электрон-дырочных пар), либо количеству возбужденных атомов и молекул рабочего вещества* детектора.

Перечислим основные процессы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, приводящие к выделению энергии:

- фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект);
- рождение электрон-позитронных пар;
- комптоновское рассеяние;

Заметим, что в двух первых процессах квант поглощается, а при комптоновском рассеянии изменяет направление своего движения и теряет лишь часть энергии.

*Рабочим веществом детектора будем называть тот объем вещества, который предназначен непосредственно для взаимодействия с регистрируемым излучением.

Вероятности процессов взаимодействия зависят от энергии регистрируемых квантов и элементного состава рабочего вещества. Вероятность комптоновского рассеяния пропорциональна атомному номеру вещества (Z), вероятность фотоэффекта изменяется как Z^5 , а вероятность рождения пар как Z^2 .

Кроме того, вероятность взаимодействия излучения с детектором пропорциональна количеству вещества, то есть его плотности и объему, поэтому для обеспечения максимальной эффективности регистрации электромагнитного излучения в качестве рабочего вещества целесообразно использовать тяжелые элементы, причем твердотельные детекторы обеспечат большую эффективность, чем детекторы с газообразным рабочим веществом.

Если энергия квантов превышает 4 - 6 кэВ, а к энергетическому разрешению (т.е. способности детектирующей системы различать кванты различных энергий) не предъявляется жестких требований, оптимальным детектором в большинстве случаев будет сцинтилляционный.

1. Сцинтилляционные детекторы электромагнитного излучения

Детекторы этого типа состоят из сцинтиллятора и сочлененного с ним фотоприемника. В сцинтилляторе (рабочем веществе детектора) при регистрации кванта возникает короткая световая вспышка, которая и регистрируется фотоприемником. Важнейшими характеристиками сцинтиллятора являются конверсионная эффективность и время высвечивания:

- Конверсионная (сцинтилляционная) эффективность – отношение энергии световой вспышки к энергии, выделившейся при регистрации кванта. От этой характеристики зависит в основном энергетическое разрешение. Конверсионная эффективность наиболее распространенного сцинтилляционного кристалла NaI(Tl) составляет 8-13% и условно принята за «1». Разброс в величине конверсионной эффективности связан с тем, что на сегодняшний день качество кристаллов заметно различается от экземпляра к экземпляру даже для одного производителя.
- Время высвечивания – временной интервал, в течение которого интенсивность вспышки затухает в e раз. Эта характеристика сцинтиллятора определяет предельно достижимую скорость счета.

Параметры некоторых распространенных неорганических сцинтилляторов сведены в таблицу 1.

Таблица 1. [1]

Материал	Z	Относительная сцинт. эффективность, %	Плотность г/см ³	Время высвечив., мкс
NaI(Tl)	50	100	3.67	0.25
CsI(Tl)	54	50	4.51	1
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO)	74	15	7.13	0.36
BaF ₂	54	16 5	4.88	0.62 0.008
Lu ₂ SO ₄ :Ce (LSO)	66	53 23	7.4	0.074 0.012
YAlO ₃ :Ce (YAP)	36	1 39	5.35	0.246 0.031

В качестве фотоприемников чаще всего применяются фотоэлектронные умножители (ФЭУ) [2] и реже, для специфических областей применения, полупроводниковые фотодиоды.

1.1. Сцинтилляционные блоки детектирования на основе фотоэлектронных умножителей.

Использование в сцинтилляционных детекторах ФЭУ обусловлено в первую очередь тем, что интенсивность световой вспышки невелика и для преобразования ее в электрический сигнал необходимо устройство с большим коэффициентом усиления и низким уровнем шума. Типовой коэффициент усиления ФЭУ составляет $10^5 - 10^6$, шум обусловлен в основном термоэлектронной эмиссией с фотокатода и обычно не представляет серьезной проблемы в сцинтилляционной спектрометрии. Длительность токового сигнала на выходе ФЭУ определяется длительностью световой вспышки и в зависимости от выбранного сцинтиллятора (см. таблицу 1), варьируется в диапазоне от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд.

Продемонстрируем взаимосвязь параметров сигнала, снимаемого с анода ФЭУ, со свойствами сцинтиллятора. Предположим, что используется NaI(Tl), а источником квантов является изотоп Fe^{55} . Этот препарат испускает кванты рентгеновского излучения с энергией около 6 кэВ и часто используется для тестирования блоков детектирования.

В энергетическом диапазоне ниже нескольких десятков кэВ доминирующим механизмом взаимодействия является фотоэффект, поэтому можно считать, что регистрация каждого кванта сопровождается энерговыделением в 6 кэВ. Приняв во внимание то, что максимум спектра излучения NaI(Tl) приходится на 415 нм (энергия светового фотона около 3 эВ), а конверсионная эффективность кристалла примерно 10%, найдем, что среднее число фотонов во вспышке составит 200. В сцинтилляционном детекторе хорошего качества, большая часть фотонов достигнет фотокатода ФЭУ. Квантовая эффективность лучших ФЭУ в максимуме их спектральной характеристики не превосходит (20–25) %, поэтому реальной оценкой числа электронов, вылетевших с фотокатода и попавших на вход умножительной системы ФЭУ, будет 30–40. Приняв коэффициент усиления ФЭУ равным $5 \cdot 10^5$ (типичная величина), найдем полный заряд на аноде ФЭУ – $(2,5 - 3) \cdot 10^{-12}$ К. Длительность выходного сигнала можно оценить как утроенное время высвечивания, т.е. 0.75 мксек., при этом средний ток в импульсе составит 30 – 40 мкА.

Итак, выходные сигналы представляют собой токовые импульсы длительностью в сотни наносекунд с амплитудой в десятки микроампер. Регистрация таких сигналов не представляет трудностей для современной электроники.

Исходя из оценки длительности, можно заключить, что предельно достижимая скорость счета блока детектирования с кристаллом NaI(Tl) не превосходит $(4-6) \cdot 10^5$ имп/сек.

Типичное амплитудное распределение импульсов на выходе блока детектирования, измеренное с помощью многоканального анализатора для рассмотренного примера, приведено на Рис.1.

Энергетическое разрешение - R - определяется как отношение ширины распределения на половине высоты к положению максимума.

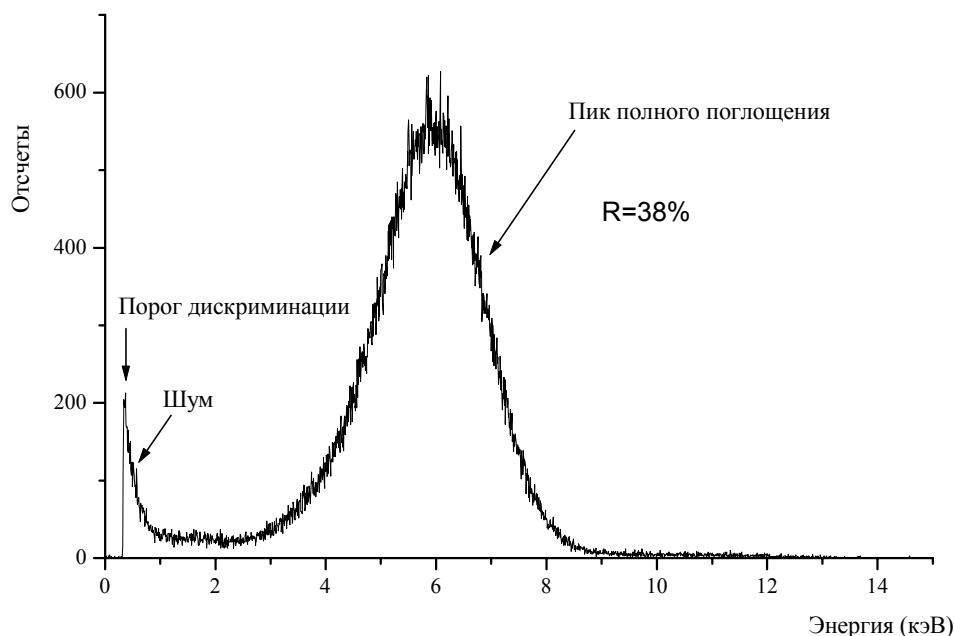


Рис.1 Амплитудное распределение, полученное на выходе сцинтилляционного блока детектирования с кристаллом NaI(Tl) при регистрации излучения Fe^{55} .

Приведенное на рисунке значение R получено из обработки амплитудного распределения. Получим теперь теоретическую оценку этой величины.

Для квантов небольших энергий, разрешение обусловлено в основном статистическим разбросом числа электронов, попавших на первый диод (вход умножительной системы ФЭУ). Обозначив число этих электронов через N , и приняв во внимание свойства статистического распределения Пуассона, в качестве оценки дисперсии $D(N)$ возьмем среднее значение N . Пусть это значение равно 36. Пик полного поглощения на Рис.1 можно аппроксимировать распределением Гаусса. Для такого распределения, ширина на половине высоты равна $2.36 \cdot \sqrt{D(N)}$ и в данном примере составляет 14.2. Максимум распределения отвечает среднему значению 36. Отношение этих величин $14.2/36$ дает значение энергетического разрешения 39 %, что хорошо совпадает с измеренной величиной.

По мере роста энергии регистрируемых квантов, относительная величина статистического разброса числа электронов уменьшается, разрешение улучшается, и при энергии 2-3 МэВ достигает предельной величины около 4 %. Это значение обусловлено в основном дисперсией коэффициента усиления ФЭУ.

На Рис.2 приведено амплитудное распределение, полученное от радиоизотопного источника Cs^{137} , испускающего гамма-кванты с энергией 662 кэВ и рентгеновское излучение со средней энергией квантов около 32 кэВ.

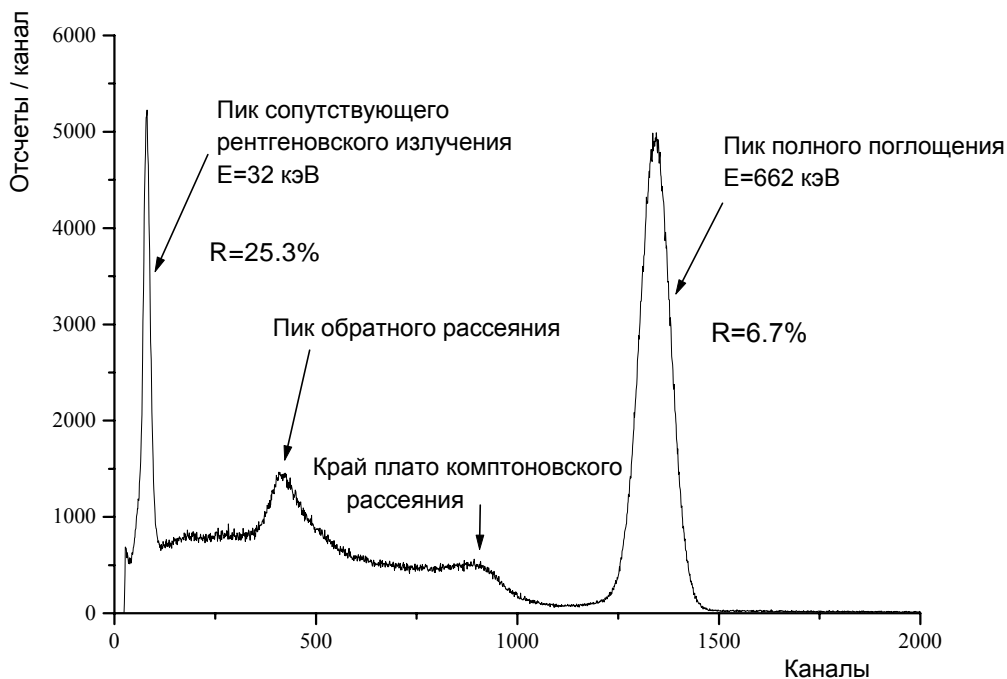


Рис.2. Амплитудное распределение, полученное от Cs^{137} . Кристалл CsI(Tl)

Следует отметить, что с ростом энергии квантов, вероятность фотоэффекта быстро падает и форма амплитудного распределения усложняется, что заметно затрудняет интерпретацию сложных спектров.

Нижняя граница энергетического диапазона, доступного для регистрации с помощью сцинтилляционного детектора, обусловлена тем, что амплитудное распределение «полезных» сигналов смещается слишком сильно в область шумовых импульсов (см. Рис.1.).

Верхняя граница диапазона в основном определяется размерами сцинтилляционного кристалла и связана с ухудшением разрешения из-за «утечки энергии» за пределы кристалла.

Широко применяющиеся в сцинтилляционных детекторах ФЭУ, наряду с несомненными достоинствами, обладают серьезными недостатками. Перечислим некоторые из них:

- невысокая квантовая эффективность фотокатода;
- необходимость стабильного высоковольтного (600 – 1200 В) питания;
- чувствительность к магнитным полям;
- относительно большие габаритные размеры

1.2. Сцинтилляционные детекторы с полупроводниковыми фотоприемниками

Альтернативой ФЭУ в некоторых случаях могут служить полупроводниковые фотоприемники. Кремниевые р-і-п фотодиоды, применяющиеся в этих целях, свободны от перечисленных выше недостатков ФЭУ. Несмотря на то, что максимум спектральной чувствительности кремниевых р-і-п диодов находится в красной области видимого спектра, а для большей части сцинтилляторов спектр испускания лежит в сине-зеленой области, квантовая эффективность составляет 0.4 - 0.6, т.е. заметно выше, чем для ФЭУ. Большая, чем у ФЭУ, квантовая эффективность, дает принципиальную возможность получить лучшее энергетическое разрешение.

Основная проблема, связанная с применением р-і-п диодов в сцинтилляционных детекторах, обусловлена тем, что они не обладают внутренним усилением. Величина сигнала определяется числом электрон-дырочных пар, образовавшихся в чувствительном объеме детектора при регистрации световой вспышки сцинтиллятора. Низкий уровень выходных сигналов требует для их регистрации применения специфических малощумящих зарядочувствительных усилителей. По этой причине, низкоэнергетический порог регистрации и энергетическое разрешение, определяются в основном уровнем шума регистрирующей электроники. Длительность сигнала на выходе усилительного тракта определяется теперь не параметрами сцинтиллятора, а необходимостью минимизировать шум. Оптимальная длительность сигнала составляет обычно не менее 4-6 мксек. В том случае, когда энергия регистрируемых квантов превосходит несколько сотен кэВ, от детектора не требуется высокого быстродействия, а объем сцинтиллятора не превышает нескольких см³, детекторы на основе сборки сцинтиллятор – кремниевый фотодиод, обеспечивают примерно то же энергетическое разрешение, что и сцинтилляционные детекторы с фотоэлектронными умножителями.

Основными достоинствами сцинтилляционных блоков детектирования с кремниевыми фотоприемниками относительно аналогичных блоков с ФЭУ, являются:

- существенно меньшие габариты и вес;
- отсутствие высоковольтного источника напряжения;
- долговременная стабильность коэффициента усиления, позволяющая отказаться от периодической калибровки;
- нечувствительность к магнитным полям.

В то же время, эти блоки детектирования существенно проигрывают по быстродействию, энергетическому диапазону регистрируемых квантов, температурной стабильности.

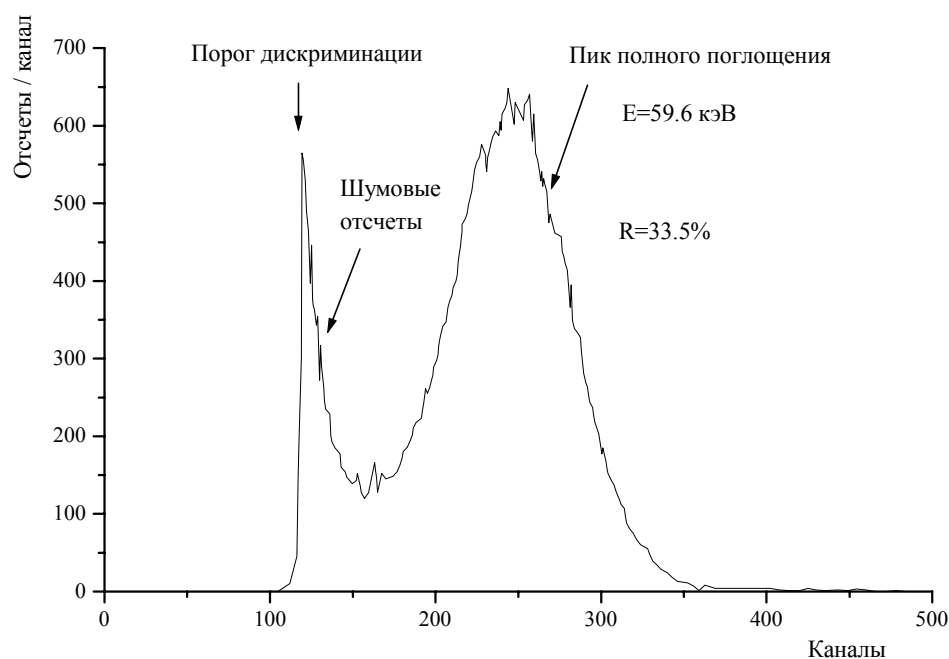


Рис.3. Амплитудное распределение, полученное от источника Am^{241} . Кристалл объемом 5 см^3 , p-i-n фотодиод площадью $10\times 10\text{ мм}^2$.

В силу ряда причин, в паре с кремниевым p-i-n фотодиодом часто используют сцинтилляционный кристалл CsI(Tl). Типичные амплитудные распределения, полученные на блоках детектирования с кремниевыми p-i-n фотодиодами и кристаллами CsI(Tl), приведены на Рис.3. и Рис.4.

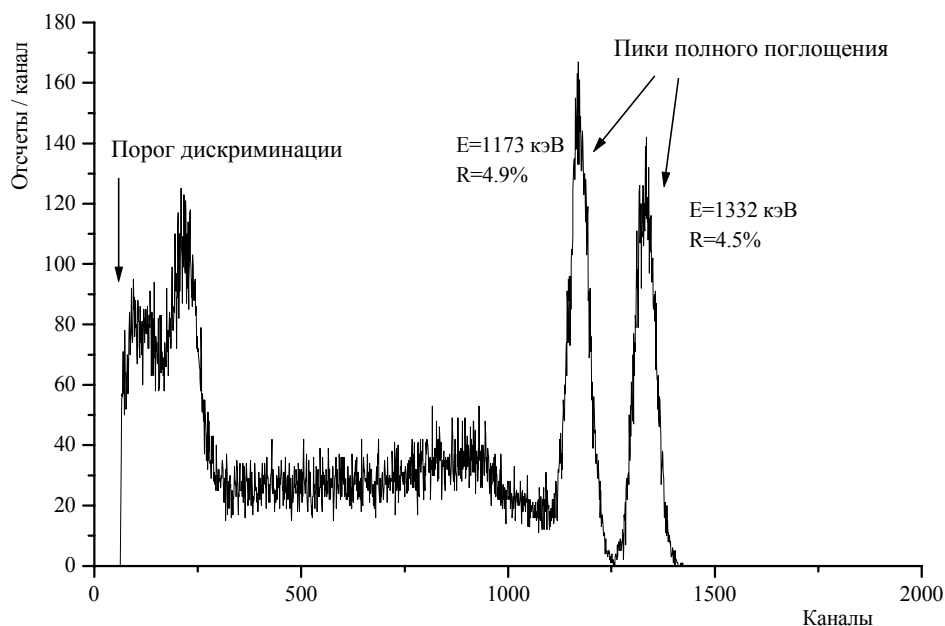


Рис.4. Амплитудное распределение, полученное от источника Co^{60} . Кристалл объемом 20 см^3 , p-i-n фотодиод площадью $10 \times 10 \text{ мм}^2$

Характерная особенность представленных спектров – довольно высокий порог дискриминации. Необходимость такого порога, как было отмечено, обусловлена шумом электронного тракта.

Итак, если энергия квантов превышает несколько кэВ, лидирует сцинтилляционный метод. Детектирование квантов с меньшими энергиями (например, в рентгеноспектральном анализе), обычно осуществляется при помощи пропорционального счетчика.

2. Пропорциональный счетчик

Пропорциональный счетчик традиционной конструкции представляет собой наполненную газом трубку, вдоль оси которой натянута тонкая (диаметром менее 100 мкм) металлическая нить. На нить подается положительный относительно корпуса счетчика (трубки) потенциал 1.5 – 2 кВ.

Ввод регистрируемого излучения в счетчик осуществляется чаще всего через тонкое входное окно, расположенное на боковой поверхности корпуса.

Кванты поглощаются в объеме счетчика атомами газа за счет фотоэффекта* и вызывают ионизацию газа. На образование одной электрон – ионной пары в зависимости от элементного состава заполняющего газа затрачивается от 22 эВ до 36 эВ энергии. Так, например, при поглощении кванта с энергией 6 кэВ, в заполненном аргоном счетчике образуется в среднем 230 пар.

Электрический ток, обусловленный дрейфом образовавшихся пар в электрическом поле счетчика, слишком мал и практически не выделяется из шумов регистрирующей аппаратуры.

Увеличение величины сигнала в пропорциональном счетчике осуществляется за счет «газового усиления», суть которого состоит в следующем:

Электроны, смещаясь в процессе дрейфа к аноду, попадают вблизи анодной нити в область сильного поля и приобретают энергию, достаточную для ионизации газа. В этом случае их соударения с атомами или молекулами газа сопровождаются появлением вторичных электронов, которые в свою очередь также приобретают в процессе дрейфа энергию, достаточную для ударной ионизации. Возникает лавинообразный процесс и количество электронов, по мере приближения к аноду, очень быстро возрастает.

Мерой увеличения ионизационного эффекта является коэффициент газового усиления, который показывает, во сколько раз возросло количество электрон – ионных пар за счет ударной ионизации. Размер области сильного поля невелик и не превышает нескольких диаметров нити, тем не менее, коэффициент усиления может достигать значений $10^2 - 10^4$. Величина газового усиления регулируется напряжением на анодной нити. Наличие газового усиления приводит к многократному увеличению тока, поэтому сигнал, вызванный поглощением кванта даже с энергией менее 1 кэВ, несложно зарегистрировать современной электроникой.

* Поглощение кванта сопровождается вылетом из атома быстрого электрона, энергия которого равна разности энергии поглощенного кванта и энергии связи электрона в атоме. Естественно, фотоэффект возможен только в том случае, если энергия кванта превышает энергию связи электрона. Поэтому зависимость фотоэффекта от энергии кванта претерпевает резкие скачки при энергиях равных энергии ионизации K-, L-,... оболочек. См. Рис.6,7.

Типичная зависимость коэффициента усиления от напряжения питания счетчика представлена на Рис.5.

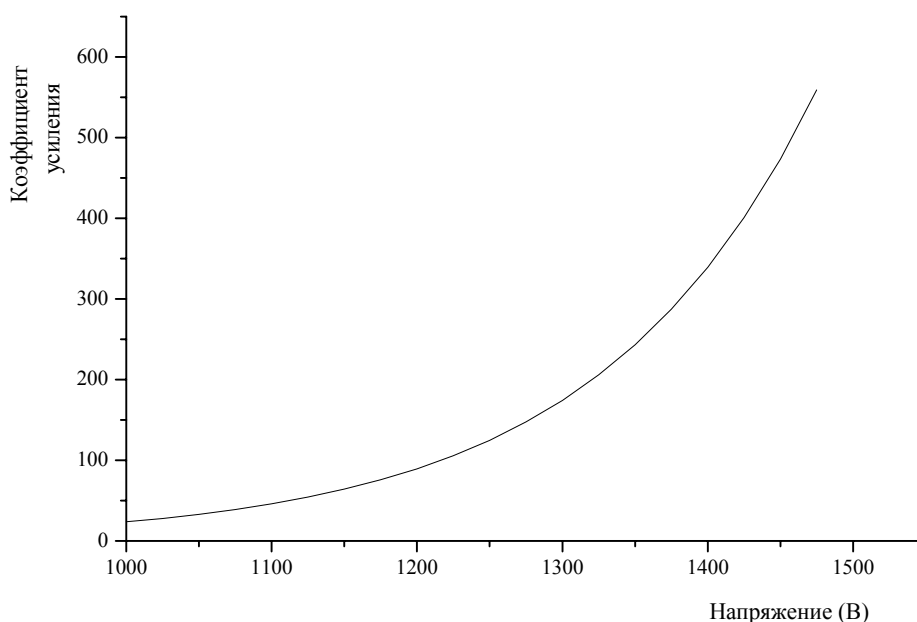


Рис.5. Зависимость коэффициента газового усиления от напряжения питания.

Сильная зависимость коэффициента усиления от напряжения и невысокий уровень сигналов, снимаемых со счетчика, предъявляют специфические требования к стабильности этого источника и уровню допустимых пульсаций.

Формирование сигнала на выходе счетчика связано в основном с процессом дрейфа положительных ионов (вклад электронной компоненты в амплитуду менее 10 %). Для достижения максимальной величины сигнала следовало бы использовать такое сопротивление нагрузки R , чтобы при емкости счетчика C произведение $R \cdot C$ было больше, чем время дрейфа ионов от анода к катоду. В этом случае, амплитуда импульса составила бы Q/C , где Q – полный (суммарный) заряд ионов. Время дрейфа ионов составляет обычно более 100 микросекунд, поэтому выбор столь большой постоянной времени выходной цепи привел бы к крайне низкому быстродействию. Особенностью счетчика является то, что выходной сигнал нарастает по логарифмическому закону и за сотую долю от полного времени дрейфа ионов достигает примерно половины своего максимального значения. Благодаря этому, оказывается возможным сформировать выходной сигнал с длительностью несколько микросекунд. Такое формирование приводит к уменьшению амплитуды выходного импульса на 40–60 %, но обеспечивает достаточно высокое быстродействие. Принципиальное ограничение на быстродействие пропорциональных счетчиков оказывает объемный заряд ионов вблизи анодной нити. Этот заряд искажает распределение электрического поля и приводит к зависимости коэффициента газового усиления от загрузки счетчика. Величина заряда прямо пропорциональна интенсивности

регистрируемого излучения и коэффициенту газового усиления. На практике предельная скорость счета блоков детектирования на основе пропорциональных счетчиков может достигать $(1-2) \cdot 10^5$ имп./сек.

Чаще всего пропорциональные счетчики используются для регистрации квантов с энергией ниже 15 - 20 кэВ. Это связано с тем, что рабочим веществом счетчика является газ, т.е. вещество с низкой плотностью.

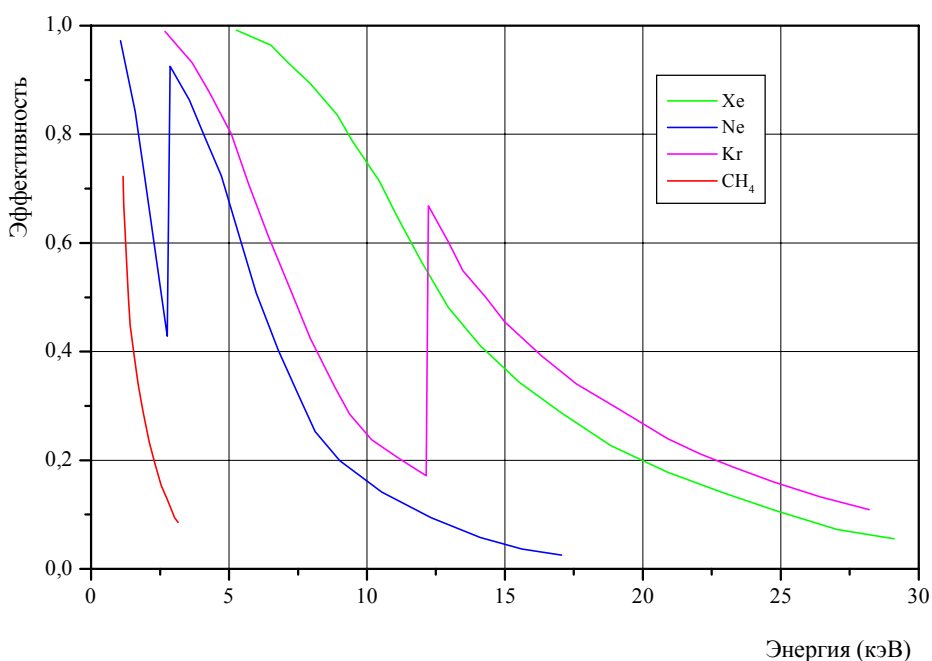


Рис.6. Эффективность регистрации в зависимости от энергии квантов для различных газов, заполняющих счетчик. Толщина слоя газа 2 см. Давление атмосферное.

Как видно из Рис.6, даже при заполнении счетчика тяжелыми газами, такими как криптон или ксенон, эффективность регистрации квантов с энергиями выше 20 – 30 кэВ оказывается невысокой.

Нижняя энергетическая граница области применения пропорционального счетчика составляет несколько сотен эВ и обусловлена поглощением излучения во входном окне. Пропускание некоторых материалов, используемых в качестве окон детекторов, приведено на Рис.7.

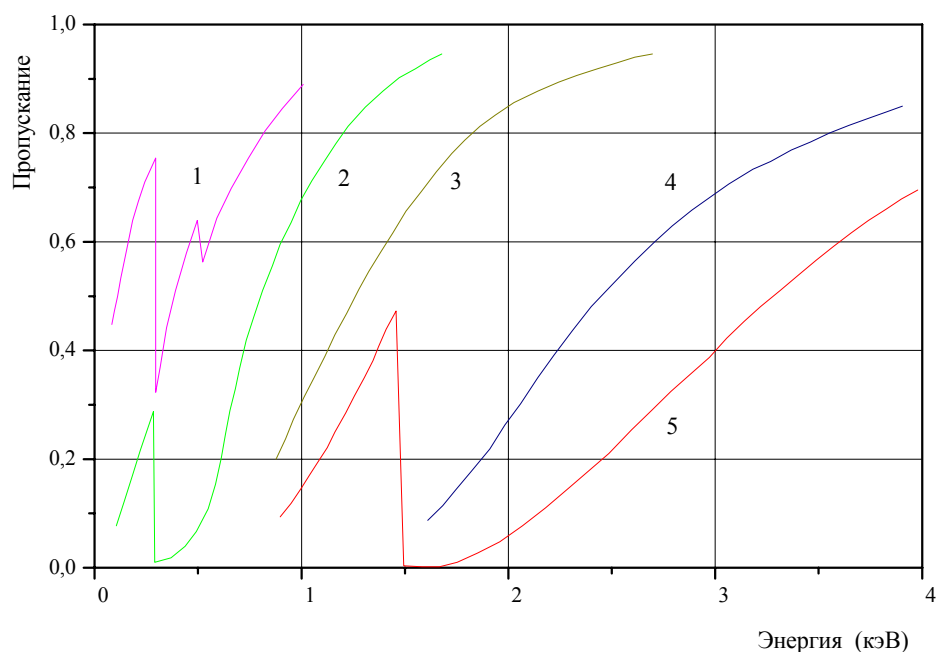


Рис.7. Пропускание окон детекторов:

1. нитроцеллюлоза 0.3 мкм;
2. лавсан 2 мкм;
3. бериллий 25 мкм;
4. бериллий 100 мкм;
5. алюминий 10 мкм.

Для регистрации квантов с энергиями менее 2 кэВ, в качестве материала входных окон необходимо использовать весьма тонкие пленки. Такие входные окна не удастся изготовить вакуумноплотными, поэтому для поддержания постоянного состава газа, счетчики делаются проточными, т.е. с непрерывной прокачкой газовой смеси.

На энергетическое разрешение пропорционального счетчика принципиальное влияние оказывают два фактора:

1. Флуктуации числа первичных пар, образовавшихся за счет энергии поглощенного кванта.
2. Флуктуации коэффициента газового усиления.

Дополнительное ухудшение разрешения может вызываться неоднородностью диаметра нити, ее смещением с оси счетчика, токами утечки, шумом регистрирующей электроники и т.д. Для счетчика хорошего качества, разрешение для квантов с энергией 6 кэВ составляет 16-18 %. По мере роста энергии квантов разрешение улучшается. Относительная ширина пиков уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из энергии.

На Рис.8. приведено амплитудное распределение, полученное при регистрации излучения Fe^{55} пропорциональным счетчиком с ксеноновым наполнением.

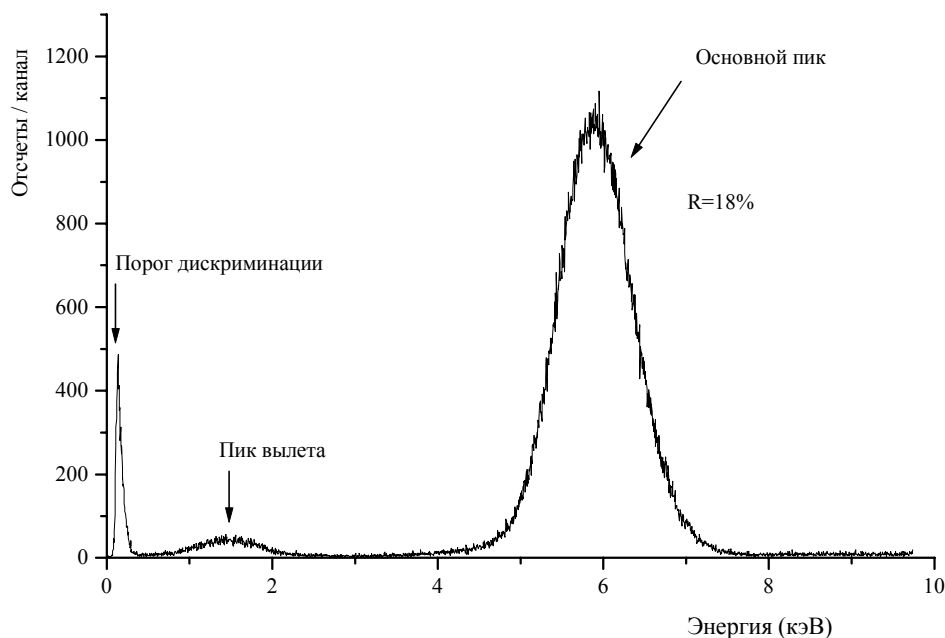


Рис.8. Амплитудное распределение, полученное при регистрации излучения Fe^{55} пропорциональным счетчиком с ксеноновым наполнением.

Помимо основного пика, обусловленного полным поглощением энергии кванта 5.9 кэВ, на рисунке наблюдается пик в районе 1.5 кэВ, который обозначен как «пик вылета». Появление этого пика связано с вылетом за пределы счетчика квантов характеристического излучения газа, заполняющего счетчик. Это излучение возникает вследствие ионизации атомов газа первичным (регистрируемым) излучением. В данном случае из счетчика вылетают кванты L-серии рентгеновского излучения ксенона, которые уносят примерно 4.4 кэВ энергии. Для квантов L-серии вероятность вылета за пределы счетчика невелика, соответственно этому интенсивность пика вылета на Рис.8. составляет небольшую долю от пика полного поглощения.

На Рис.9 приведено амплитудное распределение импульсов, полученное при регистрации излучения Am^{241} тем же счетчиком.

Отмеченный на этом рисунке пик вылета обусловлен вылетом за пределы счетчика квантов характеристического излучения K-серии ксенона. Вероятность такого процесса для квантов K-серии выше, чем для квантов L-серии, поэтому соотношение между интенсивностями пика полного поглощения и пика вылета существенно отличается от Рис.8.

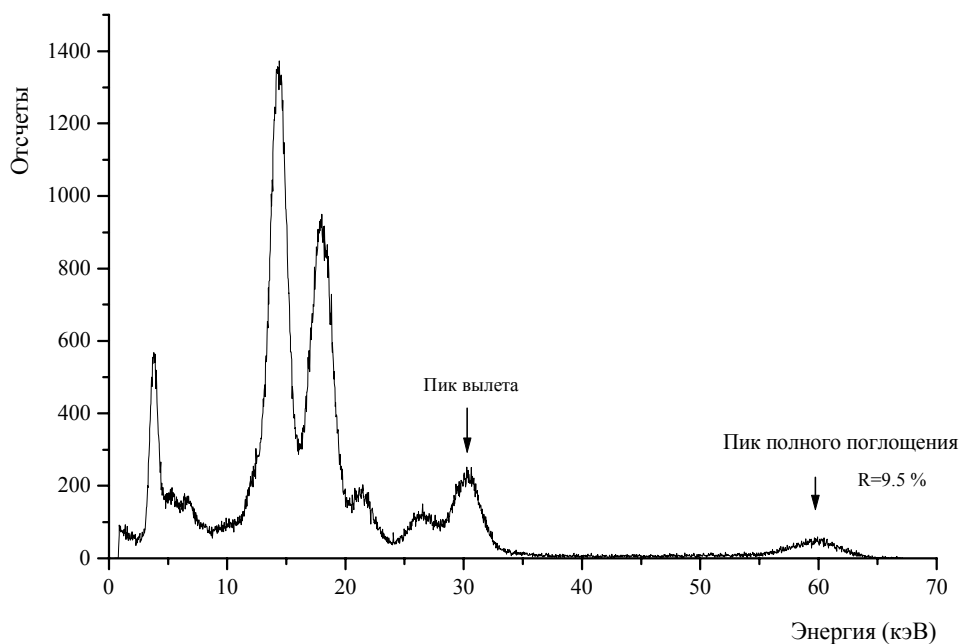


Рис.9. Излучение радиоизотопного источника Am^{241} , измеренное счетчиком с ксеноновым заполнением.

Интересно сравнить спектры, представленные на Рис.9 и Рис.3. В обоих случаях измерялось излучение Am^{241} . Из рисунков видно, насколько информативнее спектры, полученные с помощью детектора с лучшим энергетическим разрешением

Литература

1. Цирлин Ю.А., Глобус М.Е., Сысоева Е.П. Оптимизация детектирования гамма – излучения сцинтилляционными детекторами. М.: Энергоатомиздат, 1991г.
2. Берковский А.Г., Гаванин В.А., Зайдель И.Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Радио и связь, 1988г.