

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования  
«КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

КАФЕДРА МЕДИЦИНСКОЙ ФИЗИКИ

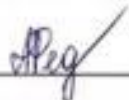
Направление: 03.04.02 Физика

Профиль: Медицинская физика

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ  
ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
В ЗАДАЧАХ ПЕРСОНАЛЬНОЙ ДОЗИМЕТРИИ

Студент 2 курса группы 06-919

«15» июня 2021 г.

 (Федотова А.А.)

Научный руководитель  
к.ф.-м.н., доцент

«15» июня 2021 г.

 (Дулов Е.Н.)

Заведующий кафедрой  
медицинской физики  
д.х.н., профессор

«15» июня 2021 г.

 (Агулов А.В.)

Казань – 2021 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. Дозиметрия	6
1.1 Определение дозиметрии и ионизирующего излучения	6
1.2 Радиационный фон	7
1.3 Базовые дозиметрические величины	9
1.4 Технические приемы для измерения, корректировки мощности дозы	12
2. Детекторы ионизирующего излучения	15
2.1 Взаимодействие гамма-излучения с веществом	15
2.2 Виды детекторов и их характеристики	19
2.3 Применение кремниевых ФЭУ в персональной дозиметрии	28
3. Численное моделирование взаимодействий излучения с веществом	30
3.1 Метод Монте-Карло	30
3.2 Программный пакет GEANT4	35
4. Экспериментальная часть	39
4.1 Нахождение гамма-постоянной	39
4.2 Нахождение коэффициента чувствительности	41
4.3 Численное моделирование отклика сцинтилляционного детектора	43
4.4 Процесс калибровки	45
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	50
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	51
ТЕЗИСЫ И МАТЕРИАЛЫ ПУБЛИКАЦИЙ	58
ПРИЛОЖЕНИЕ А	59
ПРИЛОЖЕНИЕ Б	64

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время становится *актуальным* появление персональных дозиметрических устройств нового типа, для которых востребованы задачи моделирования и поиск новых способов обработки данных.

Персональные дозиметры ионизирующего излучения на основе сцинтилляционного детектора стали доступны с появлением твердотельных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Сам сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора, в котором ионизирующие частицы вызывают люминесценцию, и фотоэлектронного умножителя, в нашем случае кремниевого ФЭУ (Si-ФЭУ), преобразующего световую вспышку в импульс электрического тока [1]. К основным преимуществам кремниевых ФЭУ относятся малый размер, нечувствительность к внешнему магнитному полю, малое энергопотребление. Сцинтилляционные детекторы обладают высокой эффективностью при малых размерах. К тому же кремниевые ФЭУ предоставляют информацию об энергии зарегистрированных частиц. Дозиметры на основе сцинтилляционного детектора могут служить хорошей заменой дозиметрам на основе счетчика Гейгера-Мюллера. На выходе счетчика Гейгера-Мюллера мы получаем подсчитанное число импульсов, т.е. число частиц, попавших на детектор, и теряем информацию об энергии частиц. Эта утрата сведения энергии частиц приводит к погрешности в измерении дозы и мощности дозы.

Недостатком счетчика Гейгера-Мюллера также является невысокая эффективность регистрации гамма-излучения.

Работа счетчика Гейгера-Мюллера характеризуется сильным изменением эффективности для рабочего диапазона энергий. Гамма-квантам малых энергий будет соответствовать большая эффективность и большая скорость счета, тогда, когда гамма-квантам большой энергии, наоборот, будет соответствовать малая эффективность и малая скорость счета. Таким образом, определение дозы через число импульсов приведет к тому, что гамма-кванты низких энергий будут давать избыточный вклад в дозу, а гамма-кванты высоких энергий – заниженный.

Коррекция зависимости эффективности детектора от энергии гамма-квантов («ход с жесткостью») в таких дозиметрах делается с помощью добавления к детектору поглотителя рассчитанной толщины. Такой толщины, чтобы подавить низкоэнергетические гамма-кванты, уменьшить их число настолько, чтобы мощность дозы, сосчитанная по количеству частиц, примерно соответствовала действительности [2]. Сцинтилляционные дозиметры дали новые возможности, т.к. появилась возможность измерять энергию частиц, т.е. отсутствует необходимость использования дополнительных поглотителей.

*Целью* данной работы являлась оптимизация обработки дозиметрических данных персональных сцинтилляционных дозиметров с использованием энергокомпенсации.

Для достижения поставленной цели сформулированы следующие *задачи*:

1. Моделирование взаимодействия гамма-излучения с сцинтиллятором в форме параллелепипеда;
2. Численное моделирование взаимодействия гамма-излучения с детектором с помощью программного пакета GEANT4;
3. Моделирование процесса калибровки сцинтилляционного дозиметра с использованием энергокомпенсации.

*Новизна* работы заключается в том, что впервые ставится задача оптимального разбиения диапазона энергий регистрируемых частиц на минимальное число интервалов, достаточных для измерения дозовых величин с заданной точностью.

Во введении диссертации обоснована актуальность исследования, сформулирована цель работы и перечислены решаемые задачи.

В первой главе проведен обзор литературы по дозиметрии ионизирующих излучений, радиационному фону, базовым дозиметрическим величинам, техническим приемам для измерения и корректировки мощности дозы.

Во второй главе проведен обзор литературы по взаимодействию гамма-излучения с веществом, детекторам ионизирующего излучения, применению кремниевых ФЭУ в персональной дозиметрии.

В третьей главе литературный обзор проведен по численному моделированию взаимодействий излучения с веществом по методу Монте-Карло в программном пакете GEANT4.

В оригинальной четвертой главе представлены расчеты нахождения гамма-постоянной и коэффициента чувствительности, выполняется моделирование отклика сцинтилляционного детектора. А также рассматриваются процесс калибровки, основные результаты и их обсуждение.

В заключении подведены итоги исследования, отражающие научную значимость диссертации.

## **1. Дозиметрия**

### **1.1 Определение дозиметрии и ионизирующего излучения**

Дозиметрия ионизирующих излучений является самостоятельным разделом прикладной ядерной физики, предметом исследования которого является определение физических величин, характеризующих воздействие ионизирующих излучений на среду, и разработка методов и средств определения этих величин [3]. Дозиметрия является основой для выработки мер радиационной безопасности при работе с ионизирующими излучениями или в аварийных ситуациях. Дозиметрия уровня облучения персонала и всего населения называется персональной дозиметрией. Прямые физические методы персональной дозиметрии заключаются в том, что доза внешнего облучения измеряется с помощью персонального дозиметра, который постоянно находится на теле человека. Персональный дозиметр представляет собой прибор, регистрирующий поток ионизирующего излучения за определенное время.

Ионизирующее излучение – это потоки электромагнитного излучения, элементарных частиц или осколков деления атомов, способные ионизировать вещество. Различают два вида ионизирующего излучения:

1. Непосредственно ионизирующее – излучение, которое состоит из заряженных частиц, способных ионизировать среду. К нему относятся электроны, позитроны,  $\alpha$ -частицы и другие, которые непосредственно ионизируют атомы и молекулы при прохождении через вещество.

2. Косвенно ионизирующее – излучение, которое состоит из незаряженных частиц, способных создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывать ядерные превращения. К нему относятся нейтроны и фотоны, которые порождают вторичные заряженные частицы, взаимодействие которых с веществом и приводит к его ионизации.

Ионизирующее излучение, которое состоит из частиц одного вида одинаковой энергии, называется моноэнергетическим однородным излучением. А немонэнергетическим называется излучение, состоящее из фотонов разных энергий или частиц одного вида с разными кинетическими энергиями. А смешанным излучением называется то излучение, которое состоит из частиц различного вида.

Классифицируют ионизирующее излучение по характеру его направленности: направленное и ненаправленное. Направленное излучение приходит в рассматриваемую точку пространства только по одному направлению. Примером может служить излучение точечного источника в отсутствие рассеивающей среды. У ненаправленного излучения иногда можно выделить преимущественное направление распространения. Если в некоторой области пространства отсутствует преимущественное направление распространения ионизирующего излучения, то излучение называют изотропным.

Классифицируют ионизирующее излучение также во временном масштабе (имеется в виду последовательность появления частиц (квантов) в процессе взаимодействия исходной частицы ионизирующего излучения с частицами среды). Различают первичное и вторичное ионизирующее излучение. Под первичным понимается ионизирующее излучение, которое в рассматриваемом процессе взаимодействия со средой принимается за исходное. Вторичное ионизирующее излучение возникает в результате взаимодействия первичного ионизирующего излучения с данной средой [4].

## **1.2 Радиационный фон**

Естественный радиационный фон – это неотъемлемый фактор окружающей среды, который оказывает существенное воздействие на жизнедеятельность человека. Эволюционное развитие показывает, что в условиях естественного фона обеспечиваются оптимальные условия для

жизнедеятельности человека, животных, растений. Поэтому при оценке опасности, обусловленной ионизирующим излучением, важно знать характер и уровни облучения от различных источников. Естественное фоновое облучение человека обуславливается внешним и внутренним облучением. Внешнее облучение создается за счет воздействия на организм ионизирующих излучений от внешних, по отношению к человеку, источников излучения, а внутреннее - за счет воздействия на организм ионизирующих излучений радиоактивных нуклидов, находящихся внутри организма. В среднем эффективная доза фонового облучения лежит в пределах 2,6 - 3,2 мЗв/год.

Источниками естественного радиационного фона являются космические лучи и радионуклиды, естественно распределённые в природе. Космические лучи представляют собой поток частиц высоких энергий, приходящих на Землю из мирового пространства. На уровне моря космическое излучение состоит в основном из мюонов, гамма-квантов и нейтронов. Поверхности Земли достигают и образовавшиеся ядра – космогенные радионуклиды, такие как  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Na}$ , вносящие определенный вклад в дозу как внешнего, так и внутреннего облучения человека.

Естественные радионуклиды принадлежат к сильно рассеянным элементам и повсеместно присутствуют в окружающей среде, прежде всего – в земной коре. Из них выделяются долгоживущие радионуклиды, имеющие период полураспада, соизмеримый с временем существования Земли (около  $4,5 \cdot 10^9$  лет)  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ . К примеру, калий-40 содержится в воде и в продуктах питания, поэтому вносит заметный вклад в дозу внутреннего облучения. В настоящее время существуют короткоживущие радионуклиды, так как постоянно образуются в результате ядерных превращений и распада долгоживущих.

Помимо естественных изотопов, существуют искусственные радионуклиды (техногенные). Они образуются в ядерных реакторах при бомбардировке стабильных ядер альфа-частицами или нейтронами и в

результате ядерных взрывов. Искусственным путем созданы радиоизотопы всех известных ныне элементов [5].

В связи с этим образуется радиационный фон, который отличается от естественного. Искусственный радиационный фон обусловлен деятельностью людей. Это излучения, которым человек подвергается при некоторых медицинских процедурах, в том числе при рентгенокопии, в результате работы некоторых промышленных установок и приборов.

### 1.3 Базовые дозиметрические величины

Поглощенная доза или доза излучения ( $D$ ) применяется для определения количества энергии ионизирующего излучения, поглощенного облучаемым в единицу массы веществом:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.3.1)$$

В СИ поглощенная доза измеряется в Дж/кг, и имеет специальное название – Грей (Гр). Устаревшая, внесистемная единица измерения дозы – 1 рад, 1 рад = 0,01 Гр.

Доза, полученная в единицу времени, называется *мощностью дозы*. Чем больше мощность дозы, тем быстрее растет доза излучения.

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (1.3.2)$$

Единица мощности поглощенной дозы – Грей в секунду (Гр/с), внесистемная единица – рад в секунду (рад/с).

Экспозиционная доза характеризует излучение, падающее на объект, и является величиной, отражающей взаимодействие поля фотонного излучения с воздухом. Она пропорциональна энергии фотонного излучения, затраченной на ионизацию молекул воздуха, и равна отношению средней величины суммарного

заряда  $dQ$  всех ионов одного знака, созданных в сухом атмосферном, к массе воздуха  $dm$ :

$$X = \frac{d\bar{Q}}{dm} \quad (1.3.3)$$

Единица экспозиционной дозы – Кл/кг. Внесистемная единица экспозиционной дозы – Рентген (Р),  $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ .

Мощность экспозиционной дозы – отношение приращения экспозиционной дозы  $dX$  за интервал времени  $dt$  к этому интервалу времени:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad (1.3.4)$$

Для экспозиционной дозы в СИ единица мощности дозы – ампер на килограмм (А/кг), внесистемная единица – Рентген в секунду (Р/с).

Произведение поглощенной дозы (излучения вида R) облучения органа или ткани  $T - D_{T,R}$ , и взвешивающего коэффициента качества излучения  $W_R$  получило название – *эквивалентная доза* облучения органа или ткани:

$$H_T = \sum_R D_{T,R} \cdot W_R \quad (1.3.5)$$

Единица эквивалентной дозы – Дж/кг, обозначается как Зиверт, Зв.

Значения  $W_R$  для некоторых видов излучения приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Значения  $W_R$  для некоторых видов излучения

Вид излучения	$W_R$
Фотоны, электроны, мюоны любых энергий	1
Протоны с энергией более 2 МэВ	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ или более 20 МэВ	5
Нейтроны с энергией от 10 кэВ до 100 кэВ	10

Нейтроны с энергией от 100 кэВ до 2 МэВ	20
Нейтроны с энергией от 2 МэВ до 20 МэВ	10

Эффективная доза  $E$  определена как функция, равная сумме произведений эквивалентных доз  $H_T$  облучения отдельных органов и тканей тела человека  $T$  на соответствующие взвешивающие коэффициенты качества  $W_T$ :

$$E = \sum_T H_T \cdot W_T = \sum_{T,R} W_T \cdot W_R \cdot D_{T,R} \quad (1.3.6)$$

Эффективная доза также измеряется в Зивертах, Зв (Дж/кг) [6].

Гамма-постоянная радионуклида представляет с собой дозовую характеристику поля гамма излучения точечного изотропного нуклида при фиксированных значениях активности нуклида и расстояния до точки детектирования [7]. Мощность дозы гамма излучения единичной активности можно всегда определить, если известна гамма постоянная, характеризующая данный радионуклид. Различают дифференциальную и полную гамма постоянные. Дифференциальная гамма постоянная  $\Gamma_i$  относится к определению моноэнергетической линии гамма-спектра радионуклида. Полная гамма постоянная (или гамма постоянная)  $\Gamma$  данного радионуклида численно равна мощности экспозиционной дозы  $\dot{X}$  (Р/ч), созданной фотонами всех спектральных линий точечного изотропного источника активностью в 1 мКи на расстоянии 1 см без начальной фильтрации:

$$\Gamma = \dot{X} \cdot \frac{R^2}{A} \quad (1.3.7)$$

Выражается во внесистемных единицах мощности экспозиционной дозы (Р·см<sup>2</sup>/ч·мКи). А значение гамма-постоянной в СИ  $\Gamma_{СИ}$  численно равно поглощенной дозе в воздухе, выраженной в аГр, (аГр·м<sup>2</sup>/с·Бк). Гамма постоянные радионуклидов определены расчетом в соответствии с определением (таблица 1).

## 1.4 Технические приемы для измерения, корректировки мощности дозы

Технические приемы для работы с ионизирующим излучением непрерывно развиваются. В наше время счетчики Гейгера-Мюллера активно вытесняются более компактными и лучшими по характеристикам аналогами в виде сцинтилляционных детекторов. У дозиметров на основе сцинтилляционных детекторов, чувствительность чаще всего возрастает с падением энергии фотонов и при нескольких десятках кэВ достигает максимума, а затем уменьшается с падением энергии. Гамма-излучение в области низких энергий даёт завышенное значение поглощённой энергии, в области высоких энергий (после 662 кэВ) – заниженное. У сцинтилляционных детекторов зависимость чувствительности от энергии («ход с жёсткостью») можно компенсировать с помощью выравнивающих фильтров (как и у газонаполненных и плёночных детекторов) [8]. Но в современных дозиметрах используется более эффективный метод – компьютерная коррекция, которая применяет предварительную информацию об энергетических спектрах излучения радионуклидов, которые могут встречаться на практике. Суть этого метода, хода с жёсткостью, в том, что энергия гамма-квантов, испускаемая изотопом, известна, таким образом по очереди можно измерить положение 12 фотопиков каждого радионуклида. Подобрать так, чтобы они попадали в каждое окно, на которое разбит рабочий диапазон энергий прибора. А затем обеспечить коррекцию в каждом окне, умножив измеренное значение на корректирующий коэффициент, что перемещает измеренное с ходом с жёсткостью положение фотопика в требуемое место энергетической шкалы прибора.

Энергетическая зависимость дозиметров является одним из существенных источников нормируемой дополнительной погрешности. Дополнительная погрешность от ионизирующих излучений, сопутствующих фотонному, как правило, не нормируется. Необходимо подчеркнуть, что именно различная энергетическая зависимость измерителей мощности экспозиционной дозы и

различное влияние сопутствующих излучений в определенных условиях может приводить к значительному расхождению показаний дозиметров разных типов. В широко применяемых дозиметрах, как правило, используются детекторы на основе ионизационных и сцинтилляционных принципах измерений.

У дозиметров с ионизационными камерами и газоразрядными счетчиками чувствительность, как правило, уменьшается с падением энергии фотонов. Такие дозиметры, обычно, градуированы по гамма-излучению  $^{60}\text{Co}$ , и могут занижать показания в два раза при нескольких десятках кэВ (область, в которой накапливается рассеянное излучение). Чтобы оценить возможность применения газоразрядных счетчиков в дозиметрии фотонного излучения, следует установить связь между скоростью счета и мощностью дозы. Применимость счетчиков для дозиметрии определяется зависимостью чувствительности от энергии фотонов: чем сильнее эта зависимость, тем менее благоприятно применение счетчика. Когда толщина катода счетчика больше пробега электронов в материале катода, то «действующей» толщиной катода будет слой, равный пробегу электронов. Электроны только из этого слоя могут попасть в чувствительный объем счетчика и вызвать разряд. Для каждого эффекта взаимодействия будет своя действующая толщина, поскольку при разных эффектах освобождаются электроны с разной максимальной энергией. В общем случае чувствительность сложным образом зависит от энергии фотонов, точное определение этой зависимости связано с некоторыми трудностями. Однако, энергетическая зависимость не очень велика, и это позволяет в некоторых случаях подобрать подходящее значение, одинаковое для всех эффектов. Обычные промышленные счетчики имеют значительную зависимость чувствительности от энергии фотонов в области низких энергий (до 0,6 МэВ). Только в узком диапазоне энергий с достаточной для практики точностью сохраняется пропорциональность между показаниями счетчика и мощностью дозы. Градуировку приборов со счетчиками надежнее производить по излучению такого спектрального состава, который близок к измеряемому. Экспериментально можно подобрать материал катода и его толщину, которые

обеспечили бы минимальную зависимость чувствительности счетчика по мощности дозы от энергии фотонов. Возможно, что наилучшие результаты можно получить со слоистым катодом. Дополнительные фильтры, обеспечивающие практически постоянную чувствительность бета-счетчика по интенсивности в диапазоне энергий 150 кэВ-2 МэВ, можно использовать для измерения мощности дозы в том диапазоне энергий. Малогабаритные тонкостенные счетчики с дополнительными фильтрами успешно применяют в качестве точечных детекторов излучения с постоянной чувствительностью в широком энергетическом диапазоне. Преимуществом счетчиков по сравнению с камерами является их большая чувствительность при небольших габаритах [9].

## 2. Детекторы ионизирующего излучения

### 2.1 Взаимодействие гамма-излучения с веществом

Под термином « $\gamma$ -квант» понимают жесткое электромагнитное излучение с энергиями десятки кэВ и выше, что соответствует длинам волн  $10^{-10}$  м. Гамма-кванты испытывают электромагнитное взаимодействие с электронами и ядрами среды. Взаимодействие с ядрами может привести к протеканию так называемых фотоядерных реакций, когда гамма-квант поглощается, а из ядра вылетает протон или чаще нейтрон. Однако, вероятность протекания фотоядерных реакций мала. К тому же реакции идут под действием гамма-квантов с достаточно высокими энергиями, превышающими энергию связи нуклонов в ядре, что для большинства ядер составляет около 8-10 МэВ. Существует несколько механизмов взаимодействия гамма-излучения с веществом, но с точки зрения детектирования гамма-излучения и передачи энергии среде важны три из них: фотоэффект, Комптон-эффект и рождение электронно-позитронных пар (рисунок 2.1).

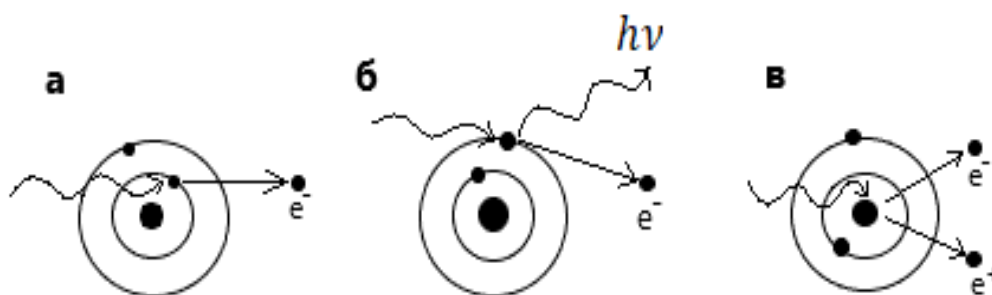


Рисунок 2.1 – Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом: а – фотоэффект, б – комптоновское рассеяние, в – образование пар

Первый рассматриваемый вид взаимодействия гамма-излучения с веществом – фотоэффект. Это процесс передачи всей энергии гамма-кванта электрону атома:

$$\gamma + A \rightarrow A^+ + e^- \quad (2.1.1)$$

При фотоэлектрическом поглощении гамма-квант, сталкиваясь с прочно связанным электроном (чаще электронами К-оболочки) в атомах облучаемого вещества, полностью передает ему свою энергию, сам исчезает, а электрон приобретает кинетическую энергию, равную энергии гамма-кванта минус энергия связи электрона в атоме:

$$E_e = E_\gamma - E_{св} \quad (2.1.2)$$

Таким образом, при фотоэффекте вся энергия первичного гамма-кванта преобразуется в кинетическую энергию фотоэлектронов, ионизирующие атомы и молекулы. На освободившееся место в орбите К-оболочки перескакивает электрон Е-оболочки, на Е-оболочку – электрон М-оболочки и т. д. Перераспределение электронов в ионизированном атоме приведет к испусканию характеристического рентгеновского излучения и Оже электронов. Фотоэлектрическое поглощение преобладает тогда, когда энергия гамма-кванта не превышает 0,05 МэВ, а поглотителем является вещество с большим атомным номером.

Фотоэффект невозможен на слабосвязанных и свободных электронах (не связанных с атомом), так как они не могут поглощать гамма-кванты (при этом невозможно одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса). В воздухе, воде и биологических тканях фотоэлектрическое поглощение составляет 50% при энергии гамма-квантов порядка 60 кэВ. При  $E = 120$  кэВ доля фотоэлектрического поглощения составляет около 10% , а начиная с 200 кэВ этим процессом можно пренебречь. В этом случае гамма-излучение ослабляется за счет комптоновского рассеяния [10].

Комптон-эффект состоит в том, что гамма-кванты, сталкиваясь с слабосвязанными электронами передают им не всю свою энергию, а только часть ее и после соударения изменяют направление своего движения, т. е. рассеиваются (рисунок 2.1, б). В результате формируется непрерывный спектр комптоновских электронов и гамма-квантов. Из-за соударения с гамма-квантами

электроны (электроны отдачи) приобретают значительную кинетическую энергию и расходуют ее на ионизацию вещества (вторичная ионизация).

В отличие от фотоэффекта, при Комптон-эффекте взаимодействие гамма-квантов происходит с внешними, валентными электронами, энергия связи которых минимальная. А комптоновское рассеяние возможно на свободных электронах, легких элементов при  $E_\gamma \geq 0,05$  МэВ.

Таким образом, в результате Комптон-эффекта интенсивность гамма-излучения ослабляется вследствие того, что гамма-кванты, взаимодействуя с электронами среды, рассеиваются в различных направлениях и уходят за пределы первичного пучка, а также в результате передачи электронам части своей энергии:

$$E_{\gamma 2} = E_{\gamma 1} - E_{e^*} \quad (2.1.3)$$

Образование электронно-позитронных пар (рисунок 2.1). Проходя через плотное вещество, некоторые гамма-кванты с энергией не ниже 1,022 МэВ превращаются под действием сильного электрического поля вблизи ядра атома в пару электрон – позитрон ( $e^- e^+$ ):

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.1.4)$$

В этом случае одна форма материи – гамма-излучение преобразуется в другую – в частицы вещества. Образование такой пары частиц возможно только при энергиях гамма-квантов не меньших, чем энергия, эквивалентная массе обеих частиц электрона и позитрона. Поскольку у электрона и позитрона массы одинаковы, то для их образования без сообщения им дополнительной кинетической энергии, энергия гамма-кванта должна удовлетворять соотношению взаимосвязи массы и энергии:

$$E = h\nu \geq m_e c^2 \approx 1,022 \text{ МэВ} \quad (2.1.5)$$

В том случае если энергия гамма-квантов больше 1,022 МэВ, то избыточная энергия передается частицам. Тогда кинетическая энергия

образующихся частиц  $E_k$  равна разности между энергией фотона  $E_\gamma$  и удвоенной энергией покоя электрона:

$$E_k = E_\gamma - 2m_e c^2 = h\nu - 1,022 \text{ МэВ} \quad (2.1.6)$$

В дальнейшем образовавшаяся электронно-позитронная пара исчезает (аннигилирует): превращается в два вторичных гамма-кванта с энергией, равной энергетическому эквиваленту массы покоя частиц (0,511 МэВ). Вторичные гамма-кванты способны вызвать лишь Комптон–эффект и в конечном счете фотоэффект, т. е. терять энергию только при соударениях с электронами. С возрастанием энергии гамма-квантов и плотности поглотителя вероятность процесса образования пар увеличивается.

Рисунок 2.2 показывает области преобладания основных взаимодействий гамма-квантов с веществом в зависимости от энергии квантов и атомного номера поглотителя. Линии показывают равенства сечений, они соединяют точки с равной вероятностью процессов. Таким образом, для низких энергий квантов и поглотителей с большим  $Z$  преобладает фотоэффект, для средних энергий и поглотителей со средними значениями  $Z$  – комптоновское рассеяние, для тяжелых поглотителей и высоких энергий – образование пар.

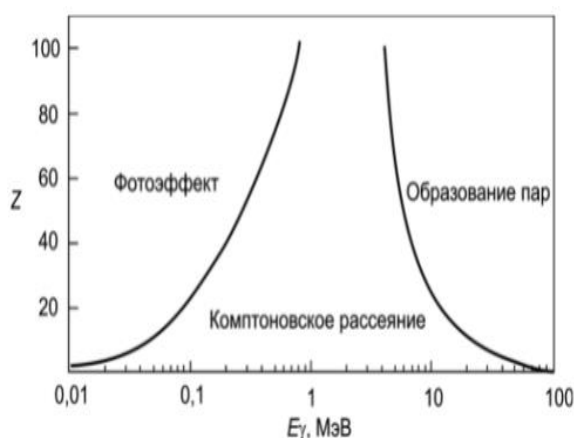


Рисунок 2.2 – Области преобладания различных видов взаимодействия гамма-излучения с веществом

Все описанные эффекты будут сопровождаться вторичными процессами. Очевидно, электрон, выбитый из атома, будет выбивать вторичные электроны из среды, ионизируя и возбуждая атомы и молекулы: порождать тормозное и, возможно, черенковское излучение [11].

## 2.2 Виды детекторов и их характеристики

Детекторами ионизирующих излучений называют устройства, предназначенные для обнаружения излучений и частиц, определения состава излучения и измерения его энергетического спектра. Для реализации детекторов используют разнообразные эффекты, возникающие при взаимодействии излучения с веществом [12]. В любой случае, детекторным устройством можно считать структуру, на вход которой поступают частицы, а на выходе появляются сигналы. Для разных детекторов характерна разнообразная форма выходных сигналов в виде импульсов тока, вспышек света и т. п. Существуют характеристики, определяющие пригодность детекторов:

1. Эффективность регистрации частиц определяется как отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в детектор:

$$\eta_p = \frac{N_p}{N}, \quad (2.2.1)$$

где  $N_p$  – число зарегистрированных частиц (квантов);  $N$  – число частиц (квантов), попавших за это же время в рабочий объем детектора через входное окно.

Эффективность регистрации зависит от многих факторов и различна для разных детекторов. Для одного и того же детектора она зависит от вида излучения, а для одного и того же вида излучения зависит от его энергии.

2. Разрешающее время (временное разрешение) – минимальный промежуток времени между последовательным попаданием в детектор двух частиц, когда их сигналы еще не

накладываются друг на друга. Если разрешающее время сравнимо со средним временем между попаданием частиц, значительная их часть не будет подсчитана. Мерой инерционности детектора является *мертвое время* – время, за которое детектор, зарегистрировавший одну частицу, успевает вернуться в исходное состояние, чтобы быть готовым к регистрации следующей частицы. Частицы, прошедшие через детектор в период мертвого времени, не регистрируются.

3. Энергетическое (амплитудное) разрешение детектора – это способность детектора разделять две частицы, различающиеся по величине энергии. Чем меньше различие в энергиях частиц, разделенных детектором, тем лучше его разрешение. Разрешение определяют, как отношение ширины дифференциального амплитудного распределения импульсов на половине высоты максимума к амплитуде, соответствующей положению максимума при облучении детектора потоком моноэнергетических частиц (квантов):

$$R = \frac{\Delta A}{A}, \quad (2.2.2)$$

где  $\Delta A$  – ширина пика на половине высоты,  $A$  – амплитуда.

4. Пространственным разрешением детектора называется погрешность, с которой детектор может фиксировать положение частицы в пространстве [13].

Широко распространены два основных класса детекторов – трековые и электронные. В трековых детекторах частица тем или иным образом оставляет след от своего прохождения. К ним относятся камера Вильсона, пузырьковая камера, фотоэмульсионные, фотолюминесцентные и термолюминесцентные детекторы. Наиболее часто используются электронные детекторы, в которых попадание частицы излучения приводит к появлению электрического сигнала. Такие детекторы достаточно просто сопрягаются с микропроцессором или компьютером, которые производят расшифровку сигналов и представление

интересующей информации об излучении. Основные типы электронных детекторов – газоразрядные, полупроводниковые и сцинтилляционные.

В основе работы *газоразрядных детекторов* лежит ионизация вещества под действием радиоактивного излучения, поэтому их еще называют ионизационными. Простейший детектор такого типа – счетчик Гейгера-Мюллера (рисунок 2.3) – представляет собой цилиндрический конденсатор, внутренний объем которого заполнен газом.

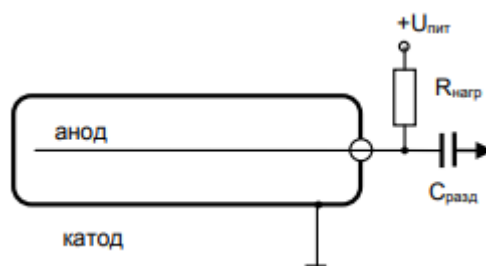


Рисунок 2.3 – Устройство счетчика Гейгера-Мюллера

Ионизирующее излучение, попадая на стенки счетчика, выбивают из него электроны. Электроны сталкиваются с атомами газа выбивают из атомов другие электроны. В результате образуются свободные электроны и положительные ионы. Разгоняясь под действием электрического поля, электроны разгоняются до энергий, при которых начинается ударная ионизация. Возникает электронно-ионная лавина. При этом заряд, собираемый на обкладках, может увеличиться в  $10^2 - 10^5$  раз. При достаточно большой напряженности поля ионы приобретают энергию, которой становится достаточно для образования вторичной лавины, способной поддерживать самостоятельный разряд конденсатора. При возникновении вторичной лавины ионов в счетчике Гейгера на сопротивлении  $R$  образуется импульс напряжения, который подается на регистрирующее устройство. Для регистрации последующих частиц необходимо погасить лавинный разряд. Это происходит автоматически. Когда на сопротивлении  $R$  появляется большое падение напряжения, напряжение между катодом и анодом резко падает и разряд прекращается. Также для ускорения гашения могут использоваться специальные схемы. Они принудительно снижают напряжение

на счетчике, что позволяет уменьшить анодное сопротивление и увеличить уровень сигнала. Такие счетчики широко применяют в дозиметрии: они просты, не требуют усиления сигналов, но не позволяют измерять энергию частиц. Общий недостаток газоразрядных детекторов – низкая, порядка 1% эффективность регистрации гамма-излучения [12].

*Полупроводниковый детектор* представляет собой ионизационную камеру, чувствительный объем которой является твердым телом – полупроводниковый кристалл. Полупроводники получили широкое распространение благодаря особым свойствам р-п перехода – области соприкосновения полупроводников р и n типа (рисунок 2.4, а).

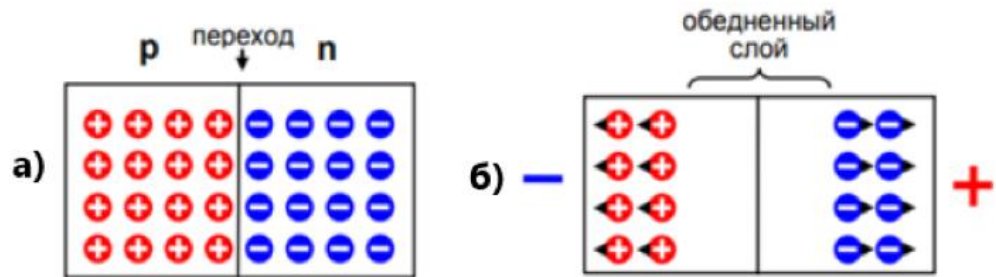


Рисунок 2.4 – р-п переход

Если приложить к нему напряжение минусом к р-области, а плюсом к n (в обратном направлении), то возникает ситуация, когда электроны и дырки «вытягиваются» полем из области перехода (рисунок 2.4, б). Образуется слой, обедненный носителями заряда; иногда его называют запирающий слой. Толщина этого слоя зависит от величины приложенного напряжения и может составлять от долей миллиметра до сантиметров. Можно сказать, что этот слой обладает высоким электрическим сопротивлением. Другими словами, ток через р-п переход, смещенный в обратном направлении, практически не идет. Именно на этом свойстве основана работа полупроводникового детектора излучений. Таким образом, полупроводниковый детектор представляет собой р-п переход, смещенный в обратном направлении. В обычных условиях он практически не содержит свободных носителей заряда. Однако под действием регистрируемого

излучения в нем возникают электроны и дырки, которые «вытягиваются» электрическим полем из обедненного слоя, порождая электрический импульс.

Полупроводниковые детекторы позволяют хорошо различать частицы с различной энергией, т. е. обладают высоким энергетическим разрешением. Недостаток – величина выходных импульсов. При регистрации частиц с низкой энергией эти импульсы соизмеримы по амплитуде с шумовыми импульсами, уменьшить которые можно понижением температуры.

*Сцинтилляционный метод* регистрации излучений основан на возникновении в некоторых соединениях вспышек света (сцинтилляций) под действием заряженных частиц [14]. Сцинтилляционные детекторы ионизирующих излучений имеют определенное преимущество перед счетчиками Гейгера – по амплитуде и длительности вспышки можно судить о типе и энергии породившей ее частицы. Также достоинством сцинтилляционных детекторов является высокая доля регистрируемых частиц и высокая эффективность детектирования гамма-излучения. Сцинтилляционные детекторы и счетчики нашли широкое применение в составе аппаратуры контроля в атомной энергетике, производстве радиоактивных материалов, в системах экологического контроля и системах контроля за хранением и перемещением ядерных материалов, в металлургической, химической промышленности и в других областях науки и техники, где требуется обнаружение радионуклидов естественного и искусственного происхождения [15].

Сцинтилляционные детекторы состоят из сцинтиллятора и чувствительного фотоэлектрического устройства (фотоэлектронного умножителя) (рисунок – 2.5). Основаны на регистрации вспышек света, возникающих при попадании на вещество (сцинтиллятор) ионизирующих излучений. При взаимодействии со сцинтиллятором ионизирующие излучения порождают его видимую люминесценцию. С помощью фотоэлектронного умножителя световые сигналы пропорционально преобразуются в электрические, после обрабатываются с помощью электроизмерительной техники. В детекторах небольших размеров сцинтилляторы наносятся

непосредственно на катод фотоэлектронного умножителя. В ряде случаев между сцинтиллятором и фотокатодом помещают световод.

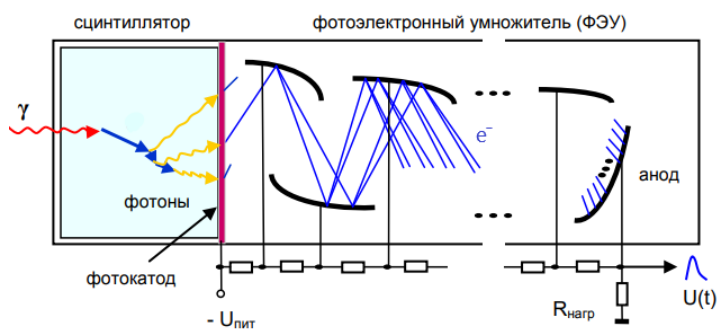


Рисунок 2.5 – Принципиальная схема сцинтилляционного детектора

Амплитуда электрического сигнала фотоэлектронного умножителя пропорциональна интенсивности световой вспышки, которая, в свою очередь, пропорциональна энергии частицы. Поэтому, выбрав для каждого вида излучений соответствующие сцинтилляторы можно определить энергетические спектры излучений.

Сцинтилляторы – это вещества, которые под действием заряженных частиц или длинноволнового электромагнитного излучения испускают фотоны в видимой или ультрафиолетовой части спектра. Использование сцинтилляторов для регистрации фотонного излучения обусловлено их более высокой эффективностью регистрации и меньшим разрешающим временем по сравнению с газоразрядными счетчиками. Также сцинтилляторы в зависимости от характеристик исходного материала и назначения могут изготавливаться различной формы и размеров [16].

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

1. 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. 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.

2. Спектр излучения – диапазон длин волн ( $E$ ), в котором наблюдается максимальное поглощение собственного излучения в сцинтилляторе.

3. Временем высвечивания сцинтиллятора называется величина  $\tau$  – время, в течение которого интенсивность падает в  $e$  раз, которая характеризует длительность свечения [17].

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

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.

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 [18].

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 (рисунок 2.6). 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 свободно перемещаются, не получая дополнительной энергии активации. Самая верхняя заполненная зона отделена от наиболее низкой свободной зоны энергетическим интервалом в несколько эВ. Электроны при возбуждении, т.е. при поглощении энергии, 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. Как правило, вероятность междузонной рекомбинации мала.

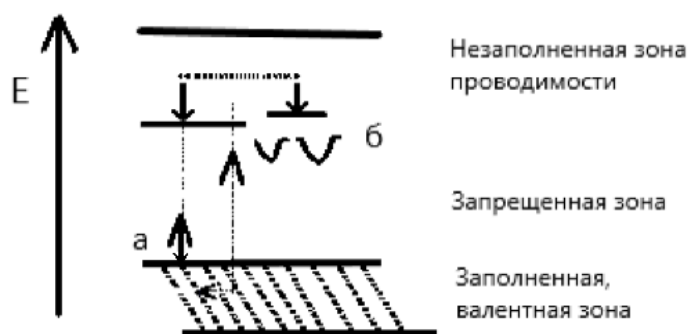


Рисунок 2.6 – Схема энергетических зон в кристалле неорганического сцинтиллятора: а – центр люминесценции, б – центр локализации электронов

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

Неорганические сцинтилляторы имеют преимущество перед органическими из-за более высокого светового выхода. Популярным сцинтиллятором галогенида щелочного металла является CsI (Tl) [19]. Его более высокие значения плотности и атомный номер  $Z$  делают его полезным для приложений, где требования к размеру или весу являются жесткими. Он также более прочный и лишь слегка гигроскопичный. Выход его света превышает выход NaI (Tl). К недостаткам относятся более длинная длина волны излучения и более медленное время затухания. Высокая радиационная стойкость (до 102 Гр) позволяет использовать CsI (Tl) в ядерной, средней и высокоэнергетической физике [20].

Второй важной составляющей сцинтилляционного детектора является фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) (рисунок 2.5). Фотоэлектронный умножитель – это фотоэлемент с многократным усилением, основанным на явлении вторичной эмиссии. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего устройства, нескольких эмиттеров (динодов) и анода [21]. Все электроды фотоэлектронного умножителя помещены в баллон с высоким вакуумом. 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 следующей межэлектродной 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. 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.

### **2.3 Применение кремниевых ФЭУ в персональной дозиметрии**

Кремниевые фотоумножители (Si-ФЭУ) в последнее время получают растущее внимание в качестве альтернативы традиционным фотоумножителям для обнаружения низких потоков фотонов благодаря ряду типичных для твердотельных детекторов преимуществ, таких как компактность, долговечность, простота использования, низкое рабочее напряжение и нечувствительность к магнитным полям [22], высокая эффективность и очень низкое временное разрешение. Благодаря этим преимуществам Si-ФЭУ обычно используются в качестве световых датчиков в быстрых сцинтилляционных

детекторах для электромагнитных и рентгеновских лучей, которые широко используются в ядерной медицине и в экспериментах по физике высоких энергий.

Si-ФЭУ представляет собой матрицу малогабаритных чувствительных элементов, называемых микроячейки (пиксели), которые идентичны, одиночны и соединены параллельно. Каждая микроячейка представляет собой p-n – переход со своим собственным последовательным резистором (рисунок 2.7). Для обеспечения высокого коэффициента усиления, микроячейки работают в режиме Гейгера [23].

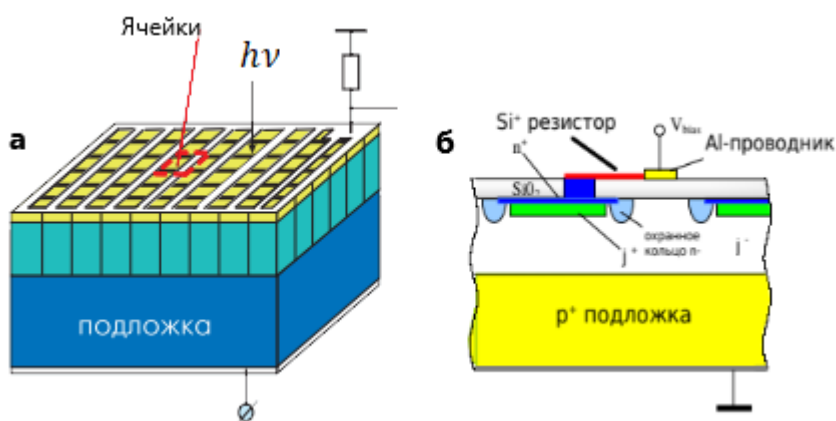


Рисунок 2.7 – Si-ФЭУ: а) конструкция, б) топология электрического поля внутри кристаллического слоя [24]

Каждая микроячейка Si-ФЭУ создает импульсный выходной сигнал при обнаружении единичного фотона. Таким образом, общий выходной сигнал кремниевого фотоумножителя представляет собой сумму выходных сигналов с каждой микроячейки. Кремниевые фотоумножители обладают высокой обнаружительной способностью необходимой для счета фотонов и используются в различных применениях, в которых требуется детектирование очень слабых световых сигналов на уровне единичных фотонов [24].

### **3. Численное моделирование взаимодействий излучения с веществом**

#### **3.1 Метод Монте-Карло**

Для изучения процесса прохождения частиц в веществе удобным способом является метод Монте-Карло. Метод Монте-Карло – численный метод, в котором используются числовые значения случайных величин с заданными законами распределения вероятностей. Другие общепринятые названия – метод статистического моделирования или метод случайных испытаний. Метод Монте-Карло можно понимать, как численный эксперимент на компьютере [25].

Решение какой-либо задачи методом Монте-Карло состоит в численной реализации ансамбля некоторых случайных величин или случайных событий. Статистическая обработка этого ансамбля дает решение поставленной задачи.

В настоящее время метод Монте-Карло применяется практически во всех естественных науках, в технике, экономике, даже в сфере гуманитарных наук. Впервые он был использован в конце 40-х годов XX века в связи с нейтронной физикой и разработкой ядерного оружия. Для применения метода Монте-Карло в какой-либо конкретной предметной области требуется знание некоторых разделов теории вероятностей и математической статистики, а также умение программировать на языках высокого уровня (Fortran, C++). В разных прикладных областях разработаны сложные программные комплексы для решения задач методом Монте-Карло.

Метод Монте-Карло традиционно применяется в теории ядерных реакций при промежуточных и высоких энергиях, так как является единственным подходом, позволяющим описать ядерную реакцию в целом, с учетом большинства каналов реакции и с точностью, приемлемой для многих приложений [26].

Развитие каскадной лавины внутри ядра трактуется в классическом приближении: в терминах «траекторий» и «координат точек взаимодействия», во многом алгоритмически аналогично описанному выше моделированию каскадов

в веществе. Налетающая частица высокой энергии испытывает взаимодействие с внутриядерным нуклоном, и продукты этого взаимодействия инициируют дальнейшее развитие внутри ядерного каскада. Результатом моделирования являются быстрые вторичные частицы, вылетевшие из ядра и возбужденное остаточное ядро, испытывающее последующее девозбуждение согласно соответствующим ядерным моделям (испарительной, Ферми-развала, деления и др.).

Однако, поскольку развитие каскада происходит в ядерном веществе, к процессу моделирования учитываются многие квантовые эффекты, такие как: фермиевское движение внутриядерных нуклонов, принцип Паули и др. При моделировании взаимодействий «ядро-ядро» рассматривают развитие каскада во времени [27].

Отдельную проблему представляет описание взаимодействия элементарных частиц в каскаде, где находят применение современные теории и модели. Как правило, описание ядерных реакций высоких энергий представляет весьма сложную задачу и является предметом исследований. Но в настоящее время разработаны программные комплексы для моделирования ядерных реакций методом Монте-Карло, которые обеспечивают достаточную точность и пригодные для их использования в составе других программных систем: FLUKA, GEANT4, MARS, MCNPX, RHITS и SHIELD.

К описанию ядерных реакций существуют два основных подхода: эксклюзивный и инклюзивный. Рассмотрим ядерную реакцию с образованием  $n$  вторичных частиц

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + \dots + n \quad (3.1.1)$$

Эксклюзивный подход претендует на описание индивидуальных характеристик всех вторичных частиц и остаточных ядер. При этом должны соблюдаться все законы сохранения в каждом акте взаимодействия.

При инклюзивном подходе этот процесс трактуется так

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (3.1.2)$$

где  $s$  – рассматриваемая частица определенного типа, а  $X$  обозначает неидентифицируемые продукты реакции, образующиеся вместе с частицей  $s$ . Для инклюзивного описания взаимодействий используют так называемое инклюзивное одночастичное инвариантное дифференциальное сечение реакции. При моделировании ядерных реакций методом Монте-Карло с использованием инклюзивных дифференциальных сечений законы сохранения выполняются лишь в среднем по ансамблю.

Метод Монте-Карло в задачах прохождения частиц в веществе сводится к пошаговому моделированию (трассировке) движения частицы через заданные объемы: вычисление ее координат в семимерном пространстве ( $x, y, z, t, p_x, p_y, p_z$ ). Свободный пробег, результат столкновения (потеря энергии или рассеяние), а также характеристики частицы после столкновения (энергия и направление движения рассеянной частицы) разыгрываются из соответствующих вероятностных распределений, описываемых дифференциальными сечениями соответствующих элементарных процессов. При этом значения дифференциальных сечений взаимодействий могут быть как экспериментальными, так и теоретически рассчитанными [28]. Приведем простой пример процедуры моделирования. На рисунке 3.1 схематически изображено дерево адронного каскада в сложной макроскопической мишени, например, в мишени импульсного источника нейтронов или в модуле орбитальной станции.

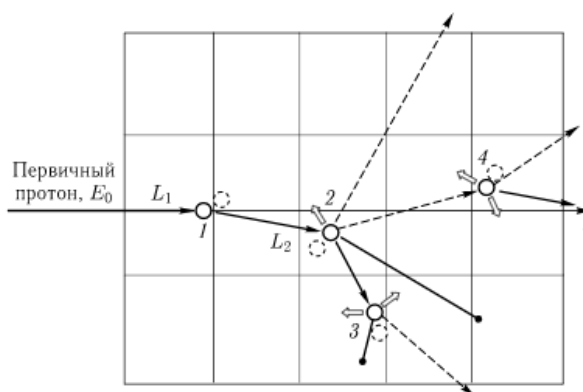


Рисунок 3.1 – Дерево адронного каскада в макроскопической мишени

Мишень на рисунке 3.1 схематически представлена прямоугольником, разделенным на несколько геометрических зон. На деле, геометрия компьютерной модели мишени будет весьма близкой к реальной мишени и будет иметь достаточно сложную конфигурацию. Это можно достичь методами аналитической геометрии в трехмерном пространстве. Конфигурация мишени фиксируется в лабораторной декартовой системе координат  $O_{xyz}$ . Каждая ее геометрическая зона может иметь материалы различного химического состава.

Дерево, изображенное на рисунке, включает 4 шага ядерного взаимодействия. Сплошными стрелками показаны вторичные каскадные протоны, пунктиром – каскадные нейтроны. Точками изображены остановки протонов из-за ионизационных потерь и остаточные ядра – продукты ядерных взаимодействий. А короткие открытые стрелки изображают испарительные нейтроны, у которых траектории не нарисованы, чтобы не загромождать рисунок.

Подчеркнем, что каскадное дерево на рисунке представляет всего лишь один, единственный элемент ансамбля событий взаимодействия первичного протона с мишенью. Отдельный элемент ансамбля не дает решения задачи методом Монте-Карло. Только промоделировав и обработав довольно большой ансамбль событий, можно получить физический результат, к примеру, построить энергетический спектр нейтронов, вылетающих из мишени.

Рассмотрим кратко процедуру моделирования дерева на рисунке 3.1. Первичный протон с энергией  $E_0 \sim 1$  ГэВ влетает в мишень вдоль оси  $Z$  лабораторной системы в точке с координатами  $r_0 = (0, 0, 0)$ . Как известно, длина свободного пробега до ядерного взаимодействия подчиняется экспоненциальному распределению. Техника метода Монте-Карло позволяет получить конкретное выборочное значение длины пробега, то есть «разыграть» длину свободного пробега  $L_1$  до первого ядерного взаимодействия.

После надо разыграть тип взаимодействия, происходящего в точке с координатами  $r_1 = (0, 0, L_1)$  – упругое или неупругое, для чего используются

ядерные сечения  $\sigma_{\text{tot}}$  и  $\sigma_{\text{in}}$ . Очевидно, вероятность неупругого взаимодействия равна отношению  $\sigma_{\text{in}}/\sigma_{\text{tot}}$ .

Пусть разыгралось упругое ядерное рассеяние. Используя распределение вероятностей угла упругого рассеяния, разыгрываем направление движения протона  $\Omega_1$  (направление в трехмерном пространстве задается в зависимости от контекста) после рассеяния. Далее двухчастичная релятивистская кинематика дает значения энергий рассеянного протона и ядра отдачи.

Действуя далее аналогичным образом, разыгрываем длину пробега  $L_2$  до следующего взаимодействия и вычисляем его координаты  $r_2 = r_1 + \Omega_1 L_2$ .

Пусть в точке  $r_2$  происходит неупругое ядерное взаимодействие — ядерная реакция. Для расчета характеристик продуктов реакции в состав программного комплекса должна входить подсистема моделирования ядерных реакций методом Монте-Карло. При обращении к подсистеме моделирования ядерных реакции мы получаем индивидуальные параметры всех вторичных частиц и остаточного ядра (энергии, углы вылета и т.д.), т.е. получаем реализацию отдельной реакции из ансамбля ядерных реакций. Например, на рисунке 3.1 видно, что во втором шаге ядерного взаимодействия образуются два протона, два каскадных и один испарительный нейтрон.

В дальнейшем судьба этих вторичных частиц прослеживается аналогичным образом. Некоторые из них испытывают ядерное взаимодействие, другие вылетают на мишени или поглощаются из-за ионизационных потерь, также возможны и другие процессы, например, рождение и распад мезонов.

Статистическая обработка всего ансамбля событий типа, изображенного на рисунке 3.1, позволяет получить физические результаты, такие как потоки и спектры частиц внутри и вне мишени, распределение по объему мишени выделившейся энергии и радиоактивных ядер-продуктов, т.е. активацию мишени.

Так осуществляется (в общем виде) моделирование методом Монте-Карло процесса взаимодействия частиц со сложными макроскопическими мишенями [29].

### 3.2 Программный пакет GEANT4

В данной работе задача моделирования взаимодействия гамма-излучения с детектором решалась с помощью метода Монте-Карло в программном пакете GEANT4 10.01 Patch 04.

Для моделирования прохождения частиц через детектор лучшим вариантом является программный комплекс GEANT4. GEANT4 (англ. GEometry ANd Tracking – геометрия и трекинг) – это объектно-ориентированный набор программных средств для моделирования прохождения частиц через вещество на основе метода Монте-Карло. GEANT4 предоставляет разнообразный, широкий, но собранный вместе набор программных компонентов, которые можно использовать для различных целей: от простых одноразовых исследований основных явлений и геометрий до полномасштабного моделирования детекторов для экспериментов на Большом адронном коллайдере и других объектах [30].

GEANT4 был разработан международным сообществом ученых из ряда сотрудничающих университетов. Также основан на накопленном опыте многих участников в области моделирования методом Монте-Карло физических процессов и физических детекторов.

Комплекс включает в себя встроенные процедуры правил управления и интерпретации команд, которые работают на уровнях постановки задачи, запуска, регистрации событий, транспортировки частиц, визуализации и анализа, что позволяет всем частям инструментария работать согласованно.

В основе этой программной системы лежит обширный набор физических моделей для обработки взаимодействий частиц с веществом в очень широком диапазоне энергий. Данные были получены из многих источников по всему миру, и в этом отношении GEANT4 выступает в качестве хранилища, которое включает в себя большую часть всего, что известно о взаимодействиях частиц.

В GEANT4 учитываются следующие физические процессы [31]:

1. Электромагнитные взаимодействия:

а) процессы с участием гамма-квантов: фотоэффект (G4PhotoElectricEffect), комптоновское рассеяние (G4ComptonScattering), образование электрон-позитронных пар (G4GammaConversion), образование мюонных пар (G4GammaConversionToMuons), комптоновское рассеяние линейно поляризованных гамма-квантов (G4PolarizedCompton), рэлеевское рассеяние);

б) процессы, общие для всех заряженных частиц: многократное рассеяние (G4MultipleScattering), переходное излучение (G4TransitionRadiation), сцинтилляционный эффект (G4Scintillation), эффект Черенкова (G4Cerenkov), фотоабсорбционная ионизационная модель (G4PAIModel);

в) процессы с участием электронов и позитронов: ионизация (G4eIonization), тормозное излучение (G4eBremsstrahlung), аннигиляция позитронов в гамма-кванты (G4eplusAnnihilation), аннигиляция в мюоны (G4eplusAnnihiToMuPair), синхротронное излучение (G4SynchrotronRadiation);

г) процессы с участием мюонов: ионизация (G4MuIonization), тормозное излучение (G4MuBremsstrahlung), мюонные фотоядерные взаимодействия, образование электрон-позитронных пар (G4MuPairProduction);

е) процессы с участием заряженных адронов: ионизация (G4hIonisation).

2. Процессы с участием адронов, сильное взаимодействие (лептонадронные взаимодействия, сечения фотоядерных и др.), а также множество узкоспециализированных моделей специфических физических процессов.

Также GEANT4 является набором библиотек и классов, при помощи которых можно описать следующие аспекты компьютерного моделирования [32]:

1. Тип и свойства используемых частиц. К примеру, с помощью класса G4ParticleDefinition возможно задать такие свойства частицы как масса, спин, моды распада и т.д., а класс G4DynamicParticle реализует такие динамические характеристики частиц, как энергия, момент количества движения, поляризация и т.д.

2. Генерация первичных частиц. За генерацию первичных частиц отвечает класс `G4PrimaryGeneratorAction`, в котором существует можно задавать тип, свойства, а также форму пучка.

3. Физические процессы, обуславливающие взаимодействие частиц. В классе `G4PhysicsList` создаются все частицы, а также процессы, которые могут с ними происходить. Так как создание такого пакета является очень сложной процедурой, где нужно учитывать массу деталей, то обычно используют готовые пакеты, специализированные для определенных целей.

4. Получение информации о каждом событии, треках и ее хранение. В классе `G4Event` содержится информация о каждом событии в процессе моделирования. А класс `G4Step` отвечает за информацию о каждом шаге моделирования.

5. Задание геометрии системы. Основной класс, который отвечает за геометрию системы – это `G4DetectorConstruction`. Он позволяет создавать компьютерную модель реального объекта, со всеми присущими ему свойствами: размер, материал, относительное расположение частей и т.д.

6. Материалы, из которых состоит геометрия системы. Для пользователя предоставлен широкий простор для реализации нужных ему материалов, так как в GEANT4 возможно создавать материалы, начиная с создания элементов (класс `G4Element`). А из созданных элементов создается сам материал. Материал можно создавать несколькими способами, например, из элементов создать молекулы или смесь нескольких элементов с определенным весовым коэффициентом.

7. Чувствительные области геометрии, при попадании частиц в которые будет происходить анализ их движения. Эти операции определяются посредством класса `G4SensitiveDetector`.

8. Визуализация. В GEANT4 возможно визуализировать геометрию и треки частиц в процессе моделирования с помощью следующих графических систем `OpenGL`, `OpenInventor`, `HerRep`, `DAWN`, `VRML`, `RayTracer`, `ASCIITree`. Выше приведены лишь основные аспекты компьютерного моделирования и соответствующие им классы.

Все классы программы осуществляют запрограммированную в них начальную функциональность. Это позволяет разработчику, использующему комплекс GEANT4, вносить изменения лишь в те классы, которые не подходят своей начальной функциональностью решаемой задаче. На практике это значит, что практически всегда нужно изменять классы отвечающие за геометрию системы, применяемые материалы, описание задействованных частиц и их взаимодействий, сбор данных моделирования, но не требуется изменять классы, реализующие самый сложный (в плане программирования) процесс – непосредственный процесс прохождения частиц и их взаимодействие с веществом [30].

## 4. Экспериментальная часть

### 4.1 Нахождение гамма-постоянной

В связи с неточными значениями гамма-постоянных в разных источниках, решили сами находить гамма-постоянные. Вычисляем гамма-постоянную для точечного изотропного источника с активностью 1 мКи в точке, находящейся на расстоянии  $r$ . Для этого рассматриваем сферу с радиусом  $d$ .

По закону Ламберта-Бугера

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d}, \quad (4.1.1)$$

здесь  $I$  – интенсивность потока гамма-излучения, прошедшего слой среды с толщиной  $d$ ,  $I_0$  – начальная интенсивность, входящего среду,  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления гамма-квантов в воздухе,  $d$  – толщина поглощающего слоя.

Поскольку рассматриваем мощность дозы, создаваемый в тонком шаровом слое с радиусом  $d$ , здесь можно использовать разложение в ряд Тейлора, так как  $\mu d \leq 1$ , тогда уравнение примет вид

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu d} \cong I_0 \cdot (1 - \mu d) \quad (4.1.2)$$

Доля интенсивности излучения, потерянная в тонком шаровом слое будет равна:

$$\Delta I = I_0 - I = I_0 \cdot \mu d \quad (4.1.3)$$

Выполняем переход из доли интенсивности в долю энергии

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{\Delta W}{W} = \mu d \quad (4.1.4)$$

Доля энергии, приходящаяся на шаровой слой, примет вид

$$\Delta W = W \cdot \mu d, \quad (4.1.5)$$

где  $W = A \cdot \eta \cdot E$  – энергия излучения, где  $A$  – активность,  $\eta$  – вероятность испускания гамма-кванта,  $E$  – энергия гамма-кванта.

Перейдя от  $d$  на  $dR$  уравнение (4.1.5) можно записать в виде

$$\Delta W = A \cdot \eta \cdot E \cdot \mu \cdot dR \quad (4.1.8)$$

Из определения поглощенной дозы, где количество энергии поглощенных частиц, приходится на единицу массы поглотителя, находим суммарную массу

$$\Delta m = 4\pi R^2 \cdot \rho \cdot dR, \quad (4.1.9)$$

где  $4\pi R^2$  – площадь сферы,  $\rho$  – плотность воздуха,  $dR$  – толщина.

Далее подставляем в формулу мощности экспозиционной дозы и сравниваем с определением гамма-постоянной – мощность дозы, создаваемая источником с единичной активностью на единичном расстоянии:

$$\dot{X} = \frac{\Delta W}{\Delta m} = \frac{A \cdot \eta \cdot E \cdot \mu}{4\pi R^2 \cdot \rho} = \Gamma \frac{A}{R^2} \quad (4.1.10)$$

Гамма-постоянная в СИ примет вид

$$\Gamma = \frac{\sum \eta_i \cdot E_i \cdot \mu_i}{4\pi \cdot \rho}, \left[ \frac{\text{Гр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}} \right] \quad (4.1.11)$$

Для дальнейшей работы значение гамма-постоянной переводили во внесистемные единицы мощности экспозиционной дозы

$$\Gamma = \frac{\eta \cdot E \cdot \mu}{4\pi \cdot \rho} \cdot 3,7 \cdot 10^7 \frac{\text{расп}}{\text{с} \cdot \text{мКи}} \cdot 100^2 \text{см}^2 \cdot 3,6 \cdot 10^5 \frac{\text{Р}}{\text{ч}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \text{Дж}, \left[ \frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}} \right] \quad (4.1.12)$$

Если известна гамма-постоянная, характеризующая данный радионуклид, мощность экспозиционной дозы гамма-излучения можно всегда определить по формуле (4.1.10). Полученные результаты представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Значения гамма-постоянных и мощности экспозиционной дозы

Источник	$\Gamma_{\text{СИ}}, \left[ \frac{\text{аГр}\cdot\text{м}^2}{\text{с}\cdot\text{Бк}} \right]$	$\Gamma, \left[ \frac{\text{Р}\cdot\text{см}^2}{\text{ч}\cdot\text{мКи}} \right]$	$\dot{D}, \left[ \frac{\text{Р}}{\text{ч}} \right]$
$^{137}\text{Cs}$	23,5	3,56	3,56
$^{60}\text{Co}$	86,9	13,18	13,18
$^{226}\text{Ra}$	18,3	2,76	2,76
$^{22}\text{Na}$	43,1	6,49	6,49
$^{40}\text{K}$	5,2	0,78	0,78

## 4.2 Нахождение коэффициента чувствительности

Задача персональной дозиметрии означает, что кристалл сцинтиллятора небольшого размера. Отклик кристалла небольшого размера сильно отличается от откликов кристалла, которые традиционно используются в гамма-спектроскопии. Для того, чтобы проанализировать возможные особенности отклика, был введен параметр, отвечающий за переход от скорости счета к мощности дозы. Коэффициент чувствительности – это коэффициент для заданного диапазона энергии, с помощью которого можно осуществить переход от скорости счета к мощности дозы или от числа посчитанных частиц к дозе.

Коэффициент чувствительности был рассчитан для разных энергий по формуле:

$$K = \frac{\dot{C}}{\dot{X}}, \quad (4.2.1)$$

здесь  $\dot{X} = \Gamma_{\text{СИ}}(E) \frac{A}{R^2}$  – мощность экспозиционной дозы,  $\dot{C} = \dot{N}(1 - e^{-\mu(E)d})$  – скорость счета (число зарегистрированных частиц в единицу времени), где  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления рабочего вещества детектора,  $d$  – толщина сцинтиллятора CsI(Tl),  $\dot{N}$  – число попавших на детектор частиц в единицу времени, равная

$$\dot{N} = A \frac{S}{4\pi R^2}, \quad (4.2.2)$$

где  $A$  – активность,  $S$  – площадь рабочей области детектора,  $4\pi R^2$  – площадь поверхности сферы.

Подставив в формулу (4.2.1), коэффициент чувствительности примет вид

$$K = \frac{S}{4\pi\Gamma(E)} (1 - e^{-\mu(E)d}) \quad (4.2.3)$$

Единица коэффициента чувствительности в СИ – импульс на Грей (имп/Гр) или импульс на Зиверт (имп/Зв).

По полученным данным построен график зависимости энергии от коэффициента чувствительности (рисунок 4.1).

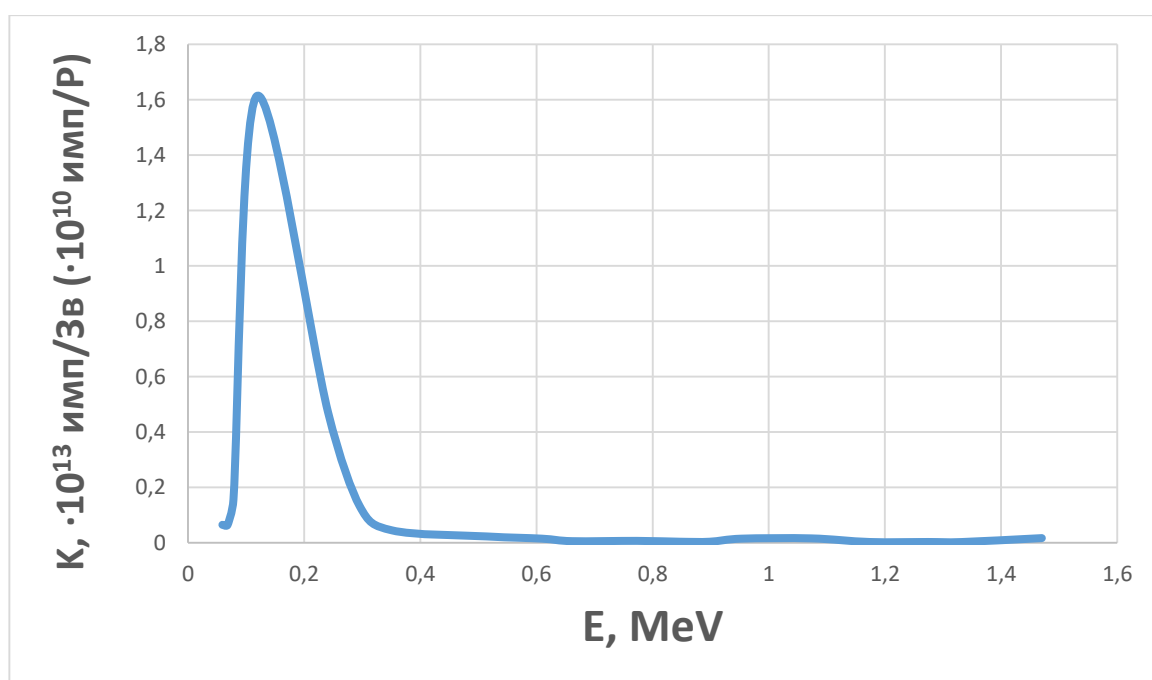


Рисунок 4.1 – Оценочный график чувствительности

Из графика видно, что чувствительность при малых энергиях выше, а при больших энергиях низкая и сильно не меняется. И что если мы хотим использовать энергокомпенсацию, то для этого достаточно будет разбить энергетический диапазон на два интервала, выбрав подходящий порог разбиения.

Следует заметить, что сделанные выше расчеты были сделаны в приближении отсутствия Комpton-эффекта. В расчетах предполагается, что при взаимодействии гамма-кванта с веществом вся энергия гамма-кванта передается веществу.

В связи с тем, что общепринятых выражений описания Комpton-эффекта в настоящее время нет, учет в аналитической модели Комpton процессов не представляется возможным. Но при этом задачу можно решать численно.

### **4.3 Численное моделирование отклика сцинтилляционного детектора**

Порядок работы с GEANT4 состоит в следующем: сначала составляется план эксперимента, изучаются основные свойства и характер взаимодействия экспериментальных частиц. Затем составляется программа на объектно-ориентированном языке C++, использующая библиотеки, входящие в состав GEANT4. После этого исходные тексты программ компилируются, программа выполняется, и происходит анализ полученных результатов. По мере анализа полученных данных в программу вносятся изменения, затем процесс повторяется до тех пор, пока не будут получены удовлетворительные результаты.

Чтобы начать моделирование в GEANT4, нужно в начале задать важные параметры, а именно G4DetectorConstruction: в этом классе задается геометрия детектора (Приложение А).

На рисунке 4.2 представлен смоделированный сцинтилляционный детектор. В качестве сцинтиллятора для детектора был использован цезий йод активированный таллием (CsI(Tl)) с плотностью  $4,51 \text{ г/см}^3$ , с размером  $15 \times 15 \times 3$  мм. Состав CsI(Tl): CsI – 99,6%, Tl – 0,4%. Сцинтиллятор встроен во внутрь отражающих слоев алюминия. Алюминий является материалом с малым атомным номером и низкой плотностью. С другой стороны, он демонстрирует высокую отражательную способность для видимого света, направляя его к

соответствующий фотоприемник. Кремниевая чувствительная область смоделирована на задней грани кристалла с размером 3×3 мм.

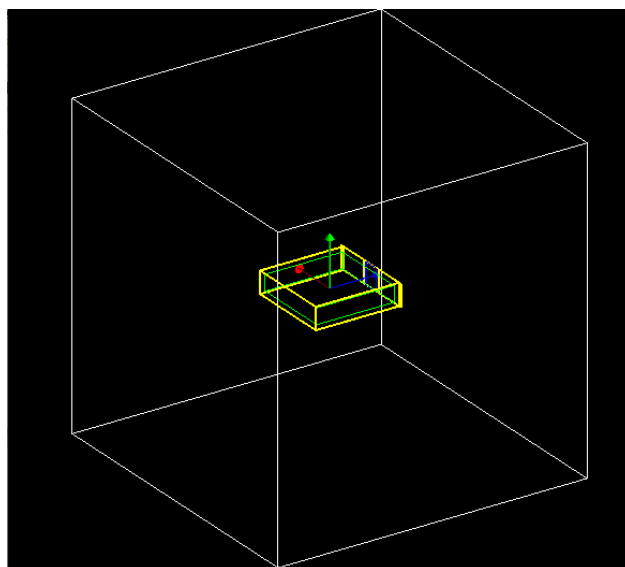


Рисунок 4.2 – Смоделированный сцинтилляционный детектор CsI(Tl)

Источник излучения расположен на расстоянии 8 см. от детектора. В качестве источников излучения использовали:  $^{137}\text{Cs}$  (661 кэВ),  $^{60}\text{Co}$  (1173, 1332 кэВ),  $^{226}\text{Ra}$  (188, 241, 295, 351, 609 кэВ),  $^{22}\text{Na}$  (1274 кэВ),  $^{40}\text{K}$  (1460 кэВ). Данные источников писались в отдельных мас. файлах для консольного запуска (Приложение Б). В работе моделировались  $10^6$  событий (рисунок 4.3).

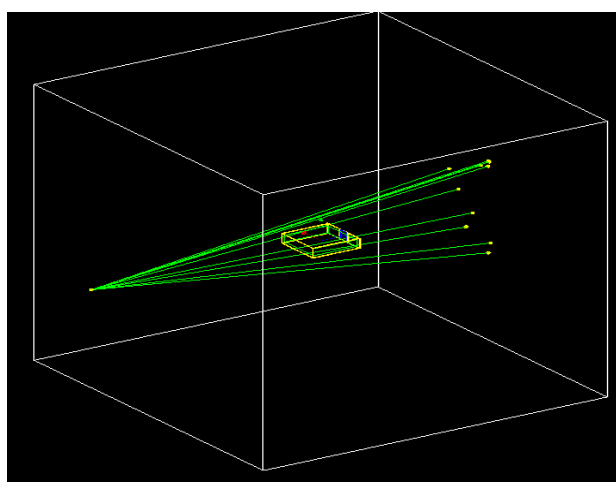


Рисунок 4.3 – Визуализация прохождения пучка гамма-квантов через детектор

Таким образом, в программном пакете GEANT4 на языке C++ было смоделировано взаимодействие излучения со сцинтилляционным детектором.

#### 4.4 Процесс калибровки

В результате моделирования отклика сцинтилляционного детектора CsI(Tl) в GEANT4 в виде спектра вторичных электронов, мы получали подсчитанное число частиц и количество энергии, выделяемое в кристалле сцинтиллятора (рисунок 4.4).

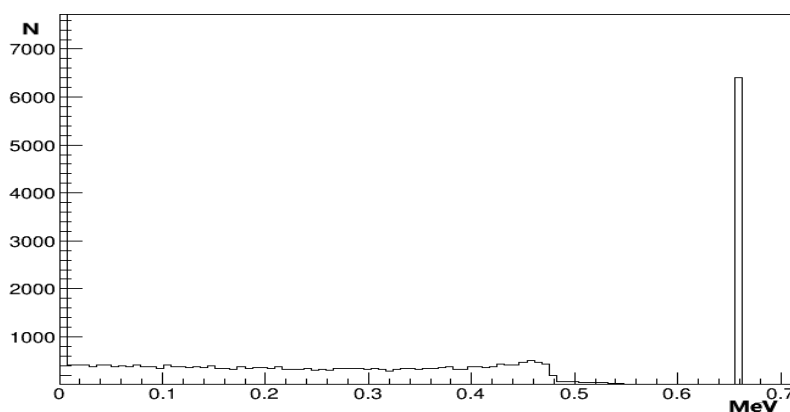


Рисунок 4.4 – Пример экспериментального спектра  $^{137}\text{Cs}$

В работе не были учтены оптические эффекты, моделировалось только энерговыделение в кристалле. Учёт оптических эффектов, генерация и сбор фотонов, не играют решающей роли в решении поставленной задачи.

Для осуществления энергокомпенсации была выполнена калибровка с разбиением на два и на три интервала. Также была выполнена калибровка традиционным методом, т.е. без энергокомпенсации.

Для калибровки без разбиения на интервалы, берется общее число зарегистрированных импульсов  $N$  во всем спектре (рисунок 4.5).

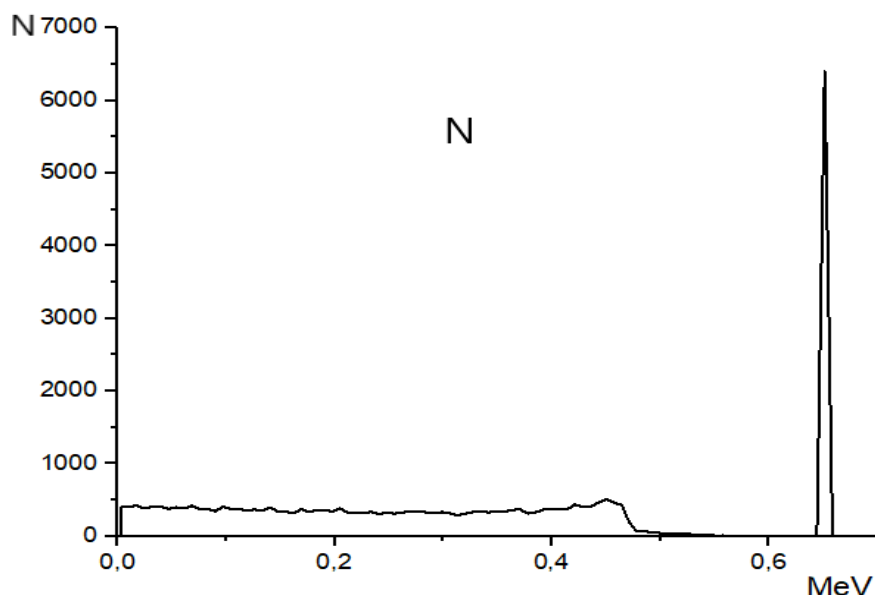


Рисунок 4.5 – Спектр  $^{137}\text{Cs}$

Полученные значения N по всем источникам представлены в таблице 4.2.

Во-вторых, выполнили калибровку с разбиением спектра на два интервала. Для этого берется условная граница в спектре, в диапазоне энергий на 0,23 МэВ, которая схематично представлена на рисунке 4.6, где значение  $N_1$  это число зарегистрированных импульсов в первом интервале, а  $N_2$  во втором интервале, соответственно.

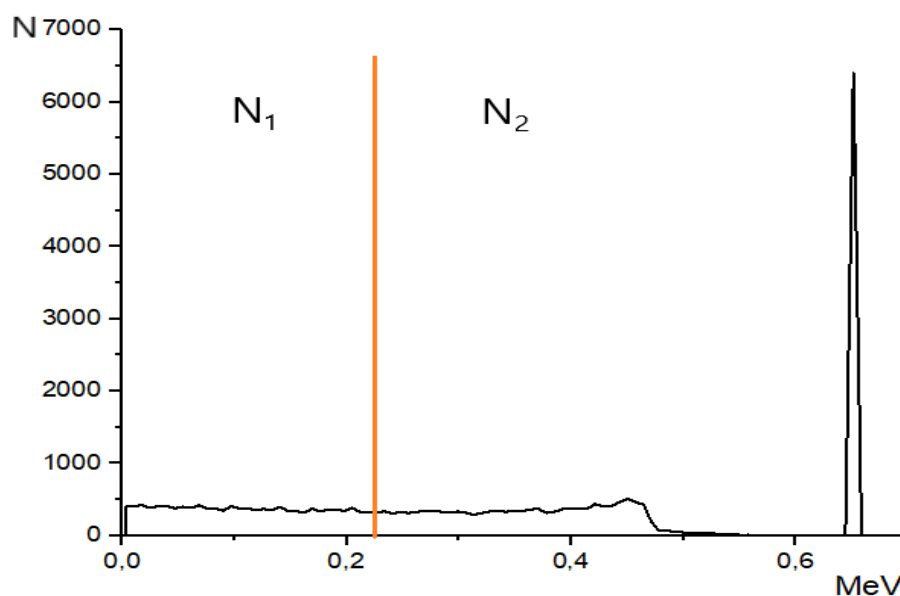


Рисунок 4.6 – Спектр  $^{137}\text{Cs}$  разбитый на два интервала

То же самое проделали с остальными пятью источниками и полученные данные представили в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Значения зарегистрированных импульсов без разделения и при разделении на два интервала

Источник	$N_1$	$N_2$	$\Sigma N$
$^{137}\text{Cs}$	11269	16888	28157
$^{60}\text{Co}$	10074	35203	45277
$^{226}\text{Ra}$	21977	27893	49870
$^{22}\text{Na}$	4621	17783	22404
$^{40}\text{K}$	435	1914	2349

Далее, спектры разбиваем на три интервала, границы берутся в диапазонах энергий 0,23 МэВ и 0,46 МэВ (рисунок 4.7).

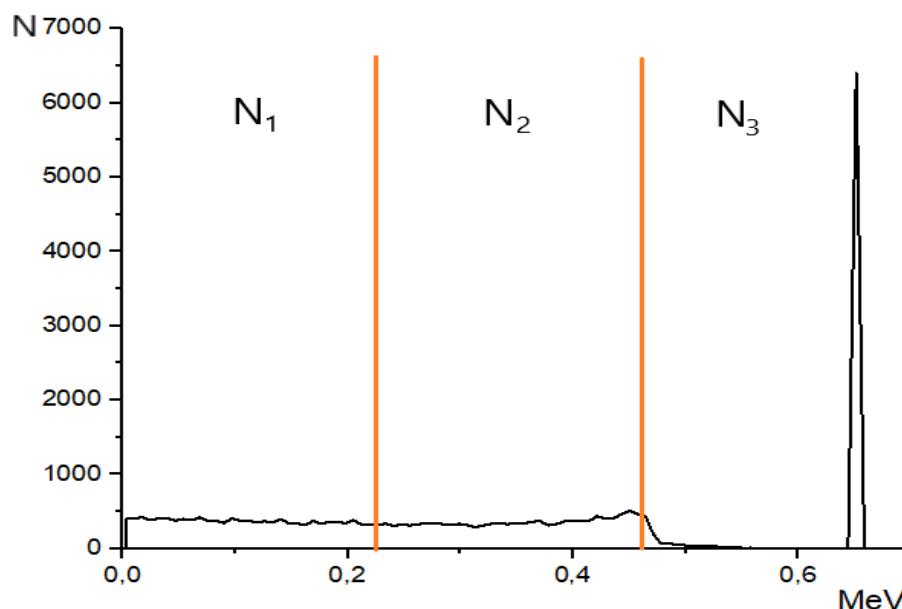


Рисунок 4.7 – Спектр  $^{137}\text{Cs}$  разбитый на три интервала

Полученное число зарегистрированных импульсов по всем источникам представлены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 – Значения зарегистрированных импульсов при разделении на три интервала

Источник	N <sub>1</sub>	N <sub>2</sub>	N <sub>3</sub>
<sup>137</sup> Cs	11269	10829	6058
<sup>60</sup> Co	10074	8637	26566
<sup>226</sup> Ra	21977	24242	3651
<sup>22</sup> Na	4621	4404	13379
<sup>40</sup> K	435	409	1506

Затем с помощью системы линейных уравнений определяем весовые коэффициенты  $w$  (этот прием называется линейной регрессией). Также выполнен расчет без энергокомпенсации, где калибровка делалась по источнику <sup>226</sup>Ra:

$$\dot{D}_{Ra} = wN^{Ra}, \quad (4.4.1)$$

где значения мощности дозы  $\dot{D}$  взяты из таблицы 4.1, весовой коэффициент равняется:  $w=0,00006$ .

Весовые коэффициенты для двух-интервального спектра находим по данным калибровочных источников <sup>60</sup>Co и <sup>226</sup>Ra по формуле (4.4.2):

$$\begin{cases} \dot{D}_{Co} = w_1N_1^{Co} + w_2N_2^{Co} \\ \dot{D}_{Ra} = w_1N_1^{Ra} + w_2N_2^{Ra} \end{cases}, \quad (4.4.2)$$

где весовые коэффициенты равняются:  $w_1=0,0005$  и  $w_2=-0,0005$ .

Весовые коэффициенты для трех-интервального спектра находим по данным калибровочных источников <sup>60</sup>Co, <sup>226</sup>Ra и <sup>22</sup>Na по формуле (4.4.3):

$$\begin{cases} \dot{D}_{Co} = w_1 N_1^{Co} + w_2 N_2^{Co} + w_3 N_3^{Co} \\ \dot{D}_{Ra} = w_1 N_1^{Ra} + w_2 N_2^{Ra} + w_3 N_3^{Ra} \\ \dot{D}_{Na} = w_1 N_1^{Na} + w_2 N_2^{Na} + w_3 N_3^{Na} \end{cases}, \quad (4.4.3)$$

где весовые коэффициенты равняются:  $w_1 = -0,0007$ ,  $w_2 = 0,0006$ ,  $w_3 = 0,0005$ .

Далее по всем интервалам имитируем процесс измерения для оставшихся источников по следующей формуле

$$\dot{D}^* = \sum_{i=1}^n w_i N_i, \quad (4.4.4)$$

где  $\dot{D}^*$  - рассчитанная мощность дозы.

Полученные значения мощности дозы по данным калибровкам представлены в таблице 4.4.

Погрешности расчета мощности дозы по всем интервалам, вычисленные по формуле (4.4.5), представлены в таблице 4.4.

$$\varepsilon = \frac{|\dot{D}^* - \dot{D}|}{\dot{D}} \cdot 100\% \quad (4.4.5)$$

Таблица 4.4 – Результат калибровки энергокомпенсации

Источник	Без энергокомпенсации		2 интервала		3 интервала	
	$\dot{D}^*, \left[\frac{P}{\text{ч}}\right]$	$\varepsilon, \%$	$\dot{D}^*, \left[\frac{P}{\text{ч}}\right]$	$\varepsilon, \%$	$\dot{D}^*, \left[\frac{P}{\text{ч}}\right]$	$\varepsilon, \%$
$^{137}\text{Cs}$	1,68	53	2,81	21	3,11	12
$^{40}\text{K}$	0,14	82	0,73	6	0,75	4
$^{22}\text{Na}$	1,34	80	6,58	1		

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

### Выводы:

1. Детекторы на основе малых кристаллов обладают резкой зависимостью чувствительности от энергии.
2. Учет вида этой зависимости и результатов моделирования в GEANT4 позволяет предложить оптимальное решение для конструирования дозиметров. Достаточно взять два энергетических интервала, где первый интервал соответствует пику чувствительности, второй соответствует более гладкому участку кривой чувствительности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gain invariant coordinate reconstruction for SiPM-based pixelated gamma detectors with multiplexed readout / H. Poladyan, A. Reznik, O. Bubon [et al.]. – Текст : непосредственный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2019. – V. 601. – P. 167-177.

2. Кондратенко, С. Г. Физические основы измерений характеристик ионизирующих излучений : конспект лекций / С. Г. Кондратенко. – Москва : Изд-во АСМС, 2011. – 40 с. – Текст : электронный // Zlibrary : электронно-библиотечная система. – URL: <https://ru1lib.org/book/2908529/75ce69?id=2908529&secret=75ce69> (дата обращения: 16.11.2020). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

3. Климанов, В. А. Дозиметрия ионизирующих излучений : учебное пособие / В. А. Климанов, Е. А. Крамер-Агеев, В. В. Смирнов ; под ред. В.А. Климанова. – Санкт-Петербург : Лань, 2019. – 572 с. – ISBN 978-5-7262-2096-3. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/126644> (дата обращения: 19.01.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

4. Черняев, А. П. Радиационные технологии в медицине. Часть 1. Медицинские ускорители / А. П. Черняев, М. А. Колыванова, П. Ю. Борщеговская. // Вестник Московского университета. Серия №3. Физика. Астрономия. – 2015. – Т. 6. – С. 61-66. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=39558379> (дата обращения: 11.01.2021). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

5. Natural radioactivity and human mitochondrial DNA mutations / L. Forster, V. Brinkmann, P. Forster [et al.] // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2002. – V. 99. – № 21. – P. 13950-13954. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL:

<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=13806017> (дата обращения: 2.12.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

6. Физические основы дозиметрии. Радиационная безопасность : учебное пособие к общему физическому практикуму, раздел ядерной физики для обучающихся по направлению «Физика», «Радиофизика», «Астрономия» / Е. В. Воронина, Е. Н. Дулов, А. Г. Иванова, М. М. Бикчантаев. – Казань : Изд-во КФУ, 2017. – 19 с. – Текст : непосредственный.

7. Гусев, Н. Г. Гамма-постоянная радиоактивного нуклида в Международной системе единиц / Н. Г. Гусев, В. П. Машкович // Атомная энергия. – 1980. – Т. 49, № 5. – С. 330-331. – Текст : электронный // История РОСАТОМА : электронно-библиотечная система. – URL: [elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya\\_t49-5\\_1980/go,58/](http://elib.biblioatom.ru/text/atomnaya-energiya_t49-5_1980/go,58/) (дата обращения: 11.01.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

8. Комар, Д. И. Применение методов Монте-Карло при расчете параметров энергокомпенсирующего фильтра для счетчика Гейгера-Мюллера / Сахаровские чтения 2016 года: экологические проблемы XXI века : материалы 16-й междунар. науч. конф., 19–20 мая 2016 г., г. Минск, Республика Беларусь. Под ред. С. А. Маскевича, С. С. Позняка, Н. А. Лысухо. – Минск : МГЭИ им. А. Д. Сахарова БГУ, 2016. – С. 223-224. – Текст : электронный // Электронная библиотека БГУ. – URL: <https://elib.bsu.by/handle/123456789/171452> (дата обращения: 5.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

9. Алиев, Р. А. Радиоактивность : учебное пособие для вузов / Р. А. Алиев, С. Н. Калмыков. – Санкт-Петербург : Лань, 2021. – 304 с. – ISBN 978-5-8114-7372-4. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/159456> (дата обращения: 19.01.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

10. Радиобиология: учебник / Н. П. Лысенко, В. В. Пак, Л. В. Рогожина, З. Г. Кусурова ; под ред. Н. П. Лысенко и В. В. Пака. – Санкт-Петербург : Лань, 2019. – 572 с. – ISBN 978-5-8114-4523-3. – Текст : электронный // Лань :

электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/121988> (дата обращения: 6.01.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

11. Лещенко, В. Г. Медицинская и биологическая физика : учебное пособие / В. Г. Лещенко, Г. К. Ильич. – Минск : ИНФРА-М, 2012. – 552 с. – ISBN 978-5-16-005338-7. – Текст : электронный // Российская государственная библиотека : электронная библиотека. – URL: <https://search.rsl.ru/ru/record/01005380331> (дата обращения: 13.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

12. Деменков, В. Г. Начала электронных методов ядерной физики : учебное пособие / В. Г. Деменков, П. В. Деменков. – Санкт-Петербург : Лань, 2016. – 384 с. – ISBN 978-5-7038-4717-6. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/103335> (дата обращения: 7.01.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

13. Гурачевский, В. Л. Радиационный контроль : физические основы и приборная база : методическое пособие / В. Л. Гурачевский. – 2-е изд., перераб. и доп. – Минск : Институт радиологии, 2014. – 160 с. – ISBN 978-5-16-005431-5. – Текст : электронный // Российская государственная библиотека: электронная библиотека. – URL: <https://search.rsl.ru/ru/record/01005380331> (дата обращения: 15.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

14. Бараночников, М. Л. Приемники и детекторы излучений : справочник / М. Л. Бараночников. – Москва : ДМК Пресс, 2017. – 1040 с. – ISBN 978-5-97060-532-5. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/100900> (дата обращения: 22.03.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

15. Исаков, С. В. Ядерно-физические контрольно-измерительные приборы : учебное пособие / С. В. Исаков. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2012. – 60 с. – ISBN 978-5-7262-1738-3. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/75768> (дата обращения: 22.03.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

16. Михеев, В. П. Датчики и детекторы : учебное пособие / В. П. Михеев, А. В. Просандеев. – Москва : МИФИ, 2007. – 172 с. – ISBN 978-5-7262-0802-2. –

Текст : электронный // Российская государственная библиотека : электронная библиотека. – URL: <https://search.rsl.ru/ru/record/01004102351> (дата обращения: 25.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

17. Шульгин, Б. В. Новые детекторные материалы и устройства : монография / Б. В. Шульгин, А. Н. Черепанов, Д. Б. Шульгин ; под ред. А. В. Кружалова. – Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 359 с. – ISBN 978-5-9221-1109-6. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/59528> (дата обращения: 26.01.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

18. Изучение радиационной стойкости сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) / Д. М. Бейлин, А. И. Корчагин, А. С. Кузьмин [и др.]. – Новосибирск : ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, 2003. – 38 с. – Текст : электронный // AgriLib : электронно-библиотечная система. – URL: <http://ebs.rgazu.ru/index.php?q=node/4325> (дата обращения: 16.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

19. Сцинтилляционный отклик кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) на возбуждение рентгеновскими и гамма-квантами низких энергий / А. М. Кудин, А. А. Ананенко, Ю. Т. Выдай [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. – 2001. – Т. 4, № 4. – С. 111-116. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=8896368> (дата обращения: 29.11.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

20. Evaluation of Scintillator Detection Materials for Application within Airborne Environmental Radiation Monitoring / M. Lowdon, P. G. Martin, M. W. Hubbard [et al.] // Sensors. MDPI Publishing. – 2019. – V. 19, № 18. – P. 11-24. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=13432321> (дата обращения: 29.10.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

21. Buzhan, P. Silicon Photomultiplier and CsI(Tl) scintillator in application to portable H\*(10) dosimeter / P. Buzhan, A. Karakash, Yu. Teverovskiy // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2018. – V. 912. – P. 245-

247. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека.  
– URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=41784359> (дата обращения: 21.10.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

22. Parygin, P. Simulation and investigation of SiPM's leakage currents at low voltage / P. Parygin, E. Popova, V. Grachev // International Conference of Particle Physics and Astrophysics. – 2017. – V. 798. – P. 17-21. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=29495910> (дата обращения: 22.10.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

23. Rocha, J. G. Review on X-ray Detectors Based on Scintillators and CMOS Technology / J. G. Rocha, S. Lanceros-Mendez // Recent Patents on Electrical Engineering. – 2011. – V. 4. – P. 11-37. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=41136663> (дата обращения: 25.10.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

24. Иванов, И. Методика оценки и сравнения кремниевых фотоумножителей / И. Иванов // Электроника : наука, технология, бизнес. – 2016. – Т. 13, № 2 – С. 62-77. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=25626672> (дата обращения: 25.11.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

25. Соболевский, Н. М. Метод-Монте-Карло в задачах о взаимодействии частиц с веществом : учебное пособие / Н. М. Соболевский. – Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2017. – 208 с. – ISBN 978-5-9221-1723-4. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/104985> (дата обращения: 27.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

26. Metropolis, N. The Monte-Carlo method / N. Metropolis, S. Ulam // Journal of the American Statistical Association. – 2010. – V. 44, № 247. – P. 335-341. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL:

<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=43234417> (дата обращения: 3.10.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

27. Савелова, Т. И. Метод Монте-Карло : учебное пособие для вузов / Т. И. Савелова. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 152 с. – ISBN 978-5-7262-1546-4. – Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/75835> (дата обращения: 27.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

28. Михайлов, Г. А. Статистическое моделирование. Методы Монте-Карло : учебное пособие для бакалавриата и магистратуры / Г. А. Михайлов, А. В. Войтишек. – Москва : Изд-во Юрайт, 2018. – 371 с. – ISBN 978-5-534-06881-8. – Текст : электронный // Юрайт : электронно-библиотечная система. – URL: <https://urait.ru/bcode/419564> (дата обращения: 28.02.2021). – Режим доступа: для авторизир. пользователей.

29. Жданов, Э. Р. Компьютерное моделирование физических явлений и процессов методом Монте-Карло : учебно-методическое пособие // Э. Р. Жданов, Р. Ф. Маликов, Р. К. Хисматуллин. – Уфа : Изд-во БГПУ, 2005. – 124 с. – ISBN 5-87978-266-8. – Текст : непосредственный.

30. Geant4 – a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, G. Cosmo [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2003. – V. 506. – P. 250-303. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=13430382> (дата обращения: 25.10.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

31. Geant4 physics processes for microdosimetry simulation : design foundation and implementation of the first set of models / Z. Chauvie, S. Francis, S. Guatelli [et al.] // IEEE Transaction Nuclear Science. – 2007. – V. 54, №6. – P. 2619-2628. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=33431707> (дата обращения: 23.12.2020). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

32. Allison, J. Geant4 Developments and Applications / J. Allison // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2019. – V. 926. – P. 16-35.

– Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=14691606> (дата обращения: 11.02.2021). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

33. Geant4 Low Energy Electromagnetic Physics / S. Chauvie, G. Depaola, V. Ivanchenko [et al.] // Computing in High Energy and Nuclear Physics. – 2001. – V. 59. – P. 337-340. – Текст : электронный // eLIBRARY.RU : научная электронная библиотека. – URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=14568448> (дата обращения: 15.02.2021). – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей.

## ТЕЗИСЫ И МАТЕРИАЛЫ ПУБЛИКАЦИЙ

1. Федотова А.А. Твердотельные детекторы ионизирующего излучения в задачах персональной дозиметрии / А.А. Федотова // Итоговая научно-образовательная конференция студентов Казанского федерального университета 2021 года: сб. тезисов. Казань: Издательство Казанского Университета (в печати).

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### Часть кода, описывающая конструкцию детектора

#### 1. DetectorConstruction.cc

```
#include "DetectorConstruction.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4MaterialTable.hh"
#include "G4Element.hh"
#include "G4ElementTable.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4Tubs.hh"
#include "G4Polycone.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"
#include "G4LogicalBorderSurface.hh"
#include "G4OpticalSurface.hh"
using namespace CLHEP;

DetectorConstruction::DetectorConstruction()
{ }
DetectorConstruction::~DetectorConstruction()
{ }
G4VPhysicalVolume* DetectorConstruction::Construct()
{

//-----
// Material definitions
//-----

G4String name, symbol;           //a=mass of a mole;
G4double a, z, density;          //z=mean number of protons;

G4int ncomponents, natoms;
G4double pressure    = 3.e-18*pascal;
G4double temperature = 2.73*kelvin;
density            = 1.e-25*g/cm3;
G4Material* Vacuum = new G4Material(name="Galactic", z=1., a=1.01*g/mole,
                                     density,kStateGas,temperature,pressure);

// define simple Elements
// O
a = 15.999*g/mole;
G4Element* O = new G4Element(name="Oxygen" ,symbol="O" , z= 8., a);

// Si
```

```

a = 28.0855*g/mole;
G4Element* Si = new G4Element(name="Silicon" ,symbol="Si" , z= 14., a);

// Cs
a = 132.905*g/mole;
G4Element* Cs = new G4Element(name="Cesium",symbol="Cs" , z= 55., a);

// define simple materials
// Al reflector
density = 2.700*g/cm3;
a = 26.98*g/mole;
G4Material* AluR = new G4Material(name="AluR", z=13., a, density);

// MgO reflector
density = 2.0*g/cm3;
G4Material* MgO = new G4Material(name="MgO", density, ncomponents=2);
MgO->AddElement(Mg, natoms=1);
MgO->AddElement(O, natoms=1);

// CsI(Tl)
// Set my own material
a = 132.9054519*g/mole;
G4Element* elCs = new G4Element(name="Cesium",symbol="Cs" , z= 55., a);
a = 126.90447*g/mole;
G4Element* elI = new G4Element(name="Iodine" ,symbol="I" , z= 53., a);
density = 4.51*g/cm3;
G4Material* CsI = new G4Material(name="CsI",density,ncomponents=2);
CsI->AddElement(elCs, natoms=1);
CsI->AddElement(elI, natoms=1);
G4Element* Tl = new G4Element(name="Thallium", symbol="Tl",z= 81., a=
204.385*g/mole);
G4Material* CsI_Tl = new G4Material("CsI_Tl",density= 4.51*g/cm3,
ncomponents=2);
CsI_Tl->AddMaterial(CsI,99.6*perCent);
CsI_Tl->AddElement(Tl,0.4*perCent);

//Si
density = 2.33*g/cm3;
G4Material* Silicon = new G4Material(name="Silicon", density= 2.33*g/cm3,
ncomponents=1);
Silicon->AddElement(Si, natoms=1);

//-----
// Optical properties
//-----

const G4int nEntries = 2;
G4double PhotonEnergy[nEntries] = {1.0*eV,7.0*eV};

// MgO reflector
G4double MgORefractionIndex[nEntries] = {1.0,1.0};

```

```

G4double MgOAbsorptionLength[nEntries] = {1.0E-9*m,1.0E-9*m};
G4MaterialPropertiesTable* MgOMPT = new G4MaterialPropertiesTable();
    MgOMPT->AddProperty("RINDEX",PhotonEnergy,MgORefractionIndex,
                        nEntries);
    MgOMPT->AddProperty("ABSLENGTH",PhotonEnergy,MgOAbsorptionLength,
                        nEntries);
    MgO->SetMaterialPropertiesTable(MgOMPT);

// AluR reflector
G4double AluRRindex[nEntries] = {0.9,0.9};//{0.98,0.98};
G4MaterialPropertiesTable* AluRMPT = new G4MaterialPropertiesTable();
AluRMPT->AddProperty("REFLECTIVITY",PhotonEnergy,AluRRindex,
                    nEntries);
AluR->SetMaterialPropertiesTable(AluRMPT);

// CsI(Tl)
G4double CsI_TlRefractionIndex[nEntries] = {1.79,1.79};
G4double CsI_TlAbsorptionLength[nEntries] = {50.*cm,50.*cm};
G4MaterialPropertiesTable* CsI_TlMPT = new G4MaterialPropertiesTable();
CsI_TlMPT->AddProperty("RINDEX",PhotonEnergy,CsI_TlRefractionIndex,
                      nEntries);
CsI_TlMPT->AddProperty("ABSLENGTH",PhotonEnergy,CsI_TlAbsorptionLength,
                      nEntries);
G4double ScintEnergy2[nEntries] = {3.26*eV,3.44*eV};
G4double ScintFast2[nEntries] = {1.0,1.0};

CsI_TlMPT->AddProperty("FASTCOMPONENT",ScintEnergy2,ScintFast2,nEntries);
CsI_TlMPT->AddConstProperty("SCINTILLATIONYIELD",54./keV);
CsI_TlMPT->AddConstProperty("RESOLUTIONSCALE",1.);
CsI_TlMPT->AddConstProperty("FASTTIMECONSTANT",600.*ns);
CsI_TlMPT->AddConstProperty("YIELDRATIO",1.);
CsI_Tl->SetMaterialPropertiesTable(CsI_TlMPT);

// Vacuum
G4double vacRefractionIndex[nEntries] = {1.0,1.0};
G4MaterialPropertiesTable* vacMPT = new G4MaterialPropertiesTable();
    vacMPT->AddProperty("RINDEX",PhotonEnergy,vacRefractionIndex,nEntries);
Vacuum->SetMaterialPropertiesTable(vacMPT);

//-----
// Detector geometry
//-----
// World
G4double WorldSize= 0.4*30.*cm;

G4Box*
    solidWorld = new G4Box("World", //its name
        WorldSize/2,WorldSize/2,WorldSize/2); //its size
G4LogicalVolume*
    logicWorld = new G4LogicalVolume(solidWorld, //its solid

```

```

        Vacuum,           //its material
        "World");       //its name
G4VPhysicalVolume*
    physiWorld = new G4PVPlacement(0,           //no rotation
        G4ThreeVector(), //at (0,0,0)
        "World",           //its name
        logicWorld,       //its logical volume
        NULL,             //its mother volume
        false,           //no boolean operation
        0);              //copy number

// Detector
G4double ScintpX = 7.5*mm; // red
G4double ScintpY = 1.5*mm; // green
G4double ScintpZ = 7.5*mm; // blue
G4double AirGap = 0.5*mm;
G4double ReflectorThickness = 0.1*mm;
G4double PMTWindowThickness = 0.1*mm;

// Reflector
G4Box* solidReflectorX = new G4Box("ReflectorX", ReflectorThickness ,
    ScintpY + AirGap+ ReflectorThickness , ScintpZ + AirGap+
    ReflectorThickness);
G4Box* solidReflectorY = new G4Box("ReflectorY", ScintpX + AirGap +
    ReflectorThickness, ReflectorThickness , ScintpZ + AirGap+
    ReflectorThickness);
G4Box* solidReflectorZ = new G4Box("ReflectorZ", ScintpX + AirGap +
    ReflectorThickness, ScintpY + AirGap + ReflectorThickness,
    ReflectorThickness );
G4Box* solidReflectorZ2 = new G4Box("ReflectorZ2", 3.3*mm , ScintpY +
    AirGap + ReflectorThickness, ReflectorThickness );

G4LogicalVolume* logicReflectorX = new
G4LogicalVolume(solidReflectorX,AluR, "ReflectorX");
G4LogicalVolume* logicReflectorY = new
G4LogicalVolume(solidReflectorY,AluR, "ReflectorY");
G4LogicalVolume* logicReflectorZ = new
G4LogicalVolume(solidReflectorZ,AluR, "ReflectorZ");
G4LogicalVolume* logicReflectorZ2 = new
G4LogicalVolume(solidReflectorZ2,AluR, "ReflectorZ2");

G4ThreeVector positionReflectorXm = G4ThreeVector(-ScintpX -
    ReflectorThickness - AirGap, 0.*cm,0.*cm);
G4ThreeVector positionReflectorXp = G4ThreeVector( ScintpX +
    ReflectorThickness + AirGap, 0.*cm,0.*cm);
G4ThreeVector positionReflectorYm = G4ThreeVector(0.*cm, -ScintpY -
    ReflectorThickness - AirGap, 0.*cm);
G4ThreeVector positionReflectorYp = G4ThreeVector(0.*cm, ScintpY +
    ReflectorThickness + AirGap, 0.*cm);
G4ThreeVector positionReflectorZ = G4ThreeVector(0.*cm, 0.*cm,-ScintpZ -
    ReflectorThickness - AirGap );

```

```

G4ThreeVector positionReflectorZ2m = G4ThreeVector( 4.8*mm +
ReflectorThickness + AirGap, 0.*cm,+ScintpZ + ReflectorThickness + AirGap
);
G4ThreeVector positionReflectorZ2p = G4ThreeVector(-4.8*mm -
ReflectorThickness - AirGap, 0.*cm,+ScintpZ + ReflectorThickness + AirGap
);

G4VPhysicalVolume* physiReflectorXm = new
G4PVPlacement(0,positionReflectorXm,
    "ReflectorXm",logicReflectorX,
    physiWorld,false,0);
G4VPhysicalVolume* physiReflectorXp = new
G4PVPlacement(0,positionReflectorXp, "ReflectorXp",logicReflectorX,
    physiWorld,false,0);
G4VPhysicalVolume* physiReflectorYm = new
G4PVPlacement(0,positionReflectorYm,"ReflectorYm",logicReflectorY,
    physiWorld,false,0);
G4VPhysicalVolume* physiReflectorYp = new
G4PVPlacement(0,positionReflectorYp,"ReflectorYp",logicReflectorY,
    physiWorld,false,0);
G4VPhysicalVolume* physiReflectorZ = new
G4PVPlacement(0,positionReflectorZ,"ReflectorZ",logicReflectorZ,
    physiWorld,false,0);
G4VPhysicalVolume* physiReflectorZ2m = new
G4PVPlacement(0,positionReflectorZ2m,"ReflectorZ2m",logicReflectorZ2,
    physiWorld,false,0);
G4VPhysicalVolume* physiReflectorZ2p = new
G4PVPlacement(0,positionReflectorZ2p,"ReflectorZ2p",logicReflectorZ2,
    physiWorld,false,0);

//Crystal
G4Box* solidCrystal = new G4Box("Crystal", ScintpX, ScintpY, ScintpZ);
G4LogicalVolume* logicCrystal = new G4LogicalVolume(solidCrystal,CsI_Tl
    "Crystal");
G4ThreeVector positionCrystal = G4ThreeVector(0.*cm,0.*cm,0.*cm);
G4VPhysicalVolume* physiCrystal = new G4PVPlacement(0,positionCrystal,
    "Crystal",logicCrystal,
    physiWorld,false,0);

// PMT window
G4Box* solidPMTWindow = new G4Box("PMT window", 1.5*mm, ScintpY + AirGap
+ PMTWindowThickness, ScintpZ/150);
G4LogicalVolume* logicPMTWindow = new G4LogicalVolume(solidPMTWindow,
    Silicon,"PMTWindow");
G4ThreeVector positionPMTWindow = G4ThreeVector(0.*cm,0.*cm,
    ScintpZ + AirGap +
PMTWindowThickness);
G4VPhysicalVolume* physiPMTWindow = new
G4PVPlacement(0,positionPMTWindow,
    "PMTWindow",logicPMTWindow,physiWorld,false,0);

```

## ПРИЛОЖЕНИЕ Б

### Файлы источников излучения для консольного запуска

#### Источник $^{137}\text{Cs}$

```
#  
/control/verbose 2  
/run/verbose 2  
#  
/gps/source/clear  
/gps/particle gamma  
/gps/number 1  
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm  
/gps/energy 662. keV  
/gps/ang/type iso  
/gps/ang/mintheta 170. degree  
/gps/ang/maxtheta 180. degree  
#  
/process/inactivate Cerenkov  
/run/beamOn 1000000
```

#### Источник $^{40}\text{K}$

```
#  
/control/verbose 2  
/run/verbose 2  
#  
/gps/source/clear  
/gps/source/add 0.0107  
/gps/particle gamma  
/gps/number 1  
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm  
/gps/energy 1460.8 keV  
/gps/ang/type iso  
/gps/ang/mintheta 170. degree  
/gps/ang/maxtheta 180. degree  
#  
/process/inactivate Cerenkov  
/run/beamOn 1000000
```

#### Источник $^{22}\text{Na}$

```
#  
/control/verbose 2  
/run/verbose 2  
#  
/gps/particle gamma  
/gps/number 1  
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm  
/gps/energy 1274.5 keV  
/gps/ang/type iso  
/gps/ang/mintheta 170. degree  
/gps/ang/maxtheta 180. degree  
#  
/process/inactivate Cerenkov  
/run/beamOn 1000000
```

Источник  $^{226}\text{Ra}$

```
#
/control/verbose 2
/run/verbose 2
#
/gps/particle gamma
/gps/number 1
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm
/gps/energy 188. keV
/gps/ang/type iso
/gps/ang/mintheta 170. degree
/gps/ang/maxtheta 180. degree
#
/process/inactivate Cerenkov
/run/beamOn 1000000
```

```
#
/control/verbose 2
/run/verbose 2
#
/gps/particle gamma
/gps/number 1
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm
/gps/energy 241.98 keV
/gps/ang/type iso
/gps/ang/mintheta 170. degree
/gps/ang/maxtheta 180. degree
#
/process/inactivate Cerenkov
/run/beamOn 1000000
```

```
#
/control/verbose 2
/run/verbose 2
#
/gps/particle gamma
/gps/number 1
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm
/gps/energy 609.31 keV
/gps/ang/type iso
/gps/ang/mintheta 170. degree
/gps/ang/maxtheta 180. degree
#
/process/inactivate Cerenkov
/run/beamOn 1000000
```

```
#
/control/verbose 2
/run/verbose 2
#
/gps/particle gamma
/gps/number 1
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm
/gps/energy 295.21 keV
/gps/ang/type iso
/gps/ang/mintheta 170. degree
/gps/ang/maxtheta 180. degree
#
/process/inactivate Cerenkov
/run/beamOn 1000000
```

```
#
/control/verbose 2
/run/verbose 2
#
/gps/particle gamma
/gps/number 1
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm
/gps/energy 351.92 keV
/gps/ang/type iso
/gps/ang/mintheta 170. degree
/gps/ang/maxtheta 180. degree
#
/process/inactivate Cerenkov
/run/beamOn 1000000
```

## Источник $^{60}\text{Co}$

```
#  
/control/verbose 2  
/run/verbose 2  
#  
/gps/source/clear  
/gps/source/add 0.9985  
/gps/particle gamma  
/gps/number 1  
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm  
/gps/energy 1173.2 keV  
/gps/ang/type iso  
/gps/ang/mintheta 170. degree  
/gps/ang/maxtheta 180. degree  
#  
/process/inactivate Cerenkov  
/run/beamOn 100000
```

```
#  
/control/verbose 2  
/run/verbose 2  
#  
/gps/source/clear  
/gps/source/add 0.9985  
/gps/particle gamma  
/gps/number 1  
/gps/pos/centre 0 0 -80 mm  
/gps/energy 1332.5 keV  
/gps/ang/type iso  
/gps/ang/mintheta 170. degree  
/gps/ang/maxtheta 180. degree  
#  
/process/inactivate Cerenkov  
/run/beamOn 100000
```