

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Научно-квалификационная работа (диссертация)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МИНИАТЮРНЫХ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ
КРИСТАЛЛОВ $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ЯДЕРНОЙ
МЕДИЦИНЕ**

Аспирант _____ Дубинин Ф.А.

Научный руководитель _____ Жуков К.И.



«Допустить к защите»

«__» _____ Г.

Москва
2018

1. Введение	3
2. Взаимодействие излучения с тяжелыми сцинтилляторами...	6
2.1. Заряженные частицы.....	6
2.2. Гамма-излучение.....	9
2.3. Принцип работы сцинтилляционного детектора	12
2.3.1. Формирование сцинтилляционной вспышки.....	12
2.3.2. Регистрация света.....	13
3. Гамма-локатор.....	15
3.1. Концепция сторожевых лимфатических узлов.....	15
3.2. Характеристики прибора.....	17
3.3. Сцинтилляторы для гамма-локатора.....	19
4. Изучение характеристик LaBr ₃ (Ce), CeBr ₃ , LYSO.....	23
4.1. Методика эксперимента.....	23
4.2. Результаты измерений.....	25
5. Заключение.....	31
6. Список литературы.....	32

1. Введение

Ядерная медицина – активно развивающийся раздел клинической медицины, занимающийся применением радионуклидных фармацевтических препаратов¹ (РФП) в диагностике и лечении заболеваний. Методы ядерной медицины применяются в кардиологии, онкологии, неврологии. В онкологии, в частности, перед ядерной медициной стоят задачи обнаружения и локализации опухолевых образований и метастазов, противоопухолевая терапия. Противоопухолевая терапия включает в себя брахитерапию и лучевую терапию. Брахитерапия это метод лечения опухолей, заключающийся во введении радиофармпрепарата в организм человека. Препарат доставляется к пораженному органу и уничтожает пораженные клетки или изолирует пораженные клетки ткани. Данный метод широко применяется для лечения опухолей желудочно-кишечного тракта и репродуктивной системы. Лучевая терапия – это метод лечения злокачественных опухолей путем облучения тканей пучком ионизирующего излучения (гамма-, бета излучение, протоны) или нейтронами с применением ускорителей частиц. В настоящее время лучевую терапию принято выделять в отдельный раздел.

Диагностическая ядерная медицина занимается поиском опухолевых образований путем изучения морфологических и функциональных особенностей органов и тканей посредством взаимодействия с радиофармпрепаратом. Существует два типа диагностики по отношению к человеческому телу – *in vitro* (в пробирке) и *in vivo* (в теле). В первом случае производится забор образцов тканей из тела человека, после чего их

¹ Радионуклидный фармацевтический препарат – фармацевтический препарат, имеющий в составе нестабильный изотоп. Радиофармпрепараты используются как в терапевтических, так и в диагностических целях. В первом случае препарат доставляет изотоп к пораженной ткани и обеспечивает его выведение из организма. Во втором случае радиофармпрепарат участвует в изучаемых видах обмена веществ или изучаемой деятельности органов.

помещают в пробирку и наблюдают взаимодействие с радиоизотопами. Данный метод носит название радиоиммунного анализа. В случае диагностики *in vivo* производится инъекция радиофармпрепарата в организм человека, а регистрирующая аппаратура улавливает излучение РФП и восстанавливает изображение распределения препарата в организме. По полученному изображению удастся установить локализацию накопления препарата, размеры области и глубину залегания. Данный метод носит название эмиссионной томографии. Результаты радиоизотопной диагностики используются для оценки стадии развития заболевания, принятия решения о методе лечения, однако носят вспомогательный характер и не являются прямым подтверждением наличия или отсутствия заболевания в отсутствие результатов других анализов.

Основными методами диагностики *in vivo* являются однофотонная эмиссионная томография и позитронно-эмиссионная томография. Метод однофотонной эмиссионной томографии заключается во введении в организм изотопа, излучающего гамма-радиацию. Излучение регистрируется позиционно-чувствительным гамма-детектором. Детектор планарной геометрии дает плоскую проекцию распределения препарата в организме, данный метод называют сцинтиграфией. На сегодняшний день существуют метод, позволяющий получить трехмерное изображение, называемый однофотонной эмиссионной компьютерной томографией (ОФЭКТ). В ОФЭКТ применяется несколько гамма-камер, что позволяет восстановить третью координату положения источника.

Метод позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) заключается во введении в организм пациента изотопа, излучающего позитроны. Наиболее вероятным процессом для позитрона в среде является термолизация² с последующей аннигиляцией с электроном окружающего вещества и излучением двух

2 Термолизация – процесс потери энергии электроном (позитроном) в среде до уровня равновесной энергии при данной температуре. Пробег позитронов с энергией 1 МэВ в организме человека составляет величину порядка десятых долей миллиметра.

гамма-квантов с углом разлета 180° . Гамма-кванты регистрируются двумя напротив стоящими детекторами, что позволяет восстановить две координаты точки излучения. Третья координата – расстояние от детекторов до точки аннигиляции – рассчитывается по времени запаздывания сигнала второго гамма-кванта относительно первого.

ПЭТ имеет ряд преимуществ перед ОФЭКТ: поскольку данная методика отбирает двухфотонные события, на результаты измерений не оказывает влияние внешний радиационный и электромагнитный фон, кроме того, использование временной информации в дополнение к координатной значительно улучшает пространственное разрешение установки. Эти факторы снижают время набора статистики в ПЭТ, что положительно сказывается на качестве и безопасности проводимых исследований. Однако из-за сложности аппаратуры и высоких требований, предъявляемых к детекторам, производство и эксплуатация ПЭТ оказываются более затратными по сравнению с ОФЭКТ.

В томографах для эмиссионной диагностики повсеместно используют сцинтилляционные детекторы на основе тяжелых кристаллов. Это обусловлено особенностями регистрации гамма-излучения, а также постановкой задачи. В виду того, что основной задачей является восстановление изображения, установка должны обладать высоким пространственным разрешением, а также вносить минимальные искажения в полученные данные. В связи с этим рабочее вещество детектора должно иметь малую толщину для снижения влияния на сбор первичных носителей. Этим обусловлен выбор в качестве рабочего вещества кристаллов с высокими плотностью и эффективным зарядом ядра. Такими свойствами обладают неорганические сцинтилляторы, а также некоторые полупроводники. Полупроводниковые детекторы обладают наиболее высоким энергетическим разрешением среди всех типов детекторов, однако

они дороги в производстве. Потому основными для ядерной медицины является сцинтилляционные детекторы.

2. Взаимодействие излучения с тяжелыми сцинтилляторами

Принцип работы любого детектора заключается во взаимодействии регистрируемого излучения с рабочим веществом. Электромагнитное взаимодействие является преобладающим видом взаимодействия частиц с веществом, потому можно выделить три основных механизма взаимодействия: ионизация, возбуждение, тормозное излучение. Основным механизмом регистрации излучения в неорганических сцинтилляционных детекторах является ионизация атомов кристалла заряженной частицей или фотоном высокой энергии.

2.1. Заряженные частицы

Взаимодействие заряженных частиц с веществом путем ионизации, возбуждения и черенковского излучения посредством обмена виртуальными фотонами детально описано в Модели ионизации путем фотопоглощения [Allison and Cobb 1980]. Данная модель описывает средние потери энергии частицы на единицу длины по формуле Бете-Блоха³

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi r_e^2 m_e c^2 \rho N_A \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right).$$

с коррекцией на плотность и атомную структуру в системе Штэрнхаймера-Перлса и Баркаса-Бергера соответственно. Табличные значения для коррекции плотности δ и среднего потенциала возбуждения I для различных материалов можно найти в [Sternheimer et al 1984]. Средние потери энергии в

³ r_e - классический радиус электрона, m_e - масса электрона, ρ - плотность вещества мишени, N_A - число Авогадро, Z - атомный номер и A - атомная масса [г/моль] вещества мишени, z - заряд частицы, $\beta = v/c$ - скорость частицы, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ - фактор Лоренца, $T_{\max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ - максимальная кинетическая энергия, передаваемая электрону в результате упругого соударения, I - средняя энергия возбуждения.

сложных веществ могут быть рассчитаны по весовой доле w_i каждого компонента:

Средние потери заряженной частицы в средах с различными Z представлены на рис. 1.

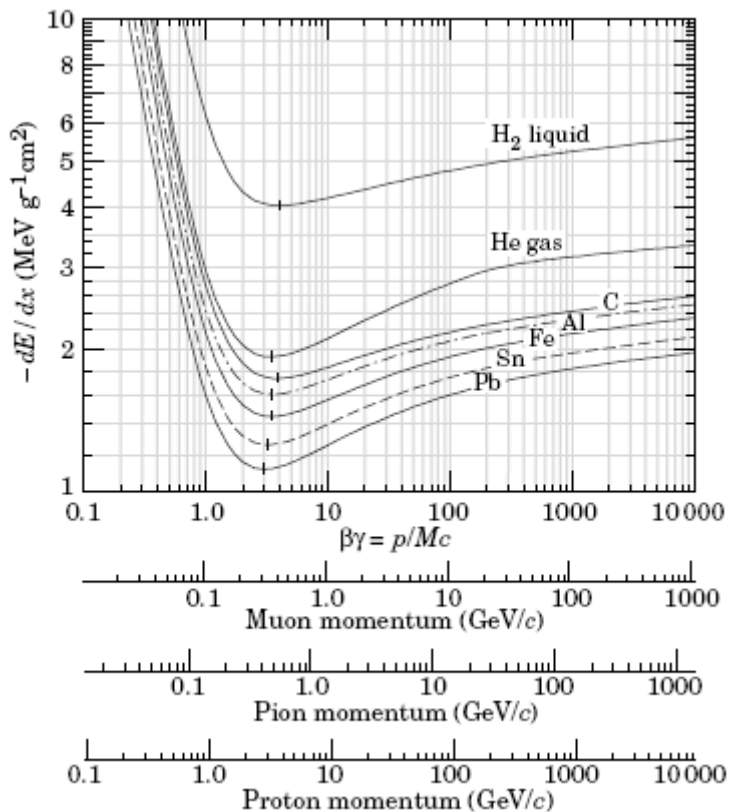


Рис. 1. Ионизационные потери тяжелых заряженных частиц в разных веществах в зависимости от импульса частицы $\beta\gamma$.

Средние потери энергии при $\beta\gamma \leq 1$ убывают приблизительно как $1/\beta^2$, и находятся в области минимума при $2 \leq \beta\gamma \leq 8$. Частицы, скорости которых лежат в данной области, называют частицами в минимуме ионизационных потерь или МІР-частицами⁴. Для большинства веществ средние потери энергии МІР-частицами составляют порядка 1-2 МэВ·см²/г. При увеличении $\beta\gamma$ средние потери на ионизацию растут как $\ln(\beta^2\gamma^2)$ и выходят на так называемое плато Ферми при $\beta\gamma \sim 500$.

⁴ МІР – minimum ionizing particle.

Формула Бете-Блоха описывает средние потери энергии частицей, а распределение потерь вокруг среднего описывается распределением Ландау.

Попадая в вещество, заряженная частица теряет энергию не только на ионизацию, но и на излучение, вызванное торможением частицы при рассеянии на ядрах вещества. Данный эффект называется тормозным излучением и лежит в основе работы рентгеновских трубок.

Тормозное излучение наблюдается при любой отличной от нуля энергии частицы и возрастает с её ростом. Излучение имеет непрерывный энергетический спектр с предельной энергией излучаемого фотона $h\omega_{\max}$ равной кинетической энергии частицы, причем вероятность излучения в каждый момент времени фотона с данной энергией меняется по гиперболическому закону.

Энергия, излучаемая частицей при торможении, пропорциональна квадрату её ускорения, а, следовательно, зависит от массы частицы и эффективного заряда рассеивающего центра

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} \left| \frac{dv}{dt} \right|^2 \sim \frac{Z^2}{m^2}$$

где Z – заряд рассеивающего ядра, m – масса налетающей частицы. Таким образом, наиболее сильный эффект радиационного торможения будет наблюдаться для электронов в веществах с большим эффективным зарядом ядра.

Для характеристики веществ по эффективности торможения электронов вводится понятие радиационной длины X_0 . Радиационная длина соответствует пути электрона в среде, на котором его энергия уменьшается в e раз. Данная характеристика зависит только от свойств среды и не зависит от энергии электрона и излученного фотона.

Радиационные длины тяжелых сцинтилляторов лежат в пределах нескольких сантиметров, и при регистрации частиц в них наблюдается тормозное излучение. Однако в медицинской физике и лучевой терапии не применяются источники излучения высоких энергий, потому потери на тормозное излучение, как правило, не велики и излученная энергия поглощается в кристалле.

Остальные виды взаимодействия заряженных частиц с веществом, такие как излучение Вавилова-Черенкова, переходное излучение, не наблюдаются или исчезающе малы в виду низкой энергии частиц.

2.2. Гамма-излучение

Фотоны взаимодействуют с веществом иначе, чем заряженные частицы. Взаимодействие узкого пучка фотонов с веществом – это бинарный процесс: фотон может полностью исчезнуть или быть переизлученным с меньшей энергией, может испытать рассеяние и покинуть пучок, или же он может вовсе не испытать взаимодействие в веществе.

Для описания взаимодействия фотонов с веществом используют понятие интенсивности узкого пучка. При прохождении слоя вещества толщиной x интенсивность I равна

$$I(x) = I_0 e^{(-\sigma n x)} = I_0 e^{(-\tau x)} = I_0 e^{(-\mu x \rho)},$$

где σ – сечение взаимодействия гамма-излучения с веществом, n – концентрация атомов, $\tau = n\sigma$ – линейный коэффициент поглощения

размерности см^{-1} , ρ – плотность, $\mu = \frac{\tau}{\rho} = \frac{n\sigma}{\rho}$ – массовый коэффициент поглощения размерности $\text{см}^2/\text{г}$. При этом $x\rho$ – толщина вещества, выраженная в массовых единицах. Массовый коэффициент поглощения для сложных веществ может быть вычислен по относительному вкладу w_i каждого вида атомов в молекулярную массу вещества

$$\mu_{eff} = \sum_i W_i \mu_i$$

Аналогичное соотношение применимо для линейного коэффициента τ_{eff} .

Можно выделить три основных процесса взаимодействия гамма-излучения с веществом: фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние, образование электронно-позитронных пар[].

Фотоэффект – это явление поглощение фотона атомом. При этом поглощенная энергия E_γ , передается одному из электронов атома. Кинетическая энергия фотоэлектрона определяется соотношением

где E_{ce} – энергия ионизации электронной оболочки, на которой произошел фотоэффект. В данном выражении E_e^- может принимать значения меньше нуля, это формально означает, что электрон перешел на более высокий энергетический уровень, то есть произошло возбуждение атома. Снятие возбуждения происходит излучением нового фотона с энергией $E_\gamma' \leq E_\gamma$. Если же $E_e^- > 0$, то образуется свободный электрон, движущийся в среде. Данный случай описан в пункте 2.1. Для источников гамма-излучения, применяемых в медицинской физике $E_\gamma \gg E_{ce}$, и потому $E_e^- \approx E_\gamma$, из чего следует, что спектр фотоэлектронов будет близок к монохроматическому.

Сечение фотоэффекта зависит от того, на какой оболочке располагался фотоэлектрон. Наибольшее сечение фотоэффекта наблюдается на К-электронах и имеет вид:

$$\sigma_{\Phi}^K = 1,09 \cdot 10^{-16} Z^3 \left(\frac{13,5}{h\nu(\text{ЭВ})} \right)^{3,5} \text{ для } E_\gamma < m_0 c^2.$$

$$\sigma_{\Phi}^K = 1,34 \cdot 10^{-33} Z^3 \frac{13,5}{h\nu(\text{ЭВ})} \text{ для } E_\gamma > m_0 c^2.$$

При этом сечения фотоэффекта на разных оболочках связаны

$$\text{соотношениями } \frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5}, \frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4} \rightarrow \frac{\sigma_M}{\sigma_K} \approx \frac{1}{20}.$$

Из данных формул следует, что сечение фотоэффекта сильно зависит от эффективного заряда атомов вещества. Для веществ с высоким Z фотоэффект является основным процессом взаимодействия мягких фотонов.

Эффект Комптона может рассматриваться как упругое рассеяние фотонов на свободных электронах. Таковыми могут выступать электроны на внешних орбиталях при выполнении условия $E_\gamma \gg I_t$. Используя законы сохранения можно рассчитать энергию рассеянного фотона

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \left(1 - \frac{\cos(\vartheta) E_\gamma}{m_e c^2}\right)},$$

а также кинетическую энергию электрона отдачи

$$T_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma(1 - \cos \vartheta)}}.$$

откуда можно найти максимальную энергию электрона отдачи при $\vartheta = 180^\circ$.

Сечение комптон-эффекта $\sigma_K \sim \frac{Z}{E_\gamma} \ln \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, значительно ниже сечения фотоэффекта при низких энергиях, однако с ростом энергии комптон-эффект начинает доминировать.

Рождение электрон-позитронных пар наблюдается при энергии $E_\gamma > 2m_e c^2$. Данный процесс заключается во взаимодействии фотона с массивной заряженной частицей, в результате чего фотон конвертирует в электрон-позитронную пару. Сечение данного процесса имеет сложную зависимость от энергии. В области $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$ оно имеет вид

$$\sigma_{\text{п}} \sim Z^2 \ln \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$$

левее и правее этой области сечение растет медленнее. При энергии фотонов порядка нескольких МэВ рождение пар становится доминирующим процессом.

2.3. Принцип работы сцинтилляционного детектора

Сцинтилляционный детектор состоит из двух основных частей: рабочего вещества – сцинтиллятора – и фотоприемника. Сцинтиллятор преобразует энергию, потерянную частицей в веществе, в световую вспышку, причем зависимость между поглощенной и излученной энергией в сцинтилляторах близка к линейной в широком диапазоне энергий. Излученный сцинтиллятором свет напрямую или посредством световодов попадает на фоторегистрирующее устройство, где происходит конверсия фотонов и формирование электрического импульса.

2.3.1. Формирование сцинтилляционной вспышки

Все неорганические сцинтилляторы являются диэлектриками, энергетические уровни которых образуют зонную структуру представленную на рис. 2. Энергия, теряемая частицей в кристалле, в основном передается электронам в валентной зоне, что приводит к переброске их в зону проводимости. При этом в валентной зоне образуются дырки, вакансии на электронных оболочках, подобные по своим свойствам электронам. Практически мгновенно электроны занимают самые нижние уровни в зоне проводимости, а дырки – самые верхние уровни в запрещенной зоне. Электроны не могут бесконечно долго находится в зоне проводимости и через некоторое характерное время τ рекомбинируют с

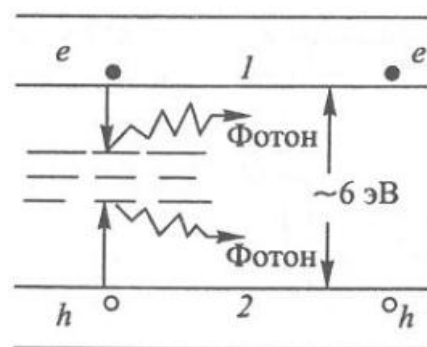


Рис. 2. Энергетическая структура диэлектриков. 1 – зона проводимости, 2 – валентная зона.

дырками в валентной зоне, излучая фотон или фонон. Данный процесс является источником света в чистых кристаллах без активатора.

Активатор меняет зонную структуру кристалла, добавляя энергетические уровни в запрещенной зоне. Переход электронов и дырок на энергетические уровни активатора является наиболее вероятным процессом, в результате чего образуются нейтральные атомы активатора A^0 или ионы A^{++} . При появлении дырки возле атома A^0 или электрона возле A^{++} , происходят реакции, приводящие к образованию возбужденного иона активатора. Возбуждение снимается высвечиванием фотона с энергией 2-4 эВ, которое формирует сцинтилляционную вспышку.

Сцинтилляционная вспышка затухает по экспоненциальному закону $e^{-t/\tau}$, величину τ называют временем высвечивания сцинтиллятора. Для большинства сцинтилляторов величина τ лежит в диапазоне от 10 до 1000 нс.

2.3.2. Регистрация света

Сцинтилляционная вспышка в кристалле регистрируется фотоэлектронным умножителем. Фотоумножители преобразуют фотоны в электроны посредством фотоэффекта. Фотоэлектроны рождаются в электрическом поле, под действием которого происходит их размножение и дрейф в сторону анода.

Существуют различные виды фотоумножителей, самые распространенные из них – вакуумные ФЭУ с диодной системой. Принцип усиления в них основан на разгоне электронов в промежутке между диодами. Быстрые электроны, сталкиваясь с диодом, рассеиваются, выбивая новые электроны. Обычно в вакуумных ФЭУ установлено от 10 до 15 диодов, а коэффициент усиления достигает 10^6 - 10^7 . Существуют также вакуумные ФЭУ, в которых в качестве диодов используются микроканальные пластины (МКП). Данный тип ФЭУ был разработан для работы в магнитных полях. Кроме того ФЭУ на

основе МКП имеют лучшие временные характеристики, так как расстояние между пластинами как правило меньше, чем между диодами.

Другой распространенный класс фотоумножителей – твердотельные фотодиоды. Самыми распространенными среди них являются PIN- диоды, дрейфовые и лавинные диоды. В основе их действия лежит фотоэффект на атомах в обедненном слое p-n-перехода. Под действием приложенного запирающего электрического поля электроны дрейфуют к аноду, а дырки – к катоду. В результате появляется электрический ток, который может быть зарегистрирован.

В зависимости от величины приложенного поля в процессе дрейфа электронов может наблюдаться эффект ударной ионизации. Существуют фотодиоды с усилением в пропорциональном режиме, а также лавинные фотодиоды, в которых развивается гейгеровский разряд. Лавинные фотодиоды в гейгеровском режиме обладают наивысшей квантовой эффективностью (~ 70%) и большим коэффициентом усиления, но являются бинарными приборами, потому непригодны для спектрометрии. Однако ячейчатые лавинные фотодиоды (в литературе обозначаются по-разному: SiPM, к.ф.у., MAPD, SPAD), представляющие собой набор независимых ячеек, каждая из которых является лавинным фотодиодом, позволяют получить информацию о количестве зарегистрированных фотонов.

SiPM состоит из микроячеек на общей подложке. Размер ячеек варьируется в пределах от 10 до 100 мкм, а их количество на одной подложке может достигать $2 \cdot 10^4$. От количества и размера ячеек зависит динамический диапазон, а также геометрическая составляющая квантовой эффективности SiPM. Эффективность современных SiPM с крупной ячейкой достигает 50%.

Каждая ячейка является запертым p-n-переходом, пробой в котором приводит к развитию лавины в гейгеровском режиме. Гашение лавины происходит или пассивным, за счет падения напряжения на нагрузочном

резисторе, или активным способом, путем понижения напряжения смещения на диоде. В результате каждая ячейка формирует одинаковый по амплитуде (не учитывая флуктуации) сигнал, а амплитуда результирующего сигнала пропорциональна числу сработавших ячеек. Коэффициент усиления каждой ячейки составляет $\sim 10^5$ - 10^6 , а флуктуации усиления определяются главным образом параметрами R и C каждой ячейки, то есть качеством изготовления прибора. Для большинства современных SiPM можно наблюдать амплитудный спектр единичных ячеек.

В виду того, что сигнал SiPM образуется не отдельными электронами, а ячейками, шумы принято считать в единицах частоты самопроизвольного пробоя ячеек. Типичные значения шумов современных SiPM составляют величину < 1 МГц на площади 1 мм. Данный параметр можно улучшить путем охлаждения SiPM.

SiPM является активно развивающейся технологией за счет своих преимуществ как перед вакуумными ФЭУ, так и перед другими твердотельными фотоумножителями: высокие квантовая эффективность и коэффициент усиления, низкое напряжение питания, нечувствительность к магнитным полям, компактность, дешевизна благодаря более технологичному производству.

3. Гамма-локатор

3.1. Концепция сторожевых лимфатических узлов

Как известно, онкология практически не поддается лечению на поздних стадиях заболевания. Потому, одной из основных задач онкологов является раннее выявление наличия злокачественных образований у пациента. В случае если онкология обнаружена достаточно рано, шанс полного или, по крайней мере, частичного выздоровления в большинстве случаев достаточно высок.

Методы лечения онкологии различаются в зависимости от вида заболевания, стадии и индивидуальных особенностей организма пациента. Однако, в большинстве случаев, требуется хирургическое удаление опухоли. При этом для увеличения вероятности положительного исхода лечения, удаляется не только злокачественное образование, но и окружающие ткани, включающие связанную с опухолью лимфатическую систему.

До 1977 года проблема распространения опухолевых клеток с лимфой не была достаточно изучена, вследствие чего объем удаляемых тканей был велик, независимо от размера опухоли. В 1977 году R.M. Cabanas выдвинул концепцию, которая предполагает существование «лимфатического центра», в который в первую очередь осуществляется отток лимфы из определенных участков ткани [1]. В последующих работах было установлено, что такими «лимфатическими центрами» являются один или несколько ближайших к опухоли лимфоузлов, названных «сторожевыми» (СЛУ). Кроме того, установлено, что, в большинстве случаев метастазирования опухоли, метастазы обнаруживаются в СЛУ.

Поиск СЛУ является одной из основных задач онкологии. Одним из основных является радиологический метод поиска СЛУ. Суть метода заключается в регистрации излучения локальных источников после введения радиоактивного фармакологического препарата (РФП) в организм пациента. РФП представляет собой смесь радионуклида и специфического вещества, активно поглощаемого опухолью. В результате исследования с помощью гамма-камеры или томографа обнаруживается первичная опухоль, однако, в большинстве случаев, ее высокая «удельная активность» не позволяет с уверенностью говорить о превышении интенсивности излучения СЛУ над фоном. Достаточно точно оценить степень накопления препарата в СЛУ позволяет гамма-локатор (рис. 3) – детектор малого размера, обладающий хорошим координатным разрешением (эффективным разделением близко расположенных источников), высокой селективностью (избирательностью по

углам входа частицы в детектор) и чувствительностью (отношением полезного сигнала к фону). Главным достоинством локатора является возможность проведения интраоперационной сцинтиграфии после удаления первичной опухоли, на основании которой принимается решение о необходимости удаления СЛУ.

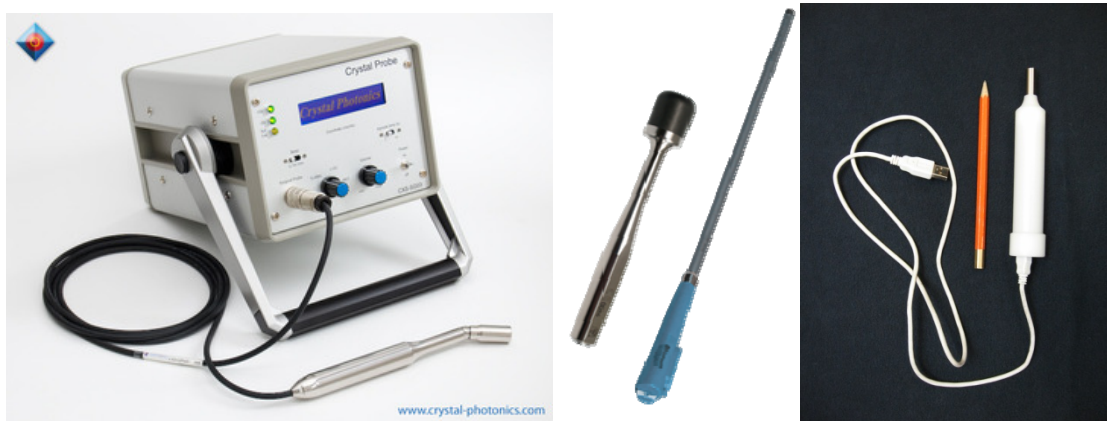


Рис. 3. Общий вид гамма-локатора.

3.2. Характеристики прибора

С точки зрения ядерной физики гамма-локатор представляет портативный высокочувствительный счетчик гамма-излучения с варьируемым энергетическим диапазоном регистрации.

Из всего многообразия детекторов гамма-излучения в локаторе используются два: сцинтилляционный и полупроводниковый твердотельные детекторы. Другие типы детекторов по различным причинам (отсутствие аналоговой информации от детектора, низкая эффективность регистрации и т.д.) не применяются. Обсудим требования, предъявляемые к гамма-локатору.

1. *Координатное разрешение* детектора играет важную роль в случае близко расположенных СЛУ. Типичный диаметр СЛУ – $0,5 \div 1,5$ см. Такое

же ограничение накладывается на поперечный размер кристалла. Для улучшения координатного разрешения применяется коллиматор (рис. 4). Кроме того, иногда используются модули или массивы (матрицы) детекторов [3]. В результате использования таких конструкций появляется информация о положении точки детектирования гамма-кванта, что позволяет эффективнее разрешать расположенные близко источники.



Рис 4. Гамма-локатор с вольфрамовым коллиматором и сцинтилляционная сборка $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с SiPM.

2. *Селективность* оказывает влияние на координатное разрешение, при детектировании частиц под малыми углами к оси детектора, и на отношение сигнал – фон при приближении угла к 90° . Для улучшения селективности используют детекторы специальных конструкций и коллиматоры.

3. *Требование высокой чувствительности* детектора вместе с ограничением по размеру значительно сужают выбор рабочих веществ детекторов. Детектирующее вещество должно обладать высокими плотностью и эффективным атомным номером, высоким выходом конверсионных частиц (поскольку энергии излучения применяемых в радионуклидной диагностике изотопов лежат в области от 30 до 400 кэВ). Высокая интенсивность собственного излучения кристалла в рабочей области энергий также может серьезно ухудшить чувствительность детектора.

4. *Энергетическое разрешение* детектора влияет как на отношение сигнал – фон в области фотопика (чем фотопик уже, тем он выше при постоянном количестве событий, кроме того, от ширины пика зависит сумма фоновых событий, дающих вклад в отношение сигнал – фон), так и на точность калибровки детектора. Данный параметр становится важным в случае работы локатора «по фотопику», то есть установки нижнего порога срабатывания счетного устройства в области долины спектра. Такой выбор порога является наиболее оптимальным, и в данной работе энергетическому разрешению уделено большое значение.

5. *Невысокое рабочее напряжение.* Отсутствие электрического кабеля является необходимым условием интраоперационного использования, применение же специальных схем питания высоковольтных приборов от низковольтных источников может усложнить электрическую схему и увеличить стоимость локатора. Кроме того, работа с прибором под высоким напряжением в процессе операции нежелательна с точки зрения безопасности.

3.3. Сцинтилляторы для гамма-локатора

Сцинтилляционный детектор состоит из детектирующего вещества – сцинтиллятора и фотоприемника. Существующие на сегодняшний день локаторы используют кристаллы LYSO , CsI(Tl) , CsI , NaI(Tl) , LSO , BGO и др. в сочетании с вакуумными фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) и кремниевыми фотоумножителями (SiPM). Выбор сцинтилляторов в первую очередь обуславливается эффективностью регистрации. Вероятность регистрации гамма-излучения пропорциональна эффективному атомному номеру $Z_{\text{эф}}$ и плотности вещества. По ряду причин, указанных в [4, 5], в локаторе, разрабатываемом в МИФИ, решено было использовать сцинтиллятор $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ в сочетании с кремниевым фотоумножителем (SiPM).

LaBr₃(Ce) имеет определенные недостатки, основные из них – гигроскопичность и наличие собственной радиоактивности (α -линии от распадов Ac-227 и γ -линии Ba-138 и Ce-138 [10]). Для решения проблемы собственной активности и увеличения чувствительности было решено исследовать относительно новый и малоизученный аналог LaBr₃(Ce), не содержащий лантан – CeBr₃. Ожидается, что его фон окажется значительно ниже, чем у LaBr₃(Ce). CeBr₃, как и бромид лантана, гигроскопичен, имеет практически такие же $Z_{эфф}$ и плотность (параметры сцинтилляторов указаны в таблице 1).

Таблица 1. Основные характеристики сцинтилляторов.

Сцинтиллятор	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BGO	LYSO	LSO	LaBr ₃ (Ce)	CeBr ₃
$Z_{эфф}$	51	54	74	63	66	45	46
ρ , г/см ³	3.67	4.51	7.1	7.1	7.4	5.08	5.1
Длина 50% ослабления (662 кэВ), мм	25	20	10	11	11	18	-
$\eta = \Delta E/E$, % (662 кэВ)	7.5	5.7	9.7	7.1	7.9	3.0	4.3
Световыход, фотонов/кэВ	38	40 -45	9	32	27	65 -70	47
τ , нс	250	1000	300	41	40	16	17
λ_{max} , нм	415	550	480	420	420	365	370
Гигроскопичность	+	+/-	-	-	-	+	+

Необходимо отметить, что LYSO – один из главных кандидатов на роль детектирующего вещества – так же обладает собственной активностью, причем в области 100 ÷ 600 кэВ лежит сразу три гамма-линии. В данной работе большое значение уделено измерениям фона исследуемых сцинтилляторов и, главным образом, отношению пик – фон по числу событий. Результаты представлены в главе 2.

Чувствительность сцинтилляционного детектора определяется эффективностью регистрации, геометрией и размерами кристалла,

световыходом и параметрами фотоприемника, такими как светосбор, квантовая эффективность, спектральная чувствительность, коэффициент усиления. Использование тяжелых сцинтилляторов с большим $Z_{\text{эфф}}$ позволяет эффективно регистрировать низкоэнергичные гамма и рентгеновские кванты с помощью кристаллов малых размеров ($< 1 \text{ см}^3$). По данным моделирования, наибольшую эффективность регистрации и выхода света обеспечивает кристалл цилиндрической формы с отношением диаметра к длине $\sim 1 \div 2$.

Световыход (число фотонов, излучаемых на единицу переданной энергии) сцинтиллятора определяет минимальную энергию частиц, сигналы которых различимы над шумами. Кроме того, высокий световыход улучшает энергетическое разрешение за счет уменьшения относительной статистической флуктуации числа фотонов. Световыход определяется не только свойствами вещества, но и геометрией кристалла. Типичный световыход для кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, CeBr_3 и LYSO средних размеров составляет 70, 68 и 32 фотонов/кэВ, соответственно. В работе [11] выявлена зависимость между световыходом и концентрацией церия в кристалле $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

Большое значение имеет положение места регистрации в продольной плоскости, поскольку длина пути различных фотонов вспышки до фотоприемника может различаться в разы. Кроме того, большие потери фотонов могут наблюдаться при попадании и распространении света в веществе окна гигроскопичных сцинтилляторов. В работе проводилась оценка относительного световыхода исследуемых сцинтилляторов.

Вышедшие из кристалла фотоны регистрируются фотоприемником. Светосбор фотоприемника определяется, в основном, геометрией и отношением площадей окна сцинтиллятора и чувствительной области приемника. Наилучший светосбор обеспечивается, когда окно приемника полностью перекрывает окно сцинтиллятора. Технологии производства ФЭУ позволяют подобрать оптимальный приемник практически к любому

сцинтиллятору. Кремниевый фотоумножитель – относительно новая разработка, и создание фотоприемников больших размеров на данный момент невозможно технологически. Стандартный размер чувствительной области SiPM – $3 \times 3 \text{ мм}^2$, что меньше площади выходного окна используемых в локаторе сцинтилляторов, потому часть фотонов неизбежно теряется.

При попадании фотона в чувствительную область фотоприемника, происходит его конвертация в электрон. Вероятность этого процесса определяется квантовой эффективностью. Вакуумные ФЭУ и SiPM имеют максимальную квантовую эффективность $\sim 20 \div 40 \%$. Величина квантовой эффективности зависит от длины волны падающего излучения и, в случае несовпадения максимумов излучения и чувствительности, может сильно уменьшиться. Квантовая эффективность используемых ФЭУ и SiPM для длин волн максимума излучения представлена в таблице 2.

Таблица 2. Основные характеристики фотоприемников.

Фотоприемник	Hamamatsu S12572-025P	SensL FC30035	Hamamatsu R1306
Тип	SiPM	SiPM	ФЭУ
Чувствительная площадь	$3 \times 3 \text{ мм}^2$	$3 \times 3 \text{ мм}^2$	$\varnothing 46 \text{ мм}$
Общая площадь Si-ФЭУ, мм^2	4×4	4×4	
Количество ячеек	14400	4774	–
Размер ячейки, мкм^2	25	35	–
Кэфф. усиления*	$10^5 - 10^6$	$10^5 - 10^6$	$10^5 - 10^6$
Квантовая эффективность*	20 – 25%	25 – 30%	15 – 20%

*в зависимости от величины напряжения.

Энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора складывается из собственного разрешения сцинтиллятора и вклада фотоприемника и электроники в ширину фотопика. Все рассмотренные выше параметры оказывают влияние на энергетическое разрешение. Основными же, оказываются световойход (и его постоянство для данной энергии), светосбор,

шум и флуктуации коэффициента усиления фотоумножителя. Измерения, проведенные в [4] со сцинтилляторами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и LYSO дают разрешения 8% и 13% на линии 662 кэВ.

4. Изучение характеристик $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, CeBr_3 , LYSO

4.1. Методика эксперимента

В работе исследовались следующие сцинтилляторы: монокристалл LYSO ($\text{Lu}_{2-x}\text{Y}_x\text{SiO}_5(\text{Ce})$) производства компании Saint-Gobain, имеющий форму параллелепипеда ($3 \times 3 \times 15 \text{ мм}^3$), и монокристаллы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и CeBr_3 цилиндрической формы диаметром 5 мм и высотой 10 мм, выращенные методом Стокбаргера в ИФТТ РАН.

В качестве фотодетекторов использовались кремниевые фотоумножители S12572-025 (Hamamatsu) и FC30035 SMT (SensL) и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) R1306 (Hamamatsu). В таблице 2 представлены характеристики этих фотоприемников; на рис. 5 изображены зависимости квантовой эффективности фотоприемников от длины волны регистрируемого излучения.

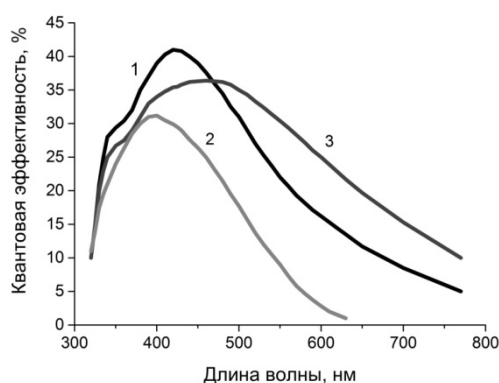


Рис. 5. Квантовая эффективность фотоприемников.

Сцинтилляционные характеристики исследовались на установке, схема которой представлена на рис. 6. Спектры регистрировались многофункциональным осциллографом Lecroy 620Zi, обладающим возможностью амплитудного анализа импульсов. Для обеспечения питания фотодетекторов использовались источники Актаком АТН - 2031 и Polon 1904.

Для обеспечения оптимального светосбора кристалл LYSO был покрыт отражающей пленкой ЗМ, между сцинтиллятором и фотоприемником был нанесен тонкий слой оптической смазки.

Кристаллы CeBr_3 и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ имеют высокую гигроскопичность, поэтому их необходимо хранить и эксплуатировать в герметичном контейнере. В работе использовались два различных варианта конструкции корпуса сцинтиллятора. В одном варианте сцинтиллятор помещен в герметичный контейнер, в одном из торцов которого расположено кварцевое окно, находящееся в оптическом контакте с фотодетектором (рис.7).

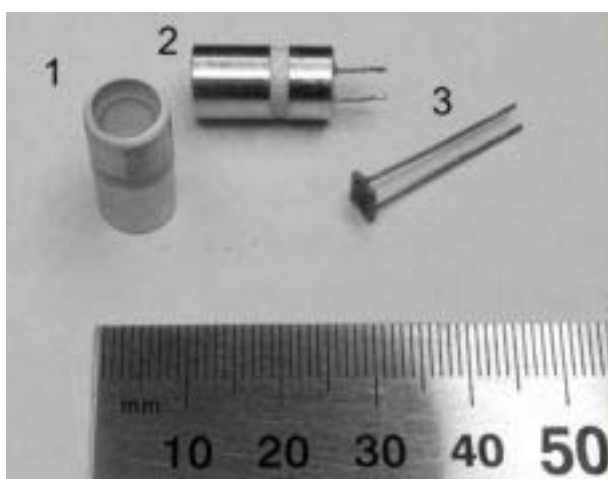


Рис. 7. Исследуемые детекторы. 1 – кристалл $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, 2 – сборка $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -SiPM в корпусе, 3 – SiPM SensL 3x3 мм.

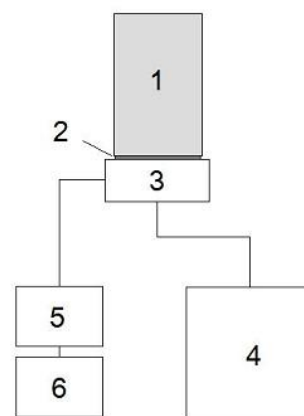


Рис. 6. Схема установки. 1- сцинтиллятор, 2 – оптическая смазка, 3 – фотоприемник, 4- анализатор импульсов, 5 – амперметр, 6 – источник питания.

В другом варианте и сцинтиллятор, и Si-ФЭУ помещены в один контейнер, при этом Si-ФЭУ находится в оптическом контакте непосредственно со сцинтиллятором [4] (рис. 7, 8). В обоих описанных вариантах промежуток между кристаллом и стенками контейнера заполнен диффузным отражателем (фторопластовым порошком).

Исследования спектрометрических характеристик детекторных сборок проводились в диапазоне 60 – 660 кэВ, так как источники гамма-излучения, применяемые в медицинской диагностике, как правило, имеют энергию < 400 кэВ. Например, в радиофармацевтических препаратах, используемых для определения локализации злокачественных образований, используется изотоп ^{99m}Tc , излучающий γ кванты с энергией 140.5 кэВ. В работе использовались радионуклидные источники гамма квантов из набора ОСГИ: ^{241}Am (59.5 кэВ), ^{133}Ba (81 кэВ, 383.85 кэВ), ^{44}Ti (в равновесии со ^{44}Sc , 511кэВ), ^{137}Cs (661.66 кэВ), а также ^{235}U (143.7 кэВ, 185.7 кэВ).

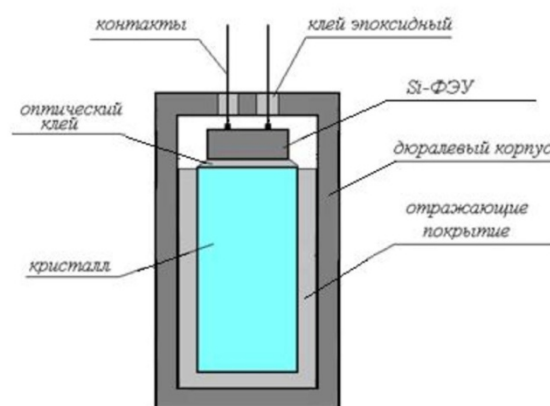


Рис. 8. Схематичное изображение сборки в общем корпусе.

Измерения собственного фонового излучения сцинтилляторов проводились с использованием фотоэлектронного умножителя R1306 (Hamamatsu) и. одноплатного спектрометра SBS-79 (ООО «Грин-Стар Технолоджис»).

4.2. Результаты измерений

На рис. 9 представлены спектры собственного излучения кристаллов CeBr_3 , $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и LYSO в области энергий до 700 кэВ, полученные в отсутствии источников излучения. Интегральные скорости счета для кристаллов CeBr_3 , $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и LYSO (в пересчете на размер образца диаметром 5мм и высотой

10мм) равны 4.7, 7.4 и 56.3 имп/сек соответственно. Наименьшее собственное излучение наблюдается в кристалле CeBr₃, наибольшее – в LYSO. Собственное излучение кристаллов CeBr₃, LaBr₃(Ce) и LYSO, связано с распадами радиоактивных изотопов, содержащихся в этих кристаллах [6 - 8]. Следует отметить, что чувствительность детекторной сборки ограничивается собственным излучением сцинтиллятора.

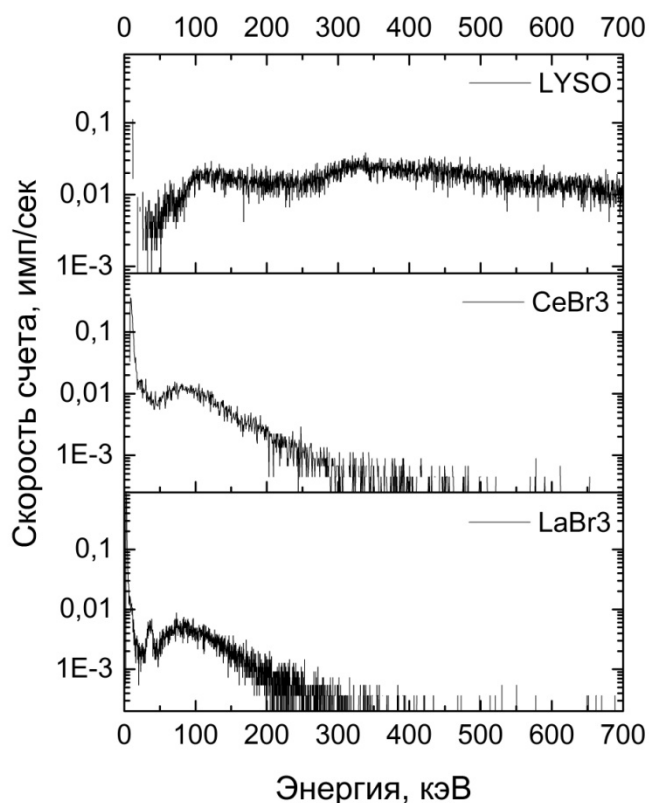


Рис. 9. Собственный фон сцинтилляторов CeBr₃, LaBr₃(Ce) и LYSO.

Число фоновых событий, регистрируемых детектором можно уменьшить, если работать в области амплитуд пика полного поглощения, используя амплитудный дискриминатор. Чем выше разрешение сцинтиллятора, тем уже энергетическое окно дискриминатора, ниже частота регистрации фоновых событий и выше чувствительность детекторной сборки.

Одним из наиболее распространенных в радионуклидной диагностике источником является изотоп ^{99m}Tc с энергией гамма-излучения 140.5 кэВ. На основании данных по энергетическому разрешению $\eta = \Delta/N$, где Δ -

ширина фотопика (пика полного поглощения) на полувысоте для линии 143.7 кэВ (таблица 3) можно определить интенсивность фонового излучения вблизи линии ^{99m}Tc в окне $N_{143.7} \pm 3\sigma$, где $\sigma = \Delta/2.35$ – дисперсия распределения Гаусса. Для CeBr_3 , $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и LYSO интенсивность фонового излучения в окне $N_{143.7} \pm 3\sigma$ равна 0.6, 0.4 и 4.5 имп./сек соответственно.

Таблица 3 Энергетическое разрешение (η) положение фотопика (N); измерения проводились с использованием ФЭУ R1306 и спектрометра SBS-79

Изотоп, энергия, кэВ	Характеристики	$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	CeBr	LYSO
^{241}Am , 59.5	η , %	16	23	27
	$N_{59.5}$	258	108	150
^{235}U , 143.7	η , %	10.8	19	23
	$N_{143.7}$	624	261	360
^{235}U , 185.7	η , %	8.3	15	18
	$N_{185.7}$	810	336	470
^{137}Cs , 661.66	η , %	3.7	8.0	9.8
	$N_{661.66}$	2868	1198	1652

Таким образом, несмотря на то, что уровень собственного излучения CeBr_3 в 1.6 раза ниже, чем у $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, благодаря более высокому энергетическому разрешению $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ его фоновое излучение в окне $N_{143.7} \pm 3\sigma$ оказывается в 1.5 раза ниже, чем у CeBr_3 . Кроме того, амплитуда отклика бромида церия более чем в два раза ниже, чем у $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Собственное излучение LYSO выше, чем у $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ в ~ 11 раз, а амплитуда отклика в 1.25 раз ниже, чем у $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Таким образом, и по уровню фонового излучения, и по амплитуде сигнала $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ превосходит и CeBr_3 , и LYSO . Поэтому бромид лантана, легированный церием, целесообразно использовать для создания малогабаритного детектора ионизирующего излучения.

Следует отметить, что энергетическое разрешение образца $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ диаметром 25мм и высотой 25мм, выращенного из той же шихты, что и

образец диаметром 5 мм и высотой 10 мм, имеет для линии 662 кэВ значение $\eta = 3.2\%$. Худшее разрешение у образца $d = 5$ мм и $h = 10$ мм ($\eta = 4\%$) связано, скорее всего, с тем, что в образцах, высота которых больше чем их диаметр, не осуществляется полный сбор светового потока, что приводит к ухудшению сцинтилляционных характеристик образца. Наилучшее разрешение наблюдается у кристаллов, диаметр которых равен их высоте.

На рис. 10 представлены амплитудные спектры излучения источников ^{241}Am (59.5 кэВ) и ^{137}Cs (661.7 кэВ), полученные с использованием кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, помещенного в отдельный корпус и находящегося в контакте с Si-ФЭУ через кварцевое окно (А), и кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, помещенного в один корпус с Si-ФЭУ (Б).

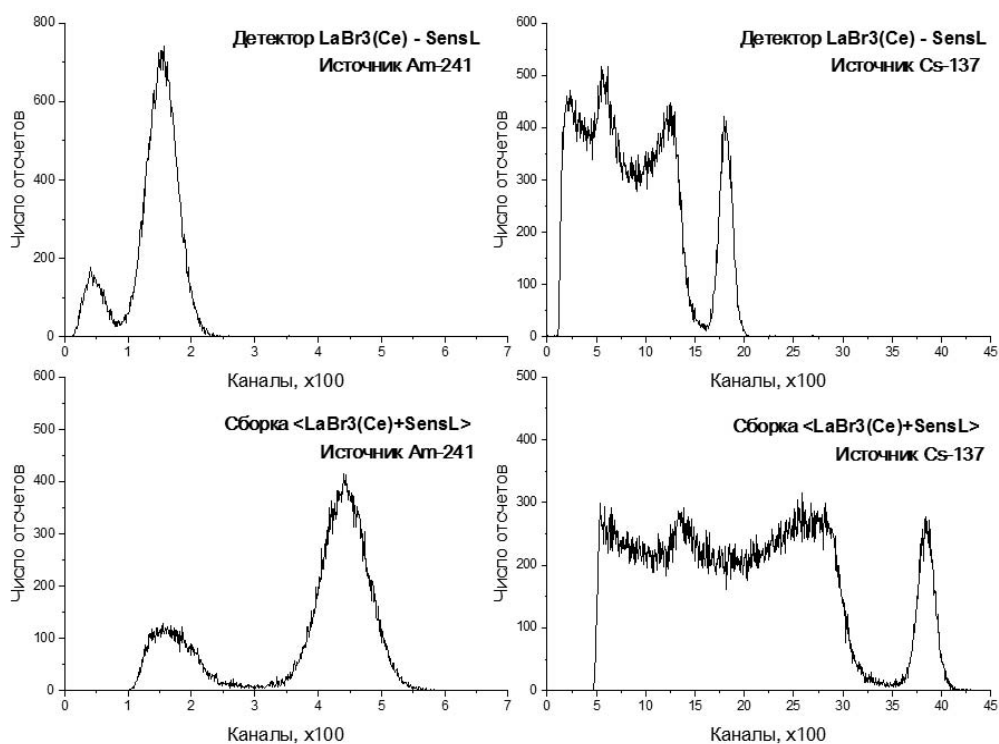


Рис. 10. Амплитудные спектры излучения.

Положения фотопиков и энергетическое разрешение этих детекторных сборок представлены в таблице 4.

Таблица 4. Энергетическое разрешение (η) и положение фотопика (N) в исследуемых сцинтилляционных сборках.

		661.7 кэВ		59.5 кэВ	
Сцинтиллятор в контейнере + SiФЭУ		$\eta(\%)$	N	$\eta(\%)$	N
LaBr ₃ (Ce)	SensL FC30035	9	1811	30	161
LaBr ₃ (Ce)	Hamamatsu S12572-025	11	478	36	43
		661.7 кэВ		59.5 кэВ	
(Сцинтиллятор +SiФЭУ) в общем контейнере		$\eta(\%)$	N	$\eta(\%)$	N
<LaBr ₃ (Ce) + SensL FC30035>		4	3731	18	336
<LaBr ₃ (Ce) + Hamamatsu S12572-025>		5	854	19	71

Как видно из рис.10 и таблицы 4, при непосредственном контакте сцинтиллятора с фотодетектором (LaBr₃(Ce) - Si-ФЭУ) светосбор и энергетическое разрешение сборки намного выше, чем при расположении сцинтиллятора в отдельном контейнере. Такое различие связано с тем, что при непосредственном контакте кристалла и фотодетектора уменьшаются потери света, связанные с прохождением фотонами границы раздела сред и геометрическим фактором. При непосредственном контакте сцинтиллятора и фотодетектора Si-ФЭУ регистрирует значительно большее число квантов света, излучаемых сцинтиллятором, чем при удалении детектора на толщину выходного окна (3 мм).

Энергетическое разрешение детекторной сборки LaBr₃(Ce) - ФЭУ несколько выше, чем сборки LaBr₃(Ce) - SensL_FC30035 (таблицы 3, 4). Это связано с тем, что площадь чувствительной поверхности используемых нами Si-ФЭУ меньше диаметра излучающей поверхности сцинтиллятора (таблица 2), и используемые нами кремниевые фотоумножители регистрируют только часть излучения сцинтиллятора. Эти потери частично компенсируются тем, что квантовая эффективность регистрации излучения у Si-ФЭУ выше, чем у ФЭУ (таблица 2, рис. 1). Очевидно, что при размере чувствительной поверхности фотодетектора, обеспечивающем регистрацию всего излучения сцинтиллятора, сцинтилляционные характеристики (разрешение и световыход) детекторной сборки сцинтиллятор + Si-ФЭУ будут заметно улучшены.

Спектры собственного излучения кристаллов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ при регистрации свечения SensL_FC30035 и ФЭУ близки. Интенсивность фонового излучения для сборки $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) + \text{SensL_FC30035}$ при регистрации излучения в интервале $\pm 3\sigma$ относительно излучения с энергией 143.7 кэВ, равна ~ 0.39 имп/сек, что практически совпадает с аналогичной характеристикой для сборки $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) + \text{ФЭУ}$.

На рис.11 приведены зависимости положений максимумов фотопиков, регистрируемых детекторными сборками $\text{LaBr}_3:\text{Ce} - \text{Si-ФЭУ}$, от энергии гамма квантов.

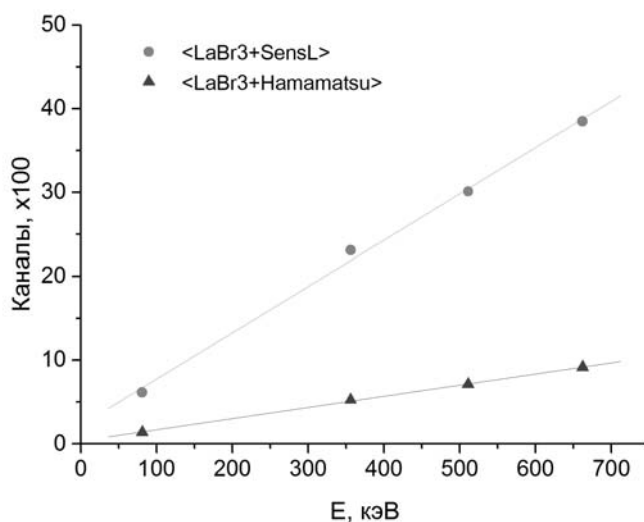


Рис.11. Зависимости положений максимумов фотопиков, регистрируемых детекторными сборками $\text{LaBr}_3:\text{Ce} - \text{Si-ФЭУ}$, от энергии гамма квантов.

В этих экспериментах кристалл $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и кремниевые фотоумножители Si-ФЭУ двух типов (SensL FC30035 или Hamamatsu S12572-025) находятся в одном контейнере. Как следует из рис. 7, исследованные детекторные сборки, состоящие из бромида лантана, легированного церием, и различных фотоприемников, имеют хорошую линейность в исследованном диапазоне энергий от 60 до 660 кэВ и могут быть использованы для спектрометрических измерений. Следует отметить, что линейная зависимость между энергией гамма квантов и амплитудой сигнала для

детектора на основе $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и ФЭУ сохраняется и в более широком интервале энергий от 60кэВ до 2мэВ [9].

5. Заключение

В работе проведено сравнение характеристик сцинтилляторов CeBr₃, LaBr₃(Ce) и LYSO. Показано, что наилучшее энергетическое разрешение и наиболее высокую амплитуду отклика имеет детекторная сборка, состоящая из монокристалла LaBr₃(Ce) и фотодетектора, которые находятся в общем контейнере. Такая детекторная сборка имеет линейную зависимость между положением фотопика и энергией гамма кванта в диапазоне энергий от 60 до 660 кэВ.

Уровень фонового излучения детекторной сборки LaBr₃(Ce) +SensL_FC30035, определяющий её предельную чувствительность, при регистрации излучения в интервале $\pm 3\sigma$ относительно положения максимума пика полного поглощения излучения с энергией 143.7 кэВ, близкого к излучению ^{99m}Tc (140.5 кэВ), равен ~ 0.39 имп./сек

Список литературы

1. *Cabanas R.M.* An approach for the treatment of penile carcinoma. *Cancer.*, 39: 456–465, 1977.
2. *Венгенмейр Г., Копп Дж.* Гамма-локатор для локализации сторожевых лимфатических узлов: критерии качества, минимальные требования и качество коммерчески доступных систем. ЦКБ, Оксбург.
3. *Sentinel node in cancer diagnosis with surgical probes.*
4. *Беляев В. Н., Брантова Т. С., Воробьев К. А. и др.* Интраоперационный гамма-зонд для выявления «сторожевых» лимфатических узлов на основе сцинтилляционного кристалла $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ и кремниевого фотоумножителя SiPM. *Медицинская физика*, 2013.
5. *Ягнюкова А. К.* Гамма-локатор на основе сцинтилляционного кристалла и кремниевого фотоумножителя. // МИФИ, Москва, 2013.
6. *Беляев В.Н., Брантова Т.С., Воробьев К.А. и др.* Оптимизация характеристик гамма-локатора на основе кремниевого фотоумножителя для интраоперационной диагностики онкологических заболеваний. // *Мед. физика*, 2012, № 2 (54), С. 49–54.
7. *Акимов Ю. К.* Полупроводниковые детекторы ядерных излучений. // Дубна – ОИЯИ, 2009. – 277с.
8. *Sung-Dae CHUN, Se-Hwan PARK, Dong Hoon LEE et al.* Property of a CZT Semiconductor Detector for Radionuclide Identification. // *Nuclear Science and Technology*, 2008, № 5, p/ 421–424.
9. *A. E. Bolotnikov, N. M. Abdul-Jabbar, S. Babalola et al.* Optimization of virtual Frisch-grid CdZnTe detector designs for imaging and spectroscopy of gamma rays. // *Proc. of SPIE Vol. 6706.*
10. Устройства детектирования на основе сцинтилляционных кристаллов бромида лантана и спектрометрические системы, построенные на их базе ЗАО «НПЦ «Аспект». // Аспект.

11. *Shah K. S.* New Scintillation Detectors for PET. // Massachusetts geboren te Ahmedabad, India, 2010.
12. *A. F. Iyudin, V. V. Bogomolov, S. I. Svertilov et al.* Peculiarities of intrinsic background in $\text{LaBr}_3\text{:Ce}$ and CeBr_3 scintillation crystal. // Nuclear experimental technique, Vol. 52, No. 6, pp 774–781, 2009.
13. Т.С. Брантова, П.Ж. Бужан, Б.А. Долгошеин и др. Измерение основных характеристик кремниевых фотоумножителей (SiPM). // М: МИФИ, 2008.
14. В. Н. Юров, Ю. А. Трофимов, Е. Э. Лупарь и др. Метрологические характеристики спектрометра гамма-излучения на основе $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ для использования в наземных измерениях и в космических экспериментах. // Ядерная физика и инжиниринг, том 4, № 1, с. 91 – 96, 2013.