

УДК 539.1.07

С. В. Казарцев, В. Г. Егоров**Стенд для исследования свойств сцинтилляционных материалов**

Описан стенд для исследования и сравнения свойств различных сцинтилляторов. Стенд включает в себя несколько фотоэлектронных умножителей, светонепроницаемую камеру для исследуемых сцинтилляционных образцов (в том числе жидких), мюонный телескоп, управляемый светодиод подсветки, набор радиоактивных источников и электронику для обработки сигналов. Стенд позволяет измерять функцию отклика исследуемых сцинтилляторов на облучение α -частицами, электронами, γ -лучами и нейтронами различных энергий, а также космическими мюонами.

Ключевые слова: сцинтиллятор, ФЭУ, световыход, квенчинг-фактор, нейтроны, функция отклика, мюонный телескоп.

Об авторах

Егоров Вячеслав Георгиевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры нанотехнологий и новых материалов государственного университета «Дубна», начальник сектора научно-экспериментального отдела ядерной спектроскопии и радиохимии лаборатории ядерных проблем.

Казарцев Сергей Вячеславович – младший научный сотрудник научно-экспериментального отдела ядерной спектроскопии и радиохимии лаборатории ядерных проблем, магистрант кафедры нанотехнологий и новых материалов государственного университета «Дубна». *E-mail:* kazarcevs@gmail.com. 141981 г. Дубна, ул. Университетская 19/1, к. 301.

Для регистрации радиоактивного излучения существует множество детекторов. Одним из классов таких приборов являются сцинтилляционные детекторы. Их принцип основан на регистрации света при попадании ионизирующей частицы в тело сцинтиллятора. Для регулярного исследования свойств сцинтилляторов нами был создан экспериментальный стенд, который позволял бы измерять такие характеристики, как относительный световыход, эффективность регистрации, квенчинг-фактор. Стенд позволяет работать с различными типами излучений: α -, β -, γ -, мюоны и нейтроны.

Общие сведения

На рис. 1 показано устройство нашего стенда. «Шкаф» разделен на три независимые, герметичные от света секции. ФЭУ #3 используется для исследования свойств образцов сцинтилляторов и одновременно является предметным столиком. Управление питанием тремя ФЭУ находится в этом же «шкафу», причем на дисплей выводится значение напряжения каждого ФЭУ, влажность и температура в центральной камере.

(ФЭУ #1 + Пл #1) и (ФЭУ #2 + Пл #2) яв-

ляются полноценными детекторами частиц и используются для регистрации космических мюонов. Для проведения измерений с мюонами эти детекторы включаются на схему совпадений, что дает возможность выделить из всего потока только треки от вертикальных мюонов. Мюоны, попавшие в телескоп, могут пройти мимо исследуемого образца, что дает нам спектральный пик, соответствующий нулевой энергии. Если же мюон проходит через исследуемый сцинтиллятор, он теряет энергию по всему объему образца. Получаемый спектр соответствует энерговыделению от релятивистских мюонов и описывается распределением Ландау. По этому спектру производится калибровка энергетической шкалы при энергиях выше 2–3 МэВ.

Для калибровки при меньших энергиях используются γ -линии (или их комптоновские границы) 661 кэВ от ^{137}Cs , 1173 кэВ и 1332 кэВ от ^{60}Co и 2614 кэВ от ^{228}Th . Для их установки внутри центральной секции «шкафа» расположен штатив для радиоактивных источников. Следует отметить, что если образец сцинтиллятора имеет низкое значение Z атомов, входящих в его состав, то пик полного поглощения в спектре отсутствует, но проявятся комптоновские края.

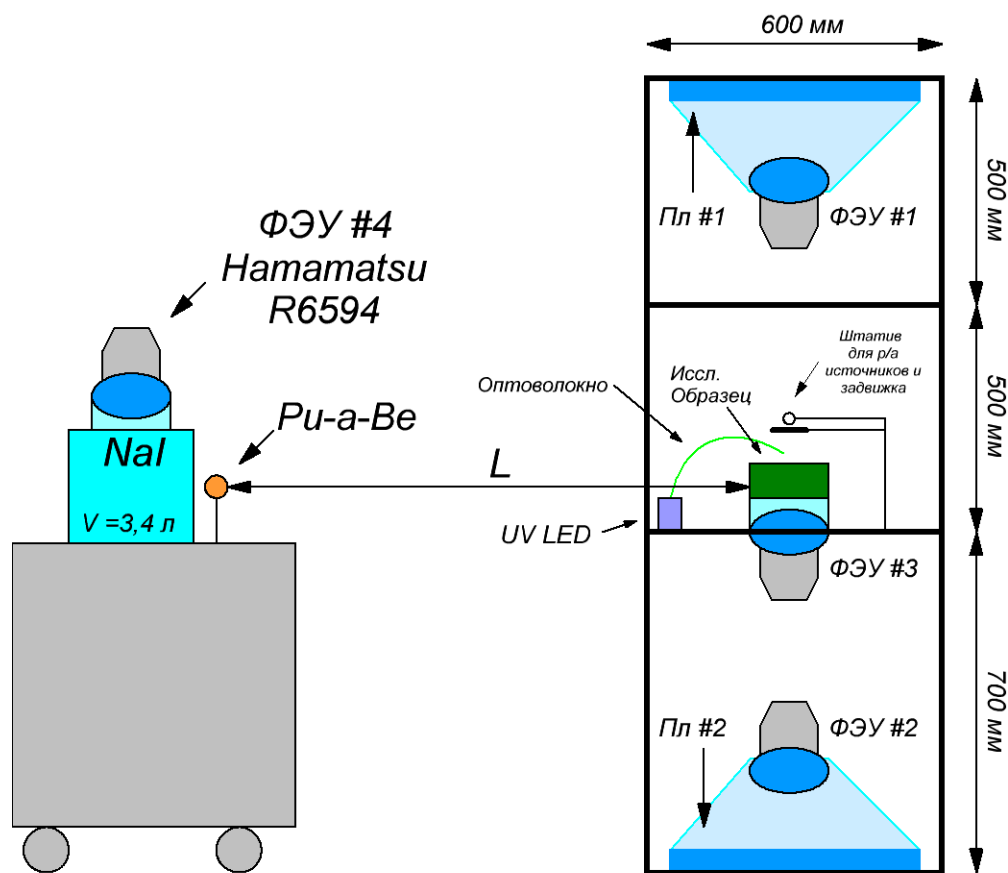


Рис. 1. Упрощенная схема стенда: ФЭУ – фотоэлектронный умножитель (Hamamatsu R6594); Пл – сцинтилляционная пластина

Еще одним перспективным источником является ^{207}Bi , который, помимо γ -излучения с энергиями 569 кэВ и 1063 кэВ, испускает монохроматические электроны, обусловленные внутренней конверсией. Энергия этих электронов равняется энергии γ -перехода минус энергия связи электрона соответствующей оболочки. В отличие от γ -лучей, эффективность регистрации электронов близка к 100% независимо от Z образца. Если поместить между источником и образцом тонкую заслонку, то электроны будут полностью отсечены, а γ -излучение – нет. Разностный спектр соответствует электронам внутренней конверсии.

Работа с источниками α -частиц более сложна. Дело в том, что α -частицы имеют большую ионизирующую способность, и потому их пробеги в веществе не превышают десятой доли миллиметра. Наличие любого мёртвого слоя на их пути ведет к неконтролируемой потере энергии и сильному искажению конеч-

ного результата. Даже воздух между образцом и источником делает измерение неточным.

Еще более сложной является работа с нейтронами, получаемыми от $\text{Pu-}\alpha\text{-Be}$ источника. Нейтроны в нем образуются в результате реакции $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}^*$. α -частицы перед взаимодействием с ядрами ^9Be проходят слой вещества случайной толщины, и угол между импульсами α -частицы и нейтрона также случаен, поэтому энергия испускаемых нейтронов не постоянна и лежит в промежутке приблизительно от 100 кэВ до 12 МэВ. Эту энергию можно определить по времени пролета нейтрона от источника до образца-сцинтиллятора. При этом стартом служит регистрация сопутствующего γ -излучения от $^{12}\text{C}^*$ (4,4 МэВ), а стопом – сигнал от исследуемого образца. Пролетная база при этом может устанавливаться от 30 см до 3 метров, что соответствует временам в диапазоне нескольких наносекунд до микросекунды.

Для того, чтобы обеспечить возможность измерения абсолютного количества образовавшихся на фотокатоде фотоэлектронов по методу, описанному в [1], в состав стенда входит ультрафиолетовый светодиод, управляемый внешними импульсами.

Для проведения экспериментов с жидкими сцинтилляторами на адаптер ФЭУ #3 устанавливается кювета соответствующего размера, при выборе которого следует учитывать неоднородность фотокатода ФЭУ и возможную неоднородность светосбора в кювете.

Система накопления данных

В зависимости от решаемой задачи логика работы системы накопления данных может сильно отличаться. Например, для сравнения относительного световыхода образцов сцинтилляторов достаточно измерять одиночный энергетический спектр с ФЭУ #3. Если нужны измерения в абсолютной энергетической шкале, то необходимо калибровать ее с помощью сигналов от ФЭУ #1 и ФЭУ #2. При работе с нейтронами необходимо измерять еще и время между сигналами. Все эти возможности в данном стенде изначально заложены, и переход между режимами накопления осуществляется простым переключением тумблеров на блоках (рис. 2).

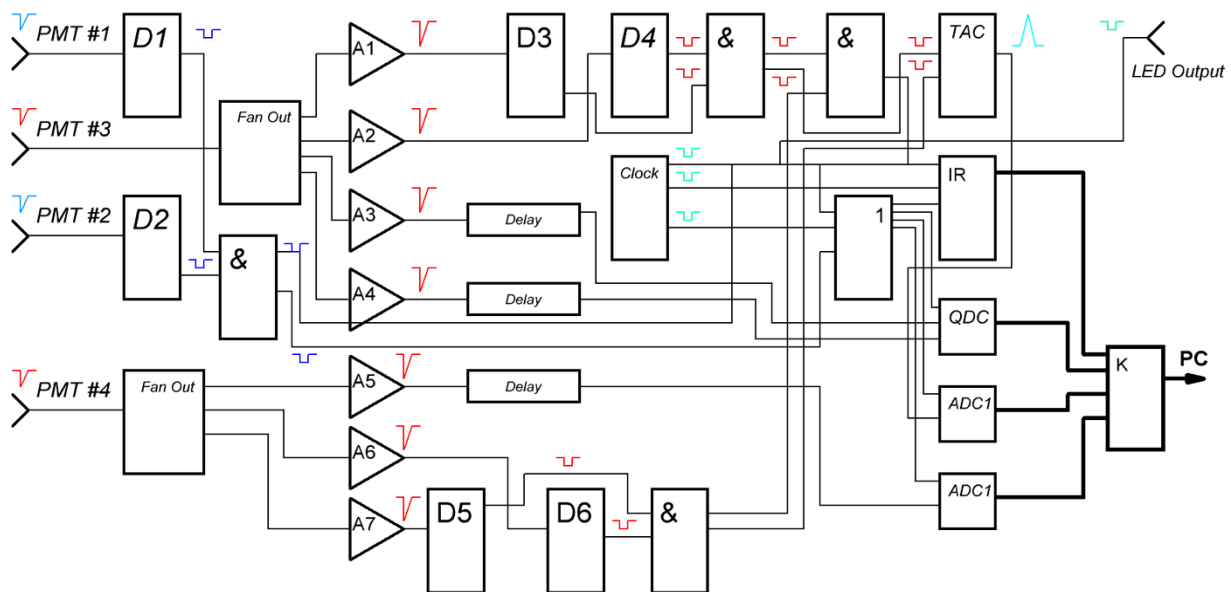


Рис. 2. Блок-схема системы накопления данных:

D – дискриминатор; *FAN OUT* – разветвитель сигналов; *A* – усилитель; 1 – схема ИЛИ; & – схема И; *QDC* – аналого-цифровой преобразователь; *Clock* – генератор; *LED Output* – выход на светодиод; *ADC* – аналого-цифровой преобразователь; *TAC* – конвертер время–амплитуда; *IR* – входной регистр; *K* – контроллер ПК

Примеры полученных результатов

Наиболее важной характеристикой любого сцинтиллятора является световыход. При решении научных задач чаще всего используют его относительное значение, определяемое как отношение амплитуды импульсов от сцинтилляционного детектора излучения к аналогичному параметру другого сцинтилляционного детектора в идентичных условиях измерения.

На рис. 3 показаны полученные энергетические спектры электронов от ^{207}Bi , измеренные сцинтиллятором на основе ЛАБ с разной степенью очистки. Положение пиков одной и той же энергии оказывается различным и зависит от качества сцинтиллятора. Именно разница в положении пика численно характеризует значение относительного световыхода.

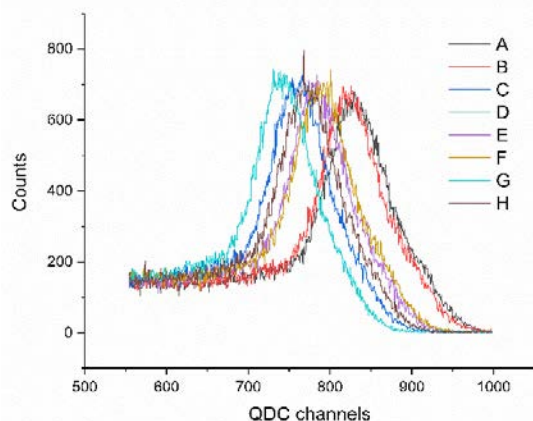


Рис. 3. Спектры ЭВК ^{207}Bi , полученные на сцинтилляторе ЛАБ с различной степенью очистки

При проведении измерений с α -частицами выяснилось, что величина регистрируемого светового сигнала сильно зависит от положения источника. На рис. 4 показаны спектры при различной глубине погружения имплантированного источника ^{242}Pu в жидкий сцинтиллятор. Объяснить смещение пика можно тем, что α -частица вызывает сцинтилляцию в очень маленькой области и представляет собой фактически точечный источник света в отличие от других излучений, дающих свет в среднем по всему объему сцинтиллятора. Поскольку эффективность светосбора из разных точек различна, то и величина зарегистрированного светового сигнала тоже отличается. Если для мюонов или γ -излучения сигнал усредняется по всему объему, то для α -частиц этого не происходит, и зависимость сигнала от положения α -источника остается.

Таким образом, для измерения относительного световыхода с α -источником необходимо жестко фиксировать его положение внутри кюветы. Если же задача предполагает сравнение спектров от различных излучателей с одинаковой геометрией энерговыделения (например, при измерении квенчинг-фактора), то следует проводить измерение с α -источником, растворенным в сцинтилляторе, – в такой постановке энерговыделение будет однородным по всему объему, как это имеет место в случае мюонов или жесткого гамма-излучения.

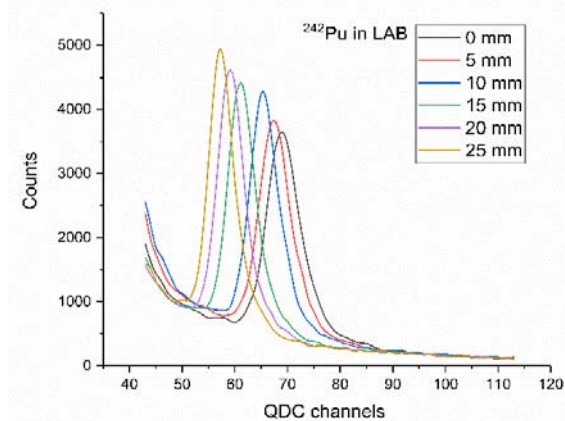


Рис. 4. Спектры ^{242}Pu , полученные на сцинтилляторе ЛАБ с различной глубиной погружения источника

Как уже говорилось выше, измерения с нейтронами требуют особого подхода. Поскольку энергетический спектр $\text{Pu-}\alpha\text{-Be}$ источника непрерывен, то каждый нейтрон имеет свою неизвестную *a priori* энергию, определить которую можно лишь по времени пролета известной базы. Для этого вся информация записывается не в виде спектров, а в виде отдельных событий – “event-by-event”, которые затем подлежат сортировке в режиме *off-line*. Каждое событие включает в себя энергию E_γ , зарегистрированную выносным γ -детектором NaI, энергию E_n , выделившуюся в исследуемом образце при попадании в него нейтрона, и время между этими сигналами $T_{\gamma n}$. Кроме того, в событие заносится информация о наличии космического мюона (в этом случае событие считается калибровочным). На рис. 5 показан пример двумерного распределения количества событий от E_n и $T_{\gamma n}$.

На рис. 5 область “a” соответствует фоновым событиям, когда в исследуемый сцинтиллятор попадает не нейтрон, а γ -квант, рассеявшийся перед этим в γ -детекторе. Поскольку он движется со скоростью света, то время $T_{\gamma n}$ для этих событий составляет примерно 5 нс. Самые быстрые из нейтронов ($E=12$ МэВ) долетают до образца за 31 нс (область “b”), нейтроны с наиболее вероятной энергией ~ 5 МэВ – за 50 нс (область “c”), с энергией в 1 МэВ – за 108 нс и т.д. Асимптотическая область “d” соответствует случайным совпадениям сигналов, распределение которых в первом приближении равномерно во времени.

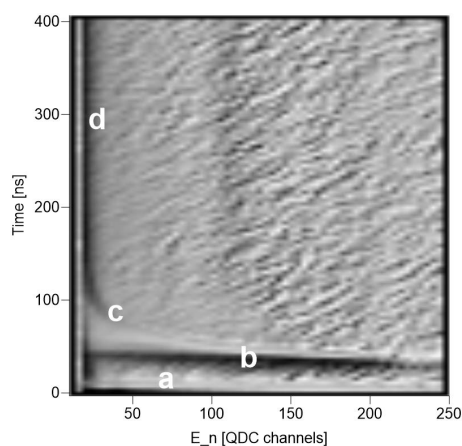


Рис. 5. Двумерное распределение количества событий от от E_n и T_{7n} при базе $L=1.5$ м

Заключение

Собранный нами стенд находится в научно-экспериментальном отделе ядерной спектроскопии и радиохимии Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и в настоящее время используется

для исследования свойств сцинтилляторов на основе ПАБ и ЛАБ, предназначенных для нейтринных экспериментов *Daya Bay* [2] и *NOvA* [3].

Авторы выражают благодарность сотрудникам НЭОЯСиРХ ЛЯП ОИЯИ за практическую помощь в создании стенда.

Библиографический список

1. Bellamy E.H., Bellettini G., Budagov J. et al. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier// Nucl. Instr. Meth. A339. 1994. P. 468–476.
2. Ann F.P. et al. Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay// Phys. Rev. Lett. 108, 171803. Published 23 April 2012.
3. Ayres D.S. et al. The NOvA Technical Design Report// Fermilab-Design. 2007. V. 01. 1–600.

*Поступила в редакцию
26.05.2018*