

МОНТЕ-КАРЛО-МОДЕЛЬ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ЛИТИЕВОГО СТЕКЛА

© 2021 г. Е. С. Кузьмин^{а,*}, Г. Д. Бокучава^б, И. Ю. Зимин^а, А. А. Круглов^б,
Н. А. Кучинский^а, В. Л. Мальшев^а

^а Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ)
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^б Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка ОИЯИ
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

*e-mail: e_kuzmin@jinr.ru, e_kuzmin@mail.ru

Поступила в редакцию 04.08.2020 г.

После доработки 20.08.2020 г.

Принята к публикации 24.08.2020 г.

Создана и верифицирована Монте-Карло-модель сцинтилляционного детектора тепловых нейтронов на основе литиевого стекла NE 912. Верификация модели проводилась сравнением результатов модели и данных эксперимента при экспозиции прототипа на пучках тепловых нейтронов и γ -квантов. Определены характеристики сцинтиллятора: световыход при захвате нейтрона, квенчинг-фактор, временные параметры высвечивания. Точность воспроизведения формы импульсов, зарегистрированных в эксперименте, позволяет исследовать экспериментальные данные и оценивать возможности различных способов n/γ -разделения. На основе выполненного моделирования возможно создание моделей детектора, обладающих низкой γ -чувствительностью с гетерогенным композитным сцинтиллятором различных геометрий.

DOI: 10.31857/S0032816221010316

ВВЕДЕНИЕ

Одной из ключевых проблем в нейтронных исследованиях является техника детектирования нейтронов. Широко распространенные детекторы на основе ^3He становятся все менее доступными из-за ограничений в поставках газа. Требуются альтернативные виды детекторов, которые могут обеспечить разумную эффективность обнаружения нейтронов в широком диапазоне энергий, ограниченную чувствительность или способность к дискриминации в отношении γ -квантов и малое “мертвое время” регистрации. Известные в настоящее время сцинтилляционные материалы не в полной мере отвечают этим требованиям. Широко используемый сцинтилляционный экран $^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ плохо пропускает собственное излучение и обладает большим мертвым временем регистрации – около 2.5 мкс [1]. Новые нейтронные сцинтилляторы, разработанные в последние годы, дороги и могут быть изготовлены только в небольших объемах [2]. Поэтому в настоящее время вновь возрос интерес к хорошо известным литиевым стеклам.

Литиевые стекла прозрачны, обладают высокой эффективностью и малым временем высвечивания, но при этом имеют достаточно высокий

уровень чувствительности к γ -квантам. Работы по снижению γ -чувствительности стеклянных сцинтилляторов ведутся в двух основных направлениях. Первое направление – это создание гетерогенных сцинтилляторов на основе литиевых стекол с разнообразными геометриями и оптическими характеристиками, в частности, для задач контроля над перемещением ядерных материалов [3–5]. Второе направление – поиск методов цифровой обработки сигналов для разделения импульсов от нейтронов и γ -квантов [6, 7].

Для разработки современного детектора с пониженной γ -чувствительностью необходимо иметь возможность цифрового моделирования структуры прибора и методов обработки сигнала. В предлагаемой работе описывается Монте-Карло-модель детектора на основе гомогенного стеклянного сцинтиллятора с ^6Li (NE 912) и фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.) XP 2262. Цель создания модели – уточнение параметров сцинтиллятора и создание инструмента для разработки детекторов с пониженной чувствительностью к γ -квантам.

В работе рассматривается детектор, предназначенный для регистрации тепловых нейтронов. При моделировании учитывались геометрическая форма, отражатель, световод и оптические

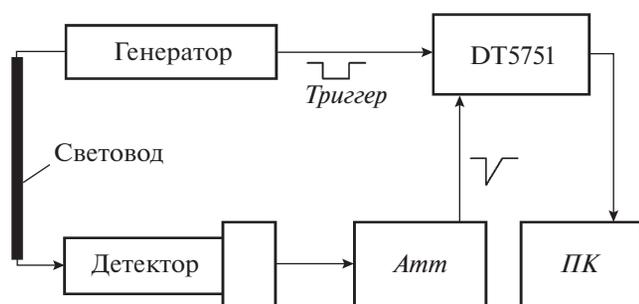


Рис. 1. Схема, использованная при калибровке ф.э.у. Световой импульс от генератора поступает по световоду на входное окно фотоумножителя. На входы 10-битного дигитайзера CAEN DT5751 через аттенуатор *Amm* поступают сигнал с анода ф.э.у. и триггерный сигнал с генератора световых вспышек. *ПК* — персональный компьютер.

контакты. Сцинтиллятор, используемый в работе, не производится много лет, однако по настоящее время в эксплуатации находится значительное количество высококлассных приборов, например [8, 9], характеристики которых могут быть значительно улучшены с применением современных способов подавления γ -чувствительности. Верификация модели проводилась при экспозиции детектора на пучке тепловых нейтронов реактора ИБР-2 и источнике γ -квантов ^{60}Co .

Световой импульс моделировался программой Geant4 в соответствии с конструкцией детектора. Для расчета сигнала на выходе ф.э.у. выполнялась свертка оптического сигнала с одноэлектронным импульсом детектора. Затем смоделированные сигналы сравнивались с экспериментальными данными.

ДЕТЕКТОР

В работе использовался детектор на базе литиевого стекла NE 912, (Nuclear Enterprises) и фотоумножителя XP 2262B (Photonis) с делителем напряжения S563/L (Philips). Линейность ф.э.у. в области токов, при которых проводились измерения, по данным производителя не хуже 2%. Сцинтиллятор $\varnothing 40$ и толщиной 2 мм сопрягался с фотоумножителем через цилиндрический световод из оргстекла $\varnothing 40$ и длиной 25 мм. Оптические контакты световод—сцинтиллятор и световод—входное окно ф.э.у. обеспечивались оптической смазкой BC-630 (Bicron). Световод со сцинтиллятором размещались в цилиндре из фторопласта. Входное окно детектора располагалось на поверхности сцинтиллятора и состояло из установленных последовательно диффузного и зеркального отражателей общей толщиной 0.08 г/см².

Абсолютная калибровка ф.э.у. со спектрометрическим каналом осуществлялась по методу, из-

ложенному в [10, 11]. Метод заключается в анализе спектров, зарегистрированных при облучении фотокатода вспышками света малой интенсивности (рис. 1). Энергия вспышки регулировалась амплитудой импульса на светодиоде, длительность прямоугольного импульса составляла 30 нс при частоте 1 кГц. Выходной сигнал ф.э.у. регулировался по амплитуде коаксиальным аттенуатором. Сигналы регистрировались 10-битным аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.) CAEN DT5751 с использованием внешнего триггера от генератора вспышек. Ширина окна записи данных равнялась 500 нс, и окно записи начиналось за 250 нс от триггера. Область интегрирования сигнала составляла 100 нс и начиналась на 50 нс раньше триггерного сигнала.

Для деконволюции таких спектров используется функция отклика, построенная в работе [12]:

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \left\{ \frac{(1-w)}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp \left[\frac{(x - nQ_1 - Q_0)^2}{-2\sigma_n^2} \right] + w\theta(x - Q_0)\alpha \exp[-\alpha(x - Q_0)] \right\}. \quad (1)$$

Выражение (1) описывает следующие компоненты экспериментального спектра:

- Пьедестал, характеризующий фоновые процессы первого типа. Описывает шумы измерительного тракта, когда ни один фотоэлектрон не образовался на фотокатоде (например, флуктуации анодного тока). Пьедестал описывается нормальным распределением с математическим ожиданием Q_0 и стандартным отклонением σ_0 .
- Вклады от спектров с числом фотоэлектронов в импульсе равным n . Каждый спектр описывается нормальным распределением с математическими ожиданиями Q_n и стандартным отклонением σ_n .
- Фоновые процессы второго типа представляют собой дискретные шумы. Вклад таких процессов описывается убывающей экспонентой с постоянной α .

Символом μ обозначено среднее количество фотоэлектронов, собранных на первом диноде; вероятность сопровождения измеряемого сигнала фоновыми процессами второго типа обозначена как w ; $\theta(x)$ — функция Хэвисайда. При этом

$$Q_n = Q_0 + nQ_1 \text{ и } \sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1.$$

Результаты аппроксимации показаны на рис. 2.

Калибровка ф.э.у. проводилась по спектру единичного электрона, первый момент спектра был определен с точностью 0.4%.

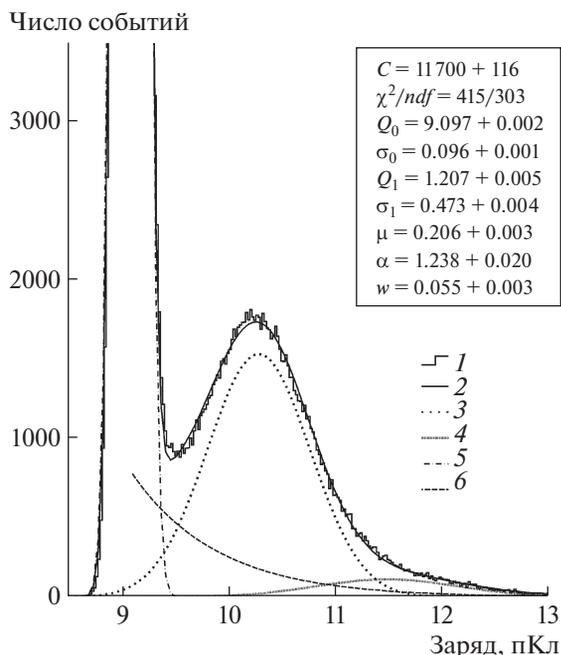


Рис. 2. Спектр импульсов, зарегистрированный при калибровке ф.э.у.: 1 – данные измерений; 2 – результат аппроксимации по формуле (1); 3 – распределение зарядов от единичного электрона; 4 – распределение зарядов от 2 и 3 фотоэлектронов; 5 – пьедестал; 6 – фоновые процессы второго типа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения с нейтронами проводились на пучке дифрактометра FSS (13-й канал реактора ИБР-2) [13]. Схема эксперимента представлена на рис. 3. При экспозиции детектора на пучке тепловых нейтронов он устанавливался в защитную камеру из свинца и борированного полиэтилена. Детектор устанавливался под углом 42° к оси пучка. Первичный нейтронный пучок рассеивался на мишени Ø20 мм, изготовленной из реакторного графита, в котором отсутствуют примеси изотопов бора, порождающих γ-кванты при захвате тепловых нейтронов.

Непосредственно к анодному выходу ф.э.у. через кабель длиной 1.5 м подключался а.ц.п. САЕН DT5751. При записи использовался внутренний триггер с порогом 45 мВ. Окно записи составляло 2000 нс и начиналось за 280 нс до триггера. Высоковольтное питание подавалось от блока NDT 1470 САЕН. Управление а.ц.п. и источником высокого напряжения, а также накопление данных осуществлялось с помощью промежуточного компьютера, находившегося непосредственно у детектора. Общее управление экспериментом велось с удаленного компьютера по сети Internet. Средняя частота регистрации нейтронов была на уровне 600 с⁻¹.

По аналогичной методике были проведены измерения с радиоактивным источником ⁶⁰Со. Ис-

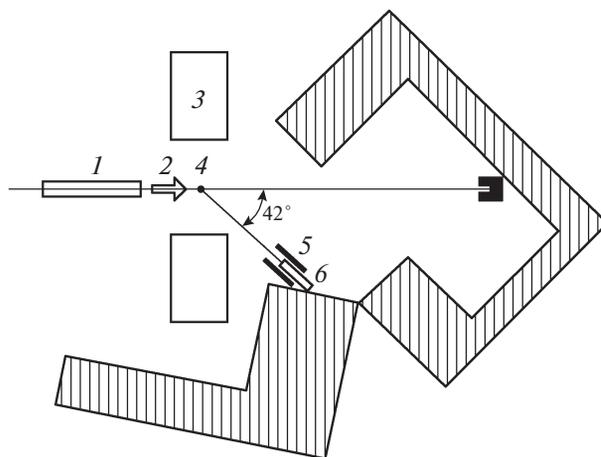


Рис. 3. Схема эксперимента на пучке тепловых нейтронов. 1 – нейтронвод; 2 – пучок тепловых нейтронов; 3 – вспомогательное оборудование; 4 – рассеиватель из реакторного графита; 5 – защита детектора; 6 – детектор.

точник активностью 46.3 кБк в оправе располагался у входного окна детектора на расстоянии 16.0 мм от передней поверхности сцинтиллятора. Конфигурация электроники и параметры регистрации были такими же, как и при регистрации нейтронов. Средняя частота регистрации γ-квантов была на уровне 500 с⁻¹.

При интегрировании сигнала окно обработки начиналось за 30 нс от триггера, и его длительность составляла 450 нс. Предварительная обработка сигналов осуществлялась в три этапа. На первом этапе проводился отбор по базовой линии. Поскольку при отсутствии шумов базовая линия не должна менять своего значения, то было установлено следующее ограничение: если для начальных 250 нс значение базовой линии отличалось более, чем на 0.5%, такой сигнал не использовался. Второй этап – отбор по положению пика импульса. При использовании внутреннего триггера положение сигнала относительно окна обработки должно быть постоянным. В тех случаях, когда сигнал смещался на большее расстояние от начала окна, событие не использовалось из-за неполного интегрирования сигнала. На третьем этапе события сортировались по длительности. Шумовые сигналы ф.э.у. значительно короче сигналов от сцинтиллятора, поэтому отбрасывались события с длительностью на полувысоте <20 нс. Спектры, полученные в результате обработки, приведены на рис. 4.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСВЕЧИВАНИЯ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Построение цифровой модели детектора и исследование возможностей разделения сигналов от

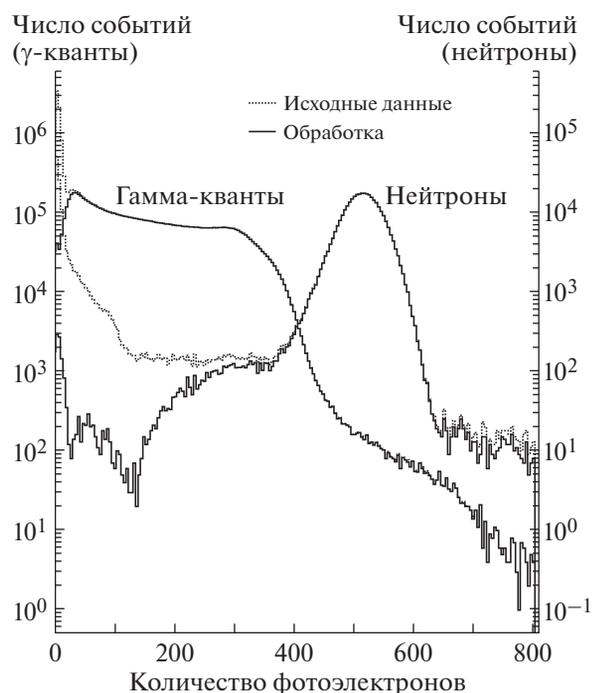


Рис. 4. Спектры сигналов от ^{60}Co и тепловых нейтронов до и после обработки, совмещенные на оси, прокалиброванной в единицах фотоэлектронов.

нейтронов и γ -квантов требуют сведений о характеристиках высвечивания сцинтиллятора. В литературе такие сведения можно найти только частично [14]. Для построения усредненной формы импульса сцинтиллятора от нейтронов и γ -квантов суммировалось по 400 импульсов с близкой амплитудой для каждого типа возбуждения. Совмещение импульсов на временной шкале осуществлялось по точке, соответствующей середине фронта. Полученные формы импульсов использовались для определения параметров высвечивания сцинтиллятора во временном окне 50–450 нс.

Известно, что форма сигнала от сцинтилляционного детектора определяется сверткой функ-

ции высвечивания сцинтиллятора с функцией отклика ф.э.у. и регистрирующей системы [15].

Для случая одной постоянной высвечивания форма импульса может быть представлена разностью двух экспоненциальных слагаемых, одно из которых соответствует эквивалентной постоянной времени анодной цепи RC , соединительного кабеля и входных цепей электроники, и другое – постоянной высвечивания сцинтиллятора.

В нашем случае сцинтиллятор обладает двумя быстрыми компонентами высвечивания и одной медленной компонентой, описывающей послесвечение, следовательно, форма импульса может быть описана суммой четырех слагаемых:

$$L = A\{\exp[-\theta(t - t_0)] - \exp[-\lambda_1(t - t_0)]\} + B\{\exp[-\theta(t - t_0)] - \exp[-\lambda_2(t - t_0)]\} + C\{-\theta(t - t_0) - \exp[-\lambda_3(t - t_0)]\}, \quad (2)$$

где $\lambda = 1/\tau$ – постоянная высвечивания сцинтиллятора, λ_1, λ_2 – быстрые компоненты, λ_3 – послесвечение; θ – постоянная времени анода; t_0 – время начала импульса; A, B и C – амплитуды компонент высвечивания. Усредненные импульсы детектора для различных типов возбуждения фитировались по формуле (2). Значения времен высвечивания и амплитуд, полученных в результате аппроксимации, приведены в табл. 1 в сравнении с данными из литературы [14] и проиллюстрированы на рис. 5.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТЕКТОРА

Для моделирования методом Монте-Карло спектров энергии и сигналов, зарегистрированных в детекторе при экспозиции тепловыми нейтронами и γ -квантами, использовались программный пакет Geant4 version 10.06.p01 [16] и ряд стандартных пакетов физических процессов, созданных в ЦЕРН для моделирования детекторов. С помощью Geant4 можно моделировать весь процесс прохождения частиц через детектор, рождение оптических фотонов и их прохождение через различные элементы детектора. Geant4 включает ряд пакетов

Таблица 1. Характеристики высвечивания сцинтиллятора NE 912 при возбуждении тепловыми нейтронами и γ -квантами: эксперимент и работа [14]

Нейтроны			
Номер компоненты	1	2	3
Амплитуда (эксперимент)	0.39	0.53	0.08
Время высвечивания, нс (эксперимент)	15	56	303
Время высвечивания, нс [14]	18	55	–
γ -кванты			
Номер компоненты	1	2	3
Амплитуда (эксперимент)	0.54	0.43	0.03
Время высвечивания, нс (эксперимент)	40	84	867

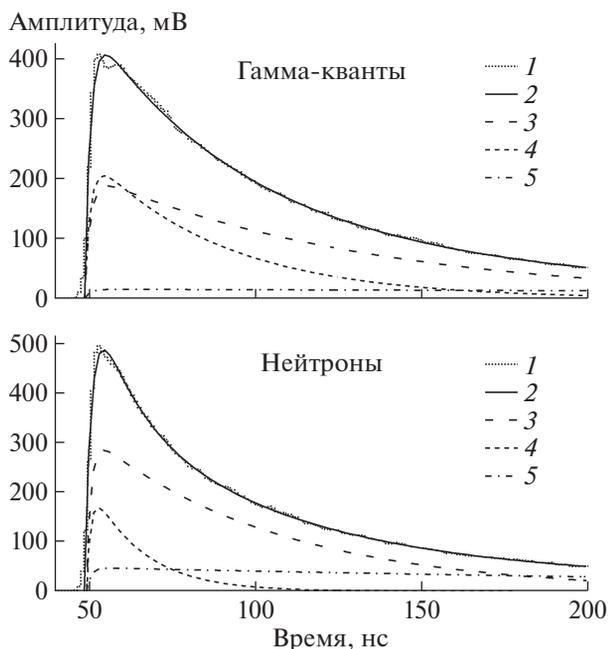


Рис. 5. Усредненные импульсы, зарегистрированные в эксперименте при возбуждении сцинтиллятора γ -квантами и нейтронами: 1 – усредненная форма зарегистрированных импульсов; 2 – результат аппроксимации по формуле (2); 3 – медленная компонента высвечивания; 4 – быстрая компонента высвечивания; 5 – послесвечение.

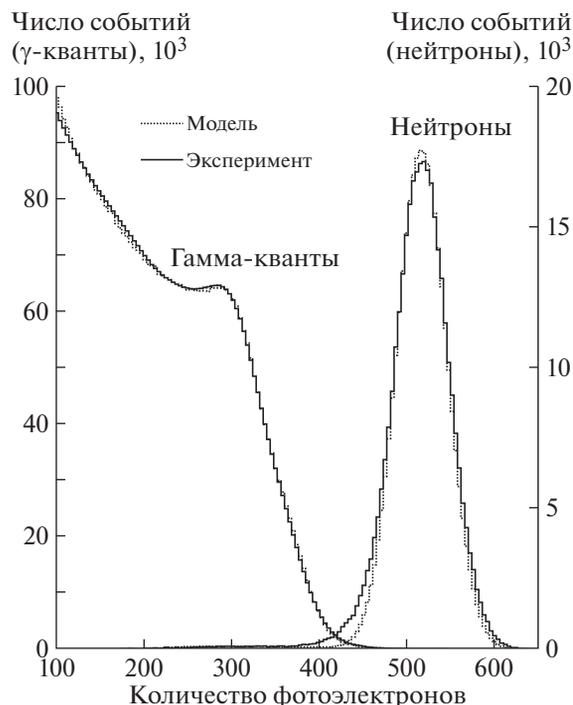


Рис. 6. Сравнение модельного и экспериментального спектров событий от γ -квантов ^{60}Co и тепловых нейтронов, совмещенных на оси, прокалиброванной в единицах фотоэлектронов.

для моделирования электромагнитных взаимодействий частиц с веществом, специализированных для различных типов частиц, области энергий и используемой физической модели. В нашей работе мы рассматриваем только γ -кванты и тепловые нейтроны и используем стандартный пакет электромагнитных процессов G4EmStandardPhysics_option4 и пакет неупругих процессов (в том числе для нейтронов до 20 МэВ) G4HadronPhysicsQGSP_BERT_HP.

Основываясь на начальном спектре, для каждой частицы алгоритм определяет полную энергию, выделенную в сцинтилляторе. Световые импульсы от нейтронов и γ -квантов генерировались с использованием значений амплитуд и постоянных высвечивания сцинтиллятора из табл. 1. Полное число фотоэлектронов в импульсе использовалось для построения зарядового спектра событий.

Для моделирования передачи оптических фотонов, включая рассеяние, а также поглощение, отражение и преломление на границах оптических сред, использовались геометрические характеристики детектора, длины поглощения и оптические свойства поверхностей раздела. При моделировании поведения фотонов на границах раздела сред использовалась UNIFIED Model. Модель учитывает все аспекты обработки поверхностей и отражающих покрытий. Сравнение экс-

периментального спектра с результатом моделирования для γ -квантов от источника ^{60}Co и тепловых нейтронов показано на рис. 6.

Общее согласие между экспериментальными и смоделированными данными для γ -квантов достаточно хорошее, за исключением области малых переданных энергий. Различие объясняется тем, что в описании геометрии установки не учитывались вспомогательные элементы узла источника (корпус, заглушки, крепления и пр.), которые вносят искажения в поток частиц. Точное моделирование этих элементов требует значительных ресурсов. Для нейтронов хорошее согласие наблюдается в центральной области спектра. Различие между экспериментальными и смоделированными данными в области малых переданных энергий связано, по нашему мнению, с неоднородностью конверсионной эффективности по объему сцинтиллятора.

Световой выход сцинтиллятора NE 912 при регистрации электронов был измерен в работе [17] и равен $L_e = 3257$ фотонов/МэВ. Спектры событий, зарегистрированных на пучке тепловых нейтронов и полученных при моделировании, в центральной части хорошо описываются нормальным распределением. Это обстоятельство позволило, варьируя значение световых выхода сцинтиллятора при регистрации нейтронов, провести точную подгонку модельного спектра к экспериментальному.

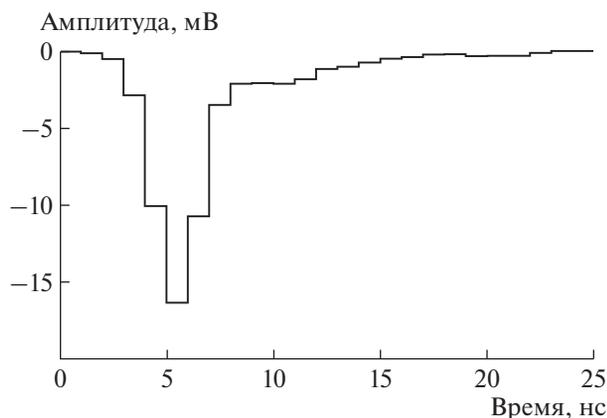


Рис. 7. Форма импульса на выходе детектора при падении на первый диод единичного фотоэлектрона.

Определенная таким образом величина световыхода для нейтронов равна $L_n = 1048$ фотонов/МэВ. Значение квенчинг-фактора при регистрации нейтронов, полученное исходя из этих значений: $QF = 0.32$.

Распределение числа фотонов на фотокатод задавалось при помощи записи времени прихода каждого оптического фотона на фотокатод после сцинтилляционной вспышки. Это распределение преобразовывалось в сигнал ф.э.у. с учетом функции отклика на единичный фотоэлектрон. Форма импульса единичного электрона была получена с использованием набора данных, зарегистрированных при калибровке ф.э.у. Для этого проводилось суммирование 2000 импульсов, расположенных в узком диапазоне амплитуд в районе максимума одноэлектронного пика. Форма такого импульса показана на рис. 7.

Для формирования выходного сигнала детектора при моделировании выполнялась свертка светового импульса, поступающего на фотокатод, и сигнала от единичного фотоэлектрона [18]. Сигналы, полученные в результате моделирования, сравнивались с сигналами, зарегистрированными в эксперименте. Для сравнения использовались усредненные смоделированные сигналы, полученные суммированием 400 единичных импульсов.

Сходство или различие между сигналами полностью определяется коэффициентом взаимной корреляции между ними. Для количественной оценки подобия усредненного смоделированного импульса и набора экспериментальных сигналов были рассчитаны корреляционные коэффициенты Пирсона для 1500 сигналов, записанных в эксперименте как для тепловых нейтронов, так и γ -квантов. Распределения корреляционных коэффициентов приведены на рис. 8.

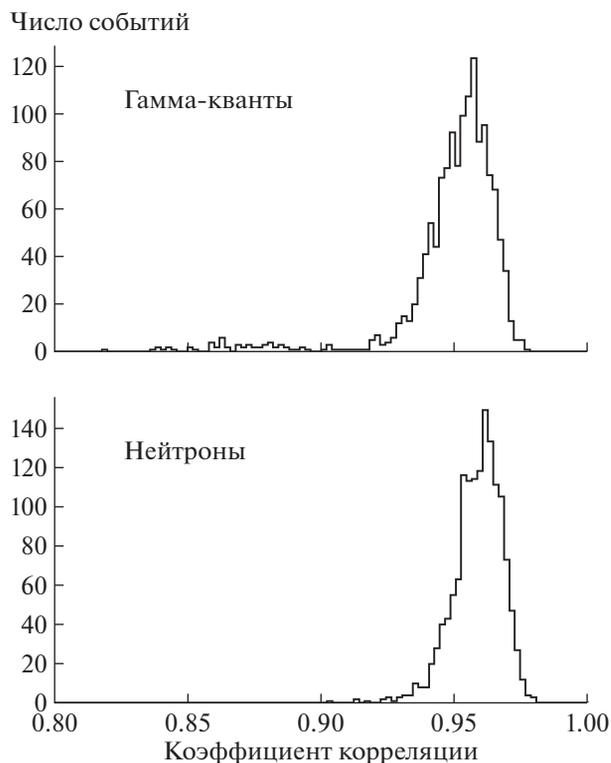


Рис. 8. Распределение корреляционных коэффициентов Пирсона для γ -квантов и нейтронов.

Результат демонстрирует высокую степень подобия модельных и экспериментальных импульсов. Среднее значение коэффициента корреляции составляет 0.96 для нейтронов и 0.95 для γ -квантов. Некоторое количество экспериментальных импульсов демонстрирует низкую степень подобия с модельным импульсом из-за статистических флуктуаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана и верифицирована Монте-Карло-модель сцинтилляционного детектора тепловых нейтронов на основе литиевого стекла NE 912. Определены характеристики сцинтиллятора: световыход при регистрации нейтронов, квенчинг-фактор, временные параметры высвечивания. Спектры от нейтронов и γ -квантов, которые были получены методом Монте-Карло, в общем, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Все характерные особенности экспериментальных распределений воспроизводятся при моделировании, и относительные интенсивности различных участков хорошо согласуются. Точность воспроизведения формы импульсов, зарегистрированных в эксперименте, позволит исследовать γ -чувствительность детектора при использовании различных методов селекции частиц. На основе полученных результатов воз-

можно построение модели детектора с гетерогенным сцинтиллятором и разработка цифровых методов селекции частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kuzmin E.S., Balagurov A.M., Bokuchava G.D., Zhuk V.V., Kudryashev V.A.* // *J. Neutron Res.* 2002. V. 10. P. 31. <https://doi.org/10.1080/10238160290027748>
2. *Combes C.M., Dorenbos P., Van Eijk C.W.E., Krämer K.W., Güdel H.U.* // *J. Luminescence.* 1999. V. 82. Issue 4. P. 299.
3. *Ianakiev K.D., Hehlen M.P., Swinhoe M.T., Favalli A., Iliev M.L., Lin T.C., Bennett B.L., Barker M.T.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 2015. V. A784. P. 189. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.073>
4. *Mayer M., Nattress J., Trivelpiece C., Jovanovic I.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 2015. V. A784. P. 168. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09>
5. *Rich G.C., Kazkaz K., Martinez H.P., Gushue T.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 2015. V. A794. P. 15. <https://doi.org/10.1016/J.NIMA.2015.05.004>
6. *Zaitseva N., Glenn A., Martinez H.P., Carman L., Pawełczak I., Faust M., Payne S.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 2013. V. A729. P. 747. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.08.048>
7. *Wang C.L., Riedel R.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. V. 87. P. 013301. <https://doi.org/10.1063/1.4939821>
8. *Bokuchava G.* // *Crystals.* 2018. V. 8. P. 318. <https://doi.org/10.3390/cryst8080318>
9. *Balagurov A., Balagurov D., Bobrikov I., Bogdzal A., Drozdov V., Kirilov A., Kruglov V., Kulikov S., Murashkevich S., Prikhodko V., Shvetsov V., Simkin V., Sirotnin A., Zernin N., Zhuravlev V.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 2018. V. B436. P. 263.
10. *Bellamy E.H., Belletini G., Budagov J., Cervelli F., Chirikov-Zorin I.E., Incagli M., Lucchesi D., Pagliarone C.E., Tokár S., Zetti F.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 1994. V. A339. P. 468. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90183-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X)
11. *Bellamy E.H., Belletini G., Budagov J., Cervelli F., Chirikov-Zorin I.E., Kovtun V., Incagli M., Lucchesi D., Pagliarone C.E., Pukhov J., Seminozhenko V.P., Senchishin V.S., Tokár S., Verezub N.A., Zljubovsky I.I., Zetti F.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 1994. V. A334. P. 484. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90228-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90228-3)
12. *Чириков-Зорин И.Е.* Дис. ... канд. физ.-мат. наук. ОИЯИ. Дубна, 2014. <https://search.rsl.ru/ru/record/01007866157>
13. *Schroder J., Kudryashev V.A., Keuter J.M., Priesmeyer H.G., Larsen J., Tiitta A.* // *J. Neutron Res.* 1994. V. 2. № 4. P. 129. <https://doi.org/10.1080/10238169408200025>
14. *Fairley E.J., Spowart A.R.* // *Nucl. Instrum. and Methods.* 1978. V. 150. P. 159.
15. *Marrone S., Cano-Ott D., Colonna N., Domingo C., Gramegna F., Gonzalez E.M., Gunsing F., Heil M., Kappler F., Mastinu P.F., Milazzo P.M., Papaevangelou T., Pavlopoulos P., Plag R., Reifarth R., Tagliente G., Tain J.L., Wisshak K.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* V. A490. 2002. P. 299. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01063-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01063-X)
16. Geant4. A Simulation Toolkit. <https://geant4.web.cern.ch/support/download>
17. *Dalton A.W.* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 1987. V. A254. P. 361.
18. *Haoyang Xing, Xunzhen Yu, Jingjun Zhu, Li Wang, Jinglu Ma, Shukui Liu, Linwei Li, Liejian Chen, Changjian Tang, Qian Yue* // *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.* 2014. V. A768. P. 1. <https://doi.org/10.1016/J.NIMA.2014.08.049>