

УДК 539.1.08

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА ОТ ВРЕМЕНИ РАЗВИТИЯ АМПЛИТУДНОГО ИМПУЛЬСА

В. А. Басков

*Исследована зависимость энергетического разрешения и эффективность регистрации сцинтилляционного детектора от времени развития амплитудного импульса при прохождении через детектор космических мюонов. Обнаружено, что энергетическое разрешение можно повысить за счет временной привязки к быстрой или медленной компоненте развития импульса с потерей эффективности регистрации. В точке  $\sim 11$  нс от начала развития импульса энергетическое разрешение исследованного детектора улучшилось на  $\sim 24\%$ , эффективность регистрации ухудшилась на  $\sim 28\%$ , соответственно.*

**Ключевые слова:** сцинтилляционный детектор, эффективность регистрации, энергетическое разрешение, время развития импульса.

Энергетическое разрешение и эффективность регистрации относятся к основным характеристикам детекторов и показывают возможные диапазоны их применения. Эти характеристики между собой связаны, поскольку определяются откликом детектора [1]. В экспериментах, как правило, необходимо иметь оптимальное соотношение между энергетическим разрешением и эффективностью регистрации. В зависимости от решаемой задачи и технических возможностей активность экспериментаторов направляется на усиление одной характеристики в ущерб другой. Обычно выделяют и изменяют параметр или несколько параметров детектора, наиболее сильно влияющих на энергетическое разрешение и эффективность регистрации. Это могут быть геометрические размеры детектора, тип применяемых фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), напряжения питания делителей ФЭУ и т. д. Однако в практической деятельности возникают ситуации, когда исчерпаны методы улучшения энергетического разрешения детектора.

Тем не менее, существуют параметры детектора, которые определяются внутренними физическими процессами, оказывающие влияние на энергетическое разрешение и эффективность регистрации, например, время формирования импульса. Такие параметры называют “аппаратурными” [3]. В наиболее используемых в экспериментальных исследованиях пластмассовых сцинтилляторах интенсивность и длительность световых вспышек определяется концентрацией сцинтиллирующего вещества и его физическими и химическими свойствами, а форма световой вспышки описывается двумя экспонентами [4].

Настоящая работа посвящена изучению влияния на относительное энергетическое разрешение и эффективность регистрации частиц детектором быстрой и медленной компонент процесса формирования амплитудного импульса.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Космические мюоны проходили через систему, состоящую из трех сцинтилляционных счетчиков  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S$ . Счетчики  $S_1$  и  $S_2$  являлись триггерными счетчиками, формировавшими стартовый сигнал, и имели размер  $18 \times 18 \times 5$  мм<sup>3</sup>. Счетчик  $S$  являлся исследуемым детектором на основе широко применяемого в экспериментальных установках полистирола, произведенного в Харькове. Размер счетчика составлял  $50 \times 70 \times 25$  мм<sup>3</sup>. Объем счетчика  $S$  “просматривался” двумя фотоэлектронными умножителями ФЭУ-85 непосредственно без смазки плотно прижатыми к противоположным граням размером  $50 \times 25$  мм<sup>2</sup> (каналы  $S_3$  и  $S_4$ ). Напряжения питания делителей  $S_3$  и  $S_4$  составляли  $U_{S_3} = U_{S_4} = 1000$  В. Счетчики  $S_1$  и  $S_2$  были расположены по центру счетчика  $S$  сверху и снизу (рис. 1). Расстояние между  $S_1$  и  $S_2$  составляло 35 мм. Рабочие характеристики системы триггерных счетчиков  $S_1$  и  $S_2$  были выставлены стандартным методом [3].

Сигналы с  $S_1$  и  $S_2$  длительностью  $t_1 = t_2 = 10$  нс подавались на формирователи Ф1 и Ф2 с постоянным порогом (пороговое напряжение обоих формирователей составляло  $U_{\text{пор1}} = U_{\text{пор2}} = 11$  мВ) и далее через задержки З1 и З2 подавались на схему совпадений СС1. Сигнал СС1 длительностью  $t_{12} = 10$  нс через задержку З3 подавался на схему совпадения СС2, на второй канал которой через задержку З4 приходил сформированный формирователем Ф3 ( $U_{\text{пор3}} = 10$  мВ) сигнал с исследуемого сцинтиллятора (канал  $S_3$ ) длительностью также  $t_3 = 10$  нс. Сигнал с СС2 являлся сигналом “Start” для запуска блока зарядо-цифрового преобразователя (ЗЦП), с помощью которого через крейт-контролер системы САМАС производилась “запись” сигнала со сцинтиллятора (канал  $S_4$ ) в память персонального компьютера ПК.

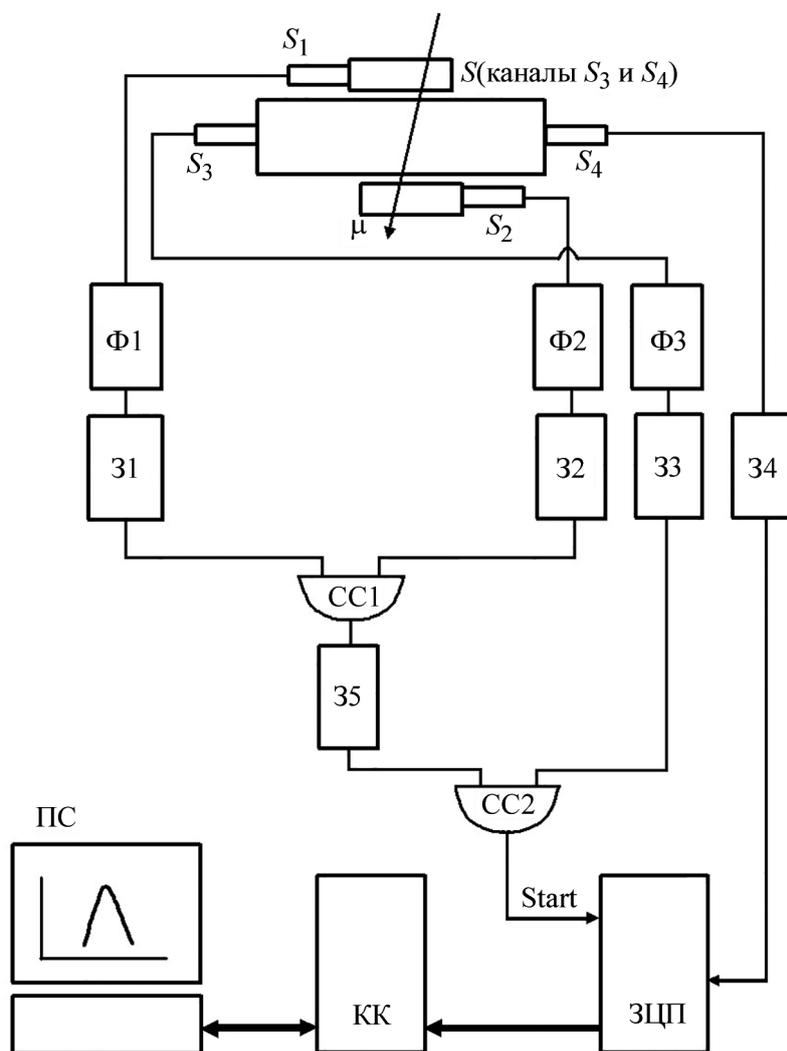


Рис. 1: Схема экспериментальной установки ( $S_1, S_2, S$  (каналы  $S_3$  и  $S_4$ ) – сцинтилляционные счетчики;  $\Phi 1, \Phi 2$  и  $\Phi 3$  – формирователи;  $31-35$  – задержки;  $CC1$  и  $CC2$  – схемы совпадений; ЗЦП – зарядо-цифровой преобразователь; КК – крейт-контроллер системы САМАС; ПС – персональный компьютер).

Надо отметить, что в данной схеме установки для одновременного измерения времени (канал  $S_3$ ) и амплитуды (канал  $S_4$ ) сигнала использовались два ФЭУ. Это сделано для того, чтобы исключить искажение сигнала по амплитуде или по форме при одновременном снятии сигнала с одного ФЭУ, например, с помощью пассивного линейного разветвителя или одновременного снятия сигнала с анода и предпоследнего динода ФЭУ [5, 6]. Схема установки, использующая два и более ФЭУ, позволяет в полной ме-

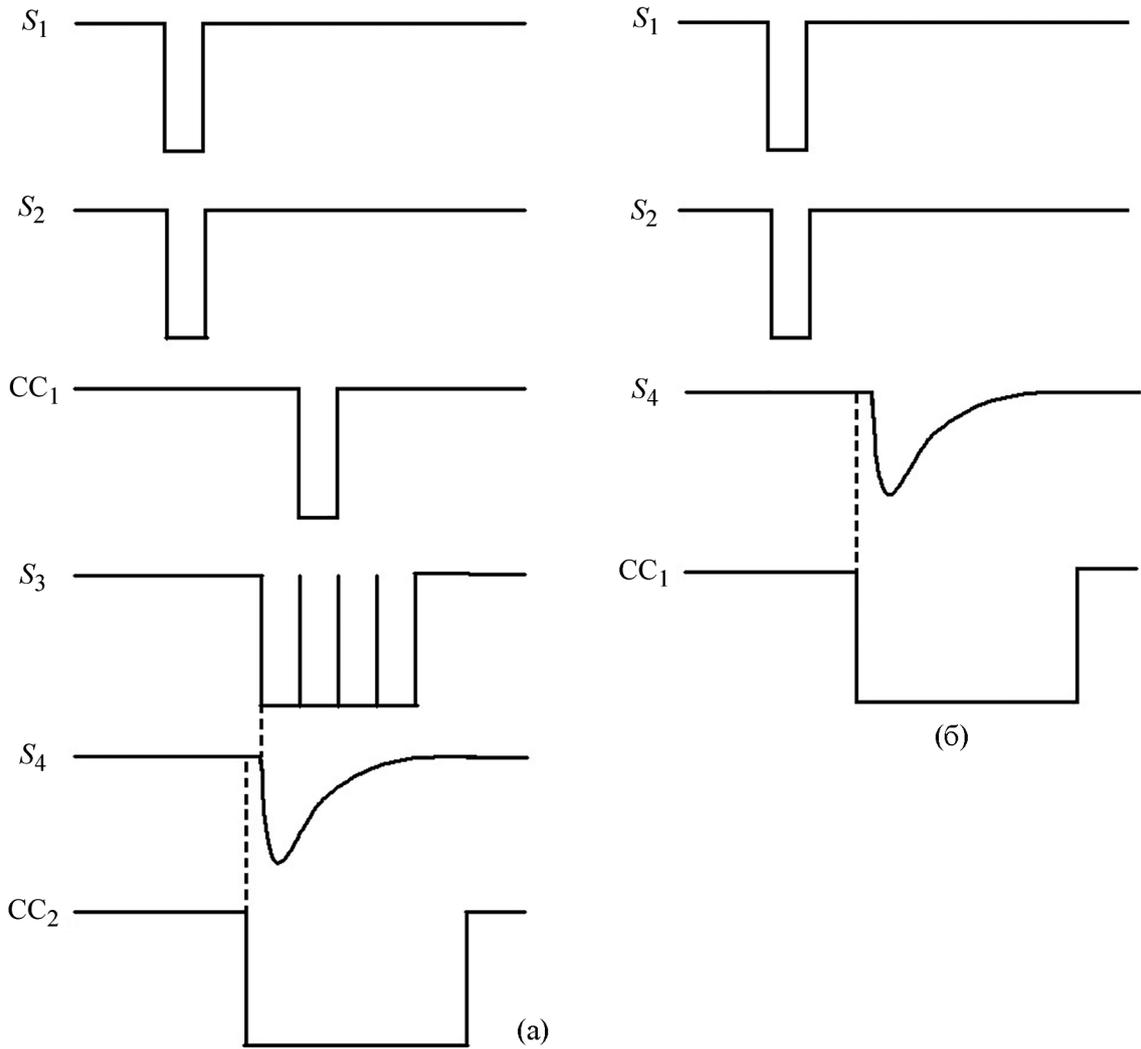


Рис. 2: Временные гистограммы сигналов со счетчиков  $S_1, S_2, S$  (каналы  $S_3$  и  $S_4$ ) и  $CC_1$  и  $CC_2$ : (а) временные гистограммы регистрации сигнала, примененные в данном методе исследования; (б) временные гистограммы при стандартном методе регистрации сигнала.

ре использовать максимальную амплитуду и форму сигнала, формируемого системой ФЭУ-делитель, являющиеся отражением процесса образования сигнала в сцинтилляторе при прохождении через него заряженной частицы.

Размер триггерных счетчиков  $S_1$  и  $S_2$  был выбран меньший по сравнению с размером исследуемого счетчика  $S$  с целью более однородного энерговыделения вертикальным потоком мюонов в  $S$  в диапазоне телесных углов, определяемом размерами триггерных

счетчиков и расстоянием между ними. Оценка показала, что доля заряженных частиц от широких атмосферных ливней и мюонов, пришедших под большими углами и давших одновременно сигналы в  $S_1, S_2$ , и  $S$  в каждой точке измерений, составила менее 1% и существенно не должна влиять на результаты измерений.

На рис. 2(а) представлены временные гистограммы сигналов с  $S_1, S_2, CC_1, CC_2$  и  $S$  (каналы  $S_3$  и  $S_4$ ). Сигнал со сцинтиллятора (канал  $S_3$ ) длительностью  $t_{\text{сц}} \sim 35$  нс и амплитудой в максимуме сигнала  $\sim 200$  мВ, проходя через формирователь ФЗ, фактически стробируется. Действительно, за время “прохождения” сигнала через формирователь ФЗ формирование стандартного сигнала происходит за время, определяемое временем формирования (в данном случае  $t_3 = 10$  нс). В этом случае мертвое время  $t_M$  между импульсами очень мало ( $t_M \ll t_3$ ), поскольку после окончания одного сформированного импульса начинается следующий, так как уровень сигнала со сцинтиллятора в максимуме развития после первого сформированного импульса выше порога формирования  $U_{\text{сц}} = 200$  мВ  $>$   $U_{\text{порз}}$ . Изменяя величины задержек ЗЗ и З4 можно с помощью сигнала со схемы совпадений  $CC_1$  выбрать любую точку сигнала канала  $S_3$ , подаваемого на второй вход  $CC_2$ . Для сравнения на рис. 2(б) приведены гистограммы сигналов стандартной схемы.

Таким образом, для каждого соотношения задержек ЗЗ и З4 можно определять эффективность регистрации  $\varepsilon$  частиц и относительное энергетическое разрешение  $\delta$  пластического сцинтиллятора. Эффективность регистрации  $\varepsilon$  определялась как  $\varepsilon = N_{123}/N_{12}$ , где  $N_{12}$  – число совпадений сигналов счетчиков  $S_1$  и  $S_2$ ;  $N_{123}$  – совпадений сигналов счетчиков  $S_1, S_2$  и  $S_3$ . Энергетическое разрешение детектора определялось как  $\delta = (\Delta A / \langle A \rangle) / 2.35 \cdot 100\%$ , где  $\Delta A$  – полная ширина на половине высоты амплитудного спектра, снимаемого с детектора;  $\langle A \rangle$  – среднее энерговыделение в детекторе;  $2.35 = 2 \cdot (\ln 2) \cdot \sqrt{2}$  [2, 3].

На рис. 3 показаны зависимости  $\delta$  (а) и  $\varepsilon$  (б) при изменении задержки  $t_{123}$  между сигналом, идущим со схемы совпадений  $CC_1$ , и сигналом со счетчика  $S_3$ . Видно, что поведение  $\varepsilon$  и  $\delta$  качественно одинаково и в целом повторяет форму развития временного импульса в сцинтилляционном счетчике: рост (быстрая компонента развития импульса), достижение максимума (перекрывание быстрой и медленной компонент) и спад (медленная компонента развития импульса). Плато в максимуме изменения  $\varepsilon$  и  $\delta$  длительностью  $\approx 4$  нс говорит об эффективной работе схемы совпадений  $CC_2$  [3]. Максимум обеих функций достигается при одной и той же величине задержки  $t_{123} \approx 5$  нс от начала развития импульса (быстрая компонента развития сигнала), при этом  $\varepsilon$  растет от

нулевой величины до  $\approx 0.7$ , а затем ухудшается и достигает величины  $\approx 14\%$ . Ухудшение  $\delta$  в диапазоне времен развития импульса до максимума от 1 нс до 5 нс составляет  $\approx 11\%$  относительно максимума. Напротив, за максимумом развития импульса (медленная компонента развития ливня)  $\delta$  улучшается, а  $\varepsilon$  детектора ухудшается. В точке развития импульса  $\sim 11$  нс (за максимумом развития импульса)  $\delta$  улучшилось на  $\sim 24\%$  относительно величины в максимуме при ухудшении  $\varepsilon$  на  $\sim 28\%$ , соответственно. Энергетическое разрешение детектора лучше до и после максимума развития сигнала, при ухудшении величины эффективности регистрации.

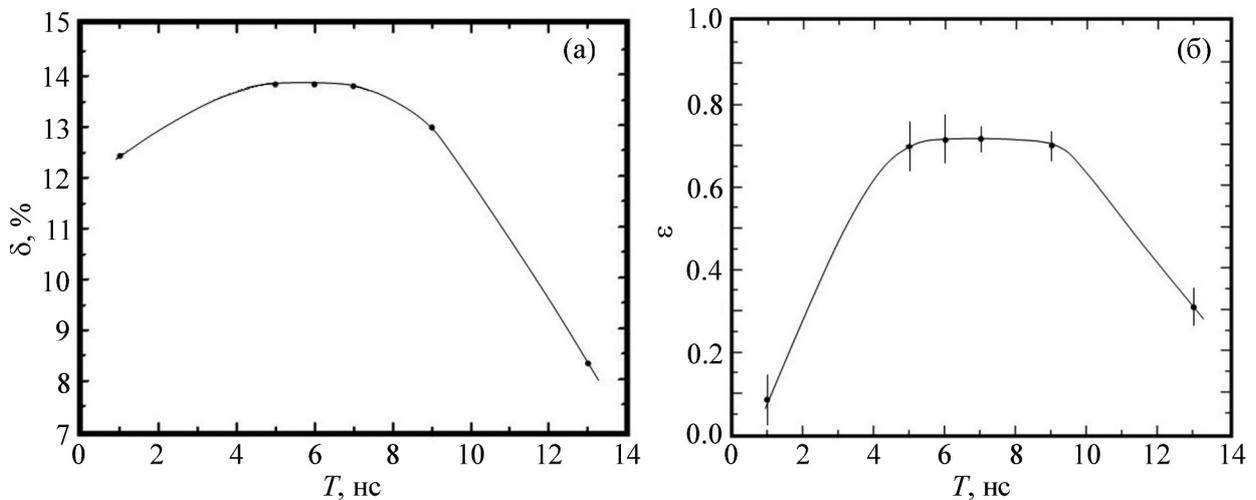


Рис. 3: Зависимость относительного энергетического разрешения сцинтилляционного детектора  $\delta$  (а) и эффективности регистрации космических мюонов  $\varepsilon$  (б) от времени развития импульса  $T$ .

Соотношение  $\varepsilon$  и  $\delta$  в процессе развития импульса на основании данных рис. 3 представлено на рис. 4. Видно, что соотношение  $\varepsilon$  и  $\delta$  имеет две ветви: до максимума развития импульса (верхняя ветвь) и за максимумом развития импульса (нижняя ветвь). Рис. 4 показывает, что при одинаковой эффективности регистрации частиц  $\varepsilon$  относительное энергетическое разрешение  $\delta$  детектора в случае затухания импульса лучше, чем в начале развития.

Если регистрация импульса со счетчика  $S$  идет по стандартной схеме, представленной на рис. 2(б), при которой сигнал с канала  $S_3$  из триггера исключается, то эффективность регистрации максимальная ( $\varepsilon \sim 0.7$ ), а энергетическое разрешение имеет наихудшую величину ( $\delta \sim 14\%$ ).

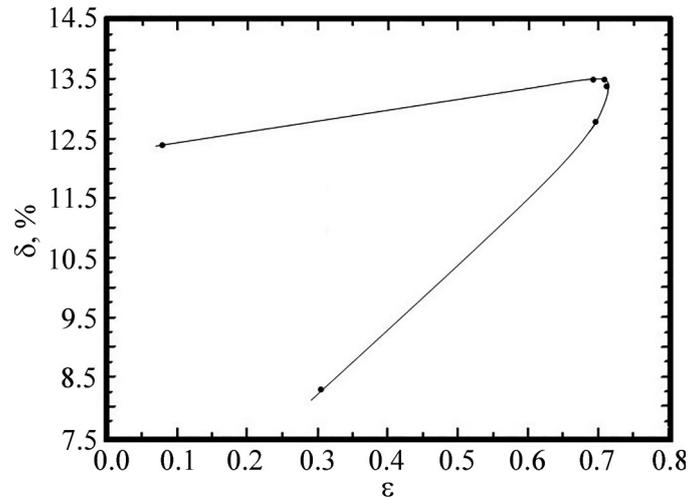


Рис. 4: Соотношение между относительным энергетическим разрешением  $\delta$  и эффективностью регистрации  $\varepsilon$  сцинтилляционного детектора в зависимости от времени развития импульса  $T$ .

Надо отметить, что амплитудный разброс, определяемый угловым разбросом при прохождении через детектор космических мюонов, влияет на энергетическое разрешение. При данных размерах триггерных счетчиков эффект улучшения энергетического разрешения детектора в привязке его ко времени развития импульса оказался небольшой. В работе он составил  $\sim 7\%$  до максимума развития импульса и  $\sim 20\%$  за максимумом развития импульса относительно величины в максимуме. Эффект улучшения энергетического разрешения должен существенно увеличиться при регистрации детектором частиц монохроматического пучка, например, электронов. Это связано с более однородным энергосвободением в детекторе, который обусловлен небольшим угловым разбросом в пучке.

Можно предположить, что численные значения  $\delta$  и  $\varepsilon$  будут меняться при изменении размеров счетчика  $S$  и, в первую очередь, его толщины. Действительно, толщина счетчика  $S$ , через который проходили мюоны, равнялась 2.5 см, и энергосвободение мюонов составляло в среднем  $\langle E \rangle = k \cdot L \approx 2 \cdot 2.5 = 5$  МэВ, где  $k = \Delta E / \Delta x$  ( $\Delta E / \Delta x$  – средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в детекторе, для полистирола  $\Delta E / \Delta x \approx 2$  МэВ/см);  $L$  – толщина сцинтилляционного детектора [1, 2]. При увеличении или уменьшении  $L$  энергосвободение в счетчике, соответственно, будет либо увеличиваться, либо уменьшаться. Это может приводить соответственно к изменению временных и амплитудных характеристик импульса с делителя ФЭУ счетчика

$S$ , что должно сказаться на временных продолжительностях фаз развития импульса, на которых происходят изменения  $\delta$  и  $\varepsilon$  [1–3]. Однако такое предположение требует дополнительных исследований.

Некоторые способы получения необходимых параметров детекторов с использованием быстрой или медленной компоненты развития импульса, формирующегося при регистрации частицы, известны и применяются. Например, в обзоре [7] обсуждаются возможности разделения нейтронов от гамма-фона по форме медленной компоненты развития импульса.

Таким образом, можно сделать вывод, что в процессе развития импульса, возникающего в детекторе от прохождения через него частицы, меняются параметры детектора, влияющие на эффективность регистрации и энергетическое разрешение. В случаях, когда исчерпаны все конструктивные возможности улучшения энергетического разрешения детектора, точность определения энергии можно повысить за счет временной привязки к быстрой или медленной компоненте развития импульса с потерей эффективности регистрации. Можно предположить, что данный эффект присущ всем типам детекторов, независимо от эффектов, формирующих импульсы (ионизационных, черенковских и т. д.).

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (NISA – РФФИ) № 18-02-40061 и № 18-02-40079.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич, *Основы экспериментальных методов ядерной физики* (М., “Энергоатомиздат”, 1985).
- [2] В. К. Ляпидевский, *Методы детектирования излучений* (М., “Энергоатомиздат”, 1987).
- [3] Ю. К. Акимов, *Сцинтилляционные методы регистрации частиц больших энергий* (М., Издательство МГУ, 1963).
- [4] М. Н. Медведев, *Сцинтилляционные детекторы* (М., Атомиздат, 1977).
- [5] С. В. Афанасьев, Л. Я. Жильцова, В. И. Колесников и др., *Краткие сообщения ОИЯИ*, №1[81]-97, 45-64, 1997.
- [6] Е. В. Платыгина, *Материалы научно-практической конференции, посвященной 187 годовщине образования СПбГТИ(ТУ)* (3-4 декабря 2015 г.), Издательство СПбГТИ(ТУ), С. 177, 2015.

- [7] Horst Klein and Frank D. Brooks, Scintillation detectors for fast neutrons, International Workshop on Fast Neutron Detectors University of Cape Town, South Africa, April 3–6, 2006 (PoS(FNDA2006)097); <http://pos.sissa.it/025/097/pdf>.

Поступила в редакцию 22 марта 2021 г.

После доработки 6 апреля 2021 г.

Принята к публикации 7 апреля 2021 г.