

УДК 539.1.07

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ОТ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ ОТ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ ЛИТИЕВОГО СТЕКЛА

© 2024 г. Е. С. Кузьмин^{а,*}, Г. Д. Бокучава^б, И. Ю. Зимин^а,
А. А. Круглов^б, Н. А. Кучинский^а, В. Л. Малышев^а

^аОбъединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова
Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка
Россия, 141980, Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

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

Поступила в редакцию 13.06.2023 г.

После доработки 13.06.2023 г.

Принята к публикации 05.08.2023 г.

Проводилось исследование характеристик сцинтилляционных детекторов нейтронов, построенных на монолитных и гетерогенных сцинтилляторах, содержащих ⁶Li. Испытания детекторов проходили на пучке тепловых нейтронов и на стенде с источником γ -квантов ⁶⁰Co. Для обработки сигналов, полученных от детектора с монолитным сцинтиллятором, применялись три различных алгоритма разделения γ -излучения: регистрация импульсов на постоянном пороге и селекция по форме импульса с помощью двух цифровых методов разделения сигналов – интегрированием заряда и измерением длительности импульсов. Исследование показало, что для гомогенного сцинтиллятора эффективность методов селекции по форме импульса примерно одинакова при разделении тепловых нейтронов и γ -квантов и значительно уступает методу регистрации на постоянном пороге. При этом качество п/ γ -разделения хуже результата, полученного с гетерогенным сцинтиллятором при регистрации на постоянном пороге. Цель работы – сравнение результатов применения цифровых методов подавления гамма-квантов с результатами, полученными при использовании гетерогенных сцинтилляторов.

DOI: 10.31857/S0032816224020063 EDN: QTFYER

1. ВВЕДЕНИЕ

Сцинтилляционные детекторы нейтронов на базе литиевых стекол используются в различных областях науки и техники. Для таких детекторов точность измерения потоков нейтронов в значительной степени зависит от качества селекции сигналов, соответствующих нейтронам, от сигналов порожденных γ -квантами. Применяются различные способы понижения чувствительности детекторов к γ -квантам: вариации геометрии сцинтилляторов, а именно, уменьшение толщины стекла [1] либо использование гетерогенных структур [2–4], а также

электронные методы обработки сигналов – аналоговые [5] либо цифровые [6].

2. ЭЛЕКТРОННАЯ СЕЛЕКЦИЯ

Простейшим способом электронной селекции является разделение сигналов на постоянном пороге. Если определить γ -чувствительность как отношение числа зарегистрированных событий к числу γ -квантов, пересекающих рабочий объем детектора, то, например, для монолитного сцинтиллятора этот показатель, определенный в работе [7], составил $k = 1.42 \times 10^{-4}$.

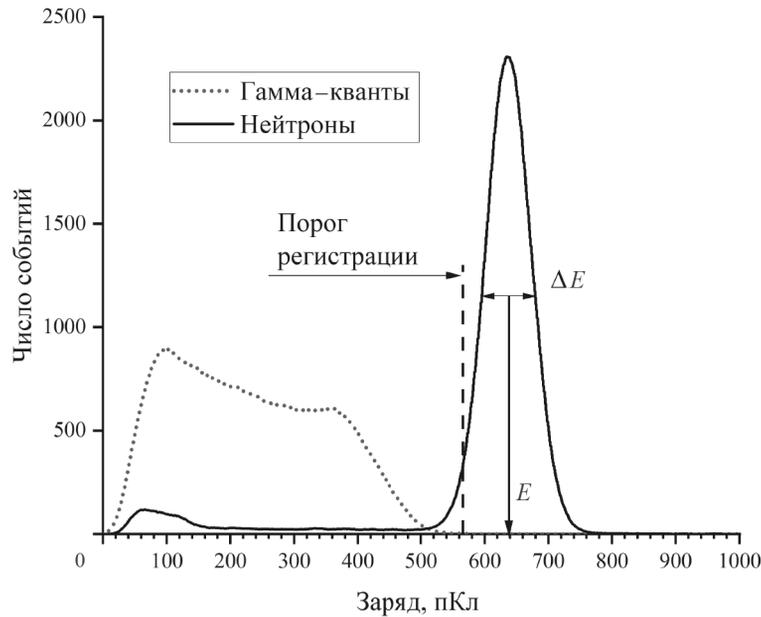


Рис. 1. Зарядовые спектры нейтронов и γ -квантов, полученные в результате первичной обработки.

При использовании специализированных сцинтилляторов, таких как NE 912 или его аналогов, становится возможным разделение сигналов по форме импульса. Анализ формы импульса позволяет определить, было ли событие вызвано нейтроном или γ -квантом. Обычно используются два общих подхода для считывания формы импульса:

- интегрирование аналогового заряда в двух различных окнах, соответствующих максимальным различиям между формами импульсов;
- полная оцифровка импульсов быстродействующим цифровым преобразователем (дигитайзером) с последующей обработкой с помощью программного обеспечения.

В этой работе использована полная оцифровка импульсов детектора и применялись следующие методы программного разделения:

- цифровая селекция на постоянном пороге,
- измерение времени превышения амплитуды над порогом,
- интегрирование заряда.

Характеристики детектора с монолитным стеклом, полученные в результате цифровой обработки сигналов, сравнивались с характеристиками детектора, построенного на гетерогенном сцинтилляторе [7].

3. ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения с тепловыми нейтронами проводились на канале № 13 реактора ИБР-2 [1]. Наборы данных осуществлялись с помощью дигитайзера “DT5751” фирмы “CAEN”, подключенного непосредственно к аноду фотоумножителя XP 2262B (Photonis) с делителем напряжения S563/L (Philips). Параметры дигитайзера: входное сопротивление $R = 50$ Ом, максимальная амплитуда сигнала $A = 1$ В, амплитудное разрешение 10 бит, частота дискретизации 1 ГГц. Высоковольтное питание обеспечивалось блоком NDT 1470 CAEN. Измерение γ -чувствительности детектора проводилось на стенде с источником ^{60}Co . Стеклоцинтиллятор NE 912 использовался для изготовления монолитного и гетерогенного образцов в форме диска размерами $\varnothing 40 \times 2$ мм².

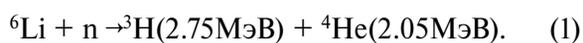
4. ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА

При расчете заряда сигнала осуществлялось интегрирование в окне, которое начиналось за 30 нс от триггера и имело длительность 420 нс. Такая длительность соответствует 5-кратному времени высвечивания медленной компоненты импульса при возбуждении сцинтиллятора γ -квантами [8].

Отсеивались импульсы, базовая линия которых содержала шумы на уровне, превышающем

0.3% от среднего значения. Сигналы, ширина которых по основанию была менее 50 нс, также исключались из обработки. По результатам интегрирования были построены зарядовые спектры для тепловых нейтронов и γ -квантов источника ^{60}Co .

Полученные спектры событий представлены на рис. 1. На графике можно видеть хорошо выраженный пик, соответствующий полной энергии, выделенной при захвате нейтрона ядром ^6Li . Энергетическое разрешение в нейтронном пике составляет $\Delta E/E = 15\%$. Зарядовый спектр импульсов от источника ^{60}Co зарегистрирован при меньшей скорости счета. В спектре тепловых нейтронов плоская низкоэнергетическая часть слева от канала $N_{\text{ch}} = 500$ обусловлена частичным выделением энергии заряженными продуктами реакции захвата нейтрона (1) за пределами сцинтиллятора, когда пробег заряженных частиц не укладывается полностью в стекле [7]



Поэтому события в области 200–500 каналов также соответствуют захвату нейтронов. Поскольку пробеги α -частиц и тритонов в стекле чрезвычайно малы ($R_{\alpha}=6$ мкм и $R_t=36$ мкм), то доля таких событий от полного числа захватов нейтронов в гомогенном сцинтилляторе не превышает $\varepsilon \leq 5 \times 10^{-5}$. Для гетерогенных структур, где площадь поверхности раздела сцинтиллятора и нейтрального материала значительно больше, чем в гомогенном сцинтилляторе, доля таких событий возрастает [7].

5. СЕЛЕКЦИЯ НА ПОСТОЯННОМ ПОРОГЕ

Простейший способ подавления сигналов от γ -квантов при измерении потоков нейтронов — это разделение событий на постоянном пороге по заряду импульса. Эффективность подавления зависит от энергетических спектров частиц в конкретном эксперименте и значения установленного порога регистрации. В работе сравнение проводилось для тепловых нейтронов и γ -квантов от источника ^{60}Co . Электронная эффективность детектора к нейтронам и его γ -чувствительность измерялись для единого порога регистрации. Величина порога определялась как среднее значение минус два

стандартных отклонения нормального распределения, описывающего нейтронный пик (электронная эффективность $\eta \approx 98\%$, рис. 1). Полная эффективность детектора к нейтронам представляет собой произведение электронной эффективности регистрации на долю в процентах нейтронов, захваченных изотопом ^6Li в материале сцинтиллятора.

5.1 Монолитный сцинтиллятор

Для использованного в работе сцинтиллятора NE 912 толщиной 2 мм моделированием в среде GEANT4 было установлено, что доля захваченных ^6Li нейтронов с энергетическим распределением Максвелла–Больцмана при температуре 25 мэВ составляет $\rho \approx 91\%$ [9]. Таким образом, полная эффективность детектора к нейтронам в этом случае составляет $\sigma = \rho \times \eta \approx 89\%$. Гамма-чувствительность рассчитывалась как число событий с зарядом, превышающим порог регистрации, нормированное на 1 млн γ -квантов, пересекающих объем сцинтиллятора, и составила $k = 1.42 \times 10^{-4}$ [7]. Повышение порога регистрации до уровня среднего значения нейтронного пика (порядка 50% электронной эффективности к нейтронам) позволяет снизить γ -чувствительность только до значения $k = 2.4 \times 10^{-5}$.

5.2 Гетерогенный сцинтиллятор

При исследовании гетерогенного сцинтиллятора использовался только метод селекции на постоянном пороге [7]. Здесь электронная эффективность детектора при концентрации стекла 25% также составляла примерно 98%, а полная эффективность по отношению к монолитному стеклу равна 0.53. При этом величина γ -чувствительности оказалась равной $k = 1.6 \times 10^{-6}$. Повышение порога регистрации до уровня среднего значения нейтронного пика (порядка 50% электронной эффективности к нейтронам) позволяет снизить γ -чувствительность до значения $k = 2.7 \times 10^{-7}$. Потеря полной эффективности к нейтронам в этом случае есть следствие уменьшения в 4 раза объема стекла в сцинтилляторе. Компенсировать

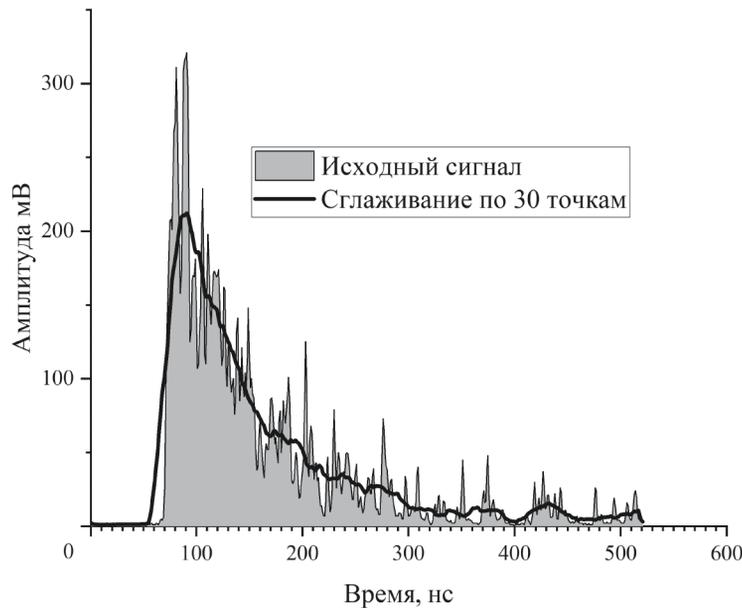


Рис. 2. Исходный и сглаженный по 30 точкам сигналы от γ -квантов.

такую потерю можно увеличением толщины сцинтиллятора.

6. СЕЛЕКЦИЯ ПО ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА

Следующий способ разделения импульсов от нейтронов и γ -квантов — это предложенный в работе [10] метод, при котором измеряется время превышения амплитуды импульса над постоянным порогом. Измеряемый параметр TOT определяется как интервал времени, в течение которого обнаруженный импульс превышает установленный порог. В работе [11] был предложен вариант развития метода TOT. В этом варианте параметр CF-TOT определяется как интервал времени превышения порога, который составляет фиксированную долю амплитуды импульса. По определению, CF-TOT не зависит от амплитуды, а определяется только формой сигнала. В нашей работе выполнялось определение длительности на пороге, равном половине высоты импульса.

Запись сигналов дигитайзером велась без всякой предварительной аналоговой обработки сигналов. Форма импульса, зарегистрированная дигитайзером, определяется характером высвечивания сцинтиллятора и представляет собой набор отдельных пиков, соответствующих вспышкам отдельных чувствительных центров (рис. 2). Для сигнала такой формы

определение длительности не может быть выполнено с хорошей точностью. Поэтому предварительно проводилась процедура сглаживания импульса перед обработкой. Для сглаживания использовался алгоритм 30-точечного скользящего среднего. Число точек для усреднения определялось из требования монотонности заднего фронта в средней части импульса.

В этом методе коэффициент качества разделения сигналов, $f = (t_y - t_n) / (\delta_y + \delta_n) = 0.18$ (см. определение обозначений на рис. 3). В соответствии с рисунком селекция нейтронов в этом случае возможна при регистрации импульсов ниже установленного порога. При высоком пороге регистрации, когда электронная эффективность к нейтронам составляет примерно 98%, γ -чувствительность высока и составляет $k = 0.9$. Если снизить порог до уровня регистрации нейтронов 50%, γ -чувствительность падает до уровня $k = 0.18$. Очевидно, что эффективное n/γ -разделение сигналов таким методом в нашем случае невозможно.

7. РАЗДЕЛЕНИЕ МЕТОДОМ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ЗАРЯДА

Разделение по форме импульсов также может проводиться методом интегрирования заряда. Аналоговые электронные системы n/γ -разделения сигналов, использованные на протяжении нескольких десятилетий, имеют ограничение

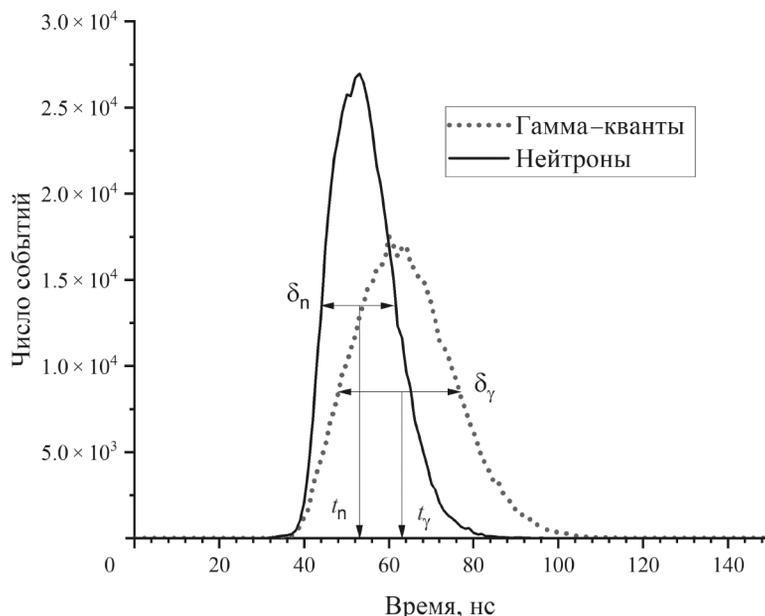


Рис. 3. Распределение сигналов от нейтронов и γ -квантов по ширине на половине высоты импульса.

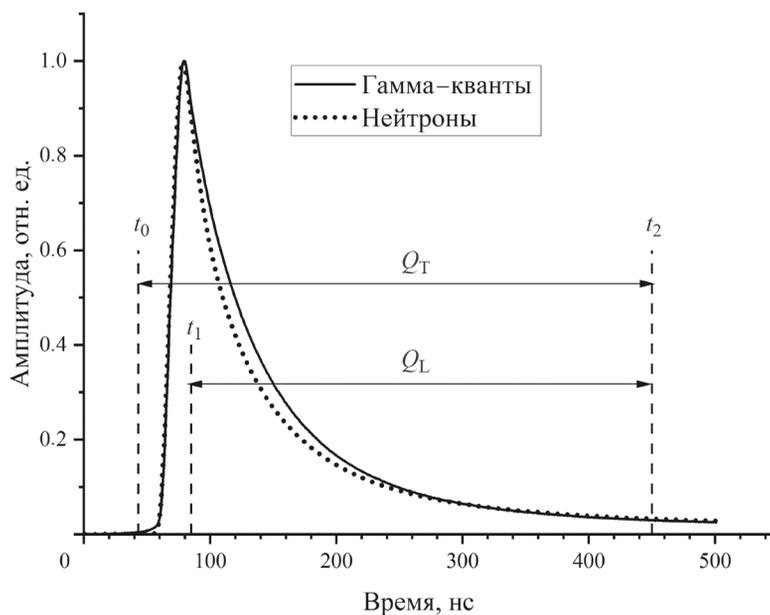


Рис. 4. Усредненные сигналы для нейтронов и γ -квантов. При усреднении использовалось по 500 тысяч импульсов в каждом случае. Сигналы нормированы и совмещены по оси абсцисс в точках максимальной амплитуды.

по скорости счета до $f \leq 200$ кГц [12]. Они могут считать только количество событий, классифицированных как нейтроны или γ -кванты “на лету”. После окончания измерений постобработка сигналов невозможна. Здесь мы используем технологию цифровой обработки импульсов, зарегистрированных с помощью дигитайзера.

Чтобы установить характер различия формы сигналов от нейтронов и γ -квантов, предварительно были построены средние импульсы

событий. Для этого для каждого случаев суммировались по 500 тыс. оцифрованных импульсов. Полученные средние импульсы нормировались на 1 в точке максимума сигнала. Результат показан на рис. 4.

Мы проводили n/γ -разделение сигналов, используя метод сравнения заряда [13]. В этом методе в качестве параметра, характеризующего форму импульса, используется отношение, обозначенное как $PSP = (Q_T - Q_L) / Q_T$. Здесь Q_T представляет собой интегрированный

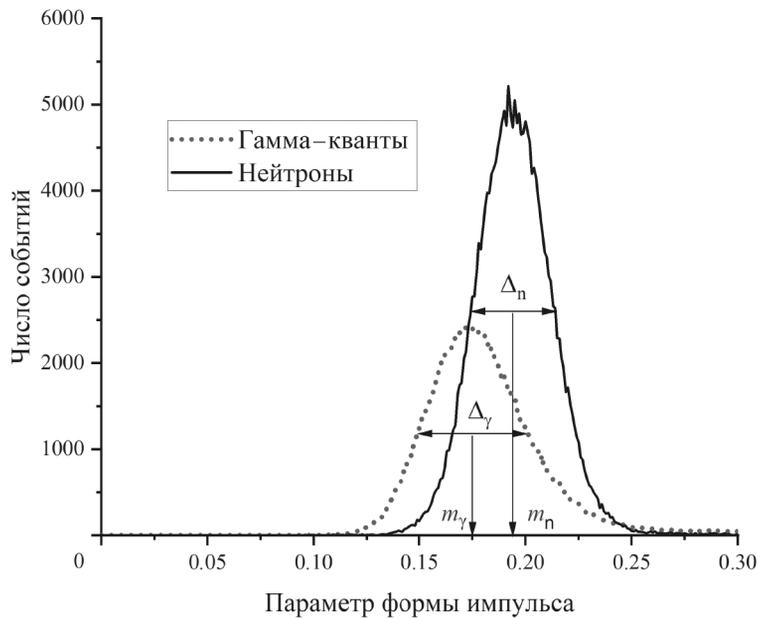


Рис. 5. Распределения импульсов по значению параметра PSP для нейтронов и γ -квантов.

Таблица 1. Гамма-чувствительность детектора при различных значениях электронной эффективности к нейтронам. Гомогенный сцинтиллятор

Электронная эффективность к нейтронам	97.7%	~50%
Регистрация на постоянном пороге	1.4×10^{-4}	2.4×10^{-5}
Селекция по длительности	0.9	0.18
Селекция по форме импульса	0.94	0.3

Таблица 2. Гамма-чувствительность детектора при различных значениях электронной эффективности к нейтронам. Гетерогенный сцинтиллятор

Электронная эффективность к нейтронам	97.7%	~50%
Регистрация на постоянном пороге	1.6×10^{-6}	2.7×10^{-7}

полный заряд сигнала в области (t_0, t_2) а Q_L – интегрированный заряд с определенной начальной точки до конца сигнала в области (t_1, t_2) (см. рис. 4). Координаты точек начала интегрирования и конца сигнала (t_1, t_2) выбирались так, чтобы обеспечить максимальное значение параметра формы импульса (PSP).

Полученные распределения количества импульсов по значению параметра PSP представлены на рис. 5. Для этого метода коэффициент качества разделения сигналов

$$f = (m_n - m_\gamma) / (\Delta_\gamma + \Delta_n) = 0.22$$

(см. рис. 5). Здесь при регистрации нейтронов учитываются импульсы, превышающие

установленный порог. Если порог регистрации, установлен так, чтобы электронная эффективность к нейтронам была равна примерно 98%, величина γ -чувствительности составит $k = 0.94$. При электронной эффективности к нейтронам на уровне 50% получаем $k = 0.3$. Почти полное перекрытие распределений на рис. 5 для наших условий не дает возможности осуществить подавление сигналов от γ -квантов без значительного снижения эффективности детектора к нейтронам.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено сравнительное исследование качества разделения сигналов, соответствующих нейтронам и γ -квантам от детекторов, построенных на монолитном и гетерогенном

сцинтилляторах. Детекторы были построены на одном специализированном стеклянном сцинтилляторе для регистрации нейтронов (NE 912). Проводилось сравнение уровней γ -чувствительности, которые могут быть достигнуты с помощью различных методов селекции сигналов. Значения γ -чувствительности детектора для различных методов селекции при двух значениях эффективности к нейтронам приведены в табл. 1 и 2.

Таким образом, можно заключить, что при разработке специализированных детекторов нейтронов на гетерогенном сцинтилляторе можно добиться качества п/ γ -разделения сигналов выше, чем с монолитным стеклом. При этом можно снизить требования к детекторной электронике, что может быть важно для экспериментов, где присутствует большое количество каналов регистрации нейтронов. Кроме того, для изготовления такого детектора нет необходимости использовать стеклянный сцинтиллятор, обладающий специальными свойствами п/ γ -разделения по форме импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бокучава Г.Д., Круглов А.А., Папушкин И.В., Журавлев В.В., Петухова Т.Б., Мурашкевич С.М., Трунтова Л.А., Зернин Н.Д. // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2022. № 5. С. 3.
<https://doi.org/10.31857/S1028096022050077>
2. 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. Methods Phys. Res. A. 2015. V. 784. P. 189.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.073>
3. Rich G.C., Kazkaz K., Martinez H.P., Gushue T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2015. V. 794. P. 15.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.004>
4. Mayer M.F., Nattress J., Trivelpiece C., Jovanovic I. // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A. 2015. V. 784. P. 168.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09.023>
5. Cerny J., Dolezal Z., Ivanov M.P., Kuzmin E.S., Svejda J., Wilhelm I. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2004. V. 527 P. 512.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.03.179>
6. Wang C.L., Riedel R.A. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 013301.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4939821>
7. Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А. // ПТЭ. 2022. № 4. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816222040231>
8. Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малышев В.Л. // ПТЭ. 2021. № 2. С. 25.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221010316>
9. Geant4. A Simulation Toolkit.
<https://geant4.web.cern.ch/support/download>
10. Kipnis I., Collins T., Dewitt J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Scie. 1997.V. 44. № 3. P. 289.
<https://doi.org/10.1109/23.603658>
11. Roy A., Vartsky D., Mor I., Cohen E.O., Yehuda-Zada Y., Beck A., Arazl L. // J. Instrumentation. 2022. V. 17. P. 05028.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/05/P05028>
12. Kaschuck Y., Esposito B. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2005. V. 551. P. 420.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.071>
13. Adams J.M., White G. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1978. V. 156. P. 459.
[https://doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90746-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90746-2)