

15

Новый метод разделения сигналов заряженных частиц и гамма-квантов по форме фронта нарастания сцинтилляционного импульса

© Е.А. Борисевич, А.Г. Бондарев, М.В. Коржик, В.А. Мечинский, К.Е. Охотникова, А.А. Федоров

Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь
E-mail: garovaknporka@mail.ru

Поступило в Редакцию 11 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 21 марта 2025 г.

Принято к публикации 3 апреля 2025 г.

Описан метод разделения сигналов заряженных частиц и γ -квантов по форме фронта нарастания сцинтилляционного импульса. Использован тот факт, что кинетика разгорания сцинтилляции в активированном сцинтилляторе зависит от плотности ионизации по нелинейному закону. Такой подход стал возможным с созданием оцифровщиков сигналов с высокой частотой выборки, обеспечивающих регистрацию более точной формы нарастания импульса сцинтилляции. Эффективность метода продемонстрирована на примере активированного таллием кристалла CsI. Использование метода позволит существенно повысить производительность селекции сцинтилляционных импульсов заряженных частиц.

Ключевые слова: сцинтиллятор, CsI(Tl), разделение по форме импульса, оцифровщик сигнала.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.13.60698.20220

Метод разделения сцинтилляционных сигналов от частиц с различной удельной ионизацией широко используется в ядерно-физических измерениях [1]. Метод основан на том, что достаточно большое количество неорганических и органических сцинтилляторов показывает эффективно более длительное время затухания сцинтилляции для сильно ионизирующих частиц, таких как α -частицы или тритоны, чем для γ -квантов и электронов.

Дискриминация по форме импульса (ДФИ), в англоязычной литературе pulse shape discrimination (PSD), сигналов нейтронов и γ -квантов хорошо зарекомендовала себя как со сцинтилляторами на основе пластика, так и с жидкими сцинтилляторами [2] при использовании метода интегрирования заряда с быстрыми оцифровщиками. Автором [3] установлено, что в сцинтилляторе на основе литиевого стекла возникают световые импульсы различной формы при возбуждении продуктами реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ или комптоновскими электронами. Это использовано для снижения эффективности регистрации γ -излучения по отношению к тепловым нейтронам.

В настоящее время для дискриминации импульсов по форме используются два подхода. Первый основан на интегрировании сигнала фотоприемника, вызванного световым импульсом сцинтилляции, с последующим определением времени, за которое этот интеграл достигает определенной доли своего максимума. Второй основан на методе сравнения заряда, вызванного в фотоприемнике сцинтилляционным импульсом за два различных временных интервала, один из которых обычно охватывает фронт импульса и часть спада, а другой смещен в сторону дальней стадии затухания сцинтилляции. В работе [4] представлена общая методология вы-

числения характеристик перечисленных методов ДФИ. Авторами [5] показано, что производительность цифровой ДФИ, использующей цифровое интегрирование сигнала на основе оцифровщика, значительно выше, чем у аналоговой системы, использующей пересечение нуля.

Все вышеперечисленные методы основаны на эмпирически установленном факте различия затухания сцинтилляционного импульса при различных плотностях ионизации [6], которое было распространено на все типы сцинтилляционных материалов. Современные представления об образовании сцинтилляций в неорганической среде устанавливают зависимость формы кинетики сцинтилляции от механизма ее возникновения [7]. В частности, в неорганических активированных сцинтилляторах, в которых в качестве люминесцентных центров используются активирующие примесные ионы, разгорание сцинтилляции также зависит от плотности ионизации. Это обусловлено тем, что механизм сцинтилляции включает цепочку процессов передачи электронных возбуждений от экситонов, образованных термализованными носителями, к примесным центрам. Чем выше плотность ионизации, тем выше концентрация экситонов в треке ионизации и, следовательно, выше скорость передачи энергии активаторным центрам, поскольку уменьшается среднее расстояние между экситонами и центрами люминесценции и возрастает роль объемного взаимодействия. Отметим, что увеличение концентрации экситонов в треке также способствует их взаимному концентрационному тушению, что уменьшает выход сцинтилляции при более высокой плотности ионизации в среде. Использование только фронта нарастания сцинтилляционного импульса для ДФИ позволяет уменьшить задержку до момента получения результата

обработки (можно использовать оцифровщики с более короткой временной шкалой) и получить лучший параметр качества дискриминации (ПКД), в англоязычной литературе figure of merit (FoM), рассчитываемый по следующей формуле:

$$\text{FoM} = |M_p - M_\gamma| / |\text{FWHM}_p + \text{FWHM}_\gamma|,$$

где индекс γ соответствует γ -квантам, индекс p — другим частицам; M_p , M_γ и FWHM_p , FWHM_γ — средние ДФИ-параметры и величины полной ширины на полувысоте для частиц и γ -квантов [8]. Для уточнения возможности использования ДФИ по форме фронта импульса сигналов γ -квантов и α -частиц был использован сцинтилляционный материал CsI(Tl). В щелочно-галогидных материалах, активированных таллием, NaI(Tl) и CsI(Tl), скорость передачи электронных возбуждений от экситонной подсистемы к активаторной мала, что обуславливает время разгорания сцинтилляций в диапазоне единиц наносекунд. Это позволяет использовать оцифровщики с относительно малым временем дискретизации, порядка долей наносекунд.

Образец исследуемого сцинтилляционного кристалла CsI(Tl) с длительностью кинетики высвечивания около $1.3 \mu\text{s}$, размером $9 \times 9 \times 6 \text{ mm}$, обернутый в тефлоновый отражатель, широкой гранью помещался на поверхность входного окна фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) Hamamatsu R329-02, при этом обеспечивался оптический контакт с помощью оптической смазки. В верхней части отражателя было сделано окно диаметром 2 mm для попадания α -частиц в образец. Образец облучался как отдельно α -частицами с энергией $E_\alpha \approx 5.5 \text{ MeV}$ от источника ^{238}Pu и γ -квантами от источника ^{137}Cs (0.662 MeV), так и одновременно двумя источниками. Для получения ДФИ-распределения выходной сигнал с анода ФЭУ передавался коаксиальным кабелем через аттенюатор 10 dB на вход оцифровщика DRS4 Board (входное сопротивление 50Ω , максимальная амплитуда входного сигнала $\pm 500 \text{ mV}$, максимальное разрешение $5.12 \cdot 10^9$ выборок в секунду) [9]. Напряжение питания ФЭУ составляло 1800 V , амплитуда выходного сигнала не превышала 500 mV на входе DRS4. Частота дискретизации оцифровщика была равна $3 \cdot 10^9$ выборок в секунду, количество записанных событий в каждом случае — 10^5 . Для определения α/γ -отношения использовались спектры источников ^{137}Cs и ^{238}Pu , измеренные тем же ФЭУ с помощью многоканального амплитудного анализатора ORTEC TRUMP 2k и спектрометрического усилителя стандарта CAMAC с постоянной времени формирования $7.75 \mu\text{s}$.

Путем аппроксимации пиков полного поглощения и фотопиков в спектрах распределениями Гаусса было получено α/γ -отношение для кристалла CsI(Tl), равное 0.54 , что совпадает с ранее измеренным значением [10]. Путем выставления ограничения на амплитуду сигнала измеренное α/γ -отношение позволило использовать только те сигналы для ДФИ, которые соответствуют пику полного поглощения γ -квантов и фотопику α -частиц.

Для получения ДФИ-распределения по переднему фронту сигнала в кристалле CsI(Tl) выработан определенный критерий разделения сигналов. Для этого был получен усредненный профиль импульсов в случае регистрации γ - и α -излучения (рис. 1). Из рис. 1 видно, что сигнал в случае γ -квантов имеет более затянутый во времени передний фронт относительно переднего фронта сигнала α -частиц.

На основе усредненного профиля импульсов оптимизирована ширина временных ворот для определения параметра критерия разделения сигналов по форме следующим образом: в первом случае начальная временная метка i (от англ. initial) фиксировалась по уровню 0.1 от амплитуды сигнала, а конечная f (от англ. final) варьировалась от 0.3 до 0.7 от максимальной величины (рис. 1). Во втором случае фиксировалась конечная временная метка по уровню 0.9 , а начальная варьировалась от 0.3 до 0.7 от максимальной величины сигнала. Для каждого варианта временных ворот критерий разделения по переднему фронту рассчитывался как заряд в нарастающей части импульса (площадь нарастающей части) от начальной временной метки i до конечной временной метки f :

$$Q = \sum_i^f q_{i-f}.$$

Далее было получено по два распределения по параметру ДФИ для каждого из вариантов временных ворот, при этом производилась дополнительная селекция событий по границам пиков полного поглощения γ -квантов и α -частиц. Полученные распределения были аппроксимированы нормальным распределением, и рассчитаны параметры качества разделения ПКД для каждого варианта временных ворот (см. таблицу). Для случая с наибольшим значением параметра ПКД (~ 0.99) была получена ДФИ-спектрограмма α -частиц ^{238}Pu и γ -квантов ^{137}Cs (рис. 2), по горизонтальной оси откладывалась амплитуда сигналов, а по вертикальной — заряд

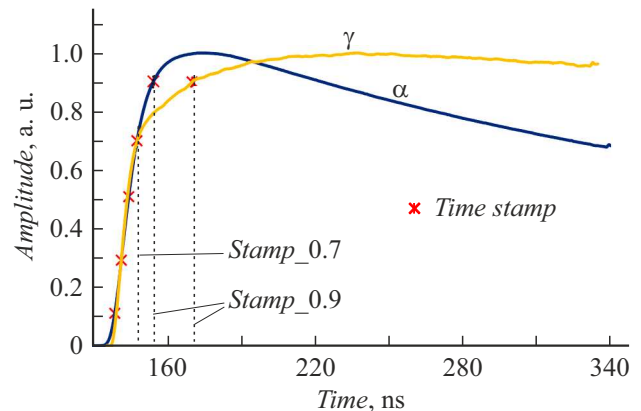


Рис. 1. Нормированные по амплитуде усредненные профили импульсов α -частиц и γ -квантов в кристалле CsI(Tl), а также нанесенные на профили импульсов временные метки с шагом 0.2 по относительной амплитуде (ось Y) (*time stamp*).

Результаты расчета параметра ПКД для двух распределений по ДФИ-параметру в случае α - и γ -излучения в зависимости от ширины временных ворот нарастающей части импульса

Уровни	Ширина временных ворот (альфа/гамма), ns	ПКД
0.1–0.3	$(3.0/2.0) \pm 0.3$	0.73
0.1–0.5	$(6.0/4.3) \pm 0.3$	0.72
0.1–0.7	$(9.6/8.7) \pm 0.3$	0.66
0.9–0.3	$(13.0/28.7) \pm 0.3$	0.97
0.9–0.5	$(10.0/26.4) \pm 0.3$	0.97
0.9–0.7	$(6.7/22.0) \pm 0.3$	0.99

в нарастающей части сигнала для временных ворот уровней сигнала 0.9–0.7 от максимума (рис. 1).

На рис. 2 сигналы, соответствующие большему значению ДФИ, относятся к α -частицам, а сигналы с малым значением ДФИ — к γ -квантам. Таким образом, сигналы α - и γ -излучения в кристалле CsI(Tl) разделяются по форме при анализе только переднего фронта сигнала.

Для сравнения была получена ДФИ-спектрограмма с разделением сигналов α - и γ -излучения по ниспадающей части сцинтилляционного импульса (рис. 3). Критерий ДФИ в данном случае определяется следующим образом:

$$\text{PSD} = 1 - Q_{\text{fast}}/Q_{\text{total}},$$

где Q_{fast} — заряд быстрой компоненты импульса (отсчитывается от максимальной величины сигнала до некоторой заданной позиции (ДФИ-сдвиг) после этой величины), Q_{total} — полный заряд всего импульса (отсчитывается от максимальной величины сигнала до конца оцифрованного сигнала). Для расчета короткой

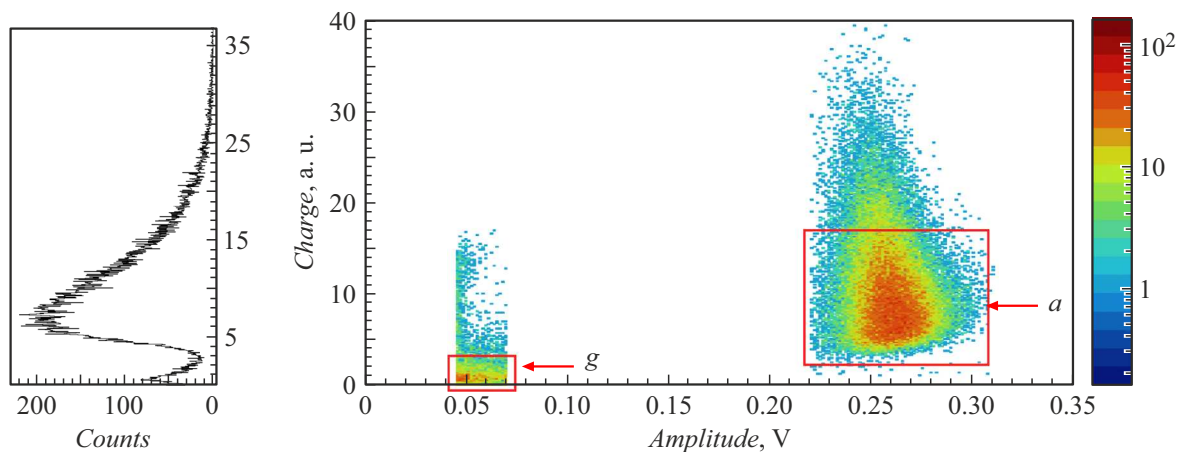


Рис. 2. Распределение по параметру ДФИ и ДФИ-спектрограмма с отмеченными областями для сигналов α -частиц ^{238}Pu (a) и γ -квантов ^{137}Cs (g) для образца CsI(Tl) в случае разделения по переднему фронту (шаг дискретизации оцифровщика равен 0.3 ns).

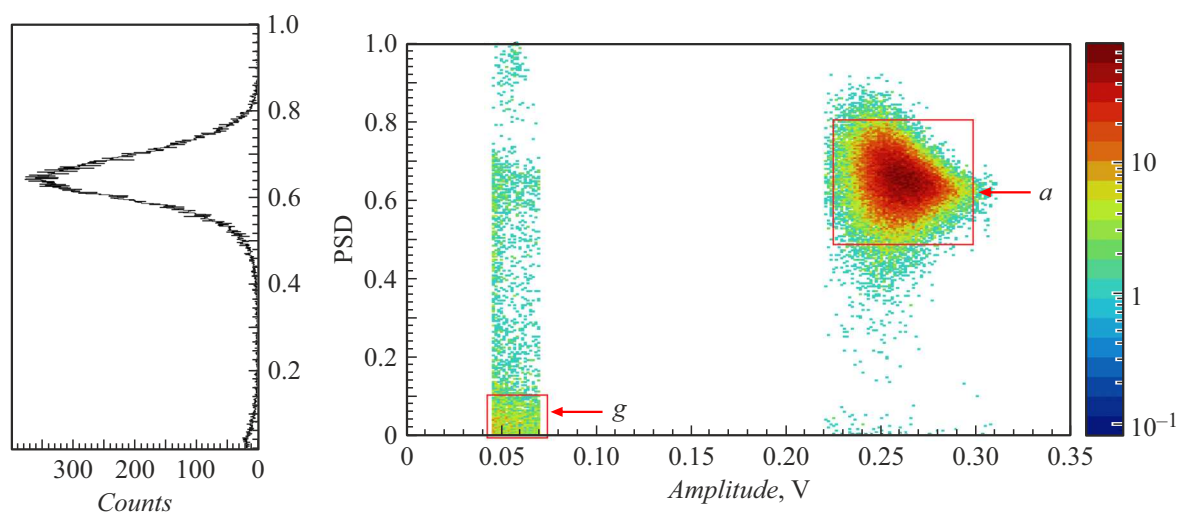


Рис. 3. Распределение по параметру ДФИ и ДФИ-спектрограмма с отмеченными областями для сигналов α -частиц ^{238}Pu (a) и γ -квантов ^{137}Cs (g) для образца CsI(Tl) в случае разделения по спаду сцинтилляционного сигнала (шаг дискретизации оцифровщика равен 0.3 ns).

компоненты начальная временная метка ставилась по уровню максимума сигнала, а конечная — с отступом на ~ 60 ns (ДФИ-сдвиг) вправо.

Видно, что в случае, когда амплитуды импульсов γ -квантов увеличатся и амплитудная дискриминация по горизонтальной шкале на рис. 2 и 3 окажется невозможной, дискриминация исключительно по вертикальной шкале ДФИ в представленном на рис. 3 случае окажется более эффективной. При этом значение параметра ПКД оценено равным 2.45 из данных, приведенных на рис. 3, что свидетельствует об эффективности метода.

В результате проведенных исследований удалось подтвердить концепцию разделения по переднему фронту, используя широко применяемый сцинтиллятор CsI(Tl). При сравнении формы сигналов от заряженной частицы с фоном γ -квантов полученные значения параметров ПКД для разделения по переднему фронту (~ 0.99) и по спаду (~ 2.45) импульса указывают на то, что сигналы действительно разделяются по форме.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (договор № Ф23РНФ-074 от 15.11.2022 г.).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.L. Roush, M.A. Wilson, W.F. Hornyak, Nucl. Instrum. Meth., **31** (1), 112 (1964). DOI: 10.1016/0029-554X(64)90333-7
- [2] D. Cester, M. Lunardon, G. Nebbia, L. Stevanato, G. Viesti, S. Petrucci, C. Tintori, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **748**, 33 (2014). DOI: 10.1016/j.nima.2014.02.032
- [3] C. Coceva, Nucl. Instrum. Meth., **21**, 93 (1963). DOI: 10.1016/0029-554X(63)90092-2
- [4] G. Ranucci, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **354** (2-3), 389 (1995). DOI: 10.1016/0168-9002(94)00886-8
- [5] C.S. Sosa, M. Flaska, S.A. Pozzi, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **826**, 72 (2016). DOI: 10.1016/j.nima.2016.03.088
- [6] F.D. Brooks, Nucl. Instrum. Meth., **4** (3), 151 (1959). DOI: 10.1016/0029-554X(59)90067-9
- [7] M. Korzhik, G. Tamulaitis, A.N. Vasil'ev, *Physics of fast processes in scintillators*. Ser. Particle Acceleration and Detection (Springer, Cham, 2020). DOI: 10.1007/978-3-030-21966-6
- [8] M.J.I. Balmer, K.A.A. Gamage, G.C. Taylor, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, **788**, 146 (2015). DOI: 10.1016/j.nima.2015.03.089
- [9] Paul Scherrer Institut (PSI). *DRS4 Evaluation Board* [Электронный ресурс]. <https://www.psi.ch/en>
- [10] W. Wolszczak, P. Dorenbos, IEEE Trans. Nucl. Sci., **64** (6), 1580 (2017). DOI: 10.1109/TNS.2017.2699327