АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.1.079

ОПТИМИЗАЦИЯ МЕТОДА ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА В КРИСТАЛЛЕ CsI(Tl)

А. А. Гусев, М. И. Панасюк, Г. И. Пугачева, Михаэли Л. (ЧССР), Шалига Я. (ЧССР)

(НИИЯФ)

Сравниваются различные методы численного анализа формы сцинтилляционного импульса в кристалле CsI(Tl), реализованные с помощью микропроцессорного устройства. Показано, что наиболее эффективен численный метод, основанный на сравнении измеренного профиля с эталонным.

Наличие зависимости времени высвечивания от плотности ионизации позволяет использовать сцинтилляционные детекторы не только для измерения энергии частиц, но и для их идентификации. При этом практически отсутствуют ограничения на размеры детектора, что особенно важно в космофизике, где, как правило, требуются детекторы с большим геометрическим фактором.

При использовании аналоговой электроники анализ временно́го профиля сигналов основан на измерении длительности сигнала на заданном уровне. Однако этот метод не получил широкого распространения вследствие сложности компенсации зависимости измеряемой длительности от амплитуды и влияния флуктуаций высвечивания.

В настоящее время снова появился интерес к идентификации частиц по форме импульса в связи с тем, что цифровая электроника позволяет выполнить амплитудный анализ формы сигнала, т. е. характеризовать форму сигнала набором амплитуд стробов, соответствующих величине импульса в разные моменты времени. Анализ такого набора амплитуд выполняется с помощью микропроцессорного устройства, в котором могут быть реализованы самые различные алгоритмы.

Первая попытка подобного подхода для сцинтиллятора CsI была осуществлена в работе [1], где измерялась амплитуда двух стробов: в максимуме импульса и на расстоянии 1,5 мкс от начала импульса. В работе было получено удовлетворительное разделение протонов, дейтронов, ядер трития и гелия и электронов только с помощью этих двух стробов. Полученное разрешение по массе частиц было удовлетворительным для анализа продуктов ядерных реакций на ускорителе. В космофизике, где потоки частиц разного сорта различаются на 3—4 порядка, требуется более высокое разрешение, чем получено в [1].

В настоящей работе исследовались методы идентификации частиц по форме импульсов в кристалле CsI с помощью источников α-частиц ^{238}Pu (E_α=0,1÷5,5 МэВ) и электронов ^{90}Sr (E_e=0,1÷2,2 МэВ).

На рис. 1 приведена функциональная схема используемого устройства. Сцинтиллятор просматривается фотоумножителем, и положительный токовый сигнал с последнего динода, повторяющий форму световой вспышки в сцинтилляторе, поступает в предусилитель. В предусилителе варьируется постоянная интегрирования сигнала от 0 до 2,5 мс с целью подбора формы сигнала, обеспечивающей наилучшее качество разделения.

Стробирующее устройство «вырезает» части сигнала в различные моменты времени, запоминает их в аналоговой форме и затем последовательно в режиме программно-управляемого ввода передает на АЦП, откуда амплитуды в цифровом виде поступают в процессор. В качестве стробирующего устройства применен сдвиговый аналоговый регистр ССО-321 фирмы «Fairfield» емкостью 455 стробов и периодом стробирования от 4 до 50 нс.

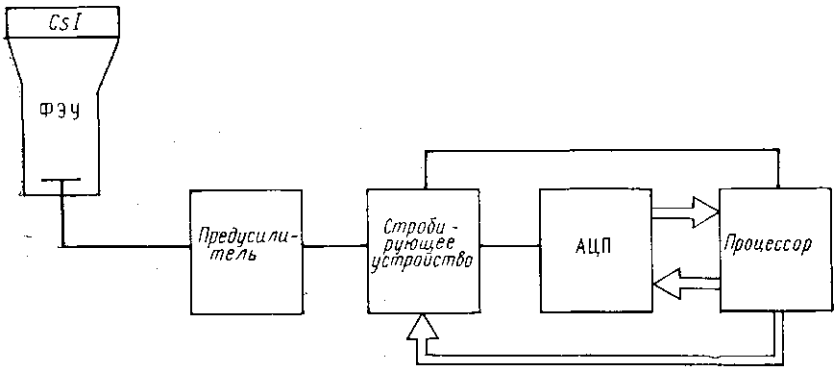

Рис. 1

В качестве стробирующего устройства и АЦП использовался цифровой запоминающий осциллограф ХР-1000.2. Анализ данных установки производился персональной ЭВМ «РМД-85» чехословацкого производства. Программы написаны на Бейсике и Ассемблере.

Рассмотрено 10 процедур анализа, которые можно разделить на три группы.

В первой определялись временные характеристики сигнала, подобно тому как это делалось с помощью аналоговой электроники. Длительность сигнала определяется как число стробов между двумя характерными точками профиля: в одном варианте — от точки достижения заданного уровня на фронте импульса до такой же точки на спаде, в другом — от максимума сигнала до спада до заданного уровня. Качество разделения характеризуется разностью средних значений длительностей от α-частиц ($\bar{x}_\alpha$) и электронов ($\bar{x}_\beta$), отнесенной к суммарному среднеквадратичному отклонению от средних длительностей:

$$(\sigma_{x\alpha} \text{ и } \sigma_{x\beta}): K = (\bar{x}_\beta - \bar{x}_\alpha)/\sqrt{\sigma^2_{x\alpha} + \sigma^2_{x\beta}}\ .$$

В таблице приведены значения K для первого ($K1$) и второго ($K2$) вариантов для различных постоянных интегрирования τ и уровней, определяющих интервал, на котором подсчитывается число стробов (30 или 50% максимума амплитуды). Наилучшее разделение $K \simeq 4$ получено для минимального уровня, причем для $K1$ — с минимальной, а для $K2$ — с максимальной постоянной интегрирования. То же самое значение K получено в работе [2], где аналогичная процедура была реализована с помощью аналоговой электроники.

Вторая группа методов использует амплитудный анализ формы сигнала. В двух из них ($K3$ и $K4$) измеряются площади различных частей сигнала. В методе $K3$ вычисляется отношение площадей выше и ниже заданного уровня сигнала. При любых постоянных интегрирования и уровнях $K<1$, что говорит о непригодности такого варианта.

В методе $K4$ вычислялось отношение площадей начальной и хвостовой частей импульса. Место деления площади импульса определялось моментом спада импульса от максимума до заданного уровня. Для этого способа наилучшее значение K получено при минимальной постоянной интегрирования и максимальном уровне (50%). Как можно видеть из таблицы, в этом методе качество разделения сильно зависит от постоянной интегрирования.

Номер способа	$\tau = 2{,}5$ мкс	$\tau = 0{,}5$ мкс	$\tau = 0$	Уровень, %
$K1$	2,24 1,33	1,53 1,35	1,24 3,9	30 50
$K2$	4,4 3	1,8 3	1,4 1,6	30 50
$K3$	0,0 0,0	1,35 2,3	0,65 0,64	30 50
$K4$	0,6 0,3	5,44 5	3,8 12,4	30 50
$K5$	15	19	13	
$K6$	17	16	19	
$K7$	20	23	9	
$K8$	20	13	7	
$K9$	12,6	15,7	13,8	
$K10$	14,2	27	16,4	

Третья группа методов реализует различные варианты стандартных процедур математической статистики, основанные на сравнении измеренного профиля импульса с эталонными профилями от α-частиц и электронов.

Эталонные профили предварительно получены усреднением большого числа импульсов. Мерой сходства измеренного и эталонного профилей является сумма отклонений (или их модулей) измеренного профиля от эталонного, нормированных на максимум:

$$x_\alpha = \sum_{i=1}^{40} (F_{\alpha i} - f_{\alpha i}); \quad x_\beta = \sum_{i=1}^{40} (F_{\beta i} - f_{\beta i}); \quad x_\alpha = \sum_{i=1}^{40} |F_{\alpha i} - f_{\alpha i}|;$$

$$x_\beta = \sum_{i=1}^{40} |F_{\beta i} - f_{\beta i}|,$$

где $F_{\alpha i}$, $F_{\beta i}$ — амплитуды стробов измеренного импульса; $f_{\alpha i}$ и $f_{\beta i}$ — амплитуды стробов эталонных профилей импульсов α-частиц и электронов.

В результате получены примерно одинаковые значения K как для разности ($K5$), так и для модуля разности ($K6$) в диапазоне от 13 до 19, не выявляющие какой-либо определенной зависимости от постоянной интегрирования. Как и следовало ожидать, эти два метода более эффективны по сравнению с предыдущими, так как в анализе используется более полная информация о форме сигнала.

Из других статистических методов опробованы варианты корреляционного анализа, использующие взаимную корреляцию и автокорреляцию. Рассматривались как первые коэффициенты корреляции, так и их сумма:

$$\rho_i(F_\alpha, f_{\alpha(\beta)}) = \sum_{\nu=1}^{40} F_{\alpha,\nu} f_{\alpha(\beta),\nu+i-1}; \quad s = \sum_{i=1}^{40} \rho_i, \; i = 1, 2 \ldots .$$

Полученные значения K для процедуры определения первого коэффициента корреляции ($K7$) и автокорреляции ($K8$) и суммы коэффициентов корреляции ($K9$) и автокорреляции ($K10$) приведены в таблице. Наконец, была попытка использовать для разделения частиц по форме сигналов дискретное фурье-преобразование.

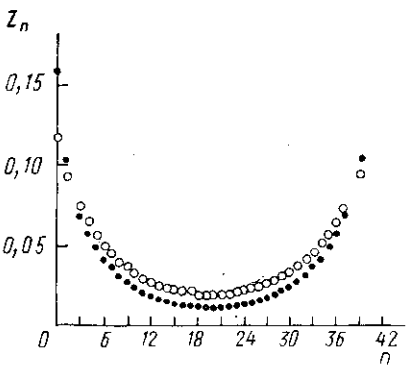

Рис. 2

На рис. 2 представлен частотный спектр для эталонных импульсов от α-частиц (светлые кружки) и электронов (черные кружки). Имеется явное различие распределений, однако не ясно, можно ли характеризовать событие каким-то одним параметром. Кроме того, при таком представлении пропадает информация о фазе.

Как видно из изложенных результатов (см. таблицу), методы второй и третьей групп ($K4 \div K10$) обеспечивают гораздо лучшую идентификацию по сравнению с первой группой. Однако они требуют выполнения большого числа арифметических операций микропроцессорным устройством, что увеличивает время обработки события. Исключением является метод $K4$, в котором измеряется отношение площадей начальной и хвостовой частей импульса. Ускорение обработки в этом случае достигается тем, что численное интегрирование, необходимое для определения площади части сигнала, выполняемое процессором, заменяется интегрированием сигнала аналоговой электронной схемой [3].

На рис. 3 приведена функциональная схема устройства, реализующего этот метод и собранного на основе ДВК-2М и модулей «Камак». На АЦП первого канала подается сигнал с ФЭУ, проинтегрированный с постоянной времени 1 мкс и, следовательно, пропорциональный части площади импульса за первую микросекунду (параметр A_1). Во втором канале линейным пропускателем выделяется часть импульса, отстоящая от начала на интервал от одной до 10 мкс длительностью до 10 мкс. Выделенная часть импульса интегрируется и подается на второй АЦП, который измеряет площадь хвоста импульса (параметр A_2).

На рис. 4 приведена двумерная диаграмма распределения событий в плоскости A_1, A_2, полученная на использованном устройстве. Как можно видеть, точки, соответствующие α-частицам и электронам, располагаются в разных областях плоскости и хорошо разделя-

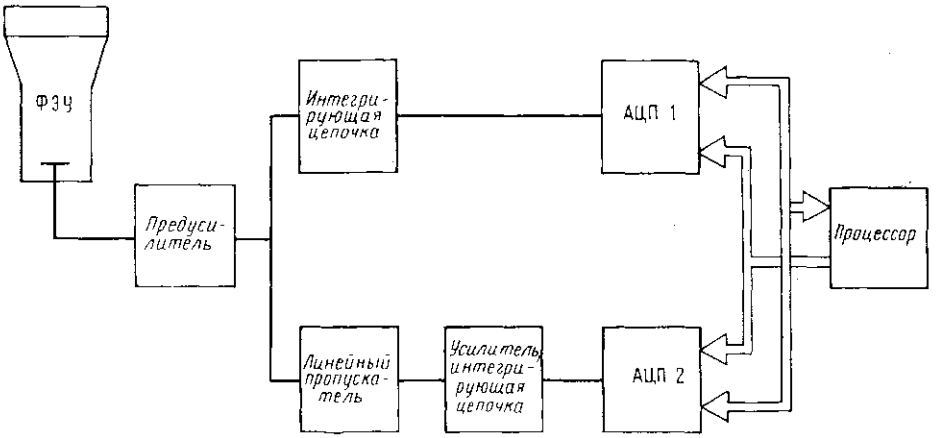

Рис. 3

Рис. 4

ются. Линейная связь между A_1 и A_2 для обоих типов частиц свидетельствует об отсутствии энергетической зависимости формы импульса в рассматриваемом диапазоне энергий.

На рис. 5 показаны распределения отношений A_1/A_2 для α-частиц и электронов. Величина K, характеризующая качество разделения сортов частиц, полученная на этой установке, равна 10, что совпадает со значением K, определенным в методе $K4$ (см. таблицу). Описанный

вариант идентификации уже довольно просто реализовать в приборе для космофизических исследований.

Время обработки сигнала установкой, определяемое временем преобразования АЦП, составляет ~20 мкс и позволяет использовать предложенный принцип для исследования потоков частиц в межпланетной среде в режиме реального времени.

Таким образом, проанализированы различные варианты разделения сортов частиц по форме импульса сцинтилляционной вспышки в кристалле CsI. Показано, что наиболее эффективными являются статистические методы обработки сигналов. С точки зрения простоты и доступности реализации оптимальными являются методы, основанные на сравнении амплитуд стробов исследуемого и эталонного сигналов и определении соотношений площадей начальной и хвостовой частей импульсов. На основе этих методов могут быть созданы достаточно простые и эффективные устройства для идентификации частиц в космических исследованиях.

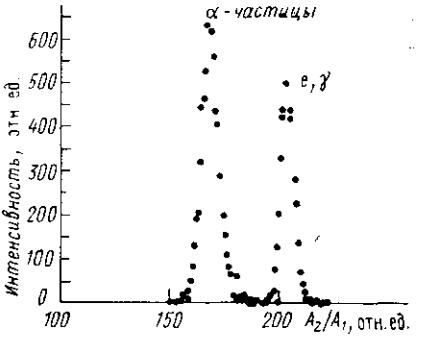

Рис. 5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Зазулин В. С., Михалева Т. Н., Ниякий С. Ф. и др.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1970. № 6. С. 599. [2] Fulle R., Mäthe G., Netzband D.// //Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. 1965. 35. P. 250. [3] Гусев А. А., Пугачева Г. И.//Приб. и техн. эксперимента. 1988. № 1. С. 60.

Поступила в редакцию
03.08.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.534.338

РАСЧЕТ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕЙСЯ ДЛИНОЙ РЕЗОНАТОРА

О. Н. Евдокимова, Л. Н. Капцов, Ким Гван (КНДР)

(кафедра общей физики и волновых процессов)

На модели балансных уравнений 15-модового лазера численно показано, что эффект расширения спектра генерации и образование провала в середине спектра при периодически меняющейся длине резонатора наблюдаются в ограниченной сверху области частот, зависящей от амплитуды качания зеркала.

Периодическое изменение длины резонатора лазера с определенной частотой является одним из способов получения низкочастотной последовательности мощных (гигантских) импульсов [1, 2]. В настоящее время этот способ генерации импульсов применяется сравнительно редко, так как он не обеспечивает нужной стабильности частоты следования и повторяемости формы импульсов. Значительно бóльший