

**ЦИФРОВАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕЙТРОНОВ И γ -КВАНТОВ
ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА ПРИ ВЫСОКОЙ ЗАГРУЗКЕ ДЕТЕКТОРА
И НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ РЕГИСТРИРУЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

© 2007 г. М. В. Прокуронов, А. Н. Шабалин

НИИ импульсной техники Россия, 115409, Москва, Луганская ул., 9

Поступила в редакцию 18.07.2006 г.

Рассматривается использование цифрового метода идентификации нейтронов и γ -квантов по форме импульса при загрузке детектора до $\sim 10^6$ импульсов/с в энергетическом диапазоне $\sim 2\text{--}800$ кэВ. Импульсы сцинтилляционного детектора на основе стильбена, полученные при регистрации нейтронов и γ -квантов, преобразуются цифровым осциллографом в цифровую форму, после чего информация передается в компьютер для идентификации типа частицы. Идентификация проводилась при регистрации излучения импульсного нейтронного генератора, работающего в частотном режиме, и радиоизотопных источников. Были измерены амплитудные спектры импульсов, идентифицированных как нейтроны и как γ -кванты излучения генератора. При загрузке детектора $\sim 8.5 \cdot 10^5$ импульсов/с идентифицировано как нейтроны $\sim 90\%$ зарегистрированных импульсов. В энергетическом диапазоне $\sim 30\text{--}800$ кэВ коэффициент блокировки γ -квантов составил $\sim 10^4\text{--}10^3$ при загрузке $\sim 1.5 \cdot 10^5\text{--}5 \cdot 10^5$ импульсов/с, а эффективность идентификации нейтронов превысила 0.9. Для энергии ~ 10 кэВ значения коэффициента блокировки γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов составили соответственно ~ 300 и ~ 0.75 .

PACS: 07.05.Wr, 29.40.Mc, 29.30.Ns

ВВЕДЕНИЕ

Идентификация частиц по форме сцинтилляционного импульса, основанная на различии формы импульсов, полученных при регистрации частиц с различной удельной плотностью ионизации в определенных сцинтилляторах, — известный метод, активно используемый в экспериментальной физике. В ряде задач идентификация нейтронов и γ -квантов происходит при высокой, быстро меняющейся интенсивности регистрируемого излучения в широком энергетическом диапазоне. Для аналоговых схем идентификации характерно уменьшение коэффициента блокировки фонового γ -излучения при увеличении входной загрузки детектора. Поэтому в условиях высоких загрузок детектора и низкой энергии регистрируемого излучения представляется целесообразным перейти от аналоговых методов идентификации к цифровым, позволяющим работать при больших загрузках [1–3].

В данной статье описан цифровой метод идентификации частиц по форме импульса при регистрации n - γ -излучения в энергетическом диапазоне $\sim 2\text{--}800$ кэВ при загрузках детектора до $\sim 10^6$ импульсов/с. Метод используется при регистрации n - γ -излучения импульсного нейтронного генератора, работающего в частотном режиме.

Современные быстродействующие аналого-цифровые преобразователи (а.ц.п.), цифровые осциллографы в сочетании с программируемыми

логическими интегральными схемами и вычислительными комплексами позволяют реализовать метод цифровой идентификации частиц по форме импульса. При помощи а.ц.п. токовый импульс, возникающий в анодной цепи фотоумножителя (ф.э.у.) при регистрации сцинтилляций, преобразуется в цифровую форму. Затем полученный цифровой массив подвергается определенной процедуре идентификации.

В детекторах, предназначенных для регистрации и идентификации нейтронов и γ -квантов, используются жидкие сцинтилляторы и стильбен. Для сцинтилляций стильбена характерно быстрое время нарастания (~ 1 нс), а их спад характеризуется наличием быстрой ($\tau_1 \approx 5$ нс) и медленной ($\tau_2 \approx 300$ нс) компонент. Времена нарастания и спада примерно одинаковы для протонов отдачи от нейтронов и комптоновских электронов от γ -квантов. Однако из-за зависимости световыходов от плотности ионизации соотношение между амплитудами быстрой и медленной компонент совершенно различно: $\sim 80\text{--}85\%$ для быстрой и $\sim 15\text{--}20\%$ для медленной компонент в случае электронов и $\sim 60\text{--}65\%$ для быстрой и $\sim 35\text{--}40\%$ для медленной компонент для протонов [1].

Пусть $q_x(t)$, где $x = n, \gamma$, есть нормированные на равный полный заряд с ф.э.у. временные зависимости заряда с ф.э.у. для нейтронов и γ -квантов соответственно. Тогда, согласно сказанному выше, временная зависимость относительной разно-

сти $p(t) = (q_n(t) - q_\gamma(t)) / (q_n(t) + q_\gamma(t))$ имеет характерный вид: $p(t) < 0$ в области быстрой компоненты импульса и $p(t) > 0$ в области медленной компоненты импульса, а среднее значение разностного эффекта $S_x = \int p(t) q_x(t) dt$, где $x = n, \gamma$, будет чувствительно к типу частицы. На основании этих рассуждений и строится цифровой метод оптимального фильтра n - γ -идентификации [4]. Этот метод обладает наивысшими характеристиками среди линейных методов идентификации. В этом методе [4] зарегистрированной частице (γ -кванту и нейтрону) сопоставляется нормально распределенная случайная величина $S(S_\gamma$ и S_n), равная:

$$S = \sum_{i=1}^N p_i q_i, \quad (1)$$

где p_i – постоянные коэффициенты, $q_{i(n, \gamma)}$ – величина заряда, создаваемая в анодной цепи ф.э.у. за время $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$ (t_0 – начало сцинтилляционного импульса), N – количество временных интервалов.

Существует совокупность значений постоянных коэффициентов p_i , при которых среднее значение величины $S_\gamma = \sum_{i=1}^N p_i q_{i\gamma}$ меньше нуля: $\bar{S}_\gamma < 0$, а среднее значение величины $S_n = \sum_{i=1}^N p_i q_{in}$ больше нуля: $\bar{S}_n > 0$ [4]. При определении типа зарегистрированной частицы анализируется сумма зарядов q_i с весовыми коэффициентами p_i . Результат идентификации определяется тем, реализацией какой случайной величины – S_γ или S_n – является сумма S : если $S < 0$, то зарегистрированная частица идентифицируется как γ -квант, если $S > 0$, то как нейтрон.

Коэффициенты оптимального фильтра могут быть определены из условий минимума критерия $K1$, который был рассмотрен в работе [4]:

$$K1 = (DS_n + DS_\gamma) / (\bar{S}_\gamma - \bar{S}_n)^2, \quad (2)$$

где DS_γ , DS_n – дисперсии величин S_γ и S_n .

Из условий минимума критерия $K1(p_i)$ коэффициенты оптимального фильтра определяются выражением

$$p_{oi} = (\bar{q}_{i\gamma} - \bar{q}_{in}) / (\bar{q}_{i\gamma} + \bar{q}_{in}), \quad (3)$$

где $\bar{q}_{i\gamma}$, \bar{q}_{in} – средние значения величин $q_{i\gamma}$, q_{in} в интервале Δt_i . Коэффициенты p_{oi} определяют максимальные значения коэффициента блокировки фона γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов, соответствующие минимуму критерия $K1$.

Помимо критерия $K1$, можно сформулировать также другие условия экстремума. Задавая минимальное значение эффективности идентификации

нейтронов, что эквивалентно неравенству $DS_n / \bar{S}_n^2 < \alpha$ (α – значение относительной дисперсии величины S_n , соответствующее заданной эффективности идентификации нейтронов), находим значения t_i, p_{ki} , соответствующие максимальному коэффициенту блокировки, из условия минимума относительной дисперсии $K2(p_i)$ [1]:

$$K2 = DS_\gamma / \bar{S}_\gamma^2 \text{ при ограничении} \quad (4)$$

$$DS_n / \bar{S}_n^2 < \alpha, \quad \bar{S}_\gamma < 0, \quad \bar{S}_n > 0.$$

Относительные дисперсии величин S_γ и S_n выражаются через поглощенную энергию и характеристики детектора следующим образом:

$$\frac{DS_{\gamma(n)}}{S_{\gamma(n)}^2} = R_0^2 + \frac{A_s}{E_{\gamma(n)}} \frac{\sum_{i=1}^N (p_i^2 \bar{q}_{i\gamma(n)})}{\left(\sum_{i=1}^N p_i \bar{q}_{i\gamma(n)} \right)^2}, \quad (5)$$

где $E_{\gamma(n)}$ – энергия, выделяемая в сцинтилляторе γ -квантом (нейтроном); A_s – спектрометрическая постоянная; R_0 – собственное разрешение детектора; p_i – постоянные коэффициенты; $\bar{q}_{i\gamma(n)}$ – средние значения величин $q_{i\gamma(n)}$, при этом $\sum_{i=1}^N \bar{q}_{i\gamma(n)} = 1$. Среднее значение заряда $\bar{q}_{i\gamma(n)}$ пропорционально вероятности высвечивания фотонов в сцинтилляторе за интервал времени $[t_i, t_i + 1]$, а его дисперсия $Dq_{i\gamma(n)} \sim \bar{q}_{i\gamma(n)}$.

Величины R_0 и A_s характеризуют коэффициент светосбора в детекторе и спектрометрические параметры ф.э.у. [1, 2].

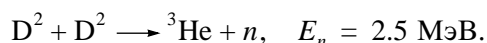
Соотношение между поглощенной энергией комптоновских электронов и зарядом находится при проведении энергетической калибровки по краю комптоновского распределения [1, 2]. Поглощенная энергия протонов пересчитывается в поглощенную энергию электронов с использованием зависимости сцинтилляционной эффективности от поглощенной энергии для электронов и протонов. При этом следует учитывать нелинейность световых выхода сцинтиллятора от поглощенной энергии протонов отдачи [5]. Поэтому под энергией далее будем понимать поглощенную энергию комптоновских электронов.

Из сказанного выше следует, что весовые коэффициенты p_i определяются временной зависимостью токового сигнала с детектора, полученной при регистрации частиц определенного типа. Для измерения этой зависимости наиболее просто использовать непосредственное преобразование аналогового импульса ф.э.у. в цифровую форму при помощи а.ц.п. или цифрового осциллографа.

Численные значения коэффициента блокировки фона и эффективности идентификации определяются относительными дисперсиями величин S_γ и S_n .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Детектором на основе органического сцинтилляционного монокристалла стильбена регистрировалось излучение импульсного генератора нейтронов с энергией 2.5 МэВ, работавшего в частотном режиме. Нейтроны образовывались в результате реакции



Длительность импульса ~ 0.5 составляла ~ 500 нс, частота следования импульсов – 1 Гц, средний выход нейтронов за импульс $\sim 1.5 \cdot 10^6$. Детектор располагался на расстоянии 1.8 м от генератора. Аналоговый токовый импульс ф.э.у. преобразовывался в цифровую форму при помощи цифрового осциллографа.

В детекторе использовался монокристалл стильбена $\varnothing 30 \times 10$ мм, который находился в оптическом контакте с фотоэлектронным умножителем Hamamatsu R6095 с диаметром фотокатода 28 мм и высокими временным, $\tau_{0.5} \sim 4$ нс, и энергетическим, $\sim 10\%$ (${}^{57}\text{Co}$, NaI(Tl)), разрешениями. Измерения проводились в двух энергетических диапазонах: ~ 30 –800 кэВ и ~ 2 –35 кэВ при напряжениях питания ф.э.у. 900 и 1350 В соответственно.

В работе использовалось также n - γ -излучение радиоизотопных источников. В качестве источников γ -квантов использовались источники: ${}^{137}\text{Cs}$ ($E_\gamma = 662$ кэВ), ${}^{137}\text{Ba}$ ($E_\gamma = 80$ кэВ, 303 кэВ), ${}^{241}\text{Am}$ ($E_\gamma = 60$ кэВ). Источником нейтронов служил изотоп ${}^{252}\text{Cf}$. При регистрации нейтронов для защиты от сопутствующих γ -квантов детектор со всех сторон был окружен свинцом толщиной от 10 до 20 см. Между кристаллом стильбена и изотопом ${}^{252}\text{Cf}$ защита была максимальной толщины. Такая же защита использовалась при регистрации излучения генератора в энергетическом диапазоне ~ 2 –35 кэВ.

Для регистрации сигналов с анода ф.э.у. использовался цифровой осциллограф Tektronix 3014 с полосой пропускания 100 МГц, частотой взятия выборок 1 ГГц и разрядностью 8 бит. Сигнал подавался одновременно на два канала осциллографа с сопротивлением нагрузки 50 Ом, чувствительность каналов отличалась на два порядка (200 и 2 мВ/см.). Это позволило расширить динамический диапазон регистрации импульсов детектора и уменьшить погрешности преобразования аналогового сигнала в цифровой. Максимальная амплитуда регистрируемого сигнала составляла 2 В.

При регистрации нейтронов от импульсного генератора нейтронов для запуска осциллографа ис-

пользовался сигнал специального пускового детектора. Детектор на основе пластмассового сцинтиллятора располагался на расстоянии 20 см от генератора. Импульс от пускового детектора подавался на внешний (пусковой) вход осциллографа. При регистрации нейтронов и γ -квантов от радиоактивных источников осциллограф запускался по каналу с чувствительностью 200 мВ/см с порога 100 мВ.

Информация о зарегистрированных осциллограммах импульсах по интерфейсу GPIB-USB с помощью специально разработанной программы циклически передавалась в компьютер, где сохранялась на жестком диске. Частота взятия выборок при регистрации импульсов детектора составляла 1 ГГц (1 нс между точками), длительность развертки – 2500 нс.

Экспериментально исследовались импульсные характеристики сцинтилляционного детектора при регистрации нейтронов и γ -квантов. Получены значения коэффициента блокировки фона γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов в разных энергетических диапазонах. Измерены амплитудные спектры, полученные при регистрации нейтронной и γ -компоненты излучения импульсного генератора нейтронов.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Необходимые для идентификации импульсов детектора коэффициенты p_{oi} в выражении (3) определяются временной зависимостью тока детектора, полученной при регистрации γ -квантов и нейтронов. Импульсные характеристики измерялись в двух энергетических диапазонах: ~ 30 –800 кэВ и ~ 2 –35 кэВ – при регистрации γ -квантов от изотопов ${}^{137}\text{Cs}$ (30–600 кэВ), ${}^{137}\text{Ba}$ (2–35 кэВ), ${}^{241}\text{Am}$ (2–35 кэВ) и нейтронов от ${}^{252}\text{Cf}$ (30–800, 2–35 кэВ). При измерениях импульсных характеристик и реализации метода цифровой идентификации с динамическим диапазоном по энергии регистрируемого излучения не менее пятнадцати необходим а.ц.п. с разрядностью ≥ 12 бит. [1, 2].

Одним из возможных путей построения измерительной системы цифровой идентификации с широким динамическим диапазоном является использование двухканальной системы регистрации импульсов детектора. Сигнал детектора одновременно подается на два отличающихся по чувствительности в 10^2 канала осциллографа. Поэтому алгоритм цифровой идентификации предусматривает операцию объединения цифровых сигналов первого и второго каналов осциллографа. Эта операция включает в себя нахождение нулевой линии для первого и второго каналов, определение

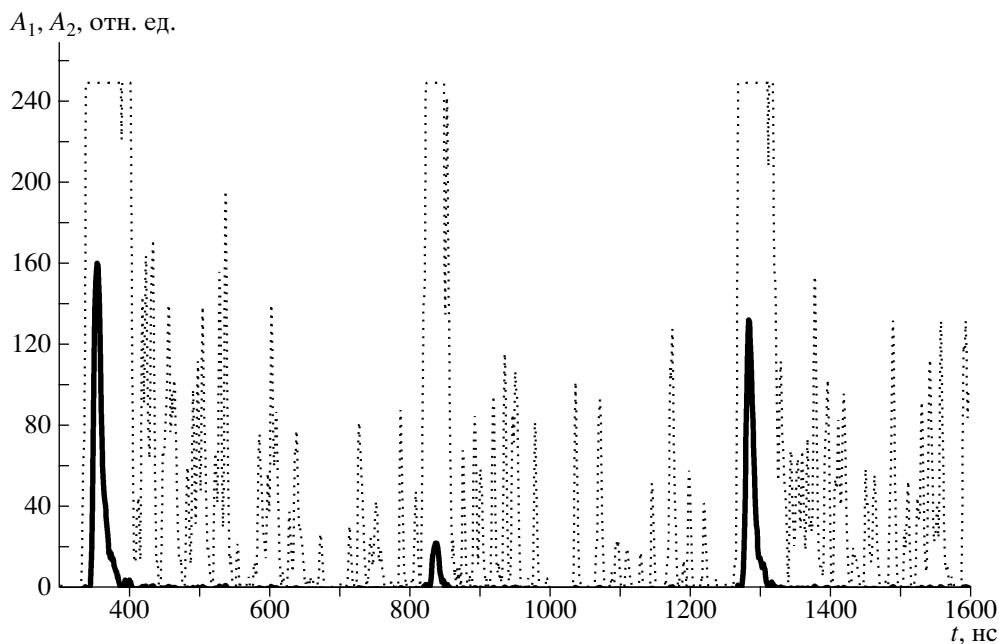


Рис. 1. Зависимости тока детектора от времени $A_1(t_i)$ (сплошная линия) и $A_2(t_i)$ (штриховая линия), зарегистрированные соответственно в первом и во втором каналах осциллографа.

зависимостей тока детектора от времени $A_{1,2}(t_i)$ в этих каналах за вычетом нулевой линии и объединение двух зависимостей $A_{1,2}(t_i)$ в одну – $A(t_i)$ [1, 2].

На рис. 1 изображены временные зависимости тока детектора $A_1(t_i)$, $A_2(t_i)$, зарегистрированные соответственно в первом и во втором каналах осциллографа. На осциллограмме $A_2(t_i)$ имеются импульсы, вызванные высвечиванием отдельных фотонов или групп фотонов медленной компоненты сцинтилляционного импульса. Амплитуда этих импульсов может быть меньше амплитуды быстрой компоненты сцинтилляционного импульса (импульс на осциллограмме $A_1(t_i)$ более чем на два порядка). На рис. 2 показана зависимость тока детектора от времени $A(t_i)$, полученная объединением зависимостей $A_1(t_i)$ и $A_2(t_i)$. На осциллограммах $A_1(t_i)$ и $A(t_i)$ видны три импульса, полученные при регистрации отдельных γ -квантов. Приведенные на рис. 1, 2 осциллограммы получены при регистрации γ -квантов изотопа ^{137}Cs в энергетическом диапазоне 30–600 кэВ.

С уменьшением энергии регистрируемых частиц, 2–35 кэВ, ток медленной компоненты представляет собой последовательность отдельных импульсов, полученных при регистрации единичных фотонов. Соотношение между амплитудами этих импульсов и амплитудой импульса быстрой компоненты будет определять динамический диапазон измерительной системы цифровой идентификации. По этому критерию отношение чувствительностей каналов осциллографа должно составлять $\sim 10^2$.

Если в детекторе используется ф.э.у. с высоким временным разрешением ($\tau_{0,5} \sim 3\text{--}4$ нс), то он может разрешать отдельные импульсы, полученные при регистрации единичных фотонов быстрой компоненты. На рис. 3 изображена осциллограмма тока детектора, полученная при регистрации γ -кванта изотопа ^{133}Ba в энергетическом диапазоне 2–35 кэВ. На осциллограмме видны импульсы, вызванные регистрацией отдельных фотонов быстрой и медленной компонент.

При определении импульсных характеристик и выполнении алгоритма цифровой идентификации проводился поиск и определение максимумов временной зависимости тока детектора $A(t_i)$. Выделение экстремумов проводилось цифровой корреляционной фильтрацией [6]. В качестве фильтра применялась функция Гаусса. Используемый алгоритм цифровой фильтрации выражается следующими формулами:

$$D(t_i) = \sum_{\tau=-M}^{\tau=M} [(A(t+\tau) - \bar{A}(t_i)) - k\Delta(t_i)] \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-0.5(\tau/\sigma)^2}, \quad (6)$$

где $A(t_i)$ – зависимость тока детектора от времени; $D(t_i)$ – корреляционная функция; M – величина полуинтервала суммирования, равная временному разрешению детектора $\bar{\tau}_{0,5}$ (ширина на полувысоте импульсной характеристики): $M = \bar{\tau}_{0,5} = 6$ нс

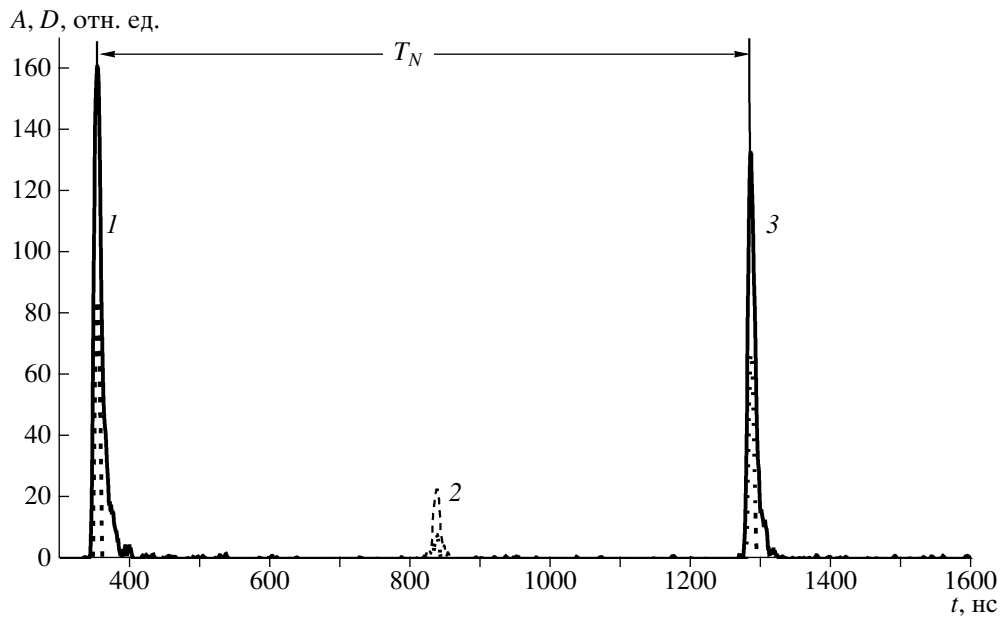


Рис. 2. Объединенная зависимость тока детектора от времени $A(t_i)$ (сплошная линия) и соответствующая ей корреляционная функция $D(t_i)$ (штриховая линия). 1–3 – три импульса, полученные при регистрации отдельных γ -квантов.

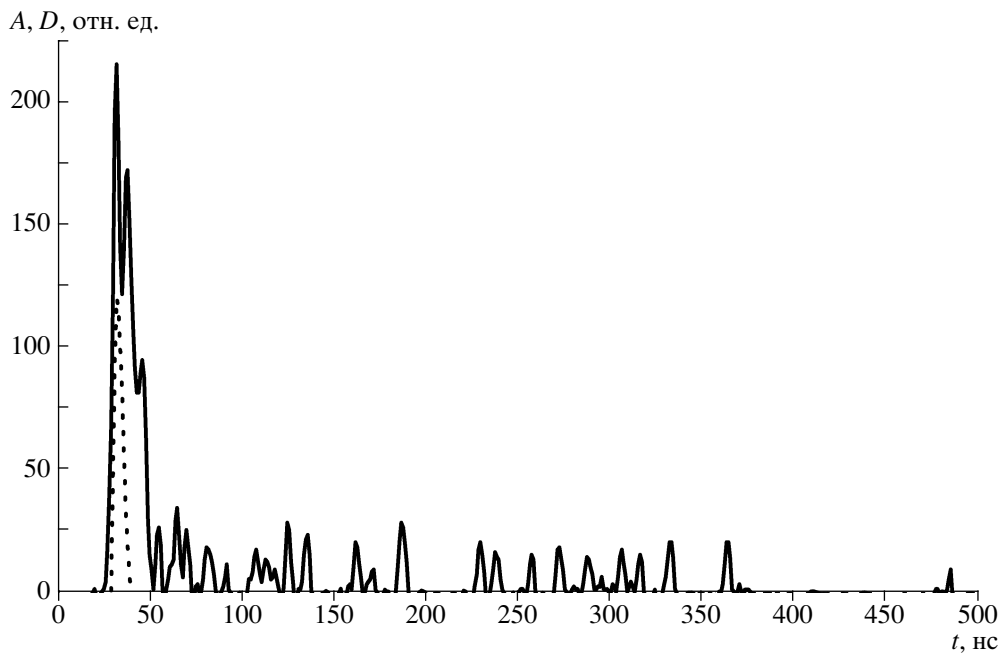


Рис. 3. Объединенная зависимость тока детектора от времени $A(t_i)$ (сплошная линия) и соответствующая ей корреляционная функция $D(t_i)$ (штриховая линия), полученные при регистрации γ -кванта радиоактивного источника ^{135}Ba .

и $M = \bar{\tau}_{0.5} = 10$ нс соответственно для энергетических диапазонов 2–35 и 30–800 кэВ; $\sigma = \tau_{0.5}/2.36$, шаг суммирования 1 нс; k – постоянная; $i = 1$ –2500;

$$\bar{A}(t_i) = \frac{1}{2M} \sum_{\tau=-M}^{\tau=M} A(t_i + \tau), \quad (7)$$

где $\bar{A}(t_i)$ – среднее значение $A(t_i)$ в интервале $(t_i - M, t_i + M)$;

$$\Delta(t_i) = \sqrt{|A(t_i) - \bar{A}(t_i)|}, \quad (8)$$

где $\Delta(t_i)$ – среднеквадратичное отклонение мгновенного (в момент времени t_i) значения тока де-

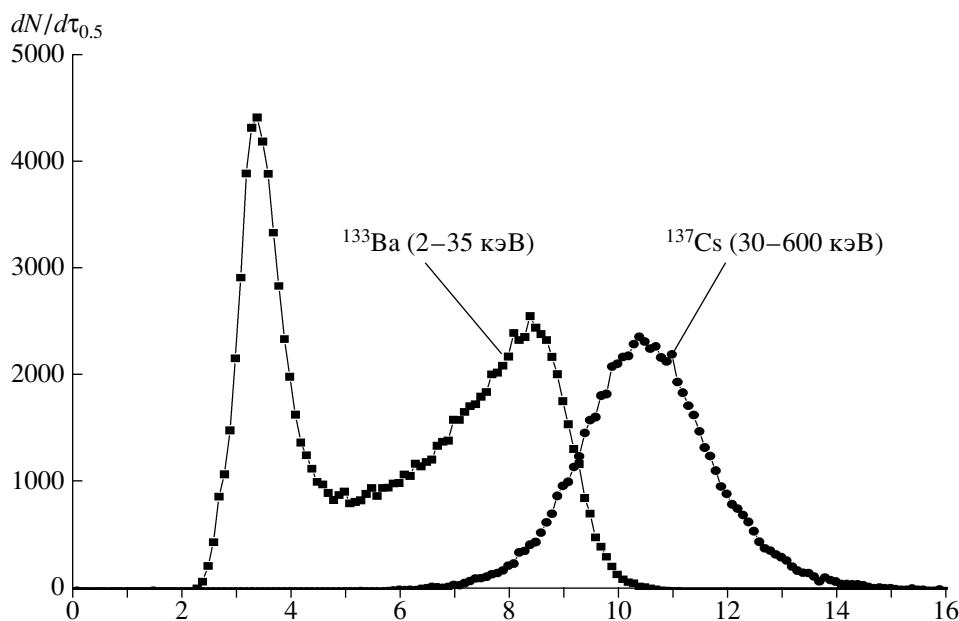


Рис. 4. Дифференциальные распределения случайной величины $t_{0.5}$, полученные при регистрации γ -квантов в энергетических диапазонах 2–35 и 30–600 кэВ.

тектора от его среднего значения $\bar{A}(t_i)$ в интервале $(t_i - M, t_i + M)$.

В этом алгоритме весьма важным параметром является постоянная k в формуле (6). При поиске пиков во временной зависимости тока детектора величина k определяет порог их обнаружения над средним уровнем тока детектора. Значение этого параметра составляло 2.5 и 1.35 в энергетических диапазонах 2–35 и 30–800 кэВ соответственно. Величина k определяет знак функции $D(t_i)$. Только для положительных значений корреляционной функции находились значения времени, соответствующие максимумам этой функции. Это ускорило процедуру поиска экстремумов функции $D(t_i)$. Такая процедура обеспечивала совпадение во времени максимумов функций $A(t_i)$ и $D(t_i)$ с погрешностью ~ 1 нс [1, 2].

При выполнении процедуры поиска экстремумов в энергетическом диапазоне 2–35 кэВ определяются максимумы как импульсов, соответствующих быстрой компоненте токового сигнала, так и отдельных фотонов медленной компоненты. Определить источник появления импульса можно по значению ширины на полувысоте импульса $\tau_{0.5}$. На рис. 4 показаны дифференциальные распределения случайной величины $\tau_{0.5}$, полученные при регистрации γ -квантов в энергетических диапазонах 2–35 и 30–600 кэВ. Распределение в энергетическом диапазоне 30–600 кэВ имеет один максимум, который соответствует быстрой компоненте токового сигнала ф.э.у. В области 2–35 дифференциальное распределение случайной величины $t_{0.5}$ имеет два максимума: первый, $\tau_{0.5M1} \approx 3.5$ нс,

определяется одноэлектронными импульсами от фотонов медленной компоненты и шумами ф.э.у., а второй, $\tau_{0.5M2} \approx 8.5$ нс, связан с быстрой компонентой. Регистрации γ -кванта (нейтрона) отвечает появление импульса быстрой компоненты. Можно предположить, что импульсы с $\tau_{0.5} < 5$ нс получены при регистрации только фотонов медленной компоненты, и не учитывать их при поиске экстремумов. Таким образом, для энергетического диапазона 2–35 кэВ использовался алгоритм поиска экстремумов в совокупности с анализом полуширины импульса, что позволило находить максимумы импульсов только от быстрой компоненты и не учитывать максимумы импульсов, связанных с фотонами медленной компоненты.

На рис. 2 и 3, кроме временных зависимостей тока детектора $A(t_i)$, показаны и соответствующие корреляционные функции $D(t_i)$. Трём пикам функции $A(t_i)$, изображенной на рис. 2, соответствуют три максимума корреляционной функции. По значению времени, соответствующему первому максимуму (t_m), проводилась временная привязка функции $A(t_i)$. Величина t_m полагалась равной 50 нс, остальные значения времени t_i отсчитывались от момента t_m прибавлением временного интервала 50 нс. Временная привязка использовалась для совмещения временных зависимостей тока $A(t_i)$ и коэффициентов $p_{oi}(t_i)$ и $p_{ki}(t_i)$. При определении импульсной характеристики отбрасывались события, у которых функция $A(t_i)$ имела более одного максимума. Импульсная характеристика $IA(t_i)$ вычислялась как среднее значение по

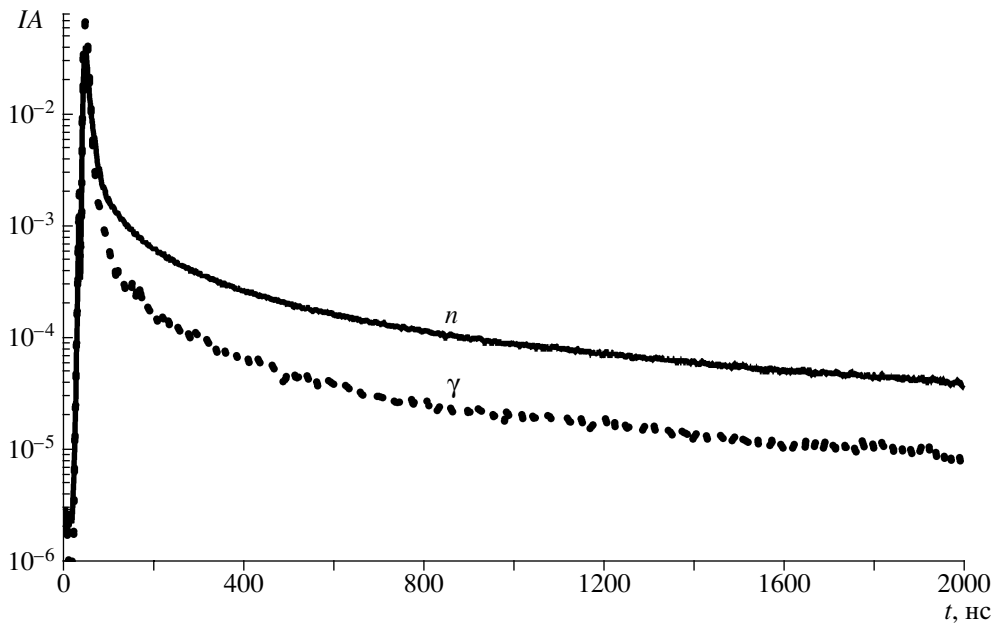


Рис. 5. Импульсные характеристики, нормированные на единицу, полученные при регистрации γ -квантов от изотопов ^{137}Cs (точки) и нейтронов от ^{252}Cf (сплошная линия) в энергетическом диапазоне 30–800 кэВ.

всему массиву зарегистрированных импульсов тока $A(t_i)$ детектора для заданного типа частиц [1, 2].

На рис. 5 приведены импульсные характеристики $IA(t_i)$ в логарифмическом масштабе, полученные при регистрации γ -квантов от изотопа ^{137}Cs и нейтронов от изотопа ^{252}Cf в энергетическом диапазоне 30–800 кэВ. Характеристики нормированы на единичный заряд: $\sum_{i=1}^{2000} IA(t_i) = 1$. Соотношение между быстрой и медленной компонентами заряда для нейтронов и γ -квантов различно. Для нейтронов амплитуда медленной компоненты больше, чем для γ -квантов, примерно в 4.5 раза, а амплитуда быстрой компоненты меньше.

По импульсным характеристикам были рассчитаны в энергетическом диапазоне 30–800 кэВ коэффициенты оптимального фильтра $p_{oi}(t_i)$. (3). На рис. 6 представлена зависимость коэффициентов оптимального фильтра от времени $p_{oi} = p_{oi}(t_i)$. Временной шаг составлял 1 нс ($t_{i+1} - t_i = 1$ нс). В энергетическом диапазоне 2–35 кэВ для увеличения коэффициента блокировки были рассчитаны и использовались при идентификации коэффициенты $p_{ki} = p_{ki}(t_i)$, удовлетворяющие критерию K2 условию нахождения максимального значения коэффициента блокировки при заданной эффективности идентификации нейтронов. [1, 2]

Коэффициенты p_{ki} рассчитывались из условия увеличения коэффициента блокировки в 2–3 раза по сравнению с коэффициентами оптимального фильтра p_{oi} при одновременном уменьшении эффективности идентификации не более чем на 5–7% [1, 2].

При составлении суммы S (1), помимо определения коэффициентов p_{oi} , требуется выбрать оптимальный временной интервал T_N , на котором выполняется алгоритм идентификации. С увеличением этого интервала за счет лучшей статистики увеличиваются коэффициент блокировки γ -квантов и эффективность идентификации нейтронов. Однако в условиях большой загрузки детектора представляется целесообразным длительность интервала T_N сделать переменной, равной длительности интервала между максимумами зарегистрированных импульсов, подлежащих идентификации, например импульсы 1 и 3 на рис. 2. Это условие выполняется, если длительность интервала между импульсами находится в пределах от 500 до 2000 нс. В случае, когда имеется только один максимум или длительность интервала превышает 2000 нс, задается величина $T_N = 2000$ нс. Если длительность между импульсами < 500 нс, принимается величина $T_N = 500$ нс, и выполняется процедура режекции импульсов.

Алгоритм режекции предполагает, что только первый максимум в интервале $T_N = 500$ нс вызван регистрацией частицы, остальные являются фоновыми и могут привести к ложной идентификации. Поэтому используется процедура коррекции функции тока детектора $A(t_i)$. Она состоит в том, что в интервале $T_N = 500$ нс экстремумы временной зависимости тока детектора $A(t_i)$, начиная со второго, путем линейной интерполяции заменяются отрезками прямых (импульс 2 на рис. 2) [1, 2]. Скорректированная функция тока детектора $A(t_i)$ используется для идентификации типа частицы.

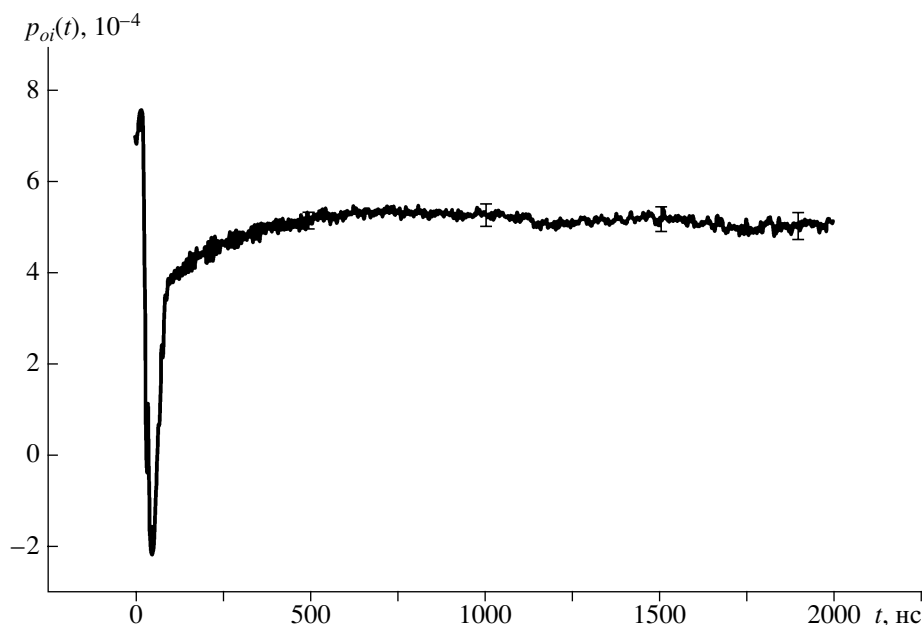


Рис. 6. Зависимость коэффициентов оптимального фильтра от времени $p_i(t_i)$, полученная при регистрации γ -квантов от изотопов ^{137}Cs и нейтронов от ^{252}Cf в энергетическом диапазоне 30–800 кэВ.

Применялся еще и амплитудный критерий дискриминации импульсов на интервале $T_N = 500$ нс. Если значение тока в максимуме, начиная со второго, превышало 0.5 значения тока в первом экстремуме, то идентификация на этом интервале не проводилась, и такой импульс отбрасывался.

Режекция импульсов применена к временной зависимости тока детектора $A(t_i)$, представленной на рис. 2. Поскольку временной интервал между максимумами импульсов 1 и 2 составляет менее 500 нс, импульс 2 заменен отрезком прямой. Без этой процедуры импульс 1 идентифицируется как импульс от нейтрона. Длительность между максимумами импульсов 1 и 3 составляет 930 нс, поэтому временной интервал, на котором выполняется алгоритм идентификации первого импульса, равен $T_N = 930$ нс.

В общем случае форма импульсной характеристики для частиц одного типа будет зависеть от амплитуды регистрируемого импульса. Это объясняется некоторой нелинейностью ф.э.у. (<3%), зависимостью формы импульсной характеристики от величины плотности ионизации, т.е. от энергии регистрируемой частицы. Поэтому для учета зависимости формы импульсной характеристики от амплитуды регистрируемого импульса весь интервал значений регистрируемых амплитуд 1–256 разбивался на пять диапазонов: 15–45, 45–90, 90–150, 150–200, 200–256. В данном случае значения амплитуд выражены в отсчетах осциллографа. Массив зарегистрированных импульсов также распределялся по пяти амплитудным диапазонам. Для каждого диапазона находились свои импульсные характе-

ристики и коэффициенты p_{oi} . При идентификации частицы в сумме S (1) использовались коэффициенты p_{oi} , соответствующие тому амплитудному диапазону, в который попадала амплитуда идентифицируемого импульса.

По массиву импульсов, полученных при регистрации γ -квантов от изотопа ^{137}Cs и нейтронов с энергией 2.5 МэВ от импульсного генератора нейтронов, были построены дифференциальные распределения случайных величин S_γ и S_n , которые приведены на рис. 7. Распределения получены в энергетическом диапазоне 30–800 кэВ. Полуось со значением $S > 0$ соответствует распределение случайной величины S_n , а полуось $S < 0$ – распределение величины S_γ .

Рассматривая величину S_γ как функцию поглощенной энергии E , можно построить распределение событий по величине S_γ для различных интервалов энергии, рассчитать относительные дисперсии R^2 и получить экспериментальную зависимость относительной дисперсии величины $S_\gamma(E)$ от поглощенной энергии E . Диапазон 0–800 кэВ разбивался на 128 интервалов шириной 7 кэВ. Каждый импульс из массива импульсов, полученных при регистрации γ -квантов от изотопа ^{137}Cs , с энергией, попадающей в интервал $(E - \Delta, E + \Delta)$, использовался для построения дифференциального распределения случайной величины S_γ с энергией E . На рис. 8 приведены дифференциальные распределения случайных величин $S_\gamma(E)$, рассчитанные в энергетических интервалах: 38–42, 118–122, 238–242, 358–362, 478–482 кэВ.

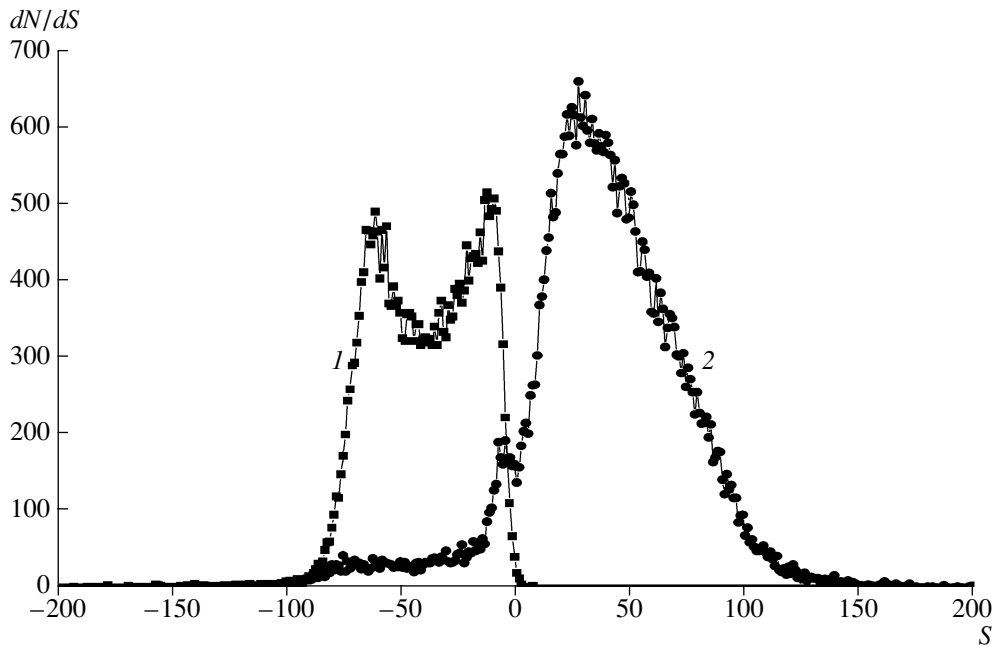


Рис. 7. Дифференциальные распределения случайных величин S_γ и S_n , полученные соответственно при регистрации γ -квантов (^{137}Cs) и излучения импульсного генератора нейтронов с энергией 2.5 МэВ.

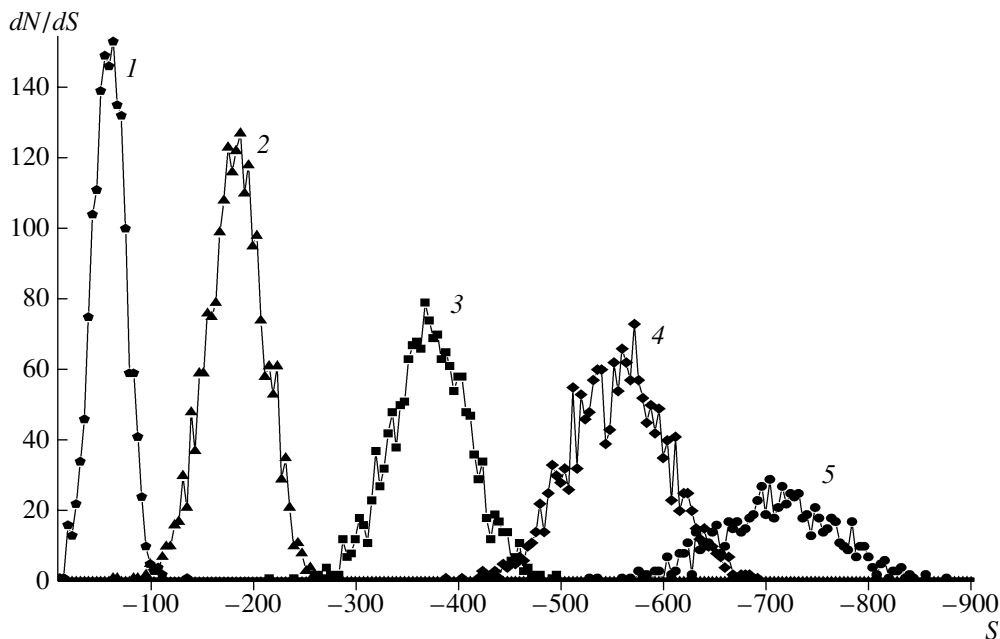


Рис. 8. Дифференциальные распределения случайных величин $S_\gamma(E)$ в энергетических интервалах 38–42 (1), 118–122 (2), 238–242 (3), 358–362 (4), 478–482 кэВ (5), полученные при регистрации γ -квантов от источника ^{137}Cs .

На рис. 9 показана зависимость относительной дисперсии R^2 случайной величины S_γ от величины E^{-1} . Величина R^2 удовлетворительно аппроксимируется линейной функцией (5) с параметрами $R_0 = 0.05$ и $A_S = 14$ кэВ. Полученная экспериментально линейная зависимость относительной диспер-

сии величины $S_\gamma(E)$ от величины E^{-1} подтверждает корректность использования предложенной модели цифровой идентификации и формулы (5).

Представление величины S как функции поглощенной энергии E позволяет ввести в процедуру цифровой идентификации алгоритм, кото-

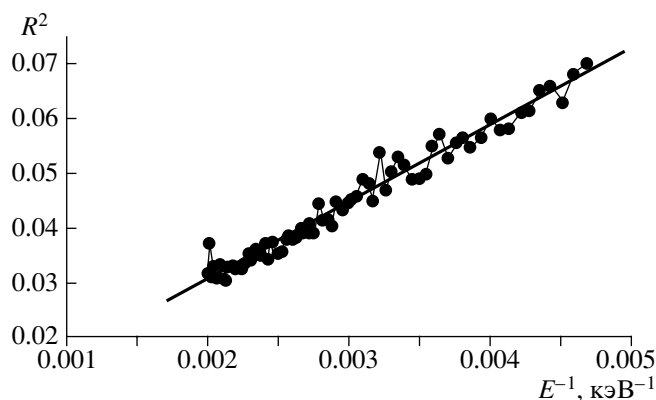


Рис. 9. Зависимость относительной дисперсии R^2 случайной величины S_γ от величины E^{-1} , полученная при регистрации γ -квантов от радиоактивного источника ^{137}Cs .

рый увеличивает коэффициент блокировки γ -квантов и эффективность идентификации нейтронов за счет некоторого увеличения числа отбрасываемых импульсов. В этом алгоритме для каждого зарегистрированного импульса рассчитываются энергия E и величина S . Если $S > 0$, то рассчитываются среднее значение $\bar{S}_n(E)$ и дисперсия $DS_n(E)$. Импульс идентифицируется как импульс, вызванный регистрацией нейтрона, если $S > \bar{S}_n(E) - K\sqrt{DS_n(E)}$, $K = 1-3$, в противном случае импульс отбрасывается. Аналогично, если $S < 0$, то рассчитываются среднее значение $\bar{S}_\gamma(E)$ и дисперсия $DS_\gamma(E)$. Импульс идентифицируется как

импульс, вызванный регистрацией γ -кванта, если $S < \bar{S}_\gamma(E) + K\sqrt{DS_\gamma(E)}$, $K = 1-3$, в противном случае импульс отбрасывается.

На рис. 10 приведены дифференциальные распределения случайных величин $S_\gamma(E)$ и $S_n(E)$ в энергетическом интервале 118–122 кэВ. Здесь же указаны пороговые значения: $S_{\gamma p} = \bar{S}_\gamma(E) + K\sqrt{DS_\gamma(E)}$, $S_{np} = \bar{S}_n(E) - K\sqrt{DS_n(E)}$. Если энергия зарегистрированной частицы попадает в интервал 118–122 кэВ и $S < S_{\gamma p}$ ($S > S_{np}$), то соответствующий импульс идентифицируется как импульс, вызванный регистрацией γ -кванта (нейтрона). Если $S_{\gamma p} < S < S_{np}$, то импульс отбрасывается.

Такая процедура – ее можно назвать S -коррекция – позволила существенно увеличить коэффициент блокировки γ -квантов и эффективность идентификации нейтронов в области низких энергий, 2–35 кэВ, и высоких нагрузок, $>10^5$ импульсов/с.

Таким образом, предлагаемый алгоритм цифровой идентификации частиц состоит из следующих этапов:

- 1) формирование из двух цифровых сигналов первого и второго каналов осциллографа одного, который является цифровой реализацией импульса детектора;
- 2) поиск и определение максимумов (экстремумов) временной зависимости тока детектора $A(t_i)$;
- 3) определение временного интервала для проведения идентификации типа частицы, устранение наложения импульсов (режекция импульсов при необходимости);

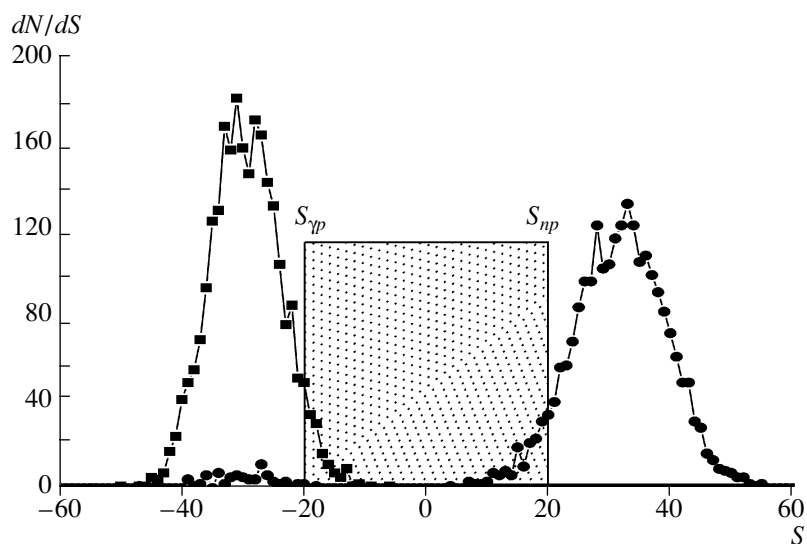


Рис. 10. Дифференциальные распределения случайных величин $S_\gamma(E)$ и $S_n(E)$ в энергетическом интервале 118–122 кэВ. При $S < S_{\gamma p}$ ($S > S_{np}$) импульс идентифицируется как импульс, полученный при регистрации γ -кванта (нейтрона). При $S_{\gamma p} < S < S_{np}$ импульс отбрасывается.

Таблица 1. Экспериментальные значения коэффициента блокировки $K_{\text{бл}}$, эффективности идентификации нейтронов ϵ_n , относительного количества импульсов в нейтронном P_n и гамма P_γ каналах, а также эффективности идентификации ϵ_I , загрузки детектора и общего количества зарегистрированных частиц

Тип излучения (γ , n), источники	Энергетический диапазон, кэВ	$K_{\text{бл}}$	ϵ_n	P_γ	P_n	ϵ_I	Загрузка детектора, импульсов/с	Количество зарегистрированных частиц
γ , ^{137}Cs	30–600	$>10^5$				0.99	$1.0 \cdot 10^3$	$2.3 \cdot 10^5$
		$(1.4 \pm 0.7) \cdot 10^4$ (50%)				0.8	$1.5 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^4$
		$(4.0 \pm 2.0) \cdot 10^3$ (50%)				0.6	$4.0 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^4$
		$(7.5 \pm 1.5) \cdot 10^2$ (20%)				0.35	$5.5 \cdot 10^5$	$4.9 \cdot 10^4$
n , ^{252}Cf	30–800		≥ 0.90			0.99	$1.5 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^5$
n , γ , 2.5 МэВ	30–800			~ 0.10	~ 0.90	0.4	$4.5 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^5$
	30–800			~ 0.10	~ 0.90	0.2	$8.5 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^5$

4) составление суммы $S = \sum_{i=1}^N A(t_i) p_{oi}(t_i)$ и определение ее знака: если $S > 0$, зарегистрированная частица – нейтрон, если $S < 0$, зарегистрированная частица – γ -квант;

5) проведение процедуры S -коррекции для увеличения значений блокировки γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов.

Алгоритм цифровой идентификации был применен к массивам импульсов, полученных при регистрации в энергетических диапазонах 2–35 и 30–800 кэВ γ -квантов (^{133}Ba , ^{137}Cs), нейтронов (^{252}Cf) и излучения импульсного генератора.

Каждой зарегистрированной частице соответствовали две величины: S и Q_p – полный заряд, создаваемый в анодной цепи при регистрации сцинтилляционного импульса. [1, 2] По полному заряду строилось амплитудное распределение зарегистрированных импульсов в γ -канале, если $S < 0$, и в нейтронном, если $S > 0$. Подсчитывалось полное число импульсов NS_n , NS_γ соответственно в нейтронном и γ -каналах.

При регистрации γ -квантов от радиоактивных источников определялся коэффициент блокировки γ -квантов:

$$K_{\text{бл}} = \frac{NS_\gamma}{NS_n}. \quad (9)$$

При регистрации нейтронов от радиоизотопного источника ^{252}Cf определялась эффективность идентификации нейтронов:

$$\epsilon_n = \frac{NS_n}{NS_\gamma + NS_n}. \quad (10)$$

При регистрации излучения импульсного генератора нейтронов с энергией 2.5 МэВ определялось по формуле (10) относительное количество

импульсов P_n и $P_\gamma = 1 - P_n$ соответственно в нейтронном и γ -каналах.

Значения величин $K_{\text{бл}}$, ϵ_n , P_n , P_γ для энергетического диапазона 30–800 кэВ приведены в табл. 1. Здесь же указаны количество зарегистрированных частиц и загрузка детектора, которая определялась как отношение суммарного количества импульсов на осциллограммах к общему времени регистрации. При проведении идентификации в процессе режекции импульсов часть из них отбрасывалась, и определенное количество информации терялось. Для количественной оценки этого процесса можно ввести понятие эффективности идентификации ϵ_I , определяемой как отношение числа импульсов, идентифицированных как нейтроны или γ -кванты, к общему количеству зарегистрированных импульсов [1, 2]. Значения эффективности идентификации также приведены в табл. 1. Данные табл. 1 получены при регистрации γ -квантов (^{137}Cs), нейтронов (^{252}Cf) и излучения импульсного генератора.

На рис. 11 показаны амплитудные распределения импульсов соответственно в γ - и n -каналах, полученные при регистрации γ -квантов от источника ^{137}Cs при загрузке $1.5 \cdot 10^5$ импульсов/с (рис. 11а) и излучения импульсного генератора нейтронов с энергией 2.5 МэВ при загрузке $4.5 \cdot 10^5$ импульсов/с (рис. 11б) и $8.5 \cdot 10^5$ импульсов/с (рис. 11в). Приведенные спектры зарегистрированы в энергетическом диапазоне 30–600 кэВ.

Для энергетического диапазона 2–35 кэВ значения величин $K_{\text{бл}}$, ϵ_n , ϵ_I , P_n , P_γ количество зарегистрированных частиц и загрузка детектора приведены в табл. 2. Данные табл. 2 получены при регистрации γ -квантов (^{133}Ba , ^{241}Am), нейтронов (^{252}Cf) и излучения импульсного генератора.

На рис. 12 показаны амплитудные распределения импульсов соответственно в γ - и n -каналах, полученные при регистрации γ -квантов от источ-

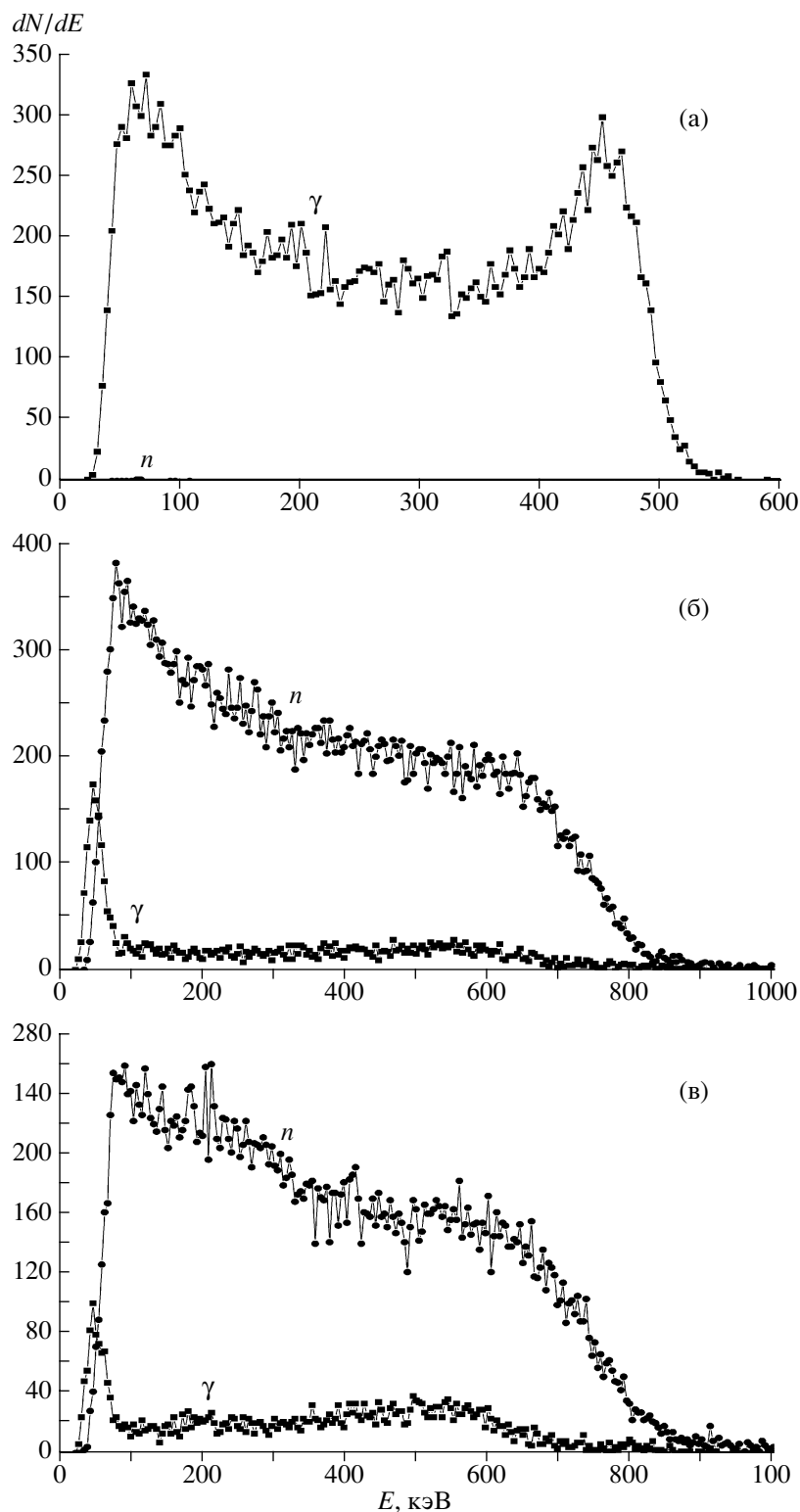


Рис. 11. Амплитудные распределения импульсов в γ - и n -каналах, полученные при регистрации γ -квантов от радиоактивного источника ^{137}Cs при загрузке $1.5 \cdot 10^5$ импульсов/с (а); излучения от импульсного генератора нейтронов с энергией 2.5 МэВ при загрузке $4.5 \cdot 10^5$ импульсов/с (б) и при загрузке $8.5 \cdot 10^5$ импульсов/с (в).

ников ^{133}Ba и ^{241}Am (рис. 12а), нейтронов (^{252}Cf) (рис. 12б) и излучения импульсного генератора нейтронов с энергией 2.5 МэВ при загрузке $2.4 \times$

$\times 10^5$ импульсов/с (рис. 12в). Приведенные спектры зарегистрированы в энергетическом диапазоне 2–35 кэВ.

Таблица 2. Экспериментальные значения коэффициента блокировки $K_{\text{бл}}$, эффективности идентификации нейтронов ϵ_n , относительного количества импульсов в нейтронном P_n и гамма P_γ каналах, а также эффективности идентификации ϵ_I , загрузки детектора и общего количества зарегистрированных частиц

Тип излучения (γ, n), источник	Параметры	Энергетический диапазон, кэВ					ϵ_I	Загрузка, импульсов/с	Количество зарегистрированных частиц
		2–4	4–8	8–14	14–18	18–35			
$\gamma, {}^{133}\text{Ba}, {}^{241}\text{Am}$	$K_{\text{бл}}$	$(3.0 \pm 0.2) \cdot 10^1$ (7%)	$(8.0 \pm 0.6) \cdot 10^1$ (7%)	$(3.0 \pm 0.4) \cdot 10^2$ (12%)	$(1.4 \pm 0.35) \cdot 10^3$ (25%)	$(2.0 \pm 0.7) \cdot 10^3$ (35%)	0.90	$3.0 \cdot 10^3$	$0.85 \cdot 10^5$
$n, {}^{252}\text{Cf}$	ϵ_n	≥ 0.20	≥ 0.45	≥ 0.75	≥ 0.90	≥ 0.95	0.55	$1.5 \cdot 10^4$	$0.65 \cdot 10^5$
$n, 2.5 \text{ МэВ}$	P_n	~ 0.45	~ 0.70	~ 0.85	~ 0.90	~ 0.95	0.40	$2.4 \cdot 10^5$	$0.45 \cdot 10^5$
	P_γ	~ 0.55	~ 0.30	~ 0.15	~ 0.10	~ 0.05			

Анализируя результаты экспериментальных исследований, приведенные в табл. 1 и 2, можно отметить эффективность метода цифровой идентификации нейтронов и γ -квантов в смешанных импульсных полях при очень высокой и быстро меняющейся загрузке детектора. В энергетическом диапазоне 30–800 кэВ при загрузке $\sim 8.5 \times 10^5$ импульсов/с как нейтроны было идентифицировано $\sim 90\%$ ($P_n \approx 0.9$) зарегистрированных импульсов, остальные 10% ($P_\gamma \approx 0.1$) – как γ -кванты. При этом коэффициент блокировки γ -квантов составил $\sim 10^4$ – 10^3 при загрузке $\sim 1.5 \cdot 10^5$ – 5×10^5 импульсов/с, а эффективность идентификации нейтронов превысила ~ 0.9 . Для увеличения коэффициента блокировки γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов использовались переменная длительность интервала T_n идентификации и S -коррекция. Для эффективности идентификации нейтронов указана нижняя граница интервала значений этой величины. Это объясняется тем, что детектор в эксперименте с идентификацией нейтронов источника ${}^{252}\text{Cf}$ регистрирует не только нейтроны, но и сопутствующие γ -кванты. При расчете эффективности идентификации предполагается, что детектор регистрирует только нейтроны (см. ф-лу (10)), поэтому значение эффективности идентификации нейтронов будет больше нижней границы.

В энергетическом диапазоне 2–35 кэВ использование дискриминации по длительности импульса $\tau_{0.5}$, коэффициентов p_{ki} , удовлетворяющих критерию $K2$, и S -коррекции позволило проводить идентификацию импульсов, у которых амплитуда быстрой компоненты соизмерима с амплитудой одноэлектронных шумов ф.э.у. Так, для энергии ~ 10 кэВ значения коэффициента блокировки γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов составили соответственно ~ 300 и ~ 0.75 .

В энергетическом диапазоне 2–35 кэВ относительное количество импульсов P_n в нейтронном канале при регистрации излучения импульсного нейтронного генератора больше, чем эффектив-

ность идентификации нейтронов ϵ_n от радиоактивного источника ${}^{252}\text{Cf}$. Это объясняется тем, что при регистрации излучения импульсного нейтронного генератора осциллограф запускался пусковым детектором только при наличии импульсного нейтронного излучения. При регистрации же излучения от источника ${}^{252}\text{Cf}$ осциллограф мог запускаться импульсами, полученными при регистрации γ -квантов, и шумами ф.э.у. Поэтому количество импульсов, идентифицированных как γ -кванты, при регистрации излучения радиоактивного источника ${}^{252}\text{Cf}$ выше, чем при регистрации излучения импульсного нейтронного генератора.

Основным критерием, который был положен в основу разработки алгоритма цифровой идентификации, являлось получение максимальных коэффициента блокировки γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов при максимальной загрузке детектора. При этом должна обеспечиваться высокая эффективность идентификации, т.е. количество отбрасываемых импульсов должно быть минимально. Требование получения максимального коэффициента блокировки γ -квантов (эффективности идентификации нейтронов) и высокой эффективности идентификации при предельных нагрузках в известной мере противоречиво. Увеличение длительности интервала идентификации и снижение порога обнаружения пиков над средним уровнем тока детектора повышает коэффициент блокировки, но и увеличивает при этом количество отбрасываемых импульсов. Поэтому можно говорить лишь об оптимальном соотношении между коэффициентом блокировки γ -квантов (эффективности идентификации нейтронов), загрузкой детектора и эффективностью идентификации в зависимости от условий задачи измерения.

Примененный алгоритм идентификации обеспечил сравнительно высокую эффективность идентификации: $\sim 40\%$ при нагрузках $4.5 \cdot 10^5$ и 2.4×10^5 импульсов/с в энергетических диапазонах 30–600 и 2–35 кэВ.

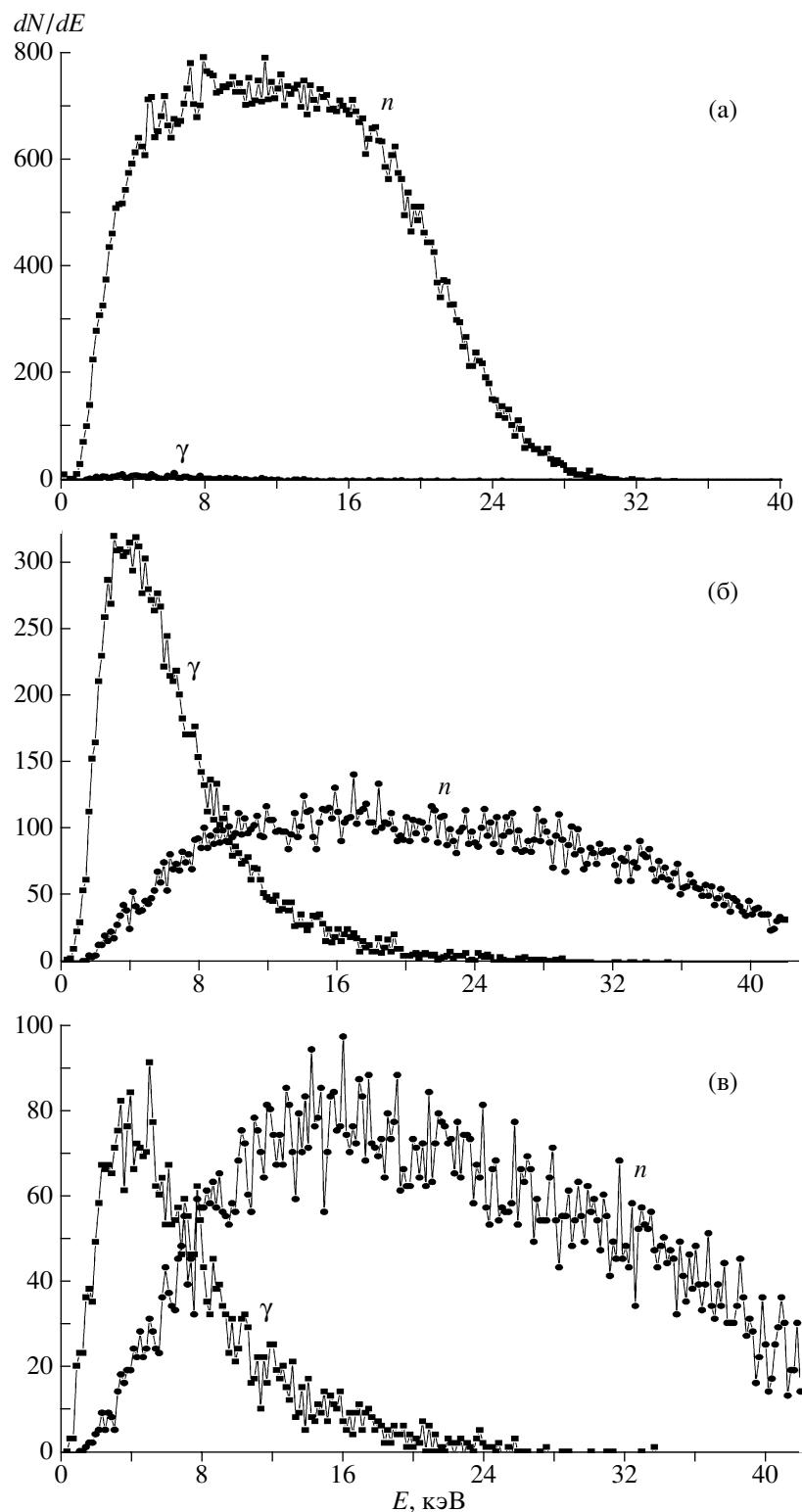


Рис. 12. Амплитудные распределения импульсов в γ - и n -каналах, полученные при регистрации γ -квантов от радиоактивного источника ^{133}Ba (а); нейтронов от радиоактивного источника ^{252}Cf (б); излучения от импульсного генератора нейтронов с энергией 2.5 МэВ при загрузке $2.4 \cdot 10^5$ импульсов/с (в).

Выполнение критерия достижения максимального коэффициента блокировки γ -квантов (эффективности идентификации нейтронов) и высо-

кой эффективности идентификации без дополнительных условий приводит к тому, что форма амплитудного распределения зависит от загрузки

детектора. При увеличении загрузки растет относительное количество отбрасываемых импульсов с малой амплитудой, что приводит к уменьшению таких импульсов в амплитудном распределении. Изображенные на рис. 12 и 13 амплитудные распределения получены при регистрации излучения импульсного генератора нейтронов с нагрузками $4.5 \cdot 10^5$ и $8.5 \cdot 10^5$ импульсов/с, соотношение импульсов при энергиях ~ 100 и ~ 600 кэВ для этих распределений соответственно равны ~ 1.9 и ~ 1.6 . Устранение зависимости формы амплитудного распределения от загрузки детектора не представляется возможным без уменьшения эффективности идентификации и коэффициента блокировки γ -квантов.

Метод цифровой идентификации и измерения амплитудных спектров импульсов можно использовать для определения спектрального состава и плотности потока нейтронов и квантов в смешанных импульсных полях.

ВЫВОДЫ

Результаты исследований показывают, что метод цифровой идентификации нейтронов и γ -квантов по форме импульса в смешанных импульсных полях при очень высокой и быстро меняющейся нагрузке детектора в широком энергетическом диапазоне является весьма эффективным. Использование переменной длительности интервала идентификации, дискриминации по длительности импульса, оптимальных коэффициентов суммирования в алгоритме идентификации и S -коррекции позволило получить относительно высокие значения коэффициента блокировки γ -квантов (эффективности идентификации нейтронов) и эффективности идентификации. Так, при регистрации излучения от импульсного нейтронного генератора в энергетическом диапазоне ~ 30 – 600 кэВ при нагрузке детектора на основе стибена $8.5 \cdot 10^5$ импульсов/с как нейтроны идентифицировано $\sim 90\%$ зарегистрированных импульсов, остальные 10% идентифицированы как γ -кванты. При этом коэффициент блокировки γ -квантов составил $\sim 10^4$ – 10^3 при нагрузке $\sim 1.5 \cdot 10^5$ – $5 \cdot 10^5$ импульсов/с, а эффективность идентификации нейтронов превысила ~ 0.9 . В энергетическом диапазоне 2 – 35 кэВ описанный метод позволил прово-

дить идентификацию импульсов, для которых амплитуда быстрой компоненты соизмерима с амплитудой одноэлектронных шумов ф.э.у. Так, для энергии ~ 10 кэВ значения коэффициента блокировки γ -квантов и эффективности идентификации нейтронов составили соответственно ~ 300 и ~ 0.75 .

Метод цифровой идентификации можно использовать для определения спектрального состава и плотности потока нейтронов и γ -квантов в смешанных импульсных полях, в том числе полях электрофизических установок термоядерного синтеза.

В настоящее время на сайтах некоторых фирм, специализирующихся в области измерительно-информационной техники, появляется информация о разработке измерительных систем на основе быстродействующего а.ц.п. С полосой пропускания 300 МГц, частотой дискретизации 1 ГГц, разрядностью 10 бит, программируемых логических интегральных схем (пис) и *dsp*-процессора. Подобная измерительная система может быть использована для разработки детектирующего устройства с цифровой идентификацией частиц по форме импульса в реальном масштабе времени. Такое детектирующее устройство в классе систем идентификации по форме импульса будет обладать максимальным значением коэффициента блокировки γ -квантов и высокой эффективностью идентификации нейтронов в широком энергетическом диапазоне при предельных нагрузках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прокуронов М.В., Голубев А.А., Демидов В.С. и др. // ПТЭ. № 2. 2006. С. 7.
2. Прокуронов М.В., Голубев А.А., Демидов В.С. и др. Препринт № 11–04 ИТЭФ. М., 2004.
3. Kaschuck Y., Esposito B. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research Section A. 2005. V. 551. № 2–3. P. 420.
4. Gatti E., de Martini F. // Nucl. Electronics. I.A.E.A. Vienna, 1962. № 2. P. 265.
5. Галунов Н.З., Семиноженко В.П. Теория и применение радиолуминесценции органических конденсированных сред. Киев: Наукова думка, 1997.
6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1978.