

УДК 539.1.074.8

ДИСКРИМИНАЦИЯ ЧАСТИЦ ПО ФОРМЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ИМПУЛЬСА В ДИАПАЗОНЕ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ (6–100 кэВ ПО ЭЛЕКТРОНАМ) С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛИНЕЙНЫХ ФИЛЬТРОВ

© 2012 г. С. С. Вербицкий, В. Н. Емохонов, А. М. Лапик*, А. В. Русаков*, Г. В. Солодухов*, М. А. Тиканов, А. Н. Целебровский, А. А. Шилаев

Институт энергетических проблем химической физики РАН

Россия, 119334, Москва, Ленинский просп., 38, корп. 2

E-mail: verbitvs@gmail.com

**Институт ядерных исследований РАН*

Россия, 117312, Москва, В-132, просп. 60-летия Октября, 7а

Поступила в редакцию 27.06.2011 г.

Рассматривается использование линейных фильтров для дискриминации частиц по форме сцинтилляционного импульса. Методом Монте-Карло смоделирован процесс разделения частиц с учетом гиперболического закона затухания медленной компоненты и энергозависимости ее относительного вклада. Получены значения наилучшего разделения частиц, достижимые с помощью данной методики, в предположении нулевых шумов ф.э.у. и электроники. Показано, что разделение частиц по форме импульса с помощью линейных фильтров, в отличие от методики пересечения нуля, может обеспечивать подавление γ -фона на уровне 10^{-4} при энергии частиц вплоть до 12 кэВ электронного эквивалента. Для энергий <24 кэВ целесообразно увеличивать время накопления сигнала до нескольких микросекунд.

Дискриминацию частиц по форме импульса (д.ф.и.) применяют в исследованиях спектров прямых и запаздывающих нейтронов в исследованиях электро- и фотоядерных реакций [1], в астрофизических исследованиях [2], а также для разработки средств обнаружения и контроля за несанкционированным перемещением делящихся и радиоактивных материалов [3, 4].

Во всех этих приложениях требуется обеспечить два взаимно противоречащих требования: в области возможно низких энергий максимально подавить присутствующий естественный фон γ -квантов и мюонов.

С понижением энергии частиц уменьшается число фотонов в сцинтилляции, и качество распознавания принадлежности частицы к фону или эффекту неизбежно ухудшается.

В работе [5] проанализирована возможность дискриминации при малом числе фотонов широко используемого варианта д.ф.и., основанного на регистрации времени пересечения нулевого уровня сформированным на RC -цепочках сигналом. По экспериментальным данным в этой работе получена уточненная зависимость от энергии вклада гиперболически спадающей (медленной) части сцинтилляции в полный световыход и показано, что при общем числе фотонов в сцинтилляции <200 разделение частиц с ее помощью становится недостаточно надежным из-за статистических флуктуаций формы сигнала.

В работах [6, 7] рассмотрены методы разделения частиц, основанные на использовании разницы формы сцинтилляций, вызванных нейтронами и γ -квантами. Показано, что алгоритм, основанный на сравнении интенсивностей быстрой и медленной компонент сцинтилляций, обладает наилучшим качеством распознавания принадлежности сцинтилляции к одному из этих двух видов и сохраняет эффективность при существенно меньших (до 24–50) числах фотонов в сцинтилляции. В весьма общих предположениях относительно формы сигнала от сцинтилляций в [6, 7] представлено построение эффективного алгоритма и применение такого оптимального фильтра, который минимизирует перекрытие наборов значений численных характеристик формы сигнала от нейтронных и γ -сцинтилляций, возникающее из-за статистических флуктуаций.

Однако при анализе возможностей алгоритма использовалась аппроксимация закона затухания медленной компоненты сцинтилляции одной или несколькими экспонентами и не учитывалась зависимость ее относительного вклада от энергии. Кроме того, используемая аппроксимация не соответствует экспериментальным данным [8, 9].

Заметим, что указанная выше аппроксимация эквивалентна предположению, что после 1–2 мкс медленная компонента сцинтилляции, содержащая основную информацию о типе частицы, практически затухает, и ее дальнейшая регистра-

ция не может привести к улучшению разделения частиц. Однако, как известно, медленная компонента затухает по гиперболическому закону, и, следовательно, удлинение времени регистрации сцинтилляции в принципе может улучшить качество разделения.

Данная работа посвящена анализу существующих ограничений качества разделения частиц для органических сцинтилляторов с помощью линейных фильтров в области малых (<100 кэВ по электронам) энергий с учетом гиперболического закона затухания медленной компоненты сцинтилляции и энергетической зависимости относительного вклада медленной компоненты нейтронных сцинтилляций в полный световой выход.

Введем следующие обозначения:

$I_f(t) \sim \exp(-t/\tau_f)$ – зависимость от времени яркости свечения быстрой компоненты; для стильбена, например, постоянная времени $\tau_f \sim 6$ нс – время жизни синглетных экситонов [8], и, естественно, оно одинаково для частиц обоих типов;

$I_s(t) \sim 1/(\tau_{sh} + t)^m$ – зависимость от времени яркости свечения для медленной компоненты, связанной с парными столкновениями триплетных экситонов, где τ_{sh} – параметр, связанный с начальной плотностью экситонов в треке в момент его создания [10], а параметр m находится обычно в интервале 1–2 [8, 11].

Полная зависимость яркости сцинтилляции для частиц обоих типов с учетом их энергий может быть описана выражениями

$$I_\gamma(E_\gamma, t) = A_\gamma I_f(t) + B_\gamma I_s(t), \quad (1)$$

$$I_n(E_n, t) = A_n I_f(t) + B_n I_s(t), \quad (2)$$

A_γ, B_γ, A_n и B_n введены для описания зависимости от энергии полного световыхода и учета относительного вклада быстрой и медленной компонент сцинтилляции. Их экспериментальное определение проведено в работе [5].

Для создания линейного фильтра, аналогичного описанному в [6, 7] (будем называть его фильтром Гатти), из функций $I(E_\gamma, t)$ и $I(E_n, t)$ формируется набор дискретных массивов с шагом по времени $t = 1$ нс на интервалах $(0 - T_{tot})$, значения T_{tot} выбраны в диапазоне 1– 10^4 нс.

Энергии E_n подобраны такими, чтобы полный световой выход сцинтилляций совпадал с выбранными световыми выходами сцинтилляций с энергиями E_γ . Массивы нормируются так, чтобы сумма их компонент в интервале времени T_{tot} равнялась 1.

Затем из них формируются величины следующего вида:

$$g(T_{tot}, E_\gamma, t) = [I_\gamma(T_{tot}, E_\gamma, t) - I_n(T_{tot}, E_n, t)] / [I_\gamma(T_{tot}, E_\gamma, t) + I_n(T_{tot}, E_n, t)], \quad (3)$$

$g(T_{tot}, E_\gamma, t)$ – дискретное представление линейного фильтра Гатти в форме массива значений для временного шага 1 нс и интервала T_{tot} регистра-

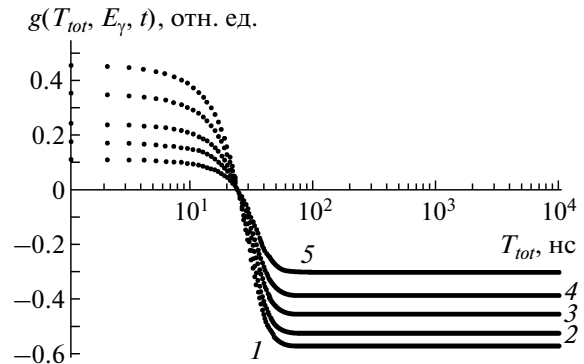


Рис. 1. Фильтры Гатти для постоянного вклада медленной компоненты 20% у γ -квантов и 73, 60, 54, 45 и 37% у нейтронов – кривые 1–5, соответственно, при постоянном времени регистрации $T_{tot} = 10$ мкс.

ции света от сцинтилляции для полного световыхода, соответствующего E_γ .

Поскольку полное время регистрации света может варьироваться, фильтры Гатти получены для всех комбинаций полных времен регистрации T_{tot} сцинтилляций и энергий E_γ , использованных в расчетах.

На рис. 1 приведены зависимости величины $g(T_{tot}, E_\gamma, t)$ от времени для фильтров, полученных для $T_{tot} = 10^4$ нс.

Сравнение фильтров Гатти, рассчитанных для максимального времени измерения сигнала (10 мкс) при нескольких значениях величины вклада медленной компоненты во всем рабочем интервале, показывает, что отличие формы фильтров Гатти сводится, в основном, к следующему. С увеличением процентного вклада медленной компоненты в полный световой выход абсолютное значение функции $g(T_{tot}, t)$ увеличивается. Так, на рис. 1 видно, что абсолютное значение функции $g(T_{tot}, t)$ в области положительных значений (при малых временах) увеличивается в ≥ 4 раза, а при больших временах при выходе на постоянные отрицательные значения увеличивается в ≤ 2 раза.

Учет статистических флуктуаций выполнен, как и в [5], следующим образом. Для экспоненциально и гиперболически спадающих компонент сцинтилляций созданы две производящие функции с шагом 1 нс: первая генерирует спадающую экспоненту во временном интервале 0– $30\tau_f$, вторая – гиперболу в интервале 0– 10^4 нс. Длительность интервала генерации быстрой компоненты выбрана такой, чтобы и вклад быстрой компоненты за пределом этого интервала, и отношение интенсивности быстрой компоненты к интенсивности медленной компоненты в конце этого интервала были пренебрежимо малы. С использованием этих образующих функций сгенерированы наборы по 12000 кинетических кривых световыхо-

Таблица 1. $M_{n\gamma}$ для оптимальных и неоптимальных фильтров Гатти в зависимости от числа фотоэлектронов при времени регистрации 600 нс

Число фотоэлектронов	$M_{n\gamma}$		
	Оптимальный	73%	37%
12	0.640	0.631	0.624
24	0.852	0.852	0.849
50	1.085	1.085	1.080
80	1.296	1.294	1.289
100	1.380	1.373	1.364
200	1.810	1.804	1.800

дов сцинтилляций для частиц в диапазоне энергий 6–100 кэВ электронного эквивалента.

Алгоритм применения линейного фильтра для распознавания частиц сводится к следующему. Сцинтилляции представлены в виде набора количества фотоэлектронов, приходящихся на интервалы в одну наносекунду за полное время регистрации. Эти наборы математически представляют собой векторы. Фильтр – вектор с таким же числом компонент. Величина скалярного произведения этих двух векторов принята за величину характеристического признака. Для классификации сцинтилляций по типу численное значение характеристического признака используют следующим образом: если его величина больше некоторого порогового значения, сцинтилляция распознается как нейтронная, а если меньше – как γ -сцинтилляция.

Качество разделения в работах, посвященных д.ф.и., часто характеризуют с помощью параметра $M_{n\gamma}$. Его вычисляют следующим образом. Для набора сцинтилляционных кинетик получают гистограмму значений характеристического признака, затем вычисляют Med_n и Med_γ – средние из значений в нейтронном и γ -пиках и $FWHM_n$ и $FWHM_\gamma$ – их ширины на полувысоте. Величину $M_{n\gamma}$ определяют соотношением

$$M_{n\gamma} = (Med_n - Med_\gamma) / (FWHM_n + FWHM_\gamma). \quad (4)$$

В табл. 1 приведены значения параметра $M_{n\gamma}$, полученные в зависимости от числа фотоэлектро-

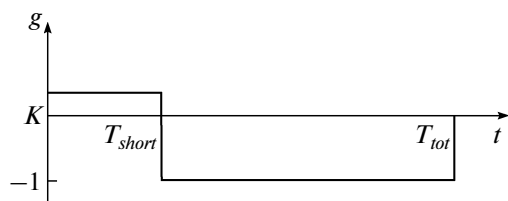


Рис. 2. Ступенчатая аппроксимация фильтра Гатти.

нов для трех вариантов. Во всех вариантах наборы сцинтилляционных кинетических кривых учитывали процент вклада медленной компоненты. В первом для каждого значения полного световыхода использовали фильтры Гатти, соответствующие вкладу медленной компоненты тех распределений, с которыми проводили анализ. Во втором варианте обработки использовали один и тот же фильтр Гатти, который соответствовал для нейтронных сцинтилляций постоянному вкладу медленной компоненты в 37%, т.е. как если бы все нейтронные сцинтилляции имели форму, характерную для протонов отдачи с энергиями ~8–9 МэВ. В третьем варианте также использовали один и тот же фильтр Гатти, но он соответствовал нейтронным сцинтилляциям с постоянным вкладом медленной компоненты в 73%, т.е. как если бы все нейтронные сцинтилляции имели форму, свойственную им при энергиях ~6 кэВ в электронном эквиваленте.

Из табл. 1 видно, что качество разделения частиц, определенное для статистически оптимального фильтра и неоптимальных фильтров, отличается незначительно. В связи с такой невысокой чувствительностью качества разделения к форме фильтра можно предположить, что возможна замена фильтра Гатти на значительно более простой в реализации ступенчатый фильтр.

Для проверки выбрана аппроксимация фильтра Гатти ступенькой с двумя константами для короткой (длительностью T_{short} , равной нескольким длительностям быстрой компоненты в стильбене) и длинной (равной интервалу $T_{short} - T_{tot}$) частот (рис. 2). Значение функции g на длинном участке выбирали равным -1 для всех фильтров.

На короткой части значение функции g , равное константе K , подбирали таким, чтобы скалярное произведение этой дискретной функции и оцифрованных сцинтилляционных кинетических кривых нейтронной и γ -сцинтилляций давало в среднем величины противоположного знака и равные по модулю.

На рис. 3 приведены расчетные значения параметра $M_{n\gamma step}$ в зависимости от момента смены знака T_{short} в ступенчатом фильтре Гатти для различных времен регистрации T_{tot} для 24 фотонов. Отметим, что для всех полных времен регистрации эти зависимости имеют широкий слабый максимум, при котором достигается оптимум качества разделения частиц $M_{n\gamma step}$. Значения времени смены знака T_{short} в ступенчатых фильтрах, при котором достигается максимум качества разделения частиц $M_{n\gamma step}$, составляли ~27 нс для всех времен регистрации.

В табл. 2 приведены результаты расчетов параметров $M_{n\gamma step}$ и $M_{n\gamma smooth}$ при использовании фильтров Гатти обоих вариантов для одинаковых значений вклада медленной компоненты и для тако-

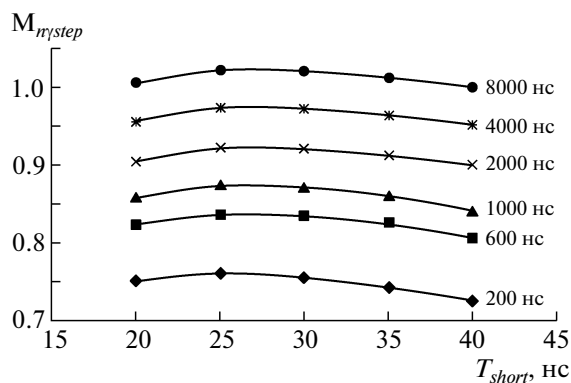


Рис. 3. Значения параметра M_{nystep} в зависимости от времени смены знака T_{short} в ступенчатом фильтре Гатти для различных полных времен регистрации 200–8000 нс при полном числе фотонов 24.

го же интервала чисел фотонов, образующих сцинтилляцию. Видно, что различие между результатами расчетов M_{nystep} и $M_{nysmooth}$ при малых числах фотоэлектронов незначительны. Ввиду этого ступенчатую аппроксимацию фильтра Гатти при очень незначительном снижении качества разделения можно использовать для уменьшения объема и времени обработки экспериментальных данных.

Известно, что в подобных измерениях важны еще два параметра: K_{rej}^γ — степень подавления γ -фона; K_{lost}^n — доля пропущенных нейтронов [5, 10].

На рис. 4а и рис. 4б приведены результаты моделирования зависимости K_{lost}^n в относительных величинах, полученные при использовании статистически оптимального фильтра Гатти и ступенчатой аппроксимации фильтра Гатти.

Как видно из сравнения рис. 4а и рис. 4б, применение ступенчатой аппроксимации фильтра дает увеличение величины потери нейтронов при одинаковых величинах подавления γ -квантов в области энергий 6–50 кэВ в электронном эквиваленте по сравнению с использованием методики регистрации оптимального фильтра Гатти всего в 1.1–1.5 раза. При энергиях >50 кэВ величина K_{lost}^n для обоих фильтров становится $<10^{-4}$. Таким образом, замена статистически оптимального фильтра Гатти на ступенчатый фильтр практически не ухудшает качество разделения частиц и позволяет использовать в экспериментальных установках значительно более простую электронику.

На рис. 5 приведены результаты из работы [5], полученные для этих же параметров K_{lost}^n и K_{rej}^γ для методики регистрации пересечения сигналом нулевого уровня. Сравнение рис. 4 и рис. 5 показывает, что использование фильтров Гатти дает выигрыш в подавлении γ -квантов в области энергий

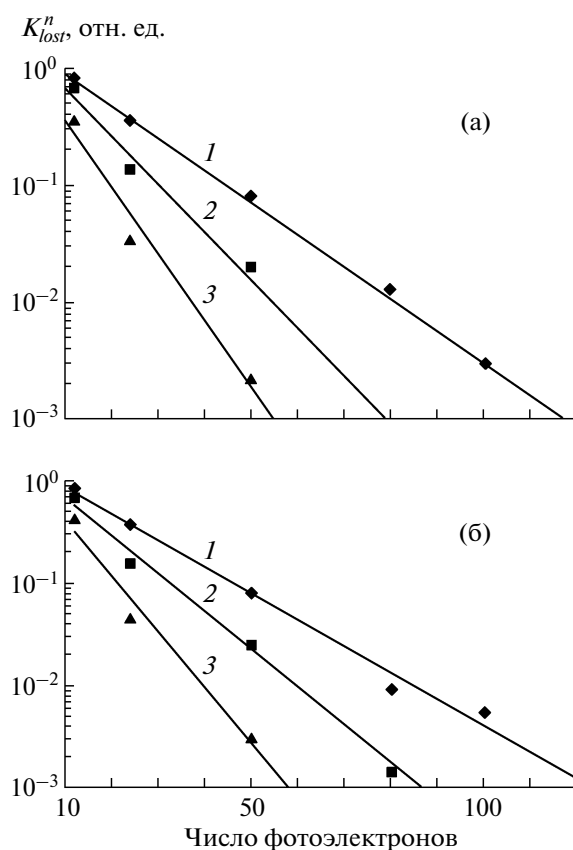


Рис. 4. Зависимости K_{lost}^n для оптимального фильтра Гатти (а) и ступенчатой аппроксимации фильтра Гатти (б) при времени регистрации 600 нс от числа фотоэлектронов. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $K_{rej}^\gamma = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ [данная работа].

6–50 кэВ в электронном эквиваленте при одинаковых потерях нейтронов больше, чем на порядок, по сравнению с методикой регистрации пересечения нулевого уровня.

Дополнительная возможность получения достаточно хорошего качества разделения сцинтилляций при малых энергиях, несмотря на малый

Таблица 2. M_{nystep} и $M_{nysmooth}$ при $T_{short} = 30$ нс и $T_{tot} = 600$ нс

Число фотоэлектронов	$M_{nysmooth}$	M_{nystep}
12	0.640	0.538
24	0.852	0.828
50	1.085	1.057
80	1.296	1.251
100	1.380	1.353
200	1.810	1.759

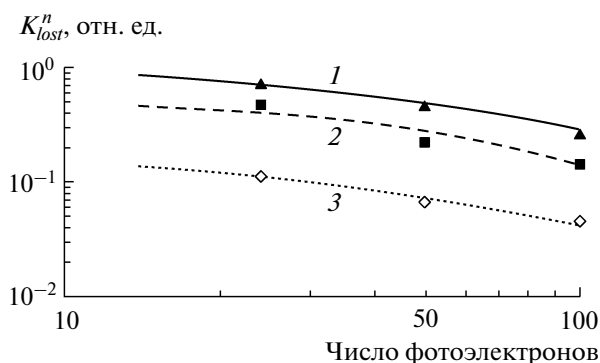


Рис. 5. Зависимости K_{lost}^n при использовании методики регистрации пересечения нулевого уровня. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $K_{rej}^\gamma = 10^{-4}$, 10^{-3} , 10^{-2} [5].

световыход (десятки фотонов), связана с тем, что высвечивание медленной компоненты происходит по гиперболическому закону. При увеличении времени регистрации также возрастает число зарегистрированных фотонов от медленной компоненты. Это продемонстрировано с помощью моделирования для энергии сцинтилляции 12 кэВ в электронном эквиваленте.

На рис. 6 приведена зависимость доли пропущенных нейтронов K_{lost}^n в относительных величинах от времени регистрации в интервале времен регистрации 200–8000 нс при использовании оптимального фильтра Гатти и ступенчатой аппроксимации фильтра Гатти.

Отметим, что для обоих вариантов фильтра при одинаковых временах регистрации значения $M_{rysmooth}$ и M_{rystep} отличаются незначительно. А вот для различных времен регистрации при одинаковых величинах K_{rej}^γ подавления γ -квантов доля пропущенных нейтронов K_{lost}^n отличается почти на порядок величины. Это связано с тем, что медленная компонента спадает по гиперболическому закону до времен ~ 50 мкс [9]. Поэтому суммарный зарегистрированный световыход растет до этих же времен, и за счет этого уменьшается перекрытие между γ - и нейтронными распределениями. Увеличение времени регистрации возможно при условии невысоких загрузок и достаточно низкого уровня шумов в электронном тракте. Вкладом темновых шумов у высококачественных ф.э.у. (обычная скорость темновых однофотонных импульсов ~ 100 Гц) можно пренебречь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При моделировании форма сцинтилляционного импульса представлена в виде суммы экспо-

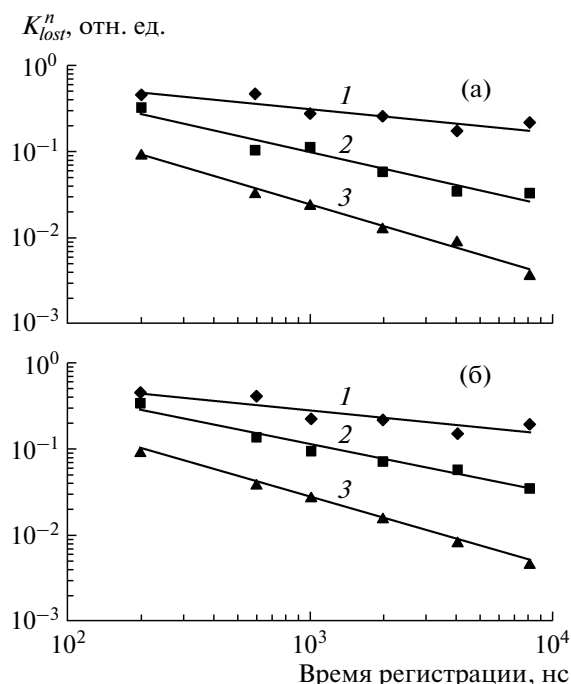


Рис. 6. Результаты моделирования для энергии сцинтилляции 12 кэВ в электронном эквиваленте и интервала времен регистрации 200–8000 нс при использовании оптимального фильтра Гатти (а) и ступенчатого фильтра (б). Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $K_{rej}^\gamma = 10^{-4}$, 10^{-3} , 10^{-2} .

ненты и гиперболы. Соотношение этих компонент рассчитано по экспериментальным данным в диапазоне 0.3–4 МэВ электронного эквивалента и затем экстраполировано в область более низких энергий вплоть до 6 кэВ.

С использованием этой зависимости и метода Монте-Карло смоделирован процесс разделения частиц с помощью линейных фильтров с учетом энергетической зависимости формы сцинтилляции. Получены значения наилучшего разделения частиц, достижимые с помощью данной методики в предположении нулевых шумов ф.э.у. и электроники. Показано, что разделение частиц по форме импульса при использовании обоих вариантов методики разделения частиц с помощью линейных фильтров может обеспечивать подавление γ -фона на уровне 10^{-3} при энергии частиц до 50 кэВ электронного эквивалента. При этих энергиях применение методики регистрации момента пересечения нулевого уровня значительно менее эффективно, чем разделение частиц с помощью линейных фильтров. Показано, что в области энергий < 50 кэВ электронного эквивалента при использовании методики на основе линейных фильтров, в том числе и фильтра Гатти, время регистрации целесообразно увеличивать до нескольких микросекунд. Ступенчатую аппроксима-

цию фильтра Гатти при незначительном снижении качества разделения целесообразно использовать для упрощения регистрирующей аппаратуры и алгоритма обработки экспериментальных данных.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ по проектам № 01-02-16478, № 03-02-16931 и № 07-02-000037.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вербицкий С.С., Емохонов В.Н., Лапик А.М. и др.* // ЯФ. 2009. Т. 72. № 3. С. 420.
2. *Cai B., Boulay M., Duncan F. et al.* // American Phys. Soc. APS April Meeting. April 14–17. 2007. Abstract #E14.007
3. *Вербицкий С.С., Емохонов В.Н., Лапик А.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. Энергетика. 2007. № 6. С. 140.
4. *Вербицкий С.С., Емохонов В.Н., Лапик А.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 57. № 11. С. 134.
5. *Вербицкий С.С., Емохонов В.Н., Лапик А.М. и др.* // ПТЭ. 2010. № 3. С. 55.
6. *Gatti E., De Martini F.* // Nucl. Electron. 1962. IAEA Wilen. V. 2. P. 265.
7. *Gatti E., Cottini C., Donati S. et al.* // Energia Nucl. 1970. V. 17. № 1. P. 34
8. *Галунов Н.З., Семиноженко В.П.* Теория и применение радиолюминесценции органических конденсированных сред. Киев: Наук. думка, 1997.
9. *Bollinger L.M., Thomas G.E.* // Rev. Sci. Instrum. 1961. V. 32. № 9. P. 1044.
10. *Вербицкий С.С., Витухновский А.Г., Выслоух В.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 3. С. 144.
11. *Прокуронов М.В., Голубев А.А., Демидов В.С. и др.* // ПТЭ. 2006. № 2. С. 67.