

УДК 539.1.074; 539.165

ДОСТОВЕРНОСТЬ ИДЕНТИФИКАЦИИ МНОГОТОЧЕЧНЫХ СОБЫТИЙ В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА ИСПОЛЬЗУЕМОГО ДЛЯ ПОИСКА 2К-ЗАХВАТА

С.И. Панасенко, С.С. Раткевич

*Физико-технический факультет, Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина*

Поступила в редакцию 1 сентября 2009 г.

Экспериментально показана возможность идентификации многоточечного события при одновременной регистрации характеристического кванта и Оже-электронов в большом газовом однопровитном цилиндрическом счетчике высокого давления. Описывается алгоритм анализа формы импульса и метод подавления шумовой компоненты токовых сигналов от счетчика, используемого в экспериментах по поиску двойного К-захвата в изотопах инертных газов ^{78}Kr и ^{124}Xe . Описана методика разделения одно-, двух- и трёх-точечных событий и определения величины заряда, выделившегося в отдельных точечных кластерах, составляющих сложное событие в детекторе. Применение многомасштабного анализа сигналов с использованием вейвлет-фильтров Добеши позволяет в 3-4 раза повысить чувствительность и разрешающую способность выделения многоточечных событий в детекторе.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: пропорциональный счетчик, двойной бета-распад, 2К-захват, форма импульса, вейвлет-фильтры Добеши.

VALIDITY OF IDENTIFICATION OF MULTIDOT EVENTS IN A PROPORTIONAL COUNTER OF LARGE VOLUME IN THE EXPERIMENTAL SEARCH OF 2K-CAPTURE

S.I. Panasenko, S.S. Ratkevich

V. N. Karazin Kharkiv National University, 61077, Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

The possibility of identification of multidot event is observationally shown at simultaneous recording characteristic quantum and Auger-electrons in large low-background the single-wire cylindrical counter of a high pressure. The analysis algorithm of a pulse shape and a method of inhibition the noise components of current signals from the counter used in experiments on search of 2K-capture in isotopes of noble gases ^{78}Kr and ^{124}Xe presented. Both the technique of separation of single- and multi-point events and the method to identify the multiple energy deposits use the timing information of the electrical response of the detector. Using the Daubechies' wavelets in multiresolutional wavelet analysis of signals allows us to increase energy resolution and efficiency of extraction of multi-point events from single-point dominated samples in the detector by 3-4 times.

KEY WORDS: proportional counter, double beta decay, 2K- capture decay mode, pulse shape analysis, Daubechies wavelet.

ДОСТОВІРНІСТЬ ІДЕНТИФІКАЦІЇ БАГАТОТОЧКОВИХ ПОДІЙ В ПРОПОРЦІЙНОМУ ЛІЧІЛЬНИКУ ВЕЛИКОГО ОБ'ЄМУ ВИКОРИСТОВУВАНОВОГО ДЛЯ ПОШУКУ 2К-ЗАХВАТА

С.І. Панасенко, С.С. Раткевіч

*Фізико-технічний факультет, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
пл. Свободи, 4, м. Харків, 61077, Україна*

Експериментально показана можливість ідентифікації багатоточкової події при одночасній реєстрації характеристичного кванта і Оже-електронів у великому газовому однопровитному циліндровому лічильнику високого тиску. Представлені алгоритм аналізу форми імпульсу і метод придушення шумової компоненти струмових сигналів від лічильника, використовуваного в експериментах з пошуку подвійного К-захвата в ізотопах благородних газів ^{78}Kr і ^{124}Xe . Описана методика розділення одно-, двух- і трьох-точкових подій і визначення величини заряду, що виділився в окремих компонентах, які становлять складну подію в детекторі. Вживання багатомасштабного аналізу сигналів з використанням вейвлет-фільтрів Добеши дозволяє в 3-4 рази підвищити чутливість і роздільну здатність виділення багатоточкових подій в детекторі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: пропорційний лічильник, подвійний бета-розпад, 2К-захват, форма імпульсу, вейвлет-фільтри Добеши.

К настоящему времени существование нейтринных осцилляций окончательно подтверждено на нейтринных телескопах SNO [1] и KamLAND [2], что возможно лишь при ненулевой массы у нейтрино. Эти эксперименты однозначно свидетельствуют о существовании новых физических явлений за пределами современной теории элементарных частиц, так называемой Стандартной Модели, в которой рассматриваются безмассовые нейтрино. Наблюдение осцилляций нейтрино резко повысило интерес к поискам безнейтринного двойного бета-распада атомных ядер ($2\beta 0\nu$), поскольку эти эксперименты чувствительны к природе этой частицы (нейтрино Майораны или Дирака). Результаты осцилляционных экспериментов определяют только разности масс различных типов нейтрино, тогда как наблюдение $2\beta 0\nu$ -распада может фиксировать абсолютную шкалу и иерархию масс.

Основные успехи в области исследования процессов двойного бета-распада связаны с регистрацией двухнейтринной моды $\beta\beta$ -распада ($2\beta 2\nu$). Этот процесс обнаружен уже у десяти ядер [3,4]. Полученный ряд данных для двухнейтринной моды позволяет провести прямое сравнение различных моделей ядерной структуры, оп-

ределяющих правильность расчетов ядерных матричных элементов $|M^{2\nu}|$, и отобразить наиболее точную. Несмотря на то, что прямая корреляция между значениями ядерных матричных элементов (ЯМЭ) для двухнейтринной и безнейтринной мод $\beta\beta$ -распада отсутствует, используемые методы расчета $|M^{2\nu}|$ и $|M^{0\nu}|$ близки и единственная возможность оценить их точность при расчёте $|M^{0\nu}|$ появляется только при сравнении результатов измерений и расчетов вероятности $2\beta(2\nu)$ -распада.

Можно ожидать, что накопление экспериментальной информации о других типах 2β -переходов ($2\beta^+$, $K\beta^+$ и $2K$ -процессы) позволит существенно повысить качество расчетов ЯМЭ как для 2ν -, так и для 0ν -распадов. В настоящее время прилагаются большие усилия для поиска таких процессов [5,6,7], несмотря на то что $2\beta^+(2\nu)$ - и $K\beta^+(2\nu)$ -моды сильно подавлены по сравнению с $2\beta(2\nu)$ -распадом из-за кулоновского барьера для позитронов и существенно меньшей кинетической энергии, реализуемой в таких переходах. Для $2K(2\nu)$ -распада позитроны в конечном состоянии отсутствуют, а кинетическая энергия перехода может быть достаточно большой (до 2,8 МэВ), что определяет повышенную вероятность распада. Однако этот процесс также трудно детектировать, поскольку в нем доступно для регистрации только характеристическое излучение.

Согласно теоретическим оценкам работы [8] периоды полураспада изотопов ^{78}Kr и ^{124}Xe относительно двойного двухнейтринного электронного захвата равны соответственно $3,7 \cdot 10^{22}$ лет и $2,9 \cdot 10^{21}$ лет. Расчеты работы [9] дают величины $3,7 \cdot 10^{21}$ лет и $3,9 \cdot 10^{23}$ лет. Приведенные значения заметно отличаются между собой. Чувствительность современных низкофоновых установок позволяет достичь уровня этих теоретических предсказаний и проверить правильность обеих моделей [10,11].

Целью настоящей работы является экспериментальное решение двух задач. Первая – определить достоверность выделения многоточечных событий в большом медном однонитяном пропорциональном счетчике высокого давления, предназначенного для поиска событий $2K$ -захвата в ^{78}Kr и ^{124}Xe . Вторая – оценить эффективность определения зарядов выделившихся в отдельных компонентах сложного события с малым энерговыделением, зашумленного внешними наводками и собственным шумом измерительного тракта.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Основной вклад в процесс двойного электронного захвата дает захват двух электронов с K -оболочки атома. Образовавшиеся при этом дочерние изотопы $^{78}\text{Se}^{**}$ и $^{124}\text{Te}^{**}$ будут иметь дважды ионизованные K -оболочки. Из данных работы [12] можно сделать вывод, что доля событий $2K$ -захвата от полного числа ee -захватов составляет 78,6% для ^{78}Kr и 76,7% для ^{124}Xe . Энергию и вид излучений, сопровождающих процесс заполнения вакансий, можно определить исходя из предположения о том, что заполнение двойной вакансии на одной K -оболочке эквивалентно одновременному заполнению двух одиночных вакансий. Вакансия на K -оболочке заполняется электроном с вышележащих оболочек. При этом разница энергий связи электрона на K -оболочке (K_{ab}) и на исходной оболочке выделяется в виде характеристического рентгеновского кванта (рентгеновская флуоресценция) и/или передается каскаду Оже-электронов в комбинации с характеристическими квантами от заполнения новых вакансий на вышележащих оболочках.

Выходы флуоресценции ω_K для ^{78}Se и ^{124}Te равны соответственно 0,596 и 0,857 [13]. Энергии K_{ab} для Se и Te равны 12,65 кэВ и 31,81 кэВ. Энергии и относительные интенсивности характеристических линий K -серии для ^{78}Se равны $K_{\alpha 1}=11,22$ кэВ (100%), $K_{\alpha 2}=11,18$ кэВ (52%), $K_{\beta 1}=12,49$ кэВ (21%), $K_{\beta 2}=12,65$ кэВ (1%); для ^{124}Te - $K_{\alpha 1}=27,47$ кэВ (100%), $K_{\alpha 2}=27,20$ кэВ (53%), $K_{\beta 1}=30,99$ кэВ (31%), $K_{\beta 2}=31,70$ кэВ (7,4%) [13].

При заполнении двух вакансий на K -оболочке Se вероятность снятия возбуждения только Оже-электронами ($e_a e_a$), одним характеристическим квантом и Оже-электронами ($e_a K$), двумя характеристическими квантами и Оже-электронами малой энергии (KK) равны соответственно 0,163; 0,482; 0,355. Для ^{124}Te эти вероятности равны соответственно 0,020; 0,246 и 0,734. По этим данным видно, что вероятность вылета хотя бы одного характеристического кванта K -серии при релаксации Se^{**} и Te^{**} составляет соответственно 0,837 и 0,980. Исходные справочные данные взяты из [13].

В газе характеристический квант может проходить достаточно большое расстояние от точки рождения до поглощения. Так в криптоне при давлении 4,35 атм ($\rho=0,0164\text{г/см}^3$) 10 % характеристических квантов с энергиями 11,2 кэВ и 12,5 кэВ поглощаются на длине 1,83 и 2,42 мм соответственно (в расчете использованы данные о коэффициентах ослабления из работы [14]). Пробег фотоэлектронов с такими же энергиями равны 0,37 мм и 0,44 мм соответственно. Они создают в газе практически точечные зарядовые кластеры первичной ионизации. В случае события с вылетом двух характеристических квантов, поглотившихся в рабочем газе, и одного Оже-электрона, энергия будет распределена в трех точечноподобных областях. Именно эти события, обладающие уникальным набором признаков и являются предметом поиска в экспериментах по поиску $2K$ -захвата в ^{78}Kr с использованием газовых детекторов [10,11].

Нами для регистрации рассмотренного процесса используется большой пропорциональный счетчик (МПС) с корпусом, изготовленным из меди марки М1. МПС имеет форму цилиндра, схематический вид в разрезе вдоль оси показан на рис.1. Наружный и внутренний диаметры корпуса равны соответственно 150 и 140 мм. Вдоль оси МПС натянута позолоченная вольфрамовая нить диаметром 10 мкм, служащая анодом. На нить подается потенциал (+2400 В), корпус (катод) заземлен. Оба конца анода электрически выведены на соответствующие торцевые фланцы через высоковольтные гермовводы, в качестве которых использованы ке-

рамические изоляторы с центральным электродом от автомобильных свечей зажигания.

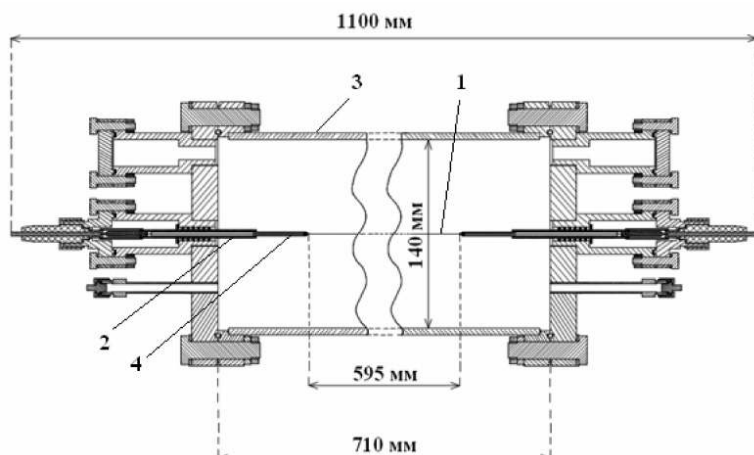


Рис. 1. Схематический вид МПС в разрезе вдоль анодной нити. 1- нить (собирающий электрод); 2-несущий изолятор; 3-катод; 4- трубчатое утолщение анода.

всех разъемных соединений осуществляется с помощью индиевой проволоки. Все штуцерные соединения герметизированы с помощью фторопластовых прокладок. Внутренние изоляторы изготовлены из фторопласта. Их толщина выбиралась минимально возможной для улучшения условий обезгаживания в процессе вакуумной подготовки счетчика и стабилизации рабочих характеристик в процессе измерений.

Во время тестовых измерений МПС заполнялся образцом чистого криптона до полного давления 4,51 атт без добавления гасящих или ускоряющих газов. Перед заполнением криптон очищался от электроотрицательных примесей в реакторе Ni/SiO₂.

Съем сигналов от детектора осуществлялся с одной стороны анодной нити с помощью зарядочувствительного усилителя (ЗЧУ). Параметры ЗЧУ подобраны так, чтобы сигнал передавался с минимальными искажениями и информация о пространственном распределении зарядов первичной ионизации в проекции на радиус счётчика полностью отображалась на форме импульса. После усиления в дополнительном усилителе импульсы поступали на вход цифрового осциллографа ЛА-н20-12РСИ в составе персонального компьютера, который записывает их форму, оцифрованную с частотой 6.25 МГц. Длина кадра сканирования с дискретностью 160 нс равна 1024 точки (163,8 мкс). Из них ~50 мкс – «предыстория», ~114 мкс – «история».

Последующий анализ оцифрованной формы импульса в режиме «offline» позволяет существенно повысить качество первичной обработки спектрометрических данных, а также значительно подавить фоновые процессы при изучении таких редких событий, как 2К-захват.

Калибровка МПС по энергии

Калибровка счётчика осуществлялась γ -излучением источника ¹⁰⁹Cd ($E_\gamma=88$ кэВ; 0,036 γ -кванта/распад) через стенку корпуса. На рис.2 представлен полный амплитудный спектр (1) и энергетические спектры одноточечных (2), двухточечных (3) событий от источника, расположенного на середине длины МПС. Процедура их получения из оцифрованных импульсов будет описана ниже. В начальный участок спектров вносит вклад характеристическое излучение Ag_{K α , β} ($E \approx 22$ кэВ) от того же источника, «выжившее» после прохождения 5 мм меди, равновесное с ним рассеянное излучение из стенки и комптоновские электроны от рассеяния фотонов 88 кэВ в газе с вылетом комптоновского фотона за пределы счётчика.

Форма пика линии 88 кэВ со стороны меньших энергий затянута за счёт вклада рассеянного в стенке излучения этой линии. Энергетическое разрешение пика 88 кэВ, определённое по правой половине, составляет 6,5%. При энергии 75,4 кэВ виден пик вылета, образующийся в случае, когда характеристическое излучение криптона ($E_{K_{CrK\alpha}}=12,6$ кэВ) покидает пределы счётчика.

В пик полного поглощения линии 88 кэВ попадают события с разной внутренней структурой. Кванты с такой энергией поглощаются в криптоне, в основном, в результате фотоэффекта на К-оболочке (86,7%). Фотоэффект на других оболочках составляет 13,3 % [13,14]. При заполнении вакансии на К-оболочке криптона в 66,0 % случаев испускается характеристическое излучение и в 34,0 % - Оже-электроны [13]. Расчётная эффективность поглощения характеристического излучения в рабочем объёме счётчика составляет величину 86,9 %. Следовательно, фотоэффектом в пике полного поглощения создаётся 49,7% двухточечных ($0,867 \times 0,66 \times 0,869$) и 42,8% одноточечных ($0,133 + 0,867 \times 0,34$) событий от полного числа поглощений фотоэффектом. К одноточечным отнесены все события, в которых присутствуют только электроны, вылетающие из оболочки одного атома (фотоэлектроны + Оже-электроны), в том числе фотопоглощения на верхних оболочках криптона. В пике вылета будут представлены только одноточечные события в количестве 7,5% [$0,867 \times 0,66 \times (1 - 0,869)$] от полного

Для уменьшения влияния краевых эффектов на рабочие характеристики счетчика, торцевые участки нити проходят внутри трубок из меди диаметром 3 мм и длиной 38,5 мм, электрически соединённых с анодом. На этих участках газовое усиление отсутствует и реализуется ионизационный режим сбора зарядов. С учетом фторопластового изолятора рабочая область отдалена от фланца на 70 мм.

Длина рабочей части МПС равна 595 мм (расстояние между торцами трубок) и, соответственно, рабочий объём МПС равен 9,159 л. Суммарная емкость счетчика и выходного изолятора составляет ~30,6 пФ. Суммарное сопротивление анода и двух выходных электродов ~600 Ом. Герметизация

числа фотопоглощений.

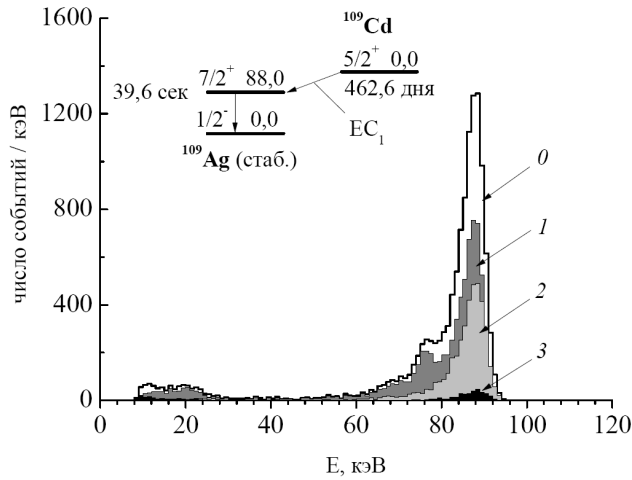


Рис.2. Амплитудный спектр импульсов от внешнего источника (^{109}Cd), расположенного на середине длины МПС: 0 – все события; 1 – одноточечные события; 2 – двухточечные события; 3 – трехточечные события.

чечное событие); *б* – в случае одновременных вылетов характеристического фотона $K_{\text{K}\alpha}$ с энергией 12,6 кэВ и фотоэлектрона ($E_{\gamma} - E_{K_{\text{K}\alpha}} = 88 \text{ кэВ} - 12,6 \text{ кэВ} = 75,4 \text{ кэВ}$ (двухточечное событие). Светлыми пунктирными кривыми на *в* и *г* изображены пересчитанные, нормированные по площади, импульсы тока электронов первичной ионизации, а на *а* и *б* соответствующие импульсы (светлые пунктирные кривые) напряжения (заряда), полученные интегрированием этих импульсов тока.

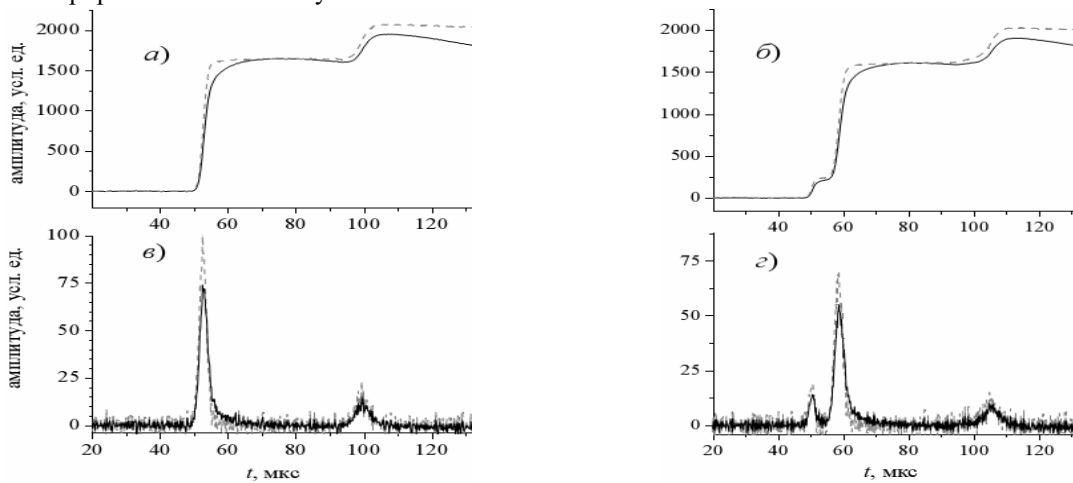


Рис.3. Примеры импульсов (темные линии) двух типов событий: *а* – для случая фотопоглощения кванта 88 кэВ с вылетом только электронов (одноточечное событие); *б* – в случае одновременного вылета характеристического фотона с энергией 12,6 кэВ и фотоэлектрона 75,4 кэВ (двухточечное событие). Светлыми пунктирными кривыми на *в* и *г* изображены, нормированные по площади, импульсы тока электронов первичной ионизации, а на *а* и *б* соответствующие импульсы, полученные интегрированием этих импульсов тока.

Максимальное расстояние между точечными выделениями заряда в проекции на радиус счетчика равно радиусу. Для чистого криптона расчетное время дрейфа электронов ионизации от катода до анода составляет 53 мкс. Из рис.3*а* и 3*б* видно, что через ~53 мкс в счетчике возникает второй импульс по амплитуде в ~3÷5 раза меньше первого. Он создается вторичными фотоэлектронами, выбитыми из катода фотонами, родившимися в процессе развития лавины от первичной ионизации. Фотоэффект на катоде достаточно вероятен, поскольку в рабочем газе отсутствуют гасящие добавки.

Некоторое количество первичных квантов может поглотиться в результате двухступенчатого процесса «комptonовское рассеяние – фотоэффект». Комptonовский электрон создаёт одну точку ионизации. Для комptonовского фотона, поглотившегося в результате фотоэффекта, реализуются процессы, рассмотренные выше. Таким образом, двухступенчатый процесс вносит вклад в пик полного поглощения в виде двухточечных и трёхточечных событий и в пик вылета – в виде двухточечных событий. Конечный оценочный состав событий для пика полного поглощения при нормировке на площадь пика включает 44,1 % (одноточ.) + 51,2 % (двухточ.) от фотоэффекта + 2,2 % (двухточ.) + 2,5 % (трёхточ.) от двухступенчатого процесса. В пике вылета содержится 95,3% (одноточ.) + 4,7% (двухточ.). На рис.3 приведены примеры импульсов с ЗЧУ (темные линии) двух типов событий: *а* – для случая фотопоглощения кванта 88 кэВ с вылетом только электронов (одноточечное событие); *б* – в случае одновременных вылетов характеристического фотона $K_{\text{K}\alpha}$ с энергией 12,6 кэВ и фотоэлектрона ($E_{\gamma} - E_{K_{\text{K}\alpha}} = 88 \text{ кэВ} - 12,6 \text{ кэВ} = 75,4 \text{ кэВ}$ (двухточечное событие). Светлыми пунктирными кривыми на *в* и *г* изображены пересчитанные, нормированные по площади, импульсы тока электронов первичной ионизации, а на *а* и *б* соответствующие импульсы (светлые пунктирные кривые) напряжения (заряда), полученные интегрированием этих импульсов тока.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМЫ ТОКОВОГО СИГНАЛА МПС

Выходные сигналы на выходе спектрометрического тракта можно представить как прямую свертку искомого сигнала $x(t)$ с импульсным откликом \hat{G} линейной системы, искаженную стохастическим или детерминированным шумом $z(t)$, возникающим как побочное явление вследствие проведения определенных процессов обработки сигнала:

$$y(t) = \int x(t)G(t - \tau)d\tau + z(t) \equiv \hat{G}x(t) + z(t), \quad (1)$$

или выполнив преобразование Фурье

$$\hat{y}(\omega) = \hat{G}(\omega)\hat{x}(\omega) + \hat{z}(\omega).$$

Уровень шума определяет нижнюю границу чувствительности измерительного тракта, а аппаратная функция – величину разрешающей способности. Эти две важнейшие характеристики измерительного тракта разработчики всегда стремятся улучшить с минимальными потерями других его показателей (стабильности работы, габаритов, стоимости и др.)

Естественным и, пожалуй, самым дешевым способом решения этой задачи является применение эффективных программно-алгоритмических средств. С целью подавления шума, например, используют методы частотной фильтрации с различными оконными функциями, фильтры Винера и Кальмана, фильтры Савицкого-Голэя и др. Влияние аппаратной функции устраняют дифференцированием наблюдаемого сигнала или применяют метод обратной свертки (деконволюции). То есть, при известных y и \hat{G} , мы можем попытаться оценить $x(t)$ в присутствии шума $z(t)$. И в принципе, возможна постановка обратной задачи - определение сигнала на входе линейной системы по значениям выходного сигнала:

$$\tilde{x}(t) = \hat{G}^{-1} y(t) = x(t) + \hat{G}^{-1} z(t), \quad (2)$$

где индексом "-1" символически обозначен оператор обратного фильтра, инверсный прямому. Так для определения величины зарядов, выделившихся в отдельных компонентах многоточечного события в газовом детекторе, можно продифференцировать ($\hat{G}^{-1} = d/dt$) исходный зарядовый импульс с ЗЧУ и описать полученную

форму набором гауссовых кривых. Расчётная площадь отдельного гауссиана будет соответствовать величине заряда (энергии) в соответствующей точечной ионизации. Как видно из рис.3(в,г) прямое дифференцирование дает асимметричную колоколообразную форму (тёмная кривая). Такая форма получается из близкого к гауссовскому распределению импульса тока электронов первичной ионизации от точечного энерговыделения, приходящих на границу области газового усиления вблизи анодной нити (рис.4).

Она определяется пространственным распределением плотности зарядов в проекции на радиус. Параметры распределения зависят от времени дрейфа первоначально точечного заряда до анода. За время дрейфа точечная ионизация расплывается в облако за счёт диффузии электронов. Импульс, снимаемый с анодной нити, образуется, в основном, в результате индукции на анод отрицательного заряда движущимися к катоду положительными ионами, образовавшимися у нити в процессе газового усиления (ионная компонента – и.к.).

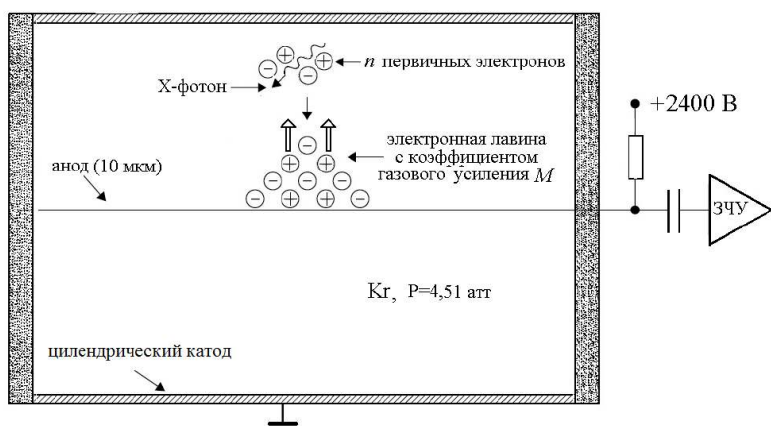


Рис.4. Развитие лавины во времени вблизи анодной проволоочки пропорциональной камеры.

два параметра определяют асимметрию выходного импульса тока. Форму выходного импульса тока можно привести к симметричному виду, учитывая аналитическую зависимость амплитуды выходного импульса напряжения, созданного точечной в проекции на радиус (на границе области газового усиления) группой элект-

Расчётное полное время дрейфа ионов равно 0,447 с. Вклад равновесной с ионами электронной компоненты (э.к.) в полный наведённый заряд составляет ~7 %. Время сбора электронов составляет величину ~1 нс. Форма выходного импульса задаётся суперпозицией наведённых зарядов от отдельных электронных лавин, распределённых по времени и интенсивности в соответствии с формой импульса тока электронов первичной ионизации; формой импульса от отдельной лавины и конечным временем саморазряда ЗЧУ. Последние

тронов первичной ионизации, как функции времени и постоянной разряда выходной ёмкости [15]:

$$V_k(t_i) = K_{\text{э.э.}} n_k \exp\left(-\frac{t_i + B}{RC}\right) \times \left\{ \ln\left(1 + \frac{t_i}{B}\right) + \frac{t_i}{RC} + \frac{t_i^2}{2 \cdot 2!(RC)^2} + \dots \right\} + K_{\text{э.к.}} n_k \exp\left(-\frac{t_i}{RC}\right), \quad (3)$$

где $V_k(t_i)$ – амплитуда импульса напряжения от k -ой группы электронов; n_k – число первичных электронов в k -ой группе; $t_i = t - (t_0 + t_{i0})$ – текущее время для зависимости амплитуды импульса напряжения от k -ой группы; t_0 – время начала полного импульса; t_{i0} – время начала импульса от k -ой группы; $K_{\text{н.к.}} = M \cdot V_{(1)\text{н.к.}}$; M – коэффициент газового усиления; $V_{(1)\text{н.к.}} = (e/C) \cdot \ln(r_k / r_0) / \ln(r_k / r_a)$ – полная амплитуда импульса напряжения, создаваемая на выходной ёмкости C одним ионом, родившимися в газовом разряде; e – заряд электрона; r_0 – радиус, на котором расположен центр тяжести лавины; r_a – радиус анода; r_k – радиус катода; B – временной параметр, связанный с движением положительных ионов газового разряда в конкретном газе (для МПС, заполненного криптоном при 4,51 атт, $B = 2,28$ нс); $RC = \tau_p$ – постоянная разряда ЗЧУ; R – сопротивление утечки; $K_{\text{э.к.}} = M \cdot V_{(1)\text{э.к.}}$; $V_{(1)\text{э.к.}} = (e/C) \times \ln(r_0 / r_a) / \ln(r_k / r_a)$ – полная амплитуда импульса напряжения, создаваемая на выходной ёмкости C одним электроном, родившимися в газовом разряде. В формуле (3) принято, что электронная компонента возникла мгновенно.

При $\tau_p = \infty$ выражение (3) принимает вид

$$V_k(t_i) = K_{\text{э.э.}} n_k \times \ln\left(1 + \frac{t_i}{B}\right) + K_{\text{э.к.}} n_k. \quad (4)$$

В нашем случае $\tau_p \approx 192$ мкс. Для интервала времени, удовлетворяющего условию $t/\tau_p < 2$ в формуле (3) можно ограничиться двумя первыми членами ряда.

Если принять, что газовый разряд от n_k первичных электронов произошёл в начале интервала дискретизации, то в конце этого же интервала амплитуда импульса может быть описана выражением (3) для $t = 160$ нс, поскольку влияние разряда выходной ёмкости за это время ничтожно мало. Если в этом временном интервале отсутствует вклад от ранее произошедших разрядов, то значение амплитуды импульса на верхней границе интервала может быть использовано для определения n_k . При этом учитывается, что в конце интервала 160 нс вклад слагаемых в полную величину $V_k(t_i)$ формулы (3) составляет 74% и 26%, соответственно.

Рассмотренные условия выполняются в записанном реальном импульсе в первом временном канале от начала импульса. Полученное из реального импульса значение n_1 используется в формуле (3) для расчёта полной формы парциального импульса на всём временном отрезке до конца кадра. Полученный импульс вычитается из реального. Теперь рассмотренное выше условие выполняется для первого интервала дискретизации остаточного импульса или для второго интервала исходного. Процедура повторяется до последнего временного канала в кадре. Последовательность значений n_k для одноточечного события имеет симметричное распределение по форме, близкое к гауссовскому. Именно оно используется

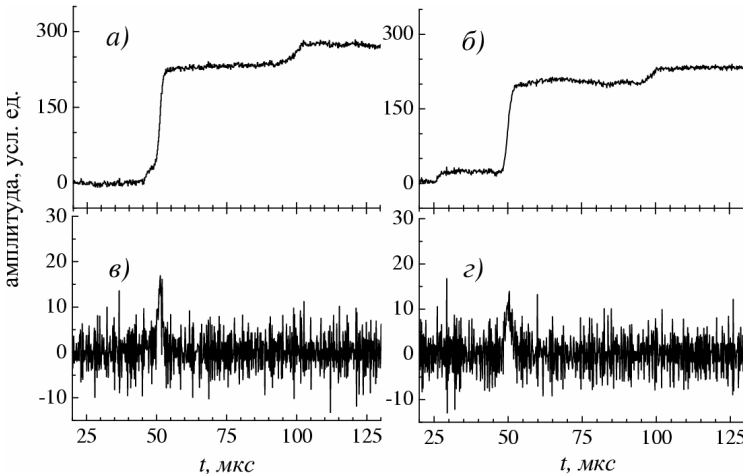


Рис.5. Сигналы первичной ионизации для двух видов

для дальнейшего анализа. Площадь гауссиана или сумма площадей гауссианов в случае многоточечного события на временном интервале 53 мкс от начала импульса даёт полное число электронов первичной ионизации. Для построения спектров на рис.2 эта сумма умножается на коэффициент, равный усреднённому отношению площадей импульса тока реального импульса и вычисленного гауссиана для чисто одноточечных событий. На рис.3 (в,г) светлыми пунктирными кривыми изображены рассчитанные, нормированные по площади, импульсы тока электронов первичной ионизации на границе области газового усиления, а на рис.3 (а,б) светлыми пунктирными кривыми изображены соответствующие импульсы напряжения (заряда), полученные интегрированием этих импульсов тока.

Из рис.3 (в,г) видно, что при энерговыделении 88 кэВ соотношение сигнал/шум достаточно высокое. В диапазоне энергий 20÷30 кэВ, где проводится поиск 2К-захвата в ^{78}Kr , соотношение сигнал/шум для отдельных компонентов, составляющих полное энерговыделение возможного эффекта (25,3 кэВ), не такое благоприятное. На рис.5 (а,б) приведены примеры пересчитанных токовых импульсов для двух видов двухточечных энерговыделений от К-захвата изотопа ^{81}Kr . Полное энерговыделение соответствует энергии связи электрона на К-оболочке дочернего ^{81}Br (13,5 кэВ). Энергии характеристического кванта ($E_{K\alpha} = 11,9$ кэВ) и сопутствующих Оже-

электронов ($E_a = 1,6$ кэВ) близки к энергиям отдельных компонент для событий 2К-захвата ^{78}Kr . Подробнее об источнике ^{81}Kr рассказано ниже.

На рис.5 приведены примеры сигналов от двухточечных событий ($E_{K\alpha} = 11,9$ и $E_a = 1,6$ кэВ) от ^{81}Kr . Как видно из этого рисунка, токовые сигналы существенно зашумлены. Шумы и возможные электрические наводки могут как замаскировать малоэнергичную компоненту, так и создать ложную.

Применение традиционных методов частотной фильтрации с различными оконными функциями типа фильтров Хэмминга [16], Винера [17], фильтров Савицкого-Голэя [18] и др. не всегда позволяет достаточно уверенно выделить близко расположенные (рис.5а,в), маскирующие друг друга компоненты составного события.

МНОГОМАСШТАБНЫЙ ДИСКРЕТНЫЙ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗ

В течение последних лет, благодаря исследованиям в области математики, выполненным в 1990-х годах, интенсивно развивается принципиально новый класс преобразований, основанный на использовании вейвлет-функций, локализованных как в физическом пространстве, так и в пространстве Фурье. Применение различных видов вейвлет-преобразований, в последнее десятилетие стало одним из мощных инструментов обработки сигналов и различных спектров, полученных в ядерно-физических экспериментах [21,22].

Одно из направлений вейвлет преобразований – дискретный вейвлет-анализ (ДВП), наиболее подходящий для наших приложений. В частности, ДВП привлекает быстрыми вычислительными алгоритмами, возможностью сжатия данных и особенно – подавления шума [23], которое оказывается более эффективным, чем традиционные методы фильтрации [24].

В нашем случае для предварительной обработки данных МПС целесообразно использовать многомасштабный анализ сигналов [19], основанный на диадном преобразовании дискретных сигналов. Многомасштабный дискретный вейвлет-анализ (МДВА), идея которого состоит в представлении сигнала последовательностью образов с разной степенью детализации, описан в работах [19,20]. Каждый образ содержит независимую неперекрывающуюся информацию о сигнале в виде вейвлет-коэффициентов, которые легко вычисляются с помощью итерационной процедуры, известной под названием быстрого вейвлет-преобразования. В совокупности они решают проблему полного анализа сигнала и соответственно существенно упрощают диагностику вызвавшего его процесса.

В МДВА разложение исследуемого сигнала в ряд по $\varphi(t)$ -скейлинг- и $\psi(t)$ -вейвлет-функциям имеет следующий вид:

$$x^J(t) = \sum_{m=0}^{N_{j_0}-1} a_{j_0,m} \varphi_{j_0,m}(t) + \sum_{j=j_0}^J \sum_{m=0}^{N_j-1} d_{j,m} \psi_{j,m}(t), \quad (5)$$

где первое слагаемое является грубым приближением сигнала, второе – его уточнениями вплоть до самого высокого разрешения при значении масштаба J ; $a_{j_0,m}$ и $d_{j,m}$ – коэффициенты разложения сигнала по масштабирующим и вейвлетным функциям соответственно; j – масштаб и m – сдвиг базисных функций; N_{j_0} (N_j) – число коэффициентов аппроксимации (детализации), рассматриваемых на соответствующих уровнях разложения; j_0 – начальное значение масштаба.

Скейлинг-функции $\varphi_{j,m}(t)$ и материнские вейвлет-функции $\psi_{j,m}(t)$, имеющие $2K$ ненулевых коэффициента, удовлетворяют так называемым двухуровневым соотношениям [19]:

$$\varphi(t) = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{2K-1} h(n) \varphi(2t-n), \quad \psi(t) = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{2K-1} g(n) \varphi(2t-n), \quad (6)$$

где $h(n)$ и $g(n)$ являются коэффициентами низкочастотных и высокочастотных фильтров вейвлет-преобразования, причем $g(n) = (-1)^n h(2K-n-1)$. В отличие от других видов преобразований, где базисные функции задаются явно, получить аналитически базисные функции в вейвлет-анализе удастся лишь в редких случаях, и чаще всего базис задается именно коэффициентами $h(n)$ и $g(n)$ [19,20]. Мы в настоящей работе, после перебора ряда известных вейвлетов [27], используем вейвлеты из семейства Добеши [19] ($db4$ и $db8$, числа 4 и 8 обозначают количество ненулевых коэффициентов в фильтрах), как наиболее оптимальные по скорости вычислений при разложении и синтезу исходных сигналов, так и, как будет показано ниже, по качеству шумоподавления. Скейлинг- и вейвлеты-функции Добеши – это непрерывные функции, не тождественные нулю на конечном отрезке и нигде на этом отрезке не дифференцируемы.

Шумоподавление сигнала на основе вейвлет-фильтра

В отличие от преобразования Фурье, локализирующего частоты, но не дающего временного разрешения процесса, и от аппарата δ -функций, локализирующего моменты времени, но не имеющего частотного разрешения, с помощью вейвлет-преобразования можно выявить локальные свойства любой структуры индивидуального события на разных масштабах, устраняя гладкие полиномиальные характеристики и подчеркивая флуктуационные структуры. Можно вообще избавиться от статистических флуктуаций, выбирая только сильные коррелиро-

ванные флуктуации, что позволит наблюдать именно те динамические флуктуации, которые превышают статистическую компоненту (шум).

Схема первичной обработки на основе МДВА состоит из трех шагов, которые, будучи последовательно примененные к исходному сигналу, создают эффект шумоподавления.

На первом шаге исследуемый сигнал $\tilde{x}(t)$ подвергается ДВП, а затем к каждому из коэффициентов детализации ($d_{j,m}$) уровня j , а иногда и к коэффициентам аппроксимации ($a_{j0,m}$) того же уровня, применяется процедура порогового удаления шума, и, наконец, производится обратное вейвлет-преобразование в результате чего восстанавливается сигнал, характеризуемый, как ожидается, более высоким значением отношения сигнал/шум.

Такая методика представляет собой непараметрическую оценку регрессионной модели сигнала с использованием ортогонального базиса [23-27] и наилучшим образом работает на сигналах, в разложении которых лишь небольшое количество коэффициентов детализации значительно отличается от нуля.

Выбор конкретной формы вейвлета зависит от изучаемой проблемы и не предопределен заранее [27]. Глубина разложения в общем случае зависит от свойств исследуемого сигнала. Гладкие вейвлеты создают более гладкую аппроксимацию сигнала, и наоборот – «короткие» вейвлеты лучше отслеживают пики аппроксимируемой функции. Глубина разложения влияет на масштаб отсеиваемых деталей, т.е. при увеличении глубины разложения модель вычитает шум все большего уровня, пока не наступит «переукрупнение» масштаба деталей и преобразование начнет искажать форму исходного сигнала. При дальнейшем увеличении глубины разложения преобразование начинает формировать сглаженную версию исходного сигнала, т.е. отфильтровывается не только шум, но и некоторые локальные особенности исходного сигнала.

Разложение сигнала и его восстановления по коэффициентам аппроксимации и детализации, прошедшим пороговую обработку, осуществляется с использованием алгоритма Малла [20] и лифтинга [26]. Сама же пороговая обработка производится на основании одной из нескольких операций порогового удаления шума.

В соответствии с жесткой пороговой обработкой [23] все коэффициенты детализации $\{d_{j,k} | k \in \mathbf{Z}\}$ уровня j , большие или равные порогу, сохраняются неизменными, а прочие коэффициенты, не удовлетворяющие данному условию, обращают в ноль:

$$d_{j,k}^h = d_{j,k} I(|d_{j,k}| > \theta_j), \quad \theta_j = \rho_j \sigma_j, \quad (6)$$

где, ρ_j -пороговый фактор для заданной шкалы [20], σ_j^2 -дисперсия шума на j -шкале.

Жесткая пороговая обработка является бескомпромиссной процедурой. Но нужно учитывать, что жесткому порогу присущи два недостатка, которые могут снизить его ценность для задачи шумоподавления. Первый из них состоит в том, что сохранение коэффициентов детализации, превышающих некоторое наперед заданное значение порога, подразумевает сохранение также шума, присутствующего в них. Вторым недостатком связан с возникновением в результирующем сигнале паразитных гармоник за счет искусственного введения в последовательность лагун (просветов), образованных из обращенных в ноль коэффициентов.

Использование мягкой пороговой обработки подразумевает пересчет коэффициентов детализации $d_{j,k}$ следующим образом:

$$d_{j,k}^s = \text{sign}(d_{j,k}) (|d_{j,k}| - \theta_{th}), \quad (7)$$

где θ_{th} есть некоторое пороговое значение. В этом случае наряду с обращением в ноль коэффициентов $d_{j,k}$, содержащих на практике лишь шумовую компоненту, происходит уменьшение коэффициентов детализации на величину θ_{th} , что соответствует шумоподавлению также в информативных коэффициентах.

Порог θ_{th} , который определяет интересующий сигнал – единственный параметр, который не может быть точно оценен непосредственно из реальных данных. Математические решения в определении порога кажутся неудовлетворительными для принятия их априори.

В идеале, мы стремимся определить этот порог таким, чтобы минимизировать среднеквадратичную ошибку (СКО)

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [x(t_i) - \tilde{x}(t_i)]^2}. \quad (7)$$

Поэтому, как это сделано в работах [20, 23, 24], мы определяем основной компонент сигнала, опираясь на пороговую обработку модельного сигнала. Идеальная пороговая обработка минимизирует СКО, обнуляя все коэффициенты с компонентом сигнала ниже σ [20]. Другими словами, предполагается, что компонент сигнала без шума выше σ является исходным сигналом, то есть, $\theta_{th} = \sigma$. Проверка такого выбора может быть осуществлена с помощью тестирования на модельных сигналах. Наш опыт с различными естественными сигналами подтверждает, что максимальное отношение пиков сигнала к шуму достигает около $\theta_{th} = \sigma$.

Чтобы проиллюстрировать работу различных подходов для задачи деконволюции выберем модельный сигнал $x(t_n)$ заданный на множестве точек $N=2^{10}$, состоящий из трех близкорасположенных пиков гауссовой

формы $a_k \exp(-(t-t_k)^2/2\mu_0^2)$, где $\mu_0=7$, а a_k и t_k принимают следующие значения: $a_1=1,32$; $a_2=7,0$; $a_3=7,0$; $t_1=277$; $t_2=307$; $t_3=327$, и аддитивно добавим к нему гауссов шум и некую гармоническую добавку

$$\tilde{x}(t_n) = x(t_n) + \kappa\Delta(\tau) + g(t_n), \quad n = 1, \dots, N,$$

где $\Delta(\tau)$ - представляет собой обычный броуновский процесс, рассматриваемый на $\tau \in [0, 1]$, κ - некий коэффициент, $g(t_n)$ - добавка состоящая из нескольких синусоидальных колебаний. Аддитивная добавка окрашивающего шума к белому обусловлена тем, что при долговременных измерениях (тысячи часов) возможны кратковременные наводки от параллельно работающего экспериментального оборудования, проводимого в другом временном режиме. Настоящий эксперимент проводится одновременно с экспериментом "SAGE" [28] в отдельной низкофоновой камере подземной лаборатории Галлий-Германиевого нейтринного телескопа Баксанской нейтринной обсерватории на глубине 4700 м.в.э.

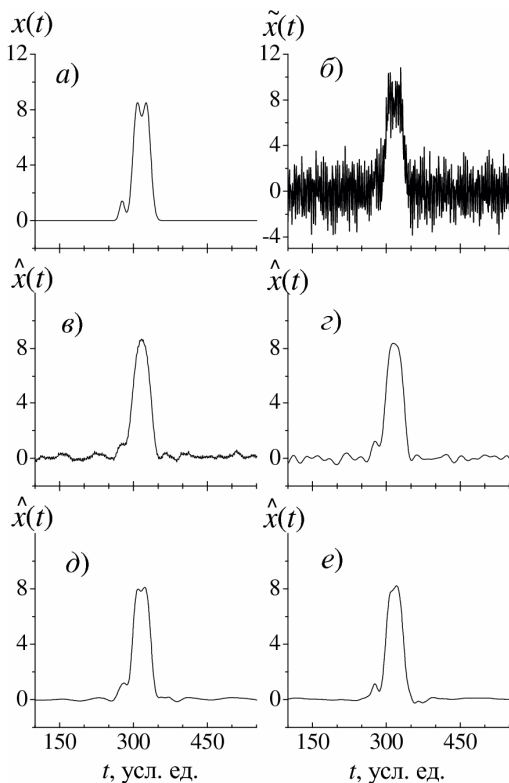


Рис.6. Модельный сигнал из трех близкорасположенных пиков гауссовой формы *a*-аддитивная смесь модельного сигнала с шумом, *б*-подавление шума с использованием различных фильтров: *в*-фильтр Савицкого-Голэя; *г*-фильтр Винера; *д*-в случае применения алгоритма ForWaRD с вейвлет-фильтром Добеши *db4* с жесткой пороговой обработкой и *е*-с мягкой пороговой обработкой.

Традиционно для выявления синусоидальных колебаний применяется Фурье-анализ, где он работает наиболее эффективно. Поэтому в основу нашего метода первичной обработки данных выбран комбинированный алгоритм – ForWaRD [29]. ForWaRD осуществляет обработку в следующей последовательности: свертка сигнала $\tilde{x}(t_n)$ с фильтром Винера, выполняемая в частотной области – обратное преобразование Фурье – ДВП с использованием вейвлетов Добеши – пороговая обработка по подавлению шума – обратное ДВП.

Для того, чтобы оценить дисперсию σ^2 шумовой компоненты сигнала $W(t_n) = \kappa\Delta(\tau) + g(t_n)$ по данным $\tilde{x}(t_n)$, нужно подавить влияние сигнала $x(t_n)$. Грубая оценка может быть вычислена по средним значениям вейвлет-коэффициентов наименьшего масштаба [20]. Сигнал длины N имеет $N/2$ вейвлет-коэффициентов $\{\langle \tilde{x}(t_n), \psi_{j,m} \rangle\}_{0 \leq m \leq N/2}$ наименьшего масштаба $2^j = 2N^1$. Коэффициенты $\langle x(t_n), \psi_{j,m} \rangle$ малы, если сигнал $x(t_n)$ гладкий на носителе $\psi_{j,m}$, и в этом случае $\langle \tilde{x}(t_n), \psi_{j,m} \rangle \approx \langle W, \psi_{j,m} \rangle$. Но, если $x(t_n)$ имеет резкий перепад на носителе $\psi_{j,m}$ коэффициенты $\langle x(t_n), \psi_{j,m} \rangle$ достаточно большие. В случае кусочно-гладкого сигнала мы имеем несколько перепадов, что приводит к определенному числу больших коэффициентов. Это число мало по сравнению с $N/2$. При наименьшем масштабе сигнал $x(t_n)$ определяет величину малой порции коэффициентов $\langle \tilde{x}(t_n), \psi_{j,m} \rangle$ с большой амплитудой, которые рассматриваются как "выбросы". Все другие приближенно равны $\langle W, \psi_{j,m} \rangle$ и

являются независимыми случайными гауссовскими переменными с дисперсией σ^2 . Таким образом, грубую оценку σ^2 можно вычислить, пренебрегая влиянием $x(t_n)$, по средней величине абсолютных значений

$$\left\{ \langle \tilde{x}(t_n), \psi_{j,m} \rangle \right\}_{0 \leq m \leq N/2} \text{ деленной на } 0,6745 \text{ [23].}$$

При прямом вейвлет-преобразовании и осуществлении синтеза оценки полезного сигнала из коэффициентов прошедших пороговую обработку использовались фильтры Добеши *db4*, в то время, как для оценки пороговых значений применялись фильтры более высокого порядка *db8*.

Вычисление всех вейвлет-коэффициентов, тестирование алгоритмов шумоподавления и отбора требуемых сигналов для дальнейшего анализа были выполнены в среде MATLAB с использованием вэб-библиотек [30]. Результаты обработки модельного сигнала различными фильтрами приведены на рис.6. На рис.6*a* показан исходный модельный сигнал. Аддитивная смесь модельного сигнала с шумом представлена на рис.6*б*. Результаты подавления шума с использованием различных фильтров представлены на рис.6(*в*-*е*): (*в*) – в случае применения фильтров Савицкого-Голэя; (*г*) – в случае применения фильтров Винера; в случае применения алгоритма For-

WaRD с вейвлет-фильтром Добеши $db4$: (d) – с жесткой пороговой обработкой и (e) – с мягкой пороговой обработкой. Как можно видеть из рис.6 все фильтры дают достаточно хорошее подавление шума (отношение сигнал/шум более 40 дБ). Но сигналы, обработанные по алгоритму ForWaRD, с использованием жесткой или мягкой пороговой обработки лучше передают форму исходного сигнала (рис.6д и е), исходного сигнала (рис.6д и е), и позволяют в дальнейшем проводить более уверенное разложение на составляющие компоненты.

Для наших целей вполне удовлетворительно применение жесткой пороговой обработки, как по качественному фактору, так и по времени вычисления.

ДОСТОВЕРНОСТЬ ИДЕНТИФИКАЦИИ МНОГОТОЧЕЧНЫХ СОБЫТИЙ

Для проверки эффективности работы алгоритма шумоподавления ForWaRD и дискриминации по форме импульса многоточечных событий от реального источника, МПС был заполнен природным криптоном содержащим космогенный радиоактивный изотоп ^{81}Kr ($T_{1/2}=2,1 \times 10^5$ лет) с объёмной активностью $\sim 0,1 \text{ мин}^{-1} \cdot \text{л}^{-1} \text{Kr}$ [31, 32]. Он распадается путём электронного захвата с образованием $^{81}\text{Br}^*$ (см. рис.7). В 87,5% случаев захват происходит с К-оболочки атома криптона (К-захват) [33]. Состав излучения, вызванный распадом ^{81}Kr представлен в таблице 1 [34]. Заполнение вакансии на К-оболочке дочернего атома брома в 61,4 % случаев сопровождается вылетом характеристических квантов с энергиями 11,92 кэВ ($K_{\alpha 1}$, 100%), 11,88 кэВ ($K_{\alpha 2}$, 50,9%), 13,29 кэВ ($K_{\beta 1}$, 21,0%), 13,47 кэВ ($K_{\beta 2}$, 1,07%) [13] и сопутствующих Оже-электронов с энергиями 1,55 кэВ, 1,60 кэВ, 0,27 кэВ и 0,01 кэВ, соответственно. В скобках приведены относительные интенсивности $K_{\alpha, \beta}$ -линий. Из приведённого перечня видно, что в случае вылета фотонов $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ энергия Оже-электронов достаточна, чтобы образовать различимое двухточечное событие. В 38,6% случаев вакансии на К-оболочке брома заполняется с вылетом каскада Оже-электронов, создающих одноточечное энерговыделение. К одноточечным следует отнести также события с вылетом характеристических квантов $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$. С учётом эффективности поглощения характеристических квантов в рабочем газе МПС ($\epsilon_{\text{п}}=0,869$) по приведённым выше данным можно рассчитать компонентный состав пика полного поглощения с энергией 13,5 кэВ: 49,4% одноточечных + 50,6% двухточечных событий. Описывая очищенные от шума сигналы набором гауссовых кривых методом минимизации СКО (7), можно отделить двухточечные события от одноточечных. На рис.8 показаны энергетические спектры одноточечных (1), двухточечных (2) и трёхточечных (3) событий, из которых состоит полный анализируемый спектр импульсов счетчика, набранный за 200 часов измерений фона и излучения от распадов ^{81}Kr . На рис.2, приведены аналогичные компоненты (спектры 1-3) полного спектра θ для калибровочного измерения линии 88 кэВ.

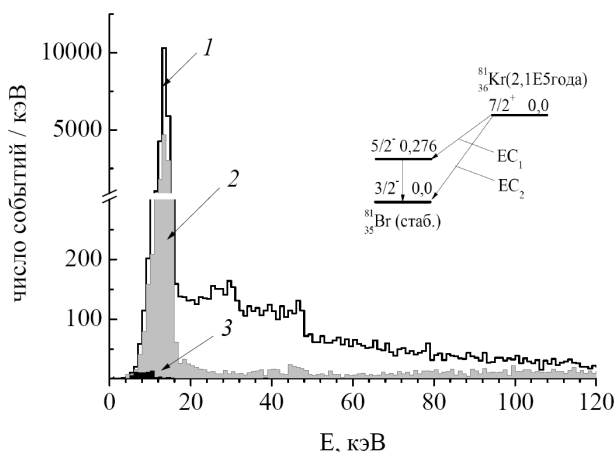


Рис.8. Схема распада ^{81}Kr и амплитудные спектры одноточечных (1), двухточечных (2) и трёхточечных (3) событий, из которых состоит полный анализируемый спектр импульсов счетчика, регистрирующего фон до 120 кэВ и распады ^{81}Kr .

Таблица 1. Излучение сопутствующее распаду ^{81}Kr [34]

Излучение	E, кэВ	Y, (Бк с) ⁻¹
γ_1	276,0	2,00E-2
се-К, γ_1	262,5	1,43E-4
$K_{\alpha 1}$ X-квант	11,925	2,92E-1
$K_{\alpha 2}$ X-квант	11,88	1,51E-1
$K_{\beta 1}$ X-квант	13,29	4,46E-2
$K_{\beta 2}$ X-квант	13,47	5,34E-3
$K_{\beta 3}$ X-квант	13,28	2,29E-2
Оже-KLL	10,17*	2,29E-1
Оже-KLX	11,64*	7,61E-2
Оже-KXY	13,09*	8,30E-3
Оже-LMM	1,324*	8,55E-1
Оже-LMX	1,505*	2,29E-1
Оже-LXY	1,573*	1,81E-2
Оже-MXY	0,125*	2,14E0

* – средняя энергия, кэВ

Определение параметров отдельных компонент сложного события позволяет нам произвести энергетическую калибровку в исследуемом диапазоне энергий и определить энергетическое разрешение одноточечных компонент составляющих многоточечное событие. На рис. 9 а и б представлены энергетические распределения отдельных компонент двухточечных событий от источников ^{81}Kr и ^{109}Cd , полученные за 200 часов и 20 мин измерений, соответственно.

Зная расчетный состав событий от источников ^{81}Kr и ^{109}Cd и результаты моделирования этих процессов в МПС, можно определить качество подавления шумовой составляющей и процедуры разделения событий по

признакам многоточечности.

Программа симуляции процессов в детекторе была разработана с использованием пакета GEANT версии 4.8.2 [35]. Моделирование прохождения рентгеновских фотонов и электронов через детектор выполнялось с помощью процедур GEANT, описывающих их взаимодействие с веществом детектора. При этом производилась полная симуляция всех возможных процессов рассеяния при данной энергии. Значения диффузии и время дрейфа электронов для последовательностей точек относительно радиуса детектора рассчитывались согласно работе [36].

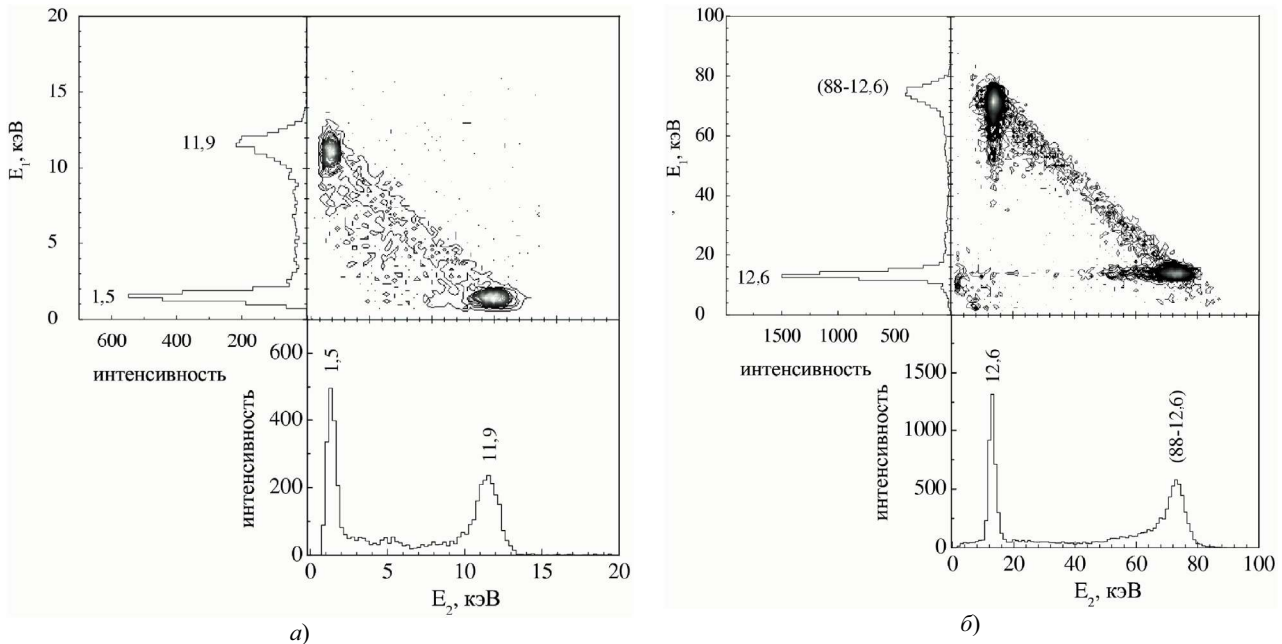


Рис.9. Амплитудные распределения энерговыделений в отдельных компонентах двухточечных событий.

a - от внутреннего источника (^{81}Kr) с полной энергией 13,5 кэВ (время экспозиции – 200 часов); *б* - от внешнего источника (^{109}Cd), расположенного на середине длины МПС (время экспозиции – 20 мин).

В табл.2 представлен процентный состав трех типов событий в пиках полного поглощения с энергиями 13,5 кэВ (^{81}Kr) и 88 кэВ (^{109}Cd), полученный в результате: оценочного расчета (колонка *I*); симуляции процессов в МПС без учета слияния близкорасположенных точечных ионизационных областей (колонка *IIa*) и с учетом их слияния (колонка *IIб*); разделения экспериментального спектра на компоненты после обработки выходных сигналов с применением фильтров Винера (колонка *IIIa*) и алгоритма ForWaRD с вейвлет-очисткой шума используя жесткую пороговую обработку (колонка *IIIб*).

Таблица 2. Относительный состав трех типов событий в пиках полного поглощения с энергиями 13,5 кэВ и 88 кэВ

Тип событий	13.5 кэВ (^{81}Kr)					88 кэВ (^{109}Cd)				
	расч., %	GEANT4.8.2,%		эмпир.,%		расч., %	GEANT4.8.2,%		эмпир.,%	
		<i>I</i>	<i>IIa</i>	<i>IIб</i>	<i>IIIa</i>		<i>IIIб</i>	<i>I</i>	<i>IIa</i>	<i>IIб</i>
одноточечные	49,4	44,1	66,2	82,7	68,2	44,1	45,0	59,4	75,0	56,8
двухточечные	50,6	55,9	33,8	16,2	31,7	53,4	53,7	40,0	24,7	39,4
трехточечные				1,1	<0.1	2,5	1,3	0,6	0,3	3,4

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение разновидностей формы импульсов от МПС указывает на возможность выделения многоточечных событий с малым энерговыделением на фоне существенно преобладающих одноточечных. Приведенное исследование указывает на принципиальную возможность регистрации и разделения двух характеристических квантов и Оже-электрона малой энергии появляющихся при 2К-захвате в ^{78}Kr и ^{124}Xe во временном окне уже, чем временное разрешение полного сбора заряда от каждой компоненты излучения, выделившегося в МПС от такого рода распадов.

Как следует из вышеизложенного, алгоритмы цифровой обработки сигналов, основанные на МДВА, позволяют достаточно успешно, без привлечения дополнительной информации, существенно увеличить отношение сигнал/шум. Что помогает решить проблему разделения близкорасположенных событий в МПС, частично или полностью перекрывающих друг друга, и оценить их параметры.

Тестовые измерения с МПС, заполненным Кг (с объёмной активностью $\sim 0,1 \text{ мин}^{-1} \text{ л}^{-1}$), при регистрации излучения от внешнего (^{109}Cd) и внутреннего источников (^{81}Kr) позволяют определить эффективность разделения одно-, двух- и трех- точечных событий. Как следует из табл.2, в случае применения фильтров Винера, коэффициент отбора двухточечных событий в области 13 кэВ равен 0,48, в случае же применения комбинированного алгоритма он равен 0,94. В области 88 кэВ этот коэффициент равен примерно 0,6 и 0,98, соответственно. При этом нужно отметить, что исследование характера искажений сигнала во временной области, которые возможны после реализации первого шага комбинированного алгоритма (Фурье-анализа+многомасштабный вейвлет-анализ) остались за пределами настоящей работы, и требуют дальнейшего изучения. Тем не менее, можно сделать вывод, что применение многомасштабного вейвлет-анализа в комбинации с Фурье-анализом реализованного в алгоритме ForWaRD [29] с базисами на основе вейвлетов Добеши $db4$ и $db8$ позволяет повысить уровень чувствительности выделения составных событий в газовых детекторах, при длительных измерениях, и улучшить условия отбора редких событий от $2K(2\nu)$ -захвата в больших пропорциональных счетчиках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ahmad Q.R., Allen R.C., Andersen T.C. et. al. (SNO Collab.), Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory //Phys.Rev.Lett. – 2002. –V.89. – P.011301; Independent Measurement of the Total Active ^8B Solar Neutrino Flux Using an Array of ^3He Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory// Phys.Rev.Lett. – 2008. –V.101. – P.111301.
- Eguchi K., Enomoto S., Furuno K. et. al. (KamLAND Collab.), First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance // Phys.Rev.Lett. – 2003. –V.90. – P.021802.
- Tretyak V.I. and Zdesenko Y.G. Tables of double beta decay data // At. Data Nucl. Data Tables. –2002. –V.80. –P.83-116.
- Barabash A.S. Average and recommended half-life values for two-neutrino double-beta decay//Czech.J.Phys.–2006.–V.56. – P.437.
- Danevich F.A., Kobychev V.V., Nagorny S.S., Tretyak V.I. ZnWO_4 crystals as detectors for 2β decay and dark matter experiments //NIM Phys.Res. –2005. –V.A544. –P.553.
- Barabash A.S., Hubert Ph., Nachab A. at al., Search for $\beta^+\text{EC}$ and ECEC processes in ^{112}Sn and $\beta\beta$ decay of ^{124}Sn to the excited states of ^{124}Te //Nucl.Phys. –2008. –V.A807, –P.269;
- Rukhadze N.I., Benes P., Briancon Ch. at al., Investigation of the $2\nu \text{ EC/EC}$ Decay of ^{106}Cd //Bull.Rus.Acad.Sci.Phys. **72**, 731 (2008)
- Aunola M. and Suchonen J. Systematic Study of Beta and Double Beta Decay to Excited Final States //Nucl. Phys., –1996. – V.A602. –P.133.
- Hirsch M., Muto K., Oda T., Klapdor-Kleingrothaus H.V. Nuclear Structure Calculation of $\beta^+\beta^+$, $\beta^+\text{EC}$ and EC/EC Decay Matrix Elements //Z. Phys., –1994. –V.A347. – P.151-163.
- Gavriljuk Ju.M., Kuzminov V.V., Osetrova N.Ya., Ratkevich S.S. New limit on the half-life of ^{78}Kr with respect to the $2K(2\nu)$ -capture decay mode // Phys. Atom. Nucl -2000. -V. 63. -N12. - P. 2297-2300.
- Gavriljuk Ju.M., Gavrin V.N., Gangapshv A.M. et al. Next stage of search for $2K(2\nu)$ -capture of ^{78}Kr // Phys. Atom. Nucl - 2006. -V. 69. -N12. - P. 2124-2128; (nucl-ex/0510070).
- Doi M. and Kotani T. Neutrino Emitting Modes of Double Beta Decay // Progr. Theor. Phys. –1992. –V.87. –P.1207-1231.
- Блохин М.А., Швейцер И.П. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982. –350с.
- Сторм Э., Израель Х. Сечение взаимодействия гамма излучения. Справочник. М.: Атомиздат, 1973. –385р.
- Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985. –488с.
- Hamming, R.W. Digital Filters, 2nd ed. (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall). –1983. –645p.
- Hillery A. D. and Chin R. T. Iterative Wiener filters for image restoration// IEEE Trans. Signal Processing, –1991. –V.39. –N8. –P.1892-1899.
- Savitzky A. and Golay, M.J.E. Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures // Analytical Chemistry, –1964. –V. 36, –P.1627-1639.
- Добеши И. Десять лекций по вейвлетам. Ижевск: РХД. –2004, –463с.
- Мала С. Вейвлеты в обработке сигналов. М.: Мир. –2005. –671с.
- Agakishiev H. et al. Cherenkov Ring Fitting Techniques for the CERES RICH Detectors // Nucl.Instrum.Meth.-1996. -V. A371. - P. 243-247; Дремин И.М. Дальние корреляции частиц и вейвлеты // УФН. -2000. -Т.170. N11. -С.1235-1244.
- Kalmykov Y., Adachi T., Berg G. P.A. at. al. Fine Structure of the Gamow-Teller Resonance in ^{90}Nb and Level Density of 1^+ States // Phys.Rev.Lett. –2006. –V.96. –P.012502(1-4); Ryezayeva N., Arenhovel H., Burda O. at al. Measurement of the Reaction $^2\text{H}(e, e')$ at 180 degrees Close to the Deuteron Breakup Threshold // Phys. Rev. Lett. –2008. –V.100, –P.172501 (1-4).
- Donoho D.L. De-noising by soft-thresholding // IEEE Trans. on Inform. Theory. -1995. -N3. -P.613-627.
- Donoho D.L., Johnstone I.M. Neo-classical minimax problems, thresholding, and adaptation // Bernoulli, -1996.-N1. -P.39-62.
- Neumann M. Spectral density estimation via nonlinear wavelet methods for stationary non-gaussian time series // Journal of Time Series Analysis. -1996. -V.17. -P.601-633.
- Sweldens W. The lifting scheme: a construction of second generation wavelets // SIAM J. Math. Anal.-1996.-V.3.-N2.-P.186-200 (<http://cm.bell-labs.com/who/wim/papers/>).
- Раткевич С.С. Вейвлет-анализ событий с малым энерговыделением в ионизационных детекторах // Вестник

- Харьковского национального университета, сер. физ. "Ядра, частицы, поля". –2006. – №746, вип.4 (32). –С.23-42.
28. Abdurashitov J.N., Gavrin V.N., Girin S.V., et al. Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{37}Ar source // *Phys.Rev.* –2006. –V. C73. –P.045805 (1-8); The BNO-LNGS joint measurement of the solar neutrino capture rate in ^{71}Ga // *Astropart.Phys.* –2006. –V.25. –P. 349-357.
 29. Neelamani R., Choi H., and Baraniuk R. G., ForWaRD: Fourier-Wavelet Regularized Deconvolution for Ill-Conditioned Systems // *IEEE Transactions on Signal Processing*, –2004. –V.52. –P.418-433.
 30. <http://www-stat.stanford.edu/~wavelab/>; <http://www-dsp.rice.edu/software/rwt.shtml>
 31. Loosli H.H. and Oeschger H. // *Earth Plan. Sci. Lett.* –1968. –V.7. –N1. –P.67-73.
 32. Kuzminov V.V. and Pomansky A.A. // *Radiocarbon*, –1980. –V.22. –N2. –P.311-323.
 33. Chew W.M. , Xenoulis A.C., Fink R.W. et al., The L/K Electron Capture Ratio in First-Forbidden ^{81g}Kr Decay // *Nucl. Phys.*–1974.–V.A229. –N1.–P.79-86.
 34. Схема распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. Публикация 38 МКПЗ. Кн.1. Ч.1. М.: Энергоатомиздат, 1987. –320с.
 35. GEANT - Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long write-up W5013, CERN, –1994. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
 36. Peisert A. & F. Sauli F. Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation. CERN, –1984. –N84-08. –133p.