

Новый вариант интегрального метода измерений малых эффектов в экспериментах на выведенных пучках атомного реактора при частоте переключения знака эффекта выше основных частот спектра флуктуаций мощности реактора

© В.А. Весна,¹ Ю.М. Гледенов,² П.В. Седышев,² Е.В. Шульгина¹

¹ Санкт-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 188300 Гатчина, Ленинградская область, Россия
e-mail: vvesna@pnpi.spb.ru

² Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская область, Россия

(Поступило в Редакцию 17 марта 2010 г.)

Представлены принципы построения и результаты испытаний системы для измерения P -нечетных асимметрий в ядерных реакциях с поляризованными холодными нейтронами интегральным методом регистрации событий при частоте переключения поляризации нейтронов выше основных частот спектра мощности флуктуаций реактора. Экспериментально показано, что если исследуемый сигнал имеет спектральную плотность мощности, убывающую с ростом частоты, переключение аппаратуры на более высокой частоте приводит к уменьшению погрешности измерений. Приведена зависимость погрешностей измерения P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \Rightarrow \gamma \Rightarrow ^7\text{Li}(o.c.)$ от частоты переключения поляризации нейтронов. Описываемая система реализована в эксперименте впервые.

Введение

Любой детектор излучения не обладает 100%-ной эффективностью и поэтому регистрирует не все попадающие в него частицы. Так как длительность импульса от детектора излучения имеет конечную величину, то очередная частица, пришедшая в момент регистрации предыдущей, не будет зарегистрирована. Время τ — длительность импульса от реакции детектора и системы регистрации на приход частицы — обычно называют „мертвым“ временем. При наличии „мертвого“ времени соседние отсчеты перестают быть статистически независимыми, что дает погрешность при обработке результатов измерений. Эта зависимость фактически исчезает при выполнении неравенства $t \gg \tau$, где t — интервал времени, разделяющий события [1].

Если система имеет „мертвое“ время τ непродлевающегося типа, то число n зарегистрированных импульсов в единицу времени равно $n = n_0 / (1 + n_0 \tau)$, где n_0 — интенсивность источника, т.е. число попаданий частиц в детектор в единицу времени (считаем, что эффективность детектора $e = 1$). Значит, при достижении больших скоростей счета число отсчетов в единицу времени приближается к своему предельному значению $n_{\max} = 1/\tau$.

Для реальных детекторов излучения с большой эффективностью регистрации событий (полупроводниковые детекторы, детекторы γ -излучения NaI(Tl), CsI(Tl)) „мертвое“ время составляет $\tau \geq 10^{-6}$ с. Это означает, что максимальная возможная интенсивность при счетной методике регистрации событий не превышает 10^6 с⁻¹.

Изучаемые нами эффекты α P -нечетной асимметрии в ядерных реакциях с поляризованными нейтронами

определяются как

$$\alpha = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (1)$$

где N_+ и N_- — число отсчетов детектора, когда импульс вылетающей частицы параллелен либо антипараллелен спину нейтрона соответственно.

В случае $n_0 \tau \gg 1$ полностью теряется информация о разности двух полученных таким образом чисел N_+ и N_- и эффект α становится равным нулю. Поскольку рассчитанные величины P -нечетных эффектов в легких ядрах лежат на уровне $5 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$, необходимо набрать порядка 10^{16} событий для надежного наблюдения эффекта. При разумном времени набора $T \leq 100$ дней необходимо регистрировать интенсивность 10^9 pulse/s. Такая нагрузка по крайней мере на три порядка превосходит предельно допустимую для счетной методики из-за наличия „мертвого“ времени в системе. Для избавления от эффекта просчетов импульсов необходимо применять интегральную методику регистрации. Интегральный метод регистрации был предложен В.М. Лобашевым и впервые реализован при измерении циркулярной поляризации γ -квантов в распаде ^{175}Lu [2,3].

Интегральный метод и особенности измерений на выведенных пучках атомного реактора

В интегральном методе [3,4] сигнал, поступающий с выхода детектора, образуется за счет наложения большого числа импульсов и представляет собой случайный процесс $x(t)$ с математическим ожиданием (постоянная

составляющая сигнала) $m_x = an$, где a — амплитуда импульсов, n — счет импульсов в единицу времени. Переменная составляющая рассматриваемого процесса представляет собой ограниченный „белый“ шум, верхняя граница спектра этого шума определяется временем нарастания (фронтом) импульса. Измеряемый сигнал есть модуляция этого случайного процесса $x(t)$ частотой переключения какого-либо параметра, от которого зависит процесс, в нашем случае — это переключение направления поляризации нейтронов. Искомой величиной при этом является относительная глубина модуляции.

Основная задача состоит в выделении полезного сигнала на частоте модуляции из зашумленного сигнала. Нами используется способ выделения полезного сигнала, основанный на измерении среднего значения сигнала при разных значениях изменяемого параметра эксперимента.

При измерениях асимметрии в ядерных реакциях интегральным методом обычно производится разделение переменной и постоянной составляющих токового сигнала. Такое разделение связано с конечной разрядностью регистрирующего прибора и невозможностью получить на нем необходимую точность измерений суммарного сигнала, поскольку переменная составляющая сигнала намного меньше постоянной. Для регистрации переменных составляющих сигналов детекторов в первых вариантах экспериментальной установки использовались интеграторы [5–7].

В импульсной методике, в первом приближении, изменение величины сигнала не скажется на интенсивности счета. В интегральной методике любые изменения величины сигнала дадут вклад в наблюдаемый эффект, следовательно, стабильность величины сигнала во времени приобретает первостепенное значение.

Для устранения влияния временной нестабильности аппаратуры переключаемый параметр, и следовательно величина наблюдаемого эффекта, должен меняться через короткий интервал времени T . В нашем случае речь идет о направлении спина нейтрона. Кроме того, для устранения линейного дрейфа усиления системы направление спина нейтрона относительно импульса регистрируемой частицы изменялось в последовательности „+ – – +“ или „– + + –“. Знаки „плюс“ и „минус“ означают разные направления спина нейтрона относительно импульса регистрируемой частицы: „импульс частицы по спину нейтрона“ и „импульс частицы против спина нейтрона“ соответственно. В каждой четверке последовательно считываемых напряжений например $U_1^-, U_2^+, U_3^-, U_4^+$ (или токов, что не существенно), попарно складывались значения напряжения следующим образом: $U^- = U_1^- + U_4^+$, $U^+ = U_2^+ + U_3^-$. Четверку таких последовательных событий называем единичным измерением канала. При таком способе обработки линейный дрейф сигнала в разности $U^+ - U^-$ полностью компенсируется. Для уменьшения влияния нестабильности сигнала на результаты измерений за счет нелинейного дрейфа необходимо увеличивать частоту переключения поляризации нейтронов.

В интегральном методе измерения величиной, эквивалентной „числу событий“ за какое-либо время, является сумма переменной U и постоянной U_C составляющих сигнала $N \approx U_C + U/K$, где K — коэффициент усиления переменной составляющей. Следовательно, эффект асимметрии (1) можно записать в виде:

$$\alpha = \frac{(U_C^+ + U^+/K) - (U_C^- + U^-/K)}{(U_C^+ + U^+/K) + (U_C^- + U^-/K)}. \quad (2)$$

Здесь U_C^+, U_C^-, U^+, U^- — соответственно: постоянные и переменные составляющие сигнала при разных направлениях спина нейтрона относительно импульса регистрируемой частицы.

Поскольку $U_C \gg U$ и $U_C^+ \approx U_C^- = U_C$, то искомый коэффициент асимметрии (нормированный эффект) равен

$$\alpha_{P\text{-odd}} = \frac{U^+ - U^-}{K2U_C}, \quad (3)$$

а ненормированный эффект определяется как

$$\alpha = \frac{U^+ - U^-}{2}. \quad (4)$$

При счете импульсов погрешность измерений определяется как $\sigma = \sqrt{N}$, где N — число сосчитанных импульсов. Для интегральной методики такая возможность отсутствует, поскольку регистрируется ток. Поэтому погрешность измерений определяется из разброса экспериментальных результатов, т.е. для оценки погрешности измерений используется оценка дисперсии среднего значения.

Описанный выше способ измерений эффекта асимметрии хорошо работает лишь в отсутствие постороннего шума большой интенсивности (например, в случае измерений асимметрии на радиоактивном источнике). При наличии дополнительного шума погрешность измерений в единицу времени сильно возрастает и необходимо принимать определенные меры для ее уменьшения.

Существенная часть экспериментов с нейтронами по поиску P -нечетных эффектов при низких энергиях выполнена на выведенных пучках атомных реакторов. Реактор — система достаточно настольная во времени, особенно когда речь идет о применении интегральной методики. Исследования нейтронного потока реактора показали, что любые статистические изменения положения, состава или термодинамического состояния элементов активной зоны реактора вызывают колебания его реактивности. Это приводит к флуктуациям нейтронного потока в местах расположения детекторов. Если говорить о статистической погрешности измерений, то погрешность, вносимая шумом реактора, убывает в зависимости от времени по тому же закону $1/\sqrt{T}$, что и истинная статистическая погрешность, и их относительное соотношение на зависит от длительности эксперимента T .

Экспериментальные измерения отношения σ^2/f^2 , где f — нейтронный поток в месте расположения детектора, σ^2 — оценка дисперсии нейтронного потока [8], показали, что эта величина при измерениях на

частоте переключения аппаратуры $\sim 0.5-1$ Hz лежит на уровне $\sim 5 \cdot 10^{-6}$. При интенсивностях потока регистрируемых частиц $N \approx 10^9 \text{ s}^{-1}$ флуктуации мощности реактора будут почти в сто раз больше, чем флуктуации счета событий за счет ядерной реакции, и необходимо компенсировать флуктуации мощности реактора для уменьшения погрешности измерений.

Компенсация флуктуаций мощности реактора может осуществляться с применением двух детекторов. Необходимо создать такие физические условия, при которых оба детектора в одно и то же время будут регистрировать один и тот же процесс, но знак эффекта в этих детекторах должен быть разным, в то время как флуктуации мощности реактора коррелированы (одиночные каналы). Тогда вычитание сигнала одного детектора из сигнала другого (разностный канал) приводит к вычитанию синфазной составляющей сигнала. Исследуемый эффект P -нечетной асимметрии имеет разный знак в разных детекторах и складывается. В принципе описываемый способ позволяет хорошо компенсировать электромагнитную наводку на детекторы, если она имеется.

В экспериментах по изучению P -нечетной асимметрии вылета вторичных частиц в реакциях тепловых поляризованных нейтронов с легкими ядрами (${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$) нами был разработан (и использовался в измерениях) способ компенсации флуктуаций мощности реактора, описанный в [9]. Для компенсации применялась система двух детекторов. В качестве детекторов использовались ионизационная камера [7] для изучения P -нечетных эффектов на тритонах или α -частицах либо γ -детекторы при измерении P -нечетного эффекта на γ -квантах [10].

Компенсация флуктуаций мощности реактора проводится при цифровом вычитании коэффициентов асимметрий для синхронных единичных измерений сигналов двух детекторов $\alpha_i^{(1)}$ и $\alpha_i^{(2)}$, регистрирующих искомый эффект с разным знаком:

$$\alpha_i = \alpha_i^{(1)} - L\alpha_i^{(2)}, \quad i = 1 - N. \quad (5)$$

При этом реальный эффект удваивается, а флуктуации мощности реактора вычитаются. Коэффициент компенсации определяется по окончании набора каждой серии измерений из условия минимума дисперсии среднего значения величин (5) [9,10].

Среднее по серии измерений значение эффекта записывается следующим образом:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \alpha_i^{(1)} - L \sum_{i=1}^N \alpha_i^{(2)} \right),$$

при этом коэффициент компенсации L равен

$$L = \frac{\sum_i \alpha_i^{(1)} \alpha_i^{(2)} - \frac{1}{N} \sum_i \alpha_i^{(1)} \sum_i \alpha_i^{(2)}}{\sum_i (\alpha_i^{(2)})^2 - \frac{1}{N} (\sum_i \alpha_i^{(2)})^2}. \quad (6)$$

Система регистрации и сбора информации с использованием интеграторов

При токовом методе измеряется ток (напряжение) в детекторе, создаваемый регистрируемым излучением. Система сбора информации позволяет одинаково успешно работать с любыми детекторами излучений в широком диапазоне выходных сопротивлений детекторов $R \approx 10 \text{ k}\Omega - 1 \text{ G}\Omega$.

Блок-схема системы регистрации и управления экспериментальной установкой с использованием интеграторов приведена на рис. 1.

Каждый детекторный канал состоял из предусилителя (ПУ) и интегратора. Предусилители (рис. 2) состоят из преобразователей „ток-напряжение“ и оконечного усилителя на базе операционного усилителя, они собраны по классической схеме, при которой выходное напряжение определяется как произведение тока детектора и сопротивления обратной связи [6]. Ток детектора прямо пропорционален уровню его радиационной загрузки. Предусилители рассчитаны на усиление низкочастотного сигнала, постоянная обратной связи предусилителей $\tau = R_{bf}C_{bf} \approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ s}$. Для уменьшения вклада в исследуемый сигнал шумов электроники в первом каскаде предусилителей были применены полевые тран-

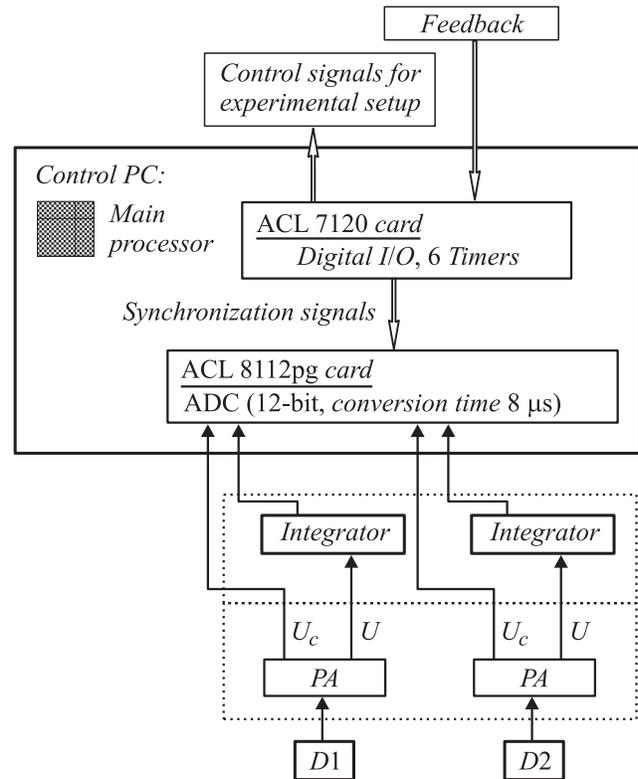


Рис. 1. Блок-схема управления экспериментом и регистрации токовых сигналов с помощью интеграторов: $D1, D2$ — детекторы исследуемых сигналов; PA — предусилитель сигнала с выходом переменной U и постоянной U_c составляющих сигнала.

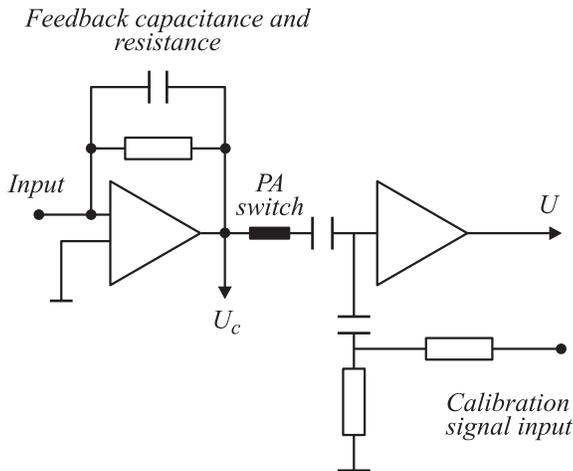


Рис. 2. Принципиальная схема предусилителя токового сигнала. PA Switch — ключ отключения головной части ПА при калибровке усиления.

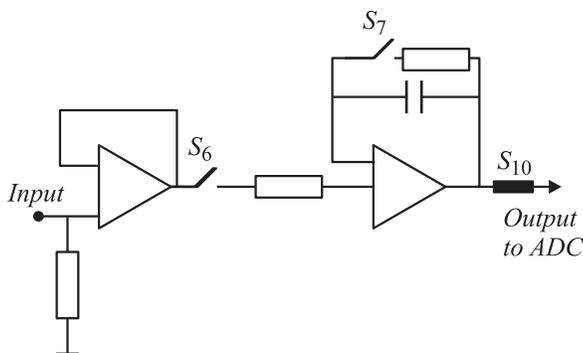


Рис. 3. Принципиальная схема интегратора: S_6 , S_7 — ключи интегрирования и сброса интеграторов соответственно; S_{10} — ключ подключения интегратора к АЦП.

зисторы. Сигнал в предусилителе разделялся на две составляющие: постоянную и переменную. Переменная составляющая сигнала усиливалась примерно в 30 раз и подавалась на интегратор.

Калибровка усилительного тракта проводилась путем подачи калибровочного прямоугольного сигнала известной амплитуды на вход оконечного усилителя при отключенном преобразователе „ток-напряжение“. Часть предусилителя до „ключа ПУ“ не калибруется, поскольку постоянная и переменная составляющие сигнала усиливаются одинаково в зависимости от сопротивления обратной связи, а в величину эффекта (3) входит отношение переменной и постоянной составляющих сигнала.

В качестве интеграторов использовался операционный усилитель с емкостью в цепи обратной связи [6]. В каждом интеграторе (рис. 3), согласно временной диаграмме (рис. 4), последовательно происходили интегрирование сигнала на емкости интегратора (замкнут только ключ S_6), считывание значения напряжения аналого-цифровым преобразователем (АЦП) (замкнут только ключ S_{10}) и „обнуление“ интегратора в те-

чение „времени вычеркивания“ (замкнут только ключ S_7). Напряжение с интеграторов считывалось в память ЭВМ с помощью программируемого 12-разрядного АЦП, установленного на многофункциональной плате сбора данных ACL-8112pg фирмы ADLink Technology Inc, встраиваемой в компьютер. Для получения стабильных интервалов временной диаграммы использовались программируемые счетчики-таймеры встраиваемой в компьютер платы ACL-7120 фирмы ADLink Technology Inc.

Такая система регистрации основана на аналоговом интегрировании сигналов и является принципиально медленной, поскольку все интеграторы выполнены на релейных переключателях.

С помощью описанной системы с использованием интеграторов были проведены эксперименты по измерению P -нечетной асимметрии вылета тритонов в реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ [7] и асимметрии вылета γ -квантов ($E_\gamma = 0.478 \text{ MeV}$) в реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow {}^7\text{Li}$ [10,11]. Сравнительное исследование погрешностей этих измерений показало, что при одинаковой интенсивности регистрируемых частиц в эксперименте с использованием в качестве детектора ионизационной камеры в реакции с литием погрешность измерений была в ~ 1.5 раза меньше погрешности измерений эффекта на γ -квантах в реакции с бором, где использовались γ -детекторы.

Детекторы излучения γ -квантов с большой эффективностью регистрации представляют собой кристаллы NaI(Tl) большого диаметра $\sim 200 \text{ mm}$. Попытки использовать ФЭУ с большим диаметром фотокатодов для регистрации световых квантов приводили к возникновению дополнительных шумов и к увеличению погрешности измерений, что неприемлемо. Для регистрации света с кристаллов нами использовались полупроводниковые фотодиоды Hamamatsu S3204-03 размером

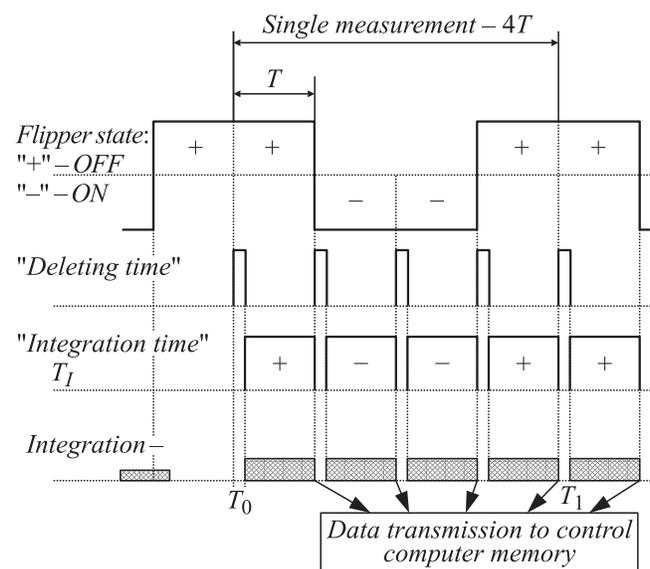


Рис. 4. Временная диаграмма управления экспериментом.

$18 \times 18 \text{ mm}$ (темновой ток $\sim 8 \cdot 10^{-10} \text{ A}$ при обратном смещении $\sim 1 \text{ V}$), которые присоединялись к кристаллам с помощью световодов. До фотодиода доходит менее 1% света, что делает необходимым увеличение усиления сигналов для достижения разумных значений регистрируемых напряжений. В ионизационной камере ток, возникающий за счет ядерной реакции, регистрировался полностью и усиление сигнала в камере было примерно в ~ 300 раз меньше, чем в детекторе γ -квантов.

Большое усиление приводит к возникновению в канале „микрофонного эффекта“ [12] за счет механической вибрации преусилителей. „Микрофонный эффект“ при этом приводит к увеличению шума, который не может быть скомпенсирован при вычитании сигналов детекторов, так как „микрофонные“ шумы разных детекторов не коррелированы. При применении только процедуры компенсации в случае наличия дополнительных некоррелированных шумов невозможно достичь необходимого уровня точности измерений. Ситуация в корне отличается от измерений на ионизационной камере, где „микрофонный эффект“ из-за малого усиления не ощущается.

Встала задача создания нового способа наблюдения P -нечетных эффектов, свободного от указанных недостатков.

Система регистрации и сбора информации без использования интеграторов

На рис. 5 приведена частотная зависимость SPD — нормированной спектральной плотности мощности нейтронного шума реактора, полученная нами на выведенном пучке реактора Института Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ, Гренобль, Франция) [13]. Величина $SPD(f)$ резко убывает с ростом частоты. Поэтому одним из возможных способов уменьшения погрешности измерений является переключение аппаратуры и наблюдение P -нечетных эффектов на более высоких частотах. В [14] был сделан вывод, что в погрешности измерений будут давать вклад только гармоники сигнала, лежащие выше частоты переключения эффекта.

Из представленной на рис. 5 зависимости можно сделать заключение, что при 10 Hz общие шумы реактора примерно на два порядка меньше, чем в области частот порядка 0.5–1 Hz. При использовании интеграторов частота переключения аппаратуры составляла 0.5 Hz, где шумы реактора максимальны и намного больше флуктуаций сигнала за счет ядерной реакции. Компенсация флуктуаций мощности реактора приводила к тому, что отношение погрешности измерений каждого из каналов к погрешности измерений разности каналов, где были скомпенсированы флуктуации мощности реактора, составляла 30–50 [15]. При переходе к частотам переключений аппаратуры $f \approx 10 \text{ Hz}$ по-

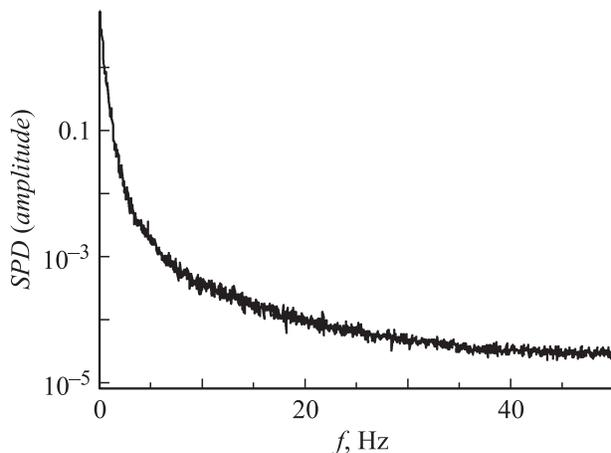


Рис. 5. SPD — спектральная плотность мощности флуктуаций нейтронного потока реактора ИЛЛ в зависимости от частоты (в условных единицах).

грешность измерений должна уменьшиться на ~ 2 порядка в одиночном канале регистрации до значения, определяемого статистикой ядерной реакции. Подобная методика регистрации при повышенных частотах переключения знака эффекта до настоящего времени не была реализована, хотя о такой возможности указывалось раньше в [14].

Нами была создана новая система управления и сбора информации для реализации переключения знака эффекта с повышенной частотой. Первый вариант новой системы был макетным [15,16] и показал уменьшение погрешности измерений при увеличении частоты переключения знака эффекта.

Был проведен калибровочный эксперимент при наблюдении P -нечетной асимметрии в реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ [15]. Эксперимент показал, что при одной и той же интенсивности пучка погрешность измерений эффекта (3) в единицу времени в одиночном канале (без применения компенсации) при частоте переключения эффекта $\sim 10 \text{ Hz}$ в 1.5 раза меньше чем погрешность измерений при частоте переключения эффекта 0.5 Hz с применением компенсации флуктуаций мощности реактора.

В то же время в эксперименте по измерению P -нечетного эффекта в полном сечении на естественном бrome [16] с применением ионизационной камеры в качестве детектора подобного не наблюдалось. Относительная погрешность измерений σ_I , полученная с помощью интеграторов при компенсации флуктуаций мощности реактора и частоте переключений поляризации нейтронов 0.5 Hz, и относительная погрешность измерений σ_{DSP} в одиночном канале в системе с цифровым сигнальным процессором (DSP) при частоте переключения поляризации 12.5 Hz, приведенные к единице времени, примерно равны:

$$\sigma_I = 7.9 \cdot 10^{-6}, \quad \sigma_{\text{DSP}} = 8.5 \cdot 10^{-6}.$$

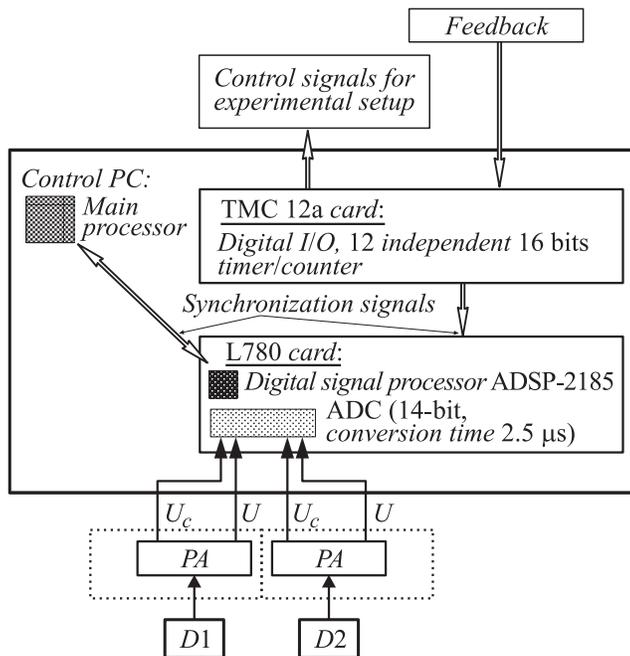


Рис. 6. Блок-схема управления экспериментом и регистрации токовых сигналов с помощью DSP.

Результаты измерений асимметрии на хлоре и броне позволил подтвердить гипотезу о наличии низкочастотного несинхронного „микрофонного“ шума в каждом измерительном канале γ -детекторов.

В результате проверки на макете возможности работы с повышенной частотой переключения аппаратуры была разработана полнофункциональная система регистрации токовых сигналов, работающая в диапазоне частот переключения эффекта 0.1–50 Hz [13]. Система позволяет работать при разных частотах и одновременно в системе сохраняются процедура компенсации флуктуаций мощности реактора также при разных частотах. Общая схема управляющей части экспериментальной установки представлена на рис. 6.

Принципиально новая система управления экспериментальной установкой и сбора данных отличается от прежней системы с интеграторами тем, что вместо аналогового интегрирования переменной составляющей сигнала с детектора используется накопление оцифрованных значений сигнала, т. е. цифровое интегрирование. Реализуется оно с помощью 14-разрядного АЦП, работающего под управлением цифрового сигнального процессора (ADSP-2185 фирмы Analog Devices, Inc.). Эти устройства входят в состав платы L780 (фирма L-Card, Москва), встраиваемой в IBM-совместимый компьютер.

Временная диаграмма работы установки с использованием DSP совпадает с временной диаграммой установки с интеграторами. В процессе измерения за время интегрирования T_i (рис. 4) в памяти DSP накапливается сумма $\sum U_i$ значений напряжения входного сигнала U_i и фиксируется количество слагаемых N в этой сумме для каждого интегрального канала. Эти значения передаются

в память основного компьютера по концу времени T_i , и в буфер результатов измерений записывается среднее значение напряжения

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i$$

для дальнейшей обработки по концу серии измерений. „Текущие“ значения входных напряжений U_i перезаписываются в памяти DSP и могут визуализироваться в графическом виде в режиме *online*. Максимальная частота преобразования АЦП в канале в рабочем режиме ~ 100 kHz.

Для формирования временной диаграммы эксперимента и управляющих установкой сигналов, а также сигналов, синхронизирующих работу DSP и основного компьютера, используется встраиваемая в компьютер плата счетчиков-таймеров PCI-TMC12 фирмы ICP DAS. Все необходимые параметры и режимы работы этих плат задаются программным образом.

Весь обмен данными с центральным компьютером DSP осуществляет через свой канал прямого доступа к памяти. Это позволяет программе центрального процессора обращаться к любой ячейке памяти DSP, не прерывая работы самого DSP, что особенно удобно для работы в реальном масштабе времени (максимальная пропускная способность обмена данными между сигнальным процессором и компьютером составляет приблизительно 10 Mb/s).

Так как интегрирование происходит в цифровом виде, система может работать в широком диапазоне частот переключения изменяемого параметра эксперимента: от 0.1 до 50 Hz. Обработка результатов измерений в новой системе была полностью сохранена. Поэтому было возможно наблюдать эффекты P -нечетной асимметрии для двух одиночных каналов и для их разностей при минимальной погрешности измерений (скомпенсированные значения) при разных частотах переключения поляризации нейтронов.

Испытание системы регистрации и управления на тестовых сигналах

Создание системы управления экспериментом и сбора данных невозможно было без тестирования ее на сигналах с необходимыми частотными характеристиками.

Отладить новую систему на реальных сигналах от детекторов в условиях функционирования атомного реактора было практически невозможно из-за дефицита времени для работы на нейтронном пучке. Поэтому была проведена проверка работоспособности системы на смоделированных сигналах. Для этого было необходимо „создать“ сигналы, обладающие определенными частотными характеристиками.

Между временной реализацией $x(t)$ случайного процесса $X(t)$ и ее спектром $S(f)$, являющимся преобразованием Фурье функции $x(t)$, существует однозначное

соответствие. Энергия сигнала зависит только от амплитуд синусоидальных колебаний, по которым происходит разложение в преобразовании Фурье, а от фаз зависит форма сигнала. Для того чтобы смоделировать отрезок дискретной реализации сигнала во времени длиной $N = 2^n$ точек с интервалом дискретности Δt , имеющий нужный амплитудно-частотный спектр, использовалась процедура обратного быстрого преобразования Фурье для N значений [17,18]. При этом фазы синусоидальных составляющих сигнала выбирались случайным образом исходя из их равномерного распределения в пределах от $-\pi$ до π для различных отрезков сигнала во времени. Это делалось для получения неповторяющейся формы сигнала в разных отрезках. Длительность одного отрезка реализации сигнала определялась длиной N и предполагаемой частотой дискретизации $f = 1/\Delta t$. Вычислялось несколько таких отрезков сигнала во времени, чтобы общая длительность сигнала была сравнимой с длительностью серии измерений при испытаниях. Таким образом получалась реализация смоделированного сигнала, которую необходимо было подать на вход нашей системы. Реализация в цифровом виде сохранялась в файле.

В дальнейшем эта реализация преобразовывалась в напряжение с использованием 12-разрядного цифро-аналогового преобразователя (ЦАП), входящего в состав управляющей платы L780. Был реализован асинхронный циклический режим генерации напряжений на аналоговых выходах ЦАП в соответствии с кодами из заранее подготовленного файла. Эти сигналы затем подавались на вход системы регистрации.

Для регистрации модельного „сигнала детектора“ на пучке реактора ИЛЛ была записана пятиминутная временная реализация сигнала с γ -детектора (мишень ^{10}B). По этой реализации с помощью быстрого преобразования Фурье был получен амплитудно-частотный спектр, использовавшийся, как описано выше.

На рис. 7 приведены погрешности измерений эффекта (4) в одиночном канале в зависимости от частоты переключения „поляризации нейтронов“ для смоделированных сигналов. Для спектральной плотности, убывающей при увеличении частоты (рис. 5), погрешность измерений уменьшается (рис. 7, кривая 1). Для низкочастотного „белого“ шума (граничная частота 100 Hz) погрешность измерений остается постоянной (рис. 7, кривая 2) и не зависит от частоты переключения „поляризации нейтронов“.

Для проверки системы компенсации синхронных шумов на один канал установки подавался сигнал, являющийся суммой „воспроизведенных“ сигнала флуктуаций мощности реактора и случайного сигнала (низкочастотный „белый шум“, граничная частота ~ 100 Hz). На второй канал установки подавался только „воспроизведенный“ сигнал флуктуаций мощности реактора. Фактически была реализована работа с „монитором“, где „монитором“ являлся сигнал флуктуаций. Амплитуда сигнала „белый шум“ была в ~ 10 раз меньше амплитуды „воспроизведенного“ сигнала флуктуаций мощности

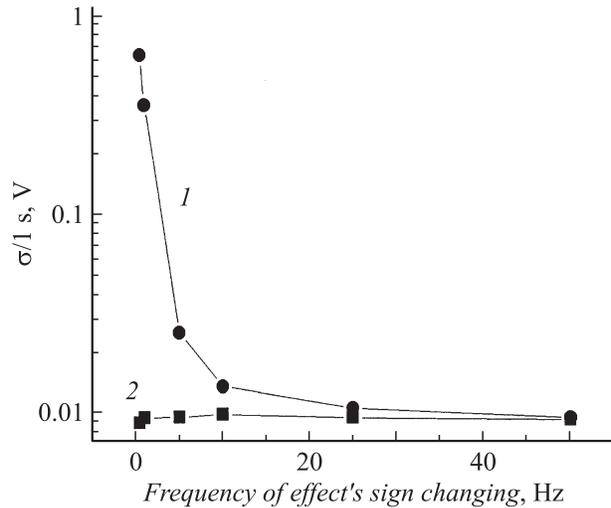


Рис. 7. Погрешности σ за секунду измерений эффекта (4) в зависимости от частоты переключения аппаратуры для тестовых сигналов: 1 — σ_{signal} , спектральная плотность мощности, убывающая с ростом частоты; 2 — σ_{noise} , спектральная плотность мощности — постоянная величина.

реактора. При этом при правильной работе системы компенсации погрешность измерений эффекта (4) для разности двух сигналов должна равняться погрешности измерений эффекта (4) для „белого шума“ на всех частотах переключения „поляризации“. Погрешность измерений в одиночном канале „шумов реактора“ должна уменьшаться при увеличении частоты переключения „поляризации“, поскольку имеет место сигнал, имеющий амплитудно-частотную характеристику, подобную представленной на рис. 5, что и происходит. Результат эксперимента представлен на рис. 8.

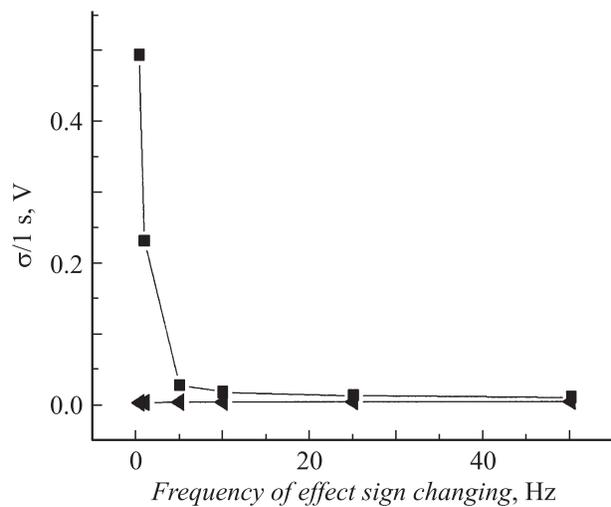


Рис. 8. Погрешности измерений эффекта (4) на смоделированных сигналах в зависимости от частоты переключения „поляризации“: σ_1 — погрешность одиночного канала (■), σ_k — погрешность разностного канала (▲).

Значение скомпенсированной погрешности измерений σ_k случайного сигнала примерно постоянно при всех частотах переключения „поляризации“ и практически совпадает с погрешностью σ_1 одиночного канала при частоте переключения больше 10 Hz. Таким образом, аппаратура и система компенсации не вносят дополнительной погрешности в процесс обработки сигналов.

Испытания, проведенные на реальных сигналах

Был проведен эксперимент по регистрации γ -квантов от радиоактивного источника при выключенном нейтронном пучке. Между детекторами устанавливался источник радиоактивного ^{137}Cs активностью 0.1 Ci. На рис. 9 представлена спектральная плотность мощ-

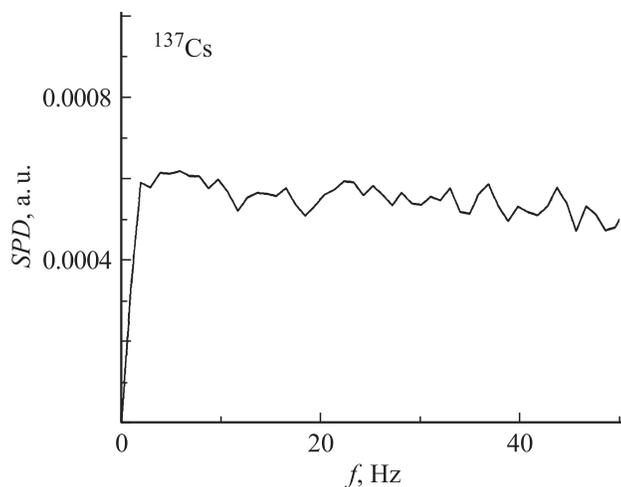


Рис. 9. Спектральная плотность мощности тока детектора, создаваемого γ -квантами радиоактивного источника ^{137}Cs .

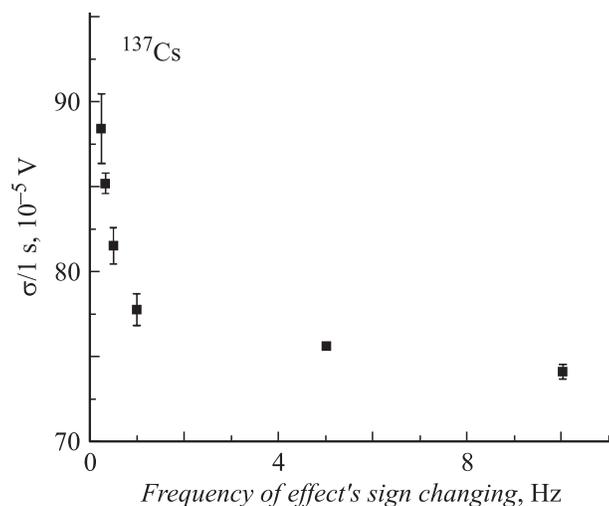


Рис. 10. Погрешности измерения эффекта (4) на радиоактивном источнике ^{137}Cs в зависимости от частоты переключения аппаратуры.

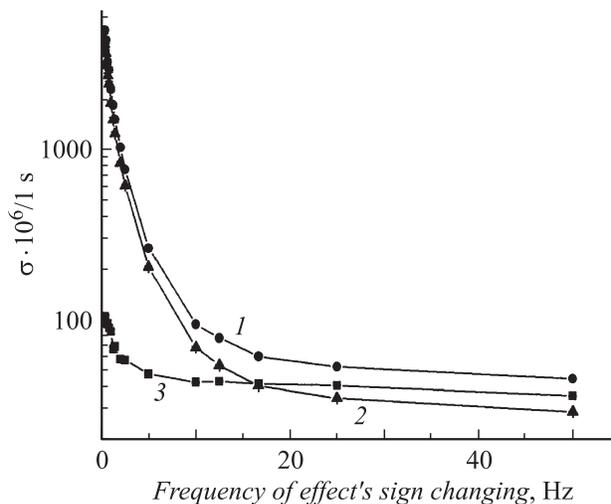


Рис. 11. Относительная погрешность σ измерений P -нечетного эффекта (3) в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \Rightarrow ^7\text{Li}(o.c.)$ в зависимости от частоты переключения направления поляризации нейтронов: 1, 2 — погрешность измерений асимметрии для детекторов 1, 2; 3 — погрешность измерений разностного канала (с компенсацией флуктуаций мощности реактора), приведенная к погрешности одиночного канала ($\sqrt{2}$). Погрешности представленных значений лежат в пределах размера „точки“.

ности тока детектора, создаваемого γ -квантами радиоактивного источника ^{137}Cs . Флуктуации реактора при работе с радиоактивным источником отсутствуют и поэтому кривая спектральной плотности шумов подобна „белому шуму“.

Из данных рис. 9 можно сделать заключение, что радиотехнический тракт пропускает частоты до 50 Hz практически без искажения. На рис. 10 приведены погрешности измерений эффекта (4), полученные в тесте с радиоактивным источником. Увеличенная погрешность измерений переключения знака эффекта при малых частотах свидетельствует, по нашему мнению, о присутствии уже упоминавшегося „микрофонного эффекта“.

Была исследована зависимость относительной погрешности измерений P -нечетного эффекта на γ -квантах в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(o.c.)$ от частоты переключения знака эффекта [13]. Результаты представлены на рис. 11. Видно, что уменьшение погрешности измерений наблюдается как в одиночном, так и разностном канале. В канале с компенсацией флуктуаций мощности реактора основное уменьшение погрешности измерений происходит при частоте $\sim 0-5$ Hz, что подтверждает вывод о присутствии несинхронного „микрофонного“ шума в измерительных каналах.

Заключение

Разработанный нами вариант интегрального метода регистрации событий позволяет работать в широком диапазоне частот переключения изменяемого параметра эксперимента (0.1–50 Hz), при этом сохраняется

возможность использовать процедуру компенсации синхронных флуктуаций сигналов. Если измеряемый сигнал имеет спектральную плотность мощности, убывающую с ростом частоты, новый метод измерения на повышенной частоте переключения позволяет уменьшить погрешность измерений в одиночном канале до значения, определяемого только статистикой изучаемой реакции, и дает возможность работать с одним детектором. Это позволяет достаточно просто проводить работы по изучению P -нечетных эффектов в полном и радиационном сечении, где трудно, а иногда невозможно, выделить два канала с разными знаками эффектов для применения процедуры компенсации синхронных шумов.

Проведенные исследования погрешностей измерений при работе с γ -детекторами и погрешностей измерений на ионизационной камере [16] подтвердили правильность наших представлений и природе дополнительного шума при работе с большими коэффициентами усиления сигналов. Сопоставление закономерностей, полученных при изучении экспериментальных сигналов на реакторе, с закономерностями, полученными на смоделированных сигналах, показывает их полную идентичность.

В эксперименте с использованием описываемой системы управления при повышенной частоте переключения знака эффекта при работе с γ -детекторами получено существенное уменьшение погрешности измерений, что позволило получить максимально точный результат [19] при определении P -нечетной асимметрии на γ -квантах в реакции $^{10}\text{Bi}(n, \alpha) ^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(\text{o.c.})$.

Настоящая методика может применяться в любых физических экспериментах, где используется переключение параметра, от которого зависит наблюдаемый эффект.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00138-а).

Список литературы

- [1] Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959.
- [2] Lobashev V.M. // Phys. Atom. Nucl. 1965. Vol. 5. P. 957.
- [3] Лобашев В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. Вып. 7. С. 268.
- [4] Лобашев В.М. Несохранение четности в γ -распаде ядер. Докт. дис. Л., 1968. 140 с.
- [5] Весна В.А., Коломенский Э.А., Лобашев В.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. Вып. 5. С. 169.
- [6] Князьков В.А., Коломенский Э.А., Лобашев В.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. Вып. 3. С. 138.
- [7] Vesna V.A., Gledenov Yu.M. et al. // Phys. Rev. C. 2008. Vol. 77. P. 035 501.
- [8] Гарусов Е.А., Коноплев К.А., Лившиц П.М. и др. // Kernenergie. 1983. Vol. 26. N 2. P. 68.
- [9] Gledenov Yu.M., Okunev I.S. et al. // NIM A 350. 1993. P. 517.
- [10] Весна В.А., Гledenov Ю.М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67(1). С. 118.
- [11] Vesna V.A., Gledenov Yu.M. et al. // Proc. ISINN XI. Dubna, 2004. P. 52.
- [12] Цитович А.П. Ядерная радиоэлектроника. М.: Наука, 1967.
- [13] Весна В.А., Шульгина Е.В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 24. С. 42.
- [14] Гарусов Е.А., Петров Ю.В. // Атомная энергия. 1981. Т. 50. Вып. 3. С. 217.
- [15] Весна В.А., Шульгина Е.В. // ПТЭ. 2005. № 1. С. 62.
- [16] Весна В.А., Гledenov Ю.М. и др. Препринт ПИЯФ-2708. Гатчина. 2007. 9 с.
- [17] Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989.
- [18] Smith S.W. The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing <<http://www.DSPguide.com>>.
- [19] Vesna V.A., Gledenov Yu.M., Nesvizhevsky V.V. et al. // NIM A611. 2009. P. 244.