

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-14

P3-98-17

Ш.С.Зейналов, О.В.Зейналова, В.И.Смирнов

ПРИЛОЖЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО МЕТОДА
К ИЗМЕРЕНИЯМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ
НЕЙТРОНОВ ПРИ ИНДУЦИРОВАННОМ
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ ДЕЛЕНИИ ^{237}Np

1998

Введение

Исследования характеристик распада составных ядер, образованных в результате захвата тепловых нейтронов, как правило, проводятся путем чередования во времени интервалов накопления и измерения характеристик распада исследуемых ядер. Для накопления ядер используются пучки нейтронов от ядерных реакторов. Так как спектры нейтронов большинства реакторов помимо тепловых нейтронов содержат заметную долю быстрых, то на практике возникает проблема разделения эффектов, вызванных быстрыми и тепловыми нейтронами. Одним из способов такого разделения является применение кадмиевых фильтров. Эти фильтры незначительно ослабляют поток быстрых нейтронов и практически не пропускают тепловые нейтроны. Сравнивая результаты измерений с применением кадмиевого фильтра и без него, можно определить соотношение между эффектами, связанными с быстрыми (фон) и тепловыми (эффект) нейтронами. В настоящей работе приведены результаты измерений среднего числа запаздывающих нейтронов при делении ^{237}Np . Следует заметить, что указанное ядро ^{237}Np имеет крайне низкое (около 20 мб) значение сечения деления тепловыми нейтронами при полном сечении реакции около 170 б и обладает высокой удельной альфа-радиоактивностью. По этой причине при измерениях с указанным изотопом приходится преодолевать значительные технические трудности, так как исследуемый эффект не превышает нескольких процентов по отношению к фону, связанному с быстрыми нейтронами и собственной радиоактивностью исследуемого нуклида. Поэтому корректный учет фона в этих измерениях приобретает исключительное значение. Для измерений был выбран корреляционный метод, основанный на модуляции интенсивности пучка тепловых нейтронов и одновременном выделении событий распада, интенсивность которых коррелирована с законом модуляции пучка тепловых нейтронов. Благодаря этому метод приобретает высокую помехоустойчивость. Следует отметить, что корреляционный метод, успешно применяется во многих областях физики для выделения слабых сигналов из помех [1]: в радиоастрономии, в радиолокации, в биофизике, физике низких температур. На протяжении более 10 лет указанный метод является одним из инструментов при исследованиях структуры твердого тела, проводимых в ЛНФ ОИЯИ с помощью TOF-дифрактометров [2].

Экспериментальная установка

На рисунке 1 представлена схема установки, использованной для измерений. Образец располагался в центре чувствительного объема нейтронного детектора с 12 ^3He -счетчиками. Детектор нейтронов представлял собой прямоугольную призму из полиэтилена с размерами 450x450x500 мм со сквозным каналом цилиндрического сечения диаметром 140 мм. Этот канал служил в качестве чувствительного объема детектора, где находились исследуемые образцы. ^3He -счетчики располагались на окружности, центр которой лежал на оси чувствительного объема, и были разделены равными промежутками. Нейтронный детектор имел кадмиевый экран для защиты от рассеянных образцом и окружающими материалами тепловых нейтронов.

Импульс тока нейтронов с шириной на полувысоте около 230 мкс и частотой повторения импульсов около 5 Гц и создавался реактором ИБР-2. Отметим, что средняя интенсивность нейтронов между импульсами для реактора ИБР-2 составляла около 7% от пиковой. Поэтому фон, связанный с быстрыми нейтронами между импульсами заметно искажал результаты измерений.

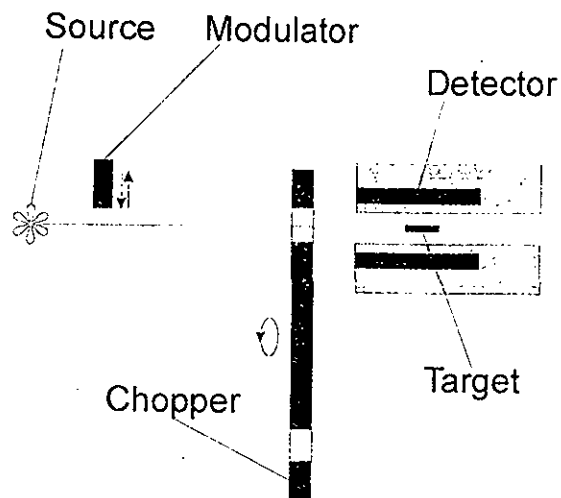


Рис. 1

Исследуемый образец располагался на расстоянии около 30 м от центра активной зоны реактора, где ширина на полувысоте для импульса тепловых нейтронов равнялась 12 мс. Пучок нейтронов имел прямоугольное сечение 150x15 мм и формировался при помощи изогнутого зеркального нейтронотода, предназначенного для пространственного разделения траекторий быстрых и тепловых нейтронов. В зоне расположения образца расстояние между осями быстрых и тепловых нейтронов составило около 15 мм, и тем самым было достигнуто значительное подавление потока быстрых. Дополнительное формирование импульса тепловых нейтронов на образце осуществлялось прерывателем, представляющим собой диск из металлического кадмия. Прерыватель мог вращаться вокруг оси, проходящей через его центр с постоянной скоростью. Вдоль диаметра диска были сделаны две прозрачные для тепловых нейтронов щели прямоугольной формы размерами 200x20 мм. Вращение этого диска было синхронизировано с импульсами реактора таким образом, чтобы он пропускал тепловые нейтроны, имеющие время пролета расстояния от источника до образца в заданном интервале. Таким образом практически полностью подавлялся поток тепловых нейтронов от реактора в паузах между импульсами. Непосредственно на выходе зеркального нейтронотода располагался еще один прерыватель потока тепловых нейтронов, который служил для модуляции нейтронного потока во времени так, как показано на рисунке 2. Среднее значение потока тепловых нейтронов на образце в отсутствие модулятора было равно $4 \cdot 10^4$ нейтрон/с·см².

Исследуемые ядра в результате захвата тепловых нейтронов испытывали деление, в результате которого из возбужденных осколков деления испускались мгновенные нейтроны. Когда величины остаточной энергии возбуждения осколков оказывается недостаточной для испускания нейтрона, ядро может разрядиться путем эмиссии мгновенных γ -квантов и в результате β -распада. При этом в цепочках β -распада могут образоваться ядра, для которых энергетически наиболее выгодным видом распада является эмиссия нейтрона. Такие нейтроны называются запаздывающими и испускаются преимущественно в интервале времени от нескольких миллисекунд до нескольких секунд после момента деления исходного ядра. На практике принято относить число запаздывающих нейтронов к числу актов деления или к сумме запаздывающих и мгновенных нейтронов деления. Поэтому представлялось естественным в одном эксперименте измерять числа как мгновенных, так и

запаздывающих нейтронов с помощью одного и того же нейтронного детектора. Так как поток тепловых нейтронов представлял собой импульсы, ширина которых примерно в двадцать раз меньше периода их повторения, то разделение мгновенных и запаздывающих нейтронов легко осуществлялось с помощью измерения распределений нейтронов по времени пролета. На рисунке 3 представлен спектр нейтронов по времени пролета, полученный с помощью описываемой установки и показано, как регистрируемые нейтроны подразделялись на категории: «быстрые», «мгновенные» и «запаздывающие».

Принцип действия детектора нейтронов состоял в том, что нейтроны деления быстро термализовались и диффундировали в объеме детектора до поглощения в материале замедлителя или в ^3He -счетчиках.

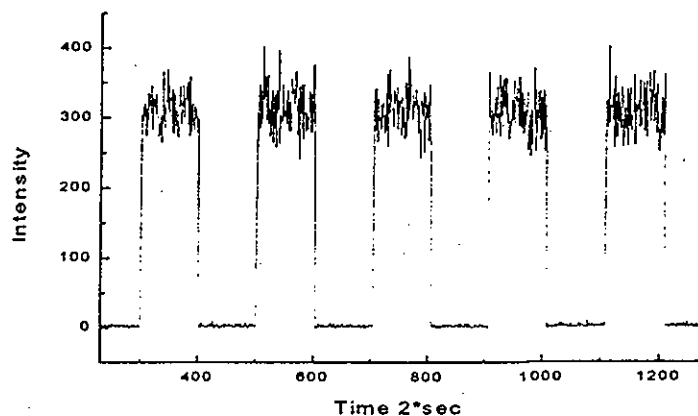


Рисунок 2. Зависимость интенсивности «мгновенных нейтронов» от времени при измерениях с применением модулятора. В качестве измеряемого образца использовалась мишень ^{235}U массой около 2 мг

Геометрия детектора и его расположение по отношению к пучку нейтронов выбирались таким образом, чтобы добиться наиболее оптимального соотношения между эффективностью регистрации нейтронов, испущенных из образца, и эффективностью регистрации нейтронов от реактора, рассеянных на окружающих материалах. Вероятность обнаружения нейтрона в детекторе через t мкс после его рождения определяется следующей зависимостью:

$$P(t) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (*)$$

где τ - среднее время диффузии нейтронов в детекторе до поглощения. Величины τ и ϵ - эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления, определялись экспериментально с помощью калибровочного источника из препарата ^{252}Cf .

Регистрация нейтронов деления осуществлялась с помощью электронной аппаратуры, функциональная схема которой представлена на рисунке 4. Сигналы с каждого из ^3He -счетчиков усиливались и формировались по 12 независимым каналам. В каждом канале сигналы формировались по амплитуде и длительности и далее поступали на дифференциальные дискриминаторы, с помощью которых осуществлялся отбор импульсов по амплитуде. Выходные сигналы дискриминаторов после логического суммирования подавались на запуск общего для всех каналов одновибратора, который осуществлял формирование импульсов со стандартной длительностью. Таким образом, при регистрации нейтрона любым из счетчиков вырабатывался стандартизованный ТТЛ сигнал длительностью около 1,0 мкс, который поступал на блок регистратора нейтронов.

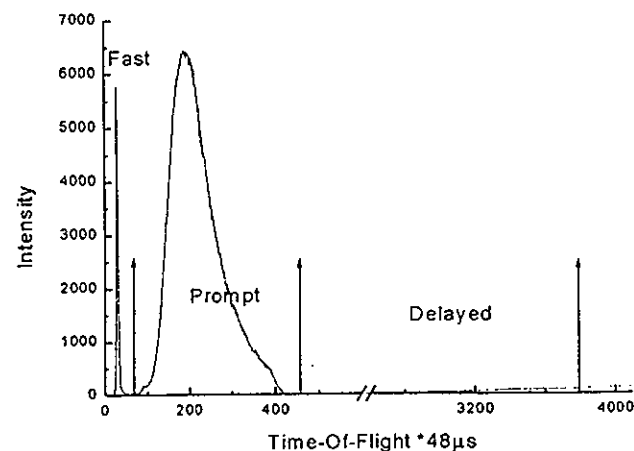


Рисунок 3. Времяпролетный спектр, полученный с помощью описываемой установки. На рисунке показаны категории нейтронов, разделяемые по времени пролета TOF: $0 < \text{TOF} < 1,5$ мс - «быстрые», $1,5 < \text{TOF} < 24$ мс - «мгновенные» и $24 < \text{TOF} < 180$ мс - «запаздывающие»

Регистратор нейтронов был выполнен в виде модуля расширения ЭВМ IBM PC (рисунок 5) и представлял собой многоканальный анализатор по времени пролета, позволяющий осуществлять регистрацию числа входных импульсов внутри следующих друг за другом интервалов времени заданной длительности.

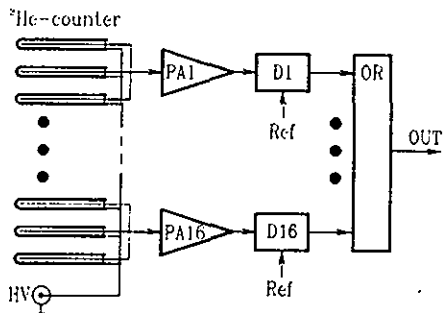


Рисунок 4. Функциональная схема электронной аппаратуры нейтронного детектора

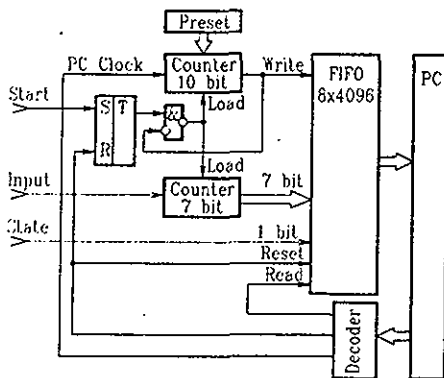


Рисунок 5. Функциональная схема времяпролетного анализатора

Число таких интервалов и их длительность могли выбираться в зависимости от требований эксперимента. Регистратор нейтронов имел два режима работы - основной и калибровочный. В основном режиме запуск регистратора осуществлялся внешним по отношению к детектору нейтронов сигналом, например синхросигналом от реактора. В калибровочном режиме в качестве запускающего использовался импульс от любого нейтрона, зарегистрированного детектором. Длительность интервалов регистратора в основном режиме измерений выбиралась достаточно большой, так что практически все мгновенные нейтроны, испущенные в одном акте деления регистрировались в течение этого интервала.

Сигналы детектора фазы прерывателя (PickUp-сигналы) представляли собой два уровня напряжения, один из которых соответствовал открытому состоянию прерывателя, а другой - закрытому. Сигналы от ^3He -счетчиков поступали на счетчик, служащий для измерения числа импульсов за интервал времени, заданный периодом тактового генератора. В момент, предшествующий окончанию очередного периода тактового генератора информация о числе зарегистрированных за предыдущий период нейтронов и двоичное число, соответствующее фазе прерывателя в этот момент заносилось в буферную память типа FIFO (First-In-First-Out) емкостью 84096 бит. При этом 7 бит использовались для записи содержимого счетчика, а 8-й бит - для записи состояния модулятора.

Калибровочные измерения

Для калибровочных измерений использовался источник из препарата ^{252}Cf , который располагался в центре чувствительного объема нейтронного детектора. Интенсивность спонтанных делений источника была измерена с высокой точностью при помощи двойной ионизационной камеры деления и составляла $I = 27,2 \pm 1,0$ делений/с. Используя хорошо известное [3] значение среднего числа мгновенных нейтронов на акт деления для ^{252}Cf , было определено среднее число мгновенных нейтронов деления, испускаемых этим источником в единицу времени $I_n = 105,4 \pm 4$ нейтрон/с. Эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления детектором определялась как отношение числа зарегистрированных в единицу времени нейтронов к интенсивности источника.

Другой метод измерения эффективности регистрации мгновенных нейтронов деления детектором был основан на

регистрации актов эмиссии множественных нейтронов. Отношение между событиями с различной кратностью нейтронов полностью определяется значениями вероятности испускания нейтронов различной кратности, с одной стороны, и эффективностью регистрации одиночных нейтронов, с другой. Вероятности испускания кратных нейтронов при спонтанном делении ^{252}Cf известны с высокой точностью [3]. Поэтому, найдя отношение чисел множественных событий с кратностью 2 и 3, можно определить эффективность регистрации одиночных нейтронов из уравнения

$$\frac{M_2}{M_3} = f(\varepsilon),$$

где $M_k = \sum_{i=k} C_k^i P_i \varepsilon^k (1-\varepsilon)^{i-k}$; $k=2,3$; $i=k, k+1, k+2, \dots$; P_i - вероятности испускания различного числа нейтронов при спонтанном делении ^{252}Cf , а C_k^i - число сочетаний из k элементов по i (биномиальные коэффициенты). На практике, однако, удобнее составить таблицу отношений событий с различной кратностью в зависимости от величины эффективности регистрации одиночных нейтронов и находить решение уравнения таблично. В результате измеренное обоими способами значение эффективности регистрации мгновенных нейтронов деления в пределах точности измерений совпали между собой и $\varepsilon = 0,20 \pm 0,1$.

Для определения среднего времени диффузии нейтронов в детекторе было проведено измерение распределения длительностей интервалов времени между моментами регистрации нейтронов в событиях с кратностями более 1. Так как вероятность регистрации нейтрона T единиц времени спустя после момента деления определяется формулой (*), то нетрудно проверить справедливость следующей формулы для вероятности регистрации двух нейтронов с интервалом T единиц между ними:

$$P_2(T) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right)$$

при условии, что оба нейтрона были рождены в одном акте деления. Распределение таких интервалов представлено на рисунке 6 и с его помощью определено среднее время диффузии нейтронов $\tau = 35$ мкс.

Важнейшим показателем детектора является t_d - "мертвое время", т.е. интервал времени после регистрации нейтрона, в течение которого детектор оказывается нечувствительным к последующим частицам. Величина t_d зависит от физических

свойств ^3He -счетчиков и используемой для регистрации нейтронов электронной аппаратуры. Поэтому на практике величина "мертвого времени" определялась экспериментально.

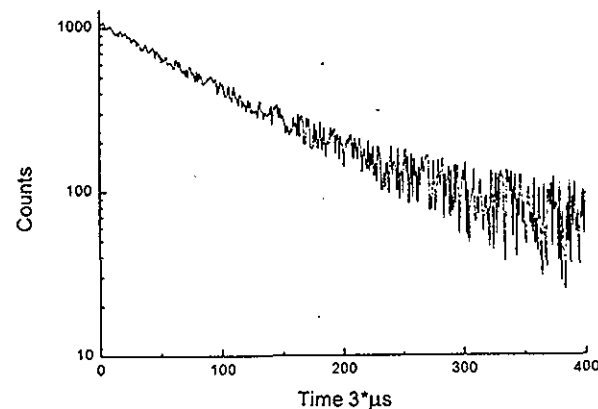


Рисунок 6. Распределение длительностей интервалов при регистрации множественных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf

Приближенно "мертвое время" можно оценить, удвоив среднюю ширину импульсов, вырабатываемых электронной аппаратурой при регистрации нейтронов на входе схемы регистратора. Для более точной оценки использовалась следующая процедура измерений [4]. На входе одного из 12 предусилителей с помощью генератора мог имитироваться импульс с параметрами близкими к импульсу от нейтронов. Частота импульсов генератора выбиралась на уровне около $(3t_d)^{-1}$. В чувствительный объем детектора располагался источник нейтронов и измерялась его интенсивность при включенном и при выключенном генераторе. Далее по формуле

$$t_d = \frac{1 - [(R_c - R_s)/f]^{1/2}}{R_s},$$

где R_s - измеренное значение интенсивности при выключенном генераторе, R_c - измеренное значение интенсивности при

включенном генераторе, а f - частота повторения импульсов генератора. Определенная таким способом величина "мертвого времени" детектора нейтронов оказалась равной $t_d = 1,25$ мкс. Заметим, что величина поправки на просчеты при рабочих измерениях в худшем случае не превышала нескольких процентов.

Теория корреляционного метода

В основе корреляционного метода лежала идея анализа корреляций между функциями интенсивности образования и распада возбужденных состояний ядер. Исследуемые ядра образовывались в результате захвата тепловых нейтронов при облучении образцов модулированным по интенсивности потоком. За счет модуляции создавалась определенная зависящая от времени структура функции интенсивности событий деления исследуемых ядер. Одновременно с облучением образцов осуществлялось измерение интенсивности распадов (число распадов с испусканием запаздывающих нейтронов в единицу времени) в зависимости от времени. Данные измерений в виде дискретизованных функций времени, использовались для вычисления кросс-корреляционной функции. Существование корреляции между функциями модуляции нейтронного потока и интенсивности распадов позволяло выделять из потока регистрируемых событий только те, интенсивность которых коррелировала с интенсивностью потока тепловых нейтронов.

Рассмотрим периодический процесс измерений, в котором половину периода модулятор перекрывал поток тепловых нейтронов. Длительность периода определим равной 400 секундам. При этом длительность интервала облучения образцов будет достаточной для того, чтобы интенсивность распадов с испусканием запаздывающих нейтронов достигла насыщения. На рисунке 7 представлены функции интенсивности мгновенных, запаздывающих нейтронов деления, а также быстрых нейтронов реактора, рассеянных на образце в момент вспышки в зависимости от времени при измерениях с ^{235}U .

Предположим, что требуется определить функцию $A(t)$, представляющую собой скорость распада ядер с испусканием запаздывающих нейтронов. Другими словами, функция $A(t)$ есть вероятность испускания запаздывающего нейтрона в интервале $(t, t+dt)$ при условии, что захват теплового нейтрона исходным ядром (или акт деления исследуемого ядра) произошел в момент $t=0$. Нетрудно убедиться в

справедливости следующего уравнения, связывающего искомую функцию $A(t)$ и измеряемую $N(t)$:

$$N(t) = \xi_d \times \int_0^t \frac{X(t-\tau)}{v_p \xi_p} \times A(\tau) d\tau + B(t) \quad (1)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

ξ_d - эффективность регистрации запаздывающих нейтронов;

ξ_p - эффективность регистрации мгновенных нейтронов;

v_p - среднее число мгновенных нейтронов в расчете на один акт деления;

$X(t)$ - измеряемое значение интенсивности мгновенных нейтронов деления в момент времени t ;

$N(t)dt$ - скорость счета запаздывающих нейтронов, т.е. равно числу запаздывающих нейтронов, зарегистрированных детектором в интервале времени $(t, t+dt)$;

$B(t)$ - зависящий от времени фон;

t - момент времени измерения, а τ - задержка между моментами деления исходного ядра и регистрации запаздывающего нейтрона;

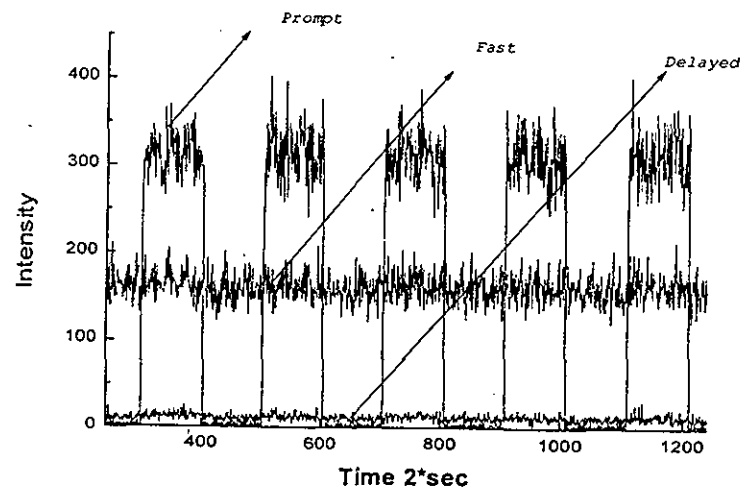


Рисунок 7. Зависимость от времени интенсивности "быстрых", "мгновенных" и "запаздывающих" нейтронов, полученных с помощью описываемой установки при измерениях с ^{235}U

В настоящее время общепринятым является представление функции $A(t)$ в виде суммы шести экспонент [8]. Имеем

$$A(t) = \sum_{i=1}^6 A_i \times \exp(-\lambda_i t), \quad (2)$$

с учетом последнего выражения уравнение (1) можно переписать в следующем виде:

$$N(t) = \xi_d \times \sum_{i=1}^6 \int_0^t \frac{X(t-\tau)}{v_p \xi_p} \times A(\tau) d\tau + B(t) =$$

$$\xi_d \times \sum_{i=1}^6 A_i \int_0^t \frac{X(t-\tau)}{v_p \xi_p} \times \exp(-\lambda_i \tau) d\tau + B(t)$$

На рисунке 8 приведен график функции $N(t)$ при нулевом фоне, построенный с использованием формулы (3) для значений A_i , взятых из работы [8].

В установившемся режиме $N(t)$ является также периодической с тем же периодом, что и $X(t)$. Нетрудно проверить, что между амплитудами функций N и X имеется простая связь:

$$v_d = \frac{N_a \varepsilon_p}{X_a \varepsilon_d} v_p, \quad (4)$$

где символами $\varepsilon_p, \varepsilon_d, v_p, v_d, N_a, X_a$ обозначены эффективность регистрации мгновенных нейтронов, эффективность регистрации запаздывающих нейтронов, среднее число мгновенных нейтронов на один акт деления, среднее число запаздывающих нейтронов на один акт деления и амплитуды функций $N(t)$ и $X(t)$ соответственно. Так как величины v_p известны с высокой точностью, а величины N_a и X_a измеряются непосредственно, то для определения v_d достаточно независимо определить отношение эффективностей регистрации мгновенных и запаздывающих нейтронов. Для этого можно произвести измерения для ^{235}U и, воспользовавшись известным значением для v_d [9], определить значение отношения эффективностей регистрации. В корреляционном методе вычисляется взаимная корреляционная функция для $N(t)$ и функции $Y(t)$, равной 1 при открытом положении модулятора и -1 - при закрытом. Имеем

$$N'(t) = \int_0^T N(t-\tau) \times Y(\tau) d\tau. \quad (5)$$

Подставим в это выражение явные значения функций и после сложных преобразований получим

$$N'(t) = N_a \times Z_d(t - \tau_d), \quad (6)$$

где функция $Z_d(t - \tau_d)$ представляет собой периодическую треугольную функцию, имеющую запаздывание τ_d относительно опорного сигнала $Y(t)$. Совершенно аналогично вычислим взаимные корреляционные функции для функций интенсивности «мгновенных нейтронов» и «быстрых нейтронов».

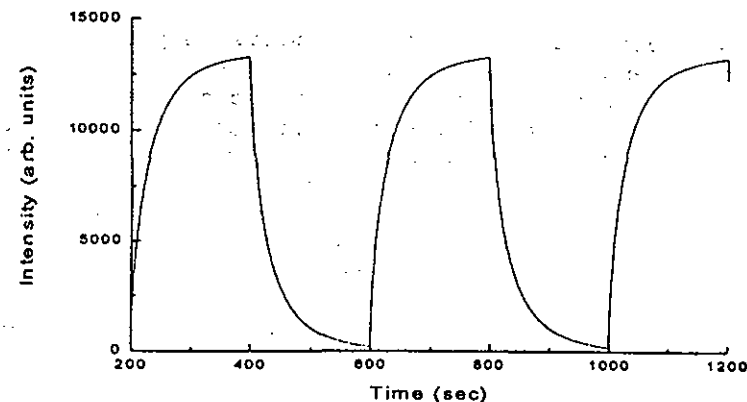


Рисунок 8. Результаты расчетов по формуле (1) функции интенсивности запаздывающих нейтронов

Имеем

$$X'(t) = X_a \times Z(t) \text{ и } B_r'(t) = B_{r_a} \times Z(t), \quad (7)$$

где $Z(t)$ - периодическая треугольная функция, синфазная с модулирующей, $B_r'(t)$ - функция интенсивности «быстрых нейтронов», а B_{r_a} - амплитуда переменной составляющей этой функции. Переменная составляющая интенсивности связана с ослаблением потока «быстрых нейтронов» из-за взаимодействий с ядрами материала модулятора.

Так как при измерениях ^{237}Np измеряемый эффект составлял несколько процентов от общей интенсивности регистрируемых нейтронов (фона), то амплитуда измеряемой функции интенсивности запаздывающих нейтронов $N(t)$ была поддержана большим статистическим флуктуациям фона. Фон детектора был связан в основном с собственной радиоактивностью исследуемого образца и быстрыми нейтронами от реактора, испускаемыми в паузах между импульсами. Эти флуктуации служат причиной возникновения погрешностей в результатах измерений. В качестве меры этих погрешностей примем среднеквадратичное отклонение или дисперсию измеряемых случайных функций. Для

вычисления дисперсии обратимся к (5) и вспомним, что функция $N(t)$ описывает однородный пуассоновский процесс [1]. Интеграл в правой части (5) представляет сумму с весами $Y(t)$ независимых случайных чисел, имеющих распределение Пуассона. Так как $Y(t)$ может принимать значения ± 1 , то имеем

$$\sigma^2 = \langle N^2(t) \rangle = \int_0^T N(t-\tau) d\tau = N_t, \quad (8)$$

где N_t — есть полное число нейтронов, зарегистрированных за все время измерения T . Этот результат был получен достаточно давно в работах по исследованию эффектов упругого рассеяния нейтронов на твердом теле [5]. Там же впервые были сформулированы основные особенности корреляционного метода. Одной из характерных особенностей корреляционного метода является то, что дисперсия не зависит от t . Другая важная особенность состоит в присутствии этому методу вычитания любого некоррелированного фона $B(t)$. Корреляционный метод чувствителен к средней величине задержки испускания запаздывающих нейтронов в соответствии с (6).

Измерение среднего числа запаздывающих нейтронов при делении ^{237}Np

Как указывалось, для определения среднего числа запаздывающих нейтронов при делении ^{237}Np необходимо знать отношение эффективностей регистрации запаздывающих и мгновенных нейтронов для используемого детектора. Приведем описание одного из возможных способов определения указанного отношения эффективностей. Воспользуемся формулой (4), предполагая известными ν_d и ν_p

для ^{235}U , и, измерив амплитуды X_a , N_a , определим $\frac{\epsilon_d}{\epsilon_p}$ как

решение уравнения (4). Рассмотрим подробнее процедуру определения амплитуд X_a , N_a из результатов измерения ^{235}U . На рисунке 9 (a,b,c) представлены: автокорреляционная функция (a) для категории "мгновенные" и взаимные корреляционные функции (b,c) для категорий нейтронов — «запаздывающие» и «быстрые» соответственно. Поскольку указанные корреляционные функции периодичны с периодом модуляции, то для уменьшения статистических флуктуаций результаты приведены к одному периоду измерений. Эти данные были использованы для определения амплитуд N_a , X_a и

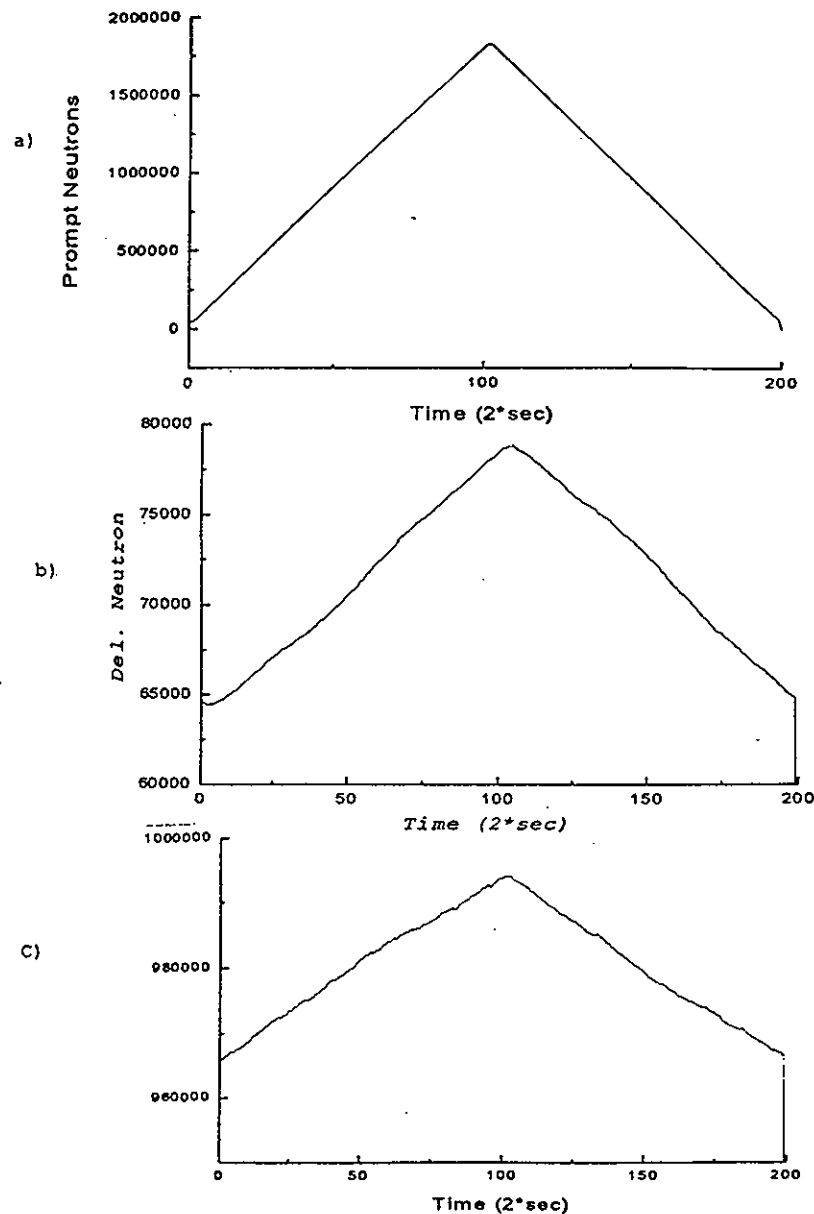


Рисунок 9. Корреляционные функции, построенные по результатам измерений с ^{235}U . Нормировка выбрана таким образом, что значение функции в максимуме распределения равно полному числу нейтронов, зарегистрированных детектором за время измерения

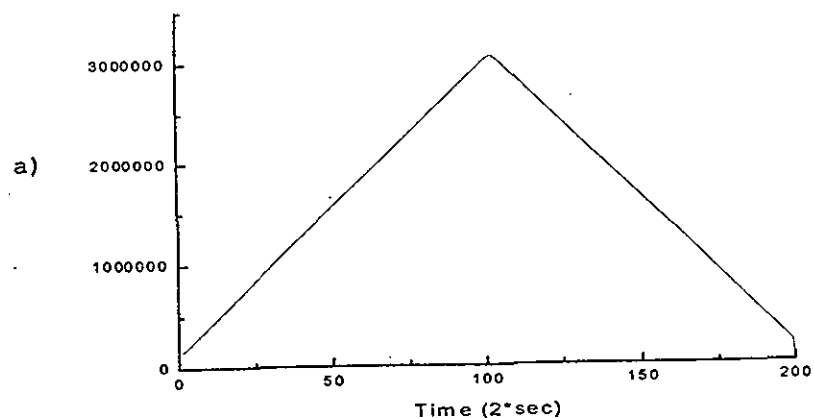
Br_2 . Амплитуда N_2 была скорректирована с учетом фона «быстрых нейтронов» от реактора, регистрируемых в паузах между импульсами реактора. Коррекция связана с тем, что поток быстрых нейтронов ослабляется при перекрытии его модулятором, а потому различным образом влияет на измерения эффекта и фона. Следовательно для корректного определения эффекта тепловых нейтронов необходимо знать интенсивность фона, связанного с быстрыми нейтронами и величину коэффициента ослабления модулятором потока быстрых нейтронов.

Интенсивность фона быстрых нейтронов определялась при закрытом положении модулятора и работающем реакторе, а фон, связанный с собственной радиоактивностью образца, измерялся при выключенном реакторе. Коэффициент ослабления потока быстрых нейтронов измерялся по амплитуде $Br(t)$.

Таким образом, взяв значения v_d и v_p для ^{235}U из [9] и рассматривая (4) как уравнение относительно отношения $\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_p}$, мы определили его значение для применяемой длительности периода модуляции:

$$\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_p} = 1,25 \pm 0,035.$$

Вообще говоря, эффективность регистрации запаздывающих нейтронов зависит от длительности периода модуляции, так как при недостаточной его продолжительности накапливаемая активность не успевает достигнуть насыщения. При выбранной длине периода отношение эффективностей в 1,0311



раза меньше, чем для периода «бесконечной продолжительности». В результате для поправленного значения имеем

$$\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_p} = 1,29 \pm 0,04.$$

Погрешность полученной величины определяется главным образом погрешностью v_d для ^{235}U .

На рисунке 10 представлены корреляционные функции, полученные при измерении с образцом ^{237}Np .

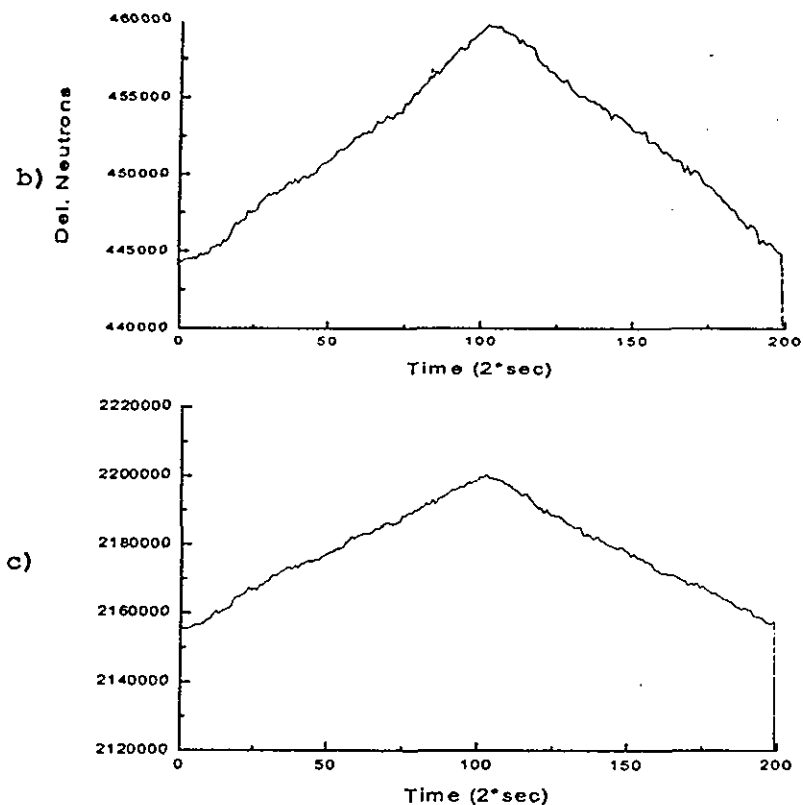


Рисунок 10. Кросс-корреляционные функции построенные по результатам измерений с ^{237}Np . Нормировка выбрана таким образом, что значение функции в максимуме распределения равна полному числу нейтронов, зарегистрированных детектором за время измерения

Эти результаты были использованы для определения величины v_d для ^{237}Np , которая составила

$$v_d = 0,0114 \pm 0,0011.$$

Большая ошибка в определенном значении v_d связана с большой ошибкой величины v_p , взятой из работы [7]. В этом смысле гораздо разумнее использовать величину отношения v_d/v_p , через которую выражается используемая в реакторной технике константа β_0 :

$$\beta_0 = \frac{v_d/v_p}{1+v_d/v_p} = 0,00460 \pm 0,00028.$$

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить за помощь в проведении экспериментов С.Б. Борзакова и А.Н. Андреева, а также Ю.С. Замятнина, Ю.Н. Покотилова и В.И. Фурмана за многочисленные полезные дискуссии и конструктивную критику.

Литература

1. Ж.Макс. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. М.: Мир. 1983.
2. В.Л. Аксенов, А.М. Балагуров, В.Г. Симкин и др., Сообщение ОИЯИ P13-96-164.
3. Bowman H.D. et al Phys.Rev., 1962, v. 126, p. 2120. Boldeman J.W. p. 108., Nuclear Data Standards For Nuclear Measurements, 1991 NEANDC/INDC Nuclear Standards File, 1992, OECD.
4. W.R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verlag, 1987.
5. J.F. Colwell, S.R. Lehman, P.H. Miller, Jr. And W.L. Whittermore, Nucl. Instr. And Meth. 76(1969) 135-149.
6. J.F. Colwell, S.R. Lehman, P.H. Miller, Jr. And W.L. Whittermore, Nucl. Instr. And Meth. 76(1969) 135-149.
7. Thierens, H., Jacobs, E., D'Hondt, P., De Frenne., De Clercq, P., Deruytter, A.J., Blachot, J., Perrin, P., Nucl. Phys. A 342 (1980) 229.
8. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Часть 2. "Наука" М: . 1989.
9. Wahl, A.C.: At. Data and Nucl. Data Table 39 (1988) 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1998 года.