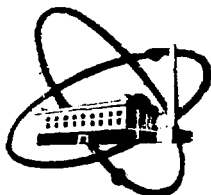


ФЭИ-1894

ФЭИ-1894



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. М. РОМАНОВ, В. Я. ПУПКО, Т. Г. ГУЩИНА

**Расчетно-экспериментальное исследование  
нестационарного распределения нейтронов  
в импульсных экспериментах на БФС-40  
с учетом области высших гармоник**

УДК 621.039.52.2

**В. М. Романов, В. Я. Пупко, Т. Г. Гущина.**

Расчетно-экспериментальное исследование нестационарного распределения нейтронов в импульсных экспериментах на БФС-40 с учетом области высших гармоник.

ФЭИ-1894. Обнинск: ФЭИ, 1988. — 19 с.

С целью исследования закономерностей возникновения и области существования набора гармоник нейтронного потока были проведены экспериментальные и расчетные исследования нестационарного распределения нейтронов в критической сборке БФС-40. В качестве экспериментального метода использовался нейтронный импульсный метод. Расчеты декрементов затухания высших гармоник были проведены с помощью программного комплекса ММКФК.

В результате экспериментальных исследований были выделены три энергетические гармоники. Они же были получены с помощью расчета. Расчетные и экспериментальные результаты хорошо согласуются. В работе приводится теоретическая интерпретация полученных результатов.

## В В Е Д Е Н И Е

Наряду с прямыми методами решения нестационарного уравнения переноса ( представление производной по времени в виде конечных разностей, метод Монте-Карло), широкое распространение получили методы, основанные на разделении переменных и на сведении нестационарной задачи к численному решению квазистационарного уравнения переноса. К таким методам относятся различные синтетические методы, адиабатический, узловой, а также модальный [1,2]. Преимуществом метода разделения переменных, когда это возможно, является большая по сравнению с прямыми скорость решения некоторых задач при реализации их на ЭВМ, а также, что даже может быть более важно, возможность наглядной физической интерпретации результатов расчета. В настоящее время существует ряд программ у нас и за рубежом, в которых реализован метод разделения переменных. Однако, область применения указанных методов ( за исключением метода модальных разложений) - это анализ относительно медленных временных процессов. Масштаб времени таких процессов характеризуется периодом распада предшественников запаздывающих нейтронов. При рассмотрении быстропротекающих нейтронно- физических процессов, в масштабе времени меньшем или сравнимом с временем жизни мгновенных нейтронов в реакторе, применение метода разделения переменных с учетом в решении только лишь основной гармоники

в определенных классах реакторов не позволяет адекватно описать реальное нестационарное распределение нейтронов в них. К такому типу реакторов относятся малогабаритные реакторы с промежуточным спектром нейтронов. В таких реакторах во временном распределении мгновенных нейтронов существенную роль играют не только основная гармоника, но и более высокие.

В 60-е годы решение задач нестационарного переноса нейтронов методом модальных разложений с учетом высших гармоник проводилось только применительно к одномерным геометриям в малогрупповом приближении. Переход к численному решению задач в реальных геометриях, в рамках разработанных в эти годы методов [3-8], требовал учета слишком большого числа гармоник для адекватного описания действительного временного распределения нейтронов, поэтому, метод модальных разложений терял свои преимущества перед другими методами и его развитие было приостановлено. Метод модальных разложений конкурентоспособен с прямыми численными методами расчета только тогда, когда можно обойтись учетом небольшого количества гармоник (мод). Здесь уместно провести аналогию с приближенным представлением углового распределения при рассеянии нейтронов. Когда количество гармоник невелико ( $P_1, P_2, P_3$ -приближения), этот способ представления угловой зависимости оказывается предпочтительным. Но переход к более высоким приближениям уже ведет к существенному усложнению расчета, и преимущества получают сеточные методы.

Теоретически доказано [6,7], что решение уравнения переноса нейтронов имеет область дискретного набора собственных значений наряду с областью сплошного спектра, однако, в общем случае, конкретное количество собственных значений, а также конкретная область их существования, границы непрерывной и дискретной областей - все это вопросы, на которые пока в теории готового ответа нет. Тем не менее, результаты экспериментальных и расчетных работ, проведенных

на простых одномерных системах с импульсными источниками нейтронов, показывают, что существуют участки квазиэкспоненциального во времени поведения потока нейтронов [9-12]. В настоящей работе приводятся результаты расчетно-экспериментальных исследований, проведенных на критической сборке ВЭС-40, представляющей собой быстрый реактор с замедляющим отражателем из бериллия [13]. Работа проведена с целью выяснения области существования дискретного набора гармоник и их количества для этого типа реакторов.

### ИМПУЛЬСНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В качестве экспериментального метода исследования нестационарного распределения нейтронов в критической сборке был выбран импульсный метод. Поскольку, этот метод является традиционным, здесь будут отмечены только отличительные особенности его применения в настоящих исследованиях.

**ОСОБЕННОСТИ ПОСТАНОВКИ ИМПУЛЬСНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВЭС-40.** Для проведения импульсных экспериментов с анализом их результатов в области высших гармоник необходимо регистрировать эволюцию во времени пространственного и энергетического распределения нейтронов в реакторе. Область высших гармоник по временной координате простирается от 0 до 200 мкс в малогабаритных реакторах с бериллиевым отражателем и определяется временем замедления нейтронов до тепловой энергии. Время замедления нейтронов до энергии, характеризующей начало области термализации ( $I_{эв}$ ), в бериллии составляет  $\sim 10$  мкс. Перечисленные временные интервалы определяют необходимое временное разрешение. Измерения проводились в двух временных масштабах с ценой канала временного анализатора 0,1 мкс и 2 мкс. Для того, чтобы обеспечить указанное выше временное разрешение использовались два типа источников нейтронов: импульсный нейтронный генератор интенсивностью  $2 \times 10^6$  нейтронов за импульс с шириной импульса 2 мкс., частотой их следования 10 Гц; вторым источником нейтронов служила калифорниевая

камера делений, работающая в режиме статистического источника нейтронов. Интенсивность спонтанных делений в камере составляла  $5 \times 10^4$  делений в секунду. В паре с камерой делений КНТ-54, используемой в качестве детектора нейтронов, они обеспечивали временное разрешение 10нс. Эволюция энергетического спектра нейтронов регистрировалась в трех энергетических группах (1-я  $E \geq 0,1 \text{ МэВ}$ , 2-я  $0,1 \text{ МэВ} > E > 0,2 \text{ эВ}$ , 3-я  $E < 0,2 \text{ эВ}$ ). Методика регистрации нейтронов этих групп энергий заключалась в следующем: первая группа регистрировалась с помощью пропорционального счетчика, наполненного водородом (СНМ-38), порог регистрации этого детектора был  $\sim 0,1 \text{ МэВ}$ ; временное распределение во 2-й и 3-й группах получались косвенным путем. Временное распределение второй группы было получено путем вычитания из временного распределения отсчетов пропорционального счетчика с радиатором из  $^{10}\text{В}$  (СНМ-11), который был в экране из  $\text{Cd}$  (толщина экрана 1мм, что позволяло регистрировать нейтроны с энергией выше  $0,2 \text{ эВ}$ ), временного распределения скорости счета детектора быстрых нейтронов СНМ-38. При этом эффективности детекторов сопоставлялись во втором временном канале (2-4мкс). Допускалось, что энергетические зависимости эффективности этих детекторов (т.е. сечения взаимодействия нейтронов для водорода и бора) в области энергии  $E > 0,1 \text{ МэВ}$  подобны. Учитывался также тот факт, что за время 2мкс после инжекции быстрых нейтронов в реактор замедлившиеся нейтроны  $E < 0,1 \text{ МэВ}$  еще не накопились, и их вкладом в скорость счета детектора СНМ-11 можно пренебречь. Методика получения распределения третьей группы была аналогична предыдущей методике для второй группы, за исключением того, что здесь использовались временные распределения, полученные борным детектором без кадмиевого экрана и этим же детектором, но с кадмиевым экраном.

Исследование пространственной зависимости временного распределения нейтронов различных групп энергий проводилось обычным путем. Детекторы перемещались по радиусу реактора и располагались на сред-

ней высоте. Измерения проводились в 4-х каналах реактора: в центре активной зоны, на середине её радиуса, на границе активной зоны и отражателя и в средней части отражателя. Кроме того, для выявления влияния расположения источника нейтронов на их временное распределение, измерения с калифорниевой камерой проводились при двух её положениях: в центральной части активной зоны и в отражателе. Детектор (камера делений КНТ-54) всегда находится в центральной части активной зоны. Импульсный нейтронный генератор во время экспериментов находился вне реактора. Все измерения проводились при двух подкритических состояниях реактора ( $-0,4\beta_{эф}$  и  $-8,5\beta_{эф}$ ). Подкритичность создавалась путем извлечения из активной зоны делящегося материала. Регистрация временного распределения скорости счета детекторов проводилась с помощью блока быстрой промежуточной памяти и ЭВМ "Электроника 100и" [14], при ширине канала временного анализатора равного 2мкс, и анализатора УНО-4096 с блоком временного преобразования ВВП2-96, при ширине канала равного 0,1мкс.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ .** Качественный визуальный анализ полученных экспериментальных результатов позволяет сделать следующие выводы: 1) Кривые спада скорости счета детектора быстрых нейтронов имеют три отчетливо выраженных квазиэкспоненциальных участка спада с существенно отличающейся крутизной (Рис.1). Первый от 0 до 12-15мкс, второй от 15 до 200мкс, третий - это асимптотический спад, начиная с 200мкс. 2) Временное распределение промежуточных и тепловых нейтронов дает основание полагать, что появление этих участков на кривой спада скорости счета детектора быстрых нейтронов связано с накоплением очередной группы нейтронов. Характер поведения кривых на первом участке обусловлен спадом интенсивности быстрых нейтронов, второй появляется когда накопятся в достаточном количестве надтепловые(надкадмиевые) нейтроны, и последний участок обусловлен накоплением тепловых нейтронов. С учетом этого, эксперименталь-

ные кривые спада были аппроксимированы зависимостями вида:

$$f_1(t_i) = A_3^1 e^{-\alpha_3 t_i} + A_2^1 (1 - e^{-\alpha_3 t_i}) \cdot e^{-\alpha_2 t_i} + A_1^1 (1 - e^{-\alpha_2 t_i}) e^{-\alpha_1 t_i} \quad (1)$$

для первой группы нейтронов,

$$f_2(t_i) = A_2^2 (1 - e^{-\alpha_3 t_i}) e^{-\alpha_2 t_i} + A_1^2 (1 - e^{-\alpha_2 t_i}) e^{-\alpha_1 t_i} \quad (2)$$

для второй группы нейтронов,

$$f_3(t_i) = A_1^3 (1 - e^{-\alpha_2 t_i}) e^{-\alpha_1 t_i} \quad (3)$$

для третьей группы нейтронов. Выбранный вид аппроксимирующих функций обусловлен не только формой экспериментальных временных распределений. Нетрудно видеть, что выражения (1), (2), (3) по виду соответствуют разложению изотропной части функции нейтронного потока при вспышке нейтронного источника в ряд по собственным функциям точечного спектра собственных значений квазистационарного уравнения переноса нейтронов [6].

$$\Phi(\vec{r}, E, t) \approx \sum_{k=1}^N B_k \cdot F_k(\vec{r}, E) \cdot e^{-\alpha_k \cdot t} \quad (4)$$

где  $F_k(\vec{r}, E)$   $\alpha_k$  - изотропная часть собственных функций и собственные значения квазистационарного уравнения переноса нейтронов. Действительно, если раскрыть скобки в выражении (1) и учесть при этом, что  $\alpha_3 \gg \alpha_2 \gg \alpha_1$  то получим просто сумму экспонент, как и в (4):

$$f_1(t) \approx (A_3^1 - A_2^1) e^{-\alpha_3 t_i} + (A_2^1 - A_1^1) e^{-\alpha_2 t_i} + A_1^1 e^{-\alpha_1 t_i}$$

Аппроксимация была выполнена с помощью стандартной программы минимизации квадратичного функционала "FUMILLI", результаты приведены на рисунках 1,2 и в таблицах 1,2. Результаты обработки показывают, что выбранная аппроксимирующая функция действительно в пределах экспериментальных погрешностей, можно сказать, идеально описывает экспериментальные распределения. Исключение составляет область времен  $t < 2$  мкс, где наблюдается отличие экспериментальной кривой спада скорости счета детектора быстрых нейтронов от аппроксимирующей кривой. Наблюдаемое отличие требует пояснения.



Таблица I.

Параметры аппроксимации экспериментальных временных распределений быстрых нейтронов  $f_1(t)$ , полученные в различных точках реактора.

Под кри- тич ность	Положение детек- тора	Центр активной зоны	Половина радиуса активной зоны	Граница активной зоны и отражателя	Половина толщины отражателя
0,5 β <sub>эф</sub>	A <sub>1</sub> отн.ед!	-	785±12	656±13	871 ± 15
	α <sub>1</sub> · 10 <sup>3</sup> с <sup>-1</sup>	-	3,19±0,06	3,43±0,08	3,40±0,06
	A <sub>2</sub> отн.ед!	-	1950±51	1530 ± 43	2150 ± 52
- 0,5 β <sub>эф</sub>	α <sub>2</sub> · 10 <sup>4</sup> с <sup>-1</sup>	-	3,52 ± 0,11	3,22 ± 0,11	3,30±0,10
	A <sub>3</sub> отн.ед!	-	9420 ± 310	7850 ± 260	9320 ± 290
	α <sub>3</sub> · 10 <sup>5</sup> с <sup>-1</sup>	-	3,20 ± 0,17	3,04 ± 0,16	2,97 ± 0,16
- 8,5 β <sub>эф</sub>	A <sub>1</sub> отн.ед!	144:8	161 ± 9	134 ± 9	74,7 ± 5
	α <sub>1</sub> · 10 <sup>3</sup> с <sup>-1</sup>	10,0 ± 0,28	8,04 ± 0,25	8,37 ± 0,28	9,24 ± 0,4
	A <sub>2</sub> отн.ед!	684 ± 37	877 ± 32	735 ± 22	443 ± 23
	α <sub>2</sub> · 10 <sup>4</sup> с <sup>-1</sup>	5,49 ± 0,30	4,19 ± 0,17	4,16 ± 0,18	4,57 ± 0,25
	A <sub>3</sub> отн.ед!	8710 ± 410	11100 ± 390	9080 ± 340	4840 ± 280
	α <sub>3</sub> · 10 <sup>5</sup> с <sup>-1</sup>	4,48 ± 0,24	4,13 ± 0,16	3,99 ± 0,16	4,32 ± 0,28

После инъекции импульса быстрых нейтронов в произвольную пространственную точку реактора начинают протекать два основных процесса: пространственный перенос нейтронов от источника (их "растекание" по объему реактора) и процесс замедления нейтронов. В результате этих процессов в реакторе устанавливаются асимптотические пространственное и энергетическое распределения. Период времени, в течение которого это происходит, называют переходным или транзитным периодом, или областью высших гармоник. В зависимости от того, с каким из этих процессов связано собственное значение и соответствующая собственная функция квазистационарного уравнения переноса ней-

тронов, будем называть их пространственными или энергетическими гармониками. Когда скорости или характерные времена протекания этих двух процессов существенно различаются, пространственные и энергетические гармоники можно выделить по отдельности. В рассматриваемом в настоящей работе классе реакторов эти два процесса имеют существенно различные времена протекания. Характерное время релаксации пространственного распределения нейтронов можно оценить по формуле:

$$t_s' \approx \bar{\lambda} / \bar{v}$$

где  $\bar{\lambda}$ ,  $\bar{v}$  - длина свободного пробега и скорость нейтронов, усредненные по спектру активной зоны реактора. Оно составляет  $\sim 20$  нс, это существенно меньше характерного времени релаксации нейтронов в процессе замедления в области промежуточных энергий ( $t_N \sim 200 \div 300$  нс).

С учетом сказанного, становится ясным сделанное выше замечание об отличии экспериментальной и расчетной кривых спада плотности потока быстрых нейтронов в области времен меньших  $2 \mu\text{с}$ . Именно в этой области времен проявляется характерная особенность пространственных гармоник: зависимость формы временного распределения нейтронов от взаимного расположения их детектора и источника. В тоже время для области больших времен ( $> 2 \mu\text{с}$ ) форму временного распределения можно с точностью до экспериментальных погрешностей считать независимой от места установки детектора и источника быстрых нейтронов. Это подтверждается совпадением декрементов затухания всех 3-х гармоник для различных положений детекторов в реакторе, что свидетельствует об отсутствии высших пространственных гармоник.

Заметим, что во временном интервале  $0 \leq t \leq 20$  нс после момента испускания нейтронов импульсным источником, в реакторе, особенно вблизи от этого источника, присутствует много нейтронов, вообще не претерпевших соударений, или успевших, быть может, только однократно рассеяться. Математическое описание распределения таких нейтронов по всем переменным достигается с помощью интегрального члена, который добавляется к сумме дискретного набора собственных функций.

Таблица 2.

Параметры аппроксимации экспериментальных временных распределений надтепловых нейтронов  $f_2(t)$ , полученные в различных точках реактора при подкритичности  $-0,45/\beta$  эф.

!Параметр !	$A_1^2$	$\alpha_1 \times 10^{-3}$	$A_2^2$	$\alpha_2 \times 10^{-4}$	$\alpha_3 \times 10^{-5}$
!Поло- жение детектора	отн.ед.	$c^{-1}$	отн.ед.	$c^{-1}$	$c^{-1}$
!Границы активной зоны	$758 \pm 13$	$3,16 \pm 0,06$	$3190 \pm 130$	$4,07 \pm 0,48$	$0,86 \pm 0,33$
! Половина толщины отражателя	$2090 \pm 23$	$3,36 \pm 0,04$	$8060 \pm 180$	$4,45 \pm 0,34$	$1,08 \pm 0,22$

Интегральный член содержит обобщенные собственные функции сингулярного вида, а переменная интегрирования соответственно принадлежит сплошному континууму собственных значений квазистационарного уравнения переноса нейтронов.

Почему именно детектор быстрых нейтронов является в данном случае наилучшим регистратором дискретных декрементов затухания в области высших гармоник? Потому, что с одной стороны показания этого детектора, благодаря процессу размножения, пропорциональны глобальному потоку нейтронов в реакторе, а с другой стороны, его эффективность слабо зависит от деформации энергетического спектра нейтронов в процессе замедления.

#### РАСЧЕТ НАБОРА ДИСКРЕТНЫХ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ.

Безусловно, полученные эмпирические результаты требуют дальнейшего анализа и теоретического обобщения. С этой целью была исследована возможность получения приведенных экспериментальных декрементов затухания 3-х гармоник путем использования современных численных программ решения стационарного уравнения переноса нейтронов в реакторе. Для этих целей был использован широко известный программный комплекс ММКФК, модифицированный с целью расчета времени жизни мгновенных нейтронов [15].

**МОДЕЛЬ РАСЧЕТА.** Получение декремента затухания основной гармоники через расчет времени генерации мгновенных нейтронов задача не новая, и успешно решенная в последнее время для реакторов на быстрых нейтронах [15]. Для реакторов рассматриваемого в настоящей работе класса расчетное значение декремента затухания основной гармоники, полученное по этой методике, будет иметь систематическую погрешность. Она обусловлена тем, что в расчете декремент затухания основной гармоники определяется косвенным путем, через расчет среднего времени генерации нейтронов в реакторе. В свою очередь определение времени генерации производится не с использованием собственной функции квазистационарного уравнения переноса нейтронов, а с использованием собственных функций потока и ценности нейтронов из условно критических уравнений. Поэтому, более последовательный подход к решению поставленной задачи заключался бы в том, чтобы решать численно квазистационарную задачу, где собственным значением непосредственно является декремент затухания  $\alpha$ , либо прямое решение нестационарного уравнения. Однако, в настоящее время нет широко используемой программы расчета, основанной на этих принципах, которая давала бы расчетное значение  $\alpha$ , отличающееся от экспериментального менее чем на 10+20% для данного класса реакторов. С учетом этого был выбран метод расчета с помощью ММКФК, поскольку, даже с учетом отмеченной выше систематической погрешности, он дает более надежные количественные значения декремента затухания основной гармоники в реакторах рассматриваемого класса. Другая важная проблема, а именно, нахождение декрементов затухания для более высоких гармоник, решалась на основе учета соотношений между собственными значениями  $\alpha_i$  и  $k_{эф i}$ , полученных в работе [5]:

$$\alpha_i = \frac{(k_{эф i} - 1) - \beta_{3\phi}}{\Lambda_i} \quad (6)$$

где  $\lambda_i$ ,  $K_{эф_i}$ ,  $\Lambda_i$  - декремент затухания, эффективный коэффициент размножения и время генерации  $i$ -й гармоники в размножающей системе, соответственно. Причем, замечание о возможной систематической погрешности в расчете среднего времени генерации нейтронов по методике работы [15], относится и к расчету  $\Lambda_i$  в (6). Из [5] следует, что величина в этой формуле содержит собственные функции для потока и ценности нейтронов из уравнений различного типа - квазистационарного и условно критического.

Поскольку в экспериментах было показано, что каждая из трех выделенных гармоник связана с определенной энергетической группой нейтронов, то следовательно, проводя расчеты по ММК/К на  $K_{эф}$  и  $\Lambda$  вначале с учетом всех групп нейтронов (26 групп), получим декремент затухания основной гармоники  $\lambda_1$ ; затем, исключая из рассмотрения тепловые нейтроны, проводим расчет на  $K_{эф2}$  и  $\lambda_2$  (25 групп), получаем, согласно (6),  $\lambda_2$ ; затем, аналогично, исключая из рассмотрения тепловые и надтепловые нейтроны, мы получаем  $\lambda_3$ .

Исключение в расчетах из рассмотрения 26-й группы осуществлялось путем изменения поглощения нейтронов (вводилось очень большое сечение поглощения) в этой группе в активной зоне и отражателе. Для подавления промежуточных нейтронов между активной зоной и отражателем вводился слой  $^{10}\text{B}$ . Количество введенного в экран  $^{10}\text{B}$  выбиралось с учетом условия минимального возмущения  $K_{эф}$  из-за увеличения поглощения быстрых нейтронов в реакторе.

**РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ.** Приведенные в таблице 3 результаты расчета  $K_{эф1}$  и  $K_{эф3}$  получены прямым расчетом на  $K_{эф}$  по ММК/К в течение 1 часа на БЭСМ-6. Величина  $K_{эф2}$  получена с помощью программы расчета обширных возмущений реактивности *PERL* [16], реализованной на базе ММК/К.

При получении расчетных значений декрементов затухания эффективная доля запаздывающих нейтронов была взята равной: 0,0075 [17].

Таблица 3.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений параметров 3-х гармоник.

№ гар- моники	Параметр	$K_{эф_i}$	$\Lambda_i$ мкс	Расчет $\alpha_i$ $s^{-1}$	Эксперимент $\alpha_i$ $s^{-1}$
1		$1,0000 \pm$ $0,0029$	$3,64 \pm 0,44$	$(2,060 \pm 0,25)$ $\times 10^3$	$(2,30 \pm 0,05)$ $\times 10^3$
2		$0,9829 \pm$ $0,0031$	$0,718 \pm 0,051$	$(3,42 \pm 0,6)$ $\times 10^4$	$(3,35 \pm 0,11)$ $\times 10^4$
3		$0,9278 \pm$ $0,0092$	$0,238 \pm 0,003$	$(3,34 \pm 0,43)$ $\times 10^5$	$(3,07 \pm 0,16)$ $\times 10^5$

Для сравнения с расчетом экспериментальные значения декрементов затухания трех гармоник, полученные в различных точках реактора при подкритичности  $-0,45\beta_{эф}$  (Таблица 2), были арифметически усреднены по пространству (Таблица 3). Асимптотический декремент затухания в критическом реакторе получен с использованием  $\lambda_1$ , измеренного при  $\rho = -0,45\beta_{эф}$  и формулы (6). Погрешности расчетных и экспериментальных результатов, приведенные в таблицах, получены с учетом только статистических составляющих.

Приведенные расчетные и экспериментальные результаты хорошо согласуются между собой. Это убеждает в том, что наблюдаемые в эксперименте дискретные значения декрементов затухания основной и высших гармоник обусловлены тем, что в реакторе в рассматриваемый временной интервал основную роль играют нейтроны, энергия которых лежит выше определенного граничного значения  $E_{гр}$ .

Согласованность расчетно-экспериментальных результатов дает основание считать, что рассмотренная в настоящей работе методика расчета дискретных собственных значений может быть использована при создании расчетной программы решения нестационарного уравнения переноса нейтронов методом модальных разложений. Здесь для

расчета высших собственных значений была использована априорная экспериментальная информация о значениях  $E_{гр}$  для трех рассматриваемых гармоник. В тех случаях, когда такой информации нет, получить её можно проведя дополнительные расчеты с целью выявления зависимости  $\lambda = f(E_{гр})$ , меняя  $E_{гр}$  произвольно во всем рассматриваемом энергетическом диапазоне. Существование пологих участков ("плато") в этой зависимости будет означать присутствие дискретных  $\lambda$  в спектре собственных значений, которые и используются в дальнейшем. В качестве собственных функций берутся пространственные распределения нейтронов рассматриваемых энергетических групп. Подобного типа расчеты проводились ранее, только рассматривалась зависимость  $\lambda$  от времени,  $\lambda = f(t)$ . При этом действительно наблюдались в области высших гармоник пологие участки в виде "плато" [II,18,19], у них даже появилось свое название "квазiasимптотики".

#### ОБСУЖДЕНИЕ.

Почему же все-таки, при непрерывной деформации нейтронного спектра в области высших гармоник наблюдаются экспоненциальные участки спада? Качественно физическую интерпретацию процесса возникновения "квазiasимптотических" участков на кривой спада плотности нейтронов в реакторе в области высших гармоник, где происходит непрерывный процесс замедления нейтронов и асимптотический спектр еще не установился, можно дать по аналогии с физической интерпретацией эволюции плотности нейтронов в ограниченных объемах замедлителя, данной в работе [20].

Нейтронный спектр в начальный момент времени, за относительно короткий промежуток времени  $\Delta t$  сразу после инъекции импульса высокоэнергетических нейтронов, благодаря процессу неупругого рассеяния нейтронов на ядрах тяжелых элементов, приобретает относительно стабильную форму, аналогичную форме спектра быстрого реактора

(средняя энергия 0,4МэВ). В дальнейшем эволюция нейтронного потока определяется тремя процессами: поглощением, утечкой и замедлением нейтронов, в основном, за счет упругого рассеяния на бериллии. Поскольку в быстром реакторе вероятности первых двух процессов существенно больше вероятности процесса замедления, глобальная плотность нейтронов убывает за счет поглощения и утечки практически без искажения формы спектра, благо процесс деления, обеспечивая "рассеяние" вверх, стабилизирует форму спектра нейтронов в его высокоэнергетической части. В результате появляется первый квазиасимптотический участок спада плотности нейтронов. Такая картина наблюдается до тех пор, пока плотности нейтронов первой и второй групп по величине сравниваются. Это происходит через 10-15 мкс. С этого времени начинается процесс термализации, при котором скорость замедления вновь существенно уменьшается. В этот период (от 10 до 200 мкс), утечка и поглощение являются процессами, идущими с большей вероятностью, чем процесс накопления тепловых нейтронов. Поэтому, наблюдается еще одна квазиасимптотика, связанная уже с процессом термализации. Следует подчеркнуть, что квазиасимптотику процесса термализации пытались обнаружить и на чистых замедлителях, но в системах с размножением она, безусловно, должна быть выражена в большей степени, что и наблюдается в эксперименте.

Окончательно, после 200 мкс, когда формирование асимптотического спектра нейтронов в реакторе завершается, наступает последняя стадия, в течение которой наблюдается асимптотический спад плотности нейтронов в реакторе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Д.Белл, С.Глестон. Теория ядерных реакторов. М. Атомиздат, 1974г.
2. Д.Хетрик. Динамика ядерных реакторов. М. Атомиздат, 1975г.
3. S. Kaplan. The property of finality and the analysis of problems in reactor space-time kinetics by various modal expansions. Nucl. Sci. Eng. 9, 357-361 (1961).



4. Barry K. Fouleke and Elias P. Gyftopoulos.  
*Application of the Natural Mode Approximation to Space-Time Reactor Problems. Nucl. Sci. Eng. 30, 419-433 (1968)*
5. В.Я. Пупко. Общее рассмотрение некоторых вопросов нейтронного потока в размножающих и мультиплицирующих средах с использованием высших гармоник. Препринт ФЭИ-103, 1967г., Обнинск.
6. В.Я. Пупко. Некоторые проблемы кинетики нейтронного потока в мультиплицирующих средах. В кн: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., ст. 166+199.
7. С.Б. Шихов, А.А. Шкурпелов. Анализ нестационарного кинетического уравнения переноса нейтронов в замедляющих и размножающих средах. В кн: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., ст. 97+165.
8. Б.И. Колосов. Расчет динамики установления асимптотического распределения мгновенных нейтронов деления в экспериментах с импульсным источником нейтронов. В кн: Теоретические и экспериментальные проблемы переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., с 212.
9. T. Gogani *Experimental neutron kinetic studies in a  $^{238}\text{U}$  sphere.*  
*Nucl. Sci. Eng. 36, pp. 143-158 (1969).*
10. J. T. Michalezo. *The Use of Californium-252 as a Rapidly Pulsed Neutron Source for Prompt - Neutron Decay Measurements.* *Nucl. Sci. Eng. 53, pp. 393-414 (1974).*
11. R. Mohon, F. Ahmed, E. S. Kothari. *Decay of Fast Neutron Pulses in Uranium Assemblies.* *Nucl. Sci. Eng. 81, pp. 532-539 (1982).*
12. В.М. Романов, О.И. Макаров, Е.С. Матусевич и др. Исследование нейтронной кинетики в наносекундной области в сфере из обедненного урана. Препринт ФЭИ, Обнинск, 1982.

13. В.А.Тарасов, В.К.Даруга, А.В.Жуков и др. Определение  $K_{эфф}$  критсборки БФС-40 с использованием различных программ и систем констант. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1980, вып.4(43), с.13+18.
14. А.Ф. Баландин, В.И.Регушевский. Блок буферной памяти для временных измерений на критсборках. Препринт ФЭИ-1416, Обнинск, 1983г.
15. В.Б.Полевой, Л.Б.Казakov, Анализ источников систематической погрешности оценки времени жизни мгновенных нейтронов в быстрых реакторах методом Монте-Карло. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов. Выпуск 7, с.19, 1985г.
16. В.Б.Полевой. Программа *PERT* для расчета обширных возмущений реактивности методом Монте-Карло. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов. Выпуск 9(22), с.4.
17. В.А.Тарасов, Е.С.Матусевич, В.К.Даруга и др. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов на быстрой урановой сборке БФС-40. В кн: Эксперимент в физике реакторов. М., ЦНИИатоминформ 1983г., с. 85.
18. *F. Storz. Pulsed neutron experiments on fast and intermediate systems. Pulsed Neutron Research Vol II p.317. Vienna (1965).*
19. В.Е.Колесов, О.И.Макаров. Численное решение нестационарного многогруппового одномерного уравнения диффузии нейтронов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Реакторостроение. Вып.6(20), 1977, с.56
20. М.В.Казарновский, Л.В.Майоров, М.С.Юдкевич. Эволюция плотности нейтронов от импульсного источника в ограниченных объемах замедлителя. В кн: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., с.46+65.

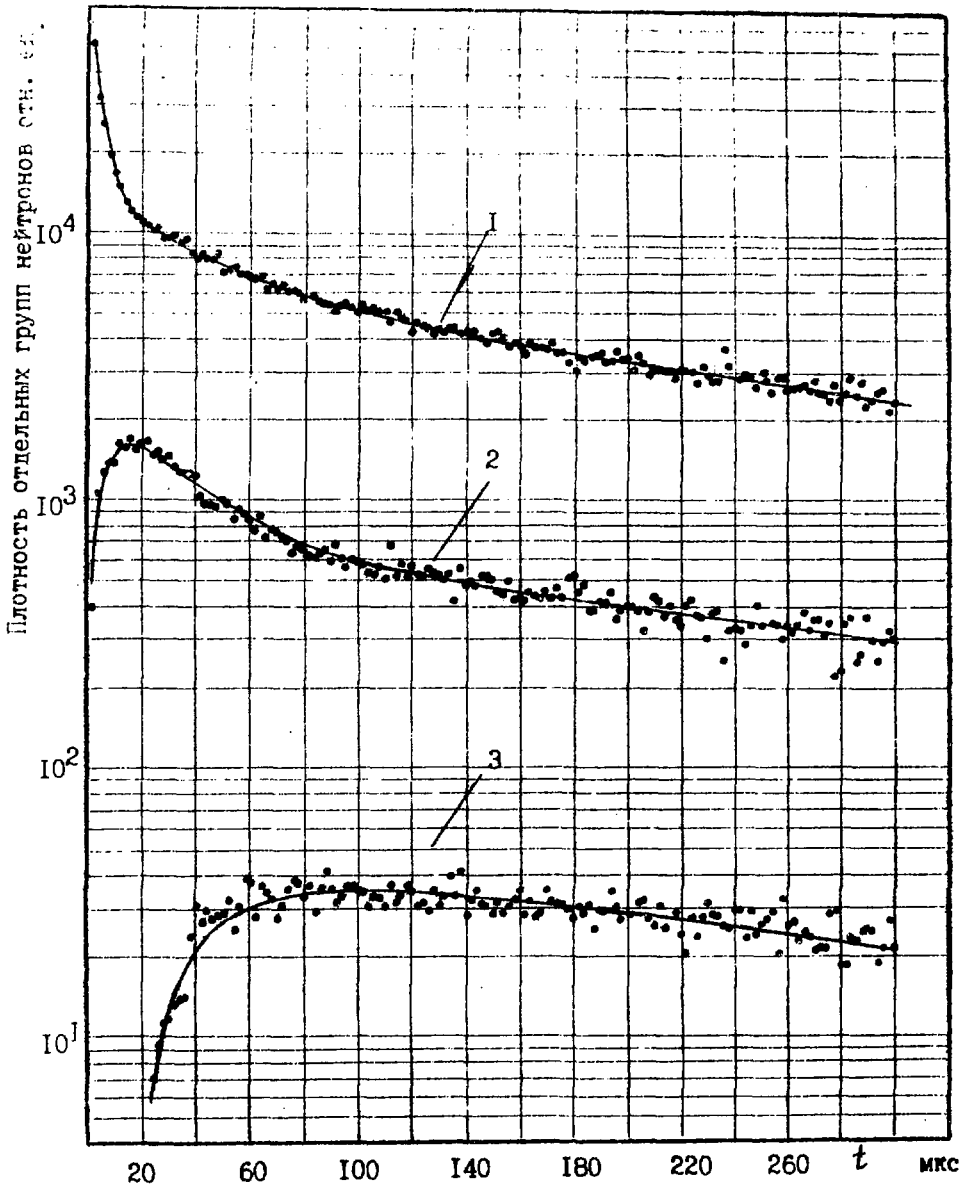


Рис.1. Временное распределение отдельных групп нейтронов, полученное с помощью детекторов, расположенных на границе активной зоны и отражателя, при подкритичности  $-0,45\beta_{эф}$ .

1 - быстрые нейтроны  $E > 0,1 \text{ МэВ}$ .

2 - промежуточные нейтроны  $0,1 \text{ МэВ} > E > 0,2 \text{ эВ}$ .

3 - тепловые нейтроны  $E < 0,2 \text{ эВ}$ .

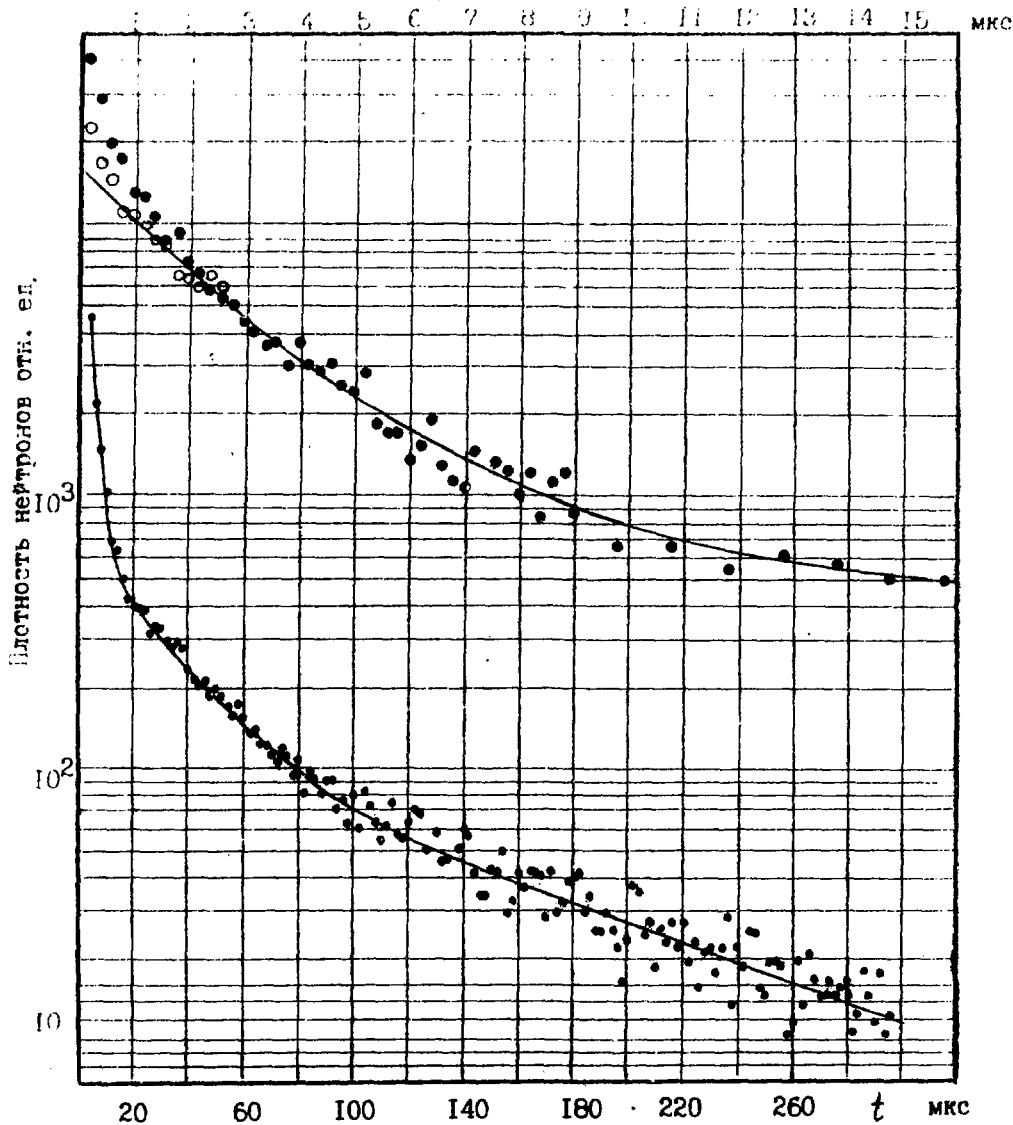


Рис.2. Временное распределение быстрых нейтронов при подкритичности -  $8,5\beta$  эф.

- - источник нейтронов в отражателе.
- - источник нейтронов в активной зоне.
- - аппроксимационная кривая.

Технический редактор Н.П.Герасимова

---

Подписано к печати 15.03.1988 г. Т-10506 Бумага писчая № 1  
Формат 60х90 1/16 Усл. п. л. 1,1 Уч.-изд. л. 0,8 Тираж 85 экз.  
Цена 12 коп.      Индекс 3624      ФЭИ-1894      627

---

Отпечатано на ротапринтере.

249020, г.Обнинск, Калужской обл., ФЭИ

Расчетно-экспериментальное исследование нестационарного распределения нейтронов в импульсных экспериментах на БФС-40 с учетом области высших гармоник.  
ФЭИ-1894, 1988, 1-19.