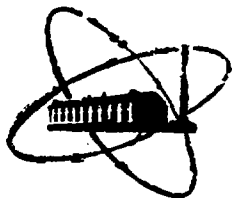


8118604054

ФЭИ-1577



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. М. РОМАНОВ, Е. С. МАТУСЕВИЧ, В. Я. ПУПКО

**Исследование применимости простых моделей
кинетики при описании импульсного возбуждения
быстрого реактора с замедляющим отражателем**

Обнинск — 1984

УДК 621.039.526

В. М. Романов, Е. С. Матусевич, В. Я. Пупко.

Исследование применимости простых моделей кинетики при описании импульсного возбуждения быстрого реактора с замедляющим отражателем.

ФЭИ-1577. Обнинск: ФЭИ, 1984. — 34 с.

В работе приводятся результаты импульсных экспериментов, проведенных с целью исследования пространственно-временного распределения потока нейтронов различных энергий в быстром реакторе с бериллиевым отражателем.

Проведен теоретический анализ экспериментальных результатов на основе представления потока нейтронов в виде ряда собственных функций однородного уравнения для потока нейтронов, в которое в качестве собственных значений входят декременты затухания. Для интерпретации пространственно-временного распределения быстрых нейтронов предлагается упрощенный вариант двухзонной двухгрупповой модели кинетики в реакторах рассматриваемого класса.

ВВЕДЕНИЕ

Современные численные методы расчета позволяют, в принципе, получить решение нестационарного уравнения переноса Больцмана, либо конечно-разностными методами, либо методом Монте-Карло. Однако, достаточно точное численное решение нестационарной задачи, особенно для быстрых реакторов с замедляющим отражателем, весьма сложно и требует огромных затрат машинного времени [1]. Поэтому в практических расчетах неизбежно использование ряда приближений, зачастую очень существенных (малое число групп, изотропное распределение потока нейтронов). А в этих случаях необходимо, хотя бы для выявления области применимости приближенных моделей расчета, сравнение их с экспериментом. Особенно это касается начальной стадии отклика реактора на импульсное возмущение, где, как правило, работоспособность простых моделей сомнительна и в настоящее время изучена недостаточно.

Особенностью быстрых реакторов с замедляющим отражателем, важной с точки зрения анализа быстрых переходных процессов, является малое время жизни нейтронов в активной зоне (порядка 10^{-8} с) и большое в отражателе ($10^{-4} + 10^{-3}$ с). Процесс замедления и диффузии нейтронов в бериллиевом отражателе занимает относительно большое время ~ 100 мкс, что приводит к большому вкладу высших гармоник нейтронного потока в процессе затухания нейтронного импульса в реакторе. В связи с этим анализ области высших гармоник (переходной области) является необходимым условием при выборе приближенной модели кинетики реакторов данного класса.

Теоретическому изучению этого вопроса посвящено большое количество работ [2,3,4,5,6]. В общем виде спектральный анализ оператора переноса нейтронов с использованием функций банахового пространства, составляющих полную систему собственных функций, был сделан в работе [2]. Теоретический анализ области высших гармоник на основе решения сопряженной задачи и использования собственных функций оператора Гемгольца был сделан в работах [3,4,7]. В работе [4] получены критерии применимости простых моделей кинетики, в частности, одноточечной, при интерпретации импульсных экспериментов в размножающих средах.

При экспериментальном изучении применимости простых моделей кинетики обычно ограничиваются исследованием работоспособности импульсных методов измерения реактивности [6,8,10,11,12,13]. Только в некоторых работах, например [14,15,16], где экспериментально изучается применимость одноточечной модели кинетики на тепловой размножающей системе, исследования проводятся путём изучения пространственно-временного распределения потока нейтронов, но только в области асимптотического спада.

В настоящей работе проводится исследование применимости простых моделей кинетики при описании импульсных экспериментов на быстрых реакторах с замедляющим отражателем. Для этого анализируется пространственно-временное распределение потока нейтронов различных групп энергии, в области высших гармоник и в асимптотической области с использованием критериев, предложенных в работе [4]. На основе этого анализа предлагается упрощённая двухзонная двухгрупповая модель кинетики реакторов данного класса. Показано, что использование этой модели позволяет корректно интерпретировать импульсные эксперименты, проведенные на быстрых реакторах с бериллиевым отражателем с помощью порогового детектора нейтронов.

2. Теоретические модели кинетики, используемые для описания нестационарного распределения потока нейтронов в реакторе.

2.1. Сложные пространственно-зависимые модели кинетики.

Исходным уравнением, которому подчиняется поток нейтронов $\Phi(\vec{r}, \Omega, E, t)$, является нестационарное уравнение Больцмана. В операторной форме оно имеет вид (без учёта запаздывающих нейтронов)

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, \Omega, E, t)}{\partial t} = \hat{L} \Phi(\vec{r}, \Omega, E, t) + S(\vec{r}, \Omega, E, t), \quad (1)$$

где \hat{L} - оператор генерации и потерь нейтронов;

$S(\vec{r}, \Omega, E, t)$ - функция распределения потока нейтронов внешнего источника.

Применение численных методов позволяет провести решение уравнения (1) прямо, заменяя производные конечными разностями, а интегралы конечными суммами или же используя метод Монте-Карло. Например, в диффузионном приближении для двумерной геометрии численное решение (1) получено в работе [17], методом Монте-Карло в транспортном приближении - в работе [18].

Однако, даже в этих простых приближениях численные решения чрезвычайно трудоёмки и, следовательно, требуют больших затрат машинного времени.

В теории реакторов нашел широкое применение метод, используемый в различных областях математической физики, а именно, разложение потока нейтронов в ряд по системе ортогональных или биортогональных функций [1,2,3,4,7], т.е. представление $\phi(\bar{z}, \bar{\Omega}, E, t)$ в виде

$$\phi(\bar{z}, \bar{\Omega}, E, t) = \sum_i f_i(t) \cdot \Phi_i(\bar{z}, \bar{\Omega}, E) \quad (2)$$

При таком подходе весьма существенен выбор системы функций, по которым производится разложение.

Часто в качестве системы функций $\Phi_i(\bar{z}, \bar{\Omega}, E)$ берутся собственные функции однородного квазистационарного уравнения [3,4,7]

$$\hat{L} \Phi_i(\bar{z}, \bar{\Omega}, E) = \lambda_i \Phi_i \quad (3)$$

Однако, этот подход является приближенным, так как уравнение (2) записано без сингулярных членов (непрерывный спектр). Оно справедливо при дискретном приближении, когда нет собственных функций из сплошного спектра. Еще больше осложняет задачу проблема нахождения коэффициентов разложения $f_i(t)$, для определения которых, в общем случае для реактора с отражателем, необходим расчёт собственных функций сопряженной задачи [3,4,7]. Только в случае "голого" реактора собственные функции Φ_i ортогональны друг другу.

На практике часто систему собственных функций в (2) заменяют небольшим числом так называемых "пробных функций", выбранных из физических соображений, исходя из условий конкретной задачи. Широкое распространение получил подход, развитый в [19]. Его суть заключается в том, что функцию плотности потока нейтронов $\phi(\bar{z}, \bar{\Omega}, E, t)$ представляют в виде произведения амплитудного фактора $P(t)$, который зависит лишь от времени и функции $\psi(\bar{z}, \bar{\Omega}, E, t)$ [1], т.е.

$$\Phi(\bar{z}, \bar{r}, E, t) = P(t) \Psi(\bar{z}, \bar{r}, E, t)$$

Далее, введя отрезки времени $\Delta t_p (\sum \Delta t_p = t)$, полагают, что $\Psi(\bar{z}, \bar{r}, E, t)$ не меняется со временем внутри Δt_p . Поэтому внутри отдельного интервала $P(t)$ находят путем решения одноточечного уравнения кинетики. А $\Psi(\bar{z}, \bar{r}, E, t)$ определяется только на границах Δt_p путем решения квазистационарной задачи. Очевидно, такое приближение пригодно тогда, когда изменение амплитуды $P(t)$ происходит гораздо быстрее изменения пространственно-энергетического распределения нейтронов в реакторе. Дальнейшее развитие этого метода содержится в [20].

Примером практического использования пространственно-зависимой модели кинетики может служить программа двумерного расчета нестационарных процессов в диффузионном приближении "Днестр" [17]. Она успешно применялась при анализе импульсных экспериментов на быстрых критических сборках БЭС [21, 22]. Однако, использование этой программы в случае быстрых реакторов с замедляющим отражателем сопряжено с рядом трудностей. Связано это, прежде всего с тем, что, из-за сравнительно небольших размеров реакторов данного класса, в них велики градиенты потока, особенно тепловых нейтронов, на границе активной зоны и отражателя.

Реализация пространственно-зависимой модели в транспортном приближении с использованием метода Монте-Карло, сделана в работе [15]. Но при расчёте пространственно-временного распределения нейтронов различных энергий в быстрых реакторах с замедляющим отражателем требуется неприемлемо большое время расчета.

Время расчета определяется количеством прослеженных поколений нейтронов, а так как скорость спада плотности потока нейтронов в начальные моменты (область высших гармоник) определяется временем жизни нейтронов в активной зоне ($\sim 10^{-8}$ с), то для расчёта только этой области уже требуется проследить большое количество поколений ($\sim 10^4$), а это только начальный участок кривой спада. (Весь процесс затухания импульса мгновенных нейтронов в реакторах данного класса продолжается $\sim 10^{-3}$ с).

2.2. Условия применимости простых моделей кинетики.

Анализ применимости простых моделей кинетики проведем, применяя развитый в [3,4] метод решения нестационарного уравнения Больцмана с использованием собственных функций квазистационарного уравнения переноса и соответствующего сопряженного уравнения. Преимуществом этих уравнений является биортогональность соответствующих собственных функций.

Допустив возможность представления потока нейтронов $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ в виде суммы конечного числа функций, решение уравнения (I) можно представить в виде

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \sum_K f_K(t) \cdot F_K(\vec{r}, \vec{\Omega}, E), \quad (4)$$

где $F_K(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ - собственная функция квазистационарного уравнения.

$$-\frac{\alpha_K}{v} F_K = \hat{L} F_K \quad (5)$$

Для нахождения коэффициентов разложения $f_K(t)$ воспользуемся биортогональностью функций F_K к сопряженным им функциям F_K^+ , удовлетворяющим уравнению

$$-\frac{\alpha_K}{v} F_K^{+*} = \hat{L}^+ F_K^{+*} \quad (6)$$

Представим функцию источника $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ в виде

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \sum_K \frac{1}{v} S_K(t) F_K(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) \quad (7)$$

Подставим (4) и (7) в (1), получим:

$$\sum_K \frac{1}{v} F_K \frac{df_K}{dt} = \sum_K f_K \cdot \hat{L} F_K + \sum_K \frac{1}{v} S_K F_K$$

с учетом (5)

$$\sum_K \frac{1}{v} F_K \frac{df_K}{dt} = - \sum_K f_K \frac{\alpha_K}{v} F_K + \sum_K \frac{1}{v} S'_K \cdot F_K$$

Умножим это уравнение на F_m^{+*} и проинтегрируем по всем переменным, тогда с учётом условия биортогональности

$$\int \frac{1}{v} F_K \cdot F_m^{+*} d\sigma = N_{KK} \cdot \delta_{Km},$$

где δ_{Km} - символ Кронекера, N_{KK} - нормировочный коэффициент, получим

$$N_{mm} \cdot \frac{df_m}{dt} = -\alpha_m f_m \cdot N_{mm} + S'_m \cdot N_{mm},$$

или

$$\frac{df_m}{dt} + \alpha_m f_m = S'_m, \quad (8)$$

где

$$S'_m = \frac{\int S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \cdot F_m^{+*} d\sigma}{N_{mm}}$$

Как известно, решение (8) можно записать

$$f_m(t) = f_m(0) e^{-\lambda_m t} + \int_0^t \dot{f}_m(\tau) e^{-\lambda_m(t-\tau)} d\tau.$$

Если

$$\dot{f}(\vec{z}, \vec{\Omega}, E, t) = \dot{S}_0 \cdot \delta(t) \cdot \delta(\vec{z} - \vec{z}_0) \cdot \delta(E - E_0) \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0),$$

то

$$\dot{f}_m = \dot{S}_0 \cdot \delta(t) \cdot \frac{F_m(\vec{z}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)}{N_{mm}}.$$

Тогда, при $f_m(0) = 0$

$$f_m(t) = A_m e^{-\lambda_m t}, \quad \text{где} \quad A_m = \frac{\dot{S}_0 \cdot F_m(\vec{z}_0, \vec{\Omega}_0, E_0)}{\int \frac{1}{V} F_m \cdot F_m^* d\Omega}.$$

И окончательно имеем

$$\varphi(\vec{z}, \vec{\Omega}, E, t) = \sum_m A_m e^{-\lambda_m t} F_m(\vec{z}, \vec{\Omega}, E). \quad (9)$$

Выражение (9) позволяет сформулировать первое условие применимости любой упрощённой модели кинетики. Оно заключается в следующем: количество оставленных членов в разложении должно быть достаточным для корректного описания нейтронного потока.

Второе условие применимости приближенной модели кинетики можно получить воспользовавшись результатами работы [4]. Его можно сформулировать следующим образом: пространственные гармоники подкритического реактора $F_K(\vec{z}, \vec{\Omega}, E)$, определенные из уравнения (5), должны совпадать с пространственными гармониками критического реактора $\mathcal{V}_K(\vec{z}, \vec{\Omega}, E)$, определёнными из уравнения (3). Кратко поясним это условие. Как известно, важным параметром кинетики реактора является реактивность, введённая через условно-критическое уравнение реактора с $K_{эф}$

в качестве собственного значения и соответствующее уравнение кинетики нейтронного потока [23]. При этом собственные функции прямого и сопряженного условно-критических уравнений

$\Phi_m(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ и $\Phi_m^*(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ ("статистические функции") заведомо будут совпадать с $F_m(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ и $F_m^{*k}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ ("кинетические" функции) только в критическом состоянии реактора [4]. Поэтому при интерпретации импульсных экспериментов, проведенных в подкритическом состоянии реактора с целью определения реактивности, необходимо знать, насколько близки "статистические" и "кинетические" функции.

2.3. Одноточечная модель кинетики.

Наиболее распространенной приближенной моделью кинетики реактора является одноточечная модель. В этом приближении допускается, что в разложении (9) можно пренебречь членами с $m \geq 1$, то есть предполагается, что

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = A_0 e^{-\lambda_0 t} F_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$$

Это означает, что асимптотическое пространственное распределение $F_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ в этом приближении должно совпадать с собственной функцией критического реактора и не зависеть от времени и реактивности.

Во многих случаях, таких, как небольшие реакторы на тепловых нейтронах с малоэффективным отражателем, или быстрые реакторы без отражателя ("голые" критические сборки типа "Годива"), одноточечная модель достаточно хорошо согласуется с экспериментом в широком диапазоне реактивностей, вплоть до $\rho = -20 \beta$ эф [6]. Однако, использование данной модели при изучении реакции на импульсное возбуждение двухзонных реакторов с эффективным отражателем встречает ряд трудностей.

В работах [14, 15, 16, 24] проводилось расчетно-экспериментальное изучение применимости одноточечной модели кинетики при описании импульсных экспериментов на тепловых реакторах с отражателем. Для этой цели изучались пространственное распределение потока нейтронов в критическом реакторе и асимптотическое пространственное распределение при импульсном возбуждении подкритического реактора. Было показано, что эти распределения в случае "толстого",

эффективного отражателя существенно отличаются. В частности, поэтому различные импульсные методы измерения реактивности, основанные на одноточечной модели, также не позволяют получить достоверные результаты [12,13,25] .

2.4. Двухзонная одnogрупповая модель кинетики.

В работе [9] была предложена двухзонная модель кинетики реакторов с отражателем. В этом приближении нестационарный поток нейтронов представляется двумя гармониками. Имеем из (9) при $m = 1$

$$\Phi(\vec{z}, \vec{\Omega}, E, t) = A_0 e^{-\lambda_0 t} \cdot F_0(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) + A_1 e^{-\lambda_1 t} \cdot F_1(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) \quad (10)$$

В одnogрупповом приближении и предположении, что угловое распределение потока нейтронов изотропно:

$$F_0(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) = F_1(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) = \bar{F}(\vec{z}) \quad (11)$$

Тогда, поток нейтронов в активной зоне и отражателе будет иметь вид

$$\Phi(\vec{z}, \vec{\Omega}, E, t) = \begin{cases} \bar{F}^c(\vec{z}) (A_0^c e^{-\lambda_0 t} + A_1^c e^{-\lambda_1 t}) & \text{(активная зона)} \\ \bar{F}^z(\vec{z}) (A_0^z e^{-\lambda_0 t} + A_1^z e^{-\lambda_1 t}) & \text{(отражатель),} \end{cases} \quad (12)$$

где индекс c - относится к активной зоне, а z - к отражателю.

Исследование применимости этой модели для описания нестационарного распределения потока нейтронов в реакторах проводилось, в основном, в двух направлениях. С одной стороны, исследовалась корректность описания временного распределения потока нейтронов двумя экспонентами [8,9,10,11,16,26,27] . В работе [26] эти исследования проводились на быстрых реакторах с отражателем из стали и натрия. В работах [8,9,10,11,16,27] корректность двух-экспоненциального представления проверялась на тепловых двухзонных

системах. Во всех указанных работах отмечается удовлетворительное описание двумя экспонентами временного распределения нестационарного потока нейтронов. С другой стороны, проводились исследования применимости данной модели при измерениях реактивности импульсным методом [8,10,11]. В этих работах отмечалась удовлетворительная работа данной модели в случае использования её на тепловых реакторах с эффективным отражателем. Однако, в ряде работ [12,13,25] было отмечено, что удовлетворительной работы импульсных методов измерения реактивности не наблюдается при использовании двухзонной одногрупповой модели на реакторах другого класса. Поэтому корректность данной модели для быстрых реакторов с замедляющим отражателем требует дополнительного изучения.

для этого в настоящей работе было проведено экспериментальное исследование пространственно-временного распределения потока нейтронов на быстрой критической сборке БЭС-40 с бериллиевым отражателем.

2.5. Двухзонная двухгрупповая модель кинетики.

Априорно ясно, что для описания пространственно-временного распределения нейтронов с помощью двухзонной модели кинетики необходимо, хотя бы в простом приближении, учесть процесс замедления нейтронов в отражателе. Особенно большую роль, как известно, процесс замедления нейтронов играет в быстрых реакторах с бериллиевым отражателем, где спектр нейтронов в активной зоне и отражателе существенно различаются. Поэтому для описания кинетики реакторов данного класса необходим многогрупповой, в частности двухгрупповой подход. Так, для расчёта быстрых импульсных реакторов со сложной геометрией, успешно используется "метод связанных зон" в многогрупповом приближении [28].

Рассмотрим подробнее форму представления нестационарного потока нейтронов в двухзонном двухгрупповом приближении, используя разложение (9). Как и в двухзонной одногрупповой модели, оставим в разложении (9) только две гармоники.

$$\Phi(\vec{r}, \vec{E}, t) = A_1 e^{-\lambda_1 t} \Phi_1(\vec{r}, \vec{E}) + A_2 e^{-\lambda_2 t} \Phi_2(\vec{r}, \vec{E}) \quad (13)$$

далее усредним поток нейтронов в двух энергетических группах ($E_0 - E_1$) и ($E_1 - E_2$). При этом, границы групп выберем следующим образом: E_1 и E_0 будут, соответственно, верхней (~ 10 Мэв) и нижней (тепловая) энергиями нейтронов в реакторе. Пограничная энергия E_1 берётся с учётом нижней границы спектра нейтронов в активной зоне. В рассматриваемом классе реакторов $E_1 \sim 0,1 + 0,5$ Мэв.

Тогда, групповые нестационарные потоки нейтронов будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} \phi_0(\vec{z}, \vec{R}, t) &= \frac{1}{E_1 - E_0} \int_{E_0}^{E_1} \phi(\vec{z}, \vec{R}, E, t) dE \\ \phi_1(\vec{z}, \vec{R}, t) &= \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} \phi(\vec{z}, \vec{R}, E, t) dE \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Подставив выражение $\phi(\vec{z}, \vec{R}, E, t)$ из (13) в (14), получим

$$\begin{aligned} \phi_0(\vec{z}, \vec{R}, t) &= \lambda_0 e^{-\lambda_0 t} \frac{1}{E_1 - E_0} \int_{E_0}^{E_1} F_0(\vec{z}, \vec{R}, E) dE + \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} \frac{1}{E_1 - E_0} \int_{E_0}^{E_1} F_1(\vec{z}, \vec{R}, E) dE \\ \phi_1(\vec{z}, \vec{R}, t) &= \lambda_0 e^{-\lambda_0 t} \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} F_0(\vec{z}, \vec{R}, E) dE + \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} F_1(\vec{z}, \vec{R}, E) dE \end{aligned} \quad (15)$$

Введем следующие обозначения

$$\begin{aligned} F_{00}(\vec{z}, \vec{R}) &= \frac{1}{E_1 - E_0} \int_{E_0}^{E_1} F_0(\vec{z}, \vec{R}, E) dE ; \quad F_{01}(\vec{z}, \vec{R}) = \frac{1}{E_1 - E_0} \int_{E_0}^{E_1} F_1(\vec{z}, \vec{R}, E) dE \\ F_{10}(\vec{z}, \vec{R}) &= \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} F_0(\vec{z}, \vec{R}, E) dE ; \quad F_{11}(\vec{z}, \vec{R}) = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} F_1(\vec{z}, \vec{R}, E) dE \end{aligned}$$

Учитывая, что общий поток нейтронов есть сумма потоков в отдельных группах, можно записать

$$\phi(\vec{z}, \vec{R}, E, t) = \lambda_0 e^{-\lambda_0 t} (F_{00}(\vec{z}, \vec{R}) + F_{10}(\vec{z}, \vec{R})) + \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} (F_{01}(\vec{z}, \vec{R}) + F_{11}(\vec{z}, \vec{R})) \quad (16)$$

Из выражения (16) видно, что введение двух групп увеличило количество пространственных гармоник с двух до четырёх. В работе [3] было отмечено, что индексу "к" (см (4)) может, вообще говоря, соответствовать два набора других индексов, появление которых связано с зависимостью функции распределения от аргументов 3х видов: координат, энергии и направленной скорости нейтронов. Один набор индексов, а соответственно, собственных

функций и собственных значений, возникает при многогрупповом подходе. Появление еще одного набора индексов связано с угловой координатой. Количество гармоник по угловой координате зависит, естественно, от степени P_n - приближения. В нашем случае будем предполагать изотропное распределение скоростей нейтронов. Тогда, внутри каждой энергетической группы пространственные гармоники, связанные с угловой координатой, будут совпадать.

$$F_0(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) = c_1 \bar{F}_0(z, E); F_1(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) = c_2 F_0(\vec{z}, E) \text{ где } E_0 < E < E_1 \quad (17)$$

$$F_0(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) = d_1 \bar{F}_1(\vec{z}, E); F_1(\vec{z}, \vec{\Omega}, E) = d_2 \bar{F}_1(\vec{z}, E) \text{ где } E_1 < E < E_2,$$

где c_1, c_2, d_1, d_2 - нормировочные константы. Тогда, с учётом (17), можно записать

$$\begin{aligned} \varphi(\vec{z}, \vec{\Omega}, E, t) = & (A_0 c_1 e^{-\alpha_0 t} + A_1 c_2 e^{-\alpha_1 t}) \frac{1}{E_1 - E_0} \int_{E_0}^{E_1} \bar{F}_0(\vec{z}, E) dE + \\ & + (A_0 d_1 e^{-\alpha_0 t} + A_1 d_2 e^{-\alpha_1 t}) \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} \bar{F}_1(\vec{z}, E) dE \end{aligned} \quad (18)$$

Таким образом, как видно из (18), для анализа пространственных гармоник необходимо проводить исследование пространственно - временного распределения нейтронов различных энергетических групп. В настоящей работе эти исследования проводятся экспериментальным методом.

3. Методика и результаты измерений пространственно - временного распределения нейтронов в критической сборке БЭС-40.

3.1. Процедура измерений.

Импульсные измерения на критической сборке БЭС-40 [10], но с бериллиевым отражателем, были проведены с использованием портативного импульсного генератора нейтронов (ИНГа). Мощность ИНГа $\sim 10^5$ н/с, длительность нейтронного импульса ≈ 2 нс.

При проведении измерений ИЧГ располагался на внешней поверхности отражателя, а детекторы перемещались по радиусу реактора. Для размещения детекторов из реактора извлекались либо ТВЭЛ, либо стержень отражателя. Требуемая подкритичность создавалась с помощью органов регулирования реактора.

Для того, чтобы получать пространственно-временное распределение различных групп нейтронов, измерения проводились двумя типами детекторов: детектором с пороговой чувствительностью и детектором с чувствительностью, пропорциональной $1/\sigma$ (всеволновым). В качестве детектора быстрых нейтронов использовался водородный счётчик СМ-38 с $E_{пор} = 0,5$ МэВ, а в качестве всеволнового применялся счётчик СМ-11 с радиатором из ^{10}B . Разрешающее время канала регистрации составляло $\sim 0,5$ мкс. Временные распределения отсчетов детекторов регистрировались с помощью блока быстрой памяти, связанного с ЭЕМ "Электроника-1001" [29].

3.2. Анализ результатов импульсных экспериментов в одnogрупповом приближении.

Результаты экспериментов, полученные с помощью всеволнового детектора, показывают, что форма кривых скорости счёта детектора зависит от положения детектора и величины подкритичности реактора (см.рис.1,2). Соотношение вкладов области высших гармоник и асимптотической меняется с изменением подкритичности реактора. (Так при $\rho = -7,2 \beta_{эф}$ вклад области высших гармоник составляет 70% см.рис.1).

Результаты сравнения пространственных распределений скорости счёта всеволнового детектора в критическом реакторе и нестационарных пространственных распределений скоростей счёта в подкритическом, показали их несовпадение для подкритичности $|\rho| > 0,5 \beta_{эф}$, (рис.3.) Однако, следует отметить один примечательный факт: в области высших гармоник ($t = 20$ мкс): пространственные распределения для различных подкритичностей с точностью до экспериментальных ошибок совпадают между собой. Этот факт можно объяснить, если допустить, что пространственно - временное распределение быстрых нейтронов не зависит от подкритичности, а влиянием медленных нейтронов в этой области времен можно пренебречь, так как они ещё не успевают накопиться. Результаты экспериментов, проведенных пороговым детектором, подтвердили эти предположения.

Приведенные результаты показывают, что одноточечная и двухзонная одногрупповая модели кинетики некорректны при описании пространственно-временного поведения нейтронов в быстрых реакторах с бериллиевым отражателем при подкритичности $\rho/\beta > 0,5\beta$ эф. При использовании одноточечной модели не выполняются оба условия корректности модели: во-первых, велик вклад области высших гармоник и поэтому пренебрегать им нельзя, во-вторых, пространственное распределение скорости счета всеволнового детектора в асимптотике зависит от реактивности и не совпадает с критическим. При использовании двухзонной одногрупповой модели первое условие выполняется; описание временного распределения скорости счета детектора двумя экспонентами достаточно корректно (см. рис. 1), однако, второе условие, а именно, совпадение пространственных распределений в критическом и подкритическом состояниях, также не выполняется.

3.3. Распределение быстрых нейтронов.

Результаты экспериментов показывают, что форма кривых скорости счета порогового детектора (СНМ-38 с $E_{пор.} = 0,5$ МэВ) не зависит от места установки детектора (см. рис. 2). А декременты затухания скорости счета детекторов, расположенных как в активной зоне так и в отражателе, совпадают. Причём, это относится как к области высших гармоник, так и к асимптотической области (см. таблицу I). Данная закономерность наблюдалась при всех значениях подкритичностей, при которых проводились измерения в данной работе (до $\rho = -11\beta$ эф).

ТАБЛИЦА I.

Декременты затухания скорости счета детекторов, расположенных в различных точках критборки БЭС-40. ($\rho = -0,38\beta$ эф).

Область спада	Тип детектора	Декременты затухания [1/с]	
		детектор в активной зоне	детектор в отражателе
100 мкс	СНМ-38 ($E_{пор.} = 0,5$ МэВ)	$(7,2 \pm 0,5) \cdot 10^4$	$(7,6 \pm 0,5) \cdot 10^4$
	СНМ-38 ($E_{пор.} = 0,5$ МэВ)	$(3,1 \pm 0,1) \cdot 10^3$	$(3,1 \pm 0,1) \cdot 10^3$
100 мкс	СНМ-II : эффект $1/2$	$(3,1 \pm 0,1) \cdot 10^3$	$(3,2 \pm 0,2) \cdot 10^3$

Для времен $t > 100$ мкс декременты затухания порогового и всеволнового детектора совпадают (см. таблицу I) и не зависят от их положения и подкритичности (по крайней мере до $\rho = -11\beta_{1f}$), что говорит о действительно асимптотическом характере спада потока нейтронов.

Соотношение вкладов области высших гармоник и асимптотики, как и в случае всеволнового детектора, зависит от подкритичности реактора. Результаты измерения пространственного распределения быстрых нейтронов приведены на рис. 4. Эти результаты показывают, что пространственное распределение быстрых нейтронов не зависит от подкритичности, времени и совпадает с критическим.

3.4. Распределение медленных нейтронов.

Распределение медленных нейтронов по пространству и во времени определялось путём вычитания из распределений, полученных всеволновым детектором, распределений, полученных детектором быстрых нейтронов. Эта методика обработки аналогична методу получения нестационарного спектра нейтронов, описанному в [32], только в данном случае для двух групп нейтронов.

Скорость регистрации порогового детектора $N_1(t)$ и всеволнового $N_2(t)$ в двухгрупповом приближении может быть записана следующим образом

$$\begin{cases} N_1(t) = \varepsilon_{11} \langle \varphi_1(t) \rangle + \varepsilon_{12} \langle \varphi_2(t) \rangle \\ N_2(t) = \varepsilon_{21} \langle \varphi_1(t) \rangle + \varepsilon_{22} \langle \varphi_2(t) \rangle, \end{cases} \quad (19)$$

где ε_{ij} - усредненная по внутригрупповому спектру чувствительность детекторов в каждой группе.

Решив (19) относительно $\langle \varphi_1(t) \rangle$ с учетом того, что $\varepsilon_{11} = 0$ для порогового детектора, получим:

$$\varepsilon_{21} \langle \varphi_1(t) \rangle = N_2(t) - \left(\frac{\varepsilon_{22}}{\varepsilon_{12}} \right) N_1(t). \quad (20)$$

Таким образом, разность между скоростью счёта всеволнового детектора и порогового, чувствительности которых нормированы в жесткой части спектра нейтронов с помощью параметра $(\varepsilon_{22}/\varepsilon_{12})$,

пропорциональна только потоку медленных нейтронов.

Для определения параметра ($\varepsilon_{22} / \varepsilon_{12}$) в настоящей работе была проведена градуировка детекторов в известном спектре деления $^{252}\text{Cf} - \langle f_i^0 \rangle$. Учитывая, что основная часть нейтронов в спектре ^{252}Cf находится в первой группе, можно допустить, что: $\langle f_i^0 \rangle \approx 0$. Тогда, (19) для спектра ^{252}Cf будет иметь вид:

$$\begin{cases} N_1^0 = \varepsilon_{12} \langle f_2^0 \rangle \\ N_2^0 = \varepsilon_{22} \langle f_2^0 \rangle, \end{cases}$$

откуда

$$\varepsilon_{22} / \varepsilon_{12} = N_2^0 / N_1^0$$

Конечно, точность данного способа будет зависеть от того, насколько консервативна величина ($\varepsilon_{22} / \varepsilon_{12}$) при переходе от спектра ^{252}Cf к реакторному.

Оценка возможного изменения этого параметра при таком переходе была проведена с использованием расчётного спектра сборки БЭС-40 (расчётный спектр был получен с помощью программы MM-22 [31]). Изменение параметра ($\varepsilon_{22} / \varepsilon_{12}$) оказалось незначительным, всего $\sim 1\%$. Недостатком данной методики является косвенный способ измерения медленных нейтронов, а именно путем нахождения разности между отсчётами двух детекторов. Это приводит к тому, что, при малом вкладе в скорость счёта всеволнового детектора медленных нейтронов, точность резко падает. (Разность близких по величине чисел).

Обработанные с использованием изложенной методики результаты импульсных исследований на сборке БЭС-40 показали, что пространственное распределение медленных нейтронов в области асимптотического спада не зависит от реактивности и совпадает с критическим (см. рис.5). В области высших гармоник возможно и происходит деформация пространственного распределения медленных нейтронов, однако, в этой области их количество ещё очень незначительно, поэтому в этой области времен ($t < 100$ мкс) можно пренебречь их влиянием на кинетику реактора в целом.

Анализ пространственно - временного распределения быстрых и медленных нейтронов на сборке БЭС-40 показывает, что для корректного описания кинетики быстрых реакторов с бериллиевым отражателем вполне подходит двухзонная двухгрупповая модель.

Действительно: временное поведение хорошо аппроксимируется двумя экспонентами (см. рис. 1, 2). Пространственное распределение быстрых и медленных нейтронов не зависит от подкритичности реактора и совпадает с критическим (рис. 4, 5). То есть, оба условия корректности, сформулированные в пп. 2.2., выполняются для рассматриваемой приближенной модели.

4. Упрощенная двухзонная двухгрупповая модель кинетики.

Остановимся подробнее на анализе этой модели применительно к быстрым реакторам с замедляющим отражателем.

Рассмотрим баланс нейтронов в таком реакторе в двухзонном двухгрупповом приближении. На рис. 6 схематично изображен этот баланс. Принятые обозначения и их физический смысл широко обсуждались в работах [9, 10, 11, 26], отметим лишь, что при составлении баланса были сделаны следующие допущения, связанные со спецификой физики данного класса реакторов. Вероятностью перехода нейтрона из первой группы во вторую в активной зоне, а также вероятностью нейтрона второй группы, попавшего в активную зону из отражателя, вернуться обратно, пренебрегаем.

Из приведенной схемы баланса нейтронов видно, что для описания пространственно-временного поведения нейтронов в быстром реакторе с отражателем, необходимо знать 10 параметров. Естественно, в эксперименте все эти параметры прямо не измерить. Поэтому целесообразно, используя особенности реакторов с резко отличающимися по времени жизни нейтронов зонами, ввести дополнительные приближения, с одной стороны сокращающие число свободных параметров, а с другой — не сильно искажающие реальное физическое поведение системы.

Для этого запишем уравнения кинетики в двухзонном двухгрупповом приближении для двух областей t : для $t < \tau_z$ и для $t > \tau_z$. Где τ_z — время замедления и диффузии нейтронов в отражателе.

Очевидно, что область с $t < \tau_z$ будет областью, в которой, в основном, будут проявляться эффекты высших гармоник, а $t > \tau_z$ областью асимптотического спада плотности нейтронов. Тогда, пренебрегая нейтронами второй группы для $t < \tau_z$, считая, что они еще не успели накопиться, можно записать:

$$\begin{cases} \frac{dn_{1c}}{dt} = \frac{\kappa_1(1-\beta)-1}{\ell_{1c}} n_{1c} + \frac{a_{12c}}{\ell_{12}} n_{12} + S \cdot \delta(t) \\ \frac{dn_{12}}{dt} = -\frac{n_{12}}{\ell_{12}} + \frac{a_{1c2}}{\ell_{1c}} n_{1c}, \end{cases} \quad (21)$$

где $S \cdot \delta(t)$ - импульсный источник быстрых нейтронов.

Для $t > \bar{t}_3$ система уравнений кинетики будет иметь вид [28]

$$\begin{cases} \frac{dn_{1c}}{dt} = \frac{\kappa_1(1-\beta)-1}{\ell_{1c}} n_{1c} + \frac{a_{12c}}{\ell_{12}} n_{12} + \frac{\kappa_2(1-\beta)}{\ell_{2c}} n_{2c} \\ \frac{dn_{2c}}{dt} = \frac{a_{22c}}{\ell_{22}} n_{2c} - \frac{n_{2c}}{\ell_{2c}} \\ \frac{dn_{12}}{dt} = -\frac{n_{12}}{\ell_{12}} + \frac{a_{1c2}}{\ell_{1c}} n_{1c} \\ \frac{dn_{22}}{dt} = a_{122} \frac{n_{12}}{\ell_{12}} - \frac{n_{22}}{\ell_{22}} \end{cases} \quad (22)$$

Системы (21) и (22) могут быть упрощены при выполнении следующих условий:

$$\frac{dn_{1c}}{dt} = \frac{dn_{12}}{dt}, \quad \text{при } t < \bar{t}_3, \quad (23)$$

$$\frac{dn_{1c}}{dt} = \frac{dn_{12}}{dt} = \frac{dn_{2c}}{dt} = \frac{dn_{22}}{dt}, \quad \text{при } t > \bar{t}_3. \quad (24)$$

Условия (23), (24) предполагают пространственную независимость скорости спада потока нейтронов в первой группе (23) для $t < \tau_z$ и во всем энергетическом диапазоне для $t > \tau_z$ (24). Как известно [5,6], это происходит, когда устанавливается энергетический спектр нейтронов и заканчивается их пространственное перераспределение. Прямое измерение скорости формирования спектра нейтронов в его жесткой части было проведено в сфере из обедненного урана. Эти измерения проводились в наносекундной области с помощью калифорниевой камеры деления и сцинтилляционного спектрометра нейтронов. (В [32] приведена методика этих измерений). Результаты данных измерений показывают, что уже через 20 нс спектр в области быстрых нейтронов ($E_n \approx 0,2 \text{ МэВ}$) слабо меняется со временем (сравнить 10 нс и 30 - 40 нс на рис.7). Связано это с тем, что спектр нейтронов в этой области энергии формируется в основном за счет неупругого рассеяния, поэтому сброс энергии происходит практически за одно соударение.

Результаты измерения скорости спада нейтронов различных групп энергий в различных точках реактора БЭС-40 с бериллиевым отражателем, приведенные в настоящей работе (см. таблицу I, рис.2), также подтверждают справедливость условий (23), (24). Тогда, с учетом (23) и (24), системы (21) и (22) можно свести к двум уравнениям:

$$\frac{dn_{1c}}{dt} = \frac{\kappa_1^*(1-\beta)-1}{\ell} n_{1c} + S(t) \quad \text{для } t < \tau_z \quad (25)$$

$$\frac{dn_{1c}}{dt} = \frac{(\kappa_1^* + \kappa_2^*)(1-\beta)-1}{\ell_{2c}^*} n_{1c} \quad \text{для } t > \tau_z,$$

где приняты следующие обозначения:

$$\kappa_1^* = \kappa_1 + (a_{1cc} \cdot a_{1c2c}) / (1-\beta); \quad \ell_{1c}^* = \ell_{1c} (1 + a_{1cc})$$

$$\kappa_2^* = a_{1c2c} \cdot a_{12c} \cdot a_{2cc} \cdot \kappa_2$$

$$\ell_{2c}^* = \ell_{1c} [1 + a_{1cc} + \kappa_2 (1-\beta) (1 + a_{2cc} + a_{2cc} a_{12c})]$$

Система уравнений (25) описывает изменение плотности нейтронов первой группы (быстрых) в области высших гармоник и в асимптотической области. При $t < \bar{t}_3$ первая группа нейтронов спадает с декрементом

$$\lambda_1 = \frac{(1 - \kappa_1^*(1-\beta))}{\ell_{1c}^*}, \quad (26)$$

а при $t > \bar{t}_3$ с декрементом

$$\lambda_2 = \frac{1 - (\kappa_1^* + \kappa_2^*)(1-\beta)}{\ell_{2c}^*} \quad (27)$$

Сделанные допущения позволили сократить количество параметров при описании временного поведения быстрых нейтронов до 4-х ($\kappa_1^*, \kappa_2^*, \ell_{1c}^*, \ell_{2c}^*$).

Очевиден физический смысл этих параметров.

κ_1^* - вклад в $K_{эф}$ нейтронов первой группы с учётом отражённых быстрых нейтронов.

κ_2^* - вклад в $K_{эф}$ замедлившихся в отражателе нейтронов.

ℓ_{1c}^* - время жизни быстрых нейтронов с учётом отражённых.

ℓ_{2c}^* - время жизни быстрых нейтронов с учетом процесса замедления.

Уравнения в системе (25) записаны для различных интервалов времени ($t > \bar{t}_3, t < \bar{t}_3$) и не связаны между собой. Чтобы получить связанные уравнения кинетики, введем по аналогии с понятием запаздывающих нейтронов понятие запаздывающих нейтронов замедления $^{-P}(t)$. Так будем называть нейтроны с энергией выше пороговой, которые появились в результате замедления нейтронов в отражателе, их диффузии в активную зону и появления нейтронов с энергией выше пороговой в результате деления. Введение $^{-P}(t)$ оправдано тем, что при различающихся на много порядков временах жизни нейтронов в активной зоне и отражателе, последние можно трактовать как дополнительную группу запаздывающих нейтронов. Такой способ действия отражателя на активную зону используется при расчётах импульсных реакторов в многогрупповом приближении [23]. Учитывая вышесказанное, запишем систему уравнений кинетики для числа нейтронов с энергией выше пороговой $n_n(t)$ и с одной группой запаздывающих нейтронов.

$$\begin{cases} \frac{dn_n(t)}{dt} = \frac{\kappa_1^*(1-\beta-\kappa_2^*)-1}{\ell_{1c}^*} n_n(t) + \frac{\rho(t)}{\ell_{1c}^*} + \lambda c(t) + \int_0^t S(t-\tau) d\tau \\ \frac{d^{-P}(t)}{dt} = -\frac{^{-P}(t)}{\ell_{2c}^*} + \frac{\kappa_1^* \kappa_2^*}{\ell_{2c}^*} n_n(t) + \int_0^t S_0(t-\tau) d\tau \\ \frac{d^2 c(t)}{dt^2} = -\lambda c(t) + \int_0^t S_2(t-\tau) d\tau \end{cases} \quad (28)$$

где $S_p(t)$ - функция внешнего импульсного источника быстрых нейтронов, $S_p(t)$ - функция внешнего источника замедлившихся нейтронов. Рассмотрим подробнее вид функции $S_p(t)$. Облучение реактора внешним импульсным источником нейтронов приводит к появлению дополнительных замедлившихся нейтронов, появившихся от источника непосредственно в отражателе. Так как обычно импульсные источники излучают высокоэнергетичные нейтроны ($\sim 14\text{МэВ}$), можно допустить, что $S_p(t) \approx \mathcal{L} \cdot n_{12}(t)$, где \mathcal{L} - коэффициент пропорциональности. Коэффициент \mathcal{L} может быть найден путём использования схемы баланса нейтронов в реакторе. Согласно рис. 6 имеем

$$S_p(t) \approx a_{122} \cdot a_{22c} \cdot K_2 \cdot K_1 \frac{n_{12}(t)}{\ell_{12}} \quad (29)$$

Из второго уравнения системы (21), полагая $dn_{12}/dt = 0$ (что соответствует критическому реактору), находим соотношение

$$\frac{n_{12}(t)}{\ell_{12}} = a_{10c} \frac{n_{1c}(t)}{\ell_{1c}} \quad (30)$$

Подставляя (30) в (29), имеем

$$S_p(t) \approx a_{10c} \cdot a_{122} \cdot a_{22c} \cdot K_2 \cdot K_1 \frac{n_{1c}(t)}{\ell_{1c}}$$

Учитывая выражение для K_2 и полагая $K_1 = K_1^*$, $\ell_{1c} = \ell_{1c}^*$, $n_{1c}(t) = n_n(t)$, окончательно имеем

$$S_p(t) \approx \frac{K_2^* \cdot K_1^*}{\ell_{1c}^*} n_n(t) \quad (31)$$

С учётом (31) система (28) будет иметь вид:

$$\begin{cases} \frac{dn_n(t)}{dt} = \frac{K_1^*(1-\beta-K_2^*)-1}{\ell_{1c}^*} n_n(t) + \lambda c(t) + \frac{\rho(t)}{\ell_{1c}^*} + S_p(t) \\ \frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{\rho(t)}{\ell_{1c}^*} + \frac{2 \cdot K_2^* \cdot K_1^*}{\ell_{1c}^*} n_n(t) \\ \frac{dc(t)}{dt} = -\lambda c(t) + \beta \frac{K_1^*}{\ell_{1c}^*} n_n(t) \end{cases} \quad (32)$$

Решение (32), с учётом обычного предположения о постоянстве уровня запаздывающих нейтронов в импульсных экспериментах, может быть записано в виде:

$$n_n(t) = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t} + c \quad (33)$$

Следует отметить, что, как и следовало ожидать, выражение (33) совпадает по виду с выражением (18), если в последнем оставить только быструю группу нейтронов.

Следует отметить также, что измерение временного распределения быстрых нейтронов не представляет большого труда. Для этого достаточно использовать пороговый детектор, а учитывая приведенные результаты импульсных измерений на БЭС-40, положение этого детектора не играет существенной роли.

В дальнейшем предполагается опубликовать данные по использованию модели (32) для экспериментального определения реактивности.

ВЫВОДЫ

1. Проведено экспериментальное исследование пространственно-временного распределения нейтронов различных энергий в быстром реакторе с бериллиевым отражателем.

2. Анализ результатов этих экспериментов показывает:

а) Временное распределение нейтронов достаточно корректно описывается суммой двух экспонент

$$\Phi(t) = A_1 \bar{e}^{-\alpha_1 t} + A_2 \bar{e}^{-\alpha_2 t},$$

где α_1 и α_2 - декременты затухания скорости счёта детектора в области высших гармоник и в области асимптотического спада, соответственно.

б) Соотношение складов области высших гармоник ($\int_0^{\infty} A_1 \bar{e}^{-\alpha_1 t} dt$) и области асимптотического спада ($\int_0^{\infty} A_2 \bar{e}^{-\alpha_2 t} dt$) зависит от подкритичности реактора и может меняться в широких пределах (от 10% при $\rho = 0$ до 70% при $\rho = -7,2 \beta$ эф)

в) Пространственно - временное распределение скорости счёта всеволнового детектора зависит от времени, подкритичности и не совпадает с критическим при $|\rho| > 0,5 \beta$ эф.

г) Пространственно - временное распределение быстрых нейтронов ($E_n \approx 0,5$ МэВ) не зависит от времени и подкритичности реактора и совпадает с критическим.

д) Пространственно - временное распределение медленных нейтронов ($E_n < 0,5$ МэВ) не зависит от подкритичности и совпадает с критическим в асимптотической области спада потока нейтронов.

3. Теоретический анализ экспериментальных результатов, приведенных в работе позволил:

а) показать, что двухзонная одногрупповая модель кинетики является некорректной при описании пространственно- временного распределения нейтронов в быстрых реакторах с бериллиевым отражателем;

б) показать, что двухзонная двухгрупповая модель достаточно корректна при описании кинетики быстрого реактора с бериллиевым отражателем;

в) предложить упрощенный вариант двухзонной двухгрупповой модели кинетики реакторов на быстрых нейтронах с бериллиевым отражателем.

В заключении авторы выражают благодарность Баландину А.Ф., Регушевскому В.И. за помощь в проведении измерений.

Литература

1. Д. Белл, С. Глестон. Теория ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1974г.
2. С.Б. Шихов, А.А. Шкурлепов. Вопросы математической теории реакторов. М., Атомиздат, 1973г.
3. В.Я. Пупко. Общее рассмотрение некоторых вопросов кинетики нейтронного потока в неразмножающих и мультиплицирующих средах с использованием высших гармоник. Препринт ФЭИ-103, Обнинск, 1968г.
4. В.Я. Пупко. Некоторые проблемы кинетики нейтронного потока в мультиплицирующих средах. - В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., с. 166.
5. Э.А. Стумбур. Импульсный нейтронный метод и элементы его теоретического обоснования. - В кн.: Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., с. 80.
6. *Pulsed Neutron Research Proceedings of a Symposium Karlsruhe, May 1965, vol 1,2, Vienna, IAEA, 1965.*
7. В.Я. Пупко, Р.М. Струтинский. Применение квазистационарных уравнений переноса нейтронного потока и ценности нейтронов в исследованиях проблем кинетики реакторов. - В кн.: Труды Физико-Энергетического института. М., Атомиздат, 1974г., с. 174.
8. А.И. Могильнер, Е.Ф. Семенов, Д.М. Швецов, Э. Саттари. Теоретическое и экспериментальное исследование двухзонного реактора. Препринт KFKI-23/1969, Будапешт, 1969г.
9. *C.E. Cohn. Reflected-Reactor Kinetics Nucl. Sci and Eng 13, 12-17, 1962.*
10. *A.E. Waller and L. Ruby. Interpretation of Pulsed-Source Experiments in a Reflected Reactor. Nucleonik 88, n5 p. 287.*
11. *A.E. Waller and L. Ruby. Pulsed-Source Reactivity Measurements in a Reflected Reactor Nucleonik 810, n2 p. 70.*
12. *G. Kosaly and J. Valko. Remarks on the use of well-known reactiving Annals of Nuclear Energy. V2, p. 477 (1975).*

13. R. Hecker, S.K. AHMAD and M. Kirch, Pulsed measurements with a low absorption-reflector critical assembly, *Annals of Nuclear Energy Vol 3*, pp. 391 to 397 (1976)
14. Э.А. Стумбур, Ш.С. Николайшвили, Б.И. Колосов и др. Границы применимости λ -метода для измерения реактивности в уран-водных системах.-В кн.:Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов.М., Атомиздат, 1972г., с.275.
15. Э.А. Стумбур, И.П. Матвеевко, Б.И. Колосов. Исследование двухзонных систем импульсным методом.-В кн.:Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов.М., Атомиздат, 1972г., с.282.
16. А.И. Могильнер, Э. Димеши, Б.И. Колосов, Г.П. Кичелев и др. Сопоставление точечной и пространственной моделей кинетики в уран-гидридном реакторе. Препринт ФЭИ-177, Обнинск, 1969г.
17. В.Е. Колесов, О.И. Макаров. Методы численного решения одномерных нестационарных уравнений переноса нейтронов в применении к расчету импульсных экспериментов.Препринт ФЭИ-822,Обнинск, 1978г.
18. Л.Б. Казакова, В.Б.Полевой. "QFERT"-редакция библиотеки MM-22 для моделирования нестационарного переноса мгновенных нейтронов методом Монте-Карло.Препринт ФЭИ-1274,Обнинск, 1982г.
19. A.F. Henry and N.J. Curlec. Verification of Method for Treating Neutron Space-Time Problems. *Nucl. Sci Eng* 4, (1958) p. 727-744
20. Yung-An Chao, A Theory of Space-Time Reactor Kinetics *Nucl. Scien. Eng* V 80 (1982) p. 476.
21. В.Е. Колесов, О.И. Макаров, И.П. Матвеевко, А.Г. Шокодько. Программа "Днестр" и ее применение для учета пространственных эффектов при измерении реактивности. Препринт ФЭИ-1162, Обнинск, 1981 г.
22. А.М. Аврамов, А.В. Грачев, В.И. Журавлев, О.И. Макаров и др. Применение импульсного нейтронного метода для измерения реактивности в критсборках на быстрых нейтронах. Препринт ФЭИ-1028, Обнинск, 1980г.
23. Л.Н. Усачев. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реакторов и теория возмущений.-В кн.:Реакторостроение и теория реакторов. М.,АН СССР, 1955г., с. 251.

24. Б.И. Колосов. Расчет динамики установления асимптотического распределения мгновенных нейтронов деления в экспериментах с импульсным источником нейтронов.-В кн.:Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., с. 212.
25. Э.А. Стумбур, И.П. Матвеевко, А.Г. Шокодько. Интегральные импульсные методы измерения реактивности.-В кн.:Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972г., с. 245.
26. C.S. Brunson, R.J. Huber. Two-region analysis of pulsing data in fast critical system. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1975, 128, N2, p. 379-403.
27. J.T. Mikalczko. The use of californium-252 as a random by pulsed neutron source for prompt-neutron decay measurements. *Nucl. Scienc. and Eng.*, 53, 393, (1974).
28. Е.П. Шабалин. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1976г.
29. А.Ф. Баландин, В.И. Регушевский. Блок буферной памяти для временных измерений на критсборках. Препринт ФЭИ-1416, Обнинск, 1983г.
30. В.А. Тарасов, В.К. Даруга, А.В. Жуков, Е.С. Матусевич и др. Определение коэффициента $K_{эф}$ критической сборки БТС-40 с использованием различных программ и систем констант.-Вопросы Атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 4(43), с. 13, 1981г.
31. А.Д. Франк-Каменецкий. Программа МКК-22 - многогрупповой расчет реактора и ячеек. Препринт ИАЭ-2777, М., 1977г.
32. В.М. Романов, О.И. Макаров, Е.С. Матусевич, В.Г. Демонков, М.Д. Зайцев. Исследование нейтронной кинетики в наносекундной области в сфере из обедненного урана. Препринт ФЭИ-1282, Обнинск, 1982г.

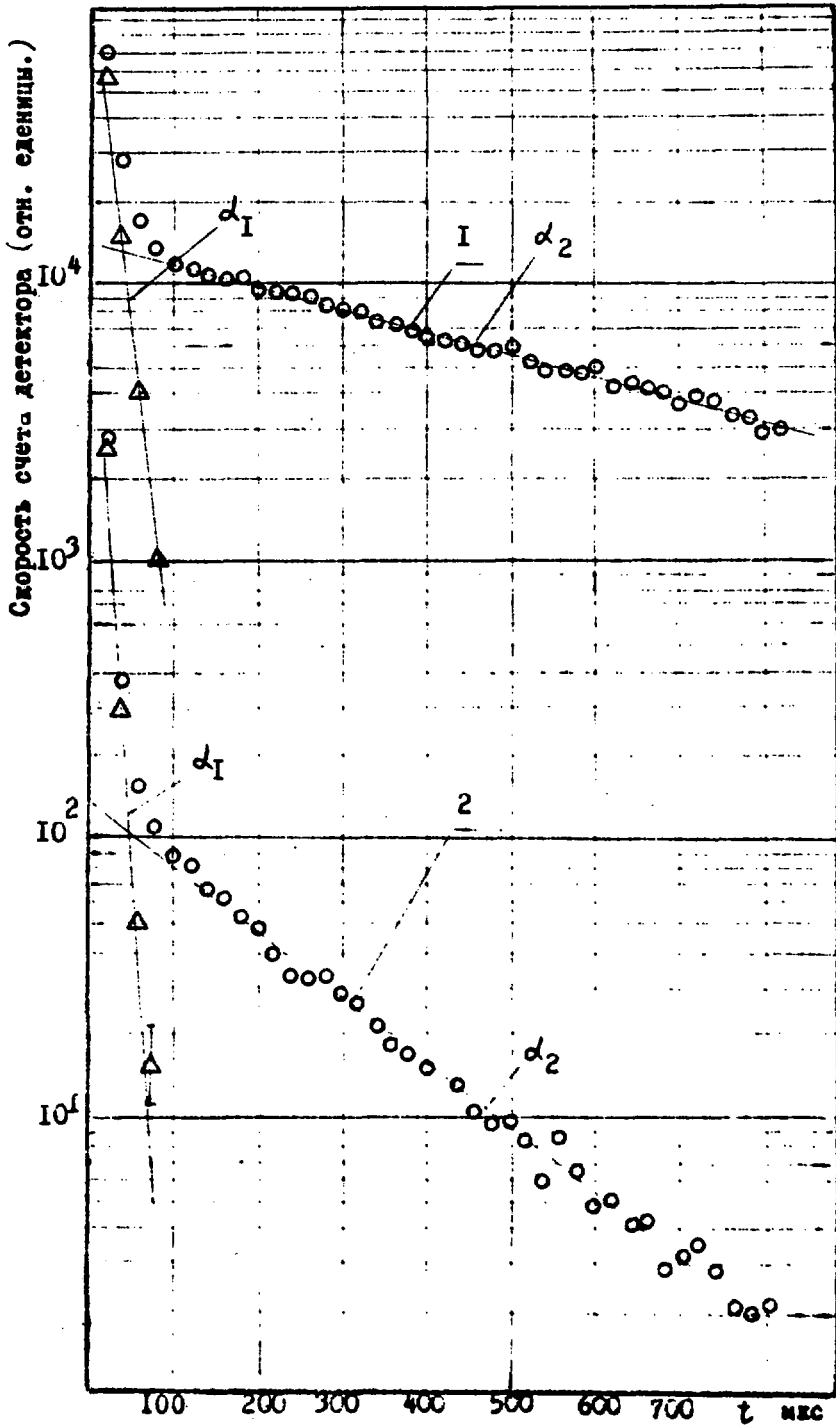


Рис. I Кривые спада скорости счета всеволнового детектора, расположенного в центре А.З. 1- $\rho=0,45\text{в}$; 2- $\rho=7,2\text{в}$

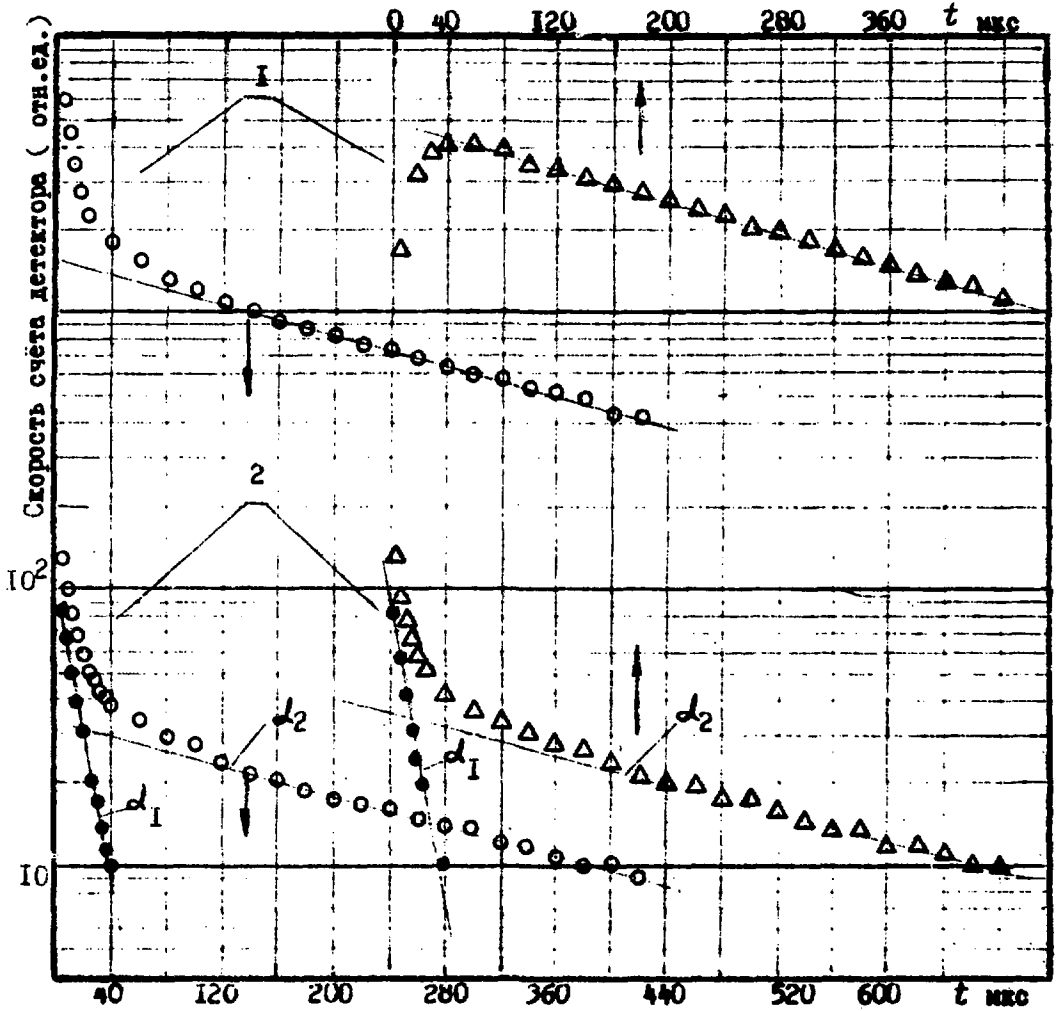


Рис.2. Кривые спада скорости счёта детекторов СМ-11 и СМ-36 в активной зоне и отражателе при $\rho = -0,35 \beta$

1-СМ-11 (всевольновым, 10^6 В) 2- СМ-36 (пороговой, H_2 , порог 0,5МэВ)

○ - в активной зоне ;

△ - в отражателе.

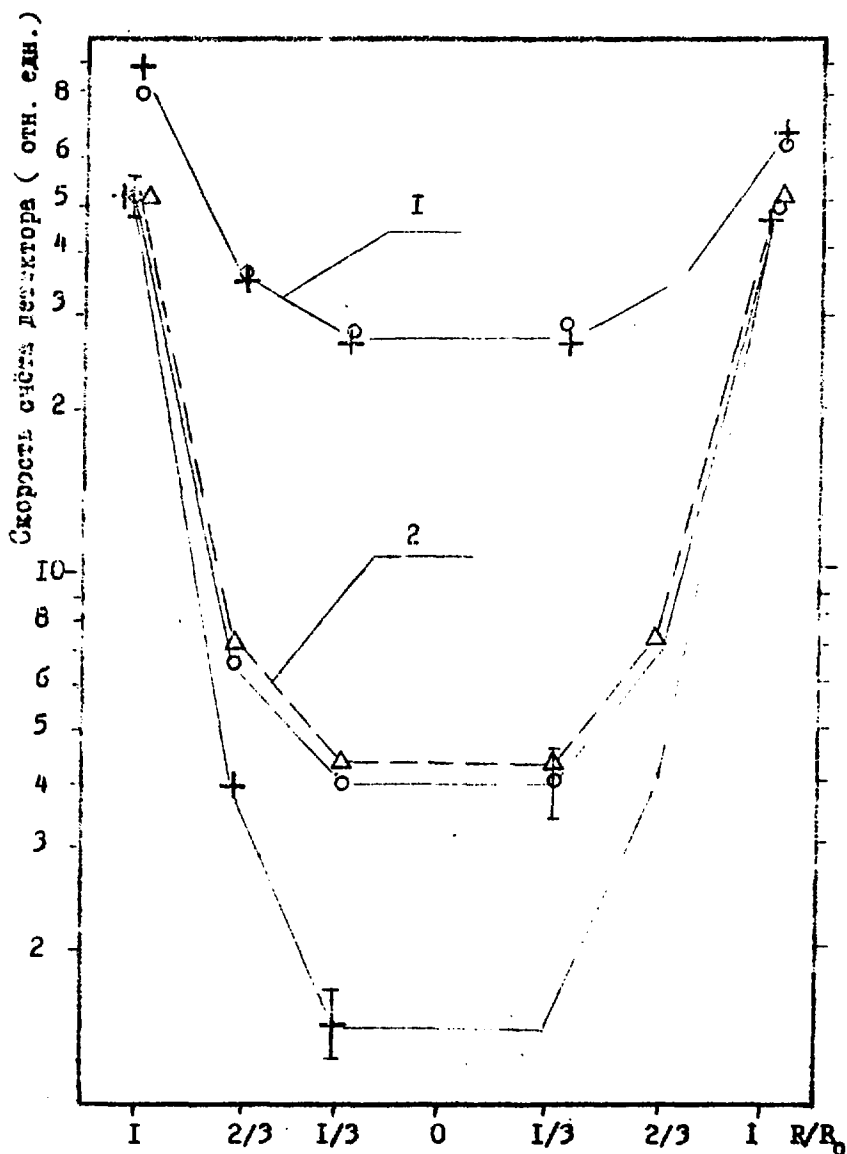


Рис. 3. Пространственное распределение скорости счета всеволнового детектора CHM-II (^{10}B) для различных моментов времени.

1- = 20 мкс (область высших гармоник)

2- = 400 мкс (область асимптотического спада)

Δ - критическое распределение, $\circ - \rho = -0,45r$, $\times - \rho = -7,2r$

R_0 - радиус активной зоны. Кривые 1 отнормированы в точке $R/R_0 = 2/3$, а кривые 2 в точке $R/R_0 = 1$.

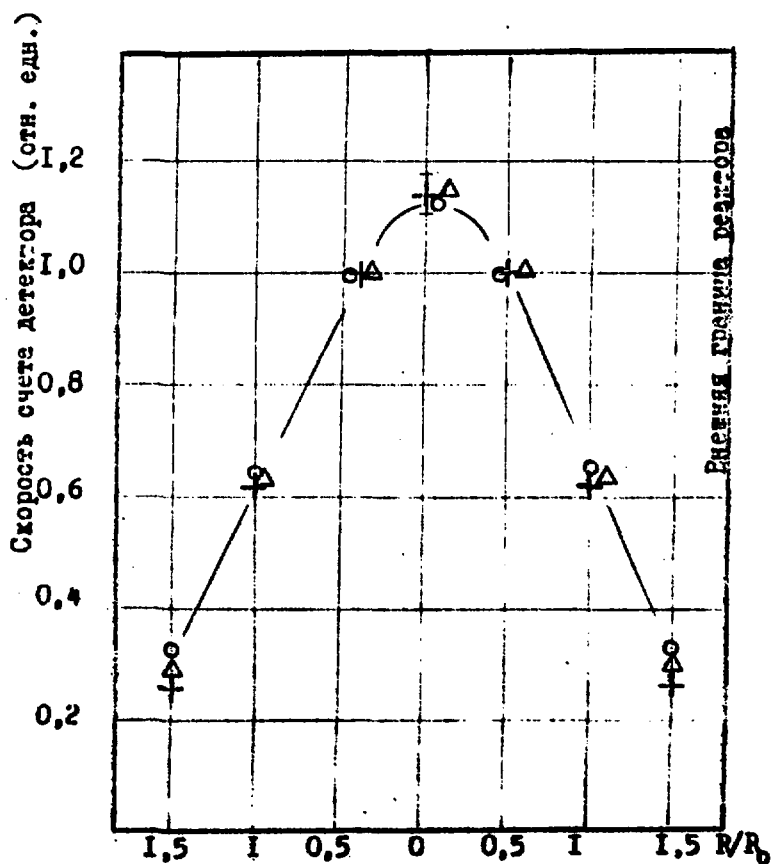


Рис. 4. Пространственное распределение скорости счета детектора СМН-38 (порог регистрации нейтронов 0,5 МэВ) для различных моментов времени и различных состояний реактора.

△ - критическое распределение ($\rho = 0$)

+ - $t = 15$ мкс. (Область высших гармоник, $\rho = -9\beta$)

○ - $t = 400$ мкс. (Область асимптотического спада, $\rho = -9\beta$)

R_0 - радиус активной зоны.

Нормировка кривых произведена в точке $0,5 R/R_0$.

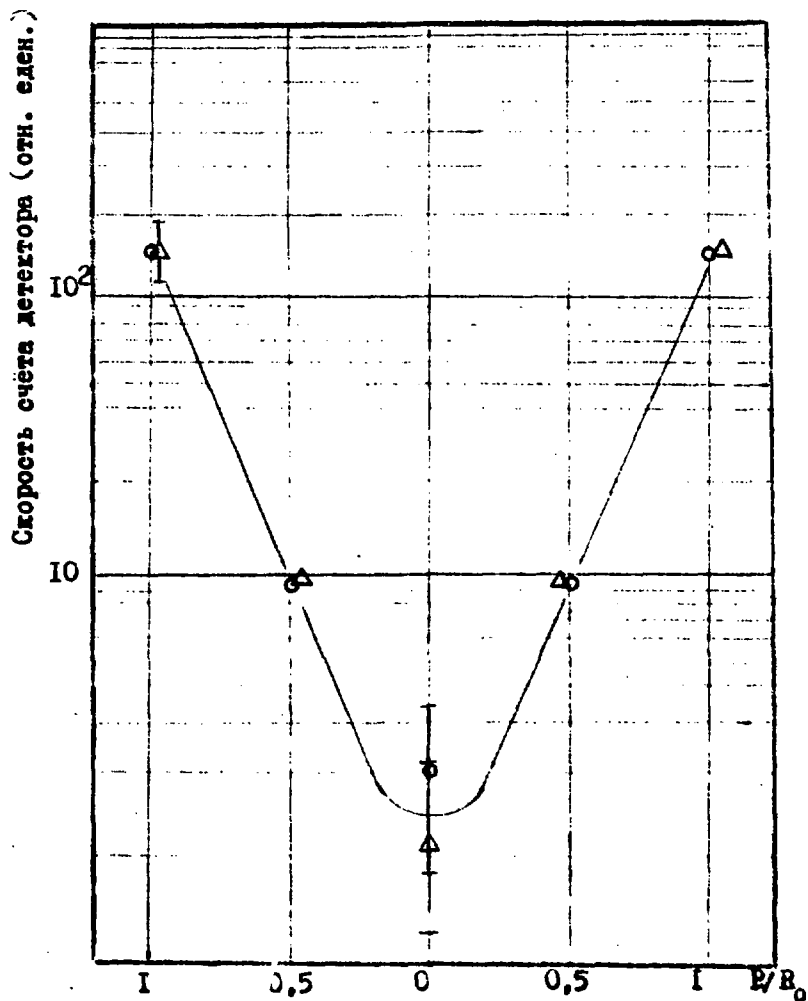


Рис.5. Пространственное распределение медленных нейтронов в области асимптотического спада импульса нейтронов.

○ - асимптотическое распределение для $\rho = -7,2\beta$

△ - критическое распределение $\rho = 0$

R_0 - радиус активной зоны. Нормировка кривых сделана при $R/R_0 = 1$.

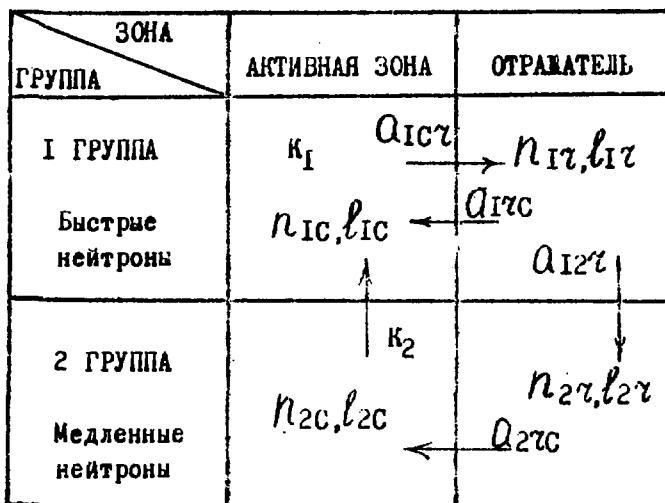


Рис. 6. Схема баланса нейтронов в быстром реакторе с замедляющим отражателем.

$n_{1c}, n_{2c}, n_{1r}, n_{2r}$ - количество нейтронов в активной зоне и отражателе в первой и второй группах.

$l_{1c}, l_{2c}, l_{1r}, l_{2r}$ - время жизни нейтронов в активной зоне и отражателе в первой и второй группах.

κ_1 - вероятность нейтрону, исчезнувшему в активной зоне в первой группе, вызвать деление, в результате которого появится новый нейтрон в первой группе в активной зоне.

κ_2 - вероятность нейтрону, исчезнувшему в активной зоне во второй группе, вызвать деление, в результате которого появится нейтрон в первой группе в активной зоне.

$\alpha_{1c,r}, \alpha_{1r,c}, \alpha_{2r,c}, \alpha_{2c,c}$ - вероятности переходов нейтронов из одной зоны в другую и из одной группы в другую.

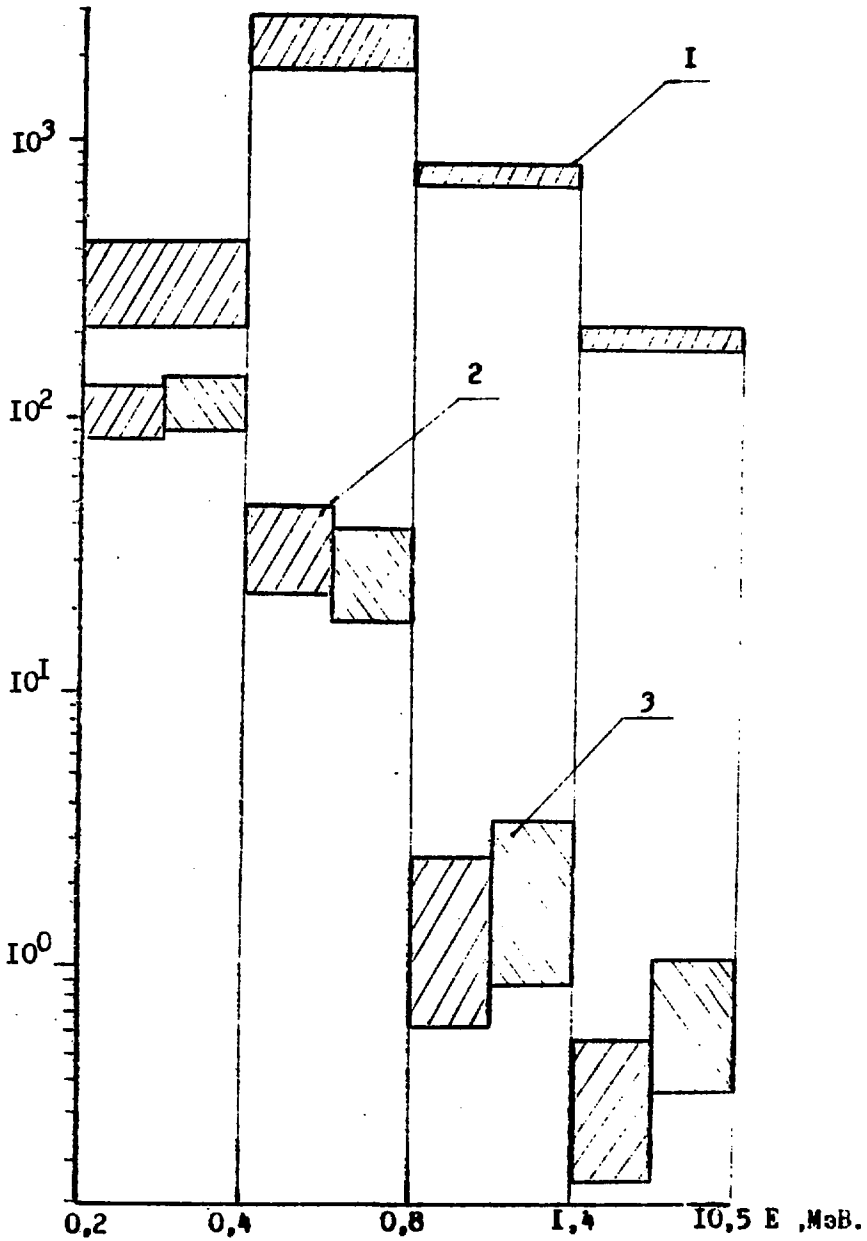


Рис. 7. Спектр нейтронов утечки из сферы обедненного урана в различные моменты времени.

1- $t = 10$ нс ; 2- $t = 30$ нс ; 3- $t = 40$ нс.

Гистограммы 2,3 нормированы на площадь под ними.

□ - величина среднеквадратичной погрешности измерений.

Технический редактор Н.П.Герасимова.

Подписано к печати 11.07.1964 г. Т-13456 Формат 60x90 1/16

Офсетная печать Усл.п.л. 2,1 Уч.-изд.л. 1,4 Тираж 88 экз.

Цена 21 коп. ФОН-1577 Индекс 3624

Отпечатано на роталпринте ФОН, г. Обнинск.

21 коп.

Индекс 3624

**Исследование применимости простых моделей кинетики при описании импульсного возбуждения быстрого реактора с замедляющим отражателем.
ФЭИ-1577, 1984, 1-34.**