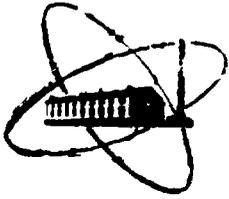




ФЭИ-1554



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*Г. М. БЕЖУНОВ, Е. С. МАТУСЕВИЧ, А. А. ДУБИНИН,  
А. М. ВОЛОЩЕНКО, В. М. РОМАНОВ, М. Ю. ЗУБЦЕВ,  
В. А. ДЕМЕНКОВ, В. К. ДАРУГА*

**Исследование временной эволюции  
спектров нейтронов утечки  
с поверхности молибденовой сферы  
в наносекундной области**

Обнинск — 1984

УДК 539.125.5+539.17

**Г. М. Бежунов, Е. С. Матусевич, А. А. Дубинин, А. М. Волощенко,  
В. М. Романов, М. Ю. Зайцев, В. А. Деменков, В. К. Даруга.**

Исследование временной эволюции спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовой сферы в наносекундной области.

ФЭИ-1554 Обширек: ФЭИ, 1984. — 30 с

Описана методика экспериментального исследования временной эволюции нейтронных спектров в среде в наносекундной области при введении короткого нейтронного импульса с использованием калифорнийской камеры в качестве статистического импульсного источника нейтронов и многоканального анализатора в режиме многомерного анализа.

Приведены результаты исследования нестационарных спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовой сферы в диапазоне энергии нейтронов  $10,5 \pm 0,4$  МэВ во временном интервале  $0 \pm 130$  нс. Результаты эксперимента даются в сравнении с расчетом по кинетической программе РОЗ-В1 с использованием групповых нейтронных констант БНАБ. В области энергий нейтронов  $2,5 \pm 0,4$  МэВ наблюдается существенное различие результатов расчетов и эксперимента. Предполагается, что наблюдаемое различие связано с недостоверностью констант неупругого рассеяния нейтронов для молибдена в использованной библиотеке.



## ВВЕДЕНИЕ

Исследование области быстрых переходных процессов при введении короткого импульса нейтронов в среду представляет интерес при решении ряда практических задач.

Введение временной координаты существенно усложняет процесс нахождения решения уравнения Больцмана в сравнении со стационарным случаем, что вынуждает в большинстве случаев использовать достаточно простые приближения. Справедливость таких приближений может быть обоснована лишь сопоставлением с экспериментами, выполненными в условиях, максимально приближенных к расчетным. Такое сопоставление упрощается, например, при проведении экспериментов в одномерной геометрии с гомогенной средой и источником, спектр нейтронов которого хорошо известен.

В настоящее время наиболее широкое практическое применение среди численных методов решения нестационарного уравнения переноса нейтронов получили методики, основанные на диффузионном приближении в силу его простоты [1,2,3]. Однако, в ряде работ, посвященных апробации расчетных методик решения нестационарных задач путём сравнения с экспериментом, отмечается неудовлетворительное описание нестационарного спектра нейтронов в некоторых временных интервалах [1,3,4]. Такой факт стимулирует использование более строгих приближений при расчёте. В свою очередь, развитие расчётных методов для решения нестационарных задач требует от экспериментов получения более детальной информации.

Следует отметить, что большинство экспериментов по изучению нейтронной кинетики в наносекундной области ограничивается представлением временного поведения интегральных по энергии функционалов от нейтронного потока, измеренных детектором с неизменяемой и часто нерегулярной энергетической зависимостью эффективности регистрации нейтронов.

В работе [5] приведены результаты экспериментального исследования нейтронной кинетики в сфере из обедненного урана диаметром 51 см в широком временном диапазоне после введения в центр сферы нейтронного импульса длительностью  $5 + 7$  нс. В качестве импульсного источника нейтронов использовался ускоритель заряженных частиц. В измерениях, выполненных полупроводниковым детектором с фольгами из  $^{235}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$ , регистрировалось изменение скорости делений  $^{235}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  во времени внутри сферы на различных расстояниях от центра. Измеренные скорости делений являются сверткой плотности потока нейтронов с сечением деления. Приведенные в [5] результаты свидетельствуют о сложном характере зависимости плотности потока нейтронов от времени и пространства. В работе [1] приводятся результаты обчёта указанного эксперимента по двум системам нейтронных констант. Расчёты проведены по предложенной методике решения нестационарного диффузионного уравнения переноса нейтронов методом мнимых источников с использованием преобразования Фурье-Лапласа. Автор [1] делает вывод об удовлетворительном согласии эксперимента и расчёта по определению временных зависимостей скорости делений  $^{235}\text{U}$ .

за исключением начального участка процесса, и значительном различии расчёта и эксперимента по определению временной зависимости скорости делений  $^{237}\text{Np}$ .

Отсутствие детальных экспериментальных данных по временной эволюции нейтронного спектра в среде не позволяет проанализировать возможные причины такого расхождения. Одной из причин предполагается пренебрежение в расчёте делениями, вызванными нейтронами, не испытавшими столкновений с ядрами среды или испытавшими одно-два столкновения, что следует из сути диффузионного приближения.

Авторы работы [4] приводят результаты исследования нейтронной кинетики в наносекундной области в сфере из обедненного урана диаметром 20 см с использованием методики порогового детектора. В качестве импульсного источника нейтронов использовалась калифорниевая камера с регистрацией единичных актов деления ядер  $^{252}\text{Cf}$ . Регистрация нейтронов утечки с поверхности сферы осуществлялась сцинтилляционным детектором. Значения энергетических порогов регистрации нейтронов устанавливались с использованием дискриминатора нижнего уровня импульсов с фотоэлектронного умножителя. С использованием процедуры, основанной на методе счетных эффективностей детектора, получены групповые спектры нейтронов утечки. Результаты эксперимента сравниваются с расчётом в диффузионном многогрупповом приближении по программе, описанной в [2]. Указывается на заметное различие расчёта и эксперимента в области больших времён для всех энергетических порогов регистрации нейтронов и некоторое различие в начальной области процесса для малых энергетических порогов регистрации. Делается вывод о

необходимости использования в аналогичных расчётах более высоких приближений.

Автором работы [3] выполнены измерения временной эволюции плотности нейтронного потока в железном параллелепипеде с использованием внешнего детектора нейтронов на основе пластического сцинтиллятора с различными зависимостями эффективности детектора от энергии нейтронов. Эффективность изменялась установкой дискриминаторов верхнего и нижнего уровней импульсов, снимаемых с фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Сложная зависимость эффективности регистрации нейтронов от энергии не позволяет в этом случае получить надёжную детальную информацию об эволюции спектра регистрируемых детектором нейтронов для адекватного сравнения с расчётом. В качестве импульсного источника использовался помещённый в центр сборки стационарный источник нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  единичные акты деления которого регистрировались по испусканию  $\gamma$  - квантов при делении ядра  $^{252}\text{Cf}$  пластическим сцинтиллятором, размещённым вблизи источника. Сложности в получение результатов с использованием данной методики вносят высокий коррелированный фон от регистрации нейтронов, образуемых в незарегистрированных делениях, а также фон от запуска детектора, регистрирующего деления,  $\gamma$  - квантами от неупругого рассеяния нейтронов на ядрах исследуемой среды, который не может быть учтён сравнительно простым способом. Результаты эксперимента сравниваются с расчётом, основанным на решении многогруппового диффузионного уравнения методом временных шагов, а также с расчётами, реализующими метод обратного преобразования Фурье-Лапласа для решения многогруппового диффузионного уравнения [1]. Отмечается существенное различие эксперимента

и расчёта с использованием метода временных шагов для начального участка нестационарного процесса после нейтронного импульса и удовлетворительное совпадение расчётного и экспериментального наклонов участка спада плотности потока нейтронов утечки спустя некоторое время после импульса ( $20 + 50$  нс). Наоборот, расчет методом, предложенным в [1], лучше воспроизводит начальный участок процесса, но заметно отличается от эксперимента в области больших времён. Неполная адекватность условий расчёта и эксперимента, а также отсутствие детальной экспериментальной информации об эволюции спектра регистрируемых нейтронов не позволяет проанализировать источники указанных различий расчётов и эксперимента.

Экспериментальные результаты по исследованию процесса нестационарного переноса нейтронов, приведенные в работе [6], получены аналогичным описанному в работе [3] методом за тем исключением, что зависимость эффективности регистрации от энергии нейтронов изменялась путём изменения высокого напряжения, подаваемого на ФЭУ, а получаемые при этом эффективности взаимно не нормировались. Методика такого изменения эффективности регистрации нейтронов ещё более усложняет возможность адекватного сравнения расчётов с экспериментом и, следовательно, затрудняет анализ результатов, что отмечают и сами авторы.

Проведение экспериментов по получению информации о процессе переноса нейтронов в среде, развернутой как во времени, так и по энергии, с одной стороны, и использование расчетных методик, основанных на достаточно строгих приближениях, с другой стороны, позволяют не только детально

проверять расчётную методику, но и даёт возможность получения развернутой информации для анализа групповых сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. Такая информация, по сравнению с получаемой в стационарных экспериментах, является более подробной, что позволяет выделить отдельные участки временного поведения нейтронного потока в среде с характерными для них процессами взаимодействия. Наглядно отмеченное обстоятельство можно проиллюстрировать на примере сред, в которых сечение деления равно нулю. Так, начальный участок нестационарного нейтронного процесса в конечной неразмножающей среде без эффективного замедлителя характеризуется, в основном, утечкой нейтронов из системы и их неупругим замедлением. С увеличением времени роль неупругих рассеяний уменьшается в связи с быстрым уводом нейтронов под эффективный порог сечения неупругого рассеяния и, одновременно, увеличивается роль упругих столкновений и поглощений, если сечение поглощения достаточно велико или размеры среды много больше средней длины свободного пробега нейтронов. Такой характер нестационарного процесса был отмечен в работе [5] даже для такого материала, как  $^{238}\text{U}$ , характеризующегося сравнительно низким порогом сечения неупругого рассеяния и некоторым вкладом в кинетику процесса делений на быстрых нейтронах.

Следует отметить, что, как показывает анализ опубликованных работ, в исследованиях нестационарных спектров нейтронов в среде полезная информация для проверки нейтронных групповых констант может быть получена при использовании значительно меньшего количества исследуемого материала в сравнении с измерениями стационарных нейтронных

спектров. В измерениях стационарных спектров за счёт интегрирования во времени при малых толщинах исследуемого материала существенным оказывается вклад в получаемые результаты непроявившихся со средой нейтронов и нейтронов, испытавших малое число столкновений. В измерениях нестационарных спектров регистрация нейтронов, испытавших малое число взаимодействий с ядрами среды, и нейтронов, проявившихся значительное число раз и, следовательно, накопивших информацию о нейтронных сечениях материала, разнесена во времени. В то же время в измерениях стационарных групповых нейтронных спектров значения плотности потока нейтронов утечки в каждой группе  $i$  имеют существенную зависимость не только от нейтронных сечений для данной группы, но и от сечений в вышележащих группах  $j$  ( $E_j > E_i$ ), что усложняет анализ причин расхождения расчёта и эксперимента в общем случае. В измерениях нестационарных спектров нейтронов утечки для каждой группы может быть выделен временной интервал  $t > t^*$ , где изменение плотности потока нейтронов в группе определяется практически лишь сечениями в данной группе, поскольку плотность потока нейтронов в вышележащих группах спадает быстрее во времени вследствие большей скорости нейтронов и, часто, большего сечения увода при неупругом рассеянии.

Следует также отметить, что при исследовании нейтронной кинетики в среде информация о процессе можно также получать в измерениях временной эволюции спектров испускаемых средой  $\gamma$  - квантов, т.к. плотности вероятности регистрации  $\gamma$  - квантов от неупругих рассеяний нейтронов

на ядрах среды,  $\gamma$  - квантов собственно нейтронного источника и  $\gamma$  - квантов от захвата нейтронов в исследуемом материале имеют максимумы, расположенные при существенно различных временах от момента нейтронного импульса.

В настоящей работе описывается методика экспериментального исследования временной эволюции нейтронных спектров в среде с импульсным источником нейтронов спектра деления  $^{252}\text{Cf}$ . Приведены результаты экспериментального исследования нестационарного нейтронного процесса в наносекундной области в сфере из молибдена с калифорниевой камерой в качестве импульсного источника нейтронов. Измерения выполнены с использованием спектрометра нейтронов на основе кристалла стильбена. Экспериментальные энергетические распределения плотности потока нейтронов утечки с поверхности сферы приведены в абсолютных единицах для диапазона энергий  $10,5 \pm 0,4$  МэВ. Результаты эксперимента даются в сравнении с расчетом по кинетической программе, основанной на модифицированном  $\text{DS}_n$  - методе решения уравнений переноса излучений и реализующей численный метод для временной координаты

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Взаимное расположение молибденовой сферы, камеры деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$  и сцинтилляционного детектора нейтронов показано на рис. I. Сфера и детектор размещались на лёгком измерительном столе. Камера деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$  помещалась в центр сферы, заполненной порошком молибдена природного изотопного состава плотностью  $2,51 \pm 0,03$  г/см<sup>3</sup>.

Состав порошка молибдена приведен в таблице I.

ТАБЛИЦА I.

Состав молибденового порошка, % яд.

Элемент	: Mo	: O+H <sub>2</sub> O	: W	: Fe	:Осталь- ные
Содержание, яд. %	: ≥ 99,0	: ≤ 0,7	: ≤ 0,2	: ≤ 0,1	: ≤ 0,06

В качестве временной отметки момента испускания н - тронов при делении ядра <sup>252</sup>Cf использовался сигнал с камеры деления со слоем <sup>252</sup>Cf на одном из электродов. Межелектродное расстояние плоской ионизационной камеры составляло 0,1 см, давление смеси аргона + CO<sub>2</sub>, наполняющей камеру, равнялось 0,22 МПа, потенциал между пластинами-электродами 500В, при этом фронт токового импульса составлял  $1,3 \times 10^{-8}$  с.

В качестве нейтронного детектора использовался однокристалльный сцинтилляционный спектрометр нейтронов с кристаллом стильбена Ø 40 мм и высотой 10 мм.

#### МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Блок-схема измерительной системы представлена на рис.2. В измерительных трактах использовались блоки быстрой электроники "Вектор". Исключение составили: блок ПУ-быстрый токовый преусилитель, выполненный по схеме, приведенной в [7] ; блок ППА, обеспечивающий передачу двумерного массива в память анализатора; блок ДИС - дискриминатор -

- формирователь с привязкой к постоянной доле фронта, выполненный по схеме [8]; блок ПВА - разработанный для проведения измерений преобразователь "время-амплитуда" высокой стабильности, реализующий старт-стопный режим регистрации временных интервалов между импульсами с временным разрешением не хуже  $0,5 \cdot 10^{-9}$  с в интервале  $\sim 99\%$  рабочего диапазона.

Токовый импульс от регистрации деления в камере с фронтом  $\sim 13$  нс усиливается быстрым предусилителем ПУ и подаётся на дискриминатор-формирователь с временной привязкой к постоянной доле фронта ДПС. Сформированный сигнал длительностью  $\sim 6$  нс задерживается кабельной линией задержки ЛЗ и служит сигналом "стоп" для блока преобразователя "время-амплитуда" ПВА. Сигналом "старт" для ПВА служит сформированный по аналогичной цепочке импульс от фронта токового импульса с 10-го диода ФЭУ, возникающего при регистрации сцинтиллятором  $\gamma$  - кванта или нейтрона. Используемая инверсная схема включения позволяет существенно уменьшить загрузку ПВА сигналами "старт" и тем самым исключить перегрузки системы. Одновременно с 6-го диода ФЭУ через эмиттерный повторитель подаётся импульс на спектротрический усилитель БУС2-97, формируется и задерживается пассивной линией задержки ЛЗ на  $\sim 1$  мкс. Линейные ворота ЛВ запускаются сигналом блока ДПС и запрещают поступление импульсов на вход БПА2-97, если одновременно на вход ПВА не подаётся стартовый сигнал. Сигнал управления для обоих блоков преобразователей БПА2-97 и БПА2-95 формируется с использованием схемы дискриминации  $\gamma$  -квантов,

подобной [9]. Таким образом, одновременно на вход анализатора УН0-4096 поступают код времени между делением в калифорниевой камере и моментом регистрации нейтрона в сцинтилляторе и код амплитуды светового импульса от регистрации данного нейтрона. Память анализатора разбивается на 16 плоскостей по 256 каналов. Запись в определённую плоскость определяется кодом времени, а запись в определённый канал данной плоскости - кодом амплитуды импульса. В результате единичного измерения получают амплитудные распределения импульсов от регистрации нейтронов утечки с поверхности среды для 16-ти временных интервалов, ширина которых задаётся системой ПВА - ВПА2-95.

Временное разрешение. Реализуемое временное разрешение с использованием приведенной схемы, определяемое по ширине регистрируемого  $\gamma$  - пика мгновенных  $\gamma$  - квантов деления  $^{252}\text{Cf}$  на полувысоте, составляет 3,1 нс и 2,3 нс при порогах регистрации по электронам отдачи 20кэВ и 100кэВ соответственно. На рис.3 приведено аппаратное распределение  $\gamma$  - квантов и нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  при расположении камеры и сцинтиллятора в воздухе на расстоянии 42 см с эффективным порогом регистрации нейтронов  $\bar{E} = 0,20 \pm 0,05$  МэВ.

На основании реализуемого временного разрешения выбиралась длительность временного интервала плоскости анализатора. В большинстве измерений ширина временной плоскости составляла  $3,13 \pm 0,04$  нс. В ряде измерений ширина плоскости составила  $1,54 \pm 0,02$  нс и  $6,28 \pm 0,08$  нс. Значения времени, соответствующие центру конкретной временной

плоскости, определяются из выражения

$$t_k = \Delta t (N_{\text{пик}} - N_k) + z/c, \text{ нс}$$

где

$\Delta t$  - ширина временной плоскости, нс

$N_{\text{пик}}$  - номер плоскости, в которую регистрируется пик мгновенных  $\gamma$  - квантов деления  $^{252}\text{Cf}$

$N_k$  - номер рассматриваемой плоскости

$z$  - расстояние между камерой и детектором, см

$c$  - скорость света в воздухе, см/нс

Дискриминация  $\gamma$  - квантов. Подавление незначительного сопутствующего  $\gamma$  - фона проводилось с использованием схемы дискриминации, сходной с [9] .

Следует отметить, что регистрация  $\gamma$  - излучения собственно деления  $^{252}\text{Cf}$  , составляющего основной вклад в  $\gamma$  - фон, приходится на первые  $\sim 5$  нс с момента деления и, таким образом, не совпадает во времени с регистрацией нейтронов даже больших энергий. Дополнительно для подавления низкоэнергетического  $\gamma$  - излучения детектор окружался свинцовым чехлом толщиной 0,3 см. Таким образом, в этих условиях фон  $\gamma$  - излучения оказался пренебрежимо мал.

Восстановление спектров нейтронов. Восстановление нейтронных спектров по аппаратурным распределениям импульсов каждой временной плоскости проводилось по известной методике сглаживающего дифференцирования. Экспериментальные спектры нейтронов сворачивались по энергии в группы БНАБ [10] для

удобства сравнения с расчётом.

Фон нейтронов. В данных измерениях составляющими нейтронного фона являются а) нейтроны, рассеянные на стенах помещения, воздухе и материале детектора, б) нейтроны, образующиеся в делениях, не совпадающих с регистрируемым (явление рецикличности). Фон от нейтронов, рассеянных на стенах помещения, при выбранной геометрии (рис. I) приходится на времена, больше интервала регистрации процесса. Так, нейтрон с энергией 10 МэВ, замедлившийся за I столкновение на ближайшей рассеивающей поверхности до 0,8 МэВ, может достигнуть детектора лишь спустя ~150 нс после деления ядра  $^{252}\text{Cf}$ . Фон от нейтронов, рассеянных на воздухе и материале детектора, пренебрежимо мал. Таким образом, наибольший вклад в нейтронный фон, приходящийся на временной интервал измерений, дают нейтроны, связанные с явлением рецикличности. Характер распределения указанного фона во времени можно получить следующим образом. Вероятность того, что деление в камере не произойдет в интервале  $(0, t)$ , определяется в соответствии с распределением Пуассона:

$$p(0, t) = e^{-\lambda t} \quad , \quad \text{где}$$

$\lambda$  - число делений в камере в единицу времени.

В качестве начала отсчёта выберем момент произвольного деления. Тогда вероятность того, что следующее деление произойдет в указанном интервале

$$1 - p(0, t) = 1 - e^{-\lambda t}$$

Вероятность того, что деление произойдет в интервале  $(t, t + \Delta t)$  в момент  $t$  при  $\Delta t \ll t$ , можно получить вычитанием вероятностей деления в интервале  $(0, t + \Delta t)$  и  $(0, t)$

$$1 - e^{-\lambda(t + \Delta t)} - (1 - e^{-\lambda t}) = e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t})$$

Таким образом, в предположении малого вклада многократных наложений делений в интервале измерений фон нейтронов от делений, несовпадающих с регистрируемыми по каналу "стоп", имеет экспоненциальный характер во времени с постоянной спада, определяемой скоростью делений в камере. Поскольку временной интервал регистрации процесса составляет  $\sim 0,01$  от среднего интервала между делениями в камере, указанный фон должен быть практически постоянным в исследуемом временном интервале. Для его количественного определения были проведены измерения спектров регистрируемых нейтронов в указанном энергетическом диапазоне до времени  $t = 180$  нс, где практически все регистрируемые нейтроны обусловлены фоном. Как и ожидалось, фон в каждой энергетической группе оказался постоянным в пределах экспериментальных погрешностей. Значения фона, усредненные для каждой группы по соответствующим временным интервалам, экстраполировались на начало процесса и вычитались из получаемых в эксперименте распределений  $\Phi(E, t)$  для каждой группы.

#### МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ РАСЧЕТОВ

Расчет временного распределения поля излучения от импульсного источника проводился по программе P03-B.I [11]

Кратко, реализованный в P03-B.I алгоритм, применительно к случаю нестационарного уравнения переноса в сферической геометрии:

$$\frac{z^2}{v_g} \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \int^M \frac{\partial}{\partial z} (z^2 \Psi^g(z, M, t)) + z \frac{\partial}{\partial M} [(1-M^2) \Psi^g(z, M, t)] + \sigma_z^g z^2 \Psi^g(z, M, t) = z^2 S^g(z, M, t) \quad (1)$$

$$M = \cos \theta = (\vec{\Omega} \vec{n} z) \in [-1, +1], \quad 0 \leq z_0 < z < z_h, \quad t > 0, \quad g = 1, \dots, Q$$

где  $v_g$  - групповая скорость нейтронов,  $S^g(z, M, t)$  - интеграл рассеяния сводится к следующему. Для разностной аппроксимации (1) используется адаптивная  $DS_n$  - схема. Опуская целые индексы и используя стандартные обозначения (см., например, [12]), запишем её для внутренних ячеек в виде:

$$\frac{V}{\Delta t v} (\psi_{s+1/2} - \psi_{s-1/2}) + |M| (A^+ \psi^+ - A^- \psi^-) + \frac{C}{\omega} (\mathcal{L}_{m+1/2} \psi_{m+1/2} - \mathcal{L}_{m-1/2} \psi_{m-1/2}) + \sigma V \psi = V S \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{m+1/2} - \mathcal{L}_{m-1/2} = -\omega_m \mu_m, \quad \mathcal{L}_{1/2} = \mathcal{L}_{M+1/2} = 0$$

$$\psi_{m+1/2} = (1 + P_1) \psi - P_1 \psi_{m-1/2}$$

$$\psi^+ = (1 + P_2) \psi - P_2 \psi^- \quad 0 \leq P_1, P_2, P_3 \leq 1 \quad (3)$$

$$\psi_{s+1/2} = (1 + P_3) \psi - P_3 \psi_{s-1/2}$$

Здесь

$$V_i = \frac{1}{3} (z_{i+1/2}^3 - z_{i-1/2}^3)$$

$$C_i = z_{i+1/2}^2 - z_{i-1/2}^2, \quad \Delta t s = t_{s+1/2} - t_{s-1/2}$$

$$\Psi^{\pm} = \begin{cases} \Psi_{l \pm 1/2}, & M > 0 \\ \Psi_{l \pm 1/2}, & M < 0 \end{cases}; \quad A^{\pm} = \begin{cases} z_{l \pm 1/2}^2, & M > 0 \\ z_{l \pm 1/2}^2, & M < 0 \end{cases}$$

$$\Psi \equiv \Psi_{l,m,s} = \frac{1}{V_l \Delta t_s \omega_m} \int_{z_{l-1/2}}^{z_{l+1/2}} z^2 dz \int_{t_s-1/2}^{t_s+1/2} dt \int_{M_{m-1/2}}^{M_{m+1/2}} dM \Psi(z, M, t)$$

$$S_{l,m,s} = \frac{1}{V_l \Delta t_s \omega_m} \int_{z_{l-1/2}}^{z_{l+1/2}} z^2 dz \int_{t_s-1/2}^{t_s+1/2} dt \int_{M_{m-1/2}}^{M_{m+1/2}} dM S(z, M, t)$$

Выбор весов  $P_l$  в (3) в адаптивной  $DS_n$  - схеме производится следующим образом. Вначале ячейка рассчитывается по алмазной схеме. Затем последовательно проверяется малость величин

$$v_t = \left| \frac{\Psi_{s-1/2} - \Psi}{\Psi} \right|$$

$$v_z = \left| \frac{\Psi^- - \Psi}{\Psi} \right|, \quad v_M = \left| \frac{\Psi_{m-1/2} - \Psi}{\Psi} \right| \quad (4)$$

Если оказалось, что какая-либо из этих величин больше

$v_0 = 1/2$ , (например,  $v_t$ ) ячейка пересчитывается по взвешенной схеме с весом  $P_3 = P(v_t) = \frac{1}{2v_t}$ .

Затем производится новая проверка малости  $v_z, v_M$

Коррекция по  $z$  и  $M$  производится аналогично, но в качестве функции  $P$  используется

$$\tilde{P}(v, \delta) = \frac{(1-\delta)v}{v^2 - \delta v + 1/4} \quad \text{с} \quad \delta_z = \frac{A^+}{A^+ + A^-}, \quad \delta_M = \frac{d_{m+1/2}}{d_{m+1/2} + d_{m-1/2}} \quad (5)$$

Данный выбор функций  $P(v), \tilde{P}(v, \delta)$  приводит к положительной схеме с улучшенными свойствами монотонности по переменным  $z$  и  $M$  и с повышенной монотонизацией по переменной  $t$ .

Расчет нерассеянной компоненты излучения  $\Psi_0^g(z_i, M_m, t_s)$  от импульсного точечного изотропного источника

$$\frac{F^g}{4\pi z^2} \delta(z) \delta(t)$$

в РОЗ-В.І производится по явной формуле:

$$\Psi_0^g(z_i, M_m, t_s) \cong \frac{F^g e^{-\int_0^{z_i} \delta_t^g(z) dz}}{4\pi z_i^2} \delta(1-M) \frac{1}{\Delta E_g} \quad (6)$$

$$\cdot \int_{E_g}^{E_g-1} dE \frac{1}{V_L} \int_{z_i-1/2}^{z_i+1/2} z^2 dz \frac{1}{\Delta t_s} \int_{t_s-1/2}^{t_s+1/2} dt \delta\left[t - \frac{z}{v(E)}\right]$$

Для нейтронов

$$v(E) = 1,38227 \sqrt{E \text{ (MeV)}}, \text{ (см/нс)}$$

для гамма - квантов

$$v(E) = 29,97925 \text{ см/нс} = \text{Const}$$

В РОЗ-В.І реализована согласованная с  $DS_n$  - методом схема ускорения внутренних итераций, использующая две мультипликативные поправки. При этом в качестве начального приближения для  $S$ -ого временного шага используется решение, полученное на предыдущем  $S-1$ -ом временном шаге.

На фронте излучения в РОЗ-В.І используется движущееся граничное условие, которое состоит в следующем. Перед фронтом излучения экстраполированный поток по пространственной переменной (с сохранением баланса частиц) полагается равным нулю  $\Psi^+ = 0$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальные и расчётные результаты исследования временной эволюции спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовой сферы представлены на рис.4,5. Групповые плотности потока нейтронов в энергетическом диапазоне  $0,4 \pm 10,5$  MeV приведены для временного интервала  $0 \pm 130$  нс.

Показанные экспериментальные погрешности для плотности потока нейтронов в группах включают сильно изменяющуюся в зависимости от энергии нейтрона статистическую погрешность ( $2 \pm 60\%$ ), погрешность калибровочных характеристик спектрометра ( $\leq 6\%$ ), погрешность определения временной длительности отдельной плоскости анализатора  $\Delta t$  ( $\leq 1,5\%$ ), погрешность в определении расстояния  $z$  между источником и детектором ( $\leq 1,3\%$ ). Приводимые значения погрешностей, равные одному стандартному отклонению  $\sigma$ , получены в предположении независимости результатов в соседних плоскостях анализатора. Реально значения  $\Phi(E, t)$  в соседних плоскостях имеют некоторую взаимную корреляцию вследствие конечного временного разрешения системы, что может приводить к уменьшению взаимного разброса значений  $\Phi(E, t)$ , наблюдаемого в единичном измерении. О повторяемости результатов восстановления плотности потока нейтронов в отдельных измерениях можно косвенно судить по разбросу получаемых абсолютных значений  $\Phi(E, t)$  в различных измерениях, отличающихся энергетической растяжкой шкалы анализатора ("жесткая" и "мягкая"), шириной временной плоскости  $\Delta t$  и положением  $\gamma$ -пика  $N_{\text{пик}}$  (рис.5, группа 4). Погрешность временной привязки к моменту деления в отдельном измерении не превышает  $1 \pm 1,5$  нс.

Из сравнения приведенных на рис.4,5 результатов эксперимента и расчёта можно видеть, в целом, удовлетворительное описание в расчёте характера временной эволюции спектров нейтронов утечки. Результаты эксперимента и расчёта для 1+3 групп ( $2,5 \leq E \leq 10,5$  МэВ) совпадают в пределах экспериментальных погрешностей практически во всём исследованном диапазоне времени. При этом нужно отметить, что

плотность потока нейтронов изменяется в широких пределах (на три порядка). В то же время значения  $\Phi(E, t)$  для 5-ой и особенно 4-ой групп ( $0,8 \leq E \leq 2,5$  МэВ) в расчёте спадают заметно быстрее во времени по сравнению с экспериментом. Такой факт, по-видимому, обусловлен недостаточно верным представлением соотношения сечений неупругого и упругого рассеяния в данной области энергий в использованной библиотеке нейтронных констант Мо. Интегральные по времени значения расчётной и экспериментальной плотности потока нейтронов для указанных групп совпадают в пределах нескольких процентов, что, по-видимому, свидетельствует о большей чувствительности рассматриваемого метода к нейтронным константам исследуемой среды по сравнению с измерением стационарного спектра нейтронов утечки.

Расчётные и экспериментальные значения  $\Phi(E, t)$  для шестой энергетической группы ( $0,4 \leq E \leq 0,8$  МэВ) в интервале времени  $40 \leq t \leq 130$  нс совпадают в пределах погрешности эксперимента. При этом происходит изменение плотности потока нейтронов данной группы на три порядка. Однако, начальный участок регистрации  $30 \leq t \leq 40$  нс нейтронов рассматриваемой группы в расчёте характеризуется заметно большим, по сравнению с экспериментом, значением плотности потока нейтронов и большей скоростью её изменения. При этом скорость изменения величины  $\Phi(E, t)$  в расчёте для данной группы на начальном участке заметно больше скорости изменения  $\Phi(E, t)$  в остальном временном интервале и близка к скорости спада  $\Phi(E, t)$  в предыдущих группах. Начальный временной интервал регистрации нейтронов данной группы характеризуется значительным

вкладом в величину  $\Phi(E, t)$  нейтронов, замедлившихся в результате неупругого рассеяния на ядрах Mo из области энергий вышележащих групп. Плотность вероятности регистрации нейтронов, образующихся в результате таких взаимодействий, очевидно, смещена к начальному временному интервалу регистрации нейтронов с энергией, соответствующей шестой группе, поскольку до акта неупругого рассеяния данные нейтроны имели большую скорость и, следовательно, меньшее среднее время до вылета из сферы. Таким образом, можно предположить, что указанное различие расчёта и эксперимента в 6-ой группе обусловлено недостаточно точным описанием процесса замедления нейтронов при неупругом рассеянии на ядрах Mo в использованной библиотеке констант для области энергий  $E_n \geq 0,8$  МэВ. Интегральные по времени плотности потока нейтронов для данной группы в расчёте и эксперименте отличаются незначительно ( $< 10\%$ ), что, по-видимому, также свидетельствует о большей чувствительности рассматриваемого метода к нейтронным сечениям среды по сравнению с исследованным стационарных спектров.

На основании экспериментально - расчётных исследований стационарных спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовых призм [13] и, позднее, молибденовой сферы [14] авторами названных работ показан факт недостоверности нейтронных констант Mo в библиотеках БНАБ и соответственно для определения трансформации нейтронного спектра источника при распространении нейтронов в молибдене.

В работе [13] показано, что расчетная плотность потока утекающих с поверхности больших молибденовых призм нейтронов, получаемая с использованием группового транспортного

приближения и библиотеки констант БНАБ, завьшается по сравнению с экспериментом для области энергий нейтронов  $0,2 \leq E_n \leq 1,2$  МэВ. Аналогичный факт отмечен авторами работы [14] при использовании библиотеки ENDF/B-IV в расчете плотности потока нейтронов, утекающих с поверхности большой молибденовой сферы в сравнении с экспериментом для диапазона энергий  $0,2 \leq E_n \leq 1,5$  МэВ и особенно для  $E_n > 0,5$  МэВ. В то же время в [14] обращается внимание на достаточно хорошее совпадение эксперимента с расчётом, использующим библиотеку констант JENDL-1. Авторы [14] предполагают, что указанный факт объясняется тем, что матрица неупругого рассеяния нейтронов в библиотеке JENDL - I для Mo составлена на основе учёта 99 дискретных уровней отдельных изотопов Mo в отличие от непрерывного распределения в аналогичной матрице библиотеки ENDF/B-IV и, следовательно, в расчётах с использованием библиотеки JENDL - I более достоверно описывается процесс неупругого рассеяния нейтронов на ядрах Mo.

Полученные в настоящей работе результаты с использованием значительно меньшего количества исследуемого материала по сравнению с [13] и [14] согласуются с результатами, приведенными в [13] и [14], а анализ причин различия расчёта и эксперимента по определению временной эволюции групповых плотностей потока нейтронов позволяет проводить более детальную проверку используемых в расчёте нейтронных констант исследуемого материала.

## В В О Д

1. Разработана методика исследования временной эволюции нейтронных спектров в наносекундной области при введении короткого нейтронного импульса в изучаемую среду. Предложена экспериментальная схема с использованием калифорниевой камеры в качестве статистического импульсного источника нейтронов и многоканального анализатора в режиме многомерного анализа.

2. Проведены исследования временной эволюции групповых спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовой сферы в диапазоне энергий нейтронов  $0,4 \leq E_n \leq 10,5$  МэВ и временном интервале  $0 < t \leq 130$  нс после введения в центральную область сферы короткого импульса нейтронов.

3. Сравнение результатов эксперимента и расчёта по кинетической программе РОЗ.ВІ с использованием библиотеки нейтронных констант БНАБ показывает, в целом, согласие в пределах погрешности эксперимента за исключением области энергии нейтронов  $2,5 > E > 0,4$  МэВ на отдельных временных интервалах, где различие расчёта и эксперимента достигает  $40 \pm 60\%$  ( $3 \pm 5 \sigma$ ). Наблюдаемые различия расчёта и эксперимента в определении временной эволюции групповых плотностей потока нейтронов, по - видимому, объясняются недостаточно точным представлением констант неупругого рассеяния нейтронов молибденом и, в частности, матрицы переходов при неупругих рассеяниях в указанной библиотеке.

4. Предложенная экспериментальная методика может быть использована как для проверки различных программ расчетов нестационарных процессов в конечных средах при

введении нейтронного импульса, так и для корректировки нейтронных констант материалов, причём высокая чувствительность метода к варьированию нейтронных констант позволяет проводить проверку констант с использованием меньшего количества материала в сравнении с методом исследования стационарных нейтронных спектров, а анализ результатов позволяет получать более детальную информацию о достоверности констант, используемых в расчёте.

В заключение авторы, пользуясь случаем, выражают благодарность В.И.Регулевскому и А.Ф.Баладину за большую помощь в проведении экспериментов, А.М.Цибуле и В.И.Голубеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Gotoh. Analysis of Dieaway Experiments in a Uranium-238 Sphere. J. Nucl. Sci. Technol., 10(10), pp. 619+625 (1973).
2. В.Е.Колесов, О.И.Макаров. Методы численного решения одномерных и двумерных нестационарных уравнений диффузии нейтронов в применении к расчёту импульсных экспериментов. Препринт ФЭИ - 822, 1978.
3. O. Aizawa. Dieaway Measurements of Fast Neutrons in Iron Assembly using Californium-252. J. Nucl. Sci. Technol., 12 (8), pp. 461+465 (1975).
4. В.М.Романов, Е.С.Матусевич, О.И.Макаров и др. Исследование нейтронной кинетики в наносекундной области в сфере из обедненного урана. Препринт ФЭИ - 1282, 1982.
5. T. Gozani. Experimental Neutron Kinetic Studies in a  $^{238}\text{U}$  Sphere. Nucl. Sci. Eng. 36, pp. 143+150 (1969).
6. E. Takeda. Bull. Tokyo Inst. of Technol. № 116, I, pp. 1+10 (1973).
7. В.Н.Кононов, А.А.Метлев, Е.Д.Полетаев, Ю.С.Прокопец. Быстродействующая ионизационная камера деления. ПТЭ, №6, стр. 51, 1969.

8. В.А.Григорьев, В.А.Каплин, Е.Ф.Махляев, Ю.В.Сплавник.  
Формирователь временной отметки. ПТЭ №1, стр.93, 1981.
9. T. D. Brooks. A Scintillation Counter with  
Neutron and Gamma-Ray Discriminators.  
Nucl. Instrum and Methods. 4, pp.151+163 (1959).
10. Групповые константы для расчета ядерных реакторов.  
М., Атомиздат, 1964. Авт. Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц,  
И.И.Бондаренко, М.Н. Николаев.
11. А.М.Волощенко. РОЗ - В.1 - программа для решения нестационарного уравнения переноса нейтронов и гамма-квантов методом дискретных ординат в одномерных геометриях.  
Инструкция ИПМ АН СССР, М, 1983.
12. А.М.Волощенко. О решении уравнения переноса  $DS_n$  - методом в гетерогенных средах. Часть 2. Одномерные сферическая и цилиндрическая геометрии. В сб. "Численное решение уравнения переноса в одномерных задачах". Под редакцией Т.А.Гермогеновой, ИПМ АН СССР, М., 1981, стр. 64+91.
13. Г.М.Бежунов, В.С.Волков, А.К.Кременецкий. Исследование спектров утечки нейтронов и гамма-квантов с поверхности молибденовых призм. Препринт ФЭИ - 1314, 1982.
14. T. Mori, H. Nishinara et al. Measurements and Analysis of Neutron Spectrum in a Molybdenum Pile. J. Nucl. Sci. Technol. 18, 6, pp. 427+437, (1982).

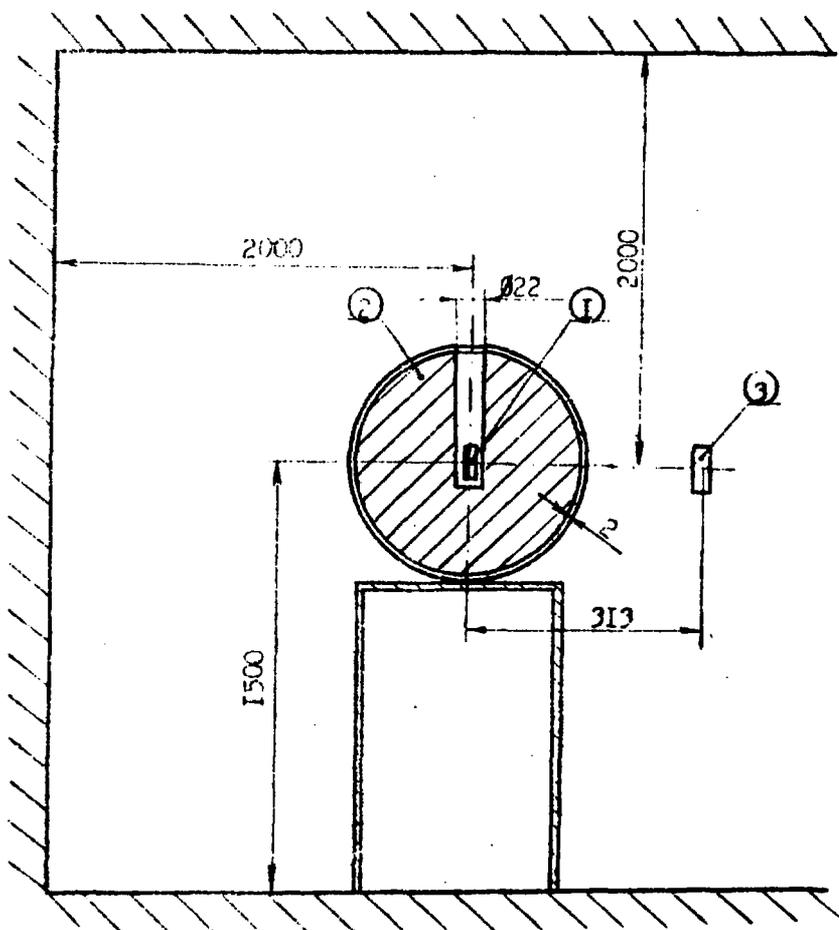


Рис.1. Геометрия эксперимента.

- ① - камера деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$
- ② - сфера из порошка молибдена в алюминиевой оболочке внешнего диаметром 31,3 см
- ③ - сцинтилляционный детектор.

Размеры в мм.

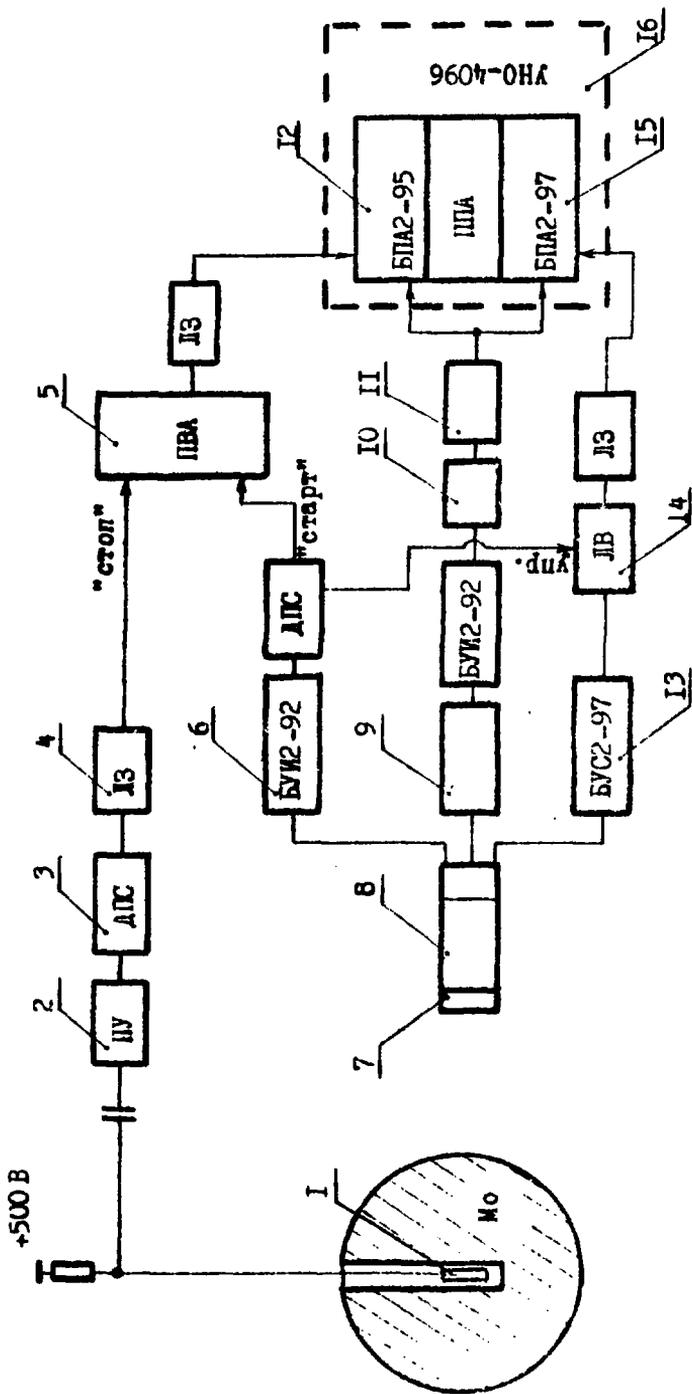


Рис.2. Блок-схема измерительной системы.

1- камера деления со слоем  $252 Cf$ ; 2- острый токовый преусилитель; 3- дискриминатор-формирователь с регулируемой амплитудой в постоянной доле фронта; 4- линия задержки; 5- время-амплитуда; 6- кристалл стробоскопа; 7- усилитель импульсов; 8- фотоэлектронный умножитель; 9- схема компарации импульсов; 10- дискриминатор; 11- генератор импульсов; 12, 13- преобразователь амплитуды в цифровой код; 14- спектральный усилитель; 15- линейные ворота; 16- многоканальный анализатор.

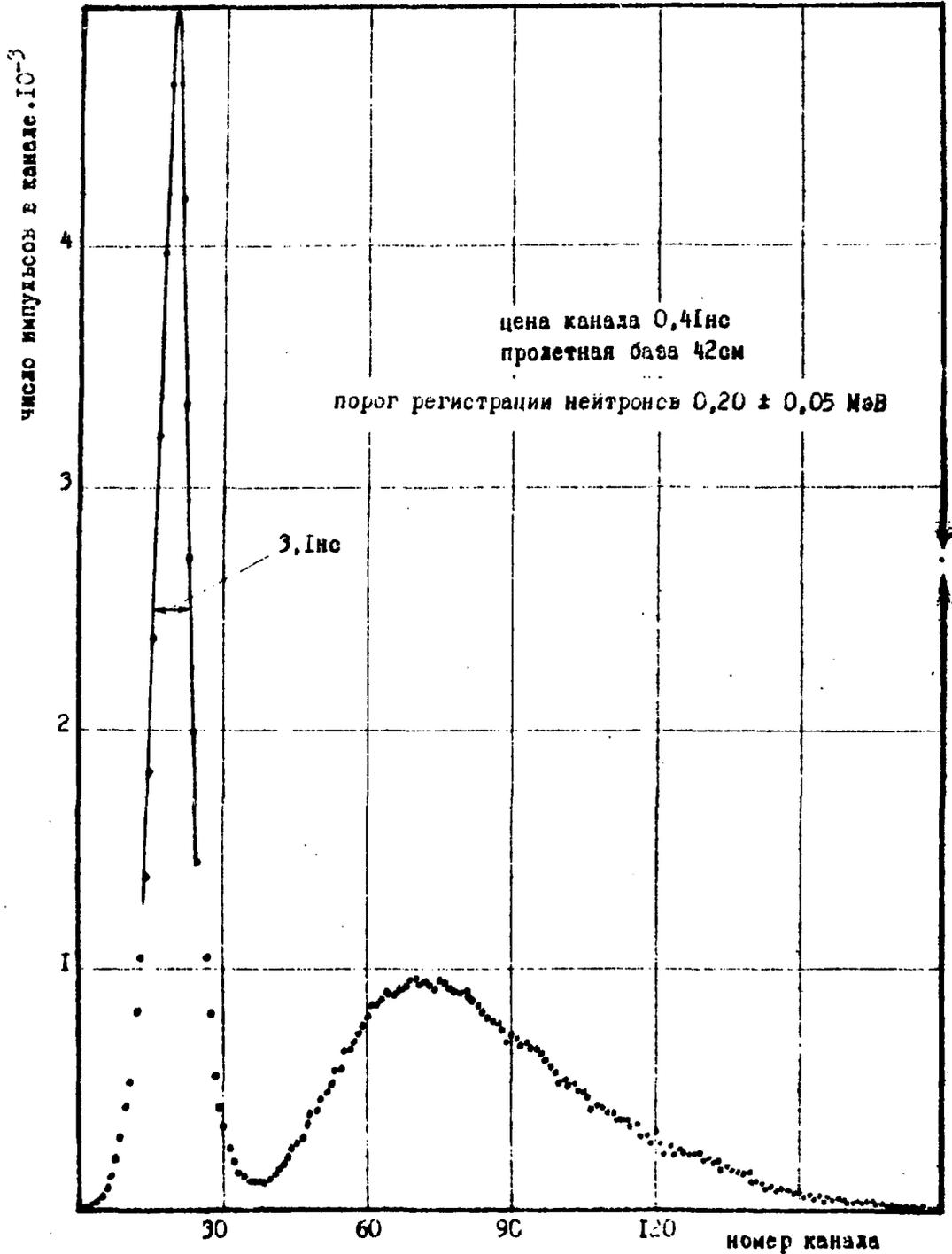
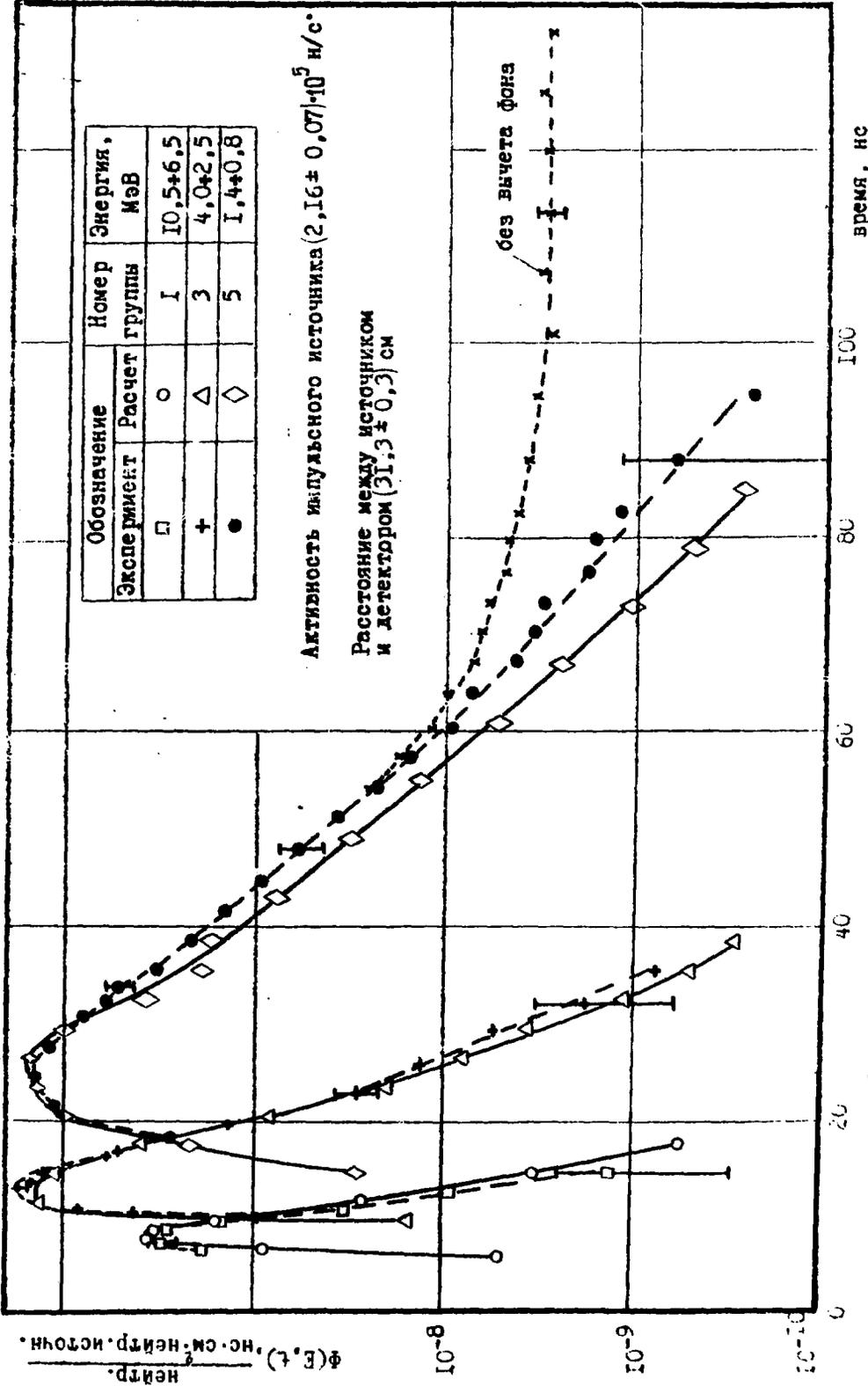


Рис. 3. Распределение во времени регистрируемых импульсов от гамма-квантов и нейтронов декеция калифорния-252.



Обозначение		Номер группы	Энергия, МэВ
Эксперимент	Расчет		
□	○	1	10,5±6,5
+	△	3	4,0±2,5
●	◇	5	1,4±0,8

Активность импульсного источника  $(2,16 \pm 0,07) \cdot 10^5$  н/с.

Расстояние между источником и детектором  $(31,3 \pm 0,3)$  см

Рис. 4. Экспериментальные и расчетные временные распределения групповых плотностей потоков нейтронов.

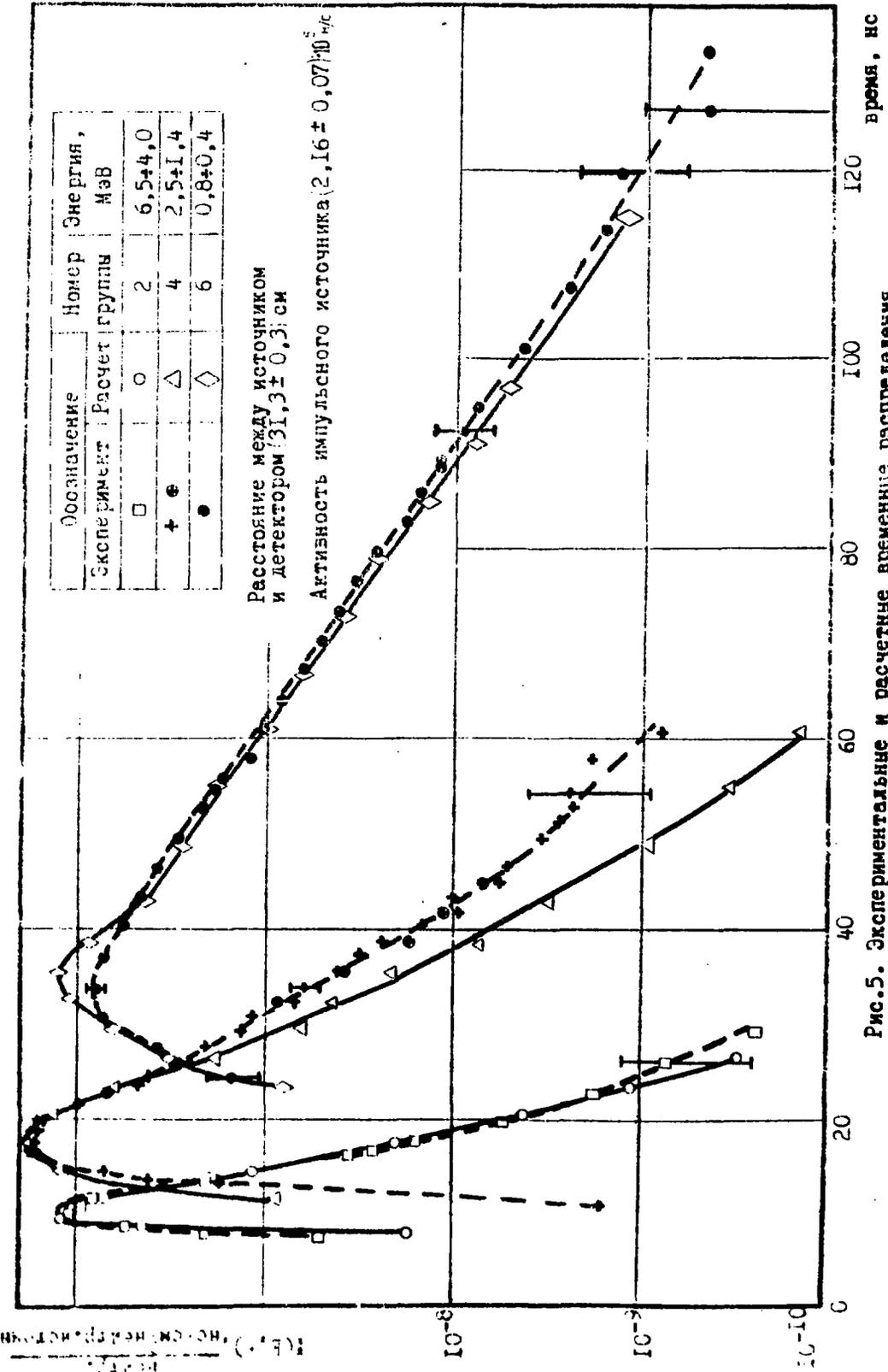


Рис. 5. Экспериментальные и расчетные временные распределения групповых плотностей потоков нейтронов.

Технический редактор Н.Н. Герасимова.

---

Подписано к печати 21.04.1984 г. Т-09856 Формат 60x90 1/16

Офсетная печать Усл.п.л. 2 Уч.-изд.л. 1,3 Тираж 113 экз.

Цена 20 коп. 431-1554 Индекс 3624 700

---

Отпечатано на ротационной машине, г. Обнинск.

20 коп.

Индекс 3624

**Исследование временной эволюции спектров нейтронов утечки с поверхности молибденовой сферы в наносекундной области.**

**ФЭИ-1554, 1984, 1-30.**