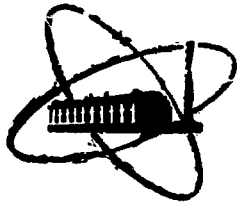


We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche

ФЭИ-1282



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*В. М. РОМАНОВ, О. И. МАКАРОВ, Е. С. МАТУСЕВИЧ,
В. Г. ДЕМЕНКОВ, М. Ю. ЗАЙЦЕВ*

**Исследование нейтронной кинетики
в наносекундной области в сфере
из обедненного урана**

Обнинск — 1982

УДК

**В. М. Романов, О. И. Макаров, Е. С. Матусевич, В. Г. Деменков,
М. Ю. Зайцев.**

Исследование нейтронной кинетики в наносекундной области в сфере из обедненного урана.

ФЭИ-1282. Обнинск: ФЭИ, 1982. — 23 с.

С помощью малогабаритной импульсной ионизационной камеры деления со слоем ^{252}Cf , расположенной в центре сферы диаметром 20 см из обедненного урана, и сцинтилляционного спектрометра нейтронов с органическим кристаллом проведены измерения плотности потока нейтронов на поверхности сферы как функция времени в интервале $5 \cdot 10^{-9} \div 150 \cdot 10^{-9}$ с и энергии в интервале 0,175 МэВ \div 10,5 МэВ.

Показано существование экспоненциального спада в ограниченном временном интервале. Величина декремента затухания при этом зависит от пороговой энергии нейтронов и изменяется от $8 \cdot 10^7 \text{с}^{-1}$ до $3,2 \cdot 10^8 \text{с}^{-1}$.

Проводится сравнение экспериментальных результатов с расчетом, выполненным в 26-групповом диффузионном приближении.

И. В В Е Д Е Н И Е.

Интерес к изучению быстрых переходных процессов при введении короткого импульса нейтронов в размножающую среду стимулируется рядом практических задач, таких как обоснование импульсного метода, получение нейтронно-физических характеристик мишеней электронных и протонных ускорителей — импульсных генераторов нейтронов, изучение воздействия мощных импульсов нейтронов на материалы и оборудование, распространение нейтронов в оболочках термодержимых реакторов импульсного действия и ряд других.

Актуальное значение имеет развитие методов численного решения нестационарного уравнения переноса. Существенное усложнение уравнения по сравнению со стационарным вынуждает использовать при его решении достаточно простые приближения, а, следовательно, и обязательное сопоставление с опорным экспериментом, выполненным в условиях, максимально облегчающих такое сравнение, например в одномерной геометрии с однородной однозонной средой с источником, спектр которого хорошо известен.

Побочным, но важным эффектом при экспериментальных исследованиях быстрых переходных процессов является развитие экспериментальной техники и методик, которые могут найти применение при решении других прикладных задач.

В настоящей работе приводятся и обсуждаются результаты измерений временной зависимости и энергетического распределения нейтронов утечки из сферы диаметром 20 см, изготовленной из обедненного по изотопу $U-235$ урана, в центре которой помещена малогабаритная импульсная камера деления со слоем $Cf-252$. Результаты измерений сравниваются с численными расчетами выполненными в диффузионном приближении.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА.

2.1. Геометрия эксперимента. Взаимное расположение урановой сферы, камеры деления - источника нейтронов и детектора представлено на рис.1. Сфера и детектор размещались на легком измерительном столе.

2.2. Детекторы. Камера деления, сигнал с которой использовался для отметки времени появления нейтронов в источнике, была плоской с межэлектродным расстоянием 0,1 см. Давление аргона, наполнявшего камеру - 0,25 МПа. При потенциале на электродах 300 В фронт токового импульса составлял $30 \cdot 10^{-9}$ с. Детектирование нейтронов утечки осуществлялось сцинтилляционным спектрометром с кристаллом стиблена высотой и диаметром 4 см. Фронт токового импульса - $10 \cdot 10^{-9}$ с.

2.3. Электронная аппаратура. Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис.2. В измерительных трактах использовали блоки быстрой электроники "Вектор" за исключением: блока ПР - предусилителя, выполненного по схеме, приведенной в [1], блока ДПС - дискриминатора постоянной составляющей, выполненного по схеме, предложенной в [2], блока СДФ - дискриминатора формы импульса, выполненного согласно [3], блока ТТ - преобразователя коротких временных интервалов в длинные, выполненного по схеме, приведенной в [4].

2.4. Временное разрешение. Определение временного разрешения, качества работы блока СДФ, а также определение эффективного порога детектора проводилось с помощью измерения хорошо известного спектра нейтронов спонтанного деления $Cf-252$ методом времени пролета на базе 30 см. Распределение скорости счета детектора при отключенном дискриминаторе по форме импульса в

зависимости от интервала времени между делением в камере и регистрацией нейтрона или гамма - кванта детектором показано на рис.3. Порог регистрации по электронам отдачи в этих измерениях был равен $0,02 \text{ МэВ}$, что соответствует порогу регистрации по протонам отдачи $0,2 \text{ МэВ}$. Поскольку время пролета гамма-квантов не зависит от их энергии, то по форме пика, соответствующего распределению гамма - квантов, определялось временное разрешение всей установки. Оно зависит от энергетического порога детектора и меняется от $3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ при пороге $0,2 \text{ МэВ}$ до $2,5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ при пороге $2,5 \text{ МэВ}$. На этом же рисунке показано аппаратное распределение при включенной схеме разделения.

2.5. Дискриминация гамма-квантов. Для увеличения коэффициента дискриминации гамма-квантов кроме отбора импульсов по амплитудам с помощью схемы Брукса и интегрального дискриминатора использовалась временная селекция высокоэнергетических гамма-квантов, основанная на том, что импульсы, обусловленные нейтронами, пересекают нулевой уровень раньше, чем импульсы от гамма-квантов. Кроме того фоновое гамма-излучение, в основном, обусловленное радиоактивностью урана и его продуктов распада, подавлялось с помощью олова свинца, толщиной $1,0 \text{ см}$, окружающего детектор. Все эти меры привели к тому, что в измерениях фон гамма-излучения можно было не учитывать.

2.6. Энергетический порог регистрации нейтронов.

Оценка энергетического распределения проводилась с помощью регистрации временных распределений при различных значениях энергетического порога сцинтилляционного детектора. При такой методике существенное значение имеет надежное определение порога, вариация которого осуществлялась изменением уровня дискриминации импульсов во временном канале. Аналогичная методика была использована в [14].

Величина порога определялась двумя способами. Первый состоял в измерении спектра нейтронов спонтанного деления Cf-252 методом времени пролета и сравнении полученного спектра со стандартным [5]. Поскольку в формулы преобразования аппаратного распределения в спектр нейтронов входит эффективность регистрации, зависящая от порога, такое сопоставление позволяет определить порог. На рис. 4 приведен измеренный и стандартный спектр нейтронов Cf-252. Порог регистрации E_a в этом случае равен $0,175 \pm 0,025$ Мэв. Основной вклад в погрешность определения порога дает временное разрешение и погрешность в определении эффективности детектора. Второй способ более косвенный, но и более быстрый. В основе его лежит градуировка шкалы энергий электронов отдачи с помощью стандартного набора гамма-источников и последующего перехода от шкалы энергий электронов отдачи к шкале энергий протонов отдачи [6]. Погрешность в этом случае определяется погрешностью градуировки энергетической шкалы спектрометра.

2.7. Фон нейтронов, рассеянных от стен помещения.

Специальные исследования по определению фона рассеянных нейтронов не проводились. Для оценки этого эффекта использовались данные работы [7], в которой приблизительно в такой же геометрии проведены аналогичные измерения с урановой сферой диаметром 51 см.

В [7] показано, что вклад фоновых нейтронов пренебрежимо мал. Поскольку в первом приближении вклад фоновых нейтронов пропорционален радиусу сферы, вывод о пренебрежимости вкладам рассеянных нейтронов справедлив и для нашего случая.

2.8. Возможности увеличения скорости набора информации.

В описываемых измерениях существенным ограничением, не позволяющим проводить измерения при временах порядка микросекунд, является малая скорость счета детектора, особенно при высоких порогах. Время одного измерения составляло - 3 - 6 часов. Скорость счета ограничена двумя факторами: низкой активностью слоя Cf^{252} в камере и неодновременными измерениями при разных порогах. Оба эти фактора непринципиальны. Существует техническая возможность увеличения активности слоя на порядок. Такое увеличение при введении соответствующих поправок не приведет к сколь-нибудь существенному искажению временного распределения из-за влияния мертвого времени анализатора. Возможно также, при некотором усложнении логики построения схемы анализа сигналов и использованием многомерного анализатора, проводить регистрации временного распределения одновременно при разных порогах, используя трехмерный анализ. (время-амплитуда-фронт импульса). Такая модернизация установки позволит в несколько десятков раз сократить время измерения, либо увеличить статистику отсчетов при одновременном уменьшении погрешности за счет более точного установления энергетических порогов.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА.

3.1. Временные распределения, измеренные с различными энергетическими порогами. Непосредственно в эксперименте измерялись временные распределения при фиксированном пороге. На рис.5 приведено характерное распределение с $E_{\Delta} = 0,4$ Мэв. Указанные погрешности - статистические, вычисленные в предположении отсутствия корреляции между отсчетами в соседних каналах.

*) Активность слоя Cf^{252} в камере равна $3,2 \cdot 10^3 \frac{\text{дел.}}{\text{с}}$.

В измеренные распределения необходимо, в принципе, вводить поправку на пресчеты, появление которых обусловлено двумя факторами: а) при делении возникает несколько нейтронов и б) ввиду независимости актов деления существует не равная нулю вероятность, что интервал между двумя делениями будет меньше мертвого времени измерительного тракта.

В нашем случае, ввиду малой интенсивности источника (средний интервал между делениями много больше величин обратной декременту спада нейтронной плотности при любых порогах) и сравнительно невысокой эффективности детектора (0,01), поправки малы. Оценка пресчетов, проведенная по формулам, предложенным в [8], показала, что величина пресчетов не превышает 0,1%.

На рис. 6-7 приведены временные распределения, измеренные при значениях порога E_p (в МэВ) = $0,775 \pm 0,025$; $0,3 \pm 0,04$; $0,4 \pm 0,05$; $0,5 \pm 0,05$; $0,6 \pm 0,05$; $0,8 \pm 0,3$; $1,1 \pm 0,04$; $1,4 \pm 0,06$. Для того, чтобы не загромождать рисунки, погрешность каждой точки не указана, но о ней можно судить по разбросу точек.

3.2. Временные распределения нейтронов в групповых интервалах.

Набор распределений при различных порогах позволяет получить распределения нейтронов в группах, число и ширина которых зависит от числа и значений порогов. Для удобства сравнения с расчетом границы групп были выбраны близкими к границам групп 26 - групповой системы констант [9].

Процедура получения распределения нейтронов по группам была основана на методе суммарных эффективностей [10] и заключалась в решении системы линейных уравнений (при фиксированном значении времени):

$$\sum_j \varepsilon_{ij} \langle \varphi_j(t) \rangle \Delta E_j = N_i(t) \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_{ij} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \varepsilon_i(E) \varphi_0(E) dE / \int_{E_j}^{E_{j+1}} \varphi_0(E) dE \quad (2)$$

Здесь j - номер группы, E_{j+1} и E_j - соответственно верхняя и нижняя границы группы, ε_{ij} - эффективность регистрации в j группе при измерении с порогом E_c , $\langle \varphi_j \rangle$ - поток нейтронов в j -той группе, $N_i(t)$ - интегральный счет при пороге E_c . Согласно [10], эффективность сцинтилляционного детектора при использовании его в качестве порогового записывается в следующем виде.

$$\varepsilon_i(E) = (1 - E_c/E) (1 - \exp(-\Sigma_H(E)d)) \quad (3)$$

где $\Sigma_H(E)$ - макроскопическое сечение рассеяния нейтронов на водороде для сцинтиллятора, d - толщина сцинтиллятора.

Строго говоря, усреднение эффективности по внутригрупповому спектру нейтронов требует детального знания искомого спектра, хотя бы расчетного, или некоторой итерационной процедуры подгонки априорного спектра. В нашем случае итерация не использовалась и для усреднения использовался спектр деления Cf-252.

Оценка погрешностей восстановления группового спектра нейтронов была сделана при учете только двух составляющих: погрешности в измерениях $N_i(t)$ и погрешности в определении порогов E_c . Эти составляющие считались некоррелированными.

Оценка не включает погрешностей, связанных с приближенным характером формул (1) - (3) и может трактоваться как минимальная.

На рис.8 для примера приведены групповые спектры нейтронов при $t = 10 \cdot 10^{-9}$ с и $30 \cdot 10^{-9}$ с. На рис.9 показаны временные распределения в интервалах 0,175 - 0,4 ; 0,4 - 0,8 ; 0,8 - 1,5 Мэв и более 1,5 Мэв.

IV. РАСЧЕТ ВРЕМЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ.

Расчеты были выполнены по программе "Анестр", описанной в [11] , [12] . Использовалось многогрупповое диффузионное приближение нестационарного переноса нейтронов и 26-групповая система констант [9] . Анализом изменения времени: $1 \cdot 10^{-10}$, $1,5 \cdot 10^{-6}$ с. Шаг по времени - неравномерный и определялся скоростью спада потока нейтронов, шаг по координате - постоянный равный 0,55 см.

В качестве тестовых были обчислены импульсные эксперименты Гезани [7] , проведенные со сферой на обедненном уране диаметром 51 см. Эти эксперименты были обчислены в диффузионном приближении в [13] по другой методике и другим системным константам. Результаты наших расчетов и расчетов в [13] хорошо согласуются, различие между ними меньше, чем различие в расчетах [13] из-за разных систем констант.

Методика, использованная в [13] , пригодна, в основном, для расчета плотности потока при малых временах ($t \sim 10^{-7}$ с). Наши были проведены расчеты до $t = 1 \cdot 10^{-4}$ с, но если до $t = 4 \cdot 10^{-7}$ с они хорошо согласуются с экспериментом, то при временах порядка нескольких микросекунд выявляются значительные расхождения: расчетный поток убывает значительно быстрее экспериментального.

Для сравнения с экспериментом расчеты временного распределения для нашего случая были свернуты с функцией эффективности детектора при данном пороге регистрации. Результаты расчета представлены на рис. 8, 9, 10. При сравнении результатов расчета и эксперимента кривые на рис. 8, 9 нормированы на площадь под ними, а кривые на рис. 10, на максимальное значение экспериментальных кривых.

У. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

Результаты эксперимента показывают, что в интервале времени (5-100) не происходит существенная трансформация спектра нейтронов утечки. Увеличение плотности потока в первые 5-10 не связано с конечным временем пролета нейтронов от источника до детектора, а форма кривой в этом интервале определяется, в основном, временным разрешением, особенно при высоких перегах.

В ограниченном временном интервале, не в достаточно большом интервале значений плотности потока нейтронов, достигающем 2,0 порядков, временное распределение может быть аппроксимировано экспоненциальной зависимостью

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda_d t} \quad (4)$$

со значением λ_d , зависящим от энергетического порога детектора. В таблице приведены значения декремента затухания. Погрешность λ_d оценена из условия, что отклонение экспериментального распределения от его аппроксимации формулой (4) на указанном временном интервале не превышает $\pm 1\%$. Заметим, что при наибольшем пороге $E_B = 1,5$ Мэв описание зависимости плотности потока нейтронов от времени формулой (4) становится некорректным, так как на сколько-нибудь широком интервале изменения плотности нейтронов не наблюдается экспоненциального изменения плотности потока.

Максимальное значение декремента затухания определяется временным разложением.

На рис.10 сравниваются расчетные и экспериментальные распределения скорости счета детектора при порогах 0,175 (0,2)МэВ; 0,4 (0,4)МэВ; 0,8 (0,8)МэВ и выше 1,5 (1,4)МэВ *), а на рис.8 расчетные и экспериментальные групповые спектры. Видно, что наибольшая разница между расчетом и экспериментом наблюдается при малых временах. Резкое изменение скорости спада нейтронной плотности при всех порогах, кроме самого низкого, при временах порядка 20-30нс, в расчете не выявляется. Расчетная плотность потока уменьшается плавно. Этот эффект был отмечен и в [7] в экспериментах с урановой сферой диаметром 51 см. Достаточно правдоподобно, что этот эффект обусловлен быстрым сбросом энергии нейтронами в первых неупругих столкновениях в области, где сечение неупругого рассеяния мало. Это предположение подтверждается характером изменения спектра нейтронов во времени (см.рис.8).

В целом расчет качественно правильно передает и характер изменения полного потока во времени и изменения спектра, хотя в расчете спектр формируется быстрее, чем в эксперименте. Среди различных причин, которыми можно объяснить эти расхождения, следует выделить недостаточно точный учет замедления в групповом подходе. Даже при решении условно - критических задач, поправки, учитывающие форму внутригруппового спектра, дают заметный вклад, и следует ожидать, что в нестационарной задаче эти поправки будут больше.

*) Цифра в скобках - расчетное значение порога.

Из общих соображений трудно ожидать детального описания эксперимента с помощью расчета, основанного на диффузионном приближении, которое плохо описывает потоки вблизи резких границ и в начальной стадии развития процесса. Лучшее описание следует, по видимому, искать на пути перехода к более точным приближениям, которые позволяют, в частности, дать более адекватное сравнение расчетных и экспериментальных величин. В настоящее время измеряется величина, пропорциональная интегралу от потока на поверхности детектора, а рассчитывается поток на границе сферы.

VI. В Ы В О Д Ы

1. Создана установка и разработана методика измерения быстрых переходных процессов в наносекундной области при введении короткого импульса нейтронов в среду. Показано, что в дальнейшем можно существенно увеличить статистику отчетов, энергетическое разрешение и уменьшить погрешности.

2. Показано, что в ограниченном интервале изменение плотности потока нейтронов может быть описано экспонентой. Величина декремента затухания при этом зависит от порога регистрации и меняется от $8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ до $3,2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

3. Расчет, выполненный в 26-групповом диффузионном приближении, согласуется с экспериментом в пределах экспериментальных ошибок в области экспоненциального спада, но существенно отличается в области малых времен для групп 0,2+0,4; 0,4+0,8 и для всех групп в области больших времен.

В заключение авторы выражают благодарность А.Ф.Баландину и В.И.Регузовскому за содействие в проведении измерений, а также Г.М.Бехунову и О.А.Еловскому за полезные дискуссии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.Н.Кононов и др. ПТЭ №6 ст.51, 1969.
2. В.А.Григорьев, В.А.Каплин, Е.Ф.Макляев, В.В.Сплавнин. ПТЭ №1, 1981, стр. 93.
3. В.И.Кухтевич, О.А.Трыков, Л.А.Трыков. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. Атомиздат, 1971.
4. В.Р.Ашменков и др. Препринт ФЭИ., 724, 1976.
5. Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов, В.Н.Нефедов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Выпуск 2 (37), стр.3 (1980).
6. Л.А.Трыков, В.И.Трыкова. Препринт ФЭИ - 330, 1972.
7. T. Gogani. *Nucl. Science and Engin.* 36, 143-158. (1969)
8. Е.И.Рехин, А.А.Курашов, П.С.Чернов. "Измерение интервалов времени в экспериментальной физике". Атомиздат, 1967.
9. Л.П.Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат.. 1964.
10. Г.Г.Адоршенко, А.В.Заричев. Извест.Академ.Наук СССР, т. XXVII, №1, серия физика, 1969.
11. В.Е.Колесов, О.И.Макаров. Препринт ФЭИ - 882, 1978.
12. В.Е.Колесов, О.И.Макаров, И.П.Матвеевко, А.Г.Шокодько. Препринт ФЭИ - 1162, 1981.
13. Gotoh Y. *J. Nucl. Sci Techn.* 1973, v10, p.619-625.
14. E. Takeda. *Bulletin the Tokyo Institute of Technology* N 116, 1973, p 1+10.

Интервал времени, но	Энергетический порог, МэВ	d_s I/c 10^{-8}
15 + 50	0,175	$0,8 \pm 0,1$
15 + 50	0,3	$1,2 \pm 0,15$
10 + 30	0,4	$1,5 \pm 0,2$
10 + 30	0,5	$1,8 \pm 0,2$
10 + 30	0,6	$2,2 \pm 0,3$
5 + 15	0,8	$3,0 \pm 0,4$
5 + 15	1,1	$3,2 \pm 0,4$

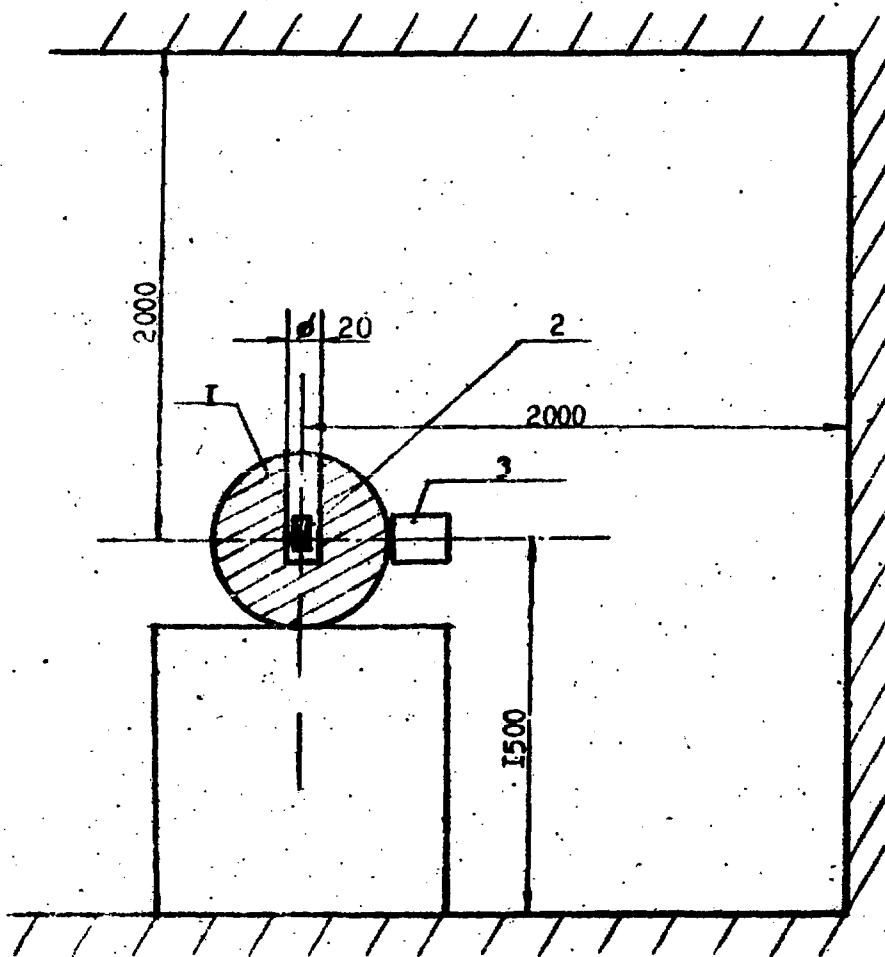


Рис. 1. Геометрия эксперимента:

- 1- Сфера из урана, диаметром 20 см;
- 2- Камера деления с ^{252}Cf ;
- 3- Сцинтилляционный детектор.

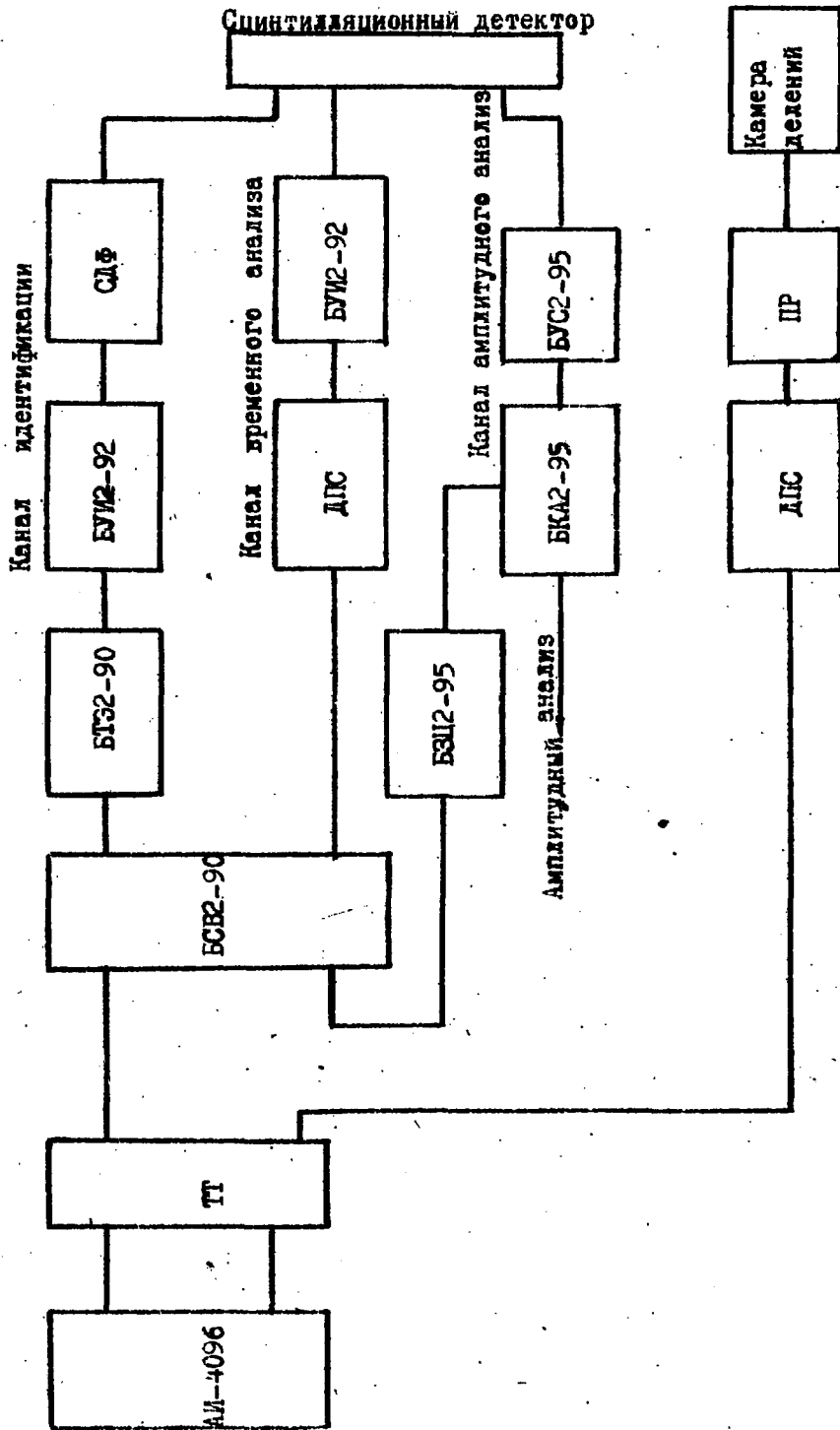


Рис. 2. Блок-схема измерительной системы.

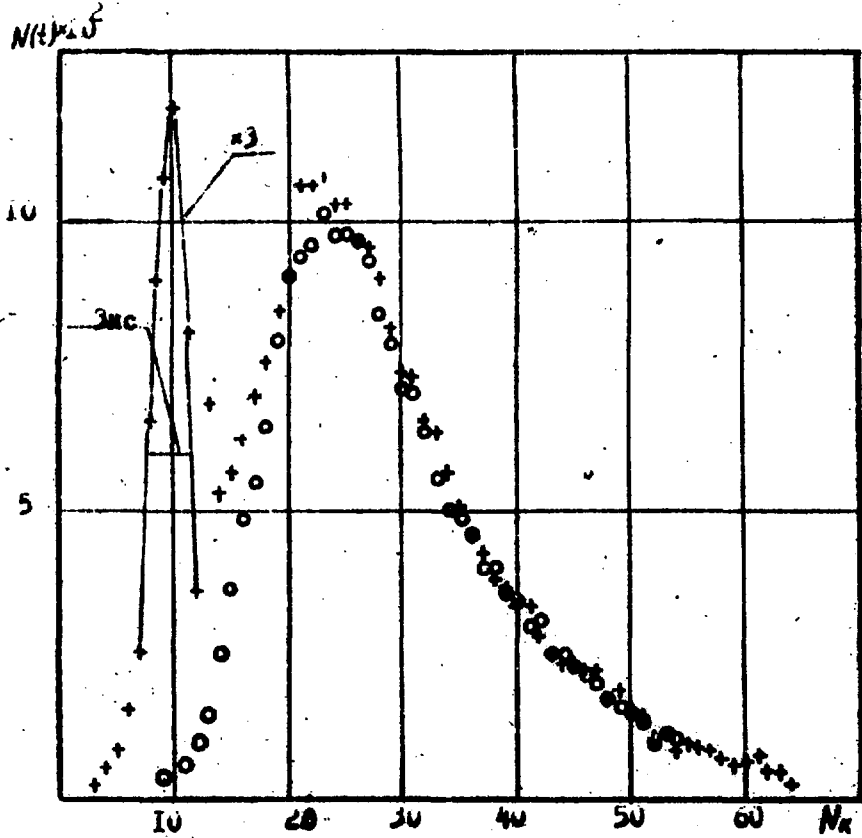


Рис. 3. Время-пролетный спектр нейтронов и гамма-квантов.

+++++ Дискриминатор гамма-квантов отключен.
ooooo Дискриминатор гамма-квантов включен.

Пролетная база 30 см. Время измерения 2ч. Цена канала 0,92 нс.

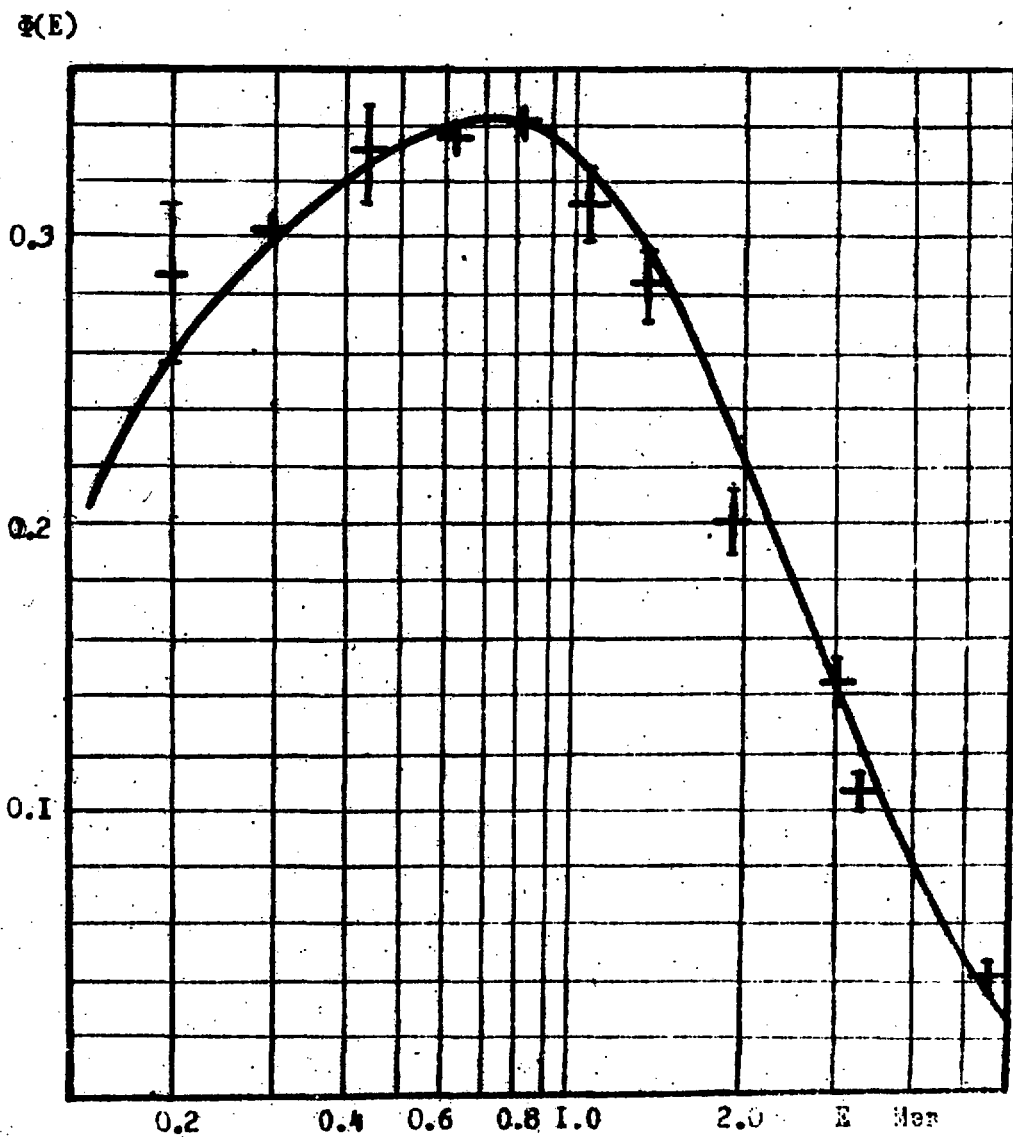


Рис. 4. Спектр ^{252}Cf .

— данные работы [5] ++ Результаты, полученные в настоящей работе.

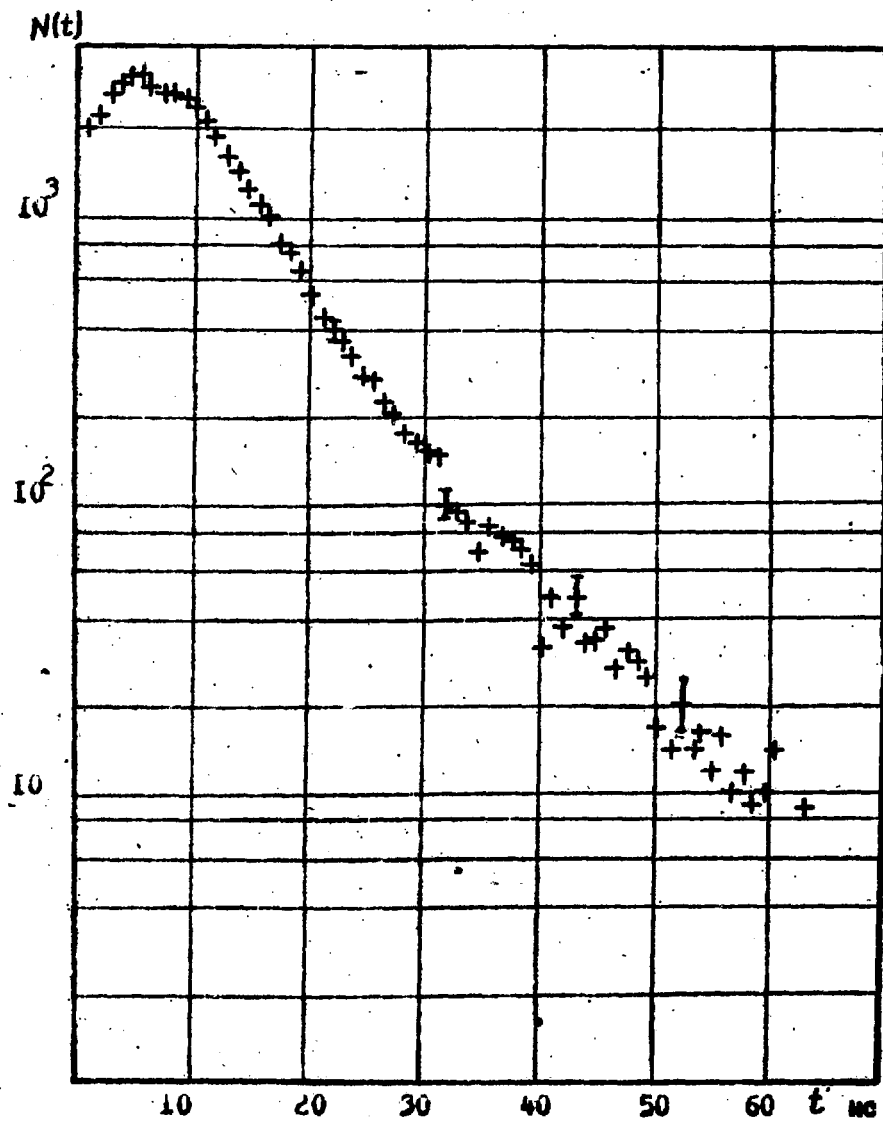


Рис.5. Временное распределение скорости счёта детектора при пороге $0,4 \pm 0,05$ Мэв. Приведённые погрешности статистически. Время измерения 3 час.

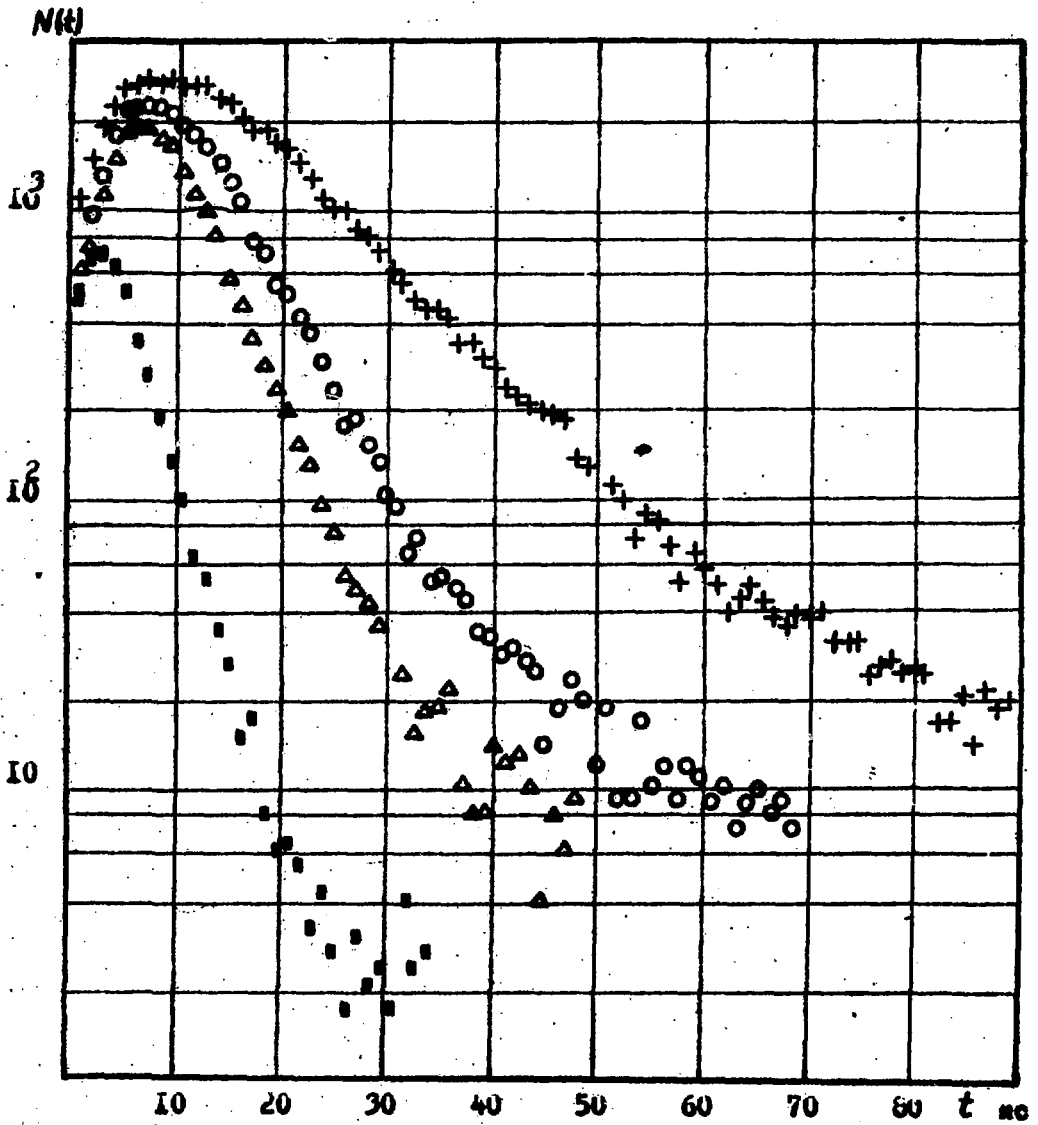


Рис. 6. Временные распределения скорости счета детектора.

- ++++ при порого $E_0 = 0,175$ МэВ
- oooo при порого $E_0 = 0,4$ МэВ
- ΔΔΔΔ при порого $E_0 = 0,6$ МэВ
- при порого $E_0 = 1,1$ МэВ

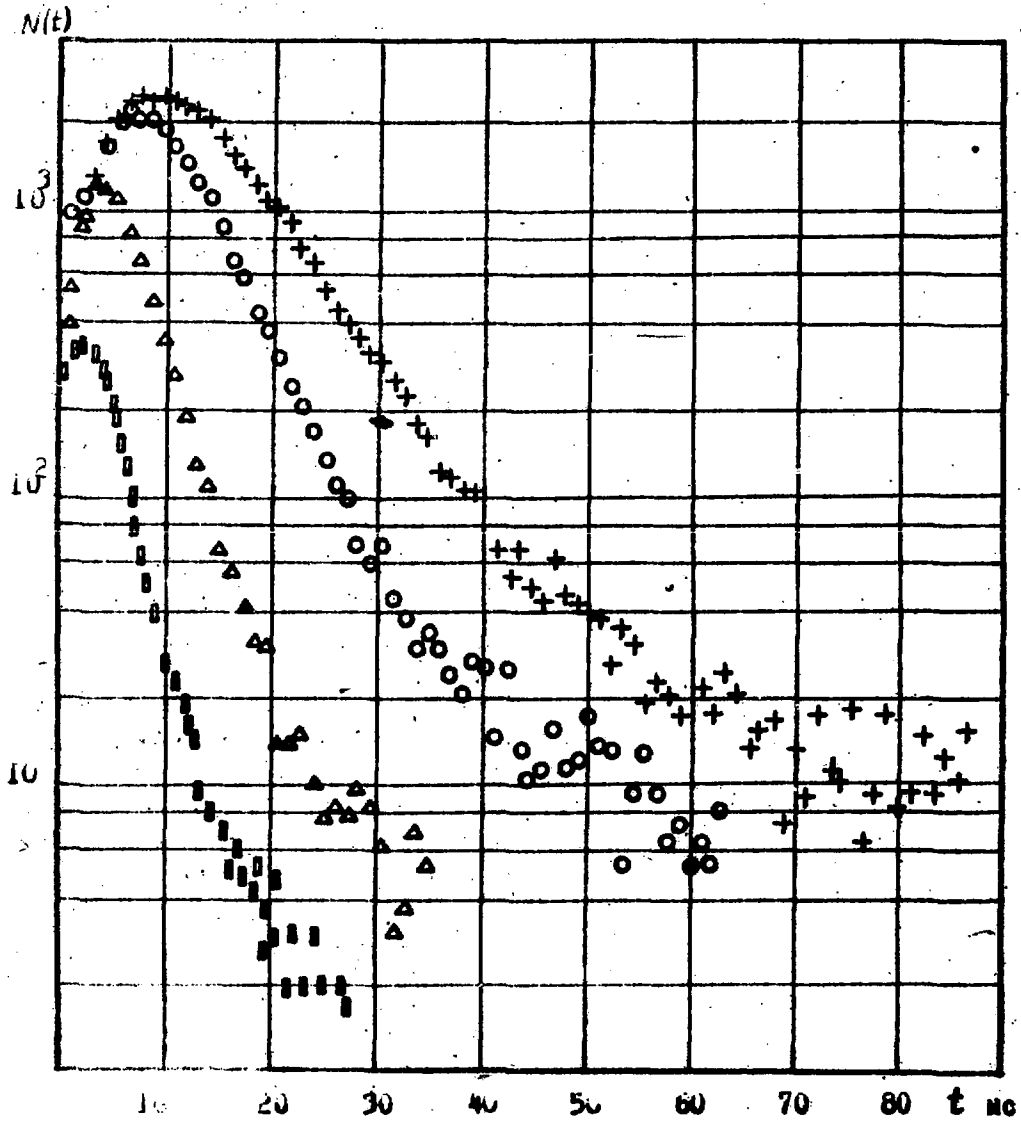


Рис.7. Временные распределения скорости счета детектора:

+	+	+	при порого	$E_{\beta} = 0,3$ МэВ
o	o	o	при порого	$E_{\beta} = 0,5$ МэВ
Δ	Δ	Δ	при порого	$E_{\beta} = 0,8$ МэВ
■	■	■	при порого	$E_{\beta} = 1,4$ МэВ

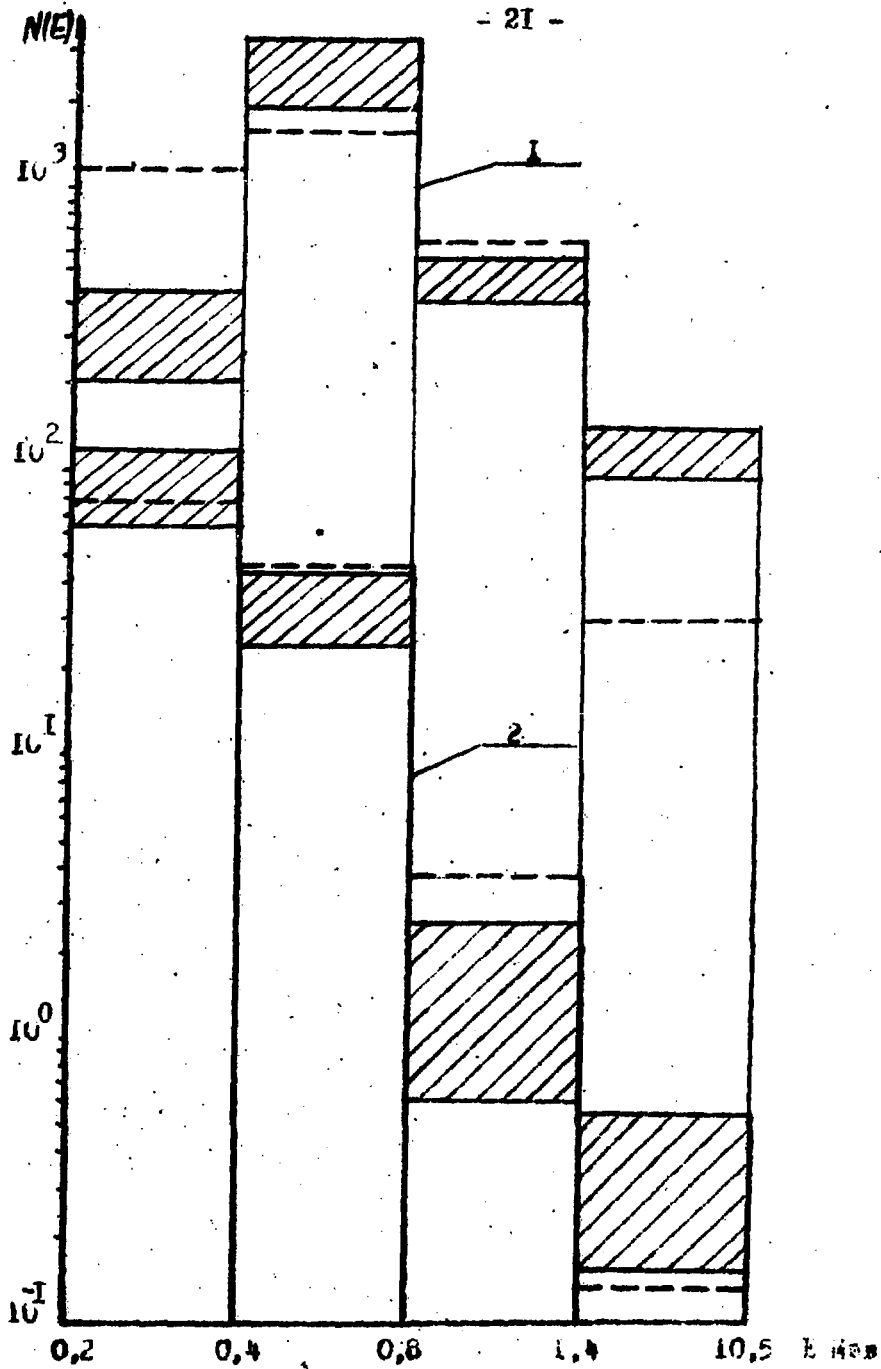


Рис.8. Групповые спектры нейтронов. 1- 10нс; 2-30нс;

█ эксперимент; --- расчет.

Указана оценка минимальной среднеквадратичной погрешности экспериментального определения числа нейтронов в группах.

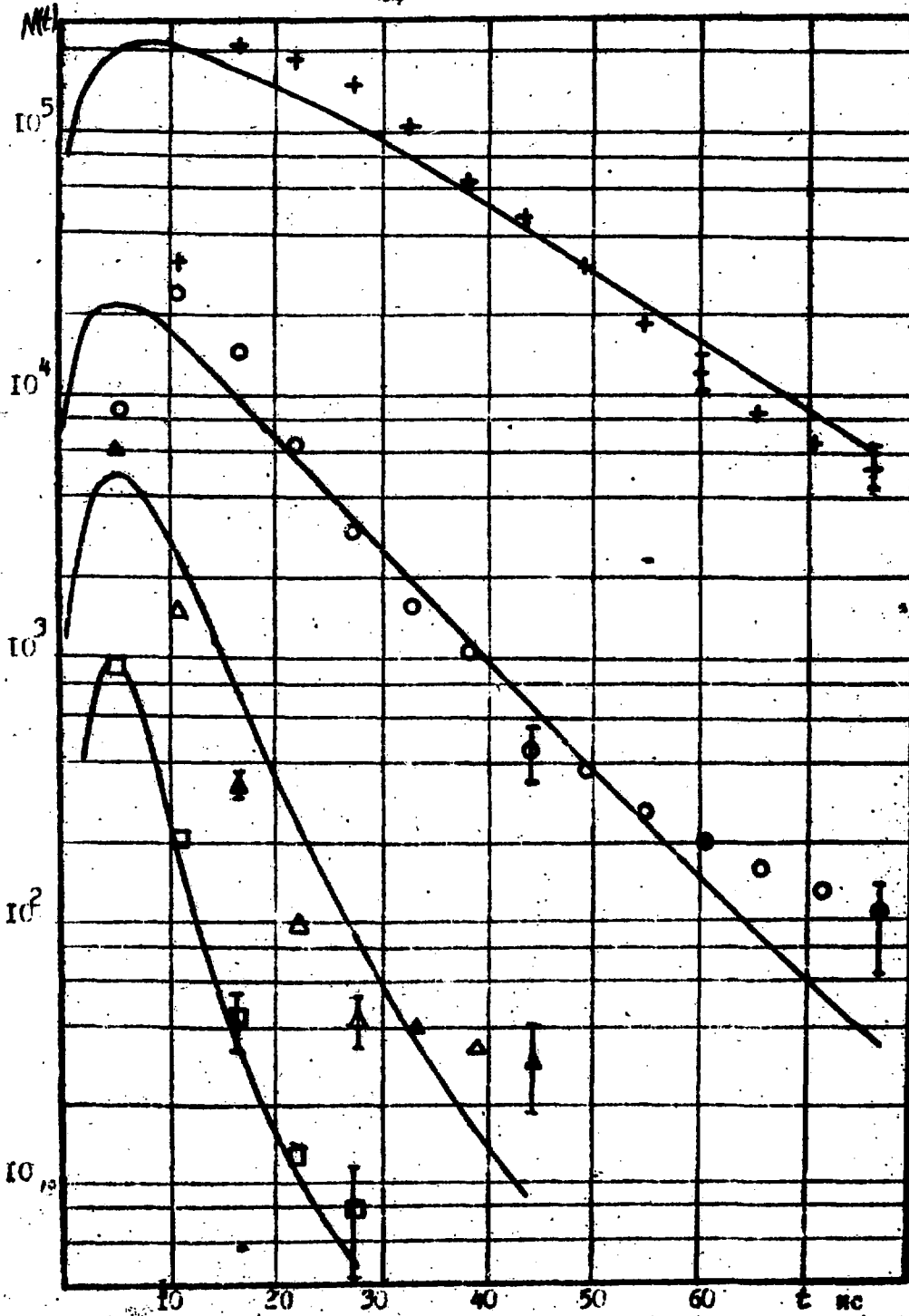


Рис. 2. Временные распределения нейтронов в группах. Нормировка расчёта и эксперимента производилась по интегралу.

+ + 0,2+0,4 Мэв; o o 0,4+0,8 Мэв; ΔΔ 0,8+1,4 Мэв; □□ 1,4+10,5 Мэв

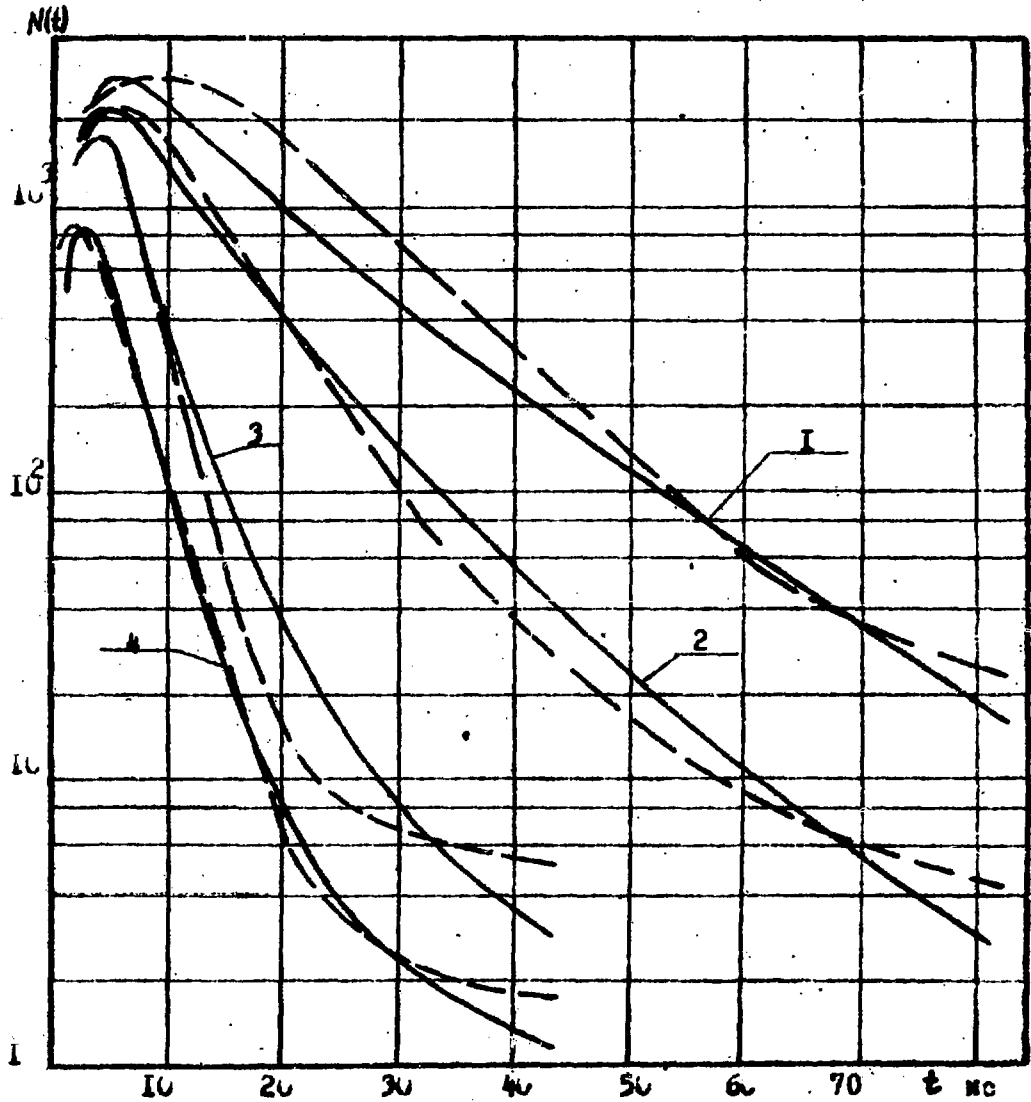


Рис 10. Расчётные и экспериментальные временные распределения скорости счета детектора при порогах :

1-- 0,175 Мэв; 2-- 0,4 Мэв; 3-- 0,8 Мэв; 4-- 1,5 Мэв;

----- эксперимент; ————— расчёт.

Нормировка расчёта и эксперимента производилась по максимуму; во временном распределении.

Технический редактор Н. П. Герасимова

Подписано в печать 11/02-1982 г. Т-0594 Формат 60 x 90 1/16
Офсетная печать Усл. п. л. 1,4 Уч.-изд. л. I Тираж 100 экз.
Цена 15 коп. Индекс 3624 ФЭИ-1282

Отпечатано на роталприте ФЭИ, г. Обнинск

Заказ № 415

15 коп.

Индекс 3624

**Исследование нейтронной кинетики в наносекундной области
в сфере из обедненного урана.
ФЭИ-1282, 1982, 1-23.**