



RU0610316

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
"КУРЧАТОВСКИЙ
ИНСТИТУТ"



А.М. Демидов, В.С. Дикарев,
Б.В. Ефимов, В.С. Ионов,
С.В. Марин

ИАЭ-6388/2

**АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ И ИССЛЕДОВАНИЯ
ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ,
ОСНОВАННЫЙ НА ПРИМЕНЕНИИ
УНИФИЦИРОВАННЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ
ДЕТЕКТОРОВ**

Ключевые слова: энергетический спектр, нейтрон, активационный анализ, эксперимент, формализм Весткотта, жесткость спектра, спектральные эффекты, программа MSU, параметры спектра.

РЕФЕРАТ

Описывается метод, предлагаемый для оценок параметров тепловой и эпителиевой частей энергетического спектра нейтронов, основанный на применении активационных измерений с использованием унифицированных композиционных детекторов и образцов топлива. Метод применим для определения нейтронных спектров и скоростей деления в топливе ядерных установок. Приводятся теоретические основы и описание метода, способы изготовления и калибровки активируемых образцов, средств измерений и обработки экспериментальных данных, а также результаты измерений, проведенных в РНЦ КИ. Описана параметрическая модель спектра, построенная на основе формализма Весткотта. Введен параметр жесткости и экспериментально оценена его роль для температуры нейтронного газа, спектральных индексов изотопов детекторов, переходной области тепловой и эпителиевой частей спектра нейтронов. Предлагается подтвердить обнаруженные эффекты расчетно-теоретическими исследованиями с использованием программы MSU.

The method proposed for estimations of parameters thermal and epithermal parts of energy distribution of neutrons is described. The method based on application of activation measuring with use of unified composition detectors (UCD) and samples of fuel. The method is applicable for definition of neutron spectrum parameters and velocities of division in fuel of nuclear installations. Theoretical bases and the description of a method, expedients of manufacturing and calibration for the detectors, the experimental data, carried out in RRC KI are given and processing of experimental data, and also. The parametric model of a spectrum constructed on the basis of Westcott's formalism is described. The parameter of stiffness is entered and its role for temperature of neutron gas, spectral coefficients of isotopes of detectors, the transition area thermal and epithermal parts of neutron spectra is observationally appreciated. It is offered to confirm the found results by calculations with use of MSU Monte Carlo code.

ВВЕДЕНИЕ.

Применение информации о нейтронных спектрах необходимо для обеспечения точности расчетов и измерения параметров активных зон реакторов. В РНЦ КИ первые пионерские работы по измерениям реакторных нейтронных спектров были сделаны В.И. Мостовым и В.С. Дикаревым с использованием механических селекторов нейтронов. В этих работах были получены основополагающие результаты.

В дальнейшем работы по исследованиям нейтронных спектров велись уже исключительно нейтронно-активационными методами. Использование нейтронно-активационных методов для измерения нейтронных спектров имеет давнюю историю [1-5]. В работах по измерениям реакторных нейтронных спектров, которые велись в РНЦ КИ, нейтронно-активационный метод был существенно модернизирован.

Методические усовершенствования были связаны, прежде всего, с использованием многокомпонентных образцов активационных детекторов, которые в одном акте облучение-измерение могли давать сведения о всем спектре нейтронов от тепловой области до 150 эВ. Это существенно повысило производительность методики. В одном цикле облучение-измерение оказалось возможным измерять спектр в 10+20 точках исследуемой реакторной установки. Развита ряд приемов, которые позволяют получать вполне удовлетворительные результаты. В настоящее время возросшие возможности ядерно-физического эксперимента позволяют усовершенствовать эти приемы.

Особенность описываемого активационного метода состоит в том, что он использует измерения пиков гамма-активности, соответствующих сильным резонансам при разных значениях энергий нейтронов E_n . Это позволяет определять параметры спектров, относительно которых предполагается, что спектры формируются в соответствии с формализмом Весткотта и представляются состоящими из двух энергетических областей [6]:

- тепловой, описываемой распределением Максвелла с некоторой эффективной температурой T_n и интегральным потоком F_t ;

- эпитепловой, описываемой по Ферми зависимостью f_{epi}/E , характеризуемой в единичном логарифмическом интервале энергии параметром $-f_{epi}$. Единичный логарифмический интервал энергий удовлетворяет условию: $\ln(E_{i+1}/E_i) = 1,0$.

Рассматриваемый метод не используется для оценок быстрой части спектра.

В описываемом методе используются изотопы-детекторы, скорости реакций на которых определяются по наведенной в них гамма-активности, вызванной распадом образовавшихся радиоизотопов. Для исследования тепловой области используются детекторы, активация которых обеспечивается, в основном, тепловыми нейтронами. Для описания эпитепловой области используются детекторы, активация которых обеспечивается сильными резонансами в эпитепловой области.

Разработка метода и его использование велись на критических сборках с твэлами типа ВВЭР и реакторе Ф-1 в РНЦ КИ. В ходе этих экспериментов отработались: оптимальные составы унифицированных комбинированных детекторов (УКД) и топливных образцов, способы их изготовления и калибровки, режимы облучения и измерения активированных образцов. Был проведен цикл измерений распределений абсолютных значений величин F_t , f_{epi} , N_f и T_n на критическом стенде "Астра".

Типичными задачами, решавшимися с использованием активационных детекторов и топливных образцов, являются:

- измерение распределений абсолютных значений величин F_t , f_{epi} , N_f и T_n по объему исследуемой критической сборки;

- исследование влияния этих величин на нейтронно-физические характеристики.

Непосредственная проверка модели спектра, восстанавливаемого по найденным параметрам F_i , f_{epi} и T_n , практически затруднена. Для результатов, полученных в одном из экспериментов, было проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по прецизионной вычислительной программе MSU [8,9], в которой уравнение переноса нейтронов решается методом Монте-Карло. Сравнивались скорости реакций в тепловой и эпитепловой областях для горизонтального канала и тепловой колонны реактора Ф-1. Результаты сравнения показали наличие удовлетворительного согласия.

Исследовались нейтронные спектры с различающимися соотношениями потоков тепловых и эпитепловых нейтронов. Метод дает удовлетворительные результаты для существенно различающихся условий. Кроме этого использование введенного в работе фактора жесткости F_i/f_{epi} позволило выделить и описать спектральные эффекты для температуры нейтронного газа, спектральных индексов изотопов-мишеней, области сшивки тепловой и эпитепловой энергий спектра.

Цель дальнейших исследований, проводимых с финансовой поддержкой РФФИ (грант №05-08-33678-а), является подтверждение результатов, полученных на основании экспериментальных данных, и демонстрация средствами математического моделирования переноса нейтронов с использованием прецизионной монте-карловской программы MSU [8] справедливости спектральных эффектов и области применимости формализма Весткотта при различных значениях жесткости спектра.

1 ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Основой описываемого метода [10,11] является применение УКД, содержащих несколько различающихся по нейтронным характеристикам активируемых изотопов. Активированный в поле нейтронов изотоп-детектор испускает гамма-кванты, которые регистрируется полупроводниковым гамма-спектрометром, позволяющим выделять гамма-пики активности отдельных радиоизотопов. Использование нескольких элементов позволяет разделять активации, обусловленные тепловыми и эпитепловыми нейтронами, исключать использование нейтронных фильтров и получать одновременно величины плотностей потоков тепловых и эпитепловых нейтронов. Метод опробован в области энергий от 0,004 эВ до 130 эВ, где в основном происходят ядерные реакции радиационного захвата нейтронов и деление некоторых изотопов урана и трансурановых элементов. Метод позволяет без всяких изменений в аппаратуре решать задачу измерения абсолютной величины скоростей делений N_f в образцах топлива.

Методом нейтронно-активационного анализа к используемым образцам предъявляются следующие требования:

- удобный для облучения, выдержки и обсчета период полураспада;
- необходимые энергии и интенсивности регистрируемых гамма-квантов;
- способность активироваться в выделенном интервале энергий нейтронов E_n , оптимальной для регистрации спектра гамма-спектрометром;
- достаточная величина сечения активации в тепловой области или достаточная величина резонансного интеграла активации.

Активационный детектор должен быть компактным, иметь слабое самопоглощение для нейтронов и гамма-квантов, иметь достаточную чувствительность регистрации потока нейтронов.

Для удовлетворения условий по чувствительности должны быть использованы изотопы-мишени имеющие достаточно большие сечения активации тепловыми нейтронами и достаточно большие резонансные интегралы активации.

До начала измерений спектров нейтронов с различными соотношениями областей

тепловых и эпитепловых нейтронов и при разных условиях обработки активированных детекторов рекомендуется проводить предварительный подбор изотопов.

После предварительного подбора изотопов были отобраны элементы, перечисленные в Таблице 1. Эти элементы имеют удобные характеристики по периодам полураспада ($T_{1/2}$), сечениям активации и интенсивности испускаемых гамма-квантов образовавшимися радиоизотопами.

Для исследования тепловой области наиболее удобен ^{164}Dy , активация которого более чем на 90% обусловлена тепловыми нейтронами. Для повышения надежности проведения измерений изотоп ^{164}Dy в образцах УКД был дублирован изотопом ^{55}Mn , также эффективно активирующимся тепловыми нейтронами. Для исследования эпитепловой области предлагаются следующие изотопы: ^{23}Na , ^{75}As , ^{115}In , ^{121}Sb , ^{197}Au , ^{186}W , ^{175}Lu и др. [10,11]. Эти изотопы обладают достаточно большой величиной резонансного интеграла и малым тепловым сечением активации. Позволяют получать информацию об эпитепловой области энергий до 130 эВ. Весьма желательно использование изотопов Lu, дающих возможность проведения оценок температуры нейтронного газа T_n , которая нужна для определения параметров распределения спектра в тепловой области.

Требования, предъявляемые к УКД и образцам топлива, использованных в РНЦ КИ, обуславливались задачами исследования установок с плотностями потоков от $1,0 \times 10^6$ до $1,0 \times 10^8$ и $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В экспериментах на реакторе Ф-1 и на критических сборках типа ВВЭР использовались изотопы-мишени: ^{23}Na , ^{55}Mn , ^{75}As , ^{81}Br , ^{115}In , ^{164}Dy , ^{175}Lu , ^{176}Lu , ^{186}W и ^{197}Au . В ряде экспериментов для используемых в настоящее время УКД был выбран состав изотопов, включающий: ^{55}Mn , ^{81}Br , ^{164}Dy , ^{186}W и ^{197}Au .

Таблица 1 Характеристики изотопов-мишеней для активационных измерений [4,5]

| Изотоп-мишень | Содержание, % | $T_{1/2}$ | $\sigma_{\text{тепл.}}$, барн | $I_{\text{сд.}}$, барн | $E_{\text{ср.}}$, эВ | $I_{\text{ср.}}$, барн | E_{γ} , МэВ | I_{γ} |
|-------------------|---------------|-----------|--------------------------------|-------------------------|-----------------------|-------------------------|--------------------|--------------|
| ^{23}Na | 100 | 15,02 ч | $0,528 \pm 0,005$ | $0,311 \pm 0,01$ | 2850 | 0,07 | 1,369 | 1,0 |
| ^{55}Mn | 100 | 2,575 ч | $13,3 \pm 0,3$ | $14,0 \pm 0,3$ | 337 | 7,2 | 0,847 | 0,99 |
| ^{59}Co | 100 | 5,28 г | $37,18 \pm 0,06$ | 74 ± 2 | 132 | 54 | 1,173 | 1,0 |
| ^{63}Cu | 69,09 | 12,7 ч | $4,50 \pm 0,02$ | $4,97 \pm 0,08$ | 579 | 2,0 | 0,511 | 0,38 |
| ^{75}As | 100 | 26,4 ч | $4,5 \pm 0,1$ | 61 ± 4 | 47 | 47 | 0,559 | 0,446 |
| ^{81}Br | 49,31 | 35,3 ч | $2,70 \pm 0,2$ | 50 ± 3 | 101 | 25 | 0,777 | 0,83 |
| ^{86}Sr | 9,86 | 2,83 ч | $0,84 \pm 0,06$ | $4,79 \pm 0,24$ | 588 | 3,2 | 0,388 | 0,80 |
| ^{114}Cd | 28,72 | 53,5 ч | $0,30 \pm 0,02$ | 13 ± 2 | 120 | 9 | 0,530 | 0,26 |
| ^{115}In | 95,7 | 54,12 м | 162 ± 2 | 2650 ± 100 | 1,457 | 2500 | 0,417 | 0,36 |
| ^{121}Sb | 57,3 | 67,2 ч | $5,9 \pm 0,2$ | 200 ± 20 | 6,2 | 108 | 0,564 | 0,66 |
| ^{112}Cd | 24,80 | 18,0 ч | $2,2 \pm 0,2$ | 73 ± 7 | 22,3 | 46 | 0,363 | 0,09 |
| ^{152}Sm | 26,60 | 46,2 ч | 206 ± 6 | 2970 ± 100 | 8,047 | 2600 | 0,103 | 0,28 |
| ^{164}Dy | 28,10 | 2,30 ч | 2520 ± 50 | 341 ± 20 | 145 | 18 | 0,108 | 0,03 |
| ^{175}Lu | 97,39 | 3,68 ч | $16,2 \pm 0,5$ | 550 ± 30 | | | 0,084 | 0,088 |
| ^{176}Lu | 2,61 | 6,72 д | 2090 ± 70 | 1087 ± 40 | 0,141 | 8800 | 0,208 | 0,110 |
| ^{186}W | 28,60 | 24,04 ч | $37,0 \pm 0,6$ | 485 ± 15 | 18,8 | 482 | 0,686 | 0,27 |
| ^{197}Au | 100 | 66,68 ч | $98,65 \pm 0,05$ | 1550 ± 50 | 4,906 | 1440 | 0,412 | 0,97 |

2 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Формализм Весткотта

Карл Весткотт (Carl H. Westcott) в период своей работы в канадской ядерной лаборатории Chalk River Nuclear Laboratory (Канада), предложил в 1954 г. один из способов расчета скоростей ядерных реакций в спектре "тепловых" реакторов. После представленного на 2-ой Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии со своими коллегами доклада "Effective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors" [5] за этим способом вплоть до настоящего времени в научной среде устойчиво закрепилось название "метода или формализма Весткотта". Суть предложения состоит в том, что он предложил выразить скорость активации через эффективное сечение в следующей форме:

$$R_{act} = n v_0 \sigma_0 (g(T_n) + rs(T_n)), \quad (1)$$

где n - плотность потока тепловых и эпитепловых нейтронов,

v_0 - наиболее вероятная скорость нейтронов в условиях термодинамического равновесия со средой, равная 2200 м с^{-1} ,

σ_0 - сечение реакции для нейтронов со скоростью v_0 ,

$g(T_n)$ и $s(T_n)$ - функции температуры,

r - эпитепловый параметр, характеризующий плотность потока эпитепловых нейтронов.

В этом формализме, основанном на приближенном представлении энергетического распределения потока нейтронов в слабопоглощающей среде, когда утечка не играет роли, спектр представляется в виде суммы спектра Максвелла с эффективной температурой нейтронного газа (T_n) и произведения спектра Ферми на некоторую функцию $\Delta(E/(kT_n))$, называемую функцией переходной области:

$$\Phi(E) = \Phi_t \frac{E}{(kT_n)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT_n}\right) + \Phi_{epi} \frac{\Delta(E/(kT_n))}{E}, \quad (2)$$

где $\Phi_t = n_t \bar{v}$, $\Phi_{epi} = \frac{S}{\xi \Sigma_s}$.

Представление спектра в виде (2) достаточно хорошо аппроксимирует реальное распределение спектра в тепловой и надтепловой областях при выполнении условий

$$\Sigma_a(kT_n)/(\xi \Sigma_s) < 0,1 \quad \text{и} \quad T_n/T_m < 1,1 \quad (3)$$

где все величины имеют традиционные для теории переноса нейтронов обозначения.

Параметрическая форма представления спектра, предложенная Весткоттом, получается из рассмотрения переноса в бесконечной однородной среде с равномерно распределенным источником замедляющихся нейтронов при условии малого поглощения и сохранения баланса [7].

Основная особенность формализма Весткотта в отличие от других методов позволяет получить интегральную характеристику спектра нейтронов, используя экспериментально полученные значения активации детекторов. Измеренные значения активационных интегралов используются для расчета величин, которые входят в параметрическую запись формы спектра. Метод обеспечивает проведение измерений с достаточно высокой точностью [3] и практически является единственным методом измерения больших потоков нейтронов при малых флюенсах на фоне сопутствующих излучений. Применение нейтронного активационного анализа всегда связано с необходимостью решения целого ряда задач по выбору изотопов, изготовлению детекторов, по проведению измерений наведенной активности и обработке результатов экспериментов.

2.2. Скорости реакций для нуклидов-мишеней

Для измерения параметров спектра используются нуклиды, у которых сечение активации изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов, и нуклиды, имеющие низкоэнергетические резонансы. В нашем рассмотрении мы ограничимся следующими пятью нуклидами: ^{55}Mn , ^{81}Br , ^{164}Dy , ^{186}W и ^{197}Au .

Скорость реакции j -го нуклида ($j=1,2,3,4,5$) в потоке нейтронов с плотностью $\Phi(E)$ и сечением реакции $\sigma_{act}^j(E)$ определяется как:

$$U_j^0 = \int \Phi(E) \sigma_{act}^j(E) dE. \quad (3)$$

За время облучения T_{irr} в N_j^0 количестве ядер j -го нуклида произойдет $U_j^0 N_j^0 T_{irr}$ реакций и образуется столько же активированных ядер. К концу облучения часть из них распадется с постоянной распада λ_j и результирующее количество активированных ядер будет равно

$$N_j(T_{irr}) = N_j^0 U_j^0 (1 - \exp(-\lambda_j T_{irr})) / \lambda_j. \quad (4)$$

После облучения число активированных ядер экспоненциально спадает и на момент времени t_c составит

$$N_j(T_{irr}, t_c) = N_j^0 U_j^0 (1 - \exp(-\lambda_j T_{irr})) \exp(-\lambda_j t_c) / \lambda_j, \quad (5)$$

или
$$N_j(T_{irr}, t_c) = N_j(T_{irr}) \exp(-\lambda_j t_c) \quad (6)$$

Активность радионуклида связана с числом радиоактивных атомов в текущий момент времени соотношением

$$A_j(T_{irr}, t_c) = \lambda_j N_j(T_{irr}, t_c) = N_j^0 U_j^0 (1 - \exp(-\lambda_j T_{irr})) \exp(-\lambda_j t_c) \quad (7)$$

или

$$A_j(T_{irr}, t_c) = U_j (1 - \exp(-\lambda_j T_{irr})) \exp(-\lambda_j t_c) \quad (8)$$

где $U_j = N_j^0 U_j^0$.

Измеряемой в эксперименте величиной является активность радионуклида (A_j) на момент окончания облучения нейтронами или после некоторого времени выдержки. Измерение активности основано на регистрации гамма-квантов, испускаемых в процессе перехода из возбужденного метастабильного состояния, и состоит в определении количества отчетов в единицу времени для каждого пика:

$$A_j = \sum_{p=1}^{NP} N_{p,j}(\varepsilon I_{\gamma})_{p,j}, \text{ Бк} \quad (9)$$

или в пересчете на одно ядро в единицу времени

$$A_j^0 = \frac{A_j}{T_m n_j P_j}, \text{ Бк } c^{-1} \text{ ядро}^{-1} \quad (10)$$

В вышеприведенных формулах используются следующие обозначения:

N_j^0 - исходное количество ядер изотопа с номером j ;

$N_j(T_{irr})$ - количество активированных ядер изотопа с номером j , образовавшихся за время облучения T_{irr} ;

$N_j(T_{irr}, t_c)$ - количество активированных ядер изотопа с номером j , оставшихся после времени выдержки t_c ;

U_j^0 - скорость реакции для изотопа с номером j , ($j=1,2,3,4,5$) на одно ядро;

U_j - скорость реакции для изотопа с номером j , ($j=1,2,3,4,5$);

p - номер пика изотопа на гамма-спектрограмме ($p=1,2,\dots, NP$);

$N_{p,j}$ - количество отсчетов для пика p изотопа с номером j ;
 NP - количество пиков;
 ε_p - эффективность регистрации гамма-кванта в пике с номером p ;
 $I_{\gamma,p}$ - выход гамма-квантов на один распад;
 n_j - количество ядер j -го изотопа в единице массы, ядро мг^{-1} ;
 P_j - масса j -го изотопа в образце, мг;
 T_m - длительность счета, ч.

Значения скоростей реакций $U_{\text{Total},j}$ ($j = 1, \dots, 5$ - соответственно для ^{55}Mn , ^{64}Du , ^{81}Br , ^{186}W , ^{197}Au) можно представить в виде суммы двух слагаемых, соответствующих тепловой и эпитепловой областям спектра нейтронов:

$$U_{\text{Total},j} = U_{t,j} + U_{\text{epi},j} = n_j (F_t \sigma_{\text{eff},j} + f_{\text{epi}} I_{\text{Cd},j}), \quad (11)$$

где

$\sigma_{\text{eff},j}$ - эффективное сечение, усредненное по тепловому спектру;

$I_{\text{Cd},j}$ - закадмиевый резонансный интеграл активации в интервале энергии от E_{epi} до ~ 2 МэВ. Он выражается как $I_{\text{epi}} = I_{\text{Cd},j} + \Delta I$, где $I_{\text{Cd},j}$ - резонансный интеграл активации, значения которого приводятся в таблице 1, а ΔI - резонансный интеграл активации для переходной области спектра между E_{epi} и E_{Cd} (E_{Cd} - граница поглощения тепловых нейтронов кадмиевым фильтром). Вкладом ΔI в нашем рассмотрении можно пренебречь;

n_j^0 - число ядер в 1 мг элемента образца УКД.

Скорость реакции для j -го ядра $U_{t,j}^0$, обусловленная тепловыми нейтронами, может быть представлена в следующем виде:

$$U_{t,j}^0 = F_t \int_0^{E_{\text{epi}}} \sigma_{\text{act},j}(E) / (kT_n)^2 \exp(-E/kT_n) dE \quad (12)$$

где

E_{epi} - граничная энергия между тепловой и эпитепловой областями спектра ($\sim 0,2$ эВ);

$\sigma_{\text{act},j}(E)$ - сечение активации для j -го изотопа в тепловой области спектра.

Скорость реакции $U_{\text{epi},j}^0$, обусловленная эпитепловыми нейтронами, может быть записана в виде:

$$U_{\text{epi},j}^0 = \int_{E_{\text{epi}}}^{\infty} \sigma_{\text{act},j}(E) \Delta(E/kT_n) f_{\text{epi}} / E dE \quad (13)$$

где $\Delta(E/kT_n)$ - функция, описывающая переходную область между тепловой и эпитепловой областями.

Видно, что T_n используется только для определения F_t и не используется для определения f_{epi} .

2.3. Измерение скоростей реакций

Непосредственно измеряемой величиной является количество отсчетов для гамма-пика в спектре активности - $N_{\text{Совм}}$. Экспериментальное значение активности, приведенное к весу элемента 1 мг и времени выдержки $t_{\text{Cool}} = 0$ для каждого зарегистрированного гамма-пика определяется как

$$A_j^0 = N_{\text{Совм}} \exp(-\lambda_j t_{\text{Cool}}) / (n_j T_{\text{Совм}} \varepsilon I_{\gamma} P_j), \quad (14)$$

где

$N_{\text{счит}}$ - число отсчетов во всех выбранных гамма-пиках;

$T_{\text{счит}}$ - время измерения активности;

n_j - число ядер в 1 мг элемента образца УКД;

ε - эффективность регистрации гамма-кванта при полном поглощении его энергии;

I_γ - квантовый выход гамма-кванта на один распад;

P_j - масса элемента в образце в мг.

Значения U_j^0 , соответствующие A_j^0 , определяются как

$$U_j^0 = \frac{A_j^0}{1 - \exp(-\lambda_j t_{\text{irr}})} \quad (15)$$

2.4. Измерение скорости деления в образцах ^{235}U

Определение удельной мощности W [кВт/мг ^{235}U], выделяющейся в образце ^{235}U при облучении нейтронами, проводилось путем измерения гамма-активности ядер-продуктов, образующихся из осколков разделившегося ядра в результате нескольких бета-распадов и имеющих удобные для измерения интенсивности гамма-активности, времена жизни и схемы гамма-переходов.

Временные зависимости активностей ядер-продуктов A_j (j - номер ядра-продукта) имеют не простой характер из-за наличия цепочки распадов с различными периодами.

В Таблице 2 приведены данные для некоторых ядер-продуктов, взятые из [16].

Для перехода от величин активностей, $A_j(t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}})$, к выделяемой мощности использовались данные справочника [16], в котором приведены табулированные значения активностей, соответствующие конкретным временам облучения t_{irr} и выдержки t_{cool} для выделяющейся при облучении мощности в 1,0 кВт. Сравнение табличного значения $A_j^0(t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}})$ со значением $A_j(t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}})$ позволяет найти величину удельной активности

$$W = A_j(t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}}) / A_j^0(t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}}), \text{ Ки кВт}^{-1} \quad (16)$$

Выделяемая мощность связана со скоростью делений N_j следующим соотношением:

$$N_j = 3,1 \times 10^{13} \text{ W, дел с}^{-1} \quad (17)$$

Поскольку значения длительностей облучения t_{irr} и выдержки t_{cool} , как правило, не совпадают с табличными значениями, то экстраполированные значения $A_j^0(t_{\text{irr}}, t_{\text{cool}})$ находились с использованием таблиц справочника [8].

После соответствующего пересчета измеренные активности из образовавшихся осколков позволяют определять скорость деления ^{235}U . Для нахождения скорости деления использовались ядра-продукты ^{97}Nb , ^{134}I , ^{142}La . Приведенные в таблице 2 значения для $U_{\text{рис. } j}$ усреднены по этим изотопам.

Таблица 2-Характеристики ядер-продуктов деления ^{235}U .

Удельные активности Ки kBt^{-1} для $t_{\text{irr}} = 14,4$ мин и времена выдержки t_{cool}

| Изотоп | $T_{1/2}$ | Время выдержки, ч | | | | | E_{γ} , кэВ |
|--------------------------|-----------|-------------------|--------|--------|--------|--------|--|
| | | 0,5 | 1,0 | 3,0 | 6,0 | 12,0 | |
| ^{88}Kr | 2,84 ч | 1,50 | 1,32 | 8,07-1 | 3,84-1 | 8,69-2 | 196,3(0,260); 834,8(0,130); 1530(0,109) |
| $^{91\text{m}}\text{Y}$ | 49,71 м | 2,15-1 | 3,3-1 | 4,81-1 | 4,28-1 | 2,81-1 | 555,6(0,950) |
| ^{92}Sr | 2,71 ч | 2,60 | 2,28 | 1,37 | 6,36-1 | 1,37-1 | 241,5(0,0227); 430,6(0,0333); 1384(0,900) |
| $^{97\text{m}}\text{Nb}$ | 60 с | 4,62-1 | 4,52-1 | 4,17-1 | 3,69-1 | 2,89-1 | 743,4(0,979) |
| ^{97}Nb | 72 м | 2,06-1 | 2,73-1 | 3,90-1 | 3,96-1 | 3,20-1 | 657,9(0,983) |
| ^{99}Mo | 66 ч | 1,28-1 | 1,28-1 | 1,25-1 | 1,21-1 | 1,14-1 | 140,5(0,0495); 181,1(0,0606); 739,5(0,122) |
| ^{105}Ru | 4,44 ч | 2,34 | 2,27 | 1,67 | 1,04 | 4,09-1 | 469,4(0,175); 676,4(0,167); 724,5(0,490) |
| ^{105}Rh | 35,36 ч | 2,33 | 2,28 | 1,67 | 1,05 | 4,10-1 | 318,9(0,192) |
| ^{129}Sb | 4,32 ч | 2,57-1 | 2,37-1 | 1,72-1 | 1,07-1 | 4,08-2 | 544,7(0,180); 812,8(0,434); 914,6(0,202); 1030(0,127) |
| ^{132}Te | 78,2 ч | 7,37-2 | 7,34-2 | 7,21-2 | 7,02-2 | 6,65-2 | 228,2(0,882) |
| ^{131}I | 8,04 сут | 4,88-3 | 9,70-3 | 1,68-2 | 1,75-2 | 1,71-2 | 364,5(0,812); 637,0(0,0727) |
| ^{133}I | 20,8 ч | 2,61-1 | 3,47-1 | 4,39-1 | 4,21-1 | 3,47-1 | 529,9(0,863); 510,5(0,0181) |
| ^{134}I | 52,6 м | 4,78 | 5,09 | 2,24 | 3,07-1 | 3,23-3 | 847,0(0,954); 884,1(0,653); 1073(0,153) |
| ^{135}I | 6,61 ч | 1,23 | 1,17 | 9,53-1 | 6,99-1 | 3,76-1 | 1132(0,251); 1260(0,286) |
| ^{135}Xe | 9,09 ч | 8,00-2 | 1,24-1 | 2,56-1 | 3,71-1 | 4,23-1 | 249,8(0,901) |
| ^{140}La | 92,5 м | 3,93 | 3,52 | 1,47 | 3,82-1 | 2,58-2 | 641,2(0,525); 894,8(0,094) |
| ^{140}Nd | 10,98сут | 1,13-2 | 1,13-2 | 1,13-2 | 1,12-2 | 1,10-2 | 91,11(0,279); 531,0(0,131) |
| ^{151}Pm | 28,4 ч | 1,79-2 | 1,90-2 | 1,83-2 | 1,70-2 | 1,46-2 | 340,1(0,224); 275,2(0,066) |

Обозначения: сут - сутки; ч — час; м — минута, с — секунда.

Число в записи 1,13-2 следует читать как $1,13 \times 10^{-2}$.

3 ИЗГОТОВЛЕНИЕ И КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ

3.1 Подбор содержания элементов в образцах и погрешности $F_i, f_{\text{оп}}, N_f$

Как описано в разделе 1, изотопный состав УКД был подобран на основе анализа физических характеристик изотопов и предварительных экспериментов, в которых опробовались активируемые изотопы ^{23}Na , ^{75}As , ^{115}In , ^{175}Lu , ^{176}Lu и другие [1].

Образцы детекторов изготавливались с учетом условий, которые должны были обеспечить проведение измерений на ядерных установках РНЦ КИ, а именно:

- плотность потока нейтронов более $(1,0 - 10) \times 10^7 \text{ н см}^{-2} \text{ с}$ при флюенсе до $1,0 \times 10^{11} \text{ н см}^{-2}$;
- приемлемая точность измерения параметров спектров;
- равномерная активация изотопов;
- самоэкранирование не более $(1-2)\%$;
- образцы УКД должны содержать 50-150 мг активируемой смеси УКД;
- топливо (по ^{235}U) должно содержать 2-10 мг на образец;
- образцы должны обеспечить равномерный набор статистики по отдельным изотопам;
- образцы должны удовлетворять условиям размещения на работающей установке;
- образцы должны иметь достаточное время активности при транспортировке и обсчете;
- образцы должны обеспечить особенности обсчета активности на используемом гамма-спектрометре.

Расшифровка состава для одного из образцов детектора приведена в таблице 3.

Таблица 3- Пример состава детектора

| п.п. | Изотоп | Химическое вещество | Масса, мг | Содержание, % | Масса элемента, мг | Кол-во ядер на мг, $\times 10^{-18}$ |
|------|-------------------|---|-----------|---------------|--------------------|--------------------------------------|
| 1 | ^{82}Br | KBr | 80 | 49,3 | 47,500 | 3,717 |
| 2 | ^{56}Mn | Mn_2O_3 | 2,3 | 28,6 | 1,467 | 1,096 |
| 3 | ^{165}Dy | $\text{Dy}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ | 4,8 | 28,1 | 3,005 | 1,045 |
| 4 | ^{187}W | Металл | 20,7 | 100 | 20,750 | 0,937 |
| 5 | ^{196}Au | Металл | 2,5 | 100 | 2,493 | 3,058 |

Наиболее важным фактором, обеспечивающим точность измерений, является P_j - масса элемента в образце (или масса смеси УКД). Необходимая масса элемента в УКД оценивается исходя из желаемой величины и точности активности и точности всего измерения. Оценка для P_j выводится из принятых для измерения величин A_j и U_j . Они определяются из условий проведения обсчета детектора с учетом возможных значений F_i , $f_{\text{сп}}$, U_j и N_j :

$$A_j = A_j^0 T_m n_j^0 P_j \quad (18)$$

$$U_j = U_j^0 n_j^0 P_j \quad (19)$$

Оцененные значения скоростей реакции сравниваются со значениями, принятыми для данного скоростью реакции U_j , определяемой заданием на эксперимент:

$$U_j = \sum_{p=1}^{NP} N_{p,j} \exp(-\lambda_j t_{\text{cool}}) / (T_{\text{count}} \varepsilon I_r P_j n_j C_j) \quad (20)$$

$$\text{Отсюда } P_j = \sum_{p=1}^{NP} N_{p,j} \exp(-\lambda_j t_{\text{cool}}) / (n_j T_{\text{count}} \varepsilon I_r C_j U_j^0) \quad (21)$$

Задавая $N_{p,j}$ можно определить нужное значение P_j . Следует отметить, что использовать рекомендуемый выражением (23) элемент в УКД, не всегда удастся из-за технических трудностей, когда масса элемента в образце слишком большая и его

невозможно разместить в точках измерения.

С другой стороны ошибка измеряемого значения U_j определяется погрешностью N_j - величиной δN_j . Погрешность δN_j задается как $\delta N_j = k\sqrt{N_j}$, где k - параметр, задаваемый видом γ -спектра (значение k лежит в пределах от 1 до 3).

Ошибка δU_j определяется как:

$$\delta U_j = \delta N_j \exp(-\lambda_j t_{\text{Cool}}) / (T_{\text{Count}} \varepsilon I_r P_j C_j) \quad (22)$$

Используя (15), (16), (17), получаем для относительных ошибок f_{epi} и F_j :

$$\delta f_{\text{epi}} / f_{\text{epi}} = \sqrt{(\delta U_{Dy})^2 + (\xi_j \delta U_j)^2} / (U_{Dy} - \xi_j U_j) \quad (23)$$

$$\delta F_j / F_j = \sqrt{(\delta U_{Dy})^2 + (n I_{Cd} / \delta f_{\text{epi}})^2} / U_{Dy} \quad (24)$$

Для определения скоростей деления N_{Fix} используются три ядра-продукта. Полученные для них данные усредняются для получения значения $s \times N_{\text{Fix}}$. Если ошибки отдельных значений N_j одинаковы, то ошибка $\delta N_j = s \times N_{\text{Fix}} / \sqrt{3}$.

Типичные ошибки A_j^0 лежат в пределах (2+4)% (для ^{55}Mn , ^{164}Dy , ^{197}Au) и (6+8)% (для ^{81}Br , ^{186}W).

Ошибки величин F_j лежат в пределах (3+6)%, а величин f_{epi} - в пределах (6+12)%.

Средние ошибки величин N_{Fix} - (4+6)%.

3.2 Изготовление УКД

УКД изготавливались из гомогенной смеси химических соединений, содержащих активизируемые элементы. Использованные для приготовления смеси химические соединения и массовые содержания элементов, а так же пример характеристик изготовленных и испытанных образцов УКД приведен в Таблице 4. Были изготовлены различные УКД.

3.2.1 Плоские детекторы на фольге

Они изготавливались нанесением слоя гомогенной смеси химических материалов на Al-фольгу, Nb-фольгу или скотч и закреплялись на ней интролаком, клеем ПВА или клеем БФ. Для получения равномерного слоя использовался разбавитель - этиленгликоль.

Важным условием при изготовлении образцов УКД являлось соблюдение масс активизируемых элементов во всей массе смеси. Взвешивание исходных химических соединений проводилось с точностью 0,1 мг. Гомогенизация смеси обеспечивалась ее тщательным перемешиванием. Для растирания исходных реагентов и предварительного смешивания использовалась агатовая ступка. При гомогенизации использовался метод квартования.

Предварительной химической обработке подвергалось только золото. Эта обработка включала растворение металлического золота в «царской водке», многократное упаривание раствора с промежуточным добавлением дистиллированной воды, нейтрализацию, путем перемешивания с окислами диспрозия и марганца, и сушку.

Таблица 4 - Содержания активируемых элементов в мг в образцах УКД

| Актив-ный элемент | Химические соединения | Тип образцов УКД | | | | | |
|---------------------------------------|--|------------------|------------|------------|-------|------------|------------|
| | | УКД-2 | УКД-21 | УКД-МИН | УКД-3 | УКДК-1 | УКДК-2 |
| Br | BaBr ₂ , KBr | 16 | 13,9 | | 7-10 | 11,5 | 50 |
| W | Мет. порошок (NH ₄) ₂ WO ₄ | 13,3 | 11,5 | 9,2 | 5-8 | 12,0 | 34 |
| Mn | Mn ₂ O ₃ | 1,1 | 0,9 | | 3-6 | 2,8 | 2,3 |
| Dy | Dy ₂ O ₃ *H ₂ O | 2,3 | 2,0 | 2,25 | 3-5 | 2,3 | 4,8 |
| Au | Фольга или Мет. порошок | 5,5 | 4,9 | | 4-8 | 2,0 | 3,9 |
| In | Мет. фольга | 1,7 | | | | | |
| Lu | Lu ₂ O ₃ | 40 | | | | | |
| Использование | | ВВЭР | ВВЭР | ВВЭР | ВВЭР | ВВЭР | "АСТРА" |
| Толщина подложки, мг см ⁻² | | А1-ф. 0,03 | Нб-ф. 0,02 | А1-ф. 0,03 | Скотч | А1-ф. 0,03 | А1-ф. 0,05 |
| Калибровка содержания | | Ф-1 | | Ф-1 | Ф-1 | Ф-1 | Ф-1 |
| Герметичность к воде | | + | + | + | + | + | |

Средние значения массы гомогенной смеси в детекторах составляли 200 мг и 150 мг. При изготовлении УКД в качестве подложки использовалась алюминиевая фольга с размерами 70x25 мм и толщиной 0,05 мм. На нее наносилось заданное количество гомогенной смеси с добавлением 3-х капель этиленгликоля и 2-х капель клея ПВА. Смесь перемешивалась и равномерно размазывалась в центральной части подложки на площади 50x10 мм, а затем подложка со смесью высушивалась. Края подложки загибались внутрь, полностью закрывая слой смеси, так что окончательный размер образца УКД составлял 5x50 мм, а толщина его по смеси была 44 или 30 мг/см², (для различных партий), что обеспечивало приемлемое самоэкранирование для отдельных изотопов.

Все УКД, используемые на ВВЭР были герметичны по отношению к воде, в УКД-2, УКД-21, УКД-3 Au и In использовались в виде тонкой фольги. Содержания W и Br существенно повышены для измерений на критической сборке "Астра", поскольку в этом случае относительная доля эпитепловых нейтронов в десятки раз ниже, чем в случае сборки ВВЭР.

3.2.2 Титановые детекторы

Эти образцы изготавливались из стандартной смеси химических материалов, уточненный состав которой приводится в таблице 5.

Таблица 5- Относительное содержание элементов в смеси
1мг элемента/100мг смеси

| Элемент | Dy | Mn | Au | W | Br |
|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| P _j | 3,226 | 1,524 | 2,639 | 22,75 | 52,88 |

Для образцов были изготовлены цилиндрические титановые контейнеры из фольги толщиной 0,1 мм, общая длина образца около 25 мм (емкость для смеси – 17 мм), диаметр 2 мм. Контейнеры сварные, что обеспечивает их герметичность. Контейнеры заполнялись смесью из расчета 100 мг, которая дополнительно уплотнялась. Предварительное количество смеси в образце определялось взвешиванием контейнера до и после заполнения. После окончания изготовления образцов они проходили калибровку на реакторе Ф-1.

3.3 Изготовление образцов ^{235}U

В таблице 5 приведены энергии и квантовые выходы γ -квантов, испускаемых ядрами ^{235}U и ^{238}U . Для ^{235}U взяты наиболее интенсивные γ -кванты. Следует отметить, что гамма-кванты, испускаемые при α -распаде ^{235}U , могут быть эффективно использованы для определения его количества.

Таблица 5 Характеристики γ -квантов, испускаемых при α -распаде ядер ^{235}U и ^{238}U

| $^{235}\text{U} (\lambda = 3,128 \times 10^{-17} \text{ c}^{-1})$ | | $^{238}\text{U} (\lambda = 4,919 \times 10^{-18} \text{ c}^{-1})$ | |
|---|------------|---|------------|
| $E_\gamma, \text{кэВ}$ | I_γ | $E_\gamma, \text{кэВ}$ | I_γ |
| 143,8 | 0,105 | 49,5 | 0,000697 |
| 163,3 | 0,047 | - | - |
| 185,7 | 0,540 | - | - |
| 205,3 | 0,047 | - | - |

Для изготовления этих образцов использовалась двуокись урана UO_2 , обогащенная по ^{235}U . Содержания изотопов урана в использованном материале были следующими: ^{234}U - 1,08%, ^{235}U - 95,92%, ^{236}U - 0,25%, ^{238}U - 2,75%.

Крупинки UO_2 растворялись в концентрированной азотной кислоте. Затем раствор четыре раза упаривался до влажных солей с промежуточным растворением в дистиллированной воде. Последнее упаривание велось до получения сухих солей, которые затем растворялись в определенном количестве дистиллированной воды и затем раствор переносился во взвешенную пробирку. Для отбора определенного количества раствора использовались калиброванные микропипетки. Остаток раствора в пробирке определялся взвешиванием.

Дальнейшая процедура изготовления образцов урана была аналогична процедуре изготовления образцов УКД и «стандартов» (п. 3.4). Отличие состояло только в том, что вместо сухой смеси на алюминиевую подложку размерами 20x40 мм наносилось известное количество раствора солей урана, который упаривался досуха. Потом в него добавлялись капли этиленгликоля и клея ПВА. Окончательный размер образцов составлял 30x5 мм при толщине образца 1,9 мг см⁻² или 3,5 мг см⁻² по ^{235}U .

3.4 Образцы - «стандарты»

Образцы - «стандарты» предназначались для калибровки весов элементов в образцах УКД и урана. Образцы - «стандарты» изготавливались таким же образом, как и образцы УКД, но вместо гомогенной смеси химических материалов они заполнялись измельченным однородным химическим соединением, содержащим только один активируемый элемент (Dy, Mn, Au, W, Vg или U). Изготовление и взвешивание производилось с повышенной тщательностью. Использование большей массы одной химической компоненты повышает точность определения массы активируемого элемента. Массы элементов в образцах - «стандартах» приведены в таблице 7.

Таблица 7 Массы элементов в образцах - «стандартах», мг

| Элемент | Номер образца | | | |
|---------|---------------|-------|-------|-------------------------|
| | 6 | 7 | 9 | Среднее |
| Dy | 4,93 | 4,83 | 4,94 | 4,90(2,5) ^{*)} |
| Mn | 2,29 | 2,23 | 2,42 | 2,31(3,0) |
| Au | 3,96 | 3,95 | 4,01 | 3,97(2,0) |
| W | 34,07 | 32,78 | 35,02 | 33,96(3,0) |
| Bг | 80,92 | 79,73 | 80,23 | 80,46(3,5) |

*) в скобках указывается значение погрешности в %.

3.5 Калибровки содержания элементов в образцах, проведенные на реакторе Ф-1

При приготовлении образцов исходным материалом является тщательно приготовленная и перемешанная гомогенная смесь исходных компонент. От ее однородности зависят относительные количества компонент в образце УКД. Точная вес масса в образце при изготовлении определяется с некоторой погрешностью, обусловленной неоднородностью химической смеси, малыми количествами материалов и его потерями при формировании образца. Эти причины приводят к необходимости нейтронной калибровки содержания элементов в активируемых образцах. Использование нейтронной калибровки полезно также поскольку используется одна и та же методика и аппаратура для измерений активностей как калибруемых образцов, так и «стандартов». По данным калибровки образцов средняя величина отклонения составляет 1.8%.

Масса j -го элемента в образце находится сравнением его активности A_j , с активностью этого же элемента массой $P_{j,s}$ в «стандарте» $A_{j,s}$.

Калиброванная масса j -го элемента в образце принимался равной $P_j = \frac{A_j}{A_{j,s}} P_{j,s}$

Абсолютное значение ошибки количества j -го элемента в образце δP_j определяется как $\delta P_j = \sqrt{(\delta A_j)^2 + (\delta A_{j,s})^2 + (\delta P_{j,s})^2}$.

Относительная ошибка количеств j -го элемента в образцах определяется преимущественно A_j и ее вклад мал.

Калибровка массы ^{235}U в урановых образцах производилась с одновременной активацией в однородном нейтронном поле всех урановых образцов совместно со «стандартами» и регистрацией их осколочной активности.

Кроме калибровки массы ^{235}U в образце путем нейтронной активации возможен способ, состоящий в использовании естественной γ -активности ^{235}U , наведенной в потоке нейтронов с известной плотностью. Количества ^{235}U весом 10-15 мг определяются с точностью (1,5±2)%. Минимальное определяемое количество ^{235}U составляет (0,1±0,15) мг при точности ~10%. Нами был проведен ряд измерений с определением содержания ^{235}U описываемым методом. Полученные результаты согласуются с данными, получаемыми методом нейтронной активации.

Следует учитывать, особенно при исследовании образцов топлива, содержащего 96% ^{238}U и 4% ^{235}U , эффекты самоэкранирования, которые наступают при толщинах урана $>0,2 \text{ г см}^{-2}$. Определение содержания ^{235}U по его собственной γ -активности удобно проводить при количествах $^{235}\text{U} > 0,5 \text{ мг}$ и толщинах урана меньше $0,2 \text{ г см}^{-2}$. Использование образцов урана большей толщины потребует корректировки на эффекты самоэкранирования. Она может быть проведена, например, использованием выражения,

определяющего коэффициент ослабления (за счет самоэкранирования), в следующем виде: $K = (1 - \exp(-\mu\chi)) / \exp(-\mu\chi)$, где μ - характеризует поглощение гамма-квантов материалом образца, $\text{см}^2 \text{г}^{-1}$, а χ - толщина урана, г см^{-2} .

На реакторе Ф-1 было прокалбровано до 100 УКД и образцов топлива. Часть из них, имеющих достоверно определенное содержание элементов, включена в банк образцов, предназначенных для дальнейшего использования.

4 ПОЛУЧЕНИЕ И ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

4.1 Аппаратура для измерения спектров гамма-квантов

Основу измерительной аппаратуры, применяющейся для исследования наведенной гамма-активности образцов, составляет гамма-спектрометр на основе сверхчистого германия фирмы "ОРТЭК". Эффективность германиевого кристалла у используемого спектрометра равна 25%. Разрешение при энергии 1,2 МэВ составляет 1,8 кэВ. Схема работы спектрометра такова, что импульсы от детектора, после прохождения кодировщика на 8000 каналов, поступают на вход системы S-100, встроенной в персональный компьютер, где производится первичная обработка экспериментальной информации - обсчет площадей гамма-пигов для резонансов изотопов, включенных в состав детектора.

Обычно образцы помещаются на расстоянии 25 мм от детектора или на другом расстоянии в зависимости от наведенной активности. Время измерения одного образца составляет 10-15 минут. Измерения гамма-спектров в условиях проведения эксперимента в РНЦ КИ начиналось через (1+3) часа после окончания облучения.

Зависимость эффективности регистрации гамма-квантов от их энергии определялась при измерении большого числа специальных гамма-источников (^{110}Ag , ^{152}Eu и др.). Абсолютная эффективность регистрации тарируется с помощью образцовых спектрометрических гамма-источников (ОСГИ).

В Таблице 8 приведены энергии и интенсивности гамма-квантов, испускаемых активированными изотопами УКД и использованные при оценках скоростей реакций.

В условиях РНЦ КИ существующая аппаратура обеспечивает возможность проведения измерений до 20-ти активированных образцов УКД или топлива в течение одной рабочей смены.

Таблица 8 - Энергии и интенсивности гамма-квантов, испускаемых изотопами

| Изотоп | Энергия, кэВ | Интенсивность, % |
|-------------------|-------------------------------|---|
| ^{23}Mn | 846,8 1810,7 | 98,9(3) 27,2(8) |
| ^{81}Br | 554,3 619,1 776,5 827,8 1944 | 70,8(10) 43,4(6) 83,5(12) 24,0(4) 27,2(4) |
| ^{165}Dy | 94,7 279,8 361,7 633,4 715,3 | 3,6(4) 50(6) 0,84(9) 0,57(6) 0,53(6) |
| ^{187}W | 134,2 479,4 685,8 551,5 772,9 | 21,8(3) 27,3(10) 5,08(17) 4,12(14) |
| ^{198}Au | 411,8 | 95,58(2) |

4.2 Обработка результатов измерений

Результатом измерений активности на гамма-спектрометре и исходными экспериментальными данными для последующей обработки является набор отсчетов для гамма-пигов и погрешностей их измерения для всех изотопов, входящих в состав УКД. Обработка данных от площадей пигов до вычисления

U_j^0 по формулам (14 -15) для формирования уравнений (12) каждого УКД проводится в настоящее время с использованием вычислительной программы ASTRA [15].

Для решения системы уравнений (12) с неизвестными F_i и $f_{срi}$ в качестве исходных данных использовались значения, приведенные в таблице 9.

Таблица 9 – Значения параметров для расчета F_i и $f_{срi}$

| Изотоп | ^{55}Mn | ^{64}Du | ^{81}Br | ^{186}W | ^{197}Au |
|---------------------------------|--|------------------------|------------------------|-----------------------|------------------------|
| $n_j \sigma(293)_j$ | $1,096 \times 10^{-7}$ | $1,045 \times 10^{-6}$ | $3,717 \times 10^{-6}$ | $9,37 \times 10^{-5}$ | $3,058 \times 10^{-6}$ |
| $n_j \sigma_{\text{эф.}j}(T_n)$ | $n_j \sigma_{\text{эф.}j}(T_n) = n_j f(\sigma(293)_j)$ | | | | |
| $I_{с.д.}j(0,4)$ | 14,0 | 341,0 | 50,0 | 485,0 | 1550,0 |
| Moda(E(U _j))[%] | 3 | 4 | 8 | 7 | 3 |

В таблице 9 величина Moda(E(U_j))[%] – наиболее часто встречающаяся относительная погрешность определения скоростей реакций.

В рассматриваемой методике, полученная для каждого УКД система уравнений (12), может решаться одним из нижеперечисленных методов.

4.2.1 Решение системы уравнений с использованием величины ξ_j

Для определения $\sigma_{\text{эф.}j}(T_n)$ нужно знать температуру нейтронного газа T_n , априорные сведения о которой в наших экспериментах получались от персонала установок. Эффективное сечение активации в тепловой области спектра, соответствующее эффективной температуре T_n , вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{эф.}j}(T_n) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{293,6}{T_n}} \sigma_{\text{акт.}j}(0,0253)$$

Для определения T_n вводятся величины: $\xi_j = U_{i,Dy} / U_{i,j} = n_{Dy} \sigma_{\text{эф.}Dy} / (n_j \sigma_{\text{эф.}j})$. (25)

Характерной особенностью величин ξ_j является слабая зависимость от температуры T_n в силу того, что все сечения активируемых изотопов в тепловой области меняются почти одинаково $\sigma_{\sigma} \approx 1/E$. Для ^{164}Du эта зависимость сохраняется до 0,15 эВ. Выше 0,15 эВ сечение для ^{164}Du слабо отклоняется от зависимости $1/E$. Это отклонение может быть учтено.

Для нахождения значения величины ξ_j можно использовать табличные значения $\sigma_{\sigma}(0,0253 \text{ эВ})$. В этом случае ξ_j определяется для каждого детектора как его стабильная характеристика. Пример использованных в работе значений ξ_j с указанием в круглых скобках погрешностей (в %) приведен в таблице 10.

Значение величины ξ_j также может быть определено и в эксперименте с Cd-фильтром.

Таблица 10 – Экспериментальные значения параметра ξ_j для расчета F_i и $f_{срi}$

| Активируемый изотоп | ^{55}Mn | ^{197}Au | ^{186}W | ^{81}Br |
|---------------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|
| ξ_j | 19,5(2) | 7,60(2,5) | 65,1(3) | 259(3,8) |

Определение $f_{\text{срj}}$ проводится решением системы уравнений для трех пар изотопов: Dy-Au, Dy-W и Dy-Br.

Для каждой пары детекторов мы имеем

$$U_{\text{Total, Dy}} = U_{i, \text{Dy}} + U_{\text{срj, Dy}} = U_{i, \text{Dy}} + (nI_{\text{сд}})_{\text{Dy}} f_{\text{срj, j}} \quad (26)$$

$$U_{\text{Total, j}} = U_{i, j} + U_{\text{срj, j}} = U_{i, \text{Dy}} / \xi_j + (nI_{\text{сд}})_j f_{\text{срj, j}} \quad (27)$$

После простых алгебраических преобразований для каждого j-го изотопа получаем выражение для $f_{\text{срj, j}}$:

$$f_{\text{срj, j}} = (U_{\text{Dy}} - U_j) / [(nI_{\text{сд}})_{\text{Dy}} - (nI_{\text{сд}})_j] \quad (28)$$

Значения $f_{\text{срj, j}}$ должны быть одинаковыми при соблюдении закономерности $1/E$ и идентичности условий, при которых решаются пары уравнений $U_{\text{Dy}} - U_j$. Поскольку оба эти условия соблюдаются неточно, то значения $f_{\text{срj, j}}$ могут отличаться для разных частей спектра. Отличия могут составлять ~20% и более. Природа этих отклонений требует специального изучения. В качестве итогового значения используется $f_{\text{срj}}$.

Для изотопов Dy и Mn при получении величин $F_{i, j}$ используются уравнения (26) и (27), записанные в следующей форме

$$F_{i, \text{Dy}} = (U_{\text{Dy}} - (nI_{\text{сд}})_{\text{Dy}} f_{\text{срj, Dy}}) / (n_{\text{Dy}} \sigma_{\text{эф, Dy}}) \quad (29)$$

$$F_{i, \text{Mn}} = (U_{\text{Mn}} - (nI_{\text{сд}})_{\text{Mn}} f_{\text{срj, Mn}}) / (n_{\text{Mn}} \sigma_{\text{эф, Mn}}) \quad (30)$$

Отличие величин $F_{i, \text{Dy}}$ и $F_{i, \text{Mn}}$ невелико и используется их средняя величина $\bar{F}_{i, j}$.

4.2.2 Решение системы уравнений методом линейной двухфакторной регрессии

Система уравнений (11) решается методом линейной двухфакторной регрессии без свободного члена в программе MNKUKD. Метод решения подробно описан в [15].

Результатами расчетов являются:

- параметры F_i , $f_{\text{срj}}$ и значение параметра жесткости спектра $z = F_i / f_{\text{срj}}$;
- значение энергии сшивки теплового и эпитеплового спектров $E_{\text{сшивки}}$;
- спектральные индексы U_j / U_k ($j, k = 1, \dots, 5; j \neq k$).

Для проверки адекватности модели регрессии приняты следующие критерии качества:

- коэффициент множественной корреляции $-R^2 [1,0; 0,95]$;
- параметр Фишера, $F > 1,0 \times 10^4$;
- мощность теста, $p < 1,0 \times 10^{-5}$.

Погрешности всех расчетных величин $\Delta < 5,0\%$.

Следует отметить, что результатами экспериментальных данных, полученных на 3-х ЯУ РНЦ КИ, подтверждается согласие расчетных методов 4.2.1 и 4.2.2 (см. таблицу 11).

Сопоставление этих методов расчета и некоторые результаты обработки величин $F_i / f_{\text{срj}}$, $E_{\text{сшивки}}$ и Δ показали, что для F_i отклонения имеют значения $< 1\%$, а для $f_{\text{срj}} < 10\%$ в областях устойчивых измерений этой величины.

4.2.3 Решение системы уравнений в предположении $f_{\text{срj, Dy}} = 0$

В случае решения системы уравнений в предположении $f_{\text{срj, Dy}} = 0$ имеем:

$$F_i = U_{\text{Dy}} / \sigma_{\text{Dy}}; \quad f_{\text{срj, j}} = (U_j - F_i \sigma_j) / I_j; \quad \xi_j = U_{\text{Dy}} / U_j \quad (31)$$

Из остальных уравнений системы (12) метод позволяет получать для каждого изотопа оценки значений F_i , $f_{\text{срj, j}}$, $z_j = F_{i, \text{Dy}} / f_{\text{срj, j}}$ и ξ_j , а также средние величины $f_{\text{срj}}$ и $\bar{F}_i / f_{\text{срj}}$.

4.2.4. Решение пар уравнений

При решении пар уравнений система (12) распадается на 10 пар уравнений.

Например, для Ду таких пар четыре

$$U_{Dy} = U_{i,Dy} + U_{epi,Dy} = F_i \sigma_{Dy} + n_{Dy} I_{Ca,Dy} f_{epi} \quad (32)$$

$$U_j = U_{i,j} + U_{epi,j} = F_i \sigma_j + n_j I_{Ca,j} f_{epi} \quad (33)$$

Следует отметить, что в общем случае может давать разные решения для F_i и f_{epi} . Вообще говоря, с позиций теории это может быть верно, так как каждая пара определяет «свои» значения F_i и f_{epi} в «своей» части спектра, однако при параметрическом представлении величины F_i и f_{epi} имеют постоянные значения. В этом случае полученные для разных пар значения можно усреднять.

Пример вычисления параметров спектров разными методами для разных установок в разных условиях приведен в таблице 9.

Из анализа результатов, представленных в таблице 9, видно, что

- подтверждается хорошее согласие результатов, полученных для F_i , методами 4.2.1, 4.2.2 и 4.2.4 и менее очевидное для f_{epi} , и худшее с результатами метода 4.2.3, кроме некоторых результатов для Mn и Au;
- в некоторых случаях наблюдаются значительные отличия f_{epi} , для различных элементов и изотопов, что возможно связано с отличающейся локализацией пиков в эпителловой области энергии;
- методы 4.2.3 и 4.2.4 приводят к неудовлетворительным результатам для очень мягких спектров при $F_i/f_{epi} \geq 30$ и поэтому их можно считать практически неприменимыми;
- метод 4.2.3, как правило, дает заниженные значения f_{epi} для изотопов, если они имеют заметный вклад эпителловой части в U_j ;
- несколько непредсказуемо ведут себя некоторые значения F_i и f_{epi} для Mn и Вг.

Таблица 11. Результаты экспериментов.

| Место | Установка | | | | | | | |
|----------------------------|---------------------|--------------------|---------------------|--------------------|--------------------|---------------------|--------------------|--------------------|
| | Ф-1 | | | | АСТРА | | Типа ВВЭР | |
| | Мощность, кВт | | | | | | | |
| | 6,0 | 24,0 | | | А3 | Отр. | А3 | Отр. |
| T_n | 289 | 363 | 293 | 363 | 420 | 308.4 | 680 | 400 |
| Метод 4.2.1 | | | | | | | | |
| F_i | $3,20 \times 10^6$ | $1,21 \times 10^9$ | $1,31 \times 10^7$ | $5,13 \times 10^9$ | $1,41 \times 10^8$ | $9,85 \times 10^7$ | $2,25 \times 10^7$ | $2,38 \times 10^8$ |
| $f_{сп}$ | $2,0 \times 10^4$ | $5,11 \times 10^7$ | $2,04 \times 10^4$ | $2,41 \times 10^8$ | $9,40 \times 10^6$ | $3,35 \times 10^5$ | $4,97 \times 10^6$ | $1,67 \times 10^7$ |
| z | 160 | 237 | 655 | 213 | 15,0 | 294 | 4,53 | 14,3 |
| Метод 4.2.2 | | | | | | | | |
| F_i | $3,17 \times 10^6$ | $1,07 \times 10^9$ | $1,36 \times 10^7$ | $4,35 \times 10^9$ | $1,54 \times 10^8$ | $9,87 \times 10^7$ | $2,49 \times 10^7$ | $2,22 \times 10^8$ |
| $f_{сп}$ | $-6,45 \times 10^3$ | $6,11 \times 10^7$ | $3,84 \times 10^4$ | $2,72 \times 10^8$ | $1,18 \times 10^7$ | $1,56 \times 10^6$ | $5,43 \times 10^6$ | $2,40 \times 10^7$ |
| z | -491 | 17,5 | 353 | 16,0 | 13,1 | 63,4 | 4,58 | 9,22 |
| Метод 4.2.3 | | | | | | | | |
| $F_i(Dy)$ | $3,17 \times 10^6$ | $1,08 \times 10^9$ | $1,36 \times 10^7$ | $3,17 \times 10^9$ | $1,56 \times 10^8$ | $9,90 \times 10^7$ | $2,62 \times 10^7$ | $2,26 \times 10^8$ |
| $f_{сп}(Mn)$ | $-5,55 \times 10^5$ | $1,10 \times 10^8$ | $-2,47 \times 10^5$ | $4,67 \times 10^8$ | $1,17 \times 10^7$ | $-3,04 \times 10^6$ | $6,83 \times 10^5$ | $4,80 \times 10^7$ |
| $z(Mn)$ | -5,76 | 9,75 | -50,48 | 9,40 | 13,3 | -32,5 | 38,3 | 4,70 |
| $f_{сп}(Au)$ | $-2,22 \times 10^4$ | $6,06 \times 10^7$ | $3,93 \times 10^4$ | $2,70 \times 10^8$ | $1,17 \times 10^7$ | $1,59 \times 10^6$ | $5,41 \times 10^6$ | $2,38 \times 10^7$ |
| $z(Au)$ | -143 | 17,8 | 345 | 16,3 | 13,3 | 63,5 | 4,86 | 9,47 |
| $f_{сп}(W)$ | $1,77 \times 10^6$ | $5,90 \times 10^7$ | $-4,16 \times 10^4$ | $2,73 \times 10^8$ | $1,02 \times 10^7$ | $7,42 \times 10^5$ | $3,37 \times 10^6$ | $2,14 \times 10^7$ |
| $z(W)$ | 1,79 | 18,2 | -326 | 16,1 | 15,3 | 133 | 7,76 | 10,5 |
| $f_{сп}(Br)$ | $-5,70 \times 10^4$ | $4,23 \times 10^7$ | $-1,64 \times 10^5$ | $1,88 \times 10^8$ | $7,25 \times 10^6$ | $-8,77 \times 10^5$ | $5,35 \times 10^6$ | $1,73 \times 10^7$ |
| $z(Br)$ | -55,6 | 25,4 | -82,9 | 23,1 | 21,5 | -112 | 4,90 | 13,1 |
| $f_{сп} - cp.$ | $5,65 \times 10^5$ | $5,40 \times 10^7$ | $-5,53 \times 10^4$ | $2,43 \times 10^8$ | $9,72 \times 10^6$ | $4,75 \times 10^6$ | $4,71 \times 10^6$ | $2,08 \times 10^7$ |
| $z - cp.$ | 5,61 | 22,4 | -275 | 20,2 | 16,1 | 20,8 | 5,56 | 10,8 |
| Метод 4.2.4 | | | | | | | | |
| $F_i(Mn)$ | $3,27 \times 10^6$ | $1,18 \times 10^9$ | $1,53 \times 10^7$ | $4,83 \times 10^9$ | $1,43 \times 10^8$ | $9,95 \times 10^7$ | $1,75 \times 10^7$ | $2,16 \times 10^8$ |
| $f_{сп}(Mn)$ | $-6,31 \times 10^5$ | $1,27 \times 10^8$ | $-2,85 \times 10^5$ | $5,36 \times 10^8$ | $1,34 \times 10^7$ | $-3,49 \times 10^6$ | $7,84 \times 10^5$ | $5,51 \times 10^7$ |
| $z(Mn)$ | -5,18 | 9,36 | -53,7 | 9,01 | 10,6 | -28,5 | 22,3 | 3,92 |
| $F_i(Au)$ | $3,17 \times 10^6$ | $1,20 \times 10^9$ | $1,52 \times 10^7$ | $4,88 \times 10^9$ | $1,43 \times 10^8$ | $9,87 \times 10^7$ | $1,68 \times 10^7$ | $2,22 \times 10^8$ |
| $f_{сп}(Au)$ | $-2,24 \times 10^4$ | $6,11 \times 10^7$ | $3,96 \times 10^4$ | $2,72 \times 10^8$ | $1,78 \times 10^7$ | $1,57 \times 10^6$ | $5,46 \times 10^6$ | $2,40 \times 10^7$ |
| $z(Au)$ | -142 | 19,6 | 383 | 17,9 | 12,1 | 62,8 | 3,07 | 9,21 |
| $F_i(W)$ | $2,90 \times 10^6$ | $1,20 \times 10^9$ | $1,52 \times 10^7$ | $4,87 \times 10^9$ | $1,43 \times 10^8$ | $9,88 \times 10^7$ | $1,71 \times 10^7$ | $2,22 \times 10^8$ |
| $f_{сп}(W)$ | $1,79 \times 10^5$ | $5,96 \times 10^7$ | $-4,20 \times 10^4$ | $2,76 \times 10^8$ | $1,03 \times 10^7$ | $7,51 \times 10^5$ | $3,41 \times 10^6$ | $2,07 \times 10^7$ |
| $z(W)$ | 1,62 | 20,1 | -362 | 17,7 | 13,9 | 132 | 5,04 | 10,7 |
| $F_i(Br)$ | $9,18 \times 10^5$ | $1,20 \times 10^9$ | $1,52 \times 10^7$ | $4,89 \times 10^9$ | $1,44 \times 10^8$ | $9,91 \times 10^7$ | $1,68 \times 10^7$ | $2,22 \times 10^8$ |
| $f_{сп}(Br)$ | $-5,74 \times 10^4$ | $4,26 \times 10^7$ | $-1,65 \times 10^5$ | $1,89 \times 10^8$ | $7,31 \times 10^6$ | $-8,84 \times 10^5$ | $5,39 \times 10^6$ | $1,74 \times 10^7$ |
| $z(Br)$ | -55,4 | 28,1 | -92,4 | 25,9 | 19,7 | -113 | 3,11 | 12,8 |
| $F_i - cp.$ | $3,13 \times 10^6$ | $1,19 \times 10^9$ | $1,52 \times 10^7$ | $4,87 \times 10^9$ | $1,43 \times 10^8$ | $9,90 \times 10^7$ | $1,70 \times 10^7$ | $2,21 \times 10^8$ |
| $f_{сп} - cp.$ | $2,70 \times 10^5$ | $7,25 \times 10^7$ | $-1,13 \times 10^5$ | $3,18 \times 10^8$ | $1,07 \times 10^7$ | $-5,13 \times 10^5$ | $3,76 \times 10^6$ | $2,93 \times 10^7$ |
| $z - cp(z)$ | -50,1 | $16,5 \times 10^7$ | -31,2 | 17,6 | 14,1 | 13,4 | 8,38 | 9,16 |
| $F_i - cp. / f_{сп} - cp.$ | 16,6 | 16,5 | -135 | 15,3 | 13,4 | -193 | 4,53 | 7,52 |

5. ИЗМЕРЕНИЯ, ПРОВЕДЕННЫЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ УКД

Облучения проводились в активных зонах разного состава и отражателях нескольких ядерных установок РНЦ КИ.

5.1 Измерения на реакторе Ф-1

Описанным выше методом было проведено большое количество облучений для отработки составов УКД, калибровки образцов и измерений F_i и f_{ep} в различных местах реактора Ф-1: горизонтальный канал (центр активной зоны), вертикальный канал (градуировочный канал, проходящий из отражателя в активную зону), тепловая колонна (удаленный отражатель).

При определении значений F_i и f_{ep} в качестве априорной использовалась температура T_n , определенная по данным ГНМЦ им. Менделеева (ВНИИФТРИ).

Некоторые данные приведены в таблице 9. Примеры типичных спектров приведены на рисунке 2.

Проводились измерения плотности потока быстрых нейтронов с энергией выше 3 МэВ. Использовались реакции (п,п'),(п,р) и (п,α) на ^{115}I , ^{64}Zn , ^{58}Ni и ^{27}Al .

Для одного из облучений было проведено расчетное моделирование по программе MSU [8]. Оценивались скорости реакций и плотности потоков нейтронов в области от 0,01 эВ до 200 эВ. Скорости реакций совпадали, в основном, в пределах 0,1 – 6%, а максимальные отклонения составляли 12 – 18%. Спектры плотности потоков нейтронов, полученные при моделировании и восстановленные по измеренным F_i и f_{ep} хорошо согласуются между собой.

5.2. Измерения на критических стендах типа ВВЭР

5.2.1 Измерения абсолютной плотностей потоков F_i и f_{ep}

На критических стендах, где активная зона формируется из твэлов типа ВВЭР ("П" и "Ск-физ") [14], были проведены облучения, перечисленные в Таблице 12.

Таблица 12. Облучения на критических стендах типа ВВЭР

| Критический -стенд | "П" | "П" | "П" | "П" | "П" | "Ск-физ" |
|--------------------|----------------|-------|-------|--------|-------|---------------|
| Место облучения. | А3 | А3 | А3 | А3 | А3 | А3 и отр. |
| Образцы УВД | УКД-1 УВД-2 | УВД-2 | УВД-2 | УКД-21 | УВД-3 | УВДК УВД-3 |
| Количествообразцов | 4 | 6 | 6 | 10 | 10 | 6 |

В целях отработки методики начальные облучения носили поисковый характер. Позже были проведены рабочие измерения, в которых использовалось от 4 до 10 УКД.

Во всех экспериментах время облучения $T_{irr} = 15$ минут T_{cool} , $T_{cool} = 1,5 - 4$ часа

Все УКД были герметичны по отношению к воде (замедлителю). Технические возможности позволяли приклеивать УКД к поверхности оболочек твэлов, представляющих собой циркониевые трубки диаметром 9,1 мм. Возможность такого крепления обеспечивалась за счет того, что толщина УКД не превышала 0,1-0,12 мм. УКД располагались в горизонтальном сечении активной зоны на половине высоты твэлов. Возможно, что закрепление УКД приводит к местным изменениям спектров нейтронов на границах твэл-детектор-замедлитель.

При нахождении величин F_i и f_{ep} априорная эффективная температура тепловых нейтронов принималась равной 630 К.

Первые эксперименты показали, что получаемые результаты соответствуют ожидаемым как по величинам, так и по характеру изменения F_i и f_{epi} . Величины F_i , получаемые с использованием Ду и Мп, совпадали друг с другом с точностью 3-10%. Величины f_{epi} , получаемы с использованием Au, W и Вг совпадали друг с другом с точностью 10-15%. При этом точности самих величин F_i и f_{epi} , получаемых для отдельного активируемого элемента, были более высокими.

В качестве итоговых результатов принимались их усредненные по активируемым изотопам значения F_i и f_{epi} .

Полученные результаты можно охарактеризовать следующим образом:

- абсолютные значения F_i и f_{epi} меняются в зависимости от состава, включая обогащение топлива, мощности активной зоны, а также от близости отражателя;
- средние значения $\overline{F_i}$ и $\overline{f_{epi}}$ возрастают от периферии к центру до 22% и до 43%, соответственно;
- значение отношения F_i / f_{epi} меняется от 3,4 до 20,5 в зависимости от обогащения и близости к отражателю;
- наблюдается асимметрия пространственного распределения потока по активной зоне.

5.2.2 Определение скоростей делений в образце ^{235}U

Рассматриваемая методика впервые было опробована в экспериментах на критическом стенде «П». Результаты экспериментов продемонстрировали работоспособность методики. Были получены первые результаты по восстановлению спектра. Дальнейшие исследования с применением УКД по измерению скоростей были продолжены на критическом стенде "Астра".

5.2.3 Измерение плотностей потоков быстрых нейтронов

Измерения были проведены с использованием активации образцов Ni и In (3,0 и 2,5 г). Активация быстрыми нейтронами в этом случае осуществлялась за счет ядерных реакций на ^{58}Ni , ^{58}Co , ^{115}In и ^{115}In . Эффекты, соответствующие этим реакциям, на гамма-спектрометре отделялись от эффектов активации по реакциям $^{64}\text{Ni}(n,\gamma)$, $^{65}\text{Ni}(n,\gamma)$, $^{115}\text{In}(n,\gamma)$, $^{115}\text{In}(n,\gamma)$. Несколько проведенных измерений показали, что плотности потоков быстрых нейтронов составляют $F_i = 3 \times 10^7$ и $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $f_{epi} = 0,2 \times 10^7$ и $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

5.2.4 Измерение в замедлителе между твэлами

Специально для проведения измерений между твэлами были изготовлены особо компактные УКД-МИН, содержащие только Ду и W в количестве 2,5 мг и 9,2 мг, соответственно. УКД-МИН имели размеры 6,25*50 мм и были откалиброваны на реакторе Ф-1. Всего было изготовлено два таких "сэндвича". Каждый состоял из 4-х УКД-МИН и 3-х флексигласовых пластинок толщиной 1 мм, которые помещались между двумя твэлами в разных местах активной зоны.

Распределение полученных значений F_i и f_{epi} менялись на 20-35%.

5.3 Измерения на критической сборке "Астра"

5.3.1. Распределение плотностей потоков

Для этих измерений были изготовлены и откалиброваны 50 образцов со специально подготовленной химической смесью и 20 образцов ^{235}U .

Детекторы размещались в экспериментальных каналах критического стенда, расположенных в активной зоне и отражателях. Распределения плотностей потоков (F_i и f_{epi}) были измерены по два раза в двух вариантах расположения активируемых

образцов по критической сборке.

В первом варианте измерение распределения по высоте проводилось в экспериментальном канале ЭК-3, а распределение по радиусу проводилось размещением активируемых образцов в остальных каналах на высоте $H=160$ см.

Во второй варианте измерение распределения по высоте проводилось в канале ЭК-5, а распределение по радиусу на высоте $H=270$ см.

Для оценки величин F_i использовалась априорная температура нейтронного газа $T_n = 430^\circ\text{K}$. Определение величин ξ_j проводилось облучением УКД центральном канале с Cd-фильтром и без него.

Для контроля во всех четырех измерениях в одном и том же месте центрального канала на высоте $H=160$ см облучался "монитор" - УКД. Кроме того, использовались данные, получаемые в точках, где образцы помещались в обеих геометриях расположения образцов (ЭК-3, $H=270$ см и ЭК-5, $H=160$ см). Анализ показал, что мощность критической сборки отличалась во всех облучениях не более чем на 10%. Для величин F_i , f_{epi} и N_f были введены соответствующие корректирующие множители.

Критический стенд "Астра" имеет существенно гетерогенную структуру в направлении радиуса и поэтому локальные значения F_i / f_{epi} существенно различаются. Получены отношения величин в десятки раз меньше, чем в случае критических стендов ВВЭР.

На рисунке 2 приведены графики спектров, полученные в расчетах методами 4.2.1 и 4.2.2.

5.3.2. Определение скоростей делений на образцах ^{235}U

Скорости делений были определены с использованием ядер-продуктов ^{97}Nb , ^{134}I и ^{142}La . Как правило, скорости делений, определенные по этим изотопам, удовлетворительно совпадали.

Представляла интерес оценка корректности полученных величин плотностей потоков и скоростей делений. Мы не имели контрольных величин, с которыми можно было бы провести сравнение. Поэтому, использовали критерий внутренней самосогласованности полученного комплекса данных. Для этого было использовано сравнение величин N_f , полученных двумя способами:

- из экспериментов с использованием образцов топлива и из расчетов с заданными значениями F_i и f_{epi} ;

- из табличных значений сечения деления ^{235}U при $T_n = 430$ К и резонансного интеграл деления. Следует отметить, что расчетные значения N_f на 99,7% обусловлены делением ядер тепловыми нейтронами.

Получено хорошее согласие между расчетными и экспериментальными значениями N_f . Можно высказать предположение, что некорректно определенные значения F_i , f_{epi} и N_f не могли бы дать хорошего согласия результатов.

6. ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ПАРАМЕТРОМ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА

6.1 Температура нейтронного газа

По результатам многочисленных измерений и расчетов [9-12] получены базовые значения $z = F_i / f_{epi}$ и аналитическая зависимость $T_n = f(z)$ - значений температуры нейтронного газа от значений отношения F_i / f_{epi} (рисунок 3).

6.2 Оценки спектральных параметров для ядерных установок

На рисунке 3 приводится обобщенный результат оценок зависимости $T_n = f(z)$ для большинства измерений, проведенных на разных установках. Следует отметить, что z характеризует жесткость спектра, а следовательно нейтронно-физические параметры конкретных ядерных установок. Для каждой установки имеется несколько характерных значений z , отличающихся для активной зоны, ее крайних твэлов и отражателя.

Примеры спектров приводятся на рисунке 2.

Ниже описана схема процедуры уточнения T_n для различных ядерных установок по данным измерений F_i и f_{epi} . Необходимость в выполнении этой процедуры продиктована тем, что на первом этапе расчетов в качестве T_n используется ее априорное значение.

Процедура уточнения температуры нейтронного газа по данным измерений.

Целью процедуры является определение таких значений T_n и z , которые соответствуют зависимости $T_n = f(z)$, представленной на рисунке 3.

Общая схема определения T_n строится следующим образом. В качестве входной информации используются $\sigma_{i,j}$ (293) и $I_{cd,j}$. Для описания детекторов используются n_j и вычисляются величины $n_j I_{cd,j}$. Экспериментальной информацией являются значения U_j .

Шаг 1. В начале итерационной процедуры задается априорное значение $T_n = T^*$, которое, например, может быть известно персоналу, как некоторое среднее для активной зоны. При последующем обращении к шагу 1 принимается значение T^* , вычисленное на шаге 5.

Шаг 2. Вычисляются значения $n_j \sigma_{i,j}(T^*)$. С использованием значений U_j , $n_j \sigma_{i,j}(T^*)$ и $n_j I_{cd,j}$ вычисляются числовые коэффициенты системы уравнений (12).

Шаг 3. Ищется решение системы уравнений (12): F_i и f_{epi} . Вычисляется и z^* . Для поиска решения может быть использован любой из описанных в разделе 4.2 алгоритмов. В приведенной ниже таблице 13 вычисления проводились методом МНК.

Шаг 4. По имеющейся зависимости $T_n = f(z)$ определяется температура $T^* = T(z^*)$. Оценивается близость точки $(T^*; z^*)$ к кривой $T_n = f(z)$. В качестве критерия близости вводится параметр g , определяющий допуск по температуре: если выполняется условие $|T(z^*) - T^*| \leq g$, то считается, что точка $(T^*; z^*)$ лежит на кривой $T_n = f(z)$ в пределах заданной точности, T^* принимается в качестве искомой температуры нейтронного газа и процедура считается выполненной. В случае, если $|T(z^*) - T^*| \geq g$, то выполняется корректировка температуры $T^* = T(z^* + \mu(z^* - z^*))$, где $0 \leq \mu \leq 1,0$, и управление передается на шаг 1.

Метод обеспечивает быструю сходимость итераций и при $g=0,5$ К их число обычно не превышает 5. Описанная процедура обеспечивает расположение точки $(T^*; z^*)$ максимально близко к кривой $T_n = f(z)$. При подстановке найденных значений F_i и f_{epi} в систему уравнений (12) расчетные скорости реакций с хорошей точностью совпадают с экспериментальными значениями.

В таблице 13 приводятся значения F_i , f_{epi} , T_n и z , полученные из расчетов методом МНК. Для каждого измерения приведено две строки. В верхней строке указаны значения, соответствующие априорной температуре T_n . В нижней строке – значения, полученные после итерационной процедуры, описанной выше.

Таблица 13 Результаты применения процедуры уточнения T_n

| ЯУ | T_n^{appr} , К | z^{appr} | F_i | f_{epi} | z^{Cal} | $T_n(z^{Cal})$ | E_{Bound} | Положение детектора |
|-------|---------------------|------------|--------|-----------|-----------|----------------|-------------|------------------------|
| Ф-1 | 363 | 21.9 | 4.88+9 | 2.72+8 | 17.9 | 381 | | ГК |
| | 379 | 18.4 | 4.96+9 | 2.72+8 | 18.3 | 379.4 | 0.218 | |
| | 328 | 37.6 | 8.27+8 | 1.80+7 | 46.0 | 317 | | ВК |
| | 319.5 | 45.4 | 8.15+8 | 1.80+7 | 45.4 | 319.5 | 0.217 | |
| | 293 | 132.0 | 1.37+7 | 3.84+4 | 356.0 | 284 | | ТК |
| | 284 | 350.0 | 1.34+7 | 3.84+4 | 350.3 | 284.4 | 0.257 | |
| АСТРА | 430 | 12.2 | 1.56+8 | 1.18+7 | 13.2 | 419 | | АЗ |
| | 420 | 13.1 | 1.54+8 | 1.18+7 | 13.1 | 420 | 0.224 | |
| | 363 | 21.9 | 1.96+8 | 4.46+6 | 43.9 | 318 | | ЦО |
| | 323 | 41.8 | 1.87+8 | 4.46+6 | 41.9 | 323 | 0.222 | |
| | 293 | 132.0 | 9.62+7 | 1.56+6 | 61.8 | 309 | | БО |
| | 308.2 | 63.2 | 9.87+7 | 1.56+6 | 63.4 | 308.4 | 0.221 | |
| ВВЭР | 630 | 5.25 | 2.40+7 | 5.44+6 | 4.41 | 696 | | АЗ |
| | 680 | 4.59 | 2.49+7 | 5.44+6 | 4.58 | 681 | 0.265 | |
| | 630 | 5.25 | 2.77+7 | 4.88+6 | 6.46 | 564 | | АЗ |
| | 577 | 6.18 | 2.65+7 | 4.28+6 | 6.19 | 577 | 0.259 | |
| | 630 | 5.25 | 8.23+7 | 4.89+6 | 19.2 | 374 | | Край |
| | 399 | 15.3 | 6.68+7 | 4.49+6 | 15.3 | 399 | 0.221 | АЗ |

Обозначения мест установки детекторов: ГК – горизонтальный канал, ВК – вертикальный канал, ТК – тепловая колонна, Аз – активная зона, ЦО – центральный отражатель, Край АЗ – крайние твэлы на границе с отражателем.

6.3 Спектральные индексы

На рисунке 4 приведены графики значений спектральных индексов U_{dy}/U_j , построенные для большинства данных измерений. Наблюдается единообразное поведение зависимостей спектральных индексов от z между собой и для разных экспериментах при $z \geq 5$, что можно рассматривать как критерий качества измерений.

Знание зависимостей спектральных индексов от z обеспечивает определение T_n и/или z при простых и не дорогих активационных измерениях без необходимости проведения измерений абсолютных плотностей потоков.

6.4 Эффекты для переходной области энергий

Значения f_{epi} определялись при энергиях резонансов ^{197}Au , ^{186}W и ^{81}Br (4,906; 18,8; 101,0 и 135,0 эВ). Эти данные позволяю провести анализ наличия зависимости f_{epi} от энергии нейтронов. Для области $z \geq 40$ значения f_{epi} для резонансов ^{197}Au превышали на 20-25% значения для ^{186}W и ^{81}Br . Это, по всей видимости, может свидетельствовать только о наличии зависимости переходной функции спектра от z , как показано на рисунке 5. Этот вывод соответствует данным, приводимым в работе [4].

6.5 Использование параметра жесткости при калибровке ДПЗ

Одной из причин по которым возникает неопределенность в интерпретации показаний детекторов прямой зарядки (ДПЗ), используемых в системе внутриреакторного контроля реакторов ВВЭР, состоит в том, что не учитывается разброс характеристик ДПЗ и недостаточно обосновывается расшифровка информации о плотностях потоков тепловых и эпитепловых нейтронов в месте размещения ДПЗ. Естественно, что эта неопределенность автоматически переносится на энерговыделение окружающих ДПЗ твэлов. В сообщении [13] представлены результаты, демонстрирующие роль

спектральных характеристик в процедуре определения показаний ДПЗ и их неопределенности. С помощью активационного метода можно решать задачи определения чувствительности ДПЗ к спектральным характеристикам плотности потока нейтронов и уточнения вкладов тепловых и эпитепловых нейтронов в показания ДПЗ. Для этой цели предлагается использовать показания ДПЗ с учетом величины z , которая характеризует жесткость спектра в месте расположения ДПЗ. Сведения о z могут быть получены либо на исследовательских ядерных установках, либо расчетным путем.

При применении ДПЗ на основе Rh и Hf может возникать неопределенности с интерпретацией значений энерговыделения, которые связаны с чувствительностью этих ДПЗ к эпитепловым нейтронам. Для устранения неопределенностей рекомендуется проводить калибровку выборочных ДПЗ из партий, поставляемых на АЭС. Под калибровкой ДПЗ понимается установление связей между током ДПЗ ($I_{ДПЗ}$) и характеристиками плотности потока нейтронов. Эти связи должны быть установлены между: $I_{ДПЗ}$ и F_t, f_{epi}, T_n ; $I_{ДПЗ}$ и скоростью деления - U_f .

В первом случае калибровка осуществляется при совместном облучении в реакторе детекторов УКД и ДПЗ.

Во втором случае производится совместное облучение ДПЗ, УКД и образца топлива.

Определение F_t, f_{epi}, T_n и U_f производится методами, описанными выше.

Ток ДПЗ ($I_{ДПЗ}$) представляется в виде суммы двух токов, соответствующих тепловой и эпитепловой областям спектра нейтронов:

$$I_{ДПЗ} = I_{ДПЗ,t} + I_{ДПЗ,epi} = C_1 F_t + C_2 f_{epi} \quad (34)$$

Ниже рассмотрены способы калибровки. Использование в этих методах параметра z позволяет отказаться от измерения f_{epi} , используя z как более стабильный и лучше определяемый параметр.

6.5.1 Калибровка по одному измерению

Калибровка заключается в определении коэффициента чувствительности k , связывающего $I_{ДПЗ}$ с F_t . Этот способ калибровки позволяет получить данные по ДПЗ при однократном облучении с известными спектральными характеристиками, при известном составе ДПЗ и условиях измерения. Ток ДПЗ представляется в следующем виде:

$$I_{ДПЗ} = k[F_t \sigma_a(T_n) + f_{epi} I_{cd}] = kF_t[\sigma_a(T_n) + I_{cd}/z] = kF_t \Psi(z) \quad (35)$$

Тепловое сечение захвата представляется в виде:

$$\sigma_a(T_n) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{293,6}{T_n}} \sigma_a(0,0253) = Y(z) \sigma_a(0,0253) \quad (36)$$

Значение k определяется по экспериментальным данным $I_{ДПЗ}, F_t, f_{epi}$ (или z)

$$k = I_{ДПЗ} / F_t \Psi(z) \quad (37)$$

Особенностью этого метода является использование нейтронно-физических параметров $\sigma_a(T_n), I_{cd}$ и $\Psi(z)$ в месте расположения ДПЗ и УКД.

6.5.2 Калибровка по измерениям в нескольких точках

Калибровка заключается в определении коэффициентов чувствительности ДПЗ в определенной области спектра нейтронов. Этот способ калибровки позволяет получить данные по ДПЗ, не зная его состава и деталей, условий измерения, перенося все неопределенности в статистическую ошибку.

Для нахождения в формуле (34) коэффициентов калибровки C_1 и C_2 производится совместное облучение ДПЗ и УКД. Облучение проводится не менее чем в двух различных

спектрах нейтронов с различными параметрами F_i , f_{epi} и T_n . Коэффициенты C_1 , C_2 определяются из решения системы уравнений

$$I_{ДПЗ}^{(1)} = C_1 F_i^{(1)} + C_2 f_{epi}^{(1)} \quad (38a)$$

$$I_{ДПЗ}^{(2)} = C_1 F_i^{(2)} + C_2 f_{epi}^{(2)} \quad (38b)$$

и имеют следующий вид:

$$C_1 = 0,5 [C_2 (z^{(1)} + z^{(2)}) - (I_{ДПЗ}^{(1)} F_i^{(2)} - I_{ДПЗ}^{(2)} F_i^{(1)}) / (F_i^{(1)} F_i^{(2)})] \quad (39a)$$

$$C_2 = (I_{ДПЗ}^{(1)} / F_i^{(1)} - I_{ДПЗ}^{(2)} / F_i^{(2)}) / (z^{(2)} - z^{(1)}) \quad (39b)$$

Коэффициенты C_1 и C_2 характеризуют чувствительность ДПЗ к тепловым и эпитепловым нейтронам. В случае многочисленных измерений для расчета коэффициентов C_1 и C_2 используется статистический метод обработки измерений скоростей реакций и токов ДПЗ. Коэффициенты C_1 и C_2 находятся методом МНК, как коэффициенты двухфакторной регрессии без свободного члена. Ток $I_{ДПЗ}$ определяется в соответствии с уравнением (34) для значений F_i и f_{epi} в местах расположения ДПЗ. Спектры нейтронов, в которых проводятся измерения, должны иметь различные z , обеспечивая этим условия линейной независимости уравнений. В рабочих условиях ток $I_{ДПЗ}$ в месте размещения ДПЗ может быть получен с использованием коэффициентов C_1 и C_2 , параметров z и F_i или f_{epi} в соответствии с уравнением (34).

6.5.3 Калибровка энерговыделения в твэле

Возможность получения из тока $I_{ДПЗ}$ данных по энерговыделению не достаточно очевидны. Энерговыделение в твэлах, соседних с ДПЗ, может быть определено на основании дополнительных экспериментальных данных по F_i , f_{epi} , z и T_n , полученных при калибровке ДПЗ, или из расчетов путем сопоставления $I_{ДПЗ}$ с информацией о скоростях деления в топливе твэлов, окружающих ДПЗ.

Для получения этих данных при калибровке проводится эксперимент по совместному облучению УКД, ДПЗ и образцов топлива в твэлах, окружающих ДПЗ. На основании показаний УКД и ДПЗ определяются F_i , f_{epi} , z и T_n . По ним производится вычисление скорости деления в топливе без учета самоэкранирования - U_f^{calc} .

$I_{ДПЗ}$ и U_f находятся при совместном облучении ДПЗ и образца топлива. Калибровка по скорости делений U_f представляется как: $I_{ДПЗ} = C_f U_f$.

Использование информации УКД в месте размещения ДПЗ позволяет учесть характер спектра нейтронов в ДПЗ и его окружении.

Исследование гамма-активности образца топлива твэла дает возможность определить скорость деления U_f^{Exp} . Сопоставление скоростей деления в нескольких специально подобранных точках может позволить определить коэффициенты нормировки C_{f1} и C_{f2} в уравнениях вида: $U_f^{Exp} = F_i C_{f1} + f_{epi} C_{f2}$.

Интересующая нас скорость деления, определяющая ток $I_{ДПЗ}$, выражается через значения измеренных величин F_i , f_{epi} и z .

При совместном облучении топлива, ДПЗ и УКД в нескольких точках измерений можно составлять систему уравнений и связать значения U_f^{Exp} и значения $I_{ДПЗ}$. Искомая скорость деления в рабочих условиях, например, для двух точек будет иметь вид

$$U_i = F_i (C_{f1} + C_{f2} / z) = I_{ДПЗ} (C_{f1} z + C_{f2}) / (C_{f1} z + C_{f2}) \quad (40)$$

Все параметры в правой части уравнения (40) определяются экспериментально.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и испытан активационный метод измерения параметров спектра нейтронов, основанный на параметрическом представлении спектра в соответствии с формализмом Весткотта. Процедура обработки экспериментальных данных подтверждена результатами измерений, проведенными на исследовательском реакторе Ф-1, критических сборках ВВЭР и "Астра", где условия измерений существенно различались по значениям параметра $z = F_i / f_{epi}$ и другим величинам. Анализ полученных в измерениях спектральных параметров F_i , f_{epi} и T_n позволил сделать некоторые выводы о существующих между ними связях.

В литературе имеются некоторые данные о связи T_n с другими спектральными параметрами. Мы проанализировали имеющиеся у нас данные. Результатом анализа было установление связи между T_n и параметром спектра z . Для установления соотношения $T_n = f(z)$ использовались метрологические данные по T_n для трех облучательных полостей реактора Ф-1, других ядерных установок, которые были сопоставлены с нашими соответствующими данными по z , и многочисленные расчетные данные. Это определило основной вид зависимости $T_n = f(z)$. В результате была получена феноменологическая зависимость $T_n = f(z)$, приведенная на рисунке 3.

Полученные для трех реакторных установок результаты были использованы для анализа экспериментальных соотношений между параметром z и величинами, называемыми в литературе «спектральными индексами», которые представляют собой отношения скоростей реакций. Получение связи между значениями спектральных индексов и параметром z дает удобный способ экспериментального нахождения величины z . Поведение $U_{Dy} / U_j(F_i / f_{epi})$ (отношений скоростей реакций различных изотопов при разных F_i / f_{epi}) соответствует одной закономерности для разных изотопов с точностью до множителя. Полученные зависимости $U_{Dy} / U_j(F_i / f_{epi})$, представленные на рисунке 7, позволяют упростить процедуру измерения температуры нейтронного газа как функции от z .

ПРИЗНАТЕЛЬНОСТЬ

Исследования проводятся при финансовой поддержке РФФИ (грант №05-08-33678-а).

Авторы выражают признательность персоналам ядерных установок РНЦ КИ, предоставивших возможность и обеспечивших проведение измерений.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Лапенас А.А. и др. Измерение спектров нейтронов активационным методом. «ЗИНАТНЕ», Рига. 1975.
2. Звонарев и др. Измерение нейтронных спектров в области энергий до 3 МэВ резонансными индикаторами. Атомная Энергия, т.20, № 6, 1966, с.518-520.
3. Dekker A.L., Grashnis J.L. Epithermal Spectrum determination using cadmium - difference method. Nucleonik, v.10, 1967, p.278-279.
4. Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С. Радиометрия нейтронов активационным методом. Гл.3, М., Атомиздат, 1975.
5. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектро-метрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
6. Westcott C.H., Walker W.H., Alexander T.K. Effective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors. Session A-11, P/202. Second Geneva Conf., 1958, p. 70-76.
7. Термализация нейтронов. Труды Брукхейвенской конференции, США (30

апреля-2 мая 1962 г.). Атомиздат, М., 1964.

8. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Энергоатомиздат, 1984.

9. Программа MCU-REA с библиотекой констант DLC/MCU.DAT-2.1. Вопросы атомной науки и техники. Серия Физика ядерных реакторов. М. 2001, Вып.3, с.55-62.

10. Брызгалов В.И., Гомин Е.А., Демидов А.М., Ефимов Б.В., Дикарев В.С., Ионов В.С. Сопоставление данных расчетов (программа MCU) и экспериментов (реактор Ф-1) при оценках параметров спектров нейтронов, измеренных с использованием активационных детекторов. ВАНТ РНЦ КИ. Серия: Физика ядерных реакторов, Вып. 3, 2000.

11. Demidov A.M., Efimov B.V., Ionov V.S., Dikarev V.S., Application of Unified Complex Activation Detectors for Measurements of Reactor Neutron Spectra. Proc. LIANS,98. Paper #241, Long Island. 5-8 October 1998.

12. Демидов А.М., Ефимов Б.В., Дикарев В.С., Ионов В.С. Измерения характеристик реакторного нейтронного спектра с помощью активационных композиционных детекторов. 12-ый Международный Симпозиум по Реакторной Дозиметрии. Гатлинбург. США. 2005.США.

13. Ефимов Б.В., Демидов А.М., Ильин А.В., Ионов В.С., Шеенсон И.И. Использование композиционных активационных детекторов нейтронов при анализе показаний ДПЗ. 4-ый Международный симпозиум "Измерения важные для безопасности в реакторах". М. Ноябрь 2004.

14. Андрианов Г.Я., Клочков А.Д., Крайнов Ю.А., Ионов В.С., Островский В.Р., Гомин А.Е., Алексеев Н.И. Стенд «П» для изучения физики ВВЭР (Описание, критические эксперименты и расчетные 3-D модели). Препринт ИАЭ № 6033/4. М. 1997.

15. Ефимов Б.В., Ионов В.С., Коняев С.И. Активационный метод измерения параметров спектров нейтронов. Расчетное обеспечение. Препринт РНЦ КИ. 2005, (в печати).

16. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М., Атомиздат, 1977.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| Введение | 3 |
| 1 Постановка эксперимента | 4 |
| 2 Физические основы измерений | 6 |
| 2.1 Формализм Весткотта | 6 |
| 2.2 Скорости реакций для нуклидов-мишеней | 7 |
| 2.3 Измерение скоростей реакций | 8 |
| 2.4 Измерение скорости деления в образцах ^{235}U | 9 |
| 3 Изготовление и калибровка детекторов | 10 |
| 3.1 Подбор содержания элементов в образцах и погрешности F_i, f_{epi}, N_f | 10 |
| 3.2 Изготовление УЖД | 12 |
| 3.2.1 Плоские детекторы на фольге | 12 |
| 3.2.2 Титановые детекторы | 13 |
| 3.3 Изготовление образцов ^{235}U | 14 |
| 3.4 Образцы - «стандарты» | 14 |
| 3.5 Калибровки содержания элементов в образцах, проведенные на реакторе Ф-1 | 15 |
| 4 Получение и обработка экспериментальных данных | 16 |
| 4.1 Аппаратура для измерения спектров гамма-квантов | 16 |
| 4.2 Обработка данных измерений | 16 |
| 4.2.1 Решение системы уравнений с использованием величины | 17 |
| 4.2.2 Решение системы уравнений методом линейной двухфакторной регрессии | 18 |
| 4.2.3 Решение системы уравнений в предположении $f_{epi, D\gamma} = 0$ | 18 |
| 4.2.4. Решение пар уравнений | 19 |
| 5 Измерения, проведенные с применением образцов | 21 |
| 5.1. Измерения на реакторе Ф-1 | 21 |
| 5.2. Измерения на критических стендах типа ВВЭР | 21 |
| 5.2.1 Измерения абсолютной плотностей потоков F_i и f_{epi} | 21 |
| 5.2.2 Определение скоростей делений в образце ^{235}U | 22 |
| 5.2.3 Измерение плотностей потоков быстрых нейтронов | 22 |
| 5.2.4 Измерение в замедлителе между твэлами | 22 |
| 5.3 Измерения на критической сборке "Астра" | 22 |
| 5.3.1. Распределение плотностей потоков | 22 |
| 5.3.2. Определение скоростей делений на образцах ^{235}U | 23 |
| 6 Эффекты, связанные с параметром жесткости спектра | 23 |
| 6.1 Температура нейтронного газа | 23 |
| 6.2 Оценки спектральных параметров для ядерных установок | 23 |
| 6.3 Спектральные индексы | 25 |
| 6.4 Эффекты для переходной области энергий | 26 |
| 6.5 Использование параметров жесткости при калибровке ДПЗ | 26 |
| 6.5.1 Калибровка по одному измерению | 26 |
| 6.5.2 Калибровка по измерениям в нескольких точках | 26 |
| 6.5.3 Калибровка энерговыделения в ТВЭЛе | 27 |
| Заключение | 28 |
| Признательность | 28 |
| Список использованных источников | 28 |
| Рисунки | 29 |

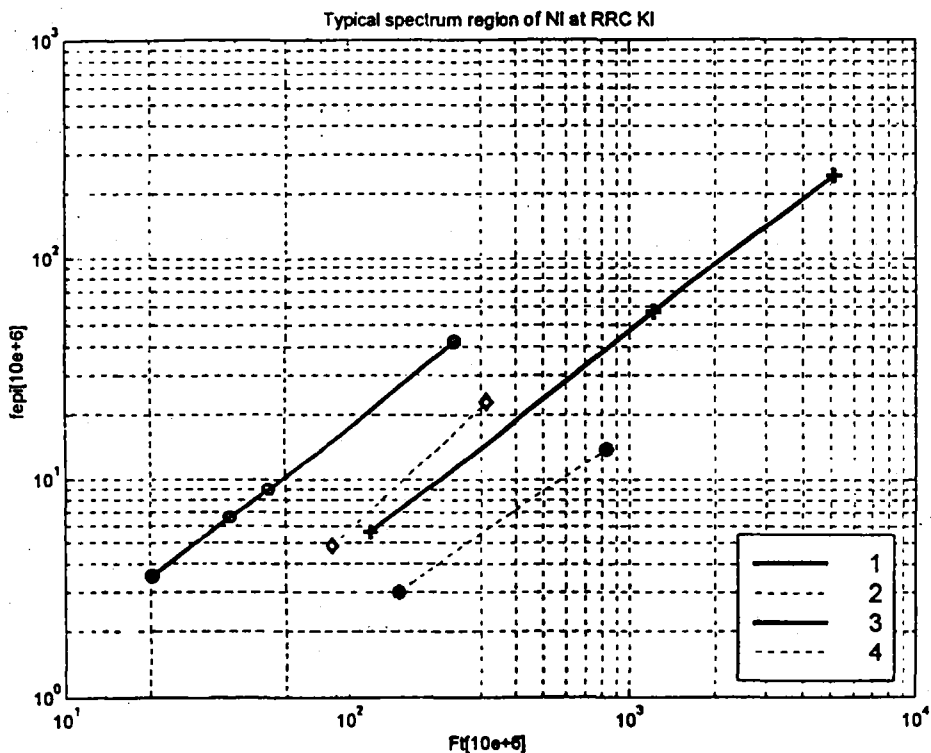


Рис.1. Спектральные характеристики F_t , f_{ep} , z реакторных установок РНЦ КИ.

Обозначения:

1. Активные зоны критстендов ВВЭР, VVR AZ $z = 5.3-6.4$.
2. Отражатель критстенда ВВЭР, VVR RF $z = 14-18$.
3. Активные зоны графитовых реакторных установок, GR AZ $z = 23-24$.
4. Отражатели графитовых реакторных установок, GR RF $z = 51-60$.

Neutron Spectra of Nuclear Installations RRC KI

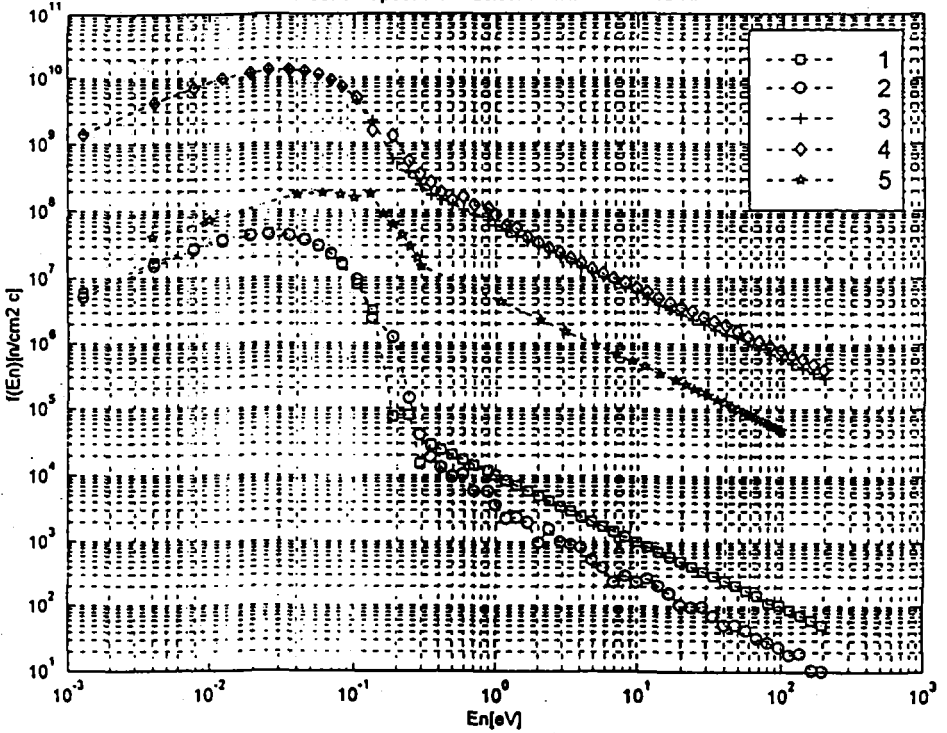


Рис.2. Нейтронные спектры реактора Φ -1 и критстенда «П».

Обозначения:

- тепловая колонна реактора Φ -1:
- 1 – эксперимент, 2 – моделирование;
- активная зона критстенда «П», 3 – эксперимент.
- активная зона реактора Φ -1 (горизонтальный канал):
- 4 – эксперимент, 5 – моделирование;

- Источники априорных значений $T_{из}$
- метрологические измерения на $\Phi - 1$;
 - измерения на К/С АСТРА;
 - данные значений для ВВЭР – расчеты ОВВЭР, ОЗ6;
 - статистика измерений $F_{тер}$ и f_{epi} ;
 - характеристики адекватности регрессионной модели МНК для системы уравнений скоростей реакций

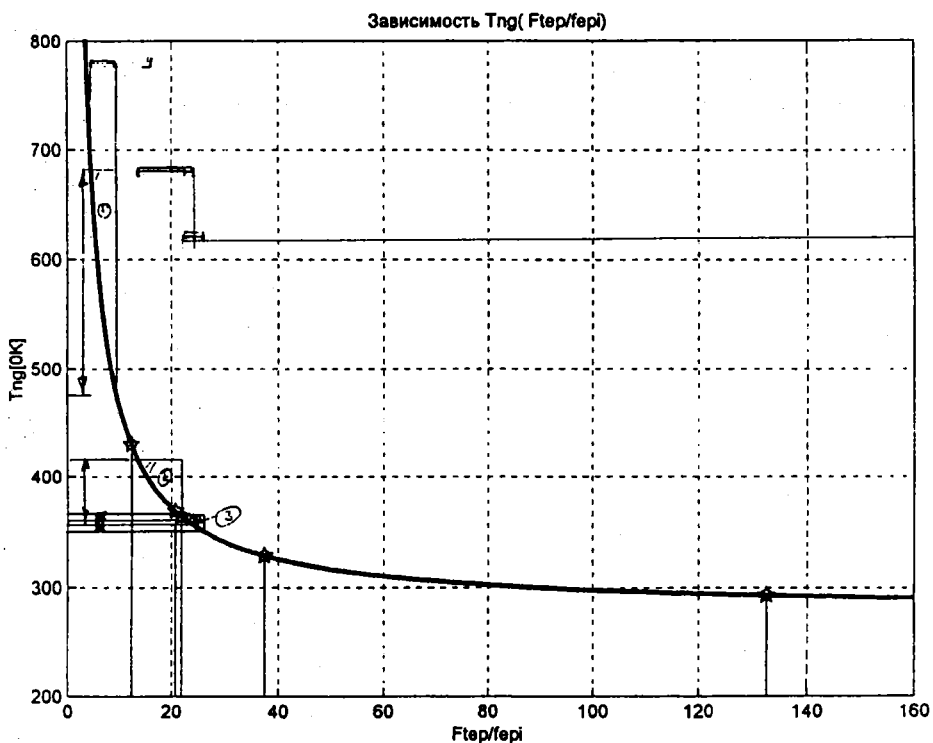


Рис. 3. Зависимость $T_{из}(F_{тер}/f_{эпи})$.
(* – базовые точки)

Базовые значения для зависимости $T(F_{тер}/f_{эпи})$

| | | | | | |
|----------|------|------|------|------|-------|
| T | 430 | 368 | 363 | 328 | 293 |
| F_{df} | 12.2 | 20.7 | 21.9 | 37.4 | 132.6 |

Области параметров для активных зон
1 – К/С типа ВВЭР, 2 – К/С АСТРА, ИР $\Phi - 1$.

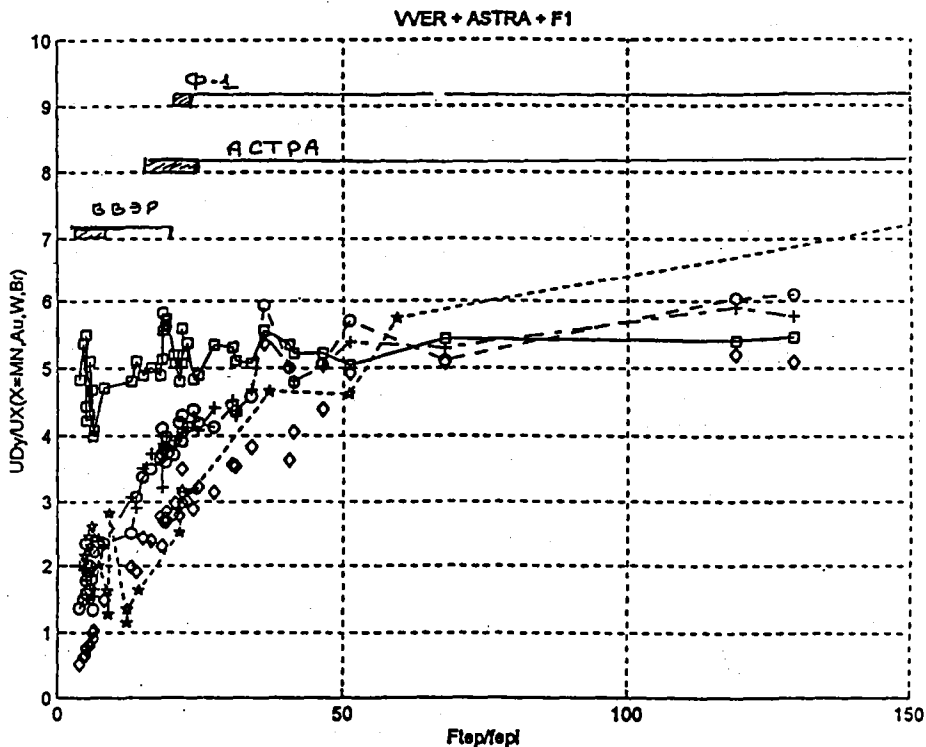


Рис. 4 Совмещенная зависимость $UDy/UX(F_{тер}/f_{epi})$ для энергетических спектров трех установок. Критические стелды П, АСТРА и реактор Ф-1 UDy/UMn - квадрат (*3); UDy/UAu - кружок; UDy/UW - плюс; UDy/UBr - ромб (/50); $^{176}Lu / ^{177}Lu$ - звездочка. По оси У - значения приведены в диапазон 0 - 7, Множители указаны в скобках.

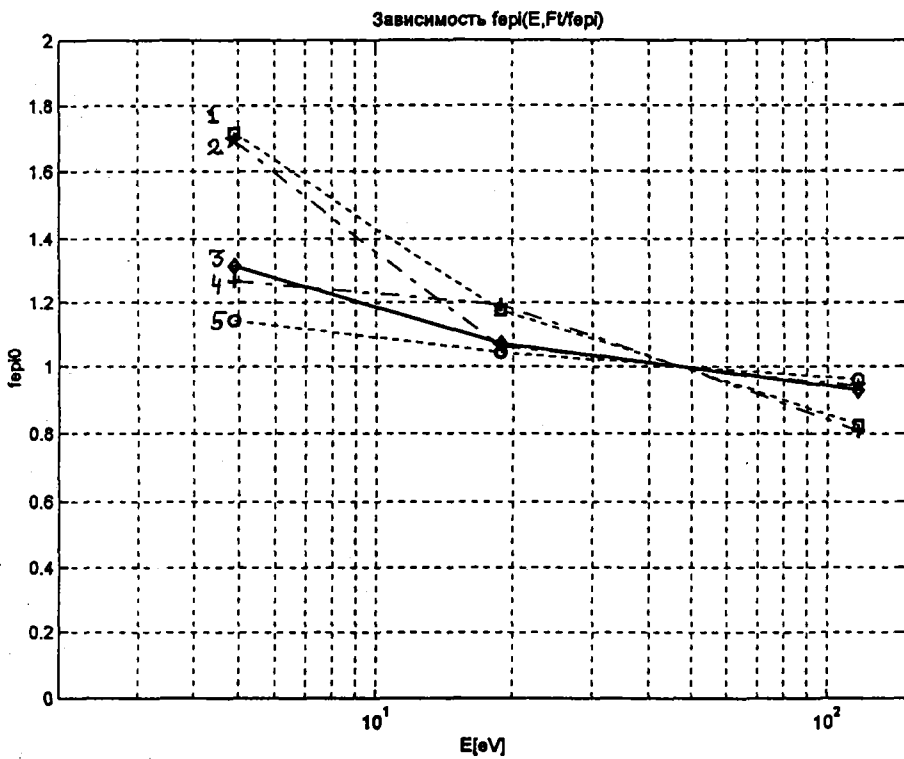


Рис. 5 зависимость нормированной величины f_{ep} от E и F_{ep}/f_{ep} .
 Показаны точки для энергий резонансов 4.906, 18.8, 101-135 эВ.
 Обозначения на рисунке:
 Значениям F_{ep}/f_{ep} соответствуют: 1 – 44.0, 2 – 80.0, 3 – 20.1, 4 – 22.0, 5 – 5.2.

Подписано в печать 26.12.2005. Формат 60×90/16

Печать офсетная. Усл. печ. л. 1,75

Тираж 65 экз. Заказ 89. Индекс 3624

Отпечатано в РНЦ «Курчатовский институт»
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

