Министерство образования и науки Российской Федерации федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Институт:	<u>Энергетический</u>
Специальность	140404 Атомные электростанции и установки
Кафедра	Атомных и тепловых электростанций

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

Тема работы ВОССТАНОВЛЕНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЯЖЕЛО-ВОДНОГО РЕАКТОРА ПО ПОКАЗАНИЯМ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ЭНЕРГОВЫ-ДЕЛЕНИЯ

УДК <u>621.039.8.002</u>

Студент

Студент			
Группа	ФИО	Подпись	Дата
5002	НЕДЯК Михаил Сергеевич	Hegute	17.12.2035

Руководитель на предприятии

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Инженер-технолог-физик- исследователь	С.В. Денисов	-	Defin	18.12.2015

Руководитель в университете

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
доцент кафедры атомных и тепловых электростанций	А.В. Кузьмин	к.т.н., доцент	In	23, 01.16

КОНСУЛЬТАНТЫ:

По разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Цодпись	Дата
доцент кафедры менеджмента	С.И. Сергейчик	к.т.н., доцент	ell	22.01.16
			/	1

По разделу «Социальная ответственность»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
доцент кафедры экологии и безопасности жизнедеятельности	А.М. Плахов	к.т.н., доцент	Val	20.01.16.
			17-	

По разделу «Автоматизация технологических процессов и производств»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
доцент кафедры автоматизации технологи- ческих процессов	Е.В. Иванова	к.фм.н.,	Ellay	21.01.16

допустить к защите:

don's crinib it sindant 2.							
Зав. кафедрой	ФИО	Ученая степень, звание	Полано,	Дата			
атомных и тепловых элек- тростанций	А.С. Матвеев	к.т.н.	IM	250116			

РЕФЕРАТ

Выпускная квалификационная работа 54 с., 23 рис., 12 табл., 6 источников, 0 прил.

Ключевые слова: поток, флюенс, нейтрон, эффективные сечения взаимодействия, резонансный интеграл, восстановление показаний датчиков прямого заряда.

Объектом исследования является (ются) экспериментальные данные по активности целевых радионуклидов в блоках, показания системы контроля энерговыделения.

Цель работы – определение с использованием экспериментальных данных соответствия показаний детекторов системы контроля энерговыделения значению плотности потока тепловых нейтронов в канале с поглотителем.

В процессе исследования проводились: построение модели накопления радионуклида кобальт-60 при непрерывном облучении мишени в реакторе, обработка первичных показаний детекторов, входящих в локальную систему контроля энерговыделения, определение за определенное время накопленного флюенса заряда на детекторах прямого заряда и флюенса нейтронов в кобальтовой мишени.

В результате исследования были обработаны первичные показания детекторов прямого заряда и построен алгоритм восстановления показаний по динамике, а также, с использованием полученных результатов, была построена зависимость показаний системы контроля энерговыделения и параметров нейтронного поля в области размещения кобальтовых мишеней.

Основные конструктивные, технологические и технико-эксплуатационные характеристики: в работе рассмотрена конструкция и принцип действия датчика прямого заряда.

Степень внедрения: частичная.

Область применения: облучение мишеней в реакторе для получения радионуклидов заданного качества.

Экономическая эффективность/значимость работы: на данном этапе не представляется возможным оценить экономическую эффективность.

В будущем планируется использовать результаты работы при планировании режимов облучения мишеней для получения радионуклидов заданного качества.

1зм. Ли	Пист № документа	Подпись	Дата

REPORT

Graduate qualification work has 54 pages., 23 figures, 12 tables, 6 sources, 0 schedules.

Indexing terms: flux, fluency, neutrons, effective cross-sections, resonance integral, recovery of indications of sensors of a direct charge.

Object of research are experimental data on activity of target radio nuclides in blocks, indications of the monitoring system of energy release.

The work purpose is definition with use of experimental data of compliance of indications of detectors of the monitoring system of energy release to value of density of a stream of thermal neutrons in the channel with an absorber.

In the course of research were carried out: creation of model of accumulation of radionuclide cobalt-60 at continuous radiation of a target in the reactor, processing of primary indications of the detectors entering the local monitoring system of energy release, definition in a definite time of the saved-up charge fluency on detectors of a direct charge and fluency of neutrons in a cobalt target.

As a result of research primary indications of detectors of a direct charge were processed and the algorithm of recovery of indications on dynamics, and also, with use of the received results is constructed, dependence of indications of the monitoring system of energy release and parameters of a neutron field in the field of placement of cobalt targets was constructed.

Main constructive, technical and technical and operational characteristics: in work the design and the principle of operation of the sensor of a direct charge is considered.

Extent of introduction: the partial.

Scope: radiation of targets in the reactor for receiving radio nuclides of the set quality.

Economic efficiency of work: at this stage it isn't possible to estimate economic efficiency.

In the future it is planned to use results of work when planning the modes of radiation of targets for receiving radio nuclides of the set quality.

					_
					Ли
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	

введ	цение
1. Me	тодика определения ППТН
1.1.	. СОДУ и ее решение
1.2.	. Определение резонансной и тепловой блокировок
1	.2.1. Блокировка теплового поглощения
1	.2.2. Блокировка резонансного поглощения
1.2.	. Определение эффективного микроскопического сечения <i>n</i> , <i>γ</i> -реакции
ВЫЧ	исление резонансного интеграла
2. Опј	ределение накопленного заряда на ДПЗ
2.1. И	сходные данные
2.2.	Восстановление показаний ДПЗ
3. Оп	ределение коэффициента связи между накопленным зарядом на ДПЗ
флюе	нсом нейтронов на блоках
3.1.	. Экспериментальные данные по активности кобальтовых блоков
3.2.	. Определение коэффициента связи
4. Авт	гоматизированная система контроля и управления установкой ЛФ-2
4.1.	. Перечень функций реализуемых системой
4	.1.1. Перечень функций подсистемы СКЭ
4.2.	. Датчик контроля потока внутриканальный
4	.2.1. Назначение
4	.2.2. Состав датчика
4	.2.3. Устройство и работа
1	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	56
Список использованной литературы	57

					Γ
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	

Перечень сокращений

АСКУ-Л	_	автоматизированная система контроля и управления
		установки ЛФ-2
ДЛНШ	_	датчик линейный нейтронный шампурный
ДПЗ	_	детектор прямого заряда
КГО	_	контроль герметичности оболочек
КТ	_	контроль температуры
КТК	_	контрольный технологический канал
ЛСКЭ	_	локальная система контроля энерговыделения
ПОБ КПРУ	_	правила обеспечения безопасности комплексов
		промышленных реакторных установок
ППТН	_	плотность потока тепловых нейтронов
СКЭ	_	система контроля энерговыделения
ТМК	_	термометрический контроль

_					
					Л
И.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	

введение

В ходе 41 кампании реактора Л-2 в некоторой ячейке проводилось облучение изотопной кобальтовой сборки со «свежими» блоками К7Л. Сборка была извлечена 02.10.2012 для проведения замеров активности облученных блоков, длительность облучения до замера составила 70 сут.

В соседней ячейке располагался датчик ДЛНШ № 6 с девятью детекторами ДПЗ, расположенными по высоте активной зоны, показания которых ежедневно фиксировались системой АСКУ-Л на протяжении всей кампании.

Целью работы является выявление с использованием полученных экспериментальных данных соответствия показаний ДПЗ значению ППТН в канале с поглотителем. Для этого проведено восстановление ППТН по значениям измеренной активности кобальтовых блоков и сравнение этих значений с соответствующими токами в канале ДЛНШ.

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

1. Методика определения ППТН

1.1. СОДУ и ее решение

Для определения активности облученного изотопного блока определяется удельная активность целевого радионуклида (в нашем, случае кобальт-60), накопленная в одной мишени, и умножается на массу мишенного вещества в блоке (в нашем случае кобалт-59). Удельная активность облучаемой мишени определяется числом ядер целевого радионуклида в одном грамме мишени.

Накопление ядер целевого радионуклида (кобальт-60) при непрерывном облучении заготовки определяется выгоранием стартового нуклида (кобалт-59), а также выгоранием и распадом целевого радионуклида и описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений с начальными условиями:

$$\begin{cases} \frac{dN_i}{dt} = -\hat{\sigma}_i \cdot \Phi(t) \cdot N_i, \\ \frac{dN_{i+1}}{dt} = \hat{\sigma}_i \cdot \Phi(t) \cdot N_i - \left(\lambda + \hat{\sigma}_{i+1} \cdot \Phi(t)\right) \cdot N_{i+1}, \\ N_i(0) = N_i^{<0>}, \\ N_{i+1}(0) = 0, \end{cases}$$
(1)

где N_i – ядерная концентрация стартового радионуклида, 1/г;

N_{i+1} – ядерная концентрация целевого радионуклида, 1/г;

 $N_i^{<0>}$ – начальная ядерная концентрация стартового радионуклида, $1/\Gamma$

- $\Phi(t)$ плотность потока нейтронов, падающих на мишень, нейтрон/(см² · с);
 - $\hat{\sigma}_i$ эффективное микроскопическое сечение (n, γ) -реакции выгорания стартового нуклида в двухгрупповом приближении, см²;

					Лисп
					0
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	8

 $\hat{\sigma}_{i+1}$ — эффективное микроскопическое сечение (n, γ) -реакции выгорания целевого радионуклида в двухгрупповом приближении, см²;

 λ — постоянная распада целевого радионуклида, с⁻¹;

t — время облучения, с.

Перепишем данную систему для нашего случая (накопление кобальт-60 из кобальт-59) и принятым допущением $\Phi(t) = \text{const}$ и решим ее:

$$\begin{cases} \frac{dN_{59}}{dt} = -\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59}, \\ \frac{dN_{60}}{dt} = \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59} - (\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot N_{60}, \\ N_{59}(0) = N_{59}^{<0>}, \\ N_{60}(0) = 0; \end{cases}$$
(2)

Первое уравнение в системе:

$$\frac{dN_{59}}{dt} = -\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59};\tag{3}$$

Решаем методом разделения переменных:

$$\int \frac{dN_{59}}{N_{59}} = -\int \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot dt,$$
$$\ln N_{59} = -\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t + \ln C_1$$
$$\ln \frac{N_{59}}{C_1} = -\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t,$$
$$C_1 > 0,$$
$$\ln \frac{N_{59}}{C_1} = -\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t \cdot \ln e,$$
$$N_{59}(t) = C_1 \cdot e^{-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t};$$

начальное условие 1:

$$N_{59}(0) = N_{59}^{<0>};$$

 $C_1 = N_{59}^{<0>}.$

						Лис					
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата							

Получаем окончательно:

$$N_{59}(t) = N_{59}^{<0>} \cdot e^{-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t}.$$
(4)

Второе уравнение в системе:

$$\frac{dN_{60}}{dt} = \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59} - (\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot N_{60};$$
(5)

Имеем обыкновенное линейное дифференциальное уравнение первого порядка вида

$$N_{60}' + P(t) \cdot N_{60} = Q(t).$$

Решаем методом выделения интегрирующего множителя вида

$$\mu = e^{\int P(t)dt};$$
$$\mu = e^{\int (\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi)dt} = e^{(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t}.$$

Общее решение имеет вид

$$N_{60}(t) = \mu^{-1} \cdot \left[\int (Q(t) \cdot \mu) dt + C_2 \right],$$
$$N_{60}(t) = e^{-(\lambda + \widehat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t} \cdot \left[\int (\widehat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59} \cdot e^{(\lambda + \widehat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t}) dt + C_2 \right]; \tag{6}$$

Возьмем интеграл

$$\int (\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59} \cdot e^{(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t}) dt =$$

$$= \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot \int N_{59} \cdot e^{(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t} \cdot dt$$

$$= |\text{подставляем полученное выше решение для } N_{59}| =$$

$$= \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot \int N_{59}^{<0>} \cdot e^{-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t} \cdot e^{(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t} \cdot dt =$$

$$= \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59}^{<0>} \cdot \int e^{(-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi + \lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t} dt =$$

$$= \frac{\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59}^{<0>}}{\lambda - \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi} \cdot e^{(-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t};$$

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

Подставляем

$$N_{60}(t) = e^{-(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t} \cdot \left[\frac{\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59}^{<0>}}{\lambda - \hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi} \cdot e^{(-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t} + C_2 \right],$$
(7)

преобразовав данное выражение, получаем

$$N_{60}(t) = \frac{\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59}^{<0>} \cdot e^{-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t}}{\lambda + \Phi \cdot (\hat{\sigma}_{60} - \hat{\sigma}_{59})} + C_2 \cdot e^{-(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t}.$$
(8)

Начальное условие 2:

$$N_{60}(0) = 0,$$

$$N_{60}(0) = \frac{\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59}^{<0>}}{\lambda + \Phi \cdot (\hat{\sigma}_{60} - \hat{\sigma}_{59})} + C_2,$$

$$C_2 = -\frac{\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot N_{59}^{<0>}}{\lambda + \Phi \cdot (\hat{\sigma}_{60} - \hat{\sigma}_{59})}.$$

Получаем окончательно

$$N_{60}(t) = N_{59}^{<0>} \cdot \frac{\Phi \cdot \hat{\sigma}_{59}}{\lambda + \Phi \cdot (\hat{\sigma}_{60} - \hat{\sigma}_{59})} \cdot \left(e^{-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t} - e^{-(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t}\right). \tag{9}$$

Накопление удельной активности целевого радионуклида (кобальта-60), $A_{60}(t)$, Ки/г, при непрерывном облучении заготовки в постоянном потоке нейтронов ($\Phi(t) = \text{const}$) в зависимости от времени облучения, t, c, вычисляют по формуле (10):

$$A_{60}(t) = \frac{\lambda \cdot N_{59}^{<0>}}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{\Phi \cdot \hat{\sigma}_{59}}{\lambda + \Phi \cdot (\hat{\sigma}_{60} - \hat{\sigma}_{59})} \cdot \left(e^{-\hat{\sigma}_{59} \cdot \Phi \cdot t} - e^{-(\lambda + \hat{\sigma}_{60} \cdot \Phi) \cdot t}\right).$$
(10)

1.2. Определение резонансной и тепловой блокировок

1.2.1. Блокировка теплового поглощения

Двухкомпонентное представление скорости реакций с поглощением нейтронов физически интерпретируется, согласно [3] (стр. 219), как представление энергетического спектра нейтронов в виде двух компонент:

					Ŀ
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	

теплового максвелловского и резонансного фермиевского спектра. Скорость реакции *A*_т за счет тепловой компоненты [3] (стр. 219, форм. 14.15):

$$A_{\rm T} = \sigma \cdot \overline{\Phi}.\tag{11}$$

Здесь σ и $\overline{\Phi}$ определены не независимо, а таким образом, чтобы их произведение давало точную скорость реакции за счет тепловой энергетической области.

При использовании этих величин, взятых независимо от разных источников, они должны быть согласованы друг с другом для правильного учета энергетической зависимости сечения и спектра нейтронов. Так, если σ взято при энергии $E_0 = 0,0253$ эВ (обычно публикуемые табличные значения), то в качестве $\overline{\Phi}$ необходимо брать среднюю по объему мишени плотность потока, приведенную к энергии 0,0253 эВ. [3] (стр. 219)

Величина $\overline{\Phi}$ в (11) представляет собой усредненную по объему мишени плотность потока. Однако изменения $\overline{\Phi}$ могут происходить за счет изменения как внешних причин (изменения мощности реактора), так и внутренних (изменения изотопного состава мишени). Для разделения этих двух эффектов скорость реакции (11) может быть записана в виде [3] (стр. 220)

$$A_{\rm T} = \sigma \cdot \Phi \cdot \xi, \tag{12}$$

где Ф – ППТН, падающих на мишень;

ξ – коэффициент тепловой блокировки.

$$\xi = \frac{\bar{\Phi}}{\Phi'} \tag{13}$$

показывающий, какую долю от падающего на мишень потока составляет средний поток в мишени. ξ ; (или непосредственно $\overline{\Phi}$) определяется из решения пространственно-энергетической задачи.

В большинстве случаев облучения мишеней их материал не является сильным поглотителем тепловых нейтронов. При этом средняя плотность потока $\overline{\Phi}$ практически не отличается от плотности падающего потока Φ и

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

коэффициент тепловой блокировки близок единице. Однако в некоторых случаях нуклиды, входящие в состав мишени или образующиеся в ней в процессе облучения, обладают столь значительными сечениями поглощения нейтронов, что пространственное распределение нейтронов в мишени оказывается существенно неравномерным: по мере углубления внутрь мишени плотность потока нейтронов падает вследствие того, что внешние слои мишени за счет сильного поглощения пропускают внутрь мало нейтронов,

Коэффициент тепловой блокировки зависит от размеров и формы мишени и от величин, характеризующих процессы рассеяния и поглощения В тепловых нейтронов В мишени. случае слабого поглощения пространственное распределение нейтронов в мишени может быть найдено в диффузионном приближении. Однако коэффициент блокировки в этом случае несущественно отличается от единицы. В обратном случае, когда рассеяние нейтронов в мишени пренебрежимо мало по сравнению с их Σ поглощением (полное макроскопическое сечение равно макроскопическому сечению поглощения Σ_a), коэффициент тепловой блокировки может быть определен в предположении, что нейтроны внутри мишени распространяются прямолинейно, не рассеиваясь, пока либо не поглотятся, либо не вылетят наружу. [3] (стр. 220)

Для моноэнергетических нейтронов ξ в этом предположении определяется из условия баланса падающих и поглощенных нейтронов: с одной стороны, число нейтронов, поглощенных в мишени в единицу времени [3] (стр. 220, форм 14.17),

$$N = \overline{\Phi} \cdot V \cdot \Sigma, \tag{14}$$

где *V* – объем мишени;

 Σ – макроскопическое сечение поглощения нейтронов ядрами мишени;

_				_	-
					Γ
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	I

С другой стороны, число падающих на мишень нейтронов равно $\Phi \cdot S/4$ и [3] (стр. 221, форм. 14.18):

$$N = \frac{\Phi \cdot S}{4} \cdot G, \tag{15}$$

где *S* – площадь поверхности мишени;

- G вероятность испытать столкновение внутри объема *V* для нейтрона, падающего на поверхность *S* при изотропном распределении падающих нейтронов (при принятом предположении всякое столкновение в мишени приводит к поглощению нейтрона).
- Из (14), (15) следует, что

$$\xi = \frac{\overline{\Phi}}{\Phi} = G \cdot \frac{S}{4 \cdot V \cdot \Sigma} = p, \tag{16}$$

где *p* – вероятность для нейтрона, рожденного в объеме *V* однородным изотропным источником, выйти из объема *V* без столкновений, связанная с вероятностью *G* соотношением

$$G = \Sigma \cdot l \cdot p. \tag{17}$$

Здесь *l* – средняя хорда мишени.

По [4] (стр. 8) коэффициент тепловой блокировки (вероятность для нейтрона, рожденного в объеме V однородным изотропным источником, выйти из объема V без столкновения [3] (стр. 221)), p, зависит от размеров и формы мишени, ее ориентации в пространстве и от величин, характеризующих процессы рассеяния поглощения тепловых нейтронов в мишени. Согласно [4] (стр. 8, форм. 5) и [3] (стр. 221, форм. 14.19), величину коэффициента блокировки тепловых нейтронов, p, отн. ед., вычисляют по формуле:

$$p = \frac{1 - e^{-a_{\text{опт}}}}{a_{\text{опт}}} - A \cdot a_{\text{опт}} \cdot e^{-a_{\text{опт}}}, \qquad (18)$$

где А – параметр, учитывающий геометрию мишени (в нашем

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

случае, пластина) по [3] (стр. 221) и [4] (стр. 9) A = 0,205;

*a*_{опт} – оптическая средняя хорда, определяемая по [3] (стр. 221):

$$a_{\rm OHT} = \Sigma_{59} \cdot l, \tag{19}$$

где Σ_{59} — макроскопическое сечение поглощения нейтронов ядрами мишени (кобальта-59), см⁻¹;

l – средняя хорда мишени.

Определим среднюю хорду мишени *l* по [3] (стр. 221):

$$l = \frac{4 \cdot V}{S},\tag{20}$$

где V — объем мишени, см³;

S – площадь поверхности мишени, , см².

В нашем случае мишенью является пластина со следующими геометрическими параметрами:

- диметр таблетки, *d* = 0,7 см;
- высота таблетки, *h* = 0,23 см.

Объем мишени, *V*:

$$V = \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot h = \frac{3,14 \cdot 0,7^2}{4} \cdot 0,23 = 0,089 \text{ cm}^3.$$

Площадь поверхности мишени, *S*:

$$S = \frac{\pi \cdot d^2}{2} + \pi \cdot d \cdot h = \frac{3,14 \cdot 0,7^2}{2} + 3,14 \cdot 0,7 \cdot 0,23 = 1,275 \text{ cm}^2.$$

Средняя хорда мишени, *l*:

$$l = \frac{4 \cdot V}{S} = \frac{4 \cdot 0,089}{1,275} = 0,278 \text{ см.}$$

Макроскопическое термализованное сечение поглощения нейтронов ядрами мишени (кобальт-59), Σ_{59} , см⁻¹:

$$\Sigma_{59} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293,6}{T_{\rm HF}}} \cdot \rho \cdot \sigma_a^{59} \cdot N_{59}^{<0>}, \qquad (21)$$

						Лис		
						1.5		
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата		15		

где $T_{\rm HF}$ — температура нейтронного газа, К;

 ρ — плотность мишенного вещества (в нашем случае, кобальт-59), $\Gamma/_{CM^3}$;

 σ_a^{59} — тепловое сечение поглощения мишенного вещества, см²;

 $N_{59}^{<0>}$ — концентрация кобальта-59 в начальный момент времени, $1/_{\Gamma}$.

Температура нейтронного газа, принята равной 320 К (на основании предыдущих работ). Изменение значения температуры нейтронного газа в пределах от 300 до 340 К приводит к изменению значения накопленной активности менее чем на 1%.

$$T_{\rm HF} = 320$$
 K.

Плотность кобальта-59, согласно [3] (стр. 281):

$$\rho = 8.9 \ ^{\Gamma}/_{\rm CM^3}$$
.

Микроскопическое сечение поглощения для кобальта-59 при соответствующей энергии нейтрона $E_0 = 0,0253$ эВ по [1] (стр. 496, приложение I):

$$\sigma_a^{59} = 37,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Концентрация кобальта-59 в начальный момент времени $N_{59}^{<0>}$:

$$N_{59}^{<0>} = \frac{N_A}{A_{59}} = \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{58,993} = 1,021 \cdot 10^{22} \ \frac{1}{\Gamma},$$

где N_A — число Авогадро, $1/_{\text{моль}}$;

 A_{59} — атомная масса Co_{27}^{59} , $\Gamma/_{MOЛЬ}$.

Определим макроскопическое сечение поглощения нейтронов ядрами мишени (в нашем случае, кобальт-59) Σ_{59} :

					Лис
					1
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	

$$\begin{split} \varSigma_{59} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293,6}{T_{\rm HF}}} \cdot \rho \cdot \sigma_a^{59} \cdot N_{59}^{<0>} = \\ &= \frac{\sqrt{3,14}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293,6}{320}} \cdot 8,9 \cdot 37,2 \cdot 10^{-24} \cdot 1,021 \cdot 10^{22} = 2,869 \ \rm cm^{-1}. \end{split}$$

Оптическая средняя хорда, $a_{\text{опт}}$:

 $a_{\text{опт}} = \Sigma_{59} \cdot l = 2,869 \cdot 0,278 = 0,796$

Вероятность для нейтрона, рожденного в объеме *V* однородным изотропным источником, выйти из объема *V* без столкновения *p*:

$$p = \frac{1 - e^{-a_{\text{опт}}}}{a_{\text{опт}}} - A \cdot a_{\text{опт}} \cdot e^{-a_{\text{опт}}} = \frac{1 - e^{-0.796}}{0.796} - 0.205 \cdot 0.796 \cdot e^{-0.796} = 0.616.$$

1.2.2. Блокировка резонансного поглощения

В двухкомпонентном представлении скорости реакций [3] (форм. 14.3...14.5) второй член [3] (стр. 222, форм. 14.22)

$$A_{\rm p} = \omega \cdot \bar{I}, \tag{22}$$

где ω = γ · Ф − плотность потока резонансных нейтронов на единичный интервал летаргии, соответствует энергетическому интервалу резонансных нейтронов, в котором взаимодействие нейтронов с ядрами мишени обусловлено резонансной структурой сечений нуклидов, входящих в мишень.

Резонансный интеграл \overline{I} в правой части (22) представляет собой эффективный «блокированный» резонансный интеграл, в котором учтена блокировка резонансных уровней, обусловленная возможным наличием сильнопоглощающих резонансов. Он отличается от обычно приводимого в справочных таблицах резонансного интеграла бесконечного разбавления I множителем

					Лис
					17
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	1/

$$q = \frac{\bar{I}}{\bar{I}} \tag{23}$$

 коэффициентом блокировки резонансного интеграла, показывающим, какую долю от максимального значения, соответствующего бесконечному разбавлению, составляет блокированный резонансный интеграл *Ī*.

Общий коэффициент блокировки q, согласно [3] (стр. 223), определяется тем, что вклад каждого резонансного уровня блокируется посвоему. Коэффициент блокировки ξ вклада отдельного резонансного уровня в резонансный интеграл для брент-вигнеровской формы резонансной линии без учета доплеровского уширения линии имеет вид [3] (стр. 223):

$$\xi(\bar{a}) = \exp\left(-\frac{\bar{a}}{2}\right) \cdot \left[I_0\left(\frac{\bar{a}_1}{2}\right) + I_1\left(\frac{\bar{a}_1}{2}\right)\right],\tag{24}$$

где $\bar{a} = \frac{\sigma_{\gamma}^{\text{pe3}}}{N_i}$ — безразмерная величина, имеющая смысл «оптической средней хорды» для рассматриваемого резонансного уровня $\sigma_{\gamma}^{\text{pe3}}$; относится к этому уровню; l — средняя хорда мишени; N_i — число ядер в единице объема (концентрация) нуклида, для которого рассчитывается блокировка резонансного интеграла; i — индекс этого нуклида.

Общий коэффициент блокировки q по [3] (стр. 224, форм. 14.23):

$$q = \frac{1}{I} \cdot \left[\Delta I \left(\frac{1}{\nu} \right) + \sum_{k} \xi(\bar{a}_{k}) \cdot \Delta I_{k}^{\text{pes}} \right], \tag{25}$$

где k – номер резонансного уровня.

При реальном вычислении q по формуле (25) может оказаться, что часть резонансных уровней блокируется пренебрежимо слабо, для них можно считать $\xi(\bar{a}_k) \approx 1$. Вклады этих уровней целесообразно объединить в (25) с вкладом (1/v). Тогда по [3] (стр. 224, форм. 14.25):

L				
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

$$q = b_0 + \sum_k b_k \cdot \xi(\bar{a}_k), \tag{26}$$

где $b_0 = \Delta I^* / I;$

$$b_k = \frac{\Delta I_k^{\text{pes}}}{I};$$

 ΔI^* является суммой $\Delta I(1/v)$ и вкладов неблокируемых резонансных уровней.

Для использования выражения (26) в программе решения задачами кинетики превращения нуклидов при вычислении меняющегося во времени коэффициента блокировки резонансных интегралов сделано следующее искусственное преобразование, облегчающее задание исходных данных. Введена некоторая фиксированная «нормировочная» средняя хорда l_0 (значение которой выбирается из соображений удобства; в расчетах, результаты которых помещены ниже, принято $l_0 = 1$ мм). [3] (стр. 224)

Коэффициент резонансной блокировки q рассчитываем по [3]:

$$q = b_0 + \sum_k b_k \cdot e^{-\frac{\overline{a}_k}{2}} \cdot \left[I_0 \left(\frac{\overline{a}_k}{2} \right) + I_1 \left(\frac{\overline{a}_k}{2} \right) \right], \tag{27}$$

где *I*₀, *I*₁ – модифицированные функции Бесселя первого рода;

число блокируемых резонансных уровней радионуклида,
 определено в справочнике [3]

ā_k – оптическая средняя хорда -го резонансного уровня радионуклида, определена в справочнике [3].

 b_0, b_k — расчетные параметры, определены в справочнике [3].

Значения параметров, определяющих коэффициент блокировки резонансного интеграла по [3] (стр. 281):

$$b_0 = 0,221;$$

 $b_1 = 0,779.$

					Лисг
					10
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	19

«Оптическая средняя хорда» a_{ocp} для рассматриваемого резонансного уровня по [3] (стр. 223):

$$\begin{aligned} a_{\text{ocp}} &= 7,93. \\ \bar{a}_{1} &= a_{\text{ocp}} \cdot \frac{l}{l_{0}} = 7,93 \cdot \frac{0,278}{0,1} = 22,045, \\ q &= b_{0} + b_{1} \cdot e^{-\frac{\bar{a}_{1}}{2}} \cdot \left[I_{0} \left(\frac{\bar{a}_{1}}{2} \right) + I_{1} \left(\frac{\bar{a}_{1}}{2} \right) \right] \\ &= 0,221 + 0,779 \cdot e^{-\frac{22,045}{2}} \cdot \left[I_{0} \left(\frac{22,045}{2} \right) + I_{1} \left(\frac{22,045}{2} \right) \right] = 0,406. \end{aligned}$$

Коэффициенты блокировки тепловых нейтронов и резонансных уровней вычисляют, согласно [4] (стр. 9), для мишеней начального изотопного состава. В кобальтовых мишенях коэффициенты вычисляют с учетом вклада только нуклида кобальт-59.

1.2. Определение эффективного микроскопического сечения (*n*, γ)реакции и вычисление резонансного интеграла

Для получения эффективного микроскопического сечения (n, γ) реакции в двухгрупповом приближении для каждого радионуклида эффективное микроскопическое сечение (n, γ) -реакции $\hat{\sigma}$:

$$\hat{\sigma} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293.6}{T_{\rm H\Gamma}}} \cdot \sigma \cdot p + r \cdot q \cdot I, \qquad (28)$$

где *Т*_{нг} – температура нейтронного газа, К;

р – коэффициент тепловой блокировки, отн. единиц;

г – эпитепловой индекс, отн. единиц;

q – коэффициент резонансной блокировки радионуклида, отн. ед.;

σ – сечение (n, γ)-реакции радионуклида в тепловой области при энергии нейтронов 0,0253 эВ, см²;

I – резонансный интеграл при бесконечном разбавлении, см².

					Лис
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	20

Для расчета накопления целевого радионуклида принято значение эпитеплового индекса по [4] (стр. 8), равное 0,03 при облучении в активной зоне реактора.

Резонансным интегралом называется величина [2] (стр. 1122):

— в 10⁻²⁸ м²;

$$I_i = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_i(E) \frac{dE}{E},$$
(29)

где

 I_i

E_{min} и *E_{max}* – нижняя и верхняя границы энергетического спектра, значения которых зависят от условий эксперимента, эВ;

i — индекс соответствующего процесса ($i = \gamma$ означает радиационный захват, i = f – деление и т.д.);

 $\sigma_i(E)$ – энергетическая зависимость сечения i-го процесса.

Вклад высокоэнергетической области $\sigma_i(E)$ в резонансный интеграл, кап правило, незначителен, поэтому полагают $E_{max} \to \infty$.

Когда известно аналитическое выражение энергетической зависимости сечения ядерной реакции, значение резонансного интеграла может быть вычислено.

К основным методам определения резонансных интегралов относится [2] (стр. 1122) изменение в поле нейтронов, сформированном из теплового максвелловского спектра с соответствующей температурой *T*, K, и эпитеплового 1/*E*-спектра с нижней границей μkT , где μ зависит от типа ядерного реактора; k — постоянная Больцмана, эВ/К. Для тяжеловодного реактора $\mu \approx 5$, для графитового $\mu \approx 3$, так что при *T* = 293,6 K μkt равно 0,126 и 0,076 эВ соответственно.

Величина [2] (стр. 1122)

					Лис
					01
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	21

$$I_{1}' = \int_{\mu kT}^{\infty} \left[\sigma(E) - g(T) \cdot \sigma_{0} \sqrt{\frac{E_{0}}{E}} \right] \frac{dE}{E} + \int_{E_{Cd}}^{\infty} \left[\sigma(E) - g(T) \cdot \sigma_{0} \sqrt{\frac{E_{0}}{E}} \right] \frac{dE}{E}$$
$$= \left[\Delta I - \Delta I \left(\frac{1}{\nu} \right) \right] + \left[I - I \left(\frac{1}{\nu} \right) \right] = \Delta I' + I',$$
(30)

где I' – эпикадмиевый резонансный интеграл без части, зависящей от $1/_{v}$;

Δ*I*′ – часть, обрезаемая кадмиевым фильтром, которая зависит от температуры нейтронов и мала для тепловых энергий [2] (стр. 1122, табл. 41.5).

Вклад члена $\Delta I'$, согласно [2] (стр. 1122), следует учитывать для тех ядер, у которых резонансные пики расположены ниже E_{Cd} (¹³³Cd, ¹⁵¹Eu, ¹⁷⁶Lu, ¹⁸²Ta, ¹⁹¹Ir, ²³¹Pa, ²³⁹Pu и др.).

Данные по эпикадмиевым резонансным интегралам относятся *I'* или *I*, которые включают часть, зависящую от 1/*v*. Эта часть определяется из выражения [2] (стр. 1122):

$$I(1/\nu) = I - I' = \int_{E_{Cd}}^{\infty} g(T) \cdot \sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{dE}{E} \approx 2 \cdot g(T) \cdot \sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{E_0}{E_{Cd}}}.$$
 (31)

Возьмем резонансный интеграл с применением численного метода интегрирования (формула трапеции), изложенным в [5] (стр. 8). Каждая отдельная площадь определяется как площадь трапеции, а затем все эти площади складываются:

$$S_{i} = \Delta E \cdot \frac{\sigma_{i}(E_{i})}{2} / E_{i} + \frac{\sigma_{i+1}(E_{i+1})}{2} / E_{i+1}}{2}, \qquad (32)$$

					Лисп
					22
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	22

$$I = \sum_{i} S_{i}, \tag{33}$$

где $\Delta E = E_{i+1} - E_i$ — шаг.

Используем данные с [6], где они представлены в нескольких библиотеках:

- CENDL-3.1 (China 2009);
- ENDF_B-VII (USA 2011);
- JEFF-3.1 (Europe 2005);
- JENDL-4.0 (Japan 2010);
- ROSFOND (Russia 2008).

На рисунках 1 и 2 представлены графики зависимости микроскопического сечения поглощения от энергии нейтрона $\sigma_a = f(E)$ в дважды логарифмическом масштабе $\sigma_a = f(E)$ на основании данных из библиотеки ROSFOND.



Рисунок 1 – Зависимость микроскопического сечения поглощения σ_a от энергии нейтрона *E* для кобальта-59

					Л
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	





Рассчитаем резонансный интеграл для кобальта-59 и кобальта-60 на основании данных из библиотеки ROSFOND и представим результат в таблицах 1 и 2

Таблица 1 – Сечение радиационного захвата (*n*, *γ*)-реакции и вычисление резонансного интеграла для кобальта-59

№ пп	Энергия нейтрона <i>E</i> , эВ	Сечение поглощения $\sigma_a(n, \gamma)$, барн	$\sigma_a(n,\gamma)/_E,$ $\delta_{aph}/_{B'}$	<i>ΔЕ,</i> эВ	<i>S_i</i> , барн
1	1,00.10-5	1872,53	$1,87 \cdot 10^8$		
2	1,31.10-5	1634,54	$1,25 \cdot 10^8$	$3,12\cdot10^{-6}$	$4,87 \cdot 10^2$
3	$1,71 \cdot 10^{-5}$	1432,48	$8,38 \cdot 10^7$	3,96.10-6	$4,13\cdot10^2$
4	$2,24 \cdot 10^{-5}$	1250,41	$5,58 \cdot 10^7$	$5,34 \cdot 10^{-6}$	$3,73 \cdot 10^2$
5	$2,92 \cdot 10^{-5}$	1095,84	$3,75 \cdot 10^7$	$6,77 \cdot 10^{-6}$	$3,16\cdot10^2$
8896	$1,63 \cdot 10^7$	0,000597285	3,68.10-11	$1,00.10^{6}$	$4,02 \cdot 10^{-5}$
8897	$1,85 \cdot 10^7$	0,00039698	$2,15\cdot10^{-11}$	$2,25 \cdot 10^6$	6,55·10 ⁻⁵
8898	$1,94 \cdot 10^7$	0,000331289	$1,71 \cdot 10^{-11}$	$8,75 \cdot 10^5$	$1,\overline{69\cdot 10^{-5}}$
8899	$2,00.10^7$	0,000289474	1,45.10-11	$6,25 \cdot 10^5$	$9,87 \cdot 10^{-6}$
Суммарное	значение (Резо	онансный инте	грал <i>I</i>), барн		76,0

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

Таблица 2	—	Сечение	радиационного	захвата	(n, γ))-реакции	И	вычисление
-----------	---	---------	---------------	---------	---------------	-----------	---	------------

резонансного интеграла для кобальта-60
--

№ пп	Энергия нейтрона Е, эВ	Сечение поглощения $\sigma_a(n, \gamma),$ барн	$\sigma_a(n,\gamma)/_{E},$ $\sigma_baph/_{B},$	<i>ΔЕ</i> , эВ	<i>S_i</i> , барн
1	$1,00.10^{-5}$	100,633	$1,01 \cdot 10^7$		
2	$1,30.10^{-5}$	88,1346	$6,76 \cdot 10^6$	$3,04 \cdot 10^{-6}$	25,5
3	$1,71 \cdot 10^{-5}$	76,9328	$4,50.10^{6}$	$4,07 \cdot 10^{-6}$	22,9
4	$2,23 \cdot 10^{-5}$	67,4226	$3,03 \cdot 10^6$	$5,17 \cdot 10^{-6}$	19,4
5	$2,92 \cdot 10^{-5}$	58,8533	$2,01\cdot 10^{6}$	6,96·10 ⁻⁶	17,5
			•••		
198	$1,20\cdot10^{7}$	0,000749998	$6,25 \cdot 10^{-11}$	$2,00.10^{6}$	$1,31 \cdot 10^{-4}$
199	$1,40.10^{7}$	0,00068	4,86·10 ⁻¹¹	$2,00.10^{6}$	$1,11 \cdot 10^{-4}$
200	$1,80.10^{7}$	0,0005	$2,78 \cdot 10^{-11}$	$4,00.10^{6}$	$1,53 \cdot 10^{-4}$
201	$2,00.10^{7}$	0,000420002	$2,10\cdot10^{-11}$	$2,00.10^{6}$	$4,88 \cdot 10^{-5}$
Суммарное зн	ачение (Резо	нансный интег	грал I), барн		4,25

Представим результаты вычисления резонансных интегралов по данным из различных библиотек в таблице 3.

Библиотека	Co-59	Co-60
CENDL-3.1 (China 2009)	75,1	
ENDF_B-VII (USA 2011)	76,0	
JEFF-3.1 (Europe 2005)	76,0	
JENDL-4.0 (Japan 2010)	76,0	
ROSFOND (Russia 2008)	76,0	4,25
Среднее значение	75,8	4,25

Таблица 3 – Результаты расчета резонансного интеграла

Микроскопическое сечение поглощения для кобальта-59 при соответствующей энергии нейтрона $E_0 = 0,0253$ эВ по [1] (стр. 496, приложение I):

					_
					Τ
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	

$$\sigma_a^{59} = 37,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Микроскопическое сечение поглощения для кобальта-60 при соответствующей энергии нейтрона $E_0 = 0,0253$ эВ по [2] (стр. 1104, табл. 41.2):

$$\sigma_a^{60} = 2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Определяем эффективные сечения поглощения для кобальта-59, $\hat{\sigma}_a^{59}$ и для кобальта-60, $\hat{\sigma}_a^{60}$:

$$\begin{split} \hat{\sigma}_{a}^{59} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293,6}{T_{\rm Hr}}} \cdot \sigma_{a}^{59} \cdot p + r \cdot q \cdot I_{a}^{59} = \\ &= \frac{\sqrt{3,14}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293,6}{320}} \cdot 37,2 \cdot 10^{-24} \cdot 0,616 + 0,03 \cdot 0,406 \cdot 75,7 \cdot 10^{-24} \\ &= 2,037 \cdot 10^{-23} \, {\rm cm}^{2}; \\ \hat{\sigma}_{a}^{60} &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293,6}{T_{\rm Hr}}} \cdot \sigma_{a}^{60} + r \cdot I_{a}^{60} = \\ &= \frac{\sqrt{3,14}}{2} \cdot \sqrt{\frac{293,6}{320}} \cdot 2 \cdot 10^{-24} + 0,03 \cdot 4,3 \cdot 10^{-24} \\ &= 1,827 \cdot 10^{-24} \, {\rm cm}^{2}. \end{split}$$

Приведем период полураспада, $T_{1/2}$, кобальта-60 для расчета постоянной распада целевого радионуклида, λ . По [3] (стр. 280) $T_{1/2} = 5,272$ года.

Переведем период полураспада кобальт-60 $T_{1/2}$ в секунды и рассчитаем постоянную распада λ :

$$T_{1/2} = 5,272 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 = 1,663 \cdot 10^8 \text{ c};$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{\ln 2}{1,663 \cdot 10^8} = 4,169 \cdot 10^{-9} \,\mathrm{c}^{-1}.$$

					Лист
					26
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	26

Сведем полученные результаты в таблицы 4 и 5.

Порокотр	Значение	параметра
параметр	Кобальт-59	Кобальт-60
$\sigma \cdot 10^{28}$,m ²	37,2	2,0
$I \cdot 10^{28}, M^2$	75,8	4,25
λ, c^{-1}	_	4,169·10 ⁻⁹
$N_{59}^{<0>}, \Gamma^{-1}$	$1,021 \cdot 10^{22}$	0
ρ , г/см ³	8,9	90

Таблица 4 – Параметры для расчета активности кобальтовых блоков

Результаты проведённых расчётов коэффициентов тепловой и резонансной блокировок для кобальтовой мишени в таблице 5.

Таблица 5 – Коэффициенты тепловой и резонансной блокировок для кобальтовых мишеней

Номинальні параметры в	ые мишени, мм	Коэффициент тепловой	Коэффициент резонансной
Диаметр	Высота		блокировки q, отн. ед.
7,0	2,3	0,614	0,406

Таблица 6 – Значения сечений

Размеры мишени		Значен	ия $\hat{\sigma}$, м ²		
Диаметр,	Высота,	Для	стартового	Для	целевого
MM	MM	нуклид	la	нуклида	
7,0	2,3	2,037.1	0 ⁻²⁷	$1,827 \cdot 10^{-2}$	28

					Лист
					07
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	27



Рисунок 3- Активность от времени

2. Определение накопленного заряда на ДПЗ

2.1. Исходные данные

Показания детекторов ДЛНШ № 6.

Показания детекторов ДЛНШ № 6 ежедневно фиксировались системой АСКУ-Л в течение всей реакторной кампании записью в соответствующую таблицу. Проведена обработка исходных показаний ДПЗ каждого детектора в течение всей кампании.

На рисунке 4 приведены зависимости исходных показаний ДПЗ с учетом коэффициентов чувствительности ДПЗ от времени кампании.

	ДЛНЦ	Ш-б	Исходны	е показани	я ДПЗ							
	Дата		ДПЗ 1	ДПЗ 2	ДПЗ 3	ДПЗ 4	ДПЗ 5	ДПЗ 6	ДПЗ 7	ДПЗ 8	ДПЗ 9	
	12.07.	2012	0,603	0,749	0,666	0,648	0,627	0,626	0,633	0,540	0,369	
	13.07.	2012	0,674	0,898	0,943	0,871	0,786	0,654	0,548	0,470	0,345	
	14.07.	2012	0,718	0,898	0,909	0,824	0,776	0,805	0,806	0,626	0,420	
	15.07.	2012	0,701	0,935	0,939	0,871	0,784	0,811	0,839	0,674	0,463	
	16.07.	2012	0,724	0,952	0,973	0,842	0,753	0,759	0,788	0,759	0,504	
	17.07.	2012	0,762	0,967	0,991	0,878	0,775	0,747	0,754	0,702	0,468	
	18.07.	2012	0,740	0,930	0,951	0,865	0,798	0,768	0,757	0,669	0,432	
	19.07.	2012	0,735	0,927	0,939	0,862	0,789	0,769	0,803	0,766	0,493	
	20.07.	2012	0,707	0,959	0,996	0,905	0,822	0,789	0,753	0,686	0,421	
												Jiud
Изм.	Лист	Nº ∂	окумента	Подпись	Дата							2

Таблица 7 – Показания ДПЗ

длиш - 0	ппр 1							ппр о	
Дата		ДПЗ 2		ДПЗ 4	ДПЗ 5	ДПЗ 6		ДПЗ 8	ДПЗ 9
21.07.2012	0,651	0,899	0,946	0,882	0,822	0,793	0,763	0,682	0,430
22.07.2012	0,715	0,977	1,019	0,924	0,818	0,746	0,668	0,486	0,348
23.07.2012	0,728	0,958	0,989	0,900	0,801	0,727	0,741	0,695	0,446
24.07.2012	0,701	0,966	0,994	0,901	0,804	0,742	0,712	0,679	0,428
25.07.2012	0,815	1,121	1,362	1,260	1,033	0,828	0,560	0,485	0,365
26.07.2012	0,786	1,089	1,320	1,229	1,031	0,906	0,668	0,587	0,440
27.07.2012	0,754	1,057	1,301	1,236	1,053	0,918	0,680	0,568	0,423
28.07.2012	0,772	1,083	1,319	1,256	1,069	0,919	0,687	0,560	0,412
29.07.2012	0,777	1,078	1,318	1,263	1,081	0,927	0,715	0,566	0,415
30.07.2012	0,804	1,092	1,334	1,288	1,101	0,947	0,652	0,542	0,389
31.07.2012	0,758	1,044	1,288	1,253	1,102	0,964	0,669	0,557	0,400
01.08.2012	0,835	1,123	1,366	1,305	1,131	1,004	0,668	0,510	0,347
02.08.2012	0,722	1,014	1,260	1,240	1,132	1,044	0,737	0,605	0,417
03.08.2012	0,739	1,026	1,257	1,217	1,100	1,050	0,770	0,609	0,418
04.08.2012	0,723	1,000	1,230	1,194	1,087	1,052	0,847	0,637	0,433
05.08.2012	0,738	1,027	1,241	1,223	1,108	1,075	0,923	0,659	0,436
06.08.2012	0,804	1,142	1,380	1,290	1,092	0,969	0,717	0,620	0,439
07.08.2012	0,809	1,140	1,389	1,318	1,105	0,976	0,755	0,621	0,435
08.08.2012	0,788	1,119	1,366	1,312	1,118	0,997	0,794	0,636	0,444
09.08.2012	0,737	1,068	1,318	1,291	1,132	1,035	0,835	0,663	0,460
10.08.2012	0,777	1,097	1,318	1,261	1,106	1,042	0,870	0,676	0,461
11.08.2012	0,742	1,051	1,270	1,236	1,110	1,047	0,907	0,703	0,479
12.08.2012	0,853	1,162	1,362	1,258	1,073	0,971	0,844	0,645	0,436
13.08.2012	0,839	1,158	1,364	1,291	1,114	0,994	0,842	0,637	0,428
14.08.2012	0,776	1,097	1,310	1,274	1,121	1,035	0,890	0,677	0,455
15.08.2012	0,817	1,155	1,367	1,301	1,099	0,980	0,844	0,662	0,453
16.08.2012	0,812	1,149	1,356	1,300	1,112	1,001	0,869	0,682	0,461
17.08.2012	0,795	1,128	1,350	1,302	1,129	1,042	0,927	0,746	0,501
18.08.2012	0,791	1,116	1,283	1,224	1,098	1,045	0,969	0,913	0,537
19.08.2012	0,791	1,124	1,300	1,255	1,140	1,078	0,986	0,937	0,549
20.08.2012	0,792	1,141	1,324	1,253	1,117	1,059	0,962	0,933	0,562
21.08.2012	0,735	1,077	1,254	1,201	1,113	1,084	1,011	0,997	0,602
22.08.2012	0,803	1,153	1,338	1,254	1,116	1,053	0,961	0,931	0,557
23.08.2012	0,839	1,162	1,331	1,253	1,105	1,034	0,985	0,980	0,611
24.08.2012	0,751	1,071	1,246	1,214	1,113	1,083	1,064	1,074	0,671
25.08.2012	0,799	1,101	1,249	1,204	1,104	1,067	1,060	1,085	0,676
26.08.2012	0,801	1,106	1,262	1,228	1,117	1,052	1,037	1,055	0,658
27.08.2012	0,771	1,098	1,279	1,314	1,244	1,211	1,100	0,864	0,563
28.08.2012	0,772	1,109	1,324	1,363	1,294	1,220	1,058	0,789	0,511
29.08.2012	0,828	1,135	1,290	1,306	1,209	1,147	1,077	0,971	0,554
30.08.2012	0,832	1,158	1,305	1,318	1,219	1,151	1,073	1,009	0,553
31.08.2012	0,800	1,129	1,302	1,325	1,242	1,177	1,089	1,004	0,565
		······							
i I [–]	_	1 1	, I						

дуннш - 0	ппр 1								
Дата	ДПЗ 1	ДПЗ 2	ДПЗ 3	ДПЗ 4	ДПЗ 5	ДПЗ 6	ДПЗ 7	ДПЗ 8	ДПЗ 9
01.09.2012	0,756	1,101	1,299	1,349	0,000	1,220	1,120	1,013	0,572
02.09.2012	0,792	1,133	1,301	1,291	1,210	1,187	1,119	1,041	0,582
03.09.2012	0,798	1,134	1,287	1,302	1,281	1,252	1,151	1,027	0,562
04.09.2012	0,780	1,126	1,299	1,336	1,311	1,289	1,181	1,041	0,578
05.09.2012	0,781	1,127	1,303	1,342	1,312	1,295	1,213	1,086	0,603
06.09.2012	0,766	1,117	1,272	1,326	1,315	1,296	1,214	1,096	0,607
07.09.2012	0,769	1,088	1,259	1,334	1,306	1,293	1,212	1,113	0,624
08.09.2012	0,759	1,082	1,252	1,341	1,321	1,313	1,250	1,166	0,670
09.09.2012	0,788	1,122	1,288	1,372	1,335	1,291	1,206	1,114	0,624
10.09.2012	0,837	1,182	1,355	1,420	1,364	1,291	1,136	0,923	0,557
11.09.2012	0,802	1,146	1,327	1,418	1,399	1,324	1,158	0,947	0,560
12.09.2012	0,802	1,156	1,339	1,429	1,416	1,342	1,174	0,991	0,567
13.09.2012	0,820	1,134	1,290	1,378	1,384	1,385	1,289	1,076	0,636
14.09.2012	0,834	1,156	1,294	1,367	1,384	1,391	1,286	1,076	0,633
15.09.2012	0,850	1,182	1,311	1,379	1,387	1,399	1,303	1,152	0,650
16.09.2012	0,841	1,179	1,330	1,404	1,412	1,418	1,323	1,176	0,669
17.09.2012	0,911	1,244	1,364	1,401	1,376	1,377	1,293	1,138	0,644
18.09.2012	0,892	1,178	1,290	1,343	1,327	1,347	1,348	1,267	0,729
19.09.2012	0,853	1,166	1,299	1,377	1,374	1,377	1,351	1,259	0,714
20.09.2012	1,576	1,276	1,392	1,617	1,513	1,491	3,601	0,225	1,725
21.09.2012	0,964	1,235	1,349	1,342	1,413	1,428	3,601	0,042	0,765
22.09.2012	0,908	1,193	1,331	1,392	1,397	1,424	3,601	0,014	0,733
23.09.2012	0,940	1,333	1,484	1,499	1,206	1,105	3,601	0,003	0,715
24.09.2012	0,921	1,310	1,478	1,475	1,208	1,135	3,601	0,000	0,739
25.09.2012	0,959	1,332	1,512	1,470	1,223	1,143	3,601	-0,002	0,675
26.09.2012	0,946	1,318	1,469	1,533	1,391	1,175	3,601	0,000	0,704
27.09.2012	0,921	1,295	1,436	1,525	1,429	1,197	3,601	0,000	0,719
28.09.2012	0,876	1,279	1,455	1,554	1,522	1,249	3,601	0,000	0,698
29.09.2012	0,906	1,311	1,513	1,583	1,462	1,232	3,601	0,000	0,699
30.09.2012	0,894	1,300	1,505	1,591	1,511	1,257	3,601	0,000	0,711
01.10.2012	0,887	1,295	1,516	1,612	1,526	1,284	3,601	0,000	0,730
02.10.2012	0,930	1,328	1,531	1,621	1,488	1,251	3,601	0,000	0,743
03.10.2012	0,984	1,386	1,549	1,599	1,528	1,259	3,601	0,000	0,786
04.10.2012	0,981	1,409	1,570	1,616	1,567	1,275	3,601	0,000	0,771
05.10.2012	0,999	1,414	1,597	1,662	1,606	1,317	3,601	1,123	0,764
06.10.2012	0,971	1,388	1,607	1,736	1,687	1,338	3,601	1,112	0,759
07.10.2012	0,960	1,364	1,591	1,725	1,656	1,338	3,601	1,113	0,764
08.10.2012	0,922	1,330	1,541	1,689	1,699	1,404	3,601	1,159	0,788
09.10.2012	0,985	1,336	1,494	1,619	1,646	1,384	3,601	1,205	0,817
10.10.2012	1,004	1,379	1,530	1,623	1,636	1,577	3,601	1,201	0,806
11.10.2012	1,058	1,473	1,624	1,651	1,395	1,303	3,601	1,126	0,771
12.10.2012	1,190	1,540	1,631	1,599	1,432	1,248	3,601	1,083	0,736
									
	orvineumo	Подпись	Пата						

Пата	ЛПЗ 1	ЛПЗ 2	ЛПЗ 3	ЛПЗ 4	ЛПЗ 5	ЛПЗ 6	ЛПЗ 7	ЛПЗ 8	ЛПЗ 9
13 10 2012	1 084	1 511	1 574	1 591	1 449	1 362	3 601	1 1 50	0 791
14.10.2012	1,001	1,511	1,577	1,622	1,492	1,323	3.601	1,182	0.827
15.10.2012	1,101	1,600	1,605	1,618	1,192	1,323	3.601	1,151	0.810
16.10.2012	1,139	1,536	1,569	1,659	1,614	1,360	3.601	1,191	0.814
17.10.2012	1,223	1,550	1,506	1,580	1,530	1,286	3,601	1,214	0,840
19.10.2012	1,226	1,573	1,555	1,624	1,586	1,336	3,601	1,215	0,862
20.10.2012	1,293	1,648	1,618	1,685	1,655	1,402	3,601	1,188	0,823
21.10.2012	1,206	1,568	1,612	1,722	1,716	1,510	3,601	1,191	0,822
22.10.2012	1,145	1,563	1,654	1,774	1,838	1,751	3,601	1,192	0,785
23.10.2012	1,200	1,643	1,694	1,753	1,737	1,655	3,601	1,191	0,798
24.10.2012	1,319	1,636	1,701	0,677	1,806	1,697	1,837	1,330	1,685
25.10.2012	1,250	1,672	1,742	1,789	1,753	1,663	1,331	1,250	0,835
26.10.2012	1,196	1,594	1,719	1,873	1,840	1,519	1,365	1,248	0,815
27.10.2012	1,236	1,620	1,711	1,807	1,778	1,727	1,406	1,294	0,847
28.10.2012	1,155	1,539	1,659	1,800	1,831	1,814	1,484	1,359	0,891
29.10.2012	1,258	1,570	1,649	1,777	1,777	1,772	1,619	1,376	0,895
30.10.2012	1,138	1,505	1,613	1,769	1,820	1,881	1,768	1,427	0,913
31.10.2012	1,212	1,548	1,636	1,767	1,792	1,851	1,829	1,491	0,960
01.11.2012	1,234	1,556	1,639	1,772	1,787	1,819	1,850	1,552	0,960
02.11.2012	1,265	1,600	1,700	1,831	1,825	1,834	1,782	1,414	0,893
03.11.2012	1,226	1,526	1,634	1,796	1,829	1,830	1,861	1,557	0,952
04.11.2012	1,305	1,628	1,709	1,834	1,806	1,811	1,864	1,528	0,960
05.11.2012	1,275	1,580	1,674	1,809	1,792	1,826	1,889	1,550	0,970
06.11.2012	1,446	1,699	1,687	1,778	1,752	1,746	1,844	1,621	0,948
07.11.2012	1,274	1,561	1,618	1,774	1,822	1,891	1,962	1,824	1,016
08.11.2012	1,289	1,616	1,664	1,779	1,838	1,886	1,682	1,580	1,008
09.11.2012	1,291	1,679	1,772	1,887	1,907	1,972	1,680	1,462	0,935
10.11.2012	1,352	1,705	1,724	1,847	1,848	1,891	1,833	1,533	1,007
11.11.2012	1,336	1,680	1,741	1,839	1,831	1,913	1,864	1,542	0,981
12.11.2012	1,350	1,653	1,715	1,821	1,801	1,896	1,955	1,634	1,043
13.11.2012	1,452	1,741	1,766	1,860	1,804	1,833	1,978	1,662	1,032
14.11.2012	1,450	1,736	1,752	1,881	1,877	1,835	1,917	1,677	1,002
15.11.2012	1,537	1,821	1,759	1,788	1,749	1,779	1,890	1,743	1,056
16.11.2012	1,584	1,856	1,767	1,753	1,726	1,744	1,834	1,842	1,096
Габлица	8 – Коз	эффицие	енты чуг	вствител	ьности,	ДП З , <i>К</i> _ч			
№ ДПЗ	1	2	3	4	5	6	7	8	9
K ₁₁	0,95	0,946	0,967	0,946	0,965	0,922	0,936	0,973	0,965

Изм.

Лист

№ документа

Подпись

Дата

2	1
3	T



Рисунок 4 – Показания ДПЗ с учетом коэффициента чувствительности, К_ч

Как мы можем видеть, некоторые показания ДПЗ №1, 4, 5, 7, 8 и 9 не относятся к общему тренду. Ниже, в таблице 9 приведены даты, когда произошел вылет показаний ДПЗ.

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

Мо ППЗ	Дата соответствующего вылетевшего
л⊴ днз	показания
1	20.09.2012
4	24.10.2012
5	01.09.2012
7	20.09.201223.10.2012
8	20.09.201204.10.2012
9	20.09.2012, 24.10.2012

Таблица 9 – Даты «вылетевших» показаний ДПЗ

2.2. Восстановление показаний ДПЗ

На основании [4] (стр. 170-171), рассмотрим кинетику выгорания топлива. Концентрация U^{235} убывает в результате захвата тепловых нейтронов, сопровождающегося либо делением ($\sigma_{f5} = 582$ барн), либо испусканием вторичного -кванта ($\sigma_{c5} = 107$ барн). Дифференциальное уравнение выгорания U^{235} можно записать в виде [4] (стр. 170, форм. III.68):

$$\frac{dN_5}{dt} = -\Phi \cdot N_5 \cdot \sigma_{a5},\tag{34}$$

где $\sigma_{a5} = \sigma_{f5} + \sigma_{c5}$ — сечение поглощения U^{235} , барн; N_5 — концентрация U^{235} , $1/_{CM^3}$; Φ — плотность потока нейтронов, $\frac{\text{нейтрон}}{(cM^2 \cdot c)}$; t — время, с.

Вместо времени *t* введем эффективное время *z*, определяемое соотношением [4] (стр. 170, форм. III.69):

$$dz = \Phi \cdot \sigma_{a5} \cdot dt. \tag{35}$$

В частности, если нейтронный поток не изменяется ($\Phi = \text{const}$), то

$$z = \Phi \cdot \sigma_{a5} \cdot t. \tag{36}$$

					Лисп
					22
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	55

Из этого выражения следует, что эффективное время пропорционально величинам, от которых в свою очередь зависит глубина выгорания топлива. Действительно, глубина выгорания тем больше, чем больше мощность реактора, продолжительность работы на этой мощности и сечение поглощения топлива. Поэтому величину *z* называют также и степенью выгорания.

С учетом вышеприведенных рассуждений перепишем дифференциальное уравнение выгорания *U*²³⁵

$$\frac{dN_5}{dz} = -N_5. \tag{37}$$

Обозначим через N_5^0 концентрацию U^{235} в начальный момент времени (t = 0; z = 0).

$$\frac{dN_5}{N_5} = -dz,$$

$$\int \frac{dN_5}{N_5} = -\int dz,$$

$$\ln N_5 = -z + \ln C,$$

$$\ln \frac{N_5}{C} = -z,$$

$$C > 0,$$

$$N_5 = C \cdot e^{-z},$$

подставляя начальное условие, получаем, согласно [4] (стр. 170, форм. III.71):

$$N_5 = N_5^0 \cdot e^{-z} = N_5^0 \cdot e^{-\int_0^t \Phi(t) \cdot \sigma_{a5} \cdot t}.$$
(38)

Если поток нейтронов в реакторе не зависит от времени ($\Phi = \text{const}$), то концентрация ядер U^{235} уменьшается со временем по чисто экспоненциальному закону

$$N_5 = N_5^0 \cdot e^{-\Phi \cdot \sigma_{a5} \cdot t}.$$
 (39)

					Ли
					2
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	3

Уравнение кинетики выгорания существенно упрощается для случая малых выгораний. Математическим критерием малого выгорания является неравенство [4] (стр. 170, форм. III.73)

$$z \ll 1$$
.

Разложим правую часть уравнения (39) в ряд Маклорена:

$$N_5 = N_5^0 \cdot e^{-z} = N_5^0 \cdot \left(1 - z + \frac{z^2}{2} - \cdots\right).$$

Пренебрегая всеми высшими степенями *z*, кроме первой, получаем уравнение кинетики выгорания для рассматриваемого случая [4] (стр. 171, форм. III.74):

$$N_5 \approx N_5^0 \cdot (1-z).$$
 (40)

Из этого уравнения следует, что при малых выгораниях концентрация делящегося вещества зависит линейно от эффективного времени z, а в случае, когда $\Phi = \text{const}$, —линейно и от хронологического времени t.

Мощность реактора прямо пропорциональна произведению $\Phi \cdot N_5$. Так как количество делящегося вещества со временем непрерывно изменяется, то для поддержания постоянства мощности необходимо изменять уровень нейтронного потока. При одной и той же мощности нейтронный поток в конце кампании будет больше, чем в начале. Если, например, согласно [4] (стр. 171), принять глубину выгорания топлива к концу кампании 20%, то уровень нейтронного потока при одинаковой мощности по сравнению с началом кампании возрастет в 1:0,80=1,25 раза.

Определим закон изменения нейтронного потока во времени, при котором обеспечивается постоянная мощность реактора. При постоянной мощности для любого произвольного момента времени t скорость деления такая же, как и в начальный момент времени t = 0 [4] (стр. 171, форм. III.75):

$$\Phi(t) \cdot N_5(t) \cdot \sigma_{a5} = \Phi_0 \cdot N_5^0 \cdot \sigma_{a5}.$$
(41)

Используя это равенство, перепишем уравнение (34) в виде

					Лис
					25
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	33

$$\frac{dN_5}{dt} = -\Phi_0 \cdot N_5^0 \cdot \sigma_{a5}. \tag{42}$$

Проинтегрируем полученное уравнение в пределах от 0 до t и, соответственно, от N_5^0 до $N_5(t)$:

$$\int_{N_{5}^{0}}^{N_{5}(t)} dN_{5} = -\int_{0}^{t} \Phi_{0} \cdot N_{5}^{0} \cdot \sigma_{a5} \cdot dt,$$

$$N_{5}(t) - N_{5}^{0} = -\Phi_{0} \cdot N_{5}^{0} \cdot \sigma_{a5} \cdot t,$$

$$N_{5}(t) = N_{5}^{0} \cdot (1 - \Phi_{0} \cdot \sigma_{a5} \cdot t).$$
(43)

Подставив в это равенство $N_5(t)$ из формулы (41), получим необходимый закон изменения потока во времени [4] (стр. 171, форм. III.77):

$$\frac{\Phi_0 \cdot N_5^0 \cdot \sigma_{a5}}{\Phi(t) \cdot \sigma_{a5}} = N_5^0 \cdot (1 - \Phi_0 \cdot \sigma_{a5} \cdot t),$$

получаем

$$\Phi(t) = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 \cdot \sigma_{a5} \cdot t}.$$
(44)

Таким образом, для поддержания мощности на постоянном уровне в течение всей кампании необходимо, чтобы нейтронный поток увеличивался в соответствии с уравнением (44)

					Лисп
					20
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	36





Таким образом, мы можем сделать вывод о том, что поток с течением кампании изменяется по линейному закону.



Рисунок 6 – Линейная аппроксимация показаний ДПЗ №1

					Ли
					2
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	3







Рисунок 8 – Линейная аппроксимация показаний ДПЗ №3

					Лист
					20
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	38







Рисунок 10 – Линейная аппроксимация показаний ДПЗ №5

					Лист
					20
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	39







Рисунок 12 – Линейная аппроксимация показаний ДПЗ №7

					Лис
					1
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	4







Рисунок 14 – Линейная аппроксимация показаний ДПЗ №9

_					
					Ли
					4
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	4



Существуют алгоритмы, реализованные в ЛСКЭ, позволяющие восстанавливать отклонившиеся показания по соседним показаниям.

3. Определение коэффициента связи между накопленным зарядом на ДПЗ и флюенсом нейтронов на блоках

Целью данного раздела является определение коэффициента связи K_F , ^{нейтрон}/_(см² · Кл), между накопленным зарядом, Q, Кл, и флюенсом, F, нейтрон/см²:

$$K_F = \frac{F}{Q}.$$
(45)

3.1. Экспериментальные данные по активности кобальтовых блоков

При известной массе кобальта в блоке (155 г), рассчитаем, удельную массовую активность и подберем ППТН таким образом, чтобы через промежуток времени, равный 70 суткам, мы имели требуемую удельную массовую активность и сведем полученные результаты в таблицу 10

Таблица 10 – Удельная активность кобальтовых блоков и соответствующие H

№ кобальтового блока «снизу» активной зоны	Активность блока, А, кКи	Удельная массовая активность <i>А_т,</i> Ки/г	ППТН, Ф · 10 ⁻¹³ , нейтрон/ _(СМ² · с)
1	1,19	7,677	5,507
2	1,53	9,871	7,088
3	1,70	10,968	7,880
4	1,99	12,839	9,233
5	2,20	14,194	10,218
6	2,25	14,516	10,448
7	2,03	13,097	9,042
8	1,86	12,000	8,626
9	1,61	10,387	7,460
10	1,36	8,774	6,301

	_	_		_
1			ויח	Γ.

					Лис
					1
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	4



Рисунок 16 – График A=f(t) при ППТН $\Phi = 6,301 \cdot 10^{13} \frac{\text{нейтрон}}{(\text{см}^2 \cdot \text{с})}$

Рассчитаем флюенс нейтронов, *F*:

 $F = \Phi \cdot t,$

где *t* – время облучения мишеней, равное 70 суткам.

При заданной высоте одного блока, равной 125 мм, и их размещение по высоте активной зоны:

 $4 \cdot (\Pi p + Co) + 6 \cdot (2 \cdot \Pi p + Co) + 3 \cdot \Pi p$

где Пр – проставка;

Со – кобальтовый блок.

Сведем полученные результаты в таблицу 11.

					Лисг
					4.4
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	44

Таблица 11 – Флюенс нейтронов и координаты центров кобальтовых блоков

№ кобальтового блока «снизу» активной зоны	Флюенс нейтронов, $F \cdot 10^{-7}$, нейтрон/ $_{CM^2}$	Координата центра кобальтового блока, мм от низа а. з.
1	3,331	187,5
2	4,287	437,5
3	4,766	687,5
4	5,584	937,5
5	6,180	1312,5
6	6,319	1687,5
7	5,469	2062,5
8	5,217	2437,5
9	4,512	2812,5
10	3,811	3187,5

в активной зоне

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата











3.2. Определение коэффициента связи

Чтобы определить коэффициент связи между накопленным зарядом на ДПЗ и флюенсом нейтронов, выполним линейную аппроксимацию высотных распределений заряда и флюенса полиномом 6-ой степени и найдем

					Лис
					17
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	4

отношение данных функций на участке активной зоны реактора от 500 до 3000 мм.



Рисунок 20 – Аппроксимация высотных распределений заряда и флюенса нейтронов по высоте активной зоны

С помощью продукта Microsoft Office Excel была проведена аппроксимация высотных распределений заряда на ДПЗ и флюенса нейтронов, были получены следующие результаты:

• для заряда, Q

$$Q(x) = 3,7157 \cdot 10^{-19} \cdot x^6 - 4,25 \cdot 10^{-15} \cdot x^5 + 1,8463 \cdot 10^{-11} \cdot x^4 - 3,7609 \cdot 10^{-8} \cdot x^3 + 3,3858 \cdot 10^{-5} \cdot x^2 - 7,54 \cdot 10^{-3} \cdot x + 4,9593;$$

• для флюенса нейтронов на мишенях, *F*

					Лис
					40
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	48

$$F(x) = (-2,0971 \cdot 10^{-19} \cdot x^6 + 1,9034 \cdot 10^{-15} \cdot x^5 - 6,2365 \cdot 10^{-12} \cdot x^4 + 8,9559 \cdot 10^{-9} \cdot x^3 - 6,7939 \cdot 10^{-6} \cdot x^2 + 5,562 \cdot 10^{-3} \cdot x^3 + 2,5) \cdot 10^7,$$

где *х* – координата в активной зоне, мм.

Найдем отношение этих функций на участке 500...3000 мм и представим результат в таблице 12 и на рисунке 21

№ пп	Координата в активной зоне <i>x_i</i> , мм	Заряд, <i>Q</i> (<i>x_i</i>), Кл	Флюенс нейтронов, $F(x) \cdot 10^{-7}$, нейтрон/см ²	Коэффициент связи, $K_F \cdot 10^{-6}$, нейтрон/ $(cm^2 \cdot Kл)$
1	500	5,9796	4,368	7,306
2	510	6,0405	4,398	7,280
3	520	6,1013	4,427	7,255
4	530	6,1620	4,456	7,231
5	540	6,2226	4,485	7,207
6	550	6,2830	4,513	7,183
7	560	6,3432	4,542	7,160
•••		•••		
242	2910	5,6948	4,479	7,865
243	2920	5,6481	4,466	7,906
244	2930	5,6005	4,452	7,949
245	2940	5,5522	4,438	7,993
246	2950	5,5030	4,423	8,038
247	2960	5,4531	4,408	8,084
248	2970	5,4024	4,392	8,131
249	2980	5,3510	4,376	8,178
250	2990	5,2988	4,359	8,227
251	3000	5,2458	4,341	8,276

Таблица 12 – К определению коэффициента связи

Среднее значение коэффициента связи составляет $K_F = 7,319 \cdot 10^6 \frac{\text{нейтрон}}{(\text{см}^2 \cdot \text{Кл})}$

Изм	Пист	№ документа	Подпись	Лата





Среднеквадратичное отклонение значений, приведенных в таблице 12, от среднего интегрального значения – 0,321 · 10⁶ ^{нейтрон}/_(см² · Кл).

Таким образом, значению заряда, равного 1 Кл, накопленного на ДПЗ в канале с ДЛНШ № 6 соответствует флюенс в соседнем канале поглотителе с изотопной кобальтовой сборкой, равный $7,319 \cdot 10^6$ нейтрон/см² с относительной погрешностью 8,6 % при доверительной вероятности P = 0,95.

					Лис
					50
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	50

4. Автоматизированная система контроля и управления установкой ЛФ-2

АСКУ-Л/1 предназначена для автоматизации процесса измерения и контроля технологических параметров и предоставления оперативному персоналу достоверной информации о параметрах установки во всех возможных диапазонах изменения условий нормальной эксплуатации, а также автоматизированное управление установкой в условиях нормальной эксплуатации, проектных авариях и, частично, в условиях внештатных ситуаций.

В соответствии со своим назначением АСКУ-Л/1 осуществляет сбор, обработку, регистрацию, хранение и отображение информации о ходе технологического процесса и о состоянии технологического оборудования установки, оперативные расчеты на основе контроля теплотехнических и нейтронно-физических параметров активной зоны.

В соответствии с классификацией систем контроля и управления по признаку их влияния на безопасность система относится к группе управляющих систем нормальной эксплуатации важных для безопасности.

4.1. Перечень функций реализуемых системой

Функционально в АСКУ-Л/1 можно выделить следующие подсистемы:

- подсистема температурного контроля (КТ);
- подсистема термометрического контроля (ТМК);
- подсистема контроля энерговыделения (СКЭ);
- вспомогательные подсистемы.

Рассмотрим более подробно систему контроля энерговыделения (СКЭ).

4.1.1. Перечень функций подсистемы СКЭ

Подсистема СКЭ реализует следующие функции:

					Лист
					51
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	51

- измерение сигналов тока от датчиков контроля относительного энерговыделения (ДПЗ);
- первичная обработка измеренных значений, включая преобразование, диагностику и коррекцию показаний датчиков в зависимости от плотности потока нейтронов;
- отбраковка и восстановление показаний датчиков;
- расчет коэффициентов перекоса (К_п) и коэффициентов неравномерности (К_н);
- технологический контроль значений параметров на соответствие установленным границам;
- вывод предупредительных сигналов в ОС;
- отображение результатов измерения и контроля на экранах операторских станций в виде таблиц, гистограмм и графиков;
- обслуживание запросов пользователей в процессе корректировки нормативно-справочных данных (в том числе, констант и режимов функционирования системы) и при выборе средств и форм представления информации;
- архивирование показаний ДПЗ и коэффициентов К_н и К_п.

Рассмотрим более детально датчик потока внутриканальный

4.2. Датчик контроля потока внутриканальный

4.2.1. Назначение

Датчик предназначен для эксплуатации в составе контрольного технологического канала (КТК) реакторной установки ЛФ-2 и служит для:

- оперативного контроля относительного распределения плотности потока нейтронов по высоте КТК;
- измерения температуры теплоносителя на сливе из КТК;
- отбора газа из полости КТК.

					Лист
					50
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	52

Датчик рассчитан на работу в составе систем контроля энерговыделения (СКЭ), контроля температуры теплоносителя (система Т) и контроля герметичности оболочек твэлов РУ ЛФ-2.

Датчик является элементом нормальной эксплуатации и относится к классу безопасности 3H по ПОБ КПРУ-98.

В качестве первичных преобразователей в датчике используются:

- 9 детекторов прямого заряда ДПЗ для контроля плотности потока нейтронов;
- термопреобразователь сопротивления для контроля температуры теплоносителя.

4.2.2. Состав датчика

Датчик состоит из корпуса с головкой, узла уплотнения, зонда с детекторами и гильзы стермопреобразователем.

4.2.3. Устройство и работа

22. Устройство датчика приведено на рисунке В его 1 нижней части находится с детекторами, ЗОНД В 2 термопреобразователем. верхней части гильза с Зонд девятью детекторами 3. Линии укомплектован 4 детекторов проходят ПО наружным связи пазам 5 ПО профилированной трубке радиатора И далее 6 К разъему 7. В гильзе 8 термопреобразователь 9 подключен к разъёму 10. 2 Верхняя часть датчика имеет отверстия, через которые теплоноситель омывает термопреобразователь 9. Головка 11 датчика, изготовленная 12X18H10T, снабжена ИЗ стали 12 КГО. для отбора для системы Для штуцером газа защиты от загрязнения при транспортировании и хранении разъёмы 7, 10

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата



Рисунок 22 – Датчик контроля потока внутриканальный ДЛНШ 1 – зонд с детекторами; 2 – гильза с термопреобразователем; 3 – детекторы; 4 – линии связи детекторов; 5 – радиатор; 6 – профилированная трубка; 7 – разъем; 8 – гильза; 9 – термопреобразователь; 10 – разъем; 11 – головка датчика; 12 – штуцер для отбора газа из системы КГО; 13 – уплотнительный узел 12 штуцер головки И датчика 13 заглушками. Уплотнительный (гайказакрыты узел втулка-сальник) предназначен крепления для И КТК. В уплотнения датчика В случае выхода ИЗ строя гильза 8 заменяется. Лист

Подпись

Дата

Изм.

Лист

№ документа

54

4.2.4. Устройство детектора

Устройство детектора приведено на рисунке 23.



Рисунок 23 – Детектор прямого заряда 1 – эмиттер; 2 – коллектор; 3 – изолятор; 4 – линии связи; 5 – эпоксидный компаунд

Детектор состоит из эмиттера 1 и коллектора 2, разделённых изолятором 3, и линии связи 4. Выводы кабеля герметизированы эпоксидным компаундом 5. Линия связи выполнена с двумя витыми жилами. Сигнальная жила линии связи соединена с эмиттером детектора. При облучении в сигнальной жиле линии связи генерируется фоновый ток, составляющий до 15 % тока эмиттера. Для получения дополнительного фонового тока, приблизительно равного фоновому току сигнальной жилы, используется фоновая жила линии связи. Дифференциальное включение сигнальной и фоновой жил компенсирует фоновый ток сигнальной жилы линии связи.

Работа детектора основана на использовании комптоновских электронов, возникающих при взаимодействии -квантов реакции (n, γ) с материалом эмиттера. Сигнал детектора практически мгновенен и линейно зависит от плотности потока нейтронов. Детектор не требует подачи напряжения питания.

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения данного проекта было выявлено с использованием полученных экспериментальных данных соответствия показаний ДПЗ значению плотности потока тепловых нейтронов в канале с поглотителем.

Было установлено, что значению в 1 Кл показаниям ДПЗ в канале с ДЛНШ № 6 соответствует флюенс нейтронов в соседнем канале поглотителе с изотопной кобальтовой сборкой, равный $7,319 \cdot 10^{12}$ нейтрон/см² с относительной погрешностью 8,6 % при доверительной вероятности P = 0,95.

Также в работе был рассмотрен один из датчиков АСКУ-Л, предназначенный для эксплуатации в составе контрольного технологического канала (КТК) реакторной установки ЛФ-2 и служащий для:

- оперативного контроля относительного распределения плотности потока нейтронов по высоте КТК;
- измерения температуры теплоносителя на сливе из КТК;
- отбора газа из полости КТК.

					Лис
					_
Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата	5

Список использованной литературы

- Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов: Учебное по для вузов / Г. Г. Бартоломей, Г. А. Бать, В. Д. Байбаков, М. С. Алхутов. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.: ил. ISBN 5-283-03804-1.
- Физические величины: Справочник / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; Под. ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.; Энергоатомиздат, 1991. 1232 с. ISBN 5-283-04013-5.
- 3. Герасимов А. С. и др. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах / А. С. Герасимов, Т. С. Зарицкая, А. П. Рудик. М.: Энергоатомиздат, 1989. 575 с.: ил. ISBN 5-283-03741-Х
- 4. Алешин Василий Сергеевич, Кузнецов Николай Михайлович, Саркисов Ашот Аракеллович. Судовые энергетические реакторы: учебное пособие. Л.: Судостроение, 1968. 491 с.: ил. Библиогр.: с. 486-489.
- 5. федеральное агентство по образованию. Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский политехнический университет" М. А. Шеремет Лекции по курсу спецглавы высшей математики. Томск 2009.
- 6. <u>http://www.nndc.bnl.gov/sigma/index.jsp</u>

Изм.	Лист	№ документа	Подпись	Дата