

Ордена Ленина

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

ИАЭ-3034

ИД 49 09 019

*Л. А. Аникина, Е. С. Глушков, В. Е. Демин,
А. С. Каминский, Л. К. Малкова, В. И. Носов,
Н. Н. Пономарев - Степной, В. М. Тальвин*

**Апробация
некоторых методов и программ
физического расчета ВТГР**

Москва 1978

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ИМ. И. В. КУРЧАТОВА

Л. А. Аникина, Е. С. Глушков, В. Е. Демян,
А. С. Каминский, Л. К. Малкова, В. И. Носов,
Н. Н. Пономарев-Степной, В. М. Талызин

А П Р О Б А Ц И Я
Н Е К О Т О Р Ы Х М Е Т О Д О В И П Р О Г Р А М М
Ф И З И Ч Е С К О Г О Р А С Ч Е Т А В Т Г Р

М о с к в а
1978

Ключевые слова: критсборка, апробация расчетов методик, библиотека констант, экспериментально-расчетные данные.

Выполнена апробация некоторых методик, используемых при исследовании нейтронно-физических параметров ВТГР, на основании литературных данных по критическим сборкам. Получена информация о применимости программных систем для расчета ВТГР и возможных усовершенствованиях техники расчета.

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные реакторы с гелиевым теплоносителем и графитовым замедлителем (ВТГР) обладают рядом особенностей, существенно влияющих на их нейтронно-физические характеристики. Среди них можно отметить следующие:

1) использование в качестве замедлителя графита, слабо поглощающего нейтроны, обеспечивает экономию нейтронов, вместе с тем делает такие реакторы весьма чувствительными к различным поглощающим примесям и неравномерностям их распределения в зоне;

2) использование микротоплива и стремление к увеличению тепловых нагрузок определяет выбор конструкции с существенной гомогенизацией топлива, что приводит к разблуживке резонансного поглощения в сырьевом материале (^{238}U , ^{232}Th);

3) наличие газовых полостей и каналов, высокая пористость активной зоны усложняют определение нейтронно-физических характеристик.

При разработке новых типов реакторов, в частности ВТГР, необходимо достаточно надежное расчетное предсказание их нейтронно-физических параметров. Это требует апробации методик и систем констант. В связи с этим была предпринята попытка апробировать некоторые методики и системы констант, используемые при расчетах ВТГР по литературным данным. Необходимо отметить, что при подборе и анализе литературных данных встретились определенные трудности, связанные с большой разрозненностью и недостаточной полнотой информации. Наиболее полные данные были получены в результате анализа материалов по критическим сборкам *КАНТЕР* [1-3], которые легли в основу данной работы. Апробировались лишь некоторые из методов, программ и систем констант, нашедшие достаточно широкое использование в расчетной практике.

2. ОПИСАНИЕ КРИТСБОРОК

Для апробации расчетных методов были использованы данные по критической сборке **КАНТЕР** [1-3].

Критсборка **КАНТЕР** представляет собой полый графитовый цилиндр диаметром 2,96 м и высотой 3,00 м. В центре сборки расположена алюминиевая труба диаметром 10 см и толщиной стенки 1 см для введения центрального поглощающего стержня. В радиальном отражателе толщиной 40 см на радиусе 115 см симметрично расположены 8 цилиндрических каналов радиусом 4 см для размещения периферийных стержней поглощения. Нижний торцевой отражатель (НТО) имеет коническую форму, угол наклона внутренней поверхности 10° и наружную высоту 60 см. Центральное отверстие в НТО диаметром 40 см служит для выведения твэлов из активной зоны. Верхний торцевой отражатель отсутствует. На рис. 1 изображена схема установки. Активная зона представляет собой свободную засыпку шаровых твэлов реактора *AVR* и шаров из графита.

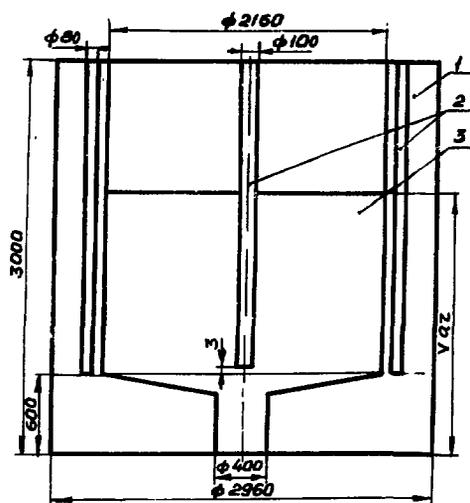


Рис. 1. Схема сборки **КАНТЕР**: 1 - отражатель; 2 - каналы под стержни регулирования; 3 - активная зона

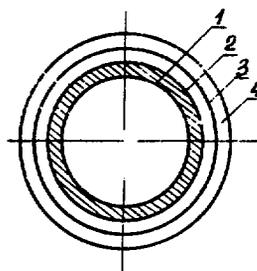


Рис. 2. Схема эквивалентной ячейки активной зоны: 1 - топливо (микротопливо + матрица) $R_1 = 2,5$; 2 - графитовая оболочка $R_2 = 3,0$; 3 - воздушный зазор $R_3 = 3,5373$; 4 - доля шаров с поглотителем $R_4 = 3,893/4,457/5,614$ для загрузки 1, П, Ш

Измерения проводились для трех различных вариантов загрузки активной зоны:

1 активная зона - доля графитовых шаров 25%, количество твэлов 16414, высота засыпки 165 см;

П активная зона - доля графитовых шаров 50%, количество твэлов 12892, высота засыпки 185 см;

III активная зона - доля графитовых шаров 75%, количество твэлов 10629, высота засылки 265 см.

На рис. 2 приведена схема для расчета эквивалентной ячейки активной зоны. Эквивалентная ячейка включает в себя топливный элемент, окружающий его воздушный зазор и часть гомогенизированного графитового шара (соответствующие концентрации элементов в по зонам ячейки и гомогенизированные по ячейке указаны в табл. 1).

Критические массы определялись при различных комбинациях расположения стержней поглощения:

А - без стержней поглощения;

Б - с введенным центральным стержнем (кроме а.э. III), с введенным центральным стержнем и 4-мя введенными стержнями в отражателе (кроме а.э. III) и с 4-мя введенными стержнями в отражателе (только а.э. П).

Эффективность стержней измерялась различными способами:

методом обратной кинетики;

по периоду удвоения мощности;

методом импульсного источника.

Пространственное распределение скоростей реакций измерялось с помощью:

счетчиков BF_3 ;

проводаки из Dy ;

проводаки из Mn ;

проводаки из Au ;

проводаки из In ;

камер давления на основе ^{235}U ;

фольг из Tl (быстрый поток).

Были измерены также реактивности малых образцов, содержащих бор и гафний.

3. РАСЧЕТНЫЕ МЕТОДЫ

Данные по критическим сборкам *KANTER* были использованы для апробации ряда методик и программ, применяемых для расчетов ВТГР. Большинство расчетов критических параметров и пространственно-энергетических распределений нейтронов в реакторе без органов регулирования проводились по двумерной программе *GABII[4]*, основанной на P-1-приближении с использованием для решения уравнений реактора метода Галаркина в RZ -геометрии (четырёхгрупповое приближение).

В сборке *KANTER* над шаровой засылкой активной зоны имеется полость (активная зона располагается ниже верхней границы радиального отражателя, см. рис. 1).

Таблица 1

Концентрация изотопов для активных зон МАЯКов

Изотоп	Для расчета ячеек				Гомогенизированные для расчета диффузии		
	Зона 1	Зона 2	Зона 3	Зона 4	Активная зона I	Активная зона II	Активная зона III
B	-	-	-	5,892E-8	7,1900E-9	2,4380E-8	4,1570E-8
C	8,352E-2	8,678E-2	-	5,141E-2	5,1946E-2	5,1766E-2	5,1585E-2
Th	1,970E-4	-	-	-	5,2167E-5	3,4778E-5	1,7389E-5
²³⁴ U	2,546E-7	-	-	-	6,7400E-8	4,4882E-8	2,2466E-8
²³⁵ U	3,917E-5	-	-	-	1,0371E-5	6,9140E-6	3,4570E-6
²³⁶ U	1,214E-7	-	-	-	3,2100E-8	2,1400E-8	1,0700E-8
²³⁸ U	2,917E-6	-	-	-	7,7222E-7	5,1480E-7	2,5740E-7
N	1,073E-5	1,115E-5	3,921E-5	2,190E-5	2,1867E-5	2,1944E-5	2,1921E-5
O	4,782E-4	-	1,052E-5	4,103E-6	1,3070E-4	8,8510E-5	4,6330E-5
H	2,487E-5	2,584E-5	-	1,530E-5	1,5480E-5	1,5426E-5	1,5372E-5

Имеются определенные трудности при расчете систем с полостями, поскольку Р-1-приближение несправедливо для таких расчетов. Поэтому расчет по диффузионным программам проводился без наличия полости и выступающих частей бокового отражателя (с экстраполированными границами). Для определения влияния полости над активной зоной (выступающих частей бокового отражателя) на нейтронно-физические характеристики сборки был использован метод дискретных ординат, реализованный в программе *SNARAM* [5]. При этом расчеты проводились в четырехгрупповом приближении. Для расчета эффективности регуляторов и их влияния на радиальное распределение нейтронов использовалась двумерная (R, φ) программа *PNC*, основанная на аналитическом решении двухгрупповых уравнений реактора в Р-1-приближении при произвольном расположении органов регулирования по сечению реактора [6, 7]. При этом влияние органов регулирования на нейтронно-физические характеристики реактора учитывается с помощью эффективных альбедных граничных условий. Расчет альбедных граничных условий на поверхности органов регулирования проводится с использованием метода вероятностей первого столкновения, который позволяет проводить расчеты для многослойных органов регулирования [8, 9].

Влияние пустых каналов, образующихся в сборках при извлечении стержней, учитывалось посредством постановки эффективных граничных условий для вектора потоков нейтронов на поверхности каналов [10] или с помощью введения анизотропных коэффициентов диффузии при расчете по программе *GABI*.

Отличие длины диффузии в реальной шаровой засыпке по сравнению с однородным случаем учтено в расчетах путем изменения коэффициента диффузии так же, как в работах [1-3].

4. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ

4.1. Надтепловая область энергий

В качестве исходных ядерных данных в надтепловой области спектра нейтронов была использована библиотека 26-групповых ядерных данных *ARMAKO-F* с учетом резонансной структуры сечений в подгрупповом приближении [11]. *ARMAKO-F* представляет собой помимо каталога ядерных данных систему программ, которая позволяет учитывать энергетическую блокировку резонансных уровней для однородных сред, а также свертку микросечений и макросечений в малое число групп (от 1 до 26). Недостатком такой свертки является то обстоятельство, что при усреднении сечений по *ARMAKO-F* зоны различного состава рассматриваются как бесконечно протяженные^{*)},

^{*)} Для зон, содержащих делящийся материал, размеры зон определяются из условия критичности системы без отражателя.

что искажает спектр нейтронов. В связи с этим для усреднения констант была использована также одномерная программа расчета реактора АРАДАР [12], которая использует каталог ядерных данных АРАМАКО-F и позволяет устранить указанный выше недостаток усреднения сечений. Критические параметры и энергораспределение реактора без органов регулирования рассчитывались, как уже отмечалось, в четырехгрупповом приближении, путем свертки констант по программам АРАМАКО-F и АРАДАР. Выбранные границы энергетических групп близки к принятым в работе [1] (табл. 2).

Таблица 2

Границы групп	Группа			
	1	2	3	4
В расчетах	10 МэВ - 200 кэВ	200 кэВ - 100 эВ	100 - 0,91 эВ	0,91 эВ
В [1]	10 МэВ - 235 кэВ	235 кэВ - 130 эВ	130 - 1,86 эВ	1,86 эВ

Первая группа содержит почти всю область деления, группа 2 охватывает замедляющую и верхнюю резонансную области. Почти все резонансное поглощение ^{232}Th и ^{238}U осуществляется в 3-й энергетической группе, группа 4 охватывает тепловую область нейтронов.

Гомогенизированные малогрупповые макроконстанты для расчета реактора определялись из расчета системы (ячейка или реактор) с учетом реальной геометрии. Гетерогенное размещение ^{232}Th и ^{238}U учитывалось групповыми константами, полученными с помощью приставки к программе АРАМАКО-F, позволяющей проводить подготовку групповых констант в подгрупповом приближении с учетом гетерогенной блокировки на основе теории эквивалентности. Расчет среднего по ячейке эффективного микросечения проводился по формуле

$$\bar{\sigma} = \frac{V_8 \frac{\rho_8}{\rho_{g4}} \int_{\Delta U} \sigma(u) \frac{\Sigma_{sp}^{\delta} + a^{1/2} \bar{L}}{\Sigma_t^{\delta} + a^{1/2} \bar{L}} du + V_3 \frac{\rho_3}{\rho_{g4}} \int_{\Delta U} \sigma(u) du}{V_8 \int_{\Delta U} \frac{\Sigma_{sp}^{\delta} + a^{1/2} \bar{L}}{\Sigma_t^{\delta} + a^{1/2} \bar{L}} du + V_3 \Delta U}$$

где V_8, V_3 - объем блока и замедлителя; $\rho_8, \rho_3, \rho_{g4}$ - ядерные плотности изотопа на единицу объема блока, замедлителя и ячейки соответственно; $\sigma(u)$ - детальная энергетическая зависимость сечения изотопа для некоторого процесса (деление, захват и т.д.); $\Sigma_t^{\delta}(u)$ - полное макросечение в блоке; $\Sigma_{sp}^{\delta}(u)$ - макросечение потенциального рассеяния в блоке; \bar{L} - длина средней хорды в блоке; $a = V(1 - C)$, где V - фактор Белла, C - поправка Данкова. В табл. 3 приведены данные по резонансным интег-

ралам ^{232}Th и ^{238}U , полученные для критсборок **КАНТЕР**, которые показывают влияние учета гетерогенности расположения топлива.

Таблица 3

Резонансные интегралы поглощения в зависимости от разбавления системы

Свойства системы, способ расчета	Резонансный интеграл поглощения		Примечания
Бесконечное разбавление:			
а) рекомендованные [14];	82	280	-
б) АРАМАКО	105	277	-
Сборка КАНТЕР-1, АРАМАКО:			
а) гомогенное приближение;	73,8	271	Активная зона $(\rho_c/\rho_{Th})=991$, $(\rho_c/\rho_U) = 67000$
б) с учетом гетерогенности	64,9	268	Топливная область твэла $(\rho_c/\rho_{Th})=$ $=424$, $(\rho_c/\rho_U) = 2860$
Сборка КАНТЕР-П, АРАМАКО:			
а) гомогенное приближение;	81	272,5	Активная зона $(\rho_c/\rho_{Th})=1485$, $(\rho_c/\rho_U) = 101000$
б) с учетом гетерогенности	66,1	268,7	Топливная область твэла $(\rho_c/\rho_{Th})=$ $=424$, $(\rho_c/\rho_U) = 2860$
Сборка КАНТЕР-Ш, АРАМАКО:			
а) гомогенное приближение;	91	274	Активная зона $(\rho_c/\rho_{Th}) = 2960$, $(\rho_c/\rho_U) = 200000$
б) с учетом гетерогенности	66,5	269,4	Топливная область твэла $(\rho_c/\rho_{Th})=424$, $(\rho_c/\rho_U) = 2860$
Разбавление, соответствующее внутренней области твэлов сборок КАНТЕР, АРАМАКО	57,5	264	$(\rho_c/\rho_{Th}) = 424$, $(\rho_c/\rho_U) = 2860$

Макроскопические сечения активных зон оборок КАНТЕР в гомогенном приближении и с учетом гетерогенности представлены в табл. 4, константы в отражателе приведены в табл. 5.

Таблица 4

Макроскопические сечения активных зонборок типа КАНТЕР в гомогенном приближении и с учетом гетерогенности

Макроскопическое сечение	Способ расчета	Группы	КАНТЕР-1	КАНТЕР-П	КАНТЕР-Ш
1	2	3	4	5	6
$\Sigma_{\text{ядра}}$	Гомогенный	I	0,003444	0,009408	0,009398
		II	0,004707	0,004689	0,004717
		III	0,008829	0,008585	0,008360
		IV	0,004794	0,003343	0,001875

Продолжение табл. 4

1	2	3	4	5	6
<i>Σубого</i>	Гетерогенный	1	0,009438	0,009404	0,009398
		П	0,004696	0,004680	0,004714
		Ш	0,008746	0,008500	0,008300
		1У	0,004794	0,003343	0,001876
<i>ΣΣ1</i>	Гомогенный	1	0,000038	0,000025	0,000013
		П	0,000177	0,000119	0,000060
		Ш	0,000339	0,000261	0,000213
		1У	0,003026	0,006180	0,003291
	Гетерогенный	1	0,000037	0,000025	0,000012
		П	0,000176	0,000118	0,000060
		Ш	0,000331	0,000260	0,000310
		1У	0,009026	0,006180	0,003291
<i>Σt2</i>	Гомогенный	1	0,11269	0,11225	0,11188
		П	0,22492	0,22501	0,22513
		Ш	0,22510	0,22596	0,22676
		1У	0,21521	0,21707	0,21661
	Гетерогенный	1	0,11292	0,11247	0,11204
		П	0,22592	0,22506	0,22421
		Ш	0,23053	0,22949	0,22842
		1У	0,21521	0,21707	0,21661
<i>Σзам</i>	Гомогенный	1	0,009406	0,009382	0,009385
		П	0,004413	0,004487	0,004611
		Ш	0,007622	0,007736	0,007903
		1У	0	0	0
	Гетерогенный	1	0,009401	0,009379	0,009384
		П	0,004414	0,004490	0,004616
		Ш	0,007628	0,007747	0,007916
		1У	0	0	0

Таблица 5

Микроскопические сечения в отражателе сборок КАНТЕР

Вид сечения	Зона	Группы			
		1	П	Ш	1У
<i>Σубого</i>	Плотная	0,015561	0,008271	0,013836	0,000276
	Пористая	0,014479	0,007696	0,012874	0,000258
<i>Σзам</i>	Плотная	0,015560	0,008270	0,013833	0
	Пористая	0,014478	0,007695	0,012873	0
<i>D</i>	Плотная	1,8781	0,89433	0,87935	0,79910
	Пористая	2,0184	0,96114	0,94503	0,86100

4.2. Область термализации нейтронов

Как уже отмечалось, для реакторов ВТГР чрезвычайно важно правильно учитывать эффекты термализации нейтронов. Учет термализации нейтронов проводился как путем детальных (точных) расчетов спектра медленных нейтронов по специальным программам *PIT* [15], так и путем использования приближенного подхода, основанного на понятии температуры нейтронного газа и предназначенного для вариантных расчетов.

Приближенно учет термализации нейтронов проводился с температурой нейтронного газа, определяемой соотношением [16]

$$T_{нз} = T_{зам} (1 + 0,46 \Delta),$$

где

$$\Delta = 2A \frac{\Sigma_a(kT_{зам})}{\Sigma_s} \approx \frac{4 \Sigma_a(kT_{зам})}{\xi \Sigma_s}.$$

Зависимость сечений поглощения и деления для тяжелых элементов принята согласно работам [17 - 19].

Усреднение сечений по спектру Максвелла проводится по методике, приведенной в работе [18] по формуле

$$\bar{\sigma}(x_{zp}, kT) = \frac{\int_0^{x_{zp}} x e^{-x} \sigma(x, E_T) dx}{\int_0^{x_{zp}} x e^{-x} dx},$$

где $x_{zp} = \frac{E_{zp}}{E_T}$; $E_T = kT$; T - "эффективная" температура нейтронного газа, K ; E_{zp} - граница между тепловым и фермиевским спектром определяется из условия

$$(n \nu(E_{zp}))_{Максв.} = (n \nu(E_{zp}))_{Ферм.}$$

Полученные таким образом сечения для тепловой группы используются затем в многогрупповых или в малогрупповых расчетах пространственно-энергетического распределения нейтронов в реакторе, нахождения критических параметров, определения эффективности стержней регулирования.

В табл. 6 приведены полученные значения температуры нейтронного газа $T_{нз}$, $E_{гр}$ и сечения для тепловых нейтронов основных элементов, входящих в состав критсборок КАНТЕР при температуре замедлителя $T_{зам} = 293$ K, которые использовались в расчетах наряду с более точными данными. Макроконстанты приведены в табл. 7.

Программа *PIT* рассчитывает методом Монте-Карло пространственно-энергетическое распределение медленных нейтронов в системах с произвольной геометрией с учетом особенностей рассеяния медленных нейтронов на графите. Это позволило,

Таблица 6

Микроскопические сечения для тепловых нейтронов
(с использованием $T_{н\Gamma}$)

Параметр	КАНТЕР-1	КАНТЕР-П	КАНТЕР-Ш
ρ_c / ρ_{U-5}	5000	7500	15000
$T_{н\Gamma}$	390	360	330
E_{2p}	0,167	0,175	0,187
σ_f^5	433	450,3	467,8
σ_a^5	516	536,6	557,4
σ_a^{7n}	5,83	6,06	6,32
σ_a^B	2,10	2,19	2,28
σ_a^{B10}	3097	3220	3359
σ_a^c	$3,24 \cdot 10^{-3}$	$3,37 \cdot 10^{-3}$	$3,51 \cdot 10^{-3}$
σ_{t2}^c	4,42	4,42	4,42

Таблица 7

Макроскопические сечения для тепловых нейтронов
(с использованием $T_{н\Gamma}$)

Параметр	КАНТЕР-1	КАНТЕР-П	КАНТЕР-Ш	Радиальный отражатель
	Активная зона			
$T_{н\Gamma}$	390	360	330	300
$\Sigma_a(c.f)$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$3,99 \cdot 10^{-3}$	$2,32 \cdot 10^{-5}$	$3,12 \cdot 10^{-4}$
Σ_f	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$2,95 \cdot 10^{-3}$	$1,56 \cdot 10^{-3}$	0
$\frac{1}{2} \Sigma_f$	$1,02 \cdot 10^{-2}$	$7,15 \cdot 10^{-3}$	$3,79 \cdot 10^{-3}$	0
Σ_{t2}	0,244	0,233	0,230	0,379

в частности, использовать результаты расчета по программе *PIT* для проверки результатов расчетов по другим термализационным методикам, в которых делались некоторые допущения.

Рассчитывалось также энергетическое распределение медленных нейтронов для бесконечной однородной среды из решения системы алгебраических уравнений, что позволяет

проводить расчеты при сравнительно малых затратах счетного времени. Коэффициенты для системы уравнений определяются, используя комплекс подпрограмм подготовки сечений в библиотеку констант программы *PII*, которая позволяет учесть особенности термализации нейтронов, связанных с кристаллической структурой графитового замедлителя.

По программе *PII* были выполнены детальные исследования эффектов термализации в трех сборках КАНТЕР и определено их влияние на нейтронно-физические параметры сборок. Рассмотрены были следующие вопросы:

- определение эффектов блокировки потоков медленных нейтронов в топливе;
- выполнение сравнения газовой модели рассеяния и модели, учитывающей эффекты кристаллической структуры графита;
- определение влияния граничных эффектов на пространственно-энергетическое распределение медленных нейтронов в сборках.

По результатам этих расчетов получены эффективные одногрупповые сечения для тепловой области спектра нейтронов, которые использовались при определении критических параметров и пространственно-энергетического распределения нейтронов в сборках. Определено влияние эффектов термализации на критичность сборок.

Результаты расчета ячеек для трех сборок КАНТЕР (см. рис. 2) показывают практически отсутствие блокировки тепловых нейтронов в топливе (см. табл. 8).

Таблица 8

Отношение среднего потока тепловых нейтронов в топливе
к максимальному потоку тепловых нейтронов в ячейке
для сборок КАНТЕР

Сборка	КАНТЕР-1	КАНТЕР-П	КАНТЕР-Ш
$\bar{\Phi}_{\text{топл}} / \Phi_{\text{max}}$	0,98	0,97	0,95

Для выяснения влияния эффектов кристаллической структуры графита на нейтронно-физические характеристики сборок были выполнены сравнительные расчеты по модели одноатомного газа и с учетом кристаллической структуры графита. В табл. 9 приведены константы для тепловой группы нейтронов (0,02-0,91 эВ) по зонам ячеек (см. рис. 2) для сборок КАНТЕР-1 и КАНТЕР-П.

Как следует из табл. 9, влияние эффектов кристаллической структуры на константы тепловой области спектра нейтронов весьма существенно. Приведенные на рис. 3 спектры медленных нейтронов в топливных зонах ячеек сборок КАНТЕР показывают, что учет кристаллической структуры при расчете рассеяния на графите (по сравнению с моделью одноатомного газа) оказывает более существенное влияние, чем изменение отношения ядер графита и урана-235 в сборках КАНТЕР.

Таблица 9

Зона	Параметр	КАНТЕР-I		КАНТЕР-II	
		Кристалл	Г а з	Кристалл	Г а з
1	Σa	$1,51 \cdot 10^{-2}$	$1,79 \cdot 10^{-2}$	$1,64 \cdot 10^{-2}$	$1,93 \cdot 10^{-2}$
	$\nu \Sigma_f$	$2,89 \cdot 10^{-2}$	$3,44 \cdot 10^{-2}$	$3,15 \cdot 10^{-2}$	$3,71 \cdot 10^{-2}$
	$\Sigma t z$	0,412	0,424	0,418	0,42E
	Σ_s	0,42	0,409	0,423	0,41
	T_n	695	513	596	447
2	Σa	$2,03 \cdot 10^{-4}$	$2,34 \cdot 10^{-4}$	$2,17 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
	$\nu \Sigma_f$	0	0	0	0
	$\Sigma t z$	0,407	0,415	0,411	0,416
	Σ_s	0,43	0,418	0,433	0,419
	T_n	685	506	588	439
3	Σa	$4,7 \cdot 10^{-5}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$5,2 \cdot 10^{-5}$
	$\nu \Sigma_f$	0	0	0	0
	$\Sigma t z$	$4,45 \cdot 10^{-4}$	$4,88 \cdot 10^{-4}$	$4,83 \cdot 10^{-4}$	$4,93 \cdot 10^{-4}$
	Σ_s	$4,01 \cdot 10^{-4}$	$4,42 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$4,44 \cdot 10^{-4}$
	T_n	677	504	588	437
4	Σa	$1,39 \cdot 10^{-4}$	$1,58 \cdot 10^{-4}$	$1,47 \cdot 10^{-4}$	$1,69 \cdot 10^{-4}$
	$\nu \Sigma_f$	0	0	0	0
	$\Sigma t z$	0,241	0,246	0,244	0,246
	Σ_s	0,255	0,248	0,257	0,249
	T_n	677	504	589	436

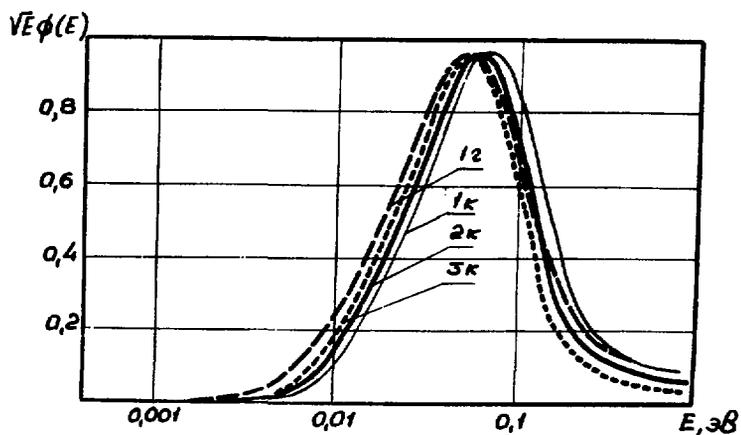


Рис. 3. Спектры медленных нейтронов в топливных зонах ячеек КАНТЕР: 1 г - КАНТЕР-I (газ); 1 к - КАНТЕР-I (кристалл); 2 к - КАНТЕР-II (кристалл); 3 к - КАНТЕР-III (кристалл)

Для небольших систем, какими являются сборки КАНТЕР, такие эффекты заметно влияют на эффективный коэффициент размножения нейтронов. Выполненное рассмотрение показывает, что учет эффекта кристаллической структуры при расчете рассеяния на графите (по сравнению с расчетами по модели одноатомного газа) для сборок КАНТЕР приводит к уменьшению эффективного коэффициента размножения нейтронов ($\frac{\Delta K}{K} \approx -2,5\%$). По этой же причине существенно отличаются эффективные коэффициенты размножения при расчете констант тепловой области нейтронов по приближенной методике и по программе *PIT* с учетом особенностей рассеяния медленных нейтронов на графите ($\frac{\Delta K}{K} \approx 5\%$).

Небольшые размеры и отсутствие верхнего отражателя в сборках КАНТЕР обуславливают сильную утечку нейтронов из сборок, а наличие отражателей вызывает смягчение спектров медленных нейтронов в прилегающих к отражателю областях активных зон по сравнению с бесконечной средой. Все это приводит к пространственной неоднородности энергетического распределения медленных нейтронов в активных зонах сборок КАНТЕР, хотя сами активные зоны однородны. Для выяснения этого эффекта по программе *PIT* было рассчитано пространственно-энергетическое распределение медленных нейтронов в сборках КАНТЕР с учетом кристаллической структуры графита и реальной геометрии сборок. Расчетная схема сборок приведена на рис. 4. В табл. 10 представлены усредненные по полученным спектрам медленных нейтронов константы тепловой группы по зонам сборок КАНТЕР (нумерация зон на рис. 4 и в табл. 10 одинакова).

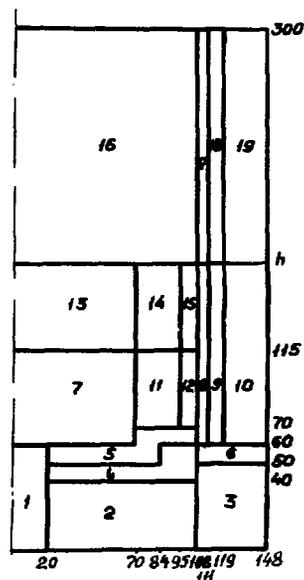


Рис. 4. Расчетная схема сборок КАНТЕР (*R-Z*-геометрия) для программы *PIT*

Таблица 10

Константы тепловой области спектра нейтронов
(с учетом кристаллической структуры графита)

В сборке КАНТЕР-1А

№ зоны	T_n	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_{t2}	Σ_s
1	552	$4,633 \cdot 10^{-3}$	$8,713 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,262
2	391	$2,84 \cdot 10^{-4}$	0	0,418	0,436
3	373	$2,91 \cdot 10^{-4}$	0	0,42	0,437
4	418	$2,75 \cdot 10^{-4}$	0	0,416	0,435
5	516	$4,814 \cdot 10^{-3}$	$9,057 \cdot 10^{-3}$	0,255	0,263
6	395	$2,83 \cdot 10^{-4}$	0	0,418	0,436

№ зоны	T_n	Σa	$\nu \Sigma_f$	Σ_{t2}	Σ_S
7	688	$4,106 \cdot 10^{-3}$	$7,696 \cdot 10^{-3}$	0,249	0,239
8	459	$2,65 \cdot 10^{-4}$	0	0,412	0,433
9	430	$2,52 \cdot 10^{-4}$	0	0,386	0,404
10	421	$2,74 \cdot 10^{-4}$	0	0,416	0,435
11	621	$4,34 \cdot 10^{-3}$	$8,146 \cdot 10^{-3}$	0,251	0,26
12	518	$4,801 \cdot 10^{-3}$	$9,032 \cdot 10^{-3}$	0,255	0,233
13	731	$3,968 \cdot 10^{-3}$	$7,429 \cdot 10^{-3}$	0,248	0,259
14	657	$4,212 \cdot 10^{-3}$	$7,898 \cdot 10^{-3}$	0,25	0,26
15	530	$4,74 \cdot 10^{-3}$	$8,917 \cdot 10^{-3}$	0,254	0,262
16	611	$4,5 \cdot 10^{-5}$	0	$5,01 \cdot 10^{-4}$	$4,58 \cdot 10^{-4}$
17	524	$2,46 \cdot 10^{-4}$	0	0,41	0,43
18	461	$2,44 \cdot 10^{-4}$	0	0,386	0,402
19	399	$2,82 \cdot 10^{-4}$	0	0,418	0,436

В сборке КАНТЕР-ПА

№ зоны	T_n	Σa	$\nu \Sigma_f$	Σ_{t2}	Σ_S
1	495	$3,34 \cdot 10^{-3}$	$6,18 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,232
2	387	$2,86 \cdot 10^{-4}$	0	0,419	0,436
3	377	$2,9 \cdot 10^{-4}$	0	0,419	0,437
4	415	$2,76 \cdot 10^{-4}$	0	0,417	0,435
5	479	$3,404 \cdot 10^{-3}$	$6,292 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,232
6	390	$2,85 \cdot 10^{-4}$	0	0,418	0,436
7	578	$3,069 \cdot 10^{-3}$	$5,659 \cdot 10^{-3}$	0,25	0,23
8	444	$2,67 \cdot 10^{-4}$	0	0,414	0,433
9	413	$2,58 \cdot 10^{-4}$	0	0,387	0,404
10	414	$2,77 \cdot 10^{-4}$	0	0,417	0,435
11	547	$3,164 \cdot 10^{-3}$	$5,838 \cdot 10^{-3}$	0,251	0,261
12	477	$3,413 \cdot 10^{-3}$	$6,311 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,262
13	600	$3,011 \cdot 10^{-3}$	$5,55 \cdot 10^{-3}$	0,249	0,26
14	538	$3,196 \cdot 10^{-3}$	$5,898 \cdot 10^{-3}$	0,251	0,231
15	484	$3,388 \cdot 10^{-3}$	$6,264 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,262
16	553	$4,8 \cdot 10^{-5}$	0	$5,04 \cdot 10^{-4}$	$4,59 \cdot 10^{-4}$
17	487	$2,55 \cdot 10^{-4}$	0	0,412	0,432
18	399	$2,62 \cdot 10^{-4}$	0	0,388	0,405
19	386	$2,86 \cdot 10^{-4}$	0	0,419	0,437

В сборке КАНТЕР-ША

№ зоны	T_n	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_{t2}	Σ_s
1	458	$1,844 \cdot 10^{-3}$	$3,231 \cdot 10^{-3}$	0,251	0,261
2	365	$2,94 \cdot 10^{-4}$	0	0,42	0,438
3	376	$2,9 \cdot 10^{-4}$	0	0,42	0,437
4	384	$2,87 \cdot 10^{-4}$	0	0,419	0,437
5	423	$1,925 \cdot 10^{-3}$	$3,377 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,262
6	387	$2,86 \cdot 10^{-4}$	0	0,419	0,437
7	475	$1,806 \cdot 10^{-3}$	$3,161 \cdot 10^{-3}$	0,251	0,261
8	406	$2,79 \cdot 10^{-4}$	0	0,417	0,436
9	388	$2,66 \cdot 10^{-4}$	0	0,389	0,406
10	390	$2,85 \cdot 10^{-4}$	0	0,418	0,436
11	448	$1,863 \cdot 10^{-3}$	$3,264 \cdot 10^{-3}$	0,252	0,262
12	419	$1,93 \cdot 10^{-3}$	$3,39 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,26
13	478	$1,801 \cdot 10^{-3}$	$3,152 \cdot 10^{-3}$	0,251	0,261
14	462	$1,835 \cdot 10^{-3}$	$3,211 \cdot 10^{-3}$	0,251	0,26
15	425	$1,92 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-3}$	0,253	0,26
16	597	$4,6 \cdot 10^{-5}$	0	$5,017 \cdot 10^{-4}$	$4,58 \cdot 10^{-4}$
17	493	$2,54 \cdot 10^{-4}$	0	0,41	0,43
18	419	$2,56 \cdot 10^{-4}$	0	0,387	0,404
19	374	$2,91 \cdot 10^{-4}$	0	0,419	0,437

Для сравнения в табл. 11 приведены усредненные по ячейке константы тепловой области нейтронов (с учетом кристаллической структуры графита) для трех сборок КАНТЕР.

Таблица 11

Усредненные по ячейке константы тепловой группы нейтронов (с учетом кристаллической структуры графита)

Сборка	ρ_c <i>РЧ-235</i>	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_{t2}	Σ_s	$\frac{\nu\Sigma_f}{\Sigma_a}$	T_n *)	$T_n^{**})$ <i>T_{сикт}</i>
КАНТЕР-1	5009	$4,016 \cdot 10^{-3}$	$7,555 \cdot 10^{-3}$	0,247	0,257	1,8604	695	684
КАНТЕР-П	7487	$2,932 \cdot 10^{-3}$	$5,415 \cdot 10^{-3}$	0,248	0,258	1,847	596	589
КАНТЕР-Ш	14920	$1,741 \cdot 10^{-3}$	$3,07 \cdot 10^{-3}$	0,25	0,26	1,764	468	457

*) Температура нейтронного газа в топливной зоне.

***) Средняя по ячейке температура нейтронного газа.

Сравнение табл. 10 и 11 показывает значительное влияние граничных эффектов на пространственно-энергетическое распределение медленных нейтронов в сборках КАНТЕР, что существенно влияет на нейтронно-физические характеристики сборок. Так эффективные коэффициенты размножения в сборках при расчете с константами тепловой группы нейтронов, полученными из усреднения по ячейке (табл. 11) и с учетом реальной геометрии сборок (табл. 10), существенно отличаются ($\frac{\Delta K}{K} \approx 3\%$).

Таким образом, поскольку точность определения эффектов термализации значительно влияет на нейтронно-физические характеристики сборок КАНТЕР, необходим детальный расчет спектров медленных нейтронов с учетом кристаллической структуры графита и реальной геометрии сборок.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК КАНТЕР

Для определения эффективного коэффициента размножения и пространственно-энергетического распределения нейтронов в сборках КАНТЕР рассчитывалась двумерная цилиндрическая система. В расчетах не учитывался выступающий над активной зоной боковой отражатель, влияние которого на $K_{эф}$ и распределение нейтронов определено отдельно. Для учета изменения спектров нейтронов в сборках активная зона была разделена на 8 зон, отражатель – на 7 зон. Скос нижнего отражателя с конусообразной формой заменялся разграничением в виде лестницы. Из-за незначительного наклона, равного 10° , достаточным было использование только одной ступени. Расчетная схема сборок КАНТЕР приведена на рис. 5.

Рассмотрены влияние на эффективный коэффициент размножения нейтронов в сборках КАНТЕР наличия щелей в шаровой засылке и каналов для стержней, различия блокировок резонансного поглощения в гетерогенном и гомогенном случаях, а также различного учета эффектов термализации.

Сравнение значений эффективных коэффициентов размножения, нейтронов в сборках КАНТЕР, полученных по программе *GABI* с учетом всех названных выше эффектов при расчете групповых констант, и значений из [1-3] показывает их хорошее согласие (табл. 12).

Таблица 12

Эффективные коэффициенты размножения нейтронов в сборках КАНТЕР

Сборка	<i>GABI</i>	[1-3]	$\frac{\Delta K}{K}$, %
КАНТЕР-1А	0,9826	0,9819	0,07
КАНТЕР-ПА	0,9912	0,9891	0,21
КАНТЕР-ША	1,0090	0,9976	1,14

Действие реактивности, вызванное отверстиями между шарами и не полученное в результате гомогенизации, составило $\sim 3,5 \frac{\Delta K}{K}$ для сборки КАНТЕР-ША (в [1-3] для сборки КАНТЕР-ША эта величина составила $4\% \frac{\Delta K}{K}$). Учет прострела нейтронов через канал центрального стержня и направляющие стержней отражателя вносит отрицательную реактивность $0,5\% \frac{\Delta K}{K}$ для сборки КАНТЕР-1А (в [1-3] эта величина равна $0,6\% \frac{\Delta K}{K}$ для сборки КАНТЕР-ША). То есть определенные эффекты близки к значениям в [1-3]. Апробация полученных пространственно-энергетических распределений нейтронов в сборках КАНТЕР выполнена путем сравнения расчетных и экспериментальных [1-3] данных по активациям ^{235}U -детекторов. В расчетах активация определялась из соотношения $A = \int \sigma_a^{235}(E) \Phi(E) dE$.

На рис. 6 приведены экспериментальные и расчетные распределения активаций ^{235}U -детекторов по радиусу сборок КАНТЕР на высоте 110 см от нижней границы отражателя. Аналогичные распределения по высоте сборки КАНТЕР-ША на радиусах 35 см и 95 см представлены на рис. 7. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по активациям показывает их удовлетворительное согласие. Как отмечено в [1-3], имеются определенные трудности в сравнении экспериментальных и расчетных значений. Это обусловлено тем, что после точного определения критической загрузки сборки доводились до надкритического состояния, чтобы при проведении экспериментов можно было располагать определенной реактивностью. Затем по мере необходимости проводилась регулировка посредством девяти регулирующих стержней. Однако присутствие стержней в реакторе вызывает искажение потока, которое часто влияет на значение активаций. Расчет активаций осуществлялся при условии отсутствия в активных зонах регулирующих стержней. Было выполнено также сравнение распределений рассчитанных 4-групповых потоков нейтронов в сборках КАНТЕР из [1-3] и полученных по программе *GABI*. Сравнение приведенных на рис. 8 радиальных и на рис. 9 высотных распределений групповых потоков нейтронов в трех сборках КАНТЕР из [1-3] и полученных по программе *GABI* показывает их удовлетворительное согласие.

Для выяснения влияния выступающих частей радиального отражателя на нейтронно-физические характеристики сборки был выполнен расчет для сборки КАНТЕР-1А, где не-диффузионные эффекты наибольшие, поскольку эта сборка с минимальной высотой активной зоны, т.е. максимальное превышение высоты радиального отражателя над высотой

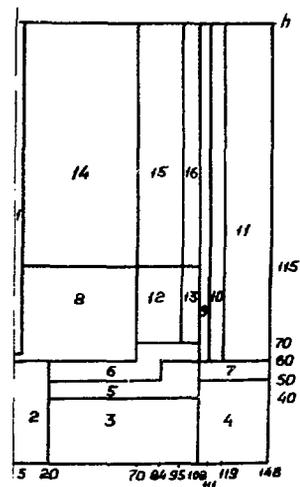


Рис. 5. Расчетная схема сборки КАНТЕР (*R-Z*-геометрия) для программы *GABI*

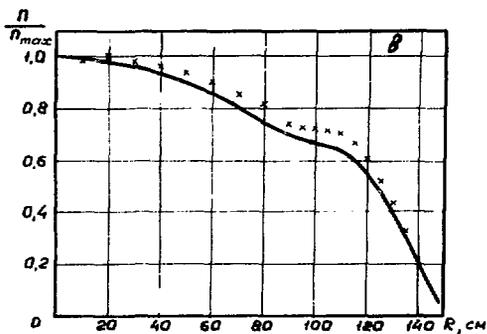
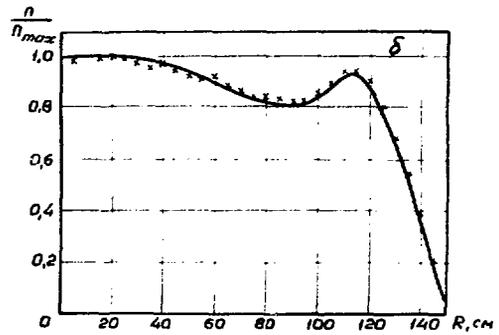
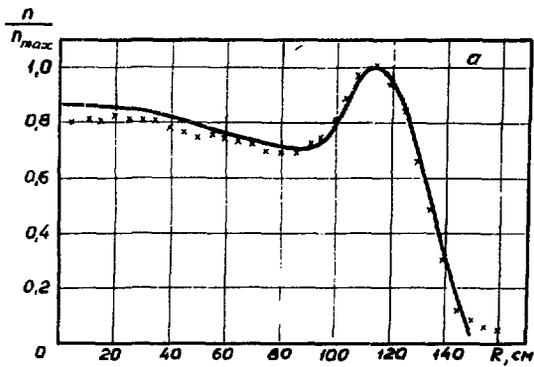


Рис. 6. Радиальное распределение активации Dy -детекторов на высоте 110 см от нижней границы отражателя: а - в сборке КАНТЕР-1А; б - КАНТЕР-ПА; в - КАНТЕР-ША (X - эксперимент [1]; — - расчет по программе GABI)

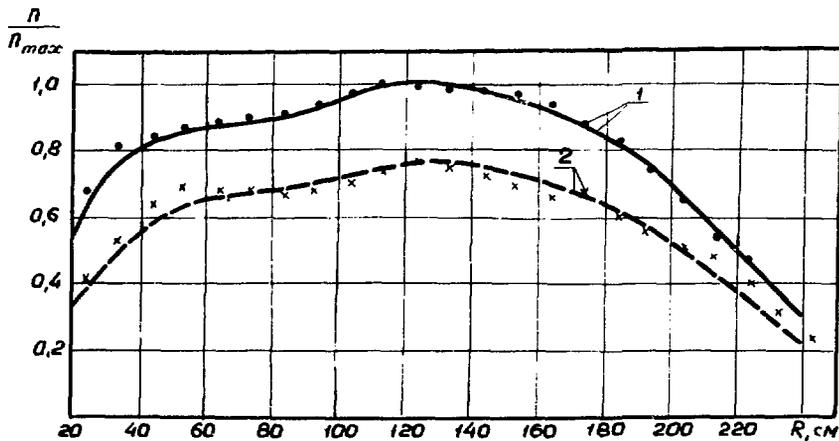


Рис. 7. Аксиальное распределение активации Dy -детекторов в сборке КАНТЕР-ША: 1 - $z = 35$ см; 2 - $z = 95$ см; X - эксперимент [1]; — - расчет по программе GABI

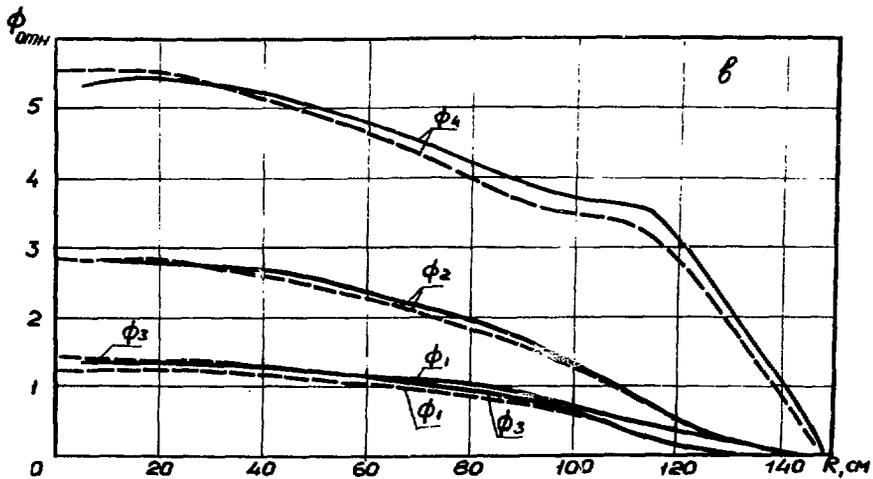
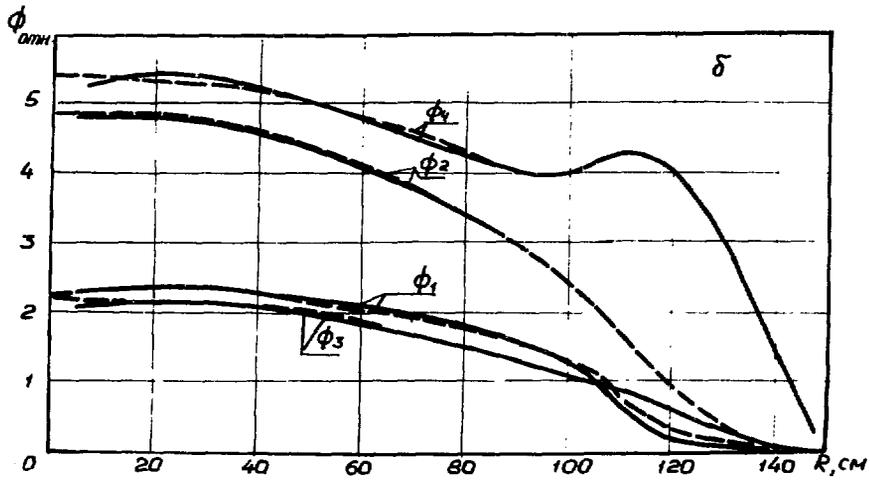
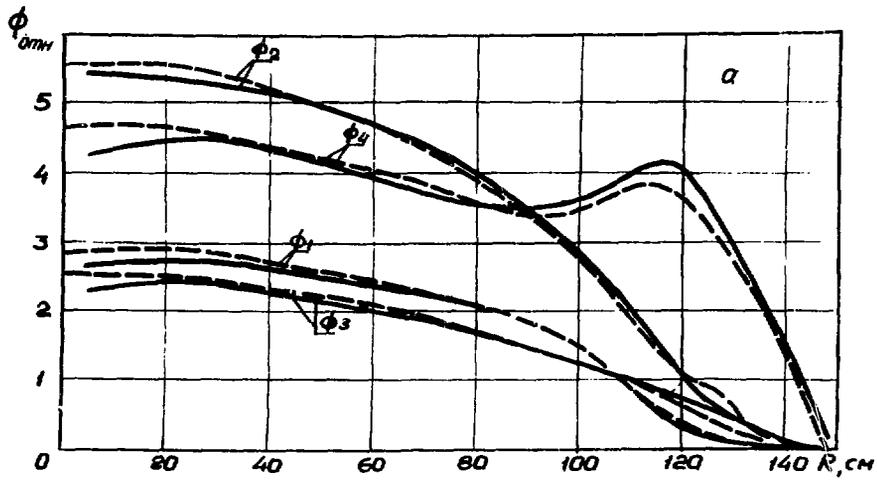


Рис. 8. Радиальное распределение групповых потоков нейтронов на высоте 110 см от нижней границы отражателя: а - в сборке КАНТЕР-1А; б - КАНТЕР-1А; в - КАНТЕР-ША (— — [1], - - - - GABI)

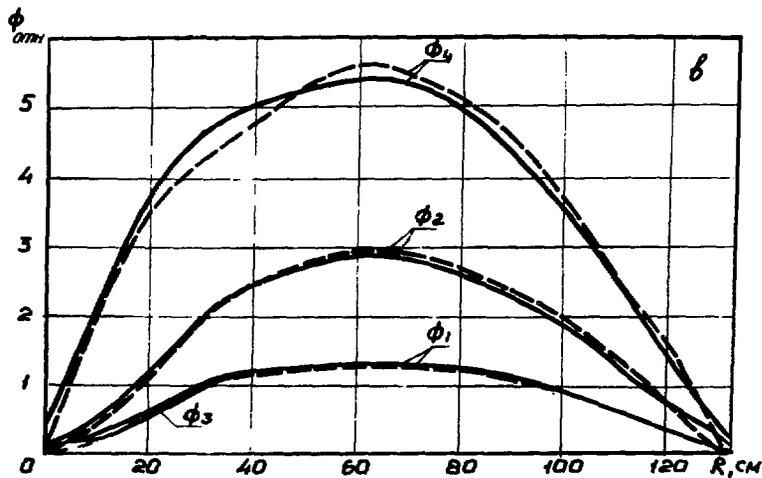
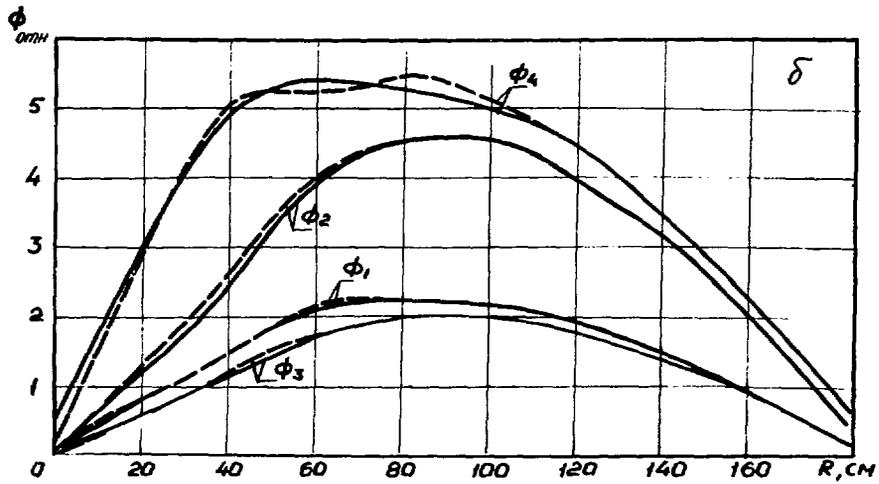
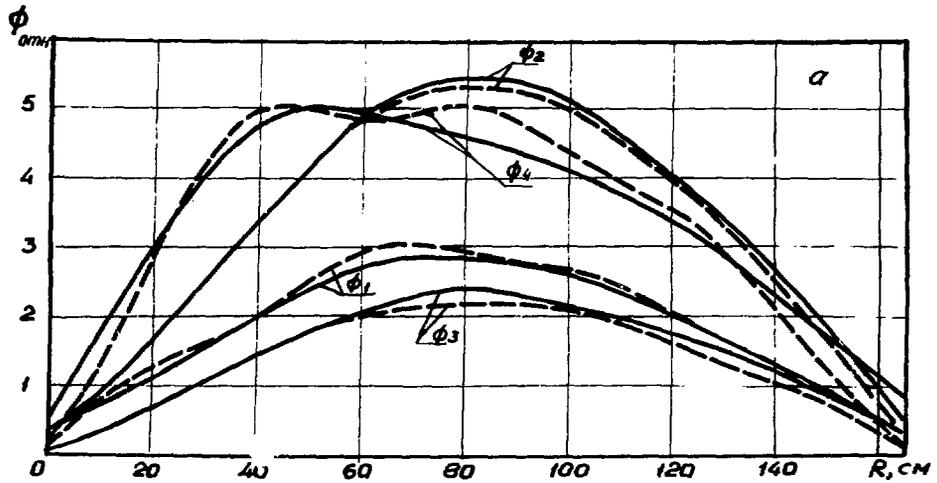


Рис. 9. Аксиальное распределение групповых потоков: а - в сборке КАНТЕР-1А; б - КАНТЕР-ПА; в - КАНТЕР-ША ($\zeta=5$ см, — — — [1], — — — — GABI)

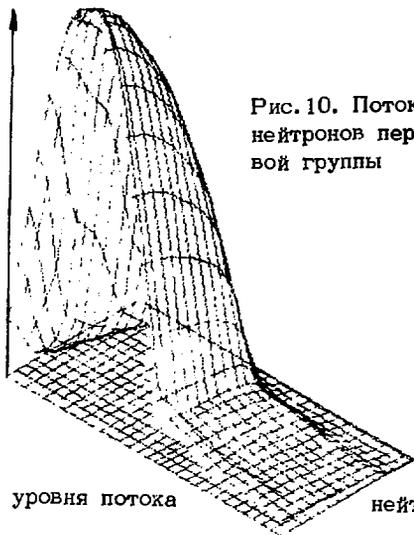


Рис. 10. Поток нейтронов первой группы

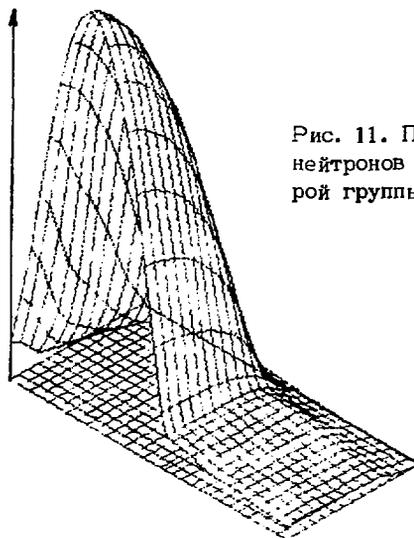


Рис. 11. Поток нейтронов второй группы

Линии уровня потока

нейтронов

Линии уровня потока нейтронов

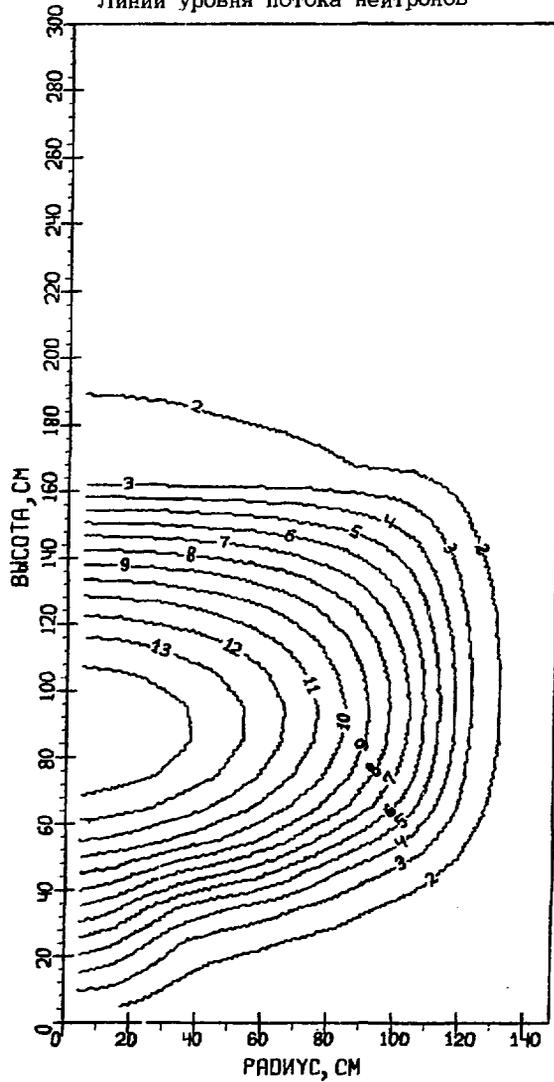
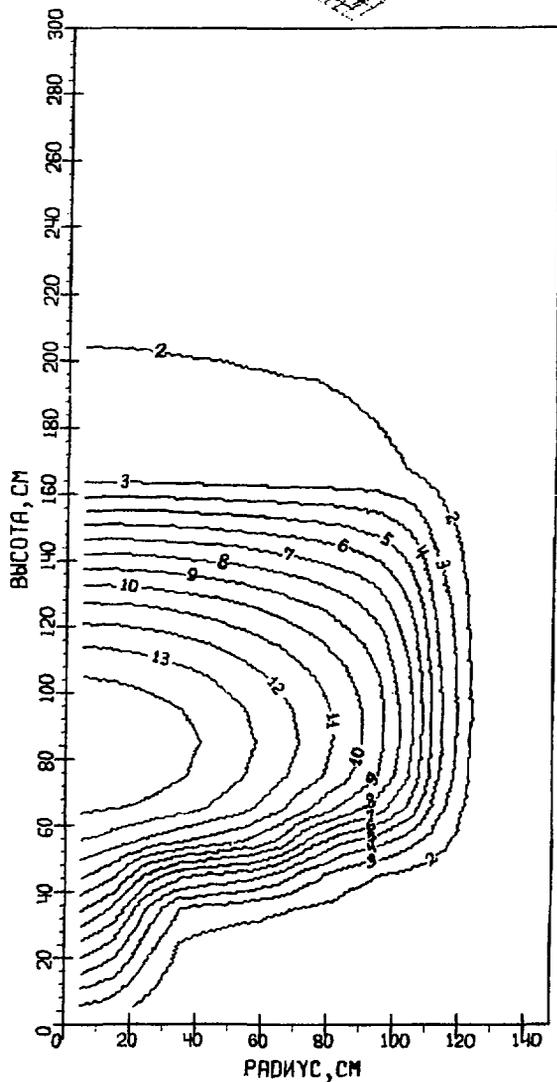




Рис. 12. Поток нейтронов третьей группы

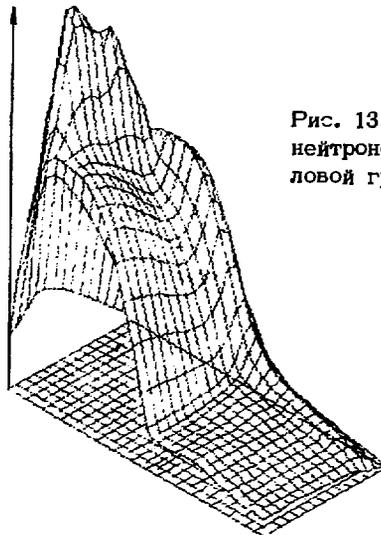
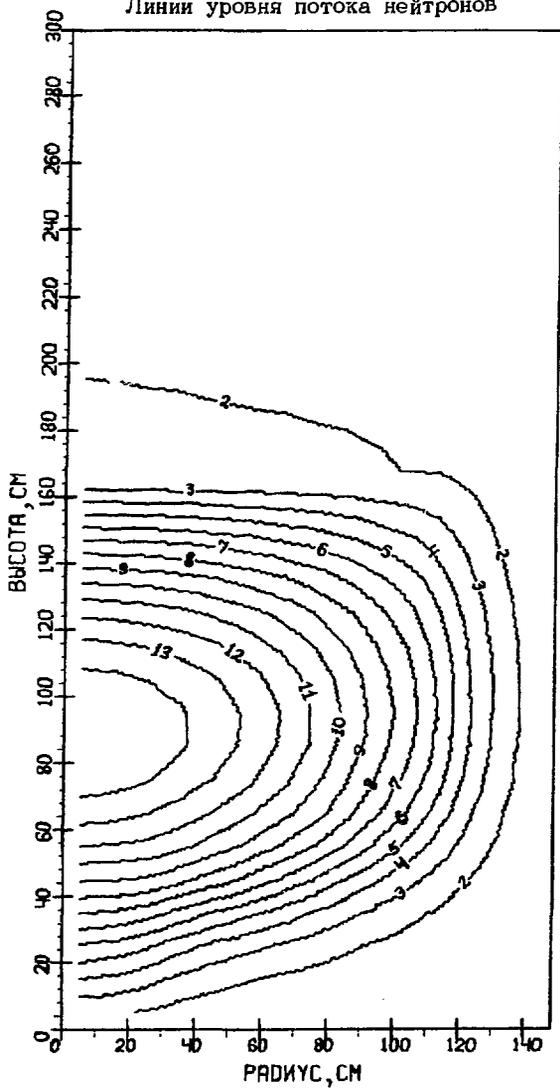
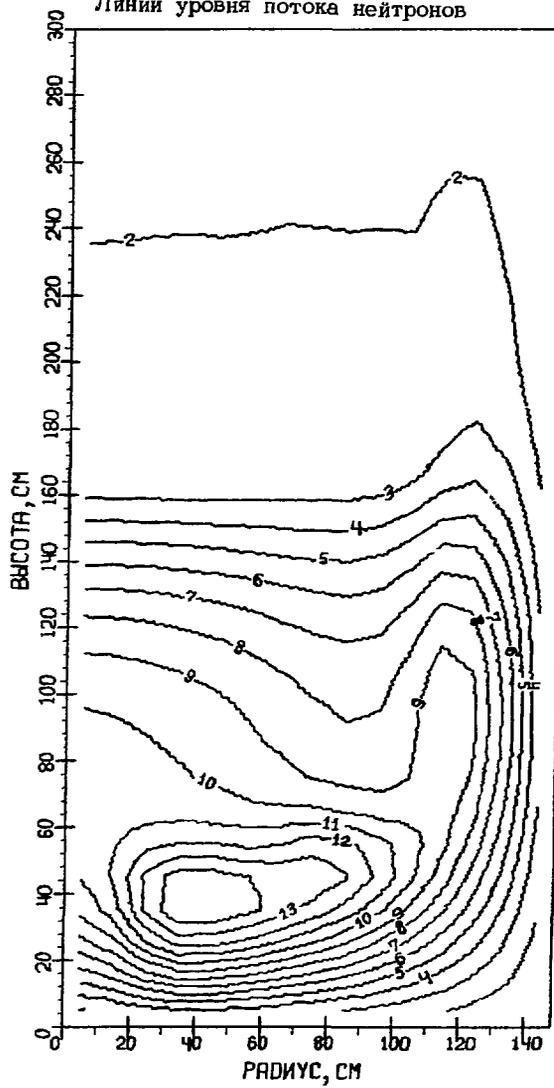


Рис. 13. Поток нейтронов тепловой группы

Линии уровня потока нейтронов



Линии уровня потока нейтронов



активной зоны. Был проведен также расчет, где отсутствовало превышение радиального отражателя над высотой активной зоны. Эффективный коэффициент размножения нейтронов при наличии превышения высоты радиального отражателя над высотой активной зоны равен $1,018 \pm 0,001$, при отсутствии превышения высоты радиального отражателя над высотой активной зоны $K_{\text{эф}} = 1,008 \pm 0,004$, т.е. эффект составляет $1\% \frac{\Delta K}{K}$ (1. [1, 2]) эффект равен $2\% \frac{\Delta K}{K}$ (эф). Пространственное распределение групповых потоков нейтронов в сборке КАНТЕР-1А при наличии выступающих частей бокового отражателя приведено на рис. 10-13 (см. также [20]). Здесь указаны также значения относительных потоков нейтронов.

6. РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНОВ РЕГУЛИРОВАНИЯ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ. СРАВНЕНИЕ С ЗАРУБЕЖНЫМИ ДАННЫМИ

Как уже отмечалось, расчет эффективности стержней проводился по методической программе **PNK** в двухгрупповом диффузионном приближении для R, ψ -геометрии. Используемые в этих вычислениях макроскопические нейтронно-физические константы и размеры сборок КАНТЕР приведены в табл. 13.

Макроскопические нейтронно-физические константы материалов, используемые в стержнях и центральном конструкционном канале, даны в табл. 14, поперечный разрез конструкции стержней представлен на рис. 14.

В табл. 15 приведены расчетные и экспериментальные величины эффективности поглощающих стержней ρ для трех типов сборки КАНТЕР. Следует отметить, что поглощающая способность центрального стержня измерялась во всех сборках, а эффективность системы стержней определялась только для сборок II и III. При проведении расчетов влияние пустых каналов, образующихся в сборках при извлечении стержней, учитывалось посредством постановки эффективных граничных условий для вектора потоков нейтронов на поверхности каналов [10].

Как следует из сравнения результатов расчета эффективности стержней ρ с при-

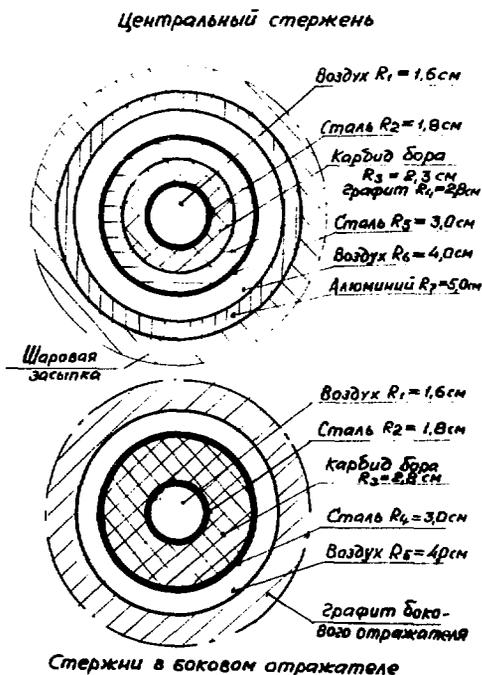


Рис. 14. Конструкция поглощающих стержней и каналов в сборке КАНТЕР

Таблица 13

Макроскопические нейтронно-физические константы
и размеры реактора КАНТЕР

Зона	Вариант	D		Σn_f		Σn_f		$\nu \Sigma f$		Σ^2	$H_{0,3}$, см	$H_{0,р}$, см
		1 гр.	2 гр.	1 гр.	2 гр.	1 гр.	2 гр.	1 гр.	2 гр.			
Активная, R = 108 см	1 А	1,88	1,37	$2,91 \cdot 10^{-4}$	$1,31 \cdot 10^{-3}$	$1,45 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$3,52 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-2}$	$1,63 \cdot 10^{-3}$	111	176
	ПА	1,88	1,43	$2,14 \cdot 10^{-4}$	$1,04 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$2,95 \cdot 10^{-3}$	$2,42 \cdot 10^{-4}$	$7,15 \cdot 10^{-3}$	$1,73 \cdot 10^{-3}$	130	196
	ША	1,88	1,45	$1,26 \cdot 10^{-4}$	$7,52 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-5}$	$1,56 \cdot 10^{-3}$	$1,27 \cdot 10^{-4}$	$3,79 \cdot 10^{-3}$	$1,88 \cdot 10^{-3}$	200	275
Боковой отражатель Δ = 40 см (толщина)	1 А	1,11	0,879	$4,51 \cdot 10^{-6}$	$3,11 \cdot 10^{-4}$	-	-	-	-	$4,26 \cdot 10^{-3}$	-	176
	ПА	1,10	0,879	$5,57 \cdot 10^{-6}$	$3,12 \cdot 10^{-4}$	-	-	-	-	$4,39 \cdot 10^{-3}$	-	196
	ША	1,09	0,879	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$3,15 \cdot 10^{-4}$	-	-	-	-	$4,59 \cdot 10^{-3}$	-	275

Примечание. Σn_f - макроскопическое сечение захвата без учета деления.

Таблица 14

Макроскопические нейтронно-физические константы
материалов поглощающих стержней

Материал	$\sum t_2$		$\sum \eta \nu$		$\frac{1-\beta}{\sum \rho_{ep}}$	Тип стержня
	1 гр.	2 гр.	1 гр.	2 гр.		
Карбид бора	0,272	0,533	0,277	42,8	$2,35 \cdot 10^{-3}$	
Сталь	0,598	0,860	$4,21 \cdot 10^{-3}$	0,199	$1,25 \cdot 10^{-3}$	
Алюминий	0,143	0,081	$5,4 \cdot 10^{-4}$	$1,12 \cdot 10^{-2}$	$2,58 \cdot 10^{-4}$	Центральный
Графит	0,280	0,359	$3 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	
Карбид бора	0,284	0,349	0,289	51,4	$2,45 \cdot 10^{-3}$	В боковом
Сталь	0,598	0,860	$4,21 \cdot 10^{-3}$	0,228	$1,25 \cdot 10^{-3}$	отражателе

Расчетные и экспериментальные значения эффективности поглощающих стержней в сборке КАНТЕР

Расположение стержней	КАНТЕР-1А			КАНТЕР-117			КАНТЕР-111		
	$K_{эф}$	$\rho_{рас}^{\%}$	$\rho_{экс}^{\circ}$	$K_{эф}$	$\rho_{рас}^{\%}$	$\rho_{экс}^{\%}$	$K_{эф}$	$\rho_{рас}^{\circ}$	$\rho_{экс}^{\%}$
Без поглощающих стержней	1,0033	-	-	1,0048	-	-	0,9848	-	-
С центральным стержнем	0,9786	2,5	2,58	0,9735	3,2	3,10	0,9446	5,3	5,01
Восемь стержней в боковом отражателе (симметрично на радиусе 115 см)	-	-	-	0,9541	5,3	5,51	0,9304	7,7	7,70
Центральный стержень + восемь стержней в отражателе	-	-	-	0,9146	9,8	9,55	0,8757	11,0	11,00

Примечание. Расчет ρ проводится по формуле, приведенной в работ [1]:

$$\rho = \frac{K_{эф}^{(0)} - K_{эф}^{(1)}}{K_{эф}^{(0)} \cdot K_{эф}^{(1)}}$$

где $K_{эф}^{(0)}$ - эффективный коэффициент размножения в реакторе без стержней; $K_{эф}^{(1)}$ - эффективный коэффициент размножения в реакторе со стержнем.

Веденными экспериментальными данными, различие между ними не превышает 10% для всех исследуемых случаев, что является вполне приемлемым на данном этапе исследований. Из анализа приведенных величин ρ также вытекает, что эффективность системы, состоящей из центрального стержня и восьми стержней в боковом отражателе, не равна сумме их реактивностей, взятых в отдельности, т.е. имеет место интерференция между стержнями.

В табл. 16 представлены величины эффективностей стержней, а также значения коэффициента интерференции ξ для сборок КАНТЕР-П, Ш. Как видно, коэффициент интерференции ξ для исследуемой системы стержней составляет 1,1 в этих сборках, т.е. имеет место "положительная" интерференция между центральным стержнем и стержнями в боковом отражателе. Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными.

Таблица 16

Расчетные и экспериментальные значения коэффициента интерференции системы стержней в сборках КАНТЕР

Метод	КАНТЕР-ПА			КАНТЕР-ША		
	$\rho_{\text{сист}}, \%$	$\rho_{\text{ц}} + \rho_{8\text{ст}}, \%$	ξ	$\rho_{\text{сист}}, \%$	$\rho_{\text{ц}} + \rho_{8\text{ст}}, \%$	ξ
Расчет	9,8	8,5	1,1	13,7	12,3	1,1
Эксперимент	9,35	8,77	1,05	14,00	12,74	1,10

Примечание. $\xi = \frac{\rho_{\text{сист}}}{\rho_{\text{ц}} + \rho_{8\text{ст}}}$,

где $\rho_{\text{ц}}$ – эффективность одиночного центрального стержня в сборке;
 $\rho_{8\text{ст}}$ – эффективность восьми стержней в боковом отражателе, расположенных равномерно на радиусе 115 см; $\rho_{\text{сист}}$ – эффективность всей системы, состоящей из центрального и восьми стержней в боковом отражателе.

На рис. 15 приводится расчетное распределение потока тепловых нейтронов по радиусу исследуемых сборок при наличии центрального стержня в активной зоне (стержни в боковом отражателе извлечены из реактора). На этих же графиках нанесены экспериментальные значения скорости реакций n АС-Ду-детектора. Как видно из графиков, результаты расчета и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются друг с другом (в пределах 10%). Можно отметить, что поток тепловых нейтронов достигает максимального значения в отражателе для сборок КАНТЕР-1, П и в активной зоне для сборки КАНТЕР-Ш (более "светлая" зона). Следует также обратить внимание на то, что в случае сборки с небольшой высотой активной зоны (КАНТЕР-1) на распределение потока нейтронов оказывает существенное влияние утечка нейтронов через центральный канал, образующийся после извлечения стержня из реактора (экспериментальные точки были получены по сечению ближе к верхней границе кладки реактора).

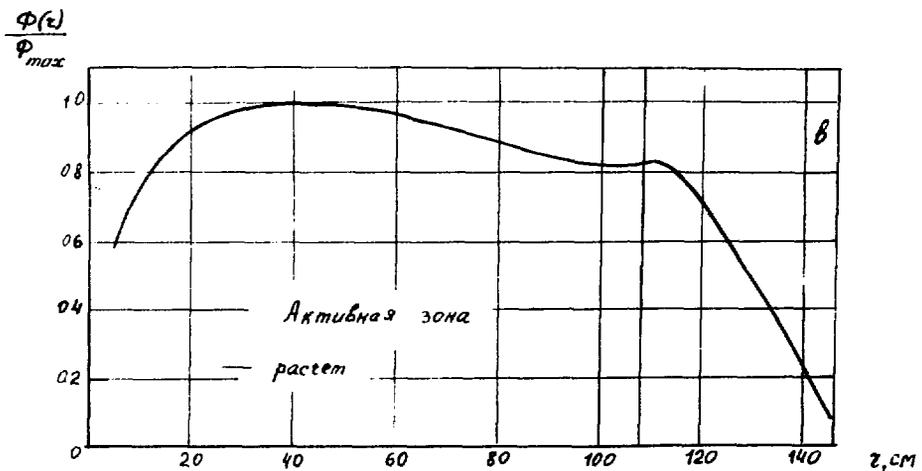
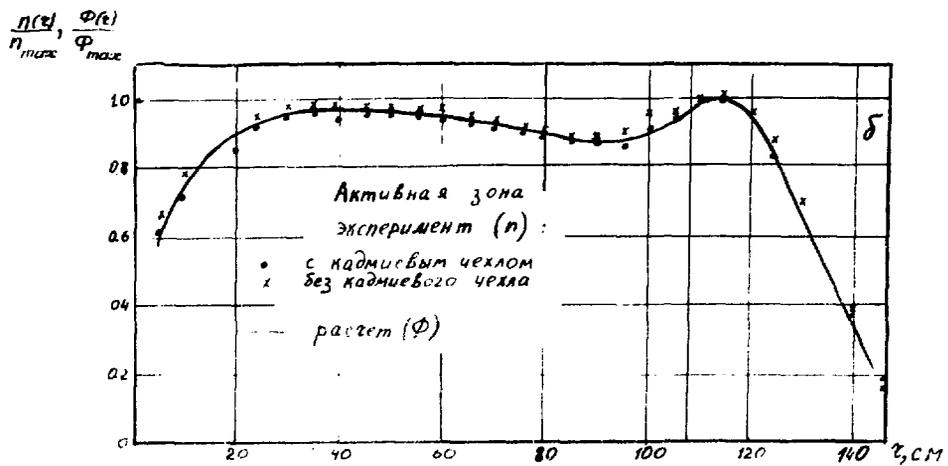
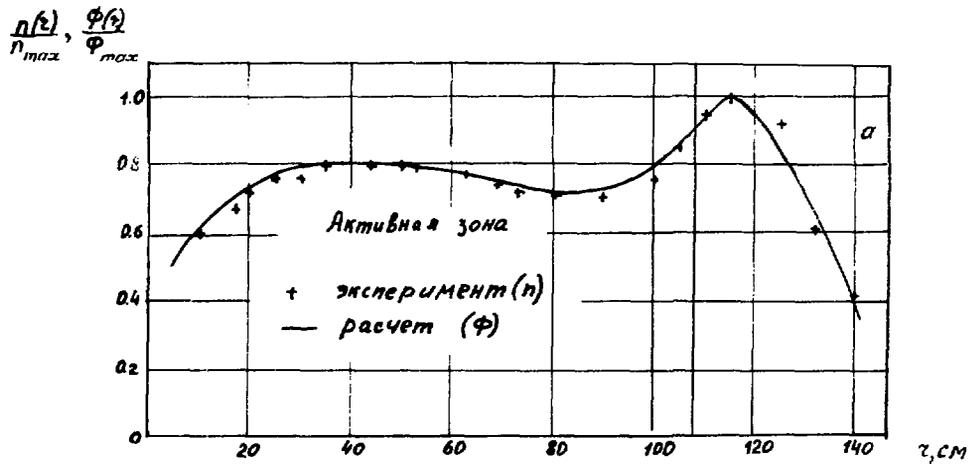


Рис. 15. Распределение потока тепловых нейтронов ϕ и скорости реакции n $AL-Dy$ -детектора с центральным стержнем: а - по радиусу сборки КАНТЕР-I; б - КАНТЕР-II; в - КАНТЕР-III

Таким образом, из проведенного анализа следует, что величины эффективности стержней, полученные расчетным путем по разработанной гетерогенной методике, согласуются в пределах 10% с экспериментальными величинами ρ , что является вполне приемлемым на данном этапе исследований. Далее, экспериментальные значения скорости реакции n $AC-Dy$ -детектора по радиусу сборок и расчетное распределение потоков тепловых нейтронов отличаются друг от друга не более чем на 10-15%. И, наконец, как экспериментальным путем, так и расчетным образом было показано, что коэффициент интерференции ξ в данных сборках для системы стержней, состоящей из центрального регулятора и восьми стержней в боковом отражателе, больше 1.

З а к л ю ч е н и е

1. Выполненное сравнение литературных данных по сборкам КАНТЕР с результатами расчетов этихборок по некоторым программам, используемых для расчета ВТГР, показало их хорошее согласие при определении критических параметров, реактивностей поглощающих стержней и пространственно-энергетического распределения нейтронов.

2. В небольших сборках, какими являются сборки КАНТЕР, существенно влияние граничных эффектов (утечка нейтронов в полость, смягчение спектров тепловых нейтронов на границе активной зоны с отражателем) на нейтронно-физические характеристикиборок. Выполненные исследования показали необходимость расчета эффектов термализации с учетом кристаллической структуры графита и реальной геометрии системы.

3. При расчете систем с шаровой засыпкой необходимо учитывать наличие полостей между шарами. Расчет гомогенизированной засыпки и реальной, с учетом гетерогенных полостей, дает изменение в реактивности в сборках КАНТЕР 3-4% $\frac{\Delta K}{K}$. Это и предыдущее положение согласуются с выводами работ [1-3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Scherer W., Gerwin H., Neef R.D. Theoretische Analyse des kritischen HTR-Experimentes KANTER. Jul-1136-RG. November, 1974.
2. Von K.Hofmann, Hübner A., Brandes S. Überprüfung der Rechenmethoden zur THTR-Kernausslegung mit experimentellen Ergebnissen an der Anlage KANTER. ATOMKERNENERGIE. Bd 25 (1974) Lfg 4 S. 238-243.
3. Kirch N., Drüke V. Die kritische Anlage KANTER. KFA Jülich, GmbH 517, 1975.
4. Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов, СЭВ. Димитровград, 1975, с. 163-173.
5. Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов, СЭВ. Димитровград, 1975, с. 174-180.

6. Носов В.И., Компаниец Г.В., Петрушенко Р.П. Методика и программа расчета гетерогенных реакторов с олоками сложного состава, Препринт ИАЭ-2867. М., 1977.
7. Носов В.И. - "Атомная энергия", 1967, т. 23, с. 25.
8. Носов В.И., Компаниец Г.В. Метод расчета альбедной матрицы многозонного цилиндрического блока, Препринт ИАЭ-2308. М., 1973.
9. Компаниец Г.В., Носов В.И. Альбедные характеристики блока с разнооактивными свойствами, Препринт ИАЭ-2447. М., 1974.
10. Хелстранд и др. материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Т. 5, физика реакторов, Изд. АН СССР. М., 1968, с. 295.
11. Ядерные константы (сборник статей), ШНИИАтоминформ, 1972, вып. 8.
12. Глушков Е.С., Петушкова И.А. Комплексная программа расчета ядерных реакторов с использованием машинной библиотеки многогрупповых констант на БЭСМ-6 (АРАДАР), Препринт ИАЭ-2776. М., 1977.
13. Лобынцев В.А., Тимофеев И.Г. Подготовка групповых констант для расчетов ядерных реакторов на БМ БЭСМ-6 (комплекс программ АРАМАК-У), Препринт ИАЭ-2926. М., 1977.
14. Handbook on Nuclear. Activation cross-sections, Vienna, 1974.
15. Каминский А.С., Майоров Л.В. Программа PIT для расчета распределения медленных нейтронов в реакторах методом Монте-Карло. Доклад на втором совещании ВМК по физике реакторов ВВЭР, 1974.
16. Вейнберг А., Вигнер Е. физическая теория ядерных реакторов, ИЛ. М., 1961.
17. Schmidt J.J. Neutron cross sections for fast reactor materials. Part III: graphs. Kernforschungszenrum, Karlsruhe, Dezember, 1962.
18. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов, Атомиздат, 1960.
19. Абагян Л.М., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов, Атомиздат, 1964.
20. Бродкин Ю.В., Глушков Е.С., Тимофеев И.Г. Влияние полостей на нейтронно-физические характеристики ВТР, препринт ИАЭ-2992. М., 1978.

Редактор Л. И. Кирюхина

Технический редактор Е. Д. Маркова

Корректор В. П. Горячева

Т-09982. 13. 06. 78 г. формат 60x90/8. Уч.-изд. л. 2,35
Тираж 197 экз. Заказ 664. Цена 24 коп. ИАЭ

24 коп.