

FEi -- 2251.

ФЭИ-2251



ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. А. РИНЕЙСКИЙ, М. Ф. ВОРОТЫНЦЕВ

**Система подготовки  
групповых констант ZEMO**

ФЭИ - 2251

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А.А. Риняевский, М.Ф. Воротицев

СИСТЕМА ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ЗЕМО

Обнинск - 1992

УДК 681.327

А.А. Ринейский, М.Ф. Воротынцева

Система подготовки групповых констант ZEMO

ФЗИ - 2254, Обнинск, 1992. - 36 с

Рассматривается система подготовки групповых констант ZEMO, обеспечивающая проведение нейтронно-физических расчетов быстрых реакторов и критических сборок с использованием 26 и 140 энергетических групп.

Описываются библиотеки нейтронных данных, алгоритмы подготовки и форматы рассчитываемых наборов групповых констант, управляющие параметры программы ZEMO. Представлены результаты расчета одномерных моделей критическихборок и исследований методической погрешности составляющей логарифмичности расчета натриевого пустотного эффекта реактивности для двумерной модели реактора БН-800.

The code system ZEMO for generating 26-group and 140-group constant sets for fast breeder reactors neutronics is considered. Group constant libraries, calculational techniques, formats of generated group constant sets and code control parameters are described. Results of one-dimensional model calculations for some benchmark experiments and results of investigation of sodium void reactivity effect calculational error caused by 26-group approximation for two-dimensional model of BN-800 are presented.

## ВВЕДЕНИЕ

Система подготовки групповых констант ZEMO разработана в 1988-1991 г.г. с целью проведения исследований методической константной составляющей погрешности расчета функционалов потока нейтронов в быстрых реакторах. Отличительной особенностью этой системы по сравнению с используемой в практике проектных расчетов системой АРАМАКО-С1 [1] является возможность подготовки групповых констант для проведения нейтронно-физических расчетов в более подробном групповом разложении, чем 26-групповое. В состав системы ZEMO входят программа ZEMO и две основных библиотеки групповых констант. Первая библиотека, называемая в дальнейшем 140-групповой библиотекой ZEMO, содержит константы, рассчитанные из файлов оцененных ядерных данных с помощью пакета прикладных программ ГРУКОН [2]. Вторая библиотека, называемая в дальнейшем библиотекой БНАБ, содержит 26-групповые константы БНАБ-78 [3], полученные путем преобразования данных из библиотеки системы АРАМАКО-С1 в формат, используемый в системе ZEMO. Программа ZEMO обеспечивает подготовку наборов групповых констант для программы нейтронно-физического расчета реактора, используя данные из библиотек ZEMO и БНАБ. Кроме того, программа ZEMO позволяет проводить расчеты линейных и квадратичных функционалов потока нейтронов в  $V^2$ -приближении, переводить данные, содержащиеся в библиотеках констант, из текстового (символьного) представления в бинарное и наоборот, из одного группового разложения в другое, с меньшим или большим числом групп.

Так, например, константы из 140-групповой библиотеки ZEMO могут быть преобразованы в 26-групповые, которые будут такими же, как если бы они были рассчитаны непосредственно из файлов оцененных ядерных данных с помощью пакета ГРУКОН. Это обеспечивает возможность проведения расчетов в различных групповых разложениях на основе одних и тех же оцененных ядерных данных для исследования методической погрешности, связанной с использованием группового приближения.

В работе описываются библиотеки нейтронных данных системы ZEMO, алгоритмы подготовки и форматы наборов групповых констант, рассчитываемых для комплекса программы RHEIN 14) и программы ANIS# [5], управляющие параметры программы ZEMO. Приводятся результаты расчетов одномерных моделей критических сборок БЭС и ZPR, а также результаты исследования методической константной составляющей погрешности расчета нейтронного пустотного эффекта реактивности для дельта-модели реактора БН-800.

1. Библиотека I40-групповых констант ZEMO

В настоящее время библиотека содержит данные для 31 нуклида:

H	<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	C	<sup>14</sup> N	O	Na	Al
Si	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Ni	Cu
Ga	Zr	Nb	Mo	<sup>151</sup> Eu	<sup>153</sup> Eu	Pb	<sup>234</sup> U
<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	

Основная часть этих данных рассчитана в 1988 г. с помощью пакета прикладных программ ГРУКОН из отечественных и зарубежных файлов оцененных ядерных данных, включенных в библиотеку ФОНД [6]. Недавно в библиотеку ZEMO включены новые оценки ядерных данных для Cu, Pb, <sup>239</sup>Pu, <sup>240</sup>Pu, <sup>241</sup>Pu, <sup>242</sup>Pu, рассчитанные из файлов японской библиотеки JENDL-3, и данные для <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, рассчитанные из файлов американской библиотеки ENDF/B-6. Библиотека ZEMO может при необходимости быть дополнена новыми данными. Процедура подготовки групповых констант из файлов оцененных ядерных данных автоматизирована и представляет из себя последовательность запуска специально разработанного набора заданий для пакета ГРУКОН. Кроме того, имеется возможность совместного использования констант из библиотеки ZEMO и констант из библиотеки БНАБ, преобразованных к I40-групповому разбиению. Границы групп I40-группового разбиения приводятся в таблице I. Они включают в себя все границы 25-группового разбиения БНАБ и все границы 7I-группового разбиения JAERI [7] за исключением групповых границ O,I2, O,I5 и I,9 M9B.

В настоящее время используются два формата представления групповых констант в библиотеке ZEMO: текстовый и бинарный. Преобразование данных из одного формата в другой осуществляется с помощью программы ZEMO. Текстовый формат используется для представления групповых констант, рассчитываемых с помощью пакета ГРУКОН из файлов оцененных ядерных данных, а также для просмотра данных и перевода их с одного типа ЭВМ на другой. При проведении расчетов обычно используется библиотека в бинарном формате, которая имеет гораздо меньший объем и обеспечивает более высокую скорость подготовки групповых констант. Текстовый формат представления групповых констант в библиотеке ZEMO является модификацией формата ENDF/B [8]. Групповые константы хранятся отдельно для каждого материала (нуклида). Данные для каждого материала (MAT) разбиты на файлы в соответствии с их

Таблица 1

Разбиение энергии нейтронов на группы

№	Верхняя граница кэВ	Нижняя граница кэВ	№	Верхняя граница кэВ	Нижняя граница кэВ	№	Верхняя граница эВ	Нижняя граница эВ
1	15,0	14,0	51	40,9	36,0	101	68,0	59,8
2	14,0	12,0	52	36,0	31,6	102	59,8	52,7
3	12,0	10,5	53	31,6	27,8	103	52,7	46,5
4	10,5	9,3	54	27,8	24,4	104	46,5	40,9
5	9,3	8,3	55	24,4	21,5	105	40,9	36,0
6	8,3	7,3	56	21,5	18,9	106	36,0	31,6
7	7,3	6,5	57	18,9	16,6	107	31,6	27,8
8	6,5	5,8	58	16,6	14,6	108	27,8	24,4
9	5,8	5,1	59	14,6	12,9	109	24,4	21,5
10	5,1	4,5	60	12,9	11,4	110	21,5	18,9
11	4,5	4,0	61	11,4	10,0	111	18,9	16,6
12	4,0	3,5	62	10,0	8,8	112	16,6	14,6
13	3,5	3,1	63	8,8	7,73	113	14,6	12,9
14	3,1	2,8	64	7,73	6,8	114	12,9	11,4
15	2,8	2,5	65	6,8	5,98	115	11,4	10,0
16	2,5	2,25	66	5,98	5,27	116	10,0	8,8
17	2,25	2,0	67	5,27	4,65	117	8,8	7,73
18	2,0	1,75	68	4,65	4,09	118	7,73	6,80
19	1,75	1,55	69	4,09	3,6	119	6,80	5,98
20	1,55	1,4	70	3,6	3,16	120	5,98	5,27
21	1,4	1,25	71	3,16	2,78	121	5,27	4,65
22	1,25	1,1	72	2,78	2,44	122	4,65	4,09
23	1,1	1,0	73	2,44	2,15	123	4,09	3,60
24	1,0	0,900	74	2,15	1,89	124	3,60	3,16
25	0,900	0,800	75	1,89	1,66	125	3,16	2,78
26	0,800	0,710	76	1,66	1,46	126	2,78	2,44
27	0,710	0,630	77	1,46	1,29	127	2,44	2,15
28	0,630	0,560	78	1,29	1,14	128	2,15	1,89
29	0,560	0,500	79	1,14	1,00	129	1,89	1,66
30	0,500	0,450	80	1,00	0,880	130	1,66	1,46
31	0,450	0,400	81	0,880	0,773	131	1,46	1,29
32	0,400	0,350	82	0,773	0,680	132	1,29	1,14
33	0,350	0,310	83	0,680	0,598	133	1,14	1,000
34	0,310	0,280	84	0,598	0,527	134	1,000	0,773
35	0,280	0,250	85	0,527	0,465	135	0,773	0,598
36	0,250	0,225	86	0,465	0,409	136	0,598	0,465
37	0,225	0,200	87	0,409	0,360	137	0,465	0,360
38	0,200	0,175	88	0,360	0,316	138	0,360	0,278
39	0,175	0,155	89	0,316	0,278	139	0,278	0,215
40	0,155	0,140	90	0,278	0,244	T	0,215	0,0253
41	0,140	0,125	91	0,244	0,215			
42	0,125	0,110	92	0,215	0,189			
43	0,110	0,100	93	0,189	0,166			
44	0,100	0,0880	94	0,166	0,146			
45	0,0880	0,0773	95	0,146	0,129			
46	0,0773	0,0680	96	0,129	0,114			
47	0,0680	0,0598	97	0,114	0,100			
48	0,0598	0,0527	98	0,100	0,0880			
49	0,0527	0,0465	99	0,0880	0,0773			
50	0,0465	0,0409	100	0,0773	0,0680			

типом (MF):

- MF=1 - среднее число нейтронов деления, среднее число и постоянные распада групп запаздывающих нейтронов деления,
- MF=2 - факторы самоэкранировки,
- MF=3 - среднегоупругие значения сечений, векторы  $\beta$  для описания упругого рассеяния на водороде,
- MF=5 - распределения вторичных нейтронов при упругом и неупругом рассеянии, параметры спектров нейтронов деления и запаздывающих нейтронов деления.

Файлы разбиты на секции в соответствии с видом данных (MT):

- MT=1 - полное сечение,
- MT=2 - упругое рассеяние,
- MT=4 - неупругое рассеяние,
- MT=5 - сумма реакций с MT=4,16,17,22,28,32,33,34,
- MT=16 - (n,2n),
- MT=17 - (n,3n),
- MT=18 - деление,
- MT=22 - (n,p' $\alpha$ ),
- MT=28 - (n,p'n),
- MT=32 - (n,p'd),
- MT=33 - (n,p't),
- MT=34 - (n,p' $He^3$ ),
- MT=102 - радиационный захват,
- MT=103 - (n,p),
- MT=104 - (n,d),
- MT=105 - (n,t),
- MT=106 - (n, $He^3$ ),
- MT=107 - (n, $\alpha$ ),
- MT=152 - факторы самоэкранировки,
- MT=261,262,263,264 - векторы  $\beta_0, \beta_1, \beta_2, \beta_3$  для описания упругого рассеяния на водороде,
- MT=452 - среднее число нейтронов деления,
- MT=455 - данные по запаздывающим нейтронам деления.

В файле 1 могут приводиться секции MT=452,455, в файле 2 - MT=152, в файле 3 - MT=1,2,4,16,17,18,22,28,32,33,34,102,103,104,105,106,107, в файле 5 - MT=2,5,18,455.

Для представления данных, как и в ENDF/B, используются записи HEAD, CONT, LIST, TAB1, TAB2 (8). В качестве энергии записываются нижние границы групп, последняя лара тисел в записи TAB2 имеет вид (Z,C,0) и

указывает верхнюю границу верхней по энергии группы. Форматы файла 1 и файла 3 совпадают с принятыми в ENDF/B. Матрицы упругих и неупругих переходов, нормированные на единицу, представляются в виде табличных распределений файла 5, при этом признак LT определяет порядок разложения Лежандра. Ниже описывается только формат представления факторов самозкранировки, хранение которых не предусмотрено форматом ENDF/B. Используются стандартные для ENDF/B обозначения:

ZA - заряд-массовое число, равное  $Z \cdot 1000 + A$ , где Z - заряд ядра,

A - число нуклонов; AWR - отношение массы ядра к массе нейтрона.

Набор сечений разбавлений и температур для факторов самозкранировки может быть выбран для каждой группы независимо от остальных групп.

Формат секции MT-152:

(MAT, 2, 152/ZA, AWR, 0, 0, NIS = 1, 0) HEAD

(MAT, 2, 152/EL, EN, LFU, LFF, NR = J, NE/E<sub>int</sub>) TAB2

NE групп	{	данные для группы, имеющей нижнюю границу EL
		данные для следующей по энергии группы
		данные для группы, имеющей верхнюю границу EN

(MAT, 2, 0/0.0, 0.0, 0, 0, 0, 0) SEND

Формат представления данных для каждой группы зависит от признака LFF, определяющего наличие факторов самозкранировки для сечения деления. Если LFF=1 (факторы самозкранировки для сечения деления приводятся) данные для каждой группы имеют формат:

(MAT, 2, 152/T<sup>0</sup>, E, LT, 0, ND=6, ND

$f_0^1, f_k^1, 0, f_c^1, 0, f_f^1, 0, 0, 0$

$f_0^2, f_k^2, 0, f_c^2, 0, f_f^2, 0, 0, 0$

.....

$f_0^{ND}, f_k^{ND}, 0, f_c^{ND}, 0, f_f^{ND}, 0, 0, 0$ ) LIST

(MAT, 2, 152/T<sup>1</sup>, E, I, 0, ND=6, ND

$f_0^1, f_k^1, 1, f_c^1, 1, f_f^1, 1, 0, 0$

$f_0^2, f_k^2, 1, f_c^2, 1, f_f^2, 1, 0, 0$

.....

$f_0^{ND}, f_k^{ND}, 1, f_c^{ND}, 1, f_f^{ND}, 1, 0, 0$ ) LIST

(MAT, 2, 152/T<sup>LT</sup>, E, I, 0, ND=6, ND

$f_0^1, f_k^1, LT, f_c^1, LT, f_f^1, LT, 0, 0$



$$\sigma_0^2, f_t^{2,LT}, f_c^{2,LT}, f_s^{2,LT}, f_f^{2,LT}, D, D$$

$$\sigma_0^{ND}, f_t^{ND,LT}, f_c^{ND,LT}, f_s^{ND,LT}, f_f^{ND,LT}, D, D) LIST$$

Здесь  $E$  - нижняя граница группы,  $1T-NT-I$ , где  $NT$  - количество температур, для которых приводятся факторы самозранировки,  $ND$  - количество разбавлений,  $f_{x}^{i,j}$  - фактор самозранировки для типа реакции "x", сечения разбавления  $\sigma_0^i$  и температуры  $T^j$ . Если  $LFF=0$ , то вместо факторов для сечения деления в соответствующие поля записываются нули.

При расчете групповых констант для библиотеки ZEMO по пакету ГРУКОН в интервале 2,5 МэВ - 15 МэВ использовался спектр нейтронов деления, в интервале 0,215 эВ - 2,5 МэВ - спектр Ферми. Для тепловой группы рассчитывались сечения при энергии 0,0253 эВ. Факторы самозранировки рассчитывались в тех группах, где они отличаются от единицы, при 3 температурах (300 К, 800 К, 2100 К) и 19 сечениях разбавления ( $10^0, 10^{-3}, 3 \cdot 10^{-3}, 10^{-2}, 3 \cdot 10^{-2}, 10^{-1}, 3 \cdot 10^{-1}, 1, 3, 10, 30, 100, 300, 10^3, 3 \cdot 10^3, 10^4, 3 \cdot 10^4, 10^5, 3 \cdot 10^5, 10^6, 10^7$  барн). Для  $H, {}^{10}B, {}^{11}B$  факторы не рассчитывались, для  $C, O, Si, Ti, V, Ga$  рассчитывались только для 1 температуры. Не рассчитывного таким образом набора факторов самозранировки для каждого нуклида в каждой группе определялся необходимый минимальный их набор путем исключения избыточных сечений разбавления и температур. Исключались те сечения разбавления, при которых относительная погрешность интерполяции факторов была достаточно малой, предполагая, что факторы линейно зависят от  $\ln(1+\sigma_0)$ .

Исключались те температуры, начиная с максимальной, при которых относительное изменение факторов самозранировки по сравнению с меньшей температурой не превышало заданной величины.

Средние сечения рассчитывались для полного сечения, упругого рассеяния, неупругого рассеяния,  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$ , деления, радиационного захвата и реакций с вылетом заряженных частиц вида  $(n,x)$  и  $(n,n'x)$  во всей области энергий, где эти сечения не равны нулю.

Среднее число нейтронов деления  $\nu$  и среднее число запаздывающих нейтронов деления  $\lambda_0$ , параметры спектров нейтронов деления усреднялись по групповым интервалам во всей области энергий, после чего исключались данные при тех низких энергиях, где эти величины практически постоянны. Спектры запаздывающих нейтронов деления не зависят от исходной энергии нейтрона.

Матрицы упругих переходов для всех нуклидов, кроме полорода.

рассчитывались в области энергий 10 кэВ - 15 МэВ. При меньших энергиях упругое рассеяние принималось изотропным в системе центра инерции и предполагалось, что вероятности упругих переходов будут рассчитываться аналитически при подготовке групповых констант по программе ZEMO. В области энергий 10 кэВ - 2,5 МэВ матрицы упругих переходов рассчитывались в предположении, что сечения внутри групп можно считать постоянными. При более высоких энергиях учитывалась зависимость сечений от энергии внутри групп. Векторы  $\mu$  для водорода рассчитывались во всей области энергий, при этом везде учитывалась зависимость сечения упругого рассеяния от энергии. Для всех матриц упругих переходов рассчитывалось 4 угловых момента, обеспечивавших учет анизотропии в  $P_3$ -приближении.

Расчет матриц неупругих переходов проводился во всей области, где соответствующие сечения не равны нулю. Для всех материалов с атомным весом больше, чем атомный вес натрия, рассчитывался  $I$  угловой момент. Для легких нуклидов матрица неупругих переходов содержит 2 угловых момента.

## 2. 26-групповые библиотеки констант ZEMO и БНАБ

26-групповые библиотеки констант ZEMO и БНАБ имеют ту же структуру, что и I40-групповая библиотека ZEMO и могут быть представлены в текстовом или в бинарном форматах. Библиотека, содержащая константы БНАБ-78, сформирована путем преобразования данных, содержащихся в библиотеке системы АРАМАКО-CI, в бинарный формат ZEMO. Включение констант БНАБ-78 расширило возможности системы ZEMO и обеспечило проведение дополнительного тестирования алгоритмов подготовки групповых констант в программе ZEMO. 26-групповая библиотека ZEMO получена из I40-групповой библиотеки ZEMO путем усреднения I40-групповых констант с весом стандартного спектра усреднения. Наличие этой библиотеки облегчает анализ нейтронных данных и обеспечивает проведение методических исследований погрешности группового приближения путем сравнения 26- и I40-групповых расчетов.

## 3. Организация вычислений в программе ZEMO

Предусмотрено два основных режима вычисления: основной режим и режим копирования. Основной режим используется для подготовки групповых констант для реакторных расчетных программ и для расчетов

функционалов потока нейтронов в  $V^2$ -приближении. Режим копирования используется для преобразования данных, содержащихся в  $61 \times 61$  таблицах групповых констант из одного формата в другой формат и из одного группового разбиения в другое групповое разбиение.

Основной режим работы включает в себя следующие этапы.

1. Ввод управляющих параметров.
2. Ввод и редактирование данных из библиотеки групповых констант.
3. Учет резонансной самоэкранировки сечений, расчет транспортных сечений и сечений увода.
4. Расчет макроконстант.
5. Расчет спектра потока нейтронов и спектра нейтронов деления в  $V^2$ -приближении.
6. Введение поправок в сечения упругого замедления и повторный расчет спектра потока нейтронов и спектра нейтронов деления в  $V^2$ -приближении.
7. Преобразование рассчитанных наборов групповых констант к групповому разбиению, определяемому в управляющих параметрах в качестве "выходного", если это групповое разбиение отличается от используемого в библиотеке групповых констант.
8. Вывод групповых констант в "выходном" групповом разбиении в формате, определяемом управляющими параметрами.
9. Расчет и вывод функционалов потока нейтронов в  $V^2$ -приближении в "выходном" групповом разбиении.

Эти этапы выполняются последовательно только в том случае, если производится только для одной композиции нуклидов (физической зоны). При подготовке констант для нескольких физических зон этапы с третьего по девятый выполняются последовательно для каждой физической зоны. В зависимости от значений управляющих параметров часть этапов преобразования, таких например, как десятый или девятый, может быть пропущена. Если число физических зон задается равным нулю, программа ZEMO работает в режиме копирования. В этом режиме выполняются только первый, второй, седьмой и восьмой этапы преобразования.

#### 4. Ввод и редактирование данных

Ввод данных из библиотеки групповых констант производится на оперативную память. В тех случаях, когда размер этой памяти

оказывается недостаточным, секции данных, содержащие факторы резонансной самоэкранировки, зависящие от сечения разбавления и температуры, могут быть в руженье устройство, с которого они будут считываться отдельными порциями при расчете "блокированных" сечений.

Часть данных после их ввода может редактироваться. Если вероятности упругих переходов заданы в библиотеке только в верхней области энергий, то рассчитываются вероятности при низких энергиях в предположении изотропного в системе центра инерции рассеяния и постоянных внутри групп сечений. Подпрограмма, рассчитывавшая вероятности упругих переходов для произвольного группового разбиения, аналитически вычисляет внутренний интеграл в двойном интеграле, определяющем вероятность перехода, в соответствии с методикой, предложенной в работе [9]. Внешний интеграл рассчитывается по квадратурной формуле Лобатто четвертого или шестого порядка, в зависимости от числа вычисляемых угловых коэффициентов разложения Лежандра вероятности перехода.

В зависимости от значений управляющих параметров из матрицы упругих и неупругих межгрупповых переходов, введенных из библиотеки, могут быть исключены высокие угловые моменты, если они не должны использоваться в дальнейшем, например, при подготовке констант для расчета в диффузионном приближении. Данные по спектру нейтронов деления, заданные в виде параметров простого спектра деления или спектра деления Ватта, могут быть преобразованы к табличному представлению.

Ввод данных организован таким образом, что могут быть использованы две библиотеки нейтронных данных. Первая библиотека, называемая "основной", должна содержать полную номенклатуру данных, может быть представлена в текстовом или в бинарном формате и обязательно должна использоваться при проведении расчетов по ЗЕМУ. "Дополнительная" библиотек всегда представляется в текстовом формате, не является обязательной и может содержать данные только для нескольких материалов, файлов, секций, энергетических групп. Данные из этой библиотеки заменяют в оперативной памяти данные из "основной", что позволяет, например, оценивать влияние отдельных изменений в "основной" библиотеке на результаты расчетов не меня содержащиеся в ней данные.

## 5. Учет резонансной самоэкранировки сечений

Учет резонансной самоэкранировки производится в результате проведения трех итераций по сечению разбавления [3]. Рассчитывается

$\sigma_{t,1}$  - полное сечение, "блокированное" по первой гармонике потока нейтронов (по току нейтронов),  
 $\sigma_e, \sigma_c, \sigma_f$  - сечения упругого рассеяния, захвата и деления, "блокированные" по нулевой гармонике потока нейтронов (по потоку нейтронов).

Матрицы упругого рассеяния определяются как произведение "блокированного" сечения упругого рассеяния  $\sigma_e$  на вероятности упругих переходов, введенные из файла Б или рассчитанные ZEMO.

Интерполяция в таблицах факторов самозранировки производится сначала по сечению разбавления в соответствии с алгоритмом, описанным ниже. Затем искомое значение фактора самозранировки находится в предположении его линейной зависимости от логарифма температуры. Алгоритм интерполяции зависимости фактора самозранировки от сечения разбавления состоит в представлении этой зависимости в виде полусуммы двух функций:

$$f(\sigma_0) \approx \frac{1}{2} (f_1(\sigma_0) + f_2(\sigma_0)),$$

каждая из которых имеет вид

$$f_1(\sigma_0) = \frac{a_1 \sigma_0 + b_1}{c_1 \sigma_0 + d_1}, \quad 1=1,2$$

Функция  $f_1(\sigma_0)$  (или  $f_2(\sigma_0)$ ) определяется из условия, что она соединяет опорные точки, между которыми производится интерполяция и точку ближайшую к нижней (или верхней) опорной точке. Можно показать, что в тех случаях, когда все четыре точки, используемые в интерполяционной процедуре, определяют монотонную зависимость фактора самозранировки, функции  $f_1(\sigma_0)$  и их полусумма также будут монотонными. Если в рассматриваемом диапазоне сечений разбавления  $f(\sigma_0)$  не является монотонной, или одна из двух опорных точек является максимальной или минимальной в таблице разбавлений, функция  $f(\sigma_0)$  предполагается линейной в зависимости от  $\ln(1+\sigma_0)$ , что является в этих случаях достаточно хорошим приближением, поскольку при самых малых и самых больших разбавлениях, а также в тех интервалах, где монотонность  $f(\sigma_0)$  нарушается, сама эта функция обычно слабо изменяется внутри интервала интерполяции.

### 6. Расчет транспортных сечений

Транспортные сечения для всех нуклидов, кроме водорода, рассчитываются в соответствии с методикой, принятой в АРАМАКО-СИ по формуле:

$$\sigma_{tr}^g = \sigma_{t,1}^g - \mu_g^g \sigma_{e,1}^g - \mu_{in}^{g \rightarrow g} \sigma_{in}^g,$$

- где  $\sigma_{tr}^g$  - транспортное сечение в группе  $g$ ,  
 $\sigma_{t,1}^g$  - "блокированное" по первой гармонике полное сечение,  
 $\sigma_{e,1}^g$  - сечение неупругого рассеяния с учетом  $(\lambda, 2\lambda)$  и  $(\lambda, 3\lambda)$ ,  
 $\mu_g^g$  - средний косинус при упругом рассеянии нейтронов, определяемый из данных файла Б,  
 $\mu_{in}^{g \rightarrow g}$  - средний косинус при неупругом рассеянии из группы  $g$  в группу  $g$ , определяемый из данных файла Б.

"Блокированное" по первой гармонике сечение упругого рассеяния  $\sigma_{e,1}^g$  определяется из соотношения

$$\sigma_{t,1}^g = \sigma_c^g + \sigma_f^g + \sigma_{e,1}^g + \sigma_{in}^g,$$

где  $\sigma_c^g, \sigma_f^g$  - "блокированные" по нулевой гармонике сечения захвата и деления.

Для водорода транспортное сечение определяется по формуле

$$\sigma_{tr}^g = \sigma_t^g - \mu_g^{g \rightarrow g} \sigma_c^g,$$

где  $\mu_g^{g \rightarrow g}$  - средний косинус при упругом рассеянии из группы  $g$  в группу  $g$ , определяемый из данных файла Б или из векторов  $\beta_1$  и  $\alpha_1$  для водорода.

Описанный способ вычисления транспортных сечений используется при подготовке групповых констант для расчетов в диффузионном приближении. При подготовке групповых констант для расчета в  $P_1$ -приближении транспортные сечения используются только для расчетов спектра потока нейтронов, спектра деления и поправок, вводимых в сечения упругого замедления, в  $B^0$ -приближении. Перед выводом наборов групповых констант на внешнее устройство рассчитываются сечения увода для первой гармонике по формуле

$$\sigma_{u,1}^g = \sigma_{t,1}^g - \mu_g^{g \rightarrow g} \sigma_{e,1}^g - \mu_{in}^{g \rightarrow g} \sigma_{in}^g.$$

7. Расчет спектра потока нейтронов и спектров деления  
в  $B^2$ -приближении

Спектр потока нейтронов и спектр деления для заданного значения параметра  $B^2$  находятся в результате выполнения двух итераций. Исходя из начального приближения для потока  $\varphi$  рассчитывается спектр деления  $\chi$ . Затем решается система уравнений относительно  $\varphi$ :

$$(B^2 \frac{1}{3\Sigma_{tr}^g} + \Sigma_{y^g}^g) \varphi^g = \sum_{g' < g} \Sigma_{x^g}^{g' \rightarrow g} \varphi^{g'} + \frac{1}{k} \chi^g, \quad g=1, 2, \dots, G.$$

- где  $\Sigma_{tr}^g$  - макроскопическое транспортное сечение,  
 $\Sigma_{y^g}^g$  - сечение увода,  
 $\Sigma_{x^g}^{g' \rightarrow g}$  - сечения перехода в результате упругого и неупругого рассеяния,  
 $k$  - эффективный коэффициент размножения композиции в  $B^2$ -приближении.

Используя рассчитанный спектр потока нейтронов определяется уточненное значение  $k$  и еще раз решается уравнение относительно  $\varphi$ . Расчет спектра деления при условии, что спектр потока нейтронов задан, может производиться одним из двух способов. Первый способ соответствует алгоритму, реализованному в АРАМАКО-SI:

$$\chi(E) = c \cdot e^{-E/A} \sqrt{bE},$$

где  $c$  - нормирующий множитель,

$$a = 0.965(0.8 + 0.083\bar{v}),$$

$$b = \frac{2.245}{(0.8 + 0.083\bar{v})^2},$$

где  $\bar{v}$  - среднее число нейтронов деления, определяемое как отношение среднего сечения генерации к среднему сечению деления.

Второй алгоритм расчета спектра деления, основан на использовании табличных распределений нейтронов деления из файла Б, определяющих матрицу генерации нейтронов  $\nu \Sigma_{x^g}^{g' \rightarrow g}$ . Умножение этой матрицы на вектор спектра потока нейтронов дает при соответствующей нормировке искомым спектр деления.

В зависимости от значения управляющих параметров  $B^2$  может задаваться или определяться из условия, что эффективный коэффициент размножения композиции в  $B^2$ -приближении должен быть равен единице.

Поиск "критического" значения  $B^2$  производится только в том случае, если при нулевом значении  $B^2$ , значение эффективного коэффициента разложения  $k$  не меньше, чем 0,9. В противном случае значение  $B^2$  полагается равным нулю. Процедура поиска "критического" значения  $B^2$  состоит в проведении нескольких итераций. Значение  $B^2$  на каждой новой итерации находится из уравнения баланса для скоростей поглощения, утечки и генерации нейтронов.

#### В. Введение поправок в сечения упругого замедления

Введение поправок в сечения упругого замедления нейтронов является попыткой приближенно учесть влияние отличий реального спектра нейтронов от спектра Ферми на описание упругого замедления нейтронов в групповом приближении. В системе ZEMO эти поправки вводятся только в интервале энергия 0,215 эВ - 2,5 МэВ, так как при энергиях выше 2,5 МэВ матрицы упругих межгрупповых переходов в библиотеке ZEMO рассчитаны с весом спектра нейтронов деления, а в матрице упругих переходов библиотеки БНАБ введены фиксированные поправки, учитывающие отличие спектра деления от спектра Ферми.

Расчет поправок для сечений упругого замедления (факторов  $b_j$ ) производится в соответствии с алгоритмом, описанным в работе [10] и опирается на двуугольную кусочно-линейную аппроксимацию зависимости плотности упругих столкновений (произведения макроскопического сечения упругого рассеяния на плотность потока нейтронов) от логарифма. Фактор  $b_j$  для данной группы определяется как отношение значения кусочно-линейной аппроксимации в точке вблизи нижней (по энергии) границы группы к среднегрупповому значению плотности упругих столкновений. Расстояние от этой точки до нижней границы группы полагается равным  $2/3\xi$ , где  $\xi$  - эффективное значение среднелогарифмической потери энергии при упругом рассеянии, которое для произвольного группового разбиения определяется из суммарной (с учетом концентраций) матрицы сечений упругих переходов только тех нуклидов, ступенька упругого замедления которых меньше ширины данной группы. Для этих и только для этих нуклидов затем корректируются сечения упругого замедления в данной группе. Макроскопическая матрица упругих переходов вычисляется из матрицы отдельных нуклидов, поскольку она не может быть в общем случае откорректирована непосредственно с помощью факторов  $b_j$ .



### 9. Преобразование наборов групповых констант из одного группового разбиения в другое

Наборы групповых констант формируемые программой ZEMO, могут быть получены для группового разбиения, отличного от того, которое используется во входной библиотеке групповых констант, с меньшим или большим количеством групп. При этом границы более подробного группового разбиения должны включать в себя все границы менее подробного группового разбиения.

Рассмотрим вначале выполнение этих преобразований при работе программы ZEMO в режиме копирования. В результате выполнения таких преобразований может быть сформирована библиотека групповых констант в текстовом или бинарном формате, которая затем может использоваться в качестве входной библиотеки данных для программы ZEMO. Примером этих преобразований может служить преобразование I40-групповых констант в 26-групповые или 28-групповые, что позволяет исследовать методическую погрешность группового приближения, а также облегчает анализ нейтронных данных. Обратное преобразование позволяет проводить I40-групповые расчеты, используя для нуждов, содержащихся в малых концентрациях, данные, полученные в 26-групповом разбиении. Можно преобразовать к более подробному разбиению и I40-групповые константы. Так при исследовании погрешности I40-группового приближения использовалась 206-групповая библиотека констант (в области энергий 200 кэВ - 2,5 МэВ вместо 22 групп брались 88) частично рассчитанная из файлов оцененных ядерных данных, частично полученная из I40-групповых констант ZEMO. В дальнейшем при описании алгоритмов переходов от одного группового разбиения к другому мы будем называть более подробное групповое разбиение мультигрупповым, а соответствующие группы - мультигруппами.

Процедура перехода от мультигруппового разбиения к групповому аналогична процедуре подготовки групповых констант из файлов оцененных ядерных данных. Некоторые особенности имеются только при расчете групповых факторов резонансной самоэкранировки и параметров упругого замедления.

Расчет факторов самоэкранировки при переходе от мультигруппового разбиения к групповому осуществляется в соответствии со следующим алгоритмом. Во всех мультигруппах, входящих в группу, в которой для данного нуклида определяются факторы самоэкранировки, для каждого сечения разделения и каждой температуры рассчитываются величины  $\sigma_{eff}$

(зависимость от температуры опускаем):

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle &= \left\langle \sigma_t \right\rangle - \frac{1}{2} \left\langle \sigma_x \right\rangle + \frac{1}{2} \left\langle \sigma_x \right\rangle f_x(\sigma_0) + \sigma_0, \\ \left\langle \frac{\sigma_x}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle &= \left\langle \sigma_x \right\rangle f_x(\sigma_0) \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle, \\ \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^2} \right\rangle &= \left\langle \sigma_t \right\rangle \frac{1}{f_t(\sigma_0) + \sigma_0} \left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle, \end{aligned}$$

где скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по энергии внутри мультигруппы,  
 $\langle \sigma_t \rangle$  - среднее полное сечение,  
 $\langle \sigma_x \rangle$  - среднее сечение упругого рассеяния, деления или захвата,  
 $f_t(\sigma_0)$  и  $f_x(\sigma_0)$  - факторы самоскранировки для сечения раз-  
 авления  $\sigma_0$ .

Расчитанные таким образом величины интегрируются с весом стандартного спектра усреднения (спектр Ферми ниже 2,5 МэВ и спектр деления выше 2,5 МэВ). Затем из среднегрупповых значений этих величин и средних по группе сечений вычисляются групповые факторы самоскранировки:

$$\begin{aligned} f_x(\sigma_0) &= \frac{\left\langle \frac{\sigma_x}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle \langle \sigma_x \rangle}, \\ f_t(\sigma_0) &= \frac{\left\langle \frac{1}{\sigma_t + \sigma_0} \right\rangle}{\left( \left\langle \frac{1}{(\sigma_t + \sigma_0)^2} \right\rangle - \sigma_0 \right) \langle \sigma_t \rangle}, \end{aligned}$$

где скобки  $\langle \rangle$  означают теперь усреднение по энергии внутри группы.

Процедура интегрирования мультигрупповых матриц упругих переходов соответствует процедуре их подготовки из файлов оцененных ядерных данных (учет зависимости сечений выше 2,5 МэВ и приближение постоянных внутри групп сечений ниже 2,5 МэВ). Однако полученные в результате выполнения этих преобразований из I40-групповой библиотеки констант 26-групповые матрицы упругих переходов для нуклидов с небольшим атомным весом содержат сечения сильно отличающиеся от рассчитываемых по формуле

$$\langle \sigma_{g \rightarrow g} \rangle = \frac{\langle \xi \rangle \langle \sigma_g \rangle}{L_{g \rightarrow g}}.$$

- $\sigma_{\text{зам}}$  - сечение упругого замедления,  
 $\zeta$  - среднелогарифмическая потеря энергии при столкновении,  
 $\sigma_{\text{р}}$  - сечение упругого рассеяния,  
 $\Delta u$  - ширина группы в единицах левтаргии.

Определение сечений упругого замедления через среднегрупповые значения  $\zeta$  используется в системе констант БНАБ-78 и, как показали проведенные нами исследования, приводит к уменьшению различий между результатами расчетов в 26-групповом и в I40-групповом приближениях по сравнению с непосредственным использованием 26-групповых матриц упругих переходов, полученных путем преобразования I40-групповых матриц упругих переходов из библиотеки ZEMO. Поэтому при проведении 26-групповых расчетов с использованием данных из библиотеки ZEMO для нуклидов, имеющих атомный вес, не превосходящий атомный вес никеля, сечения упругого замедления в области энергий 10 кэВ - 2,5 МэВ определяются через среднегрупповые значения  $\zeta$ , рассчитанные непосредственно из файлов оцененных ядерных данных.

При переходе от группового разбиения к мультигрупповому предполагается, что сечения постоянны внутри групп. Алгоритм расчета мультигрупповых матриц зависит от того, во сколько групп произойдет рассеяние. Из групповых сечений упругого замедления на тяжелых ядрах рассчитываются эффективные значения  $\zeta$ , равные  $\langle \sigma_{\text{зам}} \rangle \cdot \Delta u / \langle \sigma_{\text{р}} \rangle$ , используемые затем для вычисления мультигрупповых сечений упругого замедления. Вероятности переходов при упругом рассеянии на легких ядрах и неупругом рассеянии предполагаются пропорциональными ширине мультигрупп в единицах энергии или в единицах левтаргии в зависимости от соотношения вероятностей рассеяния в соседние группы.

При работе программы ZEMO в основном режиме формируются наборы групповых макро- и микроконстант также могут иметь групповое разбиение, отличное от того, которое использовалось в исходной библиотеке констант. Переход к более подробному групповому разбиению в основном режиме производится также, как и в режиме копирования. Более подробно мы рассмотрим случай, когда "выходные" групповые разбиения являются менее подробным, и для усреднения сечений используются спектры, рассчитанные в  $V^2$ -приближении.

### 10. Усреднение сечений с весом спектров, рассчитанных в $V^2$ -приближении

Одним из способов повышения точности результатов расчета с использованием небольшого количества групп нейтронов является предварительная оценка спектра нейтронов для более подробного группового разбиения и последующее использование этого спектра для усреднения мультигрупповых сечений. В программе ZEMO реализовано два метода усреднения мультигрупповых сечений: обеспечивающий сохранение скоростей реакций в  $V^2$ -приближении (линейное усреднение) и обеспечивающий сохранение интегралов реактивности нуклидов в  $V^2$ -приближении (линейное усреднение с учетом спектральных возмущений).

Первый способ использует в качестве спектра усреднения спектр потока нейтронов, рассчитанный в  $V^2$ -приближении. С весом этого спектра усредняются все микро- и макросечения за исключением транспортных сечений и сечений увода. Транспортные сечения усредняются с весом спектра тока нейтронов. Сечения увода не усредняются, в рассчитываются из усредненных сечений захвата, деления, упругого и неупругого замедления, сечений реакции  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$ .

Второй способ усреднения - линейное усреднение с учетом спектральных возмущений в групповых константах - был предложен для усреднения микросечений, используемых затем при расчете эффектов реактивности по теории возмущений первого порядка [11].

Изменение макроскопических групповых сечений, определяющих эффект реактивности при изменении концентрации одного из нуклидов, входящих в композицию, можно разбить на две составляющие:

- составляющую, связанную с изменением групповых макросечений возмущающего нуклида, вследствие изменения его концентрации,
- составляющую, связанную с изменением групповых сечений всех нуклидов, вследствие изменения спектра потока нейтронов.

Вторую составляющую изменения макроскопического группового сечения композиции для реакции типа "x" при однородном возмущении однозонного реактора можно представить в виде:

$$\Delta \Sigma_x^g(\delta \rho_1) = \int_{\Delta u_g} du \varphi'(u, \delta \rho_1) \Sigma_x(u) / \int_{\Delta u_g} du \varphi'(u, \delta \rho_1) - \int_{\Delta u_g} du \varphi(u) \Sigma_x(u) / \int_{\Delta u_g} du \varphi(u) .$$

Где  $\delta\rho_1$  - изменение концентрации нуклида "1",  
 $\varphi'(u)$  - возмущенный спектр потока нейтронов,  
 $\varphi(u)$  - невозмущенный спектр,  
 $\Sigma_x(u)$  - "детальное" сечение реакции типа "x",  
 $\Delta u_x$  - групповой интервал латергии для группы g.  
 Вводя функцию спектрального возмущения

$$\mu(u) = \left. \frac{d}{d(\delta\rho_1)} \varphi'(u, \delta\rho_1) \right|_{\delta\rho_1=0}$$

и учитывая только члены первого порядка малости, получим

$$\Delta \Sigma_x^g(\delta\rho_1) \approx \Sigma_x^g(\mu, \varphi) \delta\rho_1, \text{ где}$$

$$\Sigma_x^g(\mu, \varphi) = \frac{\int_{\Delta u_x} \mu(u) du}{\int_{\Delta u_x} \varphi(u) du} \left\{ \frac{\int \Sigma_x(u) \mu(u) du}{\int \mu(u) du} - \frac{\int \Sigma_x(u) \varphi(u) du}{\int \varphi(u) du} \right\}$$

В предположении, что спектр деления не зависит от  $\delta\rho_1$ , можно получить уравнение для  $\mu(u)$ :

$$\begin{aligned} & (B^2 D(u) - \Sigma_c(u)) \mu(u) - \int du' \Sigma_s(u'+u) \mu(u') = \\ & = (3B^2 D^2(u) \sigma_{f,1}(u) - \sigma_{c,1}(u)) \varphi(u) + \int du' \sigma_{s,1}(u'+u) \varphi(u') \end{aligned}$$

При использовании второго способа усреднения микроскопические константы композиции рассчитываются точно так же, как и при использовании первого способа - линейного усреднения сечений с весом спектра потока нейтронов в  $B^2$ -приближении. Микроконстанты нуклидов определяются как сумма микроконстант, полученных линейным усреднением с весом спектра потока нейтронов, и констант спектрального возмущения, полученных путем усреднения макросечений композиции с весом функции спектрального возмущения  $\mu(u)$ , соответствующий данному нуклиду. Рассчитанные таким образом, микроконстанты могут использоваться в программах реакторного расчета для приближенного учета спектральных возмущений в моделях, учитывающих пространственную зависимость потока нейтронов.

## II. Вывод наборов групповых констант. Расчет значений функционалов потока нейтронов В<sup>2</sup>-приближении

При работе программы ZEMO в режиме копирования константы могут быть выведены только в текстовом или в бинарном формате в той же нomenclатуре, в которой они содержались в исходной библиотеке констант, но в другом групповом разбиении и/или в другом формате.

При работе в основном режиме константы могут быть выведены в текстовом или в бинарном формате системы ZEMO, а также форматах, используемых для ввода групповых констант в программе ANISN и комплексе RHEIN. При этом в текстовом или в бинарном формате в качестве средних сечений выводятся "блокированные" сечения, факторы резонансной гаммаэкранировки не выводятся.

Массивы макроконстант и микроконстант формируемых для программы ANISN выводятся в виде нескольких групп зависимей.

Число записей при выводе макроконстант для каждой физической зоны равно числу угловых моментов матрицы межгрупповых переходов. Для микроконстант это число равно произведению числа угловых моментов на число нуклидов, входящих в состав зоны. Каждая группа записей состоит из 2 зависимей - заголовка и данных.

Формат заголовка: NG,NG+3,1,NZ\*1000+1,ТЕКСТ,

где NG - число групп,

1 - номер углового момента,

NZ - номер зоны,

ТЕКСТ - 12 слов (4 байта):

для микроконстант - 'ANISN'<sup>с</sup>название нуклида>

для макроконстант - 'ANISN'.

Формат данных для нулевого углового момента:

$(\sigma_{x,0}^g, \nu\sigma_f^g, \sigma_{x,0}^g, \sigma_{x,0}^{g-1+g}, \dots)$  (g=1,NG).

Формат данных для углового момента с номером l:

$(0, \dots, 0, (2l+1)\sigma_{x,1}^{g-1+g}, \dots)$  (g=1,NG).

где  $\sigma_{x,0}^g$  - сечение поглощения в группе g,

$\nu\sigma_f^g$  - сечение генерации,

$\sigma_{x,0}^g$  - полное сечение,

$\sigma_{x,1}^{g-1+g}$  - угловой момент l сечения перехода из группы g' в группу g.

Наборы групповых констант, формируемых для комплекса RHEIN, имеют следующую структуру. Массив макроконстант:

NG, NMAT, NZONE, O, IPN, INYDR, LMATR, LMATR1 - заголовки.

NAKE:(NMAT) - названия нуклидов.

NGTO(NG) - количество переходов в каждую группу в суммарной матрице упругих и неупругих переходов,

EG(NG+1) - границы групп,

CONC(NMAT,NZONE) - массив концентраций нуклидов в физических зонах,

TEMPR(NMAT,NZONE) - массив температур нуклидов,

$\{\alpha_0(NG), \beta_0(NG) [ \alpha_1(NG), \beta_1(NG) ]\},$   
 $\{x'(NG), \sigma_{L'}(NG), \sigma_{\gamma n}(NG), \nu \sigma_f(NG), \sigma_0^{E'+\alpha}(LMATR),$   
 $\sigma_f(NG), \sigma_c(NG), \sigma_f(NG), \sigma_n(NG), \sigma_{in}(NG), \sigma_{e, зам}(NG)$   
 $[ \sigma_{\gamma n, I}(NG), \sigma_f^{E'+\alpha}(LMATR1) ]\}$  (NZONE)

Массив микроконстант записывается в следующем виде.

NG, NMAT, NZONE, NSET, IPN, INYDR, LMATR, LMATR1 - заголовок.

$\{\sigma_{L'}(NG), \sigma_{\gamma n}(NG), \nu \sigma_f(NG), \sigma_0^{E'+\alpha}(LMATR),$   
 $\sigma_f(NG), \sigma_c(NG), \sigma_f(NG), \sigma_n(NG), \sigma_{in}(NG), \sigma_{e, зам}(NG)$   
 $[ \sigma_{\gamma n, I}(NG), \sigma_f^{E'+\alpha}(LMATR1) ]\}$  (NSET)

Используются следующие обозначения:

NG - число групп,

NMAT - количество материалов (нуклидов),

NZONE - количество физических зон,

IPN - признак приближения, для которого подготовлены константы:

0 - диффузионное приближение,

1 - P<sub>1</sub>-приближение,

INYDR - признак введения векторов  $\alpha$  и  $\beta$ , описывающих рассеяние на водороде,

LMATR - длина массива сечений переходов для нулевого углового момента,

LMATR1 - длина массива сечений переходов для I углового момента,

NSET - количество наборов микроконстант, равно числу положительных чисел в массиве концентраций.

Данные в фигурных скобках приводятся, если INYDR=1.

Данные в квадратных скобках приводятся, если IPN=1.

Расчет значений функционалов потока нейтронов в B<sup>2</sup>-приближении производится всегда в "выходном" групповом разбиении. Спектр потока нейтронов и спектр деления определяются в выходном разбиении из соответствующих спектров, рассчитанных в "исходном" разбиении. Сопрежанных равания рассчитываются с использованием массива констант, преобразованных к "выходному" групповому разбиению. Список рассчитываемых функционалов приводится в следующем параграфе при описании соответствующих управляемых параметров.

## 12. Управляющие параметры программы ZEMO

Управляющие параметры вводятся с помощью специальной программы бесформатного ввода. Сначала вводятся целые и символьные параметры, затем вещественные. Признаками символьных параметров являются апострофы, бесвещественных – десятичная точка. Параметры отделяются друг от друга запятыми или пробелами и могут располагаться в позициях с 1 по 72. Информация в остальных позициях воспринимается как комментарий, также как и те строки, которые начинаются с символа \* в первой позиции. Повторяющиеся данные могут вводиться в виде N\* данных, где N – коэффициент повторения. Перед каждым значением параметра может приводиться комментарий – последовательность символов, кроме цифр и апострофов. Ввод параметров заканчивается, если встречается символ / или обнаруживается конец файла, содержащего входные данные. После окончания ввода программа сравнивает число введенных целых, символьных и вещественных параметров с тем, которое должно задаваться, и в случае расхождения сообщает об ошибке. Нуклиды входящие в композиции, могут быть указаны одним из двух способов: по имени или по номеру материала MAT. Для нуклидов, содержащихся в библиотеках ZEMO и ENAB, в программе хранится таблица соответствия между именем нуклида и номером материала MAT. При включении в библиотеки системы новых данных можно расширить эту таблицу или указывать явно соответствующий номер материала MAT. Ниже приводится описание управляющих параметров в том порядке, в котором они должны вводиться программой ZEMO.

1. LNIN – номер устройства, на котором расположена "основная" библиотека микроконстант.
2. LNIND – номер устройства дополнительного ввода. Данные, вводимые с устройства LNIND, предназначены для замены данных, вводимых с устройства основного ввода LNIN. Если LNIND=0, то дополнительный ввод не производится.
3. IFORMI – формат групповых констант на устройстве LNIN:  
IFORMI=1 – текстовый формат ZEMO,  
IFORMI=2 – бинарный формат ZEMO.  
Данные на устройстве LNIND всегда представляются в текстовом формате.
4. IGR1 – признак группового разбиения для вводимых констант. Из набора групповых разбиений, используемых при решении различных задач укажем только два:  
IGR1=1 – 26-групповое разбиение ENAB (3);



- IGRI=4 - 140-групповое разбиение.*
5. *LNMAC* - номер устройства для вывода макроконстант.  
*Если LNMAC=0, макроконстанты не выводятся.*
  6. *LNMIC* - номер устройства для вывода микроконстант.  
*Если LNMIC=0, микроконстанты не выводятся.*
  7. *IFORMO* - формат вывода констант:  
*IFORMO=1 - текстовый формат ZEMO,*  
*IFORMO=2 - бинарный формат ZEMO,*  
*IFORMO=6 - формат ANISH,*  
*IFORMO=7 - формат RHEIN.*
  8. *IGRO* - признак группового разбиения для выводимых констант.  
*Если IGRO=0, то IGRO полагается равным IGRI.*
  9. *IPN* - признак, определяющий угловое приближение, для которого производится подготовка констант  
*IPN=-1 - приближение бесконечной среды,*  
*IPN=0 - диффузионное приближение,*  
*IPN>0 - номер наибольшего углового момента матрицы межгрупповых переходов в формируемом наборе групповых констант.*
  10. *ISHI* - способ расчета спектра деления.  
*ISHI=0 - по среднему значению  $\nu$ ,*  
*ISHI=1 - по парам грам спектра деления из файла 5.*
  11. *INYDR* - способ учета межгрупповых переходов для водорода, если данные для водорода содержат вектор  $\beta$ :  
*INYDR=0 - межгрупповые переходы учитываются с помощью векторов  $\beta$  и  $\alpha$  (векторы  $\alpha$  определяются в ZEMO при расчете),*  
*INYDR=1 - межгрупповые переходы учитываются с помощью полной трехлобной матрицы, рассчитываемой из векторов  $\beta$  и  $\alpha$ .*
  12. *INEL* - признак, определяющий необходимость исключения неупругих переходов в область низких энергий:  
*INEL=0 - матрицы неупругих переходов не изменяются,*  
*INEL=1 - матрицы неупругих переходов изменяются таким образом, чтобы при сохранении баланса нейтронов неупругие переходы в область низких энергий были исключены. Верхняя граница области энергии, в которую исключается неупругое рассеяние,  $E_{1,gr1}$  определяется как*

$E_{i_{n+1}} = \text{min}$  (10 кэВ. (нижняя граница группы, из которой происходит неупругое рассеяние / 4)).

13. IDEL - признак, определяющий необходимость ввода из библиотеки данных по запаздывающим нейтронам деления.
14. ITERM - способ введения поправок в самой нижней по энергии группе:  
ITERM=0 - поправки не вводятся.  
ITERM=1 - сечения захвата и деления умножаются на  $\frac{\sqrt{T}}{2 \cdot 300}$ , где T - температура нуклида. Изменения в этих сечениях добавляются к полному.
15. ISBJ - признак введения поправок в сечения упругого замедления:  
ISBJ=0 - не вводятся,  
ISBJ=1 - вводятся.
16. IAVR - способ усреднения сечений в  $V^2$ -приближении при переходе к меньшему количеству групп  
IAVR=0 - линейное усреднение,  
IAVR=1 - линейное усреднение с введением поправок в микроконстанты для учета спектральных возмущений.
17. ITOT - признак, определяющий способ учета самозранировки полного сечения при подготовке констант для программы ANISN:  
ITOT=0 - по потоку,  
ITOT=1 - по току.  
При подготовке групповых констант для ANISN баланс нейтронных сечений в зависимости от значения ITOT обеспечивается одним из двух способов. Если ITOT=0, то корректируется "облокоченное" по первой гармонике полное сечение. Если ITOT=1, то корректируется матрица сечений межгрупповых переходов так, чтобы обеспечить баланс сечений.
18. LFACT - признак, определяющий способ хранения факторов самозранировки, вводимых из библиотек микроконстант:  
LFACT=0 - в оперативной памяти,  
LFACT=1 - на внешнем устройстве LFAC.
19. NMAT - количество материалов (нуклидов).
20. NZONE - количество рассчитываемых композиций (физических зон).  
Если NZONE больше нуля, то программа ZEMO работает в основном режиме.  
Если NZONE=0, то программа ZEMO работает в режиме копирования. Данные, введенные с устройств LNIN, LNINU и

преобразованные к требуемому разбиению или формату представления выводятся на устройство LNMC. В зависимости от значений параметров IPN, TSHI, INYDR, INEL, IDEL из преобразуемых данных могут быть исключены высокие угловые моменты матриц межгрупповых переходов, параметры спектров деления, параметры запаздывающих нейтронов деления, неупругие переходы в область низких энергий. Векторы  $\alpha$  и  $\beta$  для водорода могут быть заменены соответствующей матрицей.

Если NZONE=0, то параметры LNMAC, ITHERM, ISBJ, IAYR, ITOT, LFACT, LREG, NFUN, NMATI, LBB, LZT полагаются равными нулю, параметры MREG, MFUN, CONC, BB, TEMPR не приводятся.

21. LREG - признак введения блокирующих составов:  
LREG=0 - блокирующие составы совпадают с составами физических зон;  
LREG=1 - вводятся списки соответствия между блокирующими составами и составами физических зон (см. параметры MREG).
22. LBB - признак, определяющий значения  $B^2$ :  
LBB=1 - рассчитываются для каждой зоны так, чтобы она стала критической, если  $k_0$  больше 0.9, иначе полагаются равными нулю,  
LBB=0 - во всех зонах полагаются равными нулю,  
LBB=1 - вводится список значений  $B^2$  для каждой физической зоны.
23. LZT - признак, определяющий способ задания температур нуклидов:  
LZT=0 - для каждой зоны задается единая для всех нуклидов температура,  
LZT=1 - для каждой зоны задаются температуры всех нуклидов.
24. NFUN - количество функционалов потока нейтронов, рассчитываемых для каждой зоны в  $B^2$ -приближении.  
Если MFUN=0, то расчет функционалов и их печать не производятся.
25. NMATI - количество "важных" материалов (нуклидов), только для которых может производиться расчет некоторых функционалов.
26. MFUN(NFUN) - список, определяющий вывод на печать рассчитываемых в  $B^2$ -приближении значений функционалов потока ней-

тронов для каждой физической зоны,

- 1 -  $K_{eff}$  и дапльсини;
- 2 - прямое и сопряженное решения, спектр деления, сечение генерации, факторы  $b_j$ ;
- 3 - средние сечения и их отношения к среднему сечению деления  $^{235}\text{U}$ ;
- 4 - групповые сечения;
- 5 - групповые скорости реакций;
- 6 - интегралы реактивности нуклидов и их отношения к интегралу реактивности  $^{235}\text{U}$ ;
- 7 - энергетическое (по группам) распределение интегралов реактивности.

Групповые сечения, скорости реакций и интегралы реактивности выводятся на печать только для "важных" материалов.

27. MATI(NMATI) - список "важных" материалов.
28. MREG(NZONE) - список соответствия номеров описывающих составов и номеров физических зон. Приводится только в случае, если LREQ=1. Если на позиции  $n$  в этом списке указано число  $m$ , отличное от числа  $n$  и от нуля, то при расчете микроконстант для физической зоны  $n$  используются концентрации, заданные для физической зоны  $m$ . При расчете макроконстант для физической зоны  $n$  независимо от того, как рассчитываются микроконстанты, всегда используются собственные концентрации нуклидов.
29. MAT(NMAT) - список материалов (нуклидов), входящих в состав рассчитываемых композиций или преобразуемых к другому представлению в режиме копирования.
30. CON(NMAT,NZONE) - массив концентраций материалов; сначала вводятся концентрации нуклидов в первой физической зоне, затем во второй и так далее.
31. BB(NZONE) - массив значений параметров  $B^2$  для физических зон, вводится, только если LBB=1.
32. TEMPR(NZONE) или TEMPR(NMAT,NZONE) - массив температур для физических зон (если LZT=0) или для нуклидов (если LZT=1).

### 13. Результаты расчетов моделей критических сборок

Проведение расчетов моделей быстрых критических сборок преследовало две цели. Первая цель состояла в тестировании нейтронных данных, содержащихся в библиотеке ZEMO, и алгоритмов подготовки групповых констант, реализованных в программе ZEMO. Вторая цель состояла в оценке уровня расхождений результатов 26-групповых и 140-групповых расчетов по системе ZEMO.

В настоящее время проведены расчеты ряда одномерных моделей критических сборок БЭС и ZPR по комплексу RHEIN в диффузионном приближении. Расчетные модели и экспериментальные данные для этих сборок были взяты из библиотеки LEMEX, включенной в систему программ и архивов ИНДЭКС (12). Групповые константы рассчитывались как с помощью системы ZEMO, так и по ARMAKO-CI. Подготовка групповых констант по ZEMO проводилась тремя способами:

- с использованием данных из библиотеки БНАБ,
- с использованием данных из 26-групповой библиотеки ZEMO,
- с использованием данных из 140-групповой библиотеки ZEMO.

В первых двух случаях одномерные расчеты проводились в 26 группах, в последнем случае - в 140 группах. В таблице 2 приводятся значения  $S/E$  (отношения расчетных значений функционалов потока нейтронов, к экспериментальным) для исследованных композиций с урановым и плутониевым топливом при трех способах подготовки групповых констант по ZEMO. Результаты, полученные при подготовке констант по ARMAKO-CI, не приводятся, так как они практически совпадают с результатами, приводимыми в пересы строке для каждой композиции и полученными при подготовке констант по ZEMO из библиотеки БНАБ. Так соответствующие значения  $k_{eff}$ , округленные до трех цифр после запятой, совпадают для всех композиций, кроме трех, где эти значения отличаются друг от друга на одну тысячную.

В таблице 2 сначала приводятся результаты для композиций с урановым, а затем с плутониевым топливом. Внутри каждой группы композиции упорядочены по возрастанию доли спектра потока нейтронов в области энергии ниже 10 кэВ. Соответствующие значения доли  $p$  приведены в виде  $p = (\text{доля спектра ниже 10 кэВ})\%$  в том же столбце, что и название композиции. В столбцах, обозначенных  $k$ , приводятся значения  $S/E$  для величин  $k_{eff}$  для всех композиций, кроме БЭС-33, БЭС-35, БЭС-38, БЭС-41, БЭС-42, для которых эти значения приводятся для величины  $k^*$ , и композиции СКЕРЧО, в которой рассчитывалась величина

Таблица 2

Отношение результатов расчетов с использованием констант БНАБ,  
26-групповых констант ZEMO и I40-групповых констант ZEMO  
к экспериментальным данным

№	Композиция, топливо доля ней- тронов ниже I0 кэВ, %	Библиотека	k	$\sigma_c^B/\sigma_c^Z$	$\sigma_f^B/\sigma_f^Z$	$\sigma_a^B/\sigma_a^Z$	$\rho^B/\rho^Z$	$\rho^B/\rho^Z$	$\rho^B/\rho^Z$
1	СКЕРЦО-5.56 U p=0,3%	БНАБ	0.987	1.013	1.026	1.024			
		26, ZEMO	1.008	0.994	1.079	1.008			
		140, ZEMO	1.005	0.991	1.048	1.008			
2	БЭС-35 U p=0,3%	БНАБ	0.980	1.017	1.013	1.009	1.000		0.90
		26, ZEMO	0.998	1.000	1.061	0.994	0.986		0.90
		140, ZEMO	0.996	0.992	1.035	0.994	0.985		0.88
3	БЭС-45 U p=4,7%	БНАБ	1.002	1.006	0.949	0.998	1.007		0.87
		26, ZEMO	1.006	0.996	0.976	0.994	0.993		0.87
		140, ZEMO	1.003	0.995	0.955	0.992	1.000		0.88
4	ZPR-6-6a Pu p=8,2%	БНАБ	0.999	1.012	0.914		0.963	1.09	0.88
		26, ZEMO	1.006	1.009	0.943		0.959	1.07	0.89
		140, ZEMO	1.002	1.009	0.927		0.960	1.08	0.90
5	БЭС-33 U p=8,8%	БНАБ	0.981	1.014	0.957	0.980	1.016		0.95
		26, ZEMO	0.999	1.000	1.000	0.982	1.018		0.96
		140, ZEMO	0.994	1.007	0.971	0.978	1.017		0.96
6	БЭС-39 U p=8,9%	БНАБ	0.988	0.998	0.927		0.987		0.87
		26, ZEMO	0.994	0.997	0.953		0.984		0.88
		140, ZEMO	0.990	0.999	0.927		0.984		0.88
7	БЭС-38 Pu p=0,8%	БНАБ	0.985	1.117	0.932	1.007	1.009	1.09	1.02
		26, ZEMO	0.997	1.098	0.991	0.994	0.986	1.06	1.00
		140, ZEMO	0.993	1.094	0.964	0.994	0.986	1.06	0.98
8	БЭС-49-I Pu p=5,7%	БНАБ	1.000	0.971	0.916	1.000	0.983		0.89
		26, ZEMO	1.008	0.956	0.975	1.007	0.991		0.93
		140, ZEMO	1.004	0.956	0.958	1.001	0.992		0.92
9	ZPR-9-31 Pu p=6,3%	БНАБ	0.993	1.098	0.968	1.042	0.982	0.90	0.90
		26, ZEMO	1.001	1.082	1.025	1.049	0.996	0.89	0.93
		140, ZEMO	0.998	1.082	1.011	1.049	0.997	0.90	0.93
10	ZPR-3-49 Pu p=7,9%	БНАБ	1.001		1.015	1.007	0.913	0.92	0.81
		26, ZEMO	1.009		1.081	1.020	0.933	0.91	0.84
		140, ZEMO	1.007		1.070	1.018	0.933	0.93	0.85
11	ZPR-3-48 Pu p=8,7%	БНАБ	1.001	0.965	0.971	0.989	0.987	1.02	0.92
		26, ZEMO	1.009	0.956	1.035	1.005	1.007	1.01	0.95
		140, ZEMO	1.006	0.956	1.023	1.003	1.009	1.02	0.96

Продолжение таблицы 2

№	Композиция, топливо, доля ней- тронов ниже TD кэВ, %	Библиотека	k	$\sigma_c^B/\sigma_f^S$		$\sigma_f^B/\sigma_f^S$		$\sigma_f^B/\sigma_f^S$		$\rho^B/\rho^S$		$\rho^B/\rho^S$	
				$\sigma_c^B/\sigma_f^S$	$\sigma_f^B/\sigma_f^S$	$\sigma_c^B/\sigma_f^S$	$\sigma_f^B/\sigma_f^S$	$\rho^B/\rho^S$	$\rho^B/\rho^S$	$\rho^B/\rho^S$	$\rho^B/\rho^S$		
12	БЭС-44 Pu p=8,8%	БНАБ	0.992	0.972	0.929	0.974	1.000	0.83	0.94				
		26, ZEMO	0.999	0.965	0.988	0.982	1.016	0.83	0.97				
		140, ZEMO	0.995	0.972	0.964	0.981	1.016	0.84	0.87				
13	БЭС-41 Pu p=9,1%	БНАБ	0.981	1.014	0.883	0.975	0.988	0.98	0.91				
		26, ZEMO	1.006	1.000	0.945	0.962	1.005	0.98	0.95				
		140, ZEMO	1.000	1.007	0.917	0.979	1.003	1.00	0.94				
14	ZPR-6-7 Pu p=10,0%	БНАБ	0.998	1.015	0.915	0.958	1.008	0.91	1.01				
		26, ZEMO	1.006	1.015	0.973	0.968	1.024	0.92	1.04				
		140, ZEMO	1.001	1.015	0.951	0.967	1.024	0.93	1.05				
15	БЭС-49-2 Pu p=12,0%	БНАБ	0.986	0.986	0.935	0.994	0.993		0.83				
		26, ZEMO	1.002	0.971	0.936	1.011	1.022		0.88				
		140, ZEMO	1.000	0.971	0.978	1.010	1.025		0.90				
16	БЭС-42 Pu p=14,4%	БНАБ	0.977	1.000	0.875	0.981	0.972		1.00				
		26, ZEMO	1.006	0.992	0.945	1.002	0.997		1.07				
		140, ZEMO	1.000	1.000	0.920	1.000	0.994		1.08				
17	ZPR-3-50 Pu p=15,6%	БНАБ	0.989		1.072	0.968	0.968	0.83	0.76				
		26, ZEMO	1.035		1.151	1.050	1.038	0.85	0.80				
		140, ZEMO	1.003		1.143	1.001	1.016	0.88	0.83				
18	ZPR-3-53 Pu p=19,2%	БНАБ	0.993		1.071	0.904	0.910	0.77	0.59				
		26, ZEMO	1.006		1.158	0.947	0.955	0.80	0.62				
		140, ZEMO	1.005		1.142	0.949	0.952	0.84	0.64				

$k_0$ . В следующих колонках приводятся значения  $C/E$  для отношения средних сечений захвата и деления  $^{226}\text{U}$  и сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  к сечению деления  $^{235}\text{U}$ , затем значения  $C/E$  для отношений интегралов реактивности  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{10}\text{B}$  к интегралу реактивности  $^{235}\text{U}$ . Значения  $C/E$  для параметров критичности к урановым и плутониевым сборкам при трех способах подготовки констант по ZEMO приводятся также на рисунке 1.

Задача подробного анализа представленных результатов 26- и 140-групповых расчетов в настоящей работе не ставилась. Отметим лишь следующее. Приведенные результаты не рассматриваются как обоснование применимости данных из библиотеки ZEMO для проектных целей. В то же время эти результаты дают основание полагать, что рассчитанная из файлов оценочных ядерных данных библиотека 140-групповых констант

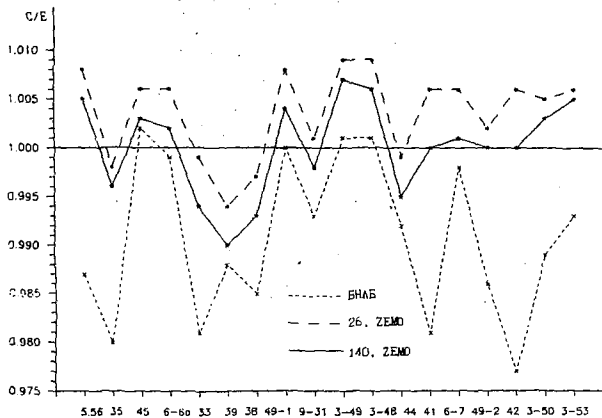


Рис. 1. Отношение расчетных значений параметров критичности к экспериментальным данным для одномерных моделей критических сборок.



ZEMO) может быть использована для проведения методических исследований, так как она обеспечивает приемлемый уровень расхождения расчетных результатов с экспериментом. Сравнение результатов 26-групповых и 140-групповых расчетов показывает, что 26-групповое приближение завышает значения  $k$  на величину до 0,6%. Для композиций, соответствующих составам активных зон быстрых реакторов с оксидным топливом, эта величина равна 0,4-0,5%.

#### 14. Исследование методической константной составляющей погрешности расчета НПЭР в БН-800

Константная составляющая погрешности расчете любого функционала потока нейтронов обычно представляется в виде двух относительно слабо связанных между собой компонент: методической, определяемой групповым разбиением и совокупностью аппроксимаций при подготовке групповых констант и компоненты, обусловленной неопределенностью исходных ядерных данных. Опубликованная в [13] оценка полной константной составляющей погрешности расчета НПЭР в реакторе БН-800 составляет  $\pm 0,6\%$   $\Delta k/k'$  при значении НПЭР  $\sim 2\%$   $\Delta k/k'$ , при этом величина компоненты, обусловленной неопределенностью ядерных данных, составляет  $\pm 0,3\%$   $\Delta k/k'$ . Отсюда следует, что методическая компонента оценивалась равной  $\pm 0,5\%$   $\Delta k/k'$ . Эти оценки были выполнены для проектной компоновки БН-800 с плотным верхним торцевым экраном для достаточно простых расчетных моделей. Перспективная компоновка БН-800, описанная в работе [14], содержит натриевую прослойку над активной зоной. Результаты расчетных исследований свидетельствуют о том, что такая компоновка активной зоны характеризуется значительно более низким значением НПЭР. Эти результаты стимулировали дополнительные исследования методической константной составляющей погрешности расчета НПЭР.

Метод исследования состоял в проведении расчетов по комплексу RHEIN двумерной модели БН-800 в 26-групповом разбиении и более подробно, исключая или в значительной мере ослабляя влияние совокупности аппроксимаций, связанных с подготовкой групповых констант в 26-групповом приближении. Исследования проводились с использованием систем подготовки групповых констант АРАМАКО-CI и ZEMO. В качестве более подробного ("аталонного") группового разбиения было использовано 98-групповое разбиение, совпадающее со 140-групповым разбиением в области 215 эВ - 10,5 КэВ и совпадающее с 26-групповым разбиением в области 0,0233 эВ - 215 эВ. Оценка, выполненная

перед основными расчетами, показали, что вклад в НПЭР процессов в области энергий ниже 215 эВ весьма мал, поэтому 98-групповые расчеты эквивалентны в данной задаче 140-групповым.

26-групповые и 98-групповые расчеты НПЭР были выполнены для полномастбной R-Z модели БН-800 (12 геометрических зон и по радиусу, и по высоте), в которой пакеты СУЗ выделялись в отдельные кольца. Распределение температуры и плотности натрия соответствовали состоянию перед кипением. Пустотный эффект рассчитывался отдельно для двух подобластей активной зоны: в пределах активной части пакетов (НПЭР в АЗ) и в "натриевой прослойке" (НПЭР в "прослойке"). НПЭР в АЗ рассчитывался прямым методом (по значениям  $k_{\infty}$  в основном состоянии и без Na в АЗ). НПЭР в "прослойке" рассчитывался по теории возмущений I порядка. Заметим, что определенные таким образом значения НПЭР можно рассматривать лишь как первое приближение, требующее введения дополнительных поправок на эффекты гетерогенности и кинетичности. Мы предполагаем, что эти поправки примерно одинаковы в 26- и 98-групповом приближении. Отметим также, что в исследованной модели БН-800 применялась более грубая сетка расчетных узлов, чем обычно, что позволило уменьшить требования к вычислительным ресурсам при выполнении 98-групповых расчетов. Эффект изменения НПЭР за счет изменения сетки оценивался в 26-групповом приближении и составил: -0,04 % в АЗ и -0,01 % в "прослойке". В таблице 3 приводятся результаты расчета  $k_{\infty}$  основного состояния, НПЭР в АЗ и в "прослойке", полученные 5 способами:

26-групповой расчет по RHEIN с подготовкой констант по АРАМАКО-С1,

26-групповой расчет по RHEIN с подготовкой констант по ZEMO из библиотеки БНАБ,

26-групповой расчет по RHEIN с подготовкой констант из 26-групповой библиотеки ZEMO,

98-групповой расчет по RHEIN с подготовкой констант из 98-групповой библиотеки ZEMO,

26-групповой расчет по RHEIN с подготовкой констант из 98-групповой библиотеки ZEMO.

В последнем случае 26-групповые константы, использовавшиеся в RHEIN, рассчитывались в ZEMO из 98-групповых констант путем усреднения в В-приближении. 98-групповая (также как и 26-групповая) библиотека ZEMO была получена из 140-групповой библиотеки. Для скользящего деления  $^{239}\text{Pu}$  использовались данные из библиотеки БНАБ.

Результаты, приведенные в таблице 3, подтверждают, что подготов-

на констант по АРАМАКО-С1 и по ZEMO с использованием библиотеки БНАБ приводит практически к одним и тем же результатам. Изменения в значениях НПЗР за счет изменения ядерных данных и перехода к другому групповому приближению не превышают предварительно оцененных значений. Сравнение 98-групповых и 26-групповых расчетов дает основание полагать, что для рассмотренной модели, методическая константная составляющая погрешности расчета НПЗР имеет величину порядка 0,1 %  $\Delta k/k$ , при условии, что методическая погрешность I40- (и 98-) группового приближения значительно меньше этой величины. Отметим также, что использование в двумерном расчете 26-групповых констант, подготовленных путем усреднения 98-групповых констант в  $B^2$ -приближении, позволяет получать результаты для  $k_{eff}$  близкие к результатам двумерного 98-группового расчета.

Таблица 3

Результаты расчета значений  $k_{eff}$  в НПЗР для двумерной модели БН-800 при различных способах подготовки групповых констант

Способ подготовки констант	$k_{eff}$ основного состояния	НПЗР в АЗ	НПЗР в "продольке"
АРАМАКО-С1	0.98994	1.39	-0.71
ZEMO, БНАБ	0.99010	1.38	-0.71
ZEMO, 26 групп	0.99152	1.31	-0.74
ZEMO, 98 групп	0.98593	1.40	-0.75
ZEMO - 98 групп REFIN - 26 групп	0.98733	1.47	-0.74

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана система подготовки групповых констант ZEMO, включающая в себя в качестве оснoвных библиотек констант I40-групповую библиотеку констант ZEMO и 26-групповую библиотеку констант БНАБ-78. Система ZEMO позволяет проводить исследования влияния различных методов подготовки групповых констант на широкий спектр характеристик реакторов типа БН. Это достигается путем использования переработанных в групповые константы современных оцененных ядерных данных непосредственно при анализе расчетных моделей этих реакторов с помощью программ диффузионного и кинетического нейтронно-

физического расчета в групповом и мультигрупповом приближениях.

С использованием I40-групповой и полученной из нее 26-групповой библиотек констант ZEMO, 26-групповой библиотеки БНАБ проведены тестовые расчеты моделей шести урановых и двенадцати плутониевых быстрых критических сборок. Результаты тестирования свидетельствуют о пригодности нейтронных данных, содержащихся в библиотеке ZEMO, для проведения методических исследований в области подготовки групповых констант. Эти результаты позволяют также оценить методическую погрешность составляющую погрешности 26-группового приближения для рассмотренных композиций. Так значения параметров критичности, полученные в результате 26-группового расчета, для критсборок с оксидным топливом и составами, характерными для активных зон энергетических быстрых реакторов, превосходят результаты, полученные в I40-групповом расчете на 0,4-0,5%.

Некоторые возможности совместного использования системы ZEMO и комплекса ANEIN иллюстрируются исследованиями методической погрешности составляющей погрешности 26-группового расчета натриевого пустотного эффекта реактивности в реакторе BN-800, выполненном для достаточно близкой к реальной расчетной модели реактора. Представленные результаты свидетельствуют о том, что эта составляющая погрешности расчета НПЭР для рассмотренной компоновки с натриевой прослойкой над активной зоной имеет величину порядка 0,1 %  $\Delta k/kk'$ .

Приведенные оценки методической погрешности 26-группового приближения справедливы при условии, что методической погрешностью I40-группового приближения можно пренебречь. Строгого доказательства того, что методическая погрешность I40-группового приближения пренебрежимо мала, в настоящее время нет. Имеется лишь ограниченное количество результатов расчетных исследований, выполненных нами для моделей бесконечной среды и свидетельствующих о том, что I40-групповое приближение позволяет устранить основные источники погрешности 26-группового расчета в области энергии, связанной с 26-групповым описанием неупругого замедления и сечений пороговых реакций, с использованием приближения узкого резонанса для описания широких и промежуточных резонансов ядер с малым и средним атомным весом, в также с использованием приближенной процедуры введения поправок в сечения упругого замедления. Авторы планируют продолжить исследования методической погрешности 26-группового и I40-группового приближений, с помощью включения в пакет прикладных программ ГРУКОМ модулей детального решения уравнения замедления нейтронов и системы подготовки групповых констант ZEMO.

Список использованных источников

- I. Николаев М.Н., Долгов Е.В., Кошечев В.Н. и др. Новое в константном обеспечении групповых расчетов нейтронных полей в звенит. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, выд. 2, с.18
2. Сивяца В.В., Ринейский А.А. *Пакет прикладных программ ГРУКОН*. Системное наполнение и принципы разработки функциональных модулей: ФЭИ, Обнинск, 1986.
3. Абагян Л.П., Бавазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и звениты. М.: Энергоиздат, 1981
4. Chr. Reiche, H.U. Barz, B. Kunzmann e.e. *Reactor-Code-System RHEIN* fur ESER Computer, ZfK-668, 1989.
5. Engle Jr. W.W. *A user manual for ANISN*, K-1693(1973).
6. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Кошечев В.Н. и др. Библиотека оцененных нейтронных данных. - В кн.: *Нейтронная физика. Т.1. (Материалы I Международной конференции по нейтронной физике, Киев, 14-18 сентября 1987 г.)*, М., 1988.
7. JAERI Fast Reactors Group Constants System. JAERI-1195, 1970.
8. ENDF-102. *Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file ENDF-6*, BNL-NCS-44945, 1990.
9. J.A. Bucholz, *Nucl. Sci. Eng.* 74, 163 (1980).
10. М.Н. Николаев, Б.Г. Рязанов, М.М. Саасоскин, А.М. Цибуля. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат. 1984.
11. Воротищев М.Ф., Серегин А.С. К проблеме группового описания билинейных функционалов нейтронных распределений. Часть 2. Последовательное групповое описание билинейных функционалов при линейной формулировке групповых констант. Препринт ФЭИ-ИБ14, Обнинск, 1984
12. Мантуров Г.Н. Система программ и архивов ИНДЭКС. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.5, с.20
13. Мантуров Г.Н., Матвеев В.И., Николаев М.Н. и др. Требования к точности расчета нейтронно-физических характеристик острых реакторов-размножителей и пути их удовлетворения. *Атомная Энергия*, 1989. Т.67, вып.3.
14. V. Matveev, A. Shevaskov, I. Krivitsky. *Core Concept of Fast Power Reactor with Zero Void Reactivity*. Proc. IWFGR IAEA Specialists Meeting on Passive and Active Safety Features of LMFBR. Dairi Engineering Center. PKC, Japan, 5-7 November 1991.

Технический редактор **Н. П. Герасимова**

Подписано к печати 27.05.1992 г. Бумага писчая № 1  
Формат 60 × 90/16. Усл. п. л. 2,2. Уч.-изд. л. 1,5. Тираж 65 экз.  
Цена 1 р. 90 к. Индекс 3649 Ф/911-2251

Отпечатано на ротарпринте.

219020, г. Обнинск Калужской обл., ФЭИ

1 руб. 90 коп.

Индекс 3649

Система подготовки групповых констант ZEMO.  
ФЭИ-2251. 1992. 1-36.