

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

FEI--222
ФЭИ-222

В. Н. ГУРИН, В. С. ДМИТРИЕВА, Г. Я. РУМЯНЦЕВ

**АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВНУТРИГРУППОВЫХ
СРЕДНЕОБЪЕМНЫХ СПЕКТРОВ В СРЕДАХ БЕЗ ВОДОРОДА**

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ФЭИ - 222

В.Н.Гурин, В.С.Дмитраева, Г.Я.Румянцев

АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВНУТРИГРУППОВЫХ
СРЕДНЕОБЪЕМНЫХ СПЕКТРОВ В СРЕДАХ БЕЗ
ВОДОРОДА

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе получены аналитическая формула для плотности замедления и выражение для внутригруппового среднеобъемного спектра в приближении Гривинга - Герцеля. Соответствующий алгоритм расчета спектров запрограммирован в кодах ЭВМ М-20.

Приводится пример расчета спектра нейтронов в сборке ZPR - III - I4 . Выполнено сравнение с экспериментально измеренным спектром в этой сборке.

В В Е Д Е Н И Е

В больших быстрых реакторах наряду с неупругим замедлением нейтронов существенный вклад вносит замедление на ядрах элементов, входящих в состав конструкционных материалов и теплоноситель. В связи с резонансной структурой сечений рассеяния этих ядер в области выше 50 кэВ многогрупповые константы становятся зависящими от композиции среды.

Принято в настоящее время системы констант БНАБ [1], УОМ [2], FD-2 [3] не учитывают зависимости констант от детального спектра в среде.

Наиболее прямой путь для вычисления усредненных констант - это разбиение каждой стандартной группы на более мелкие подгруппы.

В работе [4] предлагается алгоритм численного решения уравнений замедления нейтронов в P-I приближении с учетом водорода, по которому рассчитываются среднеобъемные внутригрупповые спектры и уточненные многогрупповые константы.

В средах, не содержащих водород, уравнения замедления сводятся к уравнению Гролинга - Герцеля которое решается аналитически. В данной работе алгоритм аналитического решения запрограммирован на машину М-20 и использован для расчета спектра в сборке ZPR-III-14.

Выполнено сравнение спектров, рассчитанных по программам ЧГТ [4], АГТ (данная работа) с экспериментально измеренным спектром в этой сборке.

§ I. Вывод аналитической формулы для расчета
внутригрупповых среднеобъемных спектров
в средах без водорода.

В работе [4] получены общие уравнения для среднеобъемных внутригрупповых спектров в некоторой зоне реактора.

Эти уравнения имеют вид (водород отсутствует):

$$\begin{aligned} \tilde{J}(u) + [\Sigma_a(u) + \Sigma_{in}(u)] \tilde{\Phi}(u) = \\ = \chi(u) \int_{-\infty}^{\infty} du' \nu \Sigma_f(u') \tilde{\Phi}(u') + \int_{-\infty}^u du' \Sigma_{in}(u') \tilde{\Phi}(u') H(u'-u) \\ - \sum_{\kappa} \frac{d\tilde{q}_{\kappa}(u)}{du}; \quad \dots \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} L(u) \tilde{\Phi}(u) + [\Sigma_t(u) - \sum_{\kappa} \bar{\mu}_{\kappa} \Sigma_s^{\kappa}(u)] \tilde{J}(u) = \\ = - \sum_{\kappa} \frac{d\tilde{S}^{\kappa}(u)}{du}; \quad \dots \quad (2) \end{aligned}$$

$$\lambda_0^{\kappa}(u) \frac{d\tilde{q}^{\kappa}(u)}{du} + \tilde{q}^{\kappa}(u) = \xi^{\kappa} \Sigma_s^{\kappa}(u) \tilde{\Phi}(u); \quad \dots \quad (3)$$

$$\lambda_1^{\kappa}(u) \frac{d\tilde{S}^{\kappa}(u)}{du} + \tilde{S}^{\kappa}(u) = \zeta^{\kappa} \Sigma_s^{\kappa}(u) \tilde{J}(u); \quad \dots \quad (4)$$

где среднеобъемные величины:

$$\tilde{\Phi}(u) = \frac{1}{V_e} \int_{V_e} \Phi_0(\bar{r}, u) dv,$$

$$\tilde{J}(u) = \frac{1}{V_e} \int_{V_e} \text{div} \Phi_1(\bar{r}, u) dv,$$

$$\tilde{q}_{\kappa}(u) = \frac{1}{V_e} \int_{V_e} q_{\kappa}(\bar{r}, u) dv,$$

$$\bar{S}_c(u) = \frac{1}{v_c} \int_{v_c} \operatorname{div} S_c(\bar{z}, u) dv$$

представляют, соответственно, поток, ток, плотности замедления нейтронов (подробнее см. [4]).

Параметр утечки определяется следующим образом:

$$\mathcal{L}(u) = \frac{\int_{v_c} \nabla^2 \Phi_0(\bar{z}, u) dv}{\int_{v_c} \Phi_0(\bar{z}, u) dv} \quad (5)$$

В частном случае большой зоны быстрого реактора уравнения замедления упрощаются, и оказывается возможным получить простую аналитическую формулу для плотности замедления и потока нейтронов.

Запишем уравнения замедления нейтронов в смеси ядер тяжелее, чем водород, в транспортном приближении. Для этого приравняем нулю правую часть уравнения (2):

$$\begin{aligned} & \tilde{J}(u) + [\Sigma_a(u) + \Sigma_{in}(u)] \tilde{\Phi}(u) = \\ & = \chi(u) \int_{-\infty}^{\infty} du' v \Sigma_f(u') \tilde{\Phi}(u') + \int_{-\infty}^u du' \Sigma_{in}(u') \tilde{\Phi}(u') H(u' - u) - \\ & - \frac{dQ_0(u)}{du}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{1}{3} \mathcal{L}(u) \tilde{\Phi}(u) + \Sigma_{t2}(u) \tilde{J}(u) = 0; \quad (7)$$

$$\lambda_0(u) \frac{dQ_0(u)}{du} + Q_0(u) = \xi \Sigma_s(u) \tilde{\Phi}(u), \quad (8)$$

где $Q_0(u)$ — плотность замедления нейтронов, остальные обозначения общепотребительные.

Предположим, что плотность замедления $Q_0(u)$ слабо изменяется с летаргией, т.е. в первом приближении

$Q_0(u) = \xi(u) \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)$. Подставив это выражение для $Q_0(u)$ в (8) и продифференцировав полученное уравнение по летаргии, получим:

$$\frac{dQ_0(u)}{du} = \frac{d}{du} [\xi \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)] - \frac{d\lambda_0(u)}{du} \frac{d}{du} [\xi \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)] - \lambda_0(u) \frac{d^2}{du^2} [\xi(u) \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)] \quad (9)$$

Объединив теперь уравнения (6), (7) и (9), получим:

$$-D(u) \chi(u) \bar{\Phi}(u) + [\Sigma_a(u) + \Sigma_{in}(u)] \bar{\Phi}(u) + \frac{d}{du} [\xi(u) \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)] - \frac{d\lambda_0(u)}{du} \frac{d}{du} [\xi \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)] - \lambda_0(u) \frac{d^2}{du^2} [\xi \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)] = S(u), \quad (10)$$

где

$$S(u) = \chi(u) \int_{-\infty}^{\infty} du' \nu \Sigma_f(u') \bar{\Phi}(u') + \int_{-\infty}^u du' \Sigma_{in}(u') \bar{\Phi}(u') H(u' - u) \quad (11)$$

Если в уравнении (10) пренебречь членами, содержащими производную $\frac{d\lambda_0}{du}$ и вторую производную, то можно получить следующее приближенное уравнение:

$$\frac{d[\xi(u) \Sigma_s(u) \bar{\Phi}(u)]}{du} \approx S(u) - \Sigma(u) \bar{\Phi}(u) \quad (12)$$

где $\Sigma(u) = \Sigma_a(u) + \Sigma_{in} - D(u)Z(u)$.

Введем (I2) в (I0) в члены, содержащие вторую производную и $\frac{d\lambda_0(u)}{du}$:

$$\frac{d}{du} \left\{ [\xi(u)\Sigma_s(u) + \lambda_0(u)\Sigma(u)] \tilde{\varphi}(u) - \lambda_0(u)S(u) \right\} + \Sigma(u)\tilde{\varphi}(u) = S(u) \quad (I3)$$

Проинтегрируем уравнение (I3) по логарифму в пределах от $(u_j - \varepsilon)$ до $(u_j + \varepsilon)$ и устремим ε к нулю:

$$\left\{ [\xi(u)\Sigma_s(u) + \lambda_0(u)\Sigma(u)] \tilde{\varphi}(u) - \lambda_0(u)S(u) \right\} = \left\{ [\xi(u)\Sigma_s(u) + \lambda_0(u)\Sigma(u)] \tilde{\varphi}(u) - \lambda_0(u)S(u) \right\}_{u_j - \varepsilon}^{u_j + \varepsilon} \quad (I4)$$

Это соотношение означает, что в любой точке должно выполняться условие непрерывности обобщенной плотности замедления:

$$Q(u) \equiv [\xi(u)\Sigma_s(u) + \lambda_0(u)\Sigma(u)] \tilde{\varphi}(u) - \lambda_0(u)S(u) \quad (I5)$$

С учетом соотношения (I5) уравнение для обобщенной плотности замедления $Q(u)$ следует непосредственно из (I3):

$$\frac{dQ(u)}{du} + \frac{\Sigma(u)}{\xi\Sigma_s(u) + \lambda_0(u)\Sigma(u)} Q(u) = \frac{\xi\Sigma_s(u)S(u)}{\xi\Sigma_s(u) + \lambda_0(u)\Sigma(u)} \quad (I6)$$

Решение ур. (I6) с учетом условия (I4) на границе между $(j-1)$ и j -ой группами имеет вид:

$$\begin{aligned}
Q_j(u) = & \exp \left[- \int_{u_{j-1}}^u \frac{\Sigma(u') du'}{\xi \Sigma_s(u') + \lambda_0(u') \Sigma(u')} \right] \times \\
& \times \left\{ \int_{u_{j-1}}^u du' \frac{\xi \Sigma_s(u')}{\xi \Sigma_s(u') + \lambda_0(u') \Sigma(u')} \exp \left[\int_{u_{j-1}}^{u'} \frac{\Sigma(u'') du''}{\xi \Sigma_s(u'') + \lambda_0(u'') \Sigma(u'')} \right] + \right. \\
& \left. + Q_{j-1}^+ \right\}, \tag{17}
\end{aligned}$$

где

j - номер рассматриваемой крупной группы;

Q_{j-1}^+ - значение $Q(u)$ в последней точке $(j-1)$ -ой группы.

Расчет по формуле (17) следует начинать с первой группы, в которой $Q_j^- = 0$ (верхняя группа стандартного многогруппового разбиения).

Поток нейтронов в j - ой группе определяется соотношением:

$$\bar{\varphi}_j(u) = \frac{Q_j(u) + \lambda_0(u) S(u)}{\xi \Sigma_s(u) + \lambda_0(u) \Sigma(u)}, \tag{18}$$

которое следует из (15).

Формулы (17), (18) определяют внутригрупповой среднеобъемный спектр нейтронов, причем под $S(u)$ понимается источник нейтронов, обусловленный нейтронами спектра деления и неупруго рассеянными нейтронами:

$$S(u) = \chi(u) + \omega(u) \tag{19}$$

Источник $\omega(u)$ образуется за счет нейтронов, неупруго замедляющихся из предыдущих групп в рассматриваемую j -ую группу. Предполагается, что в пределах j -ой группы:

$$\omega(u) = \omega_j = \left(\sum_{l=1}^{j-1} \sum_{in}^{l-j} \varphi_l \right) \left(\Delta u_j \sum_{l=1}^M \nu \Sigma_f^l \varphi^l \right)^{-1} \quad (20)$$

Спектр нейтронов деления рассчитывается по формуле:

$$\chi(E) = 0,4527 \exp\left(-\frac{E}{0,965}\right) \operatorname{Sh} \sqrt{2,29E} \quad (21)$$

Многогрупповые константы определяются выражениями:

$$\bar{D}_j = \frac{1}{3} \frac{\int_{\Delta_j} \frac{du \varphi_j(u)}{\Sigma_{t2}(u)}}{\int_{\Delta_j} du \varphi_j(u)} \quad (22)$$

$$\Sigma_{clj} = \frac{Q(u_j)}{\varphi_j} \quad (23)$$

$$\bar{\Sigma}_{aj} = \frac{1}{\varphi_j} \int_{\Delta_j} \Sigma_a(u) \varphi_j(u) du \quad (24)$$

Программа АГТ, реализующая описанный алгоритм, написана в кодах М-20. Интегрирование в формуле (17) производится численно по схеме трапеций и прямоугольников. Для этого каждая группа разбивается на мелкие интервалы. Число интервалов в каждой группе выбирается по усмотрению, причем общее количество интервалов не должно превышать 260.

В каждом таком интервале задаются средние макросечения $\bar{\Sigma}_{t2}, \bar{\Sigma}_{sn}, \bar{\lambda}_{op}, \bar{\Sigma}_{in n}$.

Спектр деления рассчитывается по формуле (21) на границах каждого интервала.

Константа χ_j задается постоянной для каждой крупной группы. Поверхностный источник $F_s(u)$, определяемый в работе [5], задается на границах каждого интервала.

§ 2. Расчет спектра нейтронов в сборке

ZPR - III - 14

Критическая сборка ZPR-III-14 представляет собой цилиндр с $H/D = 0,99$. Активная зона собирается из пластин топлива с замедлителем из графита. Эффект гетерогенной структуры составляет + 1,2% [6], однако, задача учета гетерогенности в данной работе не рассматривалась.

Активная зона содержит 9,4% по объему U-235, 0,7% U-238, 9,3% нержавеющей стали и 74,5% углерода.

Отрагатель толщиной 30 см содержит 0,19% U-235, 83,3% U-238, 7,31% нержавеющей стали. Ядерные плотности приводятся в табл. I.

Критическая масса сферы, полученная с учетом поправки на форм-фактор и приведенная к гомогенному реактору, составляет 135 кг U-235. Критический радиус сферической активной зоны равен 26,4 см.

Для расчета внутригрупповых спектров по программам ЧГТ и АГТ необходимы β_{gn}^n , $\bar{\beta}_{sn}$, $\bar{\beta}_{cn}$, $\bar{\beta}_{fn}$, $\bar{\lambda}_{on}$, т.е. информация в значительном объеме (при ширине группы

$\Delta_n \approx 0,05$ для полного описания спектра в рассматриваемой сборке необходимо задать микроскопические константы в 150 группах - всего 4000 чисел). Были оценены эффекты пренебрежения ураном - 238 и замены хрома и никеля железом в активной зоне путем расчета в P_3 - приближении (сферический реактор) с использованием системы констант БНАБ [1]. Расчеты показали, что замена никеля и хрома железом в активной зоне приводит к уменьшению реактивности сборки на 0,61%, а исключение урана - 238 уменьшает реактивность сборки на 0,1%. На основании этого был сделан вывод о допустимости замены никеля и хрома железом и исключения урана - 238, что значительно уменьшает объем входной информации.

В дальнейших расчетах спектра потока нейтронов по методам ЧГТ [4] и АГГ рассматривалась композиция активной зоны из U-235, C-12 и Fe-56.

Микросечения $\sigma_{t_2}(E)$, $\sigma_a(E)$, $\sigma_s(E)$ для U-235 и Fe-56 взяты из компиляции Шмидта [8]. Микросечения $\sigma_{t_2}(E)$, $\sigma_s(E)$, $\xi(E)$, $\lambda_0(E)$ для углерода получены на основании энергетической зависимости коэффициентов разложения дифференциальных сечений рассеяния по полиномам Лежандра [9].

Параметры $\xi(E)$ и $\lambda_0(E)$ для U-235 и Fe-56 были получены также на основании данных [9].

С целью достаточно полного описания энергетического спектра в активной зоне сборки вся область замедления до 1 кэВ разбивалась на 140 мелких групп - по 10 подгрупп

(интервалов) в каждой крупной группе системы БНАБ [1].

Средние по таким мелким группам микросечения находились по простой формуле:

$$\bar{\sigma}_n = \frac{1}{\Delta_n} \int_{\Delta_n} \sigma(u) du$$

Процессы неупругого замедления имеют большое значение при формировании спектра нейтронов в рассматриваемой сборке (максимум спектра нейтронов приходится на область около 0,5 мэв). В связи с этим при задании матриц, характеризующих неупругие переходы, и нормированного источника неупругих переходов для программ ЧТТ и АТТ учитывался полный состав активной зоны, включая и $\text{Gr}, \text{Ni}, \text{U} - 238$.

При расчете спектров по программе АТТ вводятся в рассмотрение два способа учета утечки нейтронов из активной зоны сборки. Первый способ заключается в выборе параметра утечки $\lambda(u) = -B^2$, постоянного для всех групп, который в целом описывает утечку из активной зоны сборки. Лапласиан B^2 рассчитывается по формуле:

$$B^2 = \left(\frac{\pi}{R + \delta + d} \right)^2,$$

где R - критический радиус сферы;

δ - экономия отражателя;

d - длина экстраполяции.

В рассматриваемой сборке $R = 26,4$ см, расчеты по программе P_I - приближения дали следующие результаты:

$$\delta = 11,9 \text{ см}; \quad d = 3,49 \text{ см}; \quad B^2 = 0,00568 \text{ см}^{-2}.$$

Спектр нейтронов, рассчитанный по первому способу, будем называть асимптотическим спектром голого реактора.

Второй способ учета утечки заключается во введении понятия параметра утечки нейтронов L_j в каждой крупной группе, что соответствует расчету среднеобъемного спектра в активной зоне.

Для определения параметра утечки необходимо знать значение градиента потока нейтронов на границе активной зоны - отражатель. Для этого были выполнены расчеты распределения нейтронов в P_3 - приближении, из которых затем были получены значения градиента потока нейтронов в каждой группе. Параметр утечки L_j рассчитывался по следующей формуле:

$$L_j = \frac{3}{R} \frac{1}{\bar{\varphi}_j} \left. \frac{d\varphi_j^i}{dz} \right|_{z=R}$$

где R - радиус активной зоны;

$\bar{\varphi}_j$ - средний по объему поток нейтронов;

$\left. \frac{d\varphi_j^i}{dz} \right|_{z=R}$ - производная потока нейтронов на границе с отражателем.

Результаты расчета параметров утечки приводятся в таблице П.

На рис. I сравниваются спектры нейтронов, рассчитанные по программам АПГ, ЧПГ и экспериментально измеренный спектр [7] в подкритической модели сборки ЗРЯ-111-1А. Измерения были выполнены по методу времени пролета с разре-

Таблица I.

Ядерные концентрации изотопов в сборке

ZPR - E - 14 (яд/см³).

	АКТИВНАЯ ЗОНА	ОТРАЖАТЕЛЬ
U - 235	$0,0045 \cdot 10^{24}$	$0,04914 \cdot 10^{24}$
U - 238	$0,000338 \cdot 10^{24}$	$0,040 \cdot 10^{24}$
Fe	$0,00572 \cdot 10^{24}$	$0,0045 \cdot 10^{24}$
Cu	$0,00151 \cdot 10^{24}$	$0,00118 \cdot 10^{24}$
Ni	$0,000715 \cdot 10^{24}$	$0,000562 \cdot 10^{24}$
C		

Таблица II.

Параметры утечки \mathcal{L}_j по двум способам.

j	\mathcal{L}_j по первому способу (см ⁻²)	\mathcal{L}_j по второму способу (см ⁻²)
I	2	3
1.	-0,00568	-0,0161
2.	-0,00568	-0,0168
3.	-0,00568	-0,0137
4.	-0,00568	-0,0163
5.	-0,00568	-0,0116
6.	-0,00568	-0,00542
7.	-0,00568	-0,00304
8.	-0,00568	-0,00279

Г	2	3
9.	-0,00568	-0,00641
10.	-0,00568	-0,00889
11.	-0,00568	-0,0126
12.	-0,00568	-0,0129
13.	-0,00568	-0,0115
14.	-0,00568	-0,0112

шением по энергии 35% при энергии 500 кэв и 2% при энергии 1 кэв. На основании этого сравнения можно сделать вывод о том, что точность сечений и расчетного метода удовлетворительны.

На рис. 2 и 3 приводится асимптотический спектр нейтронов "голого" реактора и среднеобъемный спектр (соответственно, первый и второй способы учета утечки). На этих рисунках представлена также обобщенная плотность замедления и делается сравнение детальной картины спектра нейтронов с крупногрупповым спектром, рассчитанным с константами из работы [6], полученными при помощи программы **ELMOE**.

На рис. 4 сравниваются спектры, рассчитанные по методу АГТ, ЧГТ и по программе P_2 приближения с константами БНАБ.

Анализ данных на рис. 2,3 показывает, что спектры в центре ZPR - III - I4, рассчитанные с константами **ELMOE** и по программе АГТ, хорошо согласуются между собой (в пределах 20%). Первые две группы разбиения **ANL** в рассмотрение не

принимается так как первая группа рассчитывалась не по методу **ELMOE**.

Расхождение между спектрами АГТ и расчетом с константами **БНАБ** (рис. 4) значительно более существенны (до 100%).

Многогрупповые константы D_j и $\sum \sigma_{el}^j$ для разбиения **БНАБ** приводятся в таблице III. Сравниваются коэффициенты диффузии и сечения упругого замедления, рассчитанные по программам АГТ, ЧГТ, с константами **БНАБ**.

Согласие в D_j удовлетворительное (в пределах 15%), однако сечения упругого замедления $\sum \sigma_{el}^j$ различаются до 50%. Это различие можно объяснить тем, что при получении $\sum \sigma_{el}^j$ не учитывалось изменение плотности замедления в пределах крупной группы.

В таблице IV сравниваются константы $\sum \sigma_{el}^j$, рассчитанные по программе АГТ с константами, приведенными в **ANL - 7133 [6]**. В этой последней работе даются результаты расчетов по программе **ELMOE** D_j и $\sum \sigma_{el}^j$ для ряда сборок **ZPR-III-14**.

Согласие между расчетами АГТ и **ELMOE** удовлетворительное, если учесть, что есть некоторое различие в исходных данных по сечениям.

На основании этого сравнения можно сделать вывод о том, что метод АГТ удовлетворительно описывает особенности внутригруппового спектра нейтронов и поведение плотности замедления в пределах крупных групп.

Таблица III.

Константы, рассчитанные для групповой структуры БНАБ.

j	D _j				Σ c _{h,j}				
	АГТ	ЧГТ	БНАБ	АГТ	ЧГТ	БНАБ	АГТ	ЧГТ	БНАБ
I	5,364	4,18	4,58	0,0213	0,02096	0,01827			0,01827
2	3,881	3,67	3,83	0,0280	0,02806	0,02847			0,02847
3	2,479	2,43	2,77	0,0429	0,04249	0,03911			0,03911
4	2,781	2,62	2,77	0,0267	0,02692	0,02525			0,02525
5	2,284	2,18	2,21	0,0387	0,03857	0,03603			0,03603
6	1,77	1,69	1,73	0,0409	0,04091	0,03689			0,03689
7	1,452	1,38	1,38	0,0465	0,04619	0,04947			0,04947
8	1,234	1,18	1,205	0,0510	0,05055	0,05396			0,05396
9	1,109	1,05	1,074	0,0474	0,04674	0,05174			0,05174
10	0,987	0,960	0,926	0,04867	0,04775	0,05466			0,05466
11	1,071	1,01	0,964	0,0442	0,04412	0,05432			0,05432
12	0,872	0,822	0,846	0,04593	0,04559	0,05609			0,05609
13	0,9778	0,912	0,853	0,04021	0,04012	0,05524			0,05524
14	0,908	0,842	0,834	0,03684	0,03677	0,05501			0,05501

Ж) в сечении не введена поправка на наименьше плотности замедления в пределах крупной группы, предложенная в работе [1].

Таблица IV.

Сечения упругого земедления для группового
разблениа ANL.

j	Δ_j		Σel_j	
			ЛГГ	ELMOE
I	I		0,0364	-
2	0,5		0,0414	0,0404
3	0,5		0,0365	0,0354
4	0,5		0,0408	0,042
5	0,5		0,0543	0,0505
6	0,5		0,061	0,0612
7	0,5		0,067	0,0673
8	0,5		0,068	0,073
9	0,5		0,071	0,073
IO	0,5		0,075	0,0742
II	0,5		0,0759	0,0773
I2	0,5		0,075	0,0779
I3	0,5		0,0744	0,0759
I4	0,75		0,0465	0,0453
I5	0,5		0,070	0,072
I6	0,25		0,157	0,149
I7	0,5		0,069	0,070

Вместе с тем, методы АГТ и ЧГТ значительно проще метода **ELMOE** и дают возможность учесть утечку нейтронов в каждой крупной группе.

Метод ЧГТ дает возможность точно учитывать замедление на водороде, что является преимуществом по сравнению с **ELMOE**.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Даны результаты расчетов по программам АГТ и ЧГТ спектра нейтронов и многогрупповых констант для сборки ZPR - III - I4, которые сравниваются с экспериментальными результатами, константами БНАБ и **ELMOE**.

Выводы таковы:

1) Спектры нейтронов, рассчитанные по программам АГТ и ЧГТ, хорошо согласуются с экспериментом и расчетами по методу **ELMOE** ;

2) алгоритмы АГТ и ЧГТ существенно уточняют многогрупповые макроконстанты, получаемые из системы БНАБ (до 50% в сечении упругого замедления);

3) алгоритм ЧГТ при одинаковой точности с **ELMOE** обладает двумя существенными преимуществами по отношению к **ELMOE** - во-первых, дает возможность учесть (точно) замедление на водороде, и во-вторых, с помощью введения параметра утечки и поверхностного источника рассчитать среднеобъемные спектры как в активных зонах, так и в отражателе.

Авторы благодарят докторов физ-мат наук В.В.Орлова и И.Н.Николаева за ценные советы.

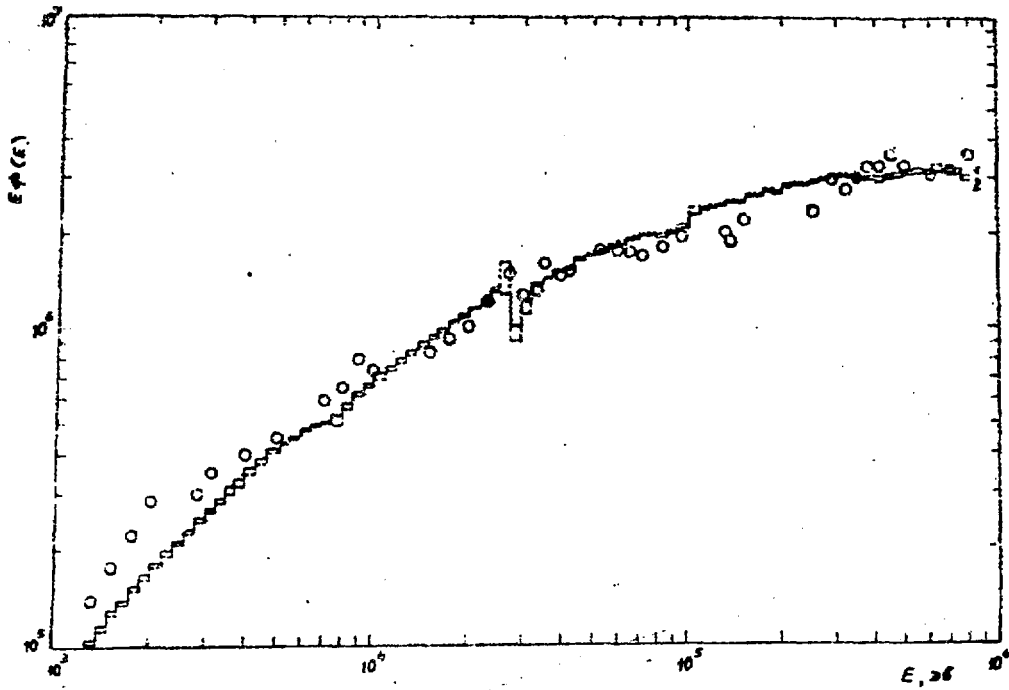


Рис. 1. Спектры потока нейтронов в сборке ZPR-III-1A
1-расчет по ЧТГ; 2- расчет по АГТ; кружки - эксперимент [7] .

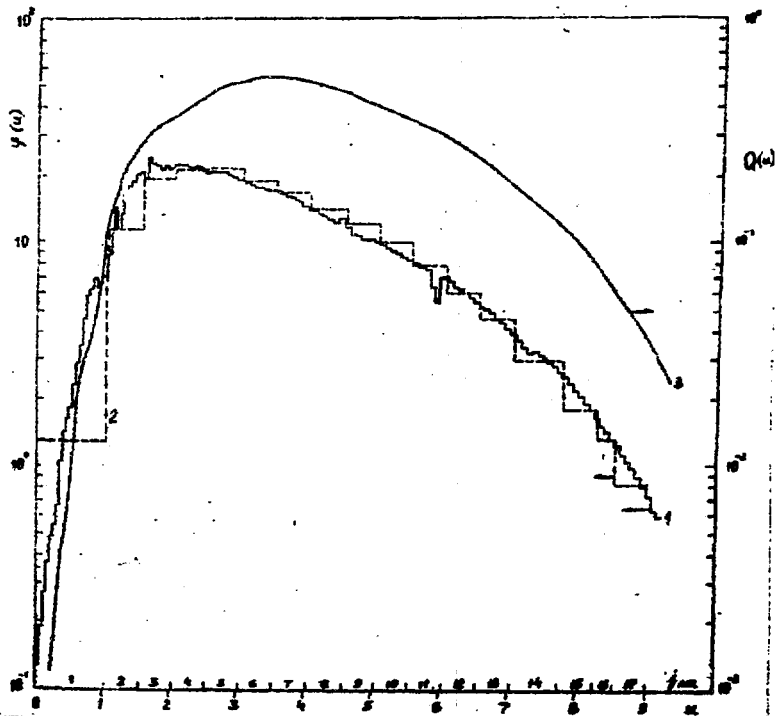


Рис. 2. Асимптотический спектр в сборке ZPR-III-1A.
1- расчет по АГТ ; 2- расчет с константами ELMOE [6] ;
3- плотность замедления (АГТ).

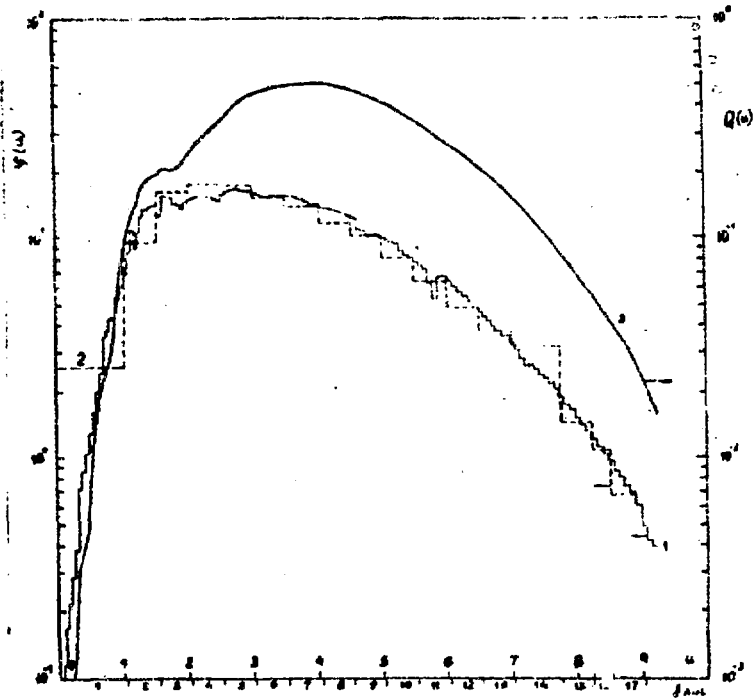


Рис. 3. Спектры нейтронов в сборке ZPR-III-I4.
1- среднеобъемный спектр (АГТ) ; 2- спектр в центре [6] ;
3- среднеобъемная плотность замедления (АГТ).

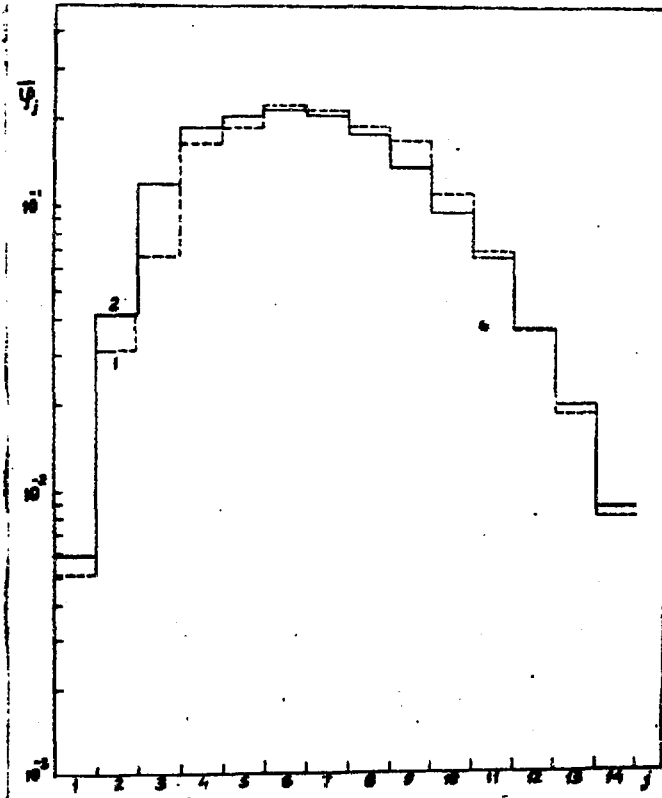


Рис. 4. Спектр в центре сборки ZPR-III-I4.
1- расчет с константами БНАБ ; 2- АГТ.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Л.И. Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев, "Групповые константы для расчета ядерных реакторов", Москва, Атомиздат, 1964.
- [2] S.Yiftah, D. Okrent, P.A. Moldauer, "Fast Reactor Cross Sections", 1960.
- [3] R.W.Smith, J.L.Rowlands, D. Wardleworth, "The FD-2 Group averaged cross section set for fast reactor calculations " AEEW - R 491, 1966.
- [4] В.Н.Гурин, В.С.Дмитриева, Г.Я.Румянцев, "Расчет внутригрупповых среднеобъемных спектров замедляющихся нейтронов в водородсодержащем реакторе", препринт ФЭИ, 1970.
- [5] S.T.Perkins, "Nucl. Sci. Engng.", 24, 3 (1966).
- [6] ANL - 7133.
- [7] C.A. Preskitt, J.M.Neill, C.A. Stevens, "Intermediate - Energy Fast Reactor Spectra by Time - of - Flight", "Trans. Amer. Nucl. Soc". II, I, 1969.
- [8] J.Schmidt, Langner, D.Woll, "Evaluated Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials", Karlsruhe, 1968.
- [9] М.Н.Николаев, Н.О.Базазянц, "Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. Сводка экспериментальных данных и их анализ". Атомиздат (в печати).

Оглавление

Аннотация	2
Введение	3
§1 Вывод аналитической формулы для расчета внутригрупповых среднеобъемных спектров в средах без водорода	4
§2 Расчет спектра нейтронов в сборке ZPK -Ш-14	10
Заключение	19
Литература	22
Оглавление	23

Препринт ФЭИ-222. Т-14922 от 24.IX.70 г. Заказ № 432. Тираж 120.

Объем I усл.п.л. Отпечатано на ротапинтере ФЭИ. Ноябрь 1970 г.

