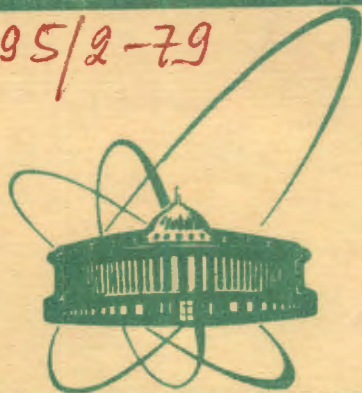


3495/2-79



3/12-79

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

С 3486  
Б-12

P3 -12051

А.И.Бабаев, В.Гудовский, В.В.Мелихов,  
Ю.Н.Пепельшев, Е.П.Шабалин

ФИЗИЧЕСКИЙ ПУСК РЕАКТОРА ИБР-2.  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ДЕЛЕНИЙ  
В АКТИВНОЙ ЗОНЕ

1979

РЗ -12051

А.И.Бабаев, В.Гудовский, В.В.Мелихов,  
Ю.Н.Пепельшев, Е.П.Шабалин

**ФИЗИЧЕСКИЙ ПУСК РЕАКТОРА ИБР-2.  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ДЕЛЕНИЙ  
В АКТИВНОЙ ЗОНЕ**

Бабаев В.И. и др.

РЗ - 12051

Физический пуск реактора ИБР-2. Распределение плотности делений в активной зоне

Изучено распределение плотности делений в активной зоне реактора ИБР-2 при проведении его физического пуска без теплоносителя в начале 1978 г. Непосредственно измерялась интенсивность остаточной  $\gamma$ -активности по высоте и по углу поворота топливных кассет относительно сцинтилляционного детектора. Извлеченные из активной зоны топливные кассеты помещались в установку, где любая точка на поверхности активной части кассеты могла быть дистанционно ориентирована напротив вольфрамового коллиматора. Показано, что экспериментальное значение объемного коэффициента неравномерности совпадает с расчетным и равно 1,56. Выделена наиболее энергонапряженная область активной зоны. Измеренное распределение в пределах ошибки согласуется с результатом расчета по методу Монте-Карло. В некоторых периферийных кассетах обнаружены участки повышенной плотности делений, что, по-видимому, связано с делением на рассеянных со стороны подвижного отражателя эпитепловых нейтронах.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Babayev V.I. et al.

РЗ - 12051

Reactor IBR-2 Physical Start-Up. Fission Density Distribution in the Reactor Core

Fission density distribution in the reactor core was studied during the operation of the IBR-2 reactor at zero power in the beginning of 1978. The intensity of residual  $\gamma$ -activity was estimated by measuring the height and turning angle of fuel rods with respect to scintillation detector. Fuel rods extracted from the reactor core were installed so that any point on their surface could be oriented from a distance to face a tungsten collimator. It was shown that volume inhomogeneity coefficient obtained experimentally was in agreement with the theoretical one, i.e. was equal to 1.56. The most energy tense area of the reactor core was outlined. The measured distribution is in agreement within the accuracy limit with that calculated by the Monte-Carlo method. Some periphery areas of fuel rods were found to have higher fission intensity possibly due to the fission on thermal neutrons scattered by a moving reflector.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение распределения энергии, выделяемой в активной зоне реактора, является частью работ, выполненных во время физического пуска ИБР-2 без теплоносителя. Непосредственно измерялось распределение плотности делений по остаточной  $\gamma$ -активности топливных кассет.

Данные исследования позволили выделить наиболее энергонапряженные области активной зоны, что непосредственно связано с проблемой обеспечения ядерной безопасности реактора.

В работе приводятся также сравнения экспериментальных данных с расчетами по методу Монте-Карло.

## 1. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ДЕЛЕНИЙ ПО ОСТАТОЧНОЙ $\gamma$ -АКТИВНОСТИ КАССЕТ

Удельную мощность  $\gamma$ -излучения с энергией  $E$ , выделяемую в точке активной зоны с координатой  $\vec{r}$  при времени облучения  $T$  и времени выдержки  $t$ , представим в виде

$$\frac{dI_0}{dt} = I_1(E)Q(T,t)P(\vec{r}) + I_2(E)\Phi(\vec{r}) \sum_{i=1}^k Q_i(T,t)\Sigma_{i\text{эф}}(\vec{r}), \quad /1/$$

где  $I_1(E)$ ,  $I_2(E)$  - число  $\gamma$ -квантов с энергией  $E$ , испускаемых в среднем на единицу распада образующихся радиоизотопов;  $Q(T,t)$  - активность продуктов делений в распад/с/дел/с;  $\Phi(\vec{r})$  - плотность потока нейтронов;  $P(\vec{r})$  - плотность делений;  $\Sigma_{i\text{эф}}$  - эффективное сечение активации  $i$ -ого элемента активной зоны;  $Q_i(T,t)$  - активность  $i$ -ого радиоизотопа на единичную скорость захвата. Практическому измерению в ин-

тервале энергии  $\gamma$ -квантов  $\Delta E$  и времени измерения  $\Delta t$  обычно подлжит величина

$$N = \int_{\Delta E} \int_{\Delta t} \frac{dI_0}{dt}(\vec{r}, E, T, t) \xi(E) dE dt = I_{01} + I_{02}$$

где  $\xi(E)$  - эффективность детектора  $\gamma$ -квантов,  $I_{01}$ ,  $I_{02}$  - счет с детектора от осколочной и соответственно - активационной компонент полного  $\gamma$ -излучения кассеты. Поскольку экспериментально осколочную  $\gamma$ -активность практически невозможно выделить из общей  $\gamma$ -активности кассеты, то  $N \sim P(\vec{r})$  только при условии  $I_{01} \gg I_{02}$  /2/ в выражении /1/ не учитываем естественную  $\gamma$ -активность кассеты, которая не зависит от мощности и может быть определена экспериментально/.

Оценим условие /2/ для ИБР-2. Ввиду ограниченного времени работы реактора в течение суток при проведении физического пуска ИБР-2 без теплоносителя рассмотрим вариант циклического облучения. Весь цикл во времени состоит из четырех компонентов:  $t_1$  - времени непрерывного облучения за цикл,  $t_2$  - времени выдержки в цикле,  $t_3$  - времени последней выдержки,  $t_4$  - времени измерения. Циклы  $T = t_1 + t_2$  периодически повторяются  $K$  раз. Реальные средние значения  $t_1 = 1 \div 4$  часа и  $T = 24$  часа. Тогда величина  $Q_i$  для  $\gamma$ -квантов оболочки твэлов и кассеты выразится в виде:

$$Q_i = \frac{1}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i t_1}) (1 - e^{-\lambda_i t_4}) e^{-\lambda_i (t_2 + t_3)} \sum_{m=0}^{K-1} e^{-m \lambda_i T}$$

Вклад активности стальных оболочек в общую активность  $I_0$  был рассчитан в предположении, что сечение активации не зависит от координат и  $\xi(E) = 1$ ; на рис. 1 величина  $I_{02}$  приведена как функция времени выдержки  $t_3$  для разных значений числа циклов облучения  $K$ .

Вклад продуктов деления  $I_{01}$  в общую  $\gamma$ -активность кассеты был оценен на основе расчетных данных для продуктов деления  $^{239}\text{Pu}$ , приведенных в литературе для стационарного режима работы реактора /1/. Реальный циклический режим работы реактора приближенно можно аппроксимировать стационарным режимом со средней мощностью, равной  $\bar{P} = P_y \frac{t_1}{t_1 + t_2}$ , где  $P_y$  - мощность при циклическом облучении.

Из рис. 1 видно, что основное  $\gamma$ -излучение кассеты обусловлено  $\gamma$ -квантами продуктов деления, т.е. пропорционально плотности делений.

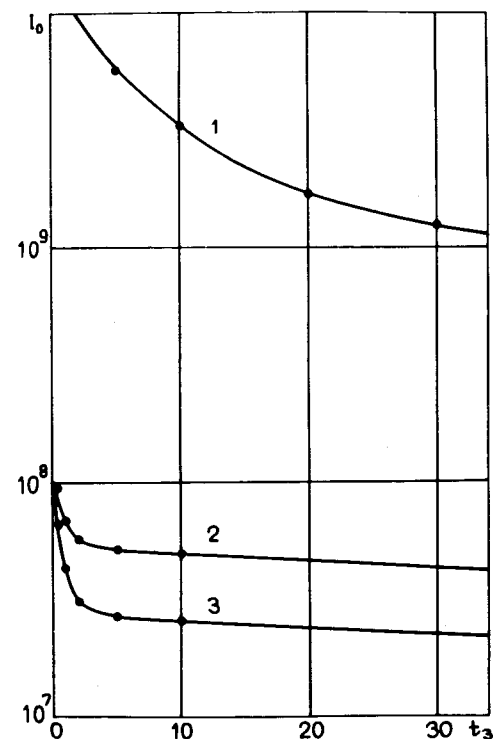


Рис.1. Число  $\gamma$ -квантов, выделяющихся с одного сантиметра длины кассеты за 20 мин. в зависимости от времени выдержки  $t_3$  в суммах: 1 -  $\gamma$ -кванты продуктов деления,  $\bar{P} = 4$  Вт,  $T = 20$  дней. 2, 3 - активационные  $\gamma$ -кванты.  $P = 100$  Вт,  $T = 24$  час,  $t_1 = 1$  час. Для кривой 2 число циклов облучения  $K = 10$ , для кривой 3  $K = 5$ .

## 2. АППАРАТУРА

Принципальная схема установки для измерения плотности делений по остаточной  $\gamma$ -активности кассет представлена на рис. 2. Установка состоит из следующих основных частей:

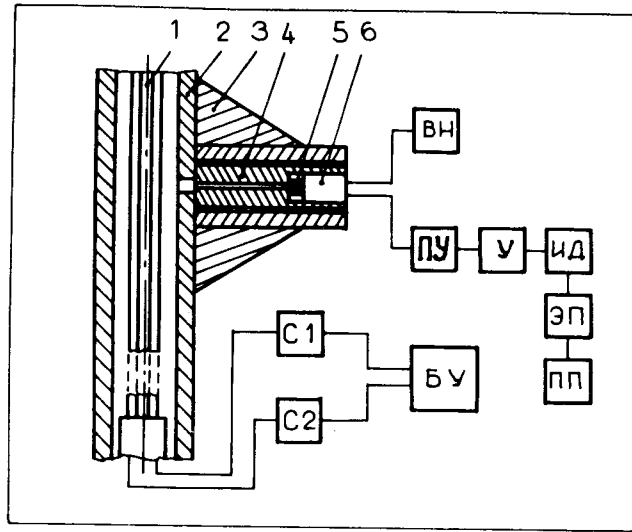


Рис.2. Структурная схема установки для измерения плотности делений по остаточной  $\gamma$ -активности кассет: 1 - измеряемая кассета, 2 - свинцовая защита, 3 - свинцовая защита детектора, 4 - вольфрамовый коллиматор, 5 - сцинтиллятор, 6 - фотозлектронный умножитель, ВН - высокое напряжение, ПУ - предусилитель, У - усилитель, ИД - интегральный дискриминатор, ЭП - эмиттерный повторитель, ПП - пересчетный прибор, БУ - блок управления, С1, С2 - селсины.

- 1/ устройства крепления, перемещения и вращения кассеты,
- 2/ свинцовой защиты с вольфрамовым коллиматором для выделения исследуемого участка кассеты,
- 3/ регистрирующего устройства,
- 4/ дистанционного пульта управления.

Кассета, укрепленная вертикально в свинцовой защите, с помощью дистанционного пульта управления может вращаться вокруг центральной оси и перемещаться вдоль нее. Регистрирующее устройство представляет собой сцинтилляционный детектор с кристаллом NaJ размерами  $640 \times 40$  мм, укрепленным в вольфрамовом коллиматоре. С целью изменения диапазона скорости счета  $\gamma$ -квантов и разрешающей способности по высоте кассеты коллиматор выполнен в виде сменного блока.

Измерительная цепочка включает в себя предусилитель, основной усилитель, интегральный дискриминатор и эмиттерный повторитель. Число импульсов с детектора за время измерения фиксируется на пересчетном приборе.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И МЕТОДИКА ИХ ОБРАБОТКИ

Конфигурация загрузки активной зоны во время физического пуска без теплоносителя представлена на рис. 3 /кружками обозначены измеренные кассеты/. Полная энергия, выделенная в активной зоне за время физического пуска, составляла  $\sim 10$  кВт-час, а время выдержки кассет  $t_3 = 60$  суток. Программа эксперимента включала в себя: а/ измерение по высоте усредненной по углу поворота остаточной  $\gamma$ -активности кассеты  $N(Z)$ ; б/ измерения в зависимости от угла поворота кассеты к детектору  $N(z, \phi)$ . Начало и конец активной части кассеты определялись по максимальному значению производной  $|dN(z)/dz|$ .

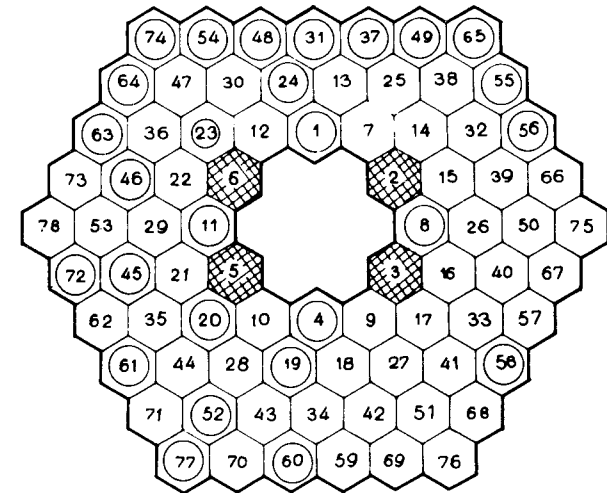


Рис.3. Картограмма загрузки активной зоны. Цифрами указаны номера ячеек. Кружками обозначены измеренные кассеты.

Выражение для полного числа  $\gamma$ -квантов  $N_{\Sigma}(z)$ , зарегистрированных в точке  $z$  кассеты, можно представить в виде

$$N_{\Sigma}(z) = [N(z)f(z) \cdot \eta(t) + N_{\gamma} \phi(z) + N_{\Phi}] \cdot K(t), \quad /3/$$

где  $N(z) - P(z)$ ,  $N_{\gamma}$  - естественная  $\gamma$ -активность кассеты,  $N_{\Phi}$  - фон от регистрации космического излучения, шумов ФЭУ и усилителя, функция  $\eta(t)$  определяет спад активности кассеты во времени;  $K(t)$  - коэффициент, учитывающий нестабильность тракта регистрации. Функции  $f(z)$ ,  $\phi(z)$  введены для поправок на регистрацию  $\gamma$ -квантов, вылетающих со всего объема кассеты, после рассеяния на материале кассеты и защиты. Основной вклад в эту часть  $\gamma$ -квантов вносит однократное рассеяние на "видимом" от детектора объеме кассеты /это подтверждается специальными измерениями с источником  $\gamma$ -квантов/. Расчетные оценки показывают, что для центра активной части кассеты вклад рассеянных  $\gamma$ -квантов в общий счет может составлять ~18%. Функция  $\phi(z) = n(z)/n_m$  определялась путем измерения распределения скорости счета по длине кассеты  $n(z)$  от  $\gamma$ -квантов, сопровождающих  $\alpha$ -распад спонтанное деление плутония в "чистой" кассете /кассете, не загружавшейся в активную зону реактора/;  $n_m$  - максимальное значение  $n(z)$ . Для функции  $f(z)$  приближенно принималось условие  $f(z) \approx \phi(z)$ . /4/. Это справедливо, во-первых, из-за слабой зависимости эффективности детектора от энергии  $\gamma$ -квантов, во-вторых, слабой зависимости  $\phi(z)$  от распределения активности  $\gamma$ -квантов по высоте кассеты. На рис. 4 показаны зависимости скорости счета по длине "чистой" и активной кассеты, а также одного из твзлов активной кассеты. Там же приведена скорость счета  $N(z)$ , вычисленная по формуле /3/. Вид функции  $\eta(t)$  в выражении /3/ определялся по спаду скорости счета от реперной кассеты. Нестабильность аппаратуры корректировалась с помощью измерения скорости счета от калиброванного  $\gamma$ -источника, а также по фону от космического излучения.

Измерения по  $z$  проводились в 7 экспериментальных точках. Для исключения краевых эффектов точки измерения располагались не ближе 16 мм от краев активной части кассеты. В дальнейшей обработке на ЭВМ  $N(z)$  аппроксимировалась

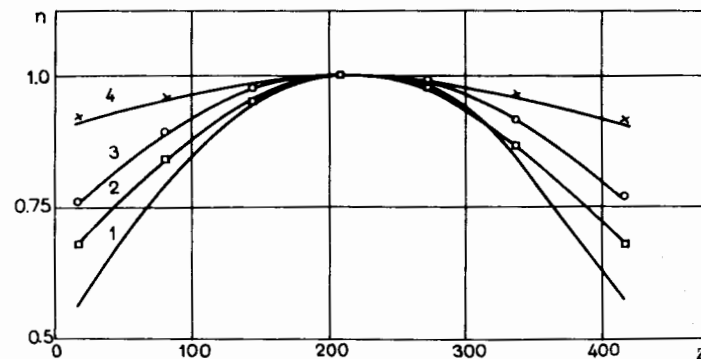


Рис.4. Усредненная по углу относительная скорость счета для кассеты в ячейке № 4 в зависимости от расстояния  $z$  /мм/, от нижнего края активной части: 1 - расчет по формуле /3/, 2 - кассета, 3 - один из твзлов кассеты, 4 - естественная  $\gamma$ -активность кассеты.

полиномом 4-ой степени  $N_T(z)$ . Для каждой кассеты вычислялся коэффициент неравномерности по высоте кассеты  $K_z$

$$K_{zi} = N_{mi} / \bar{N}_i, \quad \text{где} \quad \bar{N}_i = \frac{1}{\ell} \int_{\ell} N_{Ti}(z) dz,$$

$\ell$  - длина активной части кассеты,  $N_{mi}$  - активность в максимуме энерговыделения по высоте.  $\bar{N}_i$  находилось численным интегрированием аппроксимирующего полинома с дополнительной экстраполяцией экспериментальных точек на границы активной части кассеты. Поскольку были измерены не все кассеты, то значения  $N_{mi}$  для неизмеренных кассет находились аппроксимацией экспериментальных значений  $N_{mi}$  на всю активную зону с помощью сплайнов третьего порядка. Результаты аппроксимации, нормированные на значение  $N_m$  первой ячейки, показаны на рис. 5.

Экспериментальные значения высотного коэффициента неравномерности для некоторых кассет приведены на рис. 6.

Измерения  $\gamma$ -активности в зависимости от угла поворота кассеты к детектору проводились для 6 значений углов, каждый из которых соответствовал нормальному расположению отдельных граней кассеты к оси коллиматора. Измеренная функция  $N_{\Sigma}(z, \phi)$  обрабатывалась на ЭВМ аналогично описанной выше функции  $N_{\Sigma}(z)$  /см. соотношение /3//. В табл. 1

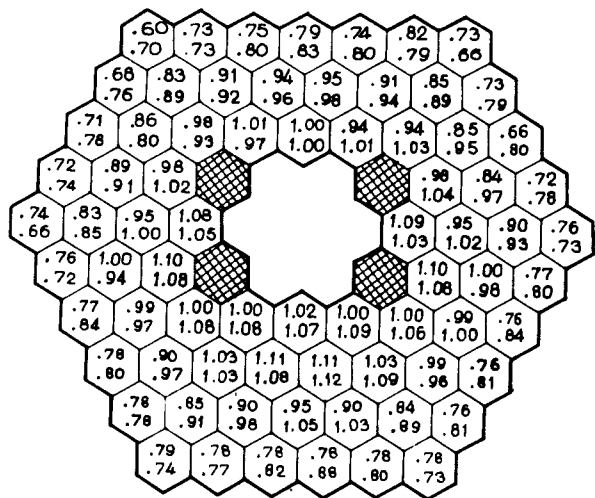


Рис.5. Значения максимального энерговыделения в кассетах, отнесенные к максимальному энерговыделению для первой ячейки. Верхняя цифра в ячейке - экспериментальное значение, нижняя - расчет по методу Монте-Карло.

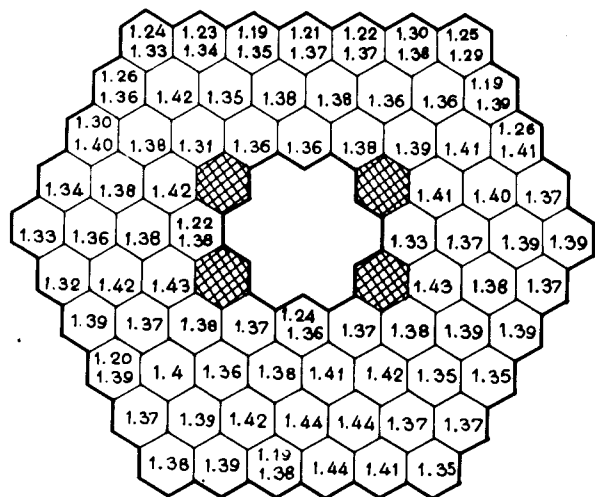


Рис.6. Коэффициент неравномерности, Верхняя цифра - экспериментальное значение, нижняя - расчет по методу Монте-Карло.

Таблица 1

Экспериментальные значения функции  $N(z, \phi)$  для кассеты в ячейке №54 / значения функции нормированы на ее максимальную величину/

$\phi$ , град	60	120	180	240	300	360
$z$ , мм	1 грань	2 грань	3 грань	4 грань	5 грань	6 грань
16	0,611	0,628	0,637	0,67	0,697	0,667
80	0,786	0,778	0,828	0,844	0,894	0,809
144	0,903	0,87	0,879	0,903	0,952	0,919
208	0,97	0,91	0,93	0,959	1,0	0,99
272	0,92	0,9	0,906	0,96	0,99	0,99
336	0,83	0,833	0,86	0,906	0,935	0,91
400	0,705	0,695	0,74	0,73	0,76	0,74
440	0,58	0,51	0,46	0,406	0,63	0,59

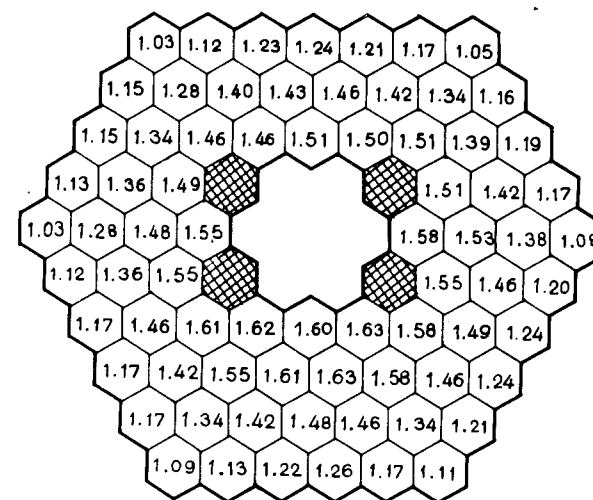


Рис.7 Доля энерговыделения в отдельных кассетах в процентах от полного энерговыделения в активной зоне. /Расчет по методу Монте-Карло/.

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные значения среднего энерговыделения в некоторых кассетах

Номер ячейки	$\bar{N}_1 / \bar{N}_4$ эксперим.	Погрешность измерений $\pm \Delta (\bar{N}_1 / \bar{N}_4), \%$	$\bar{N}_1 / \bar{N}_4$ расчет
4	I	-	I
48	0,78	1,12	0,77
74	0,6	0,99	0,64
60	0,8	1,12	0,76
3I	0,79	1,12	0,77
63	0,67	1,04	0,72
56	0,65	1,03	0,74
55	0,74	1,1	0,72
49	0,77	1,12	0,73
65	0,71	1,1	0,66
54	0,72	1,1	0,7
64	0,66	1,04	0,73

для примера приводится результат измерений  $N(z, \phi)$  для одной из периферийных кассет, стоящей у подвижного отражателя. Значения  $N(z, \phi)$  нормированы на максимальную величину этой функции.

Для сравнения с экспериментальными результатами были проведены расчеты энерговыделения в активной зоне методом Монте-Карло. Расчетные значения максимального энерговыделения в кассетах  $N_{ml}$ , а также значения высотных коэффициентов  $K_{z1}$  приведены соответственно на рис. 5, 6.

Рис. 7 иллюстрирует результат расчета вклада отдельных кассет в общее энерговыделение в активной зоне. Для сравнения в табл. 2 приводятся средние значения энерговыделения в кассетах в долях энерговыделения четвертой ячейки  $\bar{N}_1 / \bar{N}_4$ .

Полученных экспериментальных данных было недостаточно для надежной оценки объемного коэффициента неравномерности  $K_v$ , однако значение  $K_v$ , оцененное по измеренным кассетам, совпадает с расчетным и равно 1,56.

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

С точки зрения ядерно-физических свойств реактор ИБР-2 асимметричен. Это непосредственно отражается на распределении плотности делений по объему активной зоны /АЗ/ /см. рис. 5, 7/. Асимметрия плотности делений особенно заметна в области активной зоны, непосредственно примыкающей к подвижному отражателю /ПО/. Это можно объяснить несимметричным расположением лопасти ПО относительно АЗ.

В основном экспериментальные результаты в среднем с точностью ~ 5% совпадают с расчетными. В указанную ошибку входят ошибки эксперимента и расчета. Для отдельных кассет на периферии АЗ, например, в ячейках 56, 32, 36 расхождение между расчетными и экспериментальными значениями энерговыделения составляет  $10 \pm 14\%$ , что, по-видимому, связано с идеализацией в расчетах геометрии активной зоны.

Вариации энерговыделения в отдельных кассетах в зависимости от их ориентации по отношению к физическому центру АЗ практически не зависят от расположения кассеты и составляют в среднем по всем измеренным кассетам ~ 4,5%. Однако для некоторых периферийных кассет, примыкающих к ПО, разность между максимальной и минимальной активностью для отдельных граней кассеты, отнесенная к активности, усредненной по граням, составляет  $16 \pm 22\%$ . Такое расхождение наблюдается для участка кассеты, находящегося на расстоянии до 40 мм от верхнего края АЗ. Для указанных кассет области максимального энерговыделения, измеренные для отдельных граней, совпадают. Отсюда можно предположить, что участки аномального увеличения плотности деления на одной из граней кассет связаны с делением за счет эпитепловых нейтронов, рассеянных со стороны ПО.

Физический центр АЗ в среднем смещен вниз относительно геометрического центра на ~ 10 мм и находится на расстоянии  $\bar{z}_m = 212 \pm 3$  мм от нижнего края АЗ. Это связано, по-видимому, с расположением компенсирующих органов и различной эффективностью верхнего и нижнего отражателей.

Объем активной зоны, где плотность делений выше среднего значения, заключен по оси z в области  $87 < z < 346$  мм от нижнего края АЗ.



Средний по АЗ расчетный высотный коэффициент неравномерности  $\bar{K}_z$  равен 1,38, в то время как экспериментальное значение составляет 1,24. Расхождения между расчетными и экспериментальными значениями высотных коэффициентов, как усредненных по АЗ, так и для отдельных кассет, составляют 10%, причем экспериментальные значения  $K_{zi}$  меньше теоретических. Такое отличие следует объяснить неточным значением зависимости  $f(z)$  /см. уравнение 3/, погрешностью измерения фона  $N \cdot \phi(z)$ , а также расчетной ошибкой в определении  $K_{zi}$ . Явно выраженной закономерности изменения  $K_z$  по радиусу АЗ нет.

Область с максимальным энерговыделением в АЗ находится в геометрическом центре активной части кассет, установленных в 18, 19 ячейках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Радиационные характеристики продуктов деления. Атомиздат, М., 1974.

*Рукопись поступила в издательский отдел  
8 мая 1979 года.*