

а с другой,

$$\lambda_0 \leq \varrho + \Delta\varrho,$$

где

$$\Delta\varrho = \frac{1}{\varrho - \alpha} \cdot \frac{(L\psi_0 - \varrho\psi_0, L\psi_0 - \varrho\psi_0)}{(\psi_0, \psi_0)}. \quad (4)$$

Величина α лежит между ϱ и следующим за λ_0 собственным значением λ_1 . Из (3) следует, что наиболее близким к λ_0 будет максимальное значение функционала ϱ при различных пробных функциях ψ_0 и только при $\psi_0 = \Phi_0$ величина ϱ достигает значения λ_0 , а «ошибка» $\Delta\varrho$ обращается в нуль.

Покажем, что уже простые приближения обеспечивают высокую точность ϱ . Предположим, что сечения в уравнении (1) постоянны, тогда первая собственная функция плоского реактора без отражателя размером $2R$

$$\Phi_0(r) \sim \cos\left(\frac{\pi}{2R} r\right). \quad (5)$$

Если ее аппроксимировать пробной функцией

$$\psi_0(r) \sim 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2, \quad (6)$$

то, как следует из выражения (4), ошибка $\Delta\varrho$ будет такая, что соответствующая ей относительная ошибка в размере реактора $\Delta R/R$ составит $\sim 1\%$. Если выбрать

более сложную функцию, например

$$\psi_0(r) \sim \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \left[1 - a \left(\frac{r}{R}\right)^2\right], \quad (7)$$

где множитель a , выбираемый из условия максимума ϱ , оказывается равным 0,21, то величина ошибки $\Delta R/R$ составит всего $3 \cdot 10^{-5}$.

Пусть теперь в отличие от предыдущей задачи сечения поглощения и деления имеют косинусоидальное распределение по реактору, а коэффициент диффузии по-прежнему постоянен. Такая ситуация может быть в тяжеловодном реакторе с косинусоидальным распределением топлива, когда можно пренебречь поглощением нейтронов замедлителем и их уткой при замедлении. Если пробные функции выбрать в виде

$$\psi_n \sim \cos\left[(2n+1)\frac{\pi}{2R} r\right], \quad n=0, 1, \dots, \quad (8)$$

то из (3) можно вычислить ϱ , а из (4) оценить ошибку $\Delta\varrho$. Оказывается, что в состоянии критичности ($\varrho = 0$) относительная ошибка в размере реактора не превышает 0,3%. Если в этой задаче такое же количество топлива и поглотителя распределить равномерно по реактору, то тогда получить собственные значения нетрудно. Однако в этом случае максимальное собственное значение будет меньше ϱ на величину, почти в 50 раз превышающую ошибку $\Delta\varrho$.

Автор выражает глубокую благодарность за ценные замечания и обсуждение результатов Ю. В. Петрову, Г. С. Давилову и Е. А. Гарусову.

Поступило в Редакцию 13/II 1965 г.

УДК 621.039.520.22

К вопросу сравнения расчетных и экспериментальных параметров гомогенных уран-водных критических сборок

А. С. Коченов, Н. Я. Лященко

Методика расчета. В качестве уравнений реактора использовались P_1 -приближение уравнения переноса нейтронов и односкоростное уравнение диффузии тепловых нейтронов. Уравнения замедления приводились к системе многогрупповых уравнений диффузионного типа, как это изложено в работе [1]. При этом весь энергетический интервал разбивался на 12 групп, включая тепловую. Методика разработана для расчета гомогенных реакторов.

Экспериментальные критические сборки*. Активная зона критическихборок собиралась из кассет размерами $70 \times 35 \times 250$ мм и объемом 0,62 л. Топливными элементами служили пластины размерами $250 \times 70 \times 2,7$ мм, спрессованные из смеси полиэтилена с окисью-закисью урана (U_3O_8). Обогащение урана составляло 90%. С обеих сторон пластины были покрыты алюминиевой фольгой толщиной 0,05 мм. Кроме топливных элементов использовались также пластины из алюминия, меди и нержавеющей стали 1Х18Н9Т.

Проведенные эксперименты показали, что при отношении концентрации ядер водорода и U^{235} $\frac{\varrho_H}{\varrho_{U^{235}}} \ll 50$ размножающие сборки являются квазигомогенными [1].

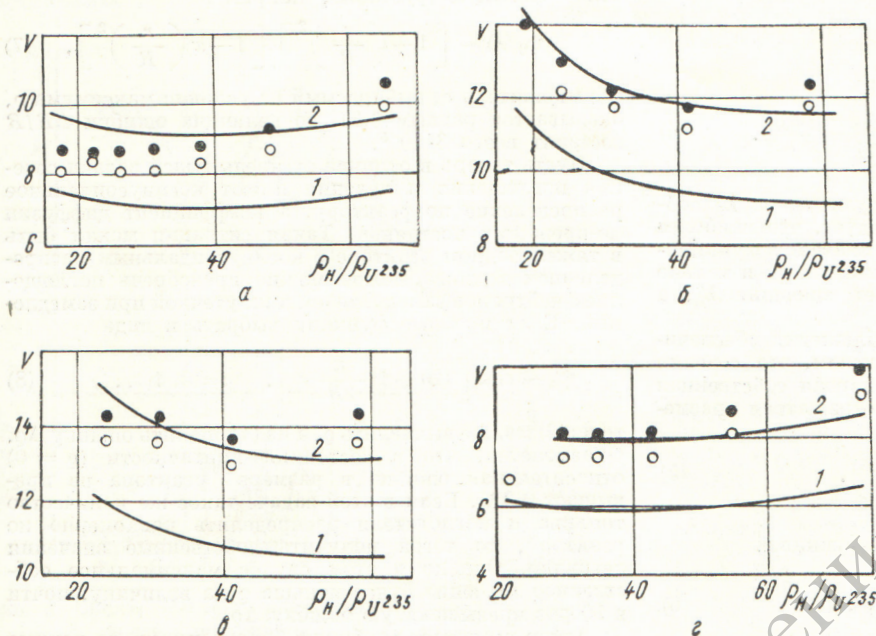
При $\frac{\varrho_H}{\varrho_{U^{235}}} \approx 50$ величина водяного зазора между пластинами достигает ~ 5 мм и, следовательно, становится сравнимой с длиной пробега тепловых нейтронов в воде.

Поэтому при расчете критическихборок с $\frac{\varrho_H}{\varrho_{U^{235}}} \approx 50$ необходимо учитывать эффект гетерогенности. Поскольку использованная методика расчета пригодна только для гомогенных систем, результаты расчетов можно сравнивать с экспериментальными лишь в области

$$\frac{\varrho_H}{\varrho_{U^{235}}} \ll 50.$$

Расчет и сравнение с экспериментом. В расчетах реальная форма критическихборок заменялась сферической, толщина водяного отражателя принималась равной 50 см. Для сравнения результатов расчета с экспериментальными данными необходимо перейти

* Экспериментальные работы проводились Е. Д. Воробьевым, В. В. Климентовым, В. М. Грязевым и др.



Критические сборки с алюминиевыми кассетами (а), с алюминиевыми кассетами и пластинами при относительной концентрации ядер алюминия в пластинах $\frac{\rho_{Al}}{\rho_{U^{235}}} = 5,8$ (б); с алюминиевыми кассетами и медными пластинами при относительной концентрации ядер меди $\frac{\rho_{Cu}}{\rho_{U^{235}}} = 8,3$ (в) и с кассетами из стали марки 1Х18Н9Т (г):
 V — объем активной зоны, 1; 2 — расчетный критический объем сферы; 2 — расчетный критический объем призмы; ● — надкритический экспериментальный объем; ○ — подкритический экспериментальный объем.

от сферической геометрии к геометрии критическихборок.

Известно [2], что различные методы пересчета сферической геометрии к цилиндрической с высотой цилиндра, близкой к его диаметру (по равным объемам, равным геометрическим параметрам с учетом и без учета отражателя), приводят к хорошему согласию с экспериментом. Однако пересчет по равным объемам несколько занижает размеры цилиндра, а пересчет по равным геометрическим параметрам, наоборот, их несколько завышает.

Поскольку реальные критические сборки имели форму прямоугольной призмы или близкую к ней, то в качестве верхней границы критического объема можно взять объем призмы, полученный путем приравнивания геометрических параметров сферы и призмы. Результаты расчетов и экспериментальные данные представлены на рисунках а, б, в, г. На каждом из них показана серия экспериментов. Критические сборки с отношением $\frac{\rho_H}{\rho_{U^{235}}} \leq 50$ являются промежуточными,

так как вклад тепловых нейтронов в плотность деления U^{235} составляет менее 50%.

Сравнение результатов показывает, что в целом расчетные и экспериментальные критические объемы в области $\frac{\rho_H}{\rho_{U^{235}}} \leq 50$ удовлетворительно согласуются.

Экспериментальные значения критических объемов для указанной области находятся между верхней и нижней расчетными границами, а сами границы отличаются друг от друга на 20—25%. Сложность геометрии критическихборок не позволяет сузить указанные границы.

Проведенный расчет критическихборок и сравнение расчетных данных с экспериментальными позволяют заключить, что использованная методика расчета дает удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными данными и может быть рекомендована по крайней мере для расчета критических размеров гомогенных реакторов на промежуточных нейтронах с водородсодержащим замедлителем.

Поступило в Редакцию 15/I 1965 г.
 В окончательной редакции 19/IV 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Фейнберг и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 334.
2. Каллихен, Морфит и Томас. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)». Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 179.