



Рис. 2. Спектры неупруго рассеянных нейтронов на различных ядрах.

ные для железа и равные соответственно  $0,28 \pm 0,04$  и  $0,55 \pm 0,05$  барн в пределах ошибок хорошо согласуются с данными других работ.

Поступило в Редакцию 18/VI 1962 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. П. Глазков. ПТЭ, № 4, 96 (1957); А. И. Абрамов. ПТЭ, № 4, 56 (1959).
2. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. М., Атомиздат, 1960.
3. Б. С. Дзелепов, Л. К. Пекер. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1958.

## Методика расчета потока нейтронов в остановленном реакторе с фотонейтронным источником

Л. В. Константинов, Б. И. Кочетов

Повторные пуски ядерных реакторов связаны с трудностями измерения нейтронного потока в подкритическом состоянии, обусловленными влиянием  $\gamma$ -излучения осколков деления на приборы, регистрирующие нейтроны. Поэтому при повторных пусках используют искусственные источники нейтронов, которые увеличивают нейтронный поток до значения, необходимого для надежной работы аппаратуры.

Применение  $\text{Po}-\alpha\text{-Be}$ -источников нецелесообразно, так как изготовление таких источников с интенсивностью  $10^9 \div 10^{10}$  нейтр/сек сложно и дорого. Подобные источники интенсивностью  $10^7 \div 10^8$  нейтр/сек используются только при первоначальных физических пусках реакторов.

Другой вид источников — фотонейтронные источники, в которых используются бериллий или тяжелая вода. Источниками  $\gamma$ -квантов могут быть радиоактивные изотопы  $\text{Na}^{24}$ ,  $\text{Sb}^{124}$ ,  $\text{Mn}^{26}$  и др. Распад таких источников после остановки реактора будет компенсироваться их активацией тепловыми нейтронами при дальнейшей работе реактора. Недостатком фотонейтронных источников является то, что они вносят в реактор дополнительную отрицательную реактивность, для уменьшения которой можно использовать  $(\gamma, n)$ -реакцию на бериллии или тяжелой воде за счет  $\gamma$ -квантов осколков деления.

Ниже приводится методика расчета фотонейтронного источника,  $\gamma$ -излучателем которого являются осколки деления, образовавшиеся в процессе работы реактора. Фотонейтронные источники с использованием радиоактивных изотопов рассчитываются по аналогичным формулам, но с учетом относительного расположения бериллия и источника  $\gamma$ -квантов. Кроме того, при этом необходимо вводить поправки на дополнительный выход нейтронов, обусловленный  $\gamma$ -излучением осколков деления.

Необходимое количество бериллия, рассчитывается для точечного источника нейтронов, помещенного в активную зону цилиндрического реактора, в котором влияние отражателя учитывается с помощью эффективных добавок.

Поток нейтронов в активной зоне подкритического реактора при наличии источника нейтронов, согласно работе [1], представим в виде разложения по собственным функциям реактора с использованием приведенных в указанной работе обозначений:

$$\Phi_n(r; z) = \sum_{m, n} \frac{A_m n J_0(\alpha_m r) \cos \frac{n\pi z}{H^*} \bar{P}_\infty(B_{mn}^2)}{\Sigma_a(1 - K_{mn \text{эфф}})(1 - B_{mn}^2 L^2)}, \quad (1)$$

где  $H^* = H_0 + 2\delta$  — экстраполированная высота активной зоны ( $\delta$  — эффективная добавка отражателя);

$\alpha_m = \xi_m^n / R^*$  (здесь  $\xi_m$  — корни функции Бесселя нулевого порядка;  $R^* = R_0 + \delta$  — экстраполированный радиус активной зоны).

Коэффициенты  $A_{mn}$  определяются при разложении функции источника, помещенного в точку с координатами  $r_1; z_1$  в активной зоне, по собственным функциям цилиндрического реактора:

$$S_n \delta(r_1; z_1) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} J_0(a_m r) \cos \frac{n\pi z}{H^*}, \quad (2)$$

где  $S_n$  — интенсивность точечного источника нейтронов (нейтр/сек). В дальнейшем ограничимся первым приближением, что в соответствии с проведенной для реактора Первой атомной электростанции оценкой при  $\Delta k \leq 2\%$  дает ошибку в определении коэффициента  $A_{mn}$  не более 2%.

Для определения мощности подкритического реактора поток интегрируется по всему объему активной зоны:

$$P = P_0 \eta = \int_{V_{a.z.}} \Phi(r_1 z_1) \Sigma_a \frac{K_{\infty}}{\rho v \omega} dv, \quad (3)$$

где  $P$  — мощность подкритического реактора;  $P_0$  — номинальная мощность реактора;  $\omega = 3,4 \cdot 10^{-10}$  дел/вт·сек.

После подстановки значения  $\Phi(r_1, z_1)$  в формулу (1) и интегрирования получим

$$S_n = \frac{\pi v \omega \xi_1 (1 - K_{эфф}) R^* J_1^2(\xi_1) \eta P_0}{8 K_{эфф} R_0 J_1 \left( \xi_1 \frac{R_0}{R^*} \right) \sin \frac{\pi H_0}{2 H^*} J_0^2 \left( \xi_1 \frac{r_1}{R^*} \right) \cos^2 \frac{\pi z_1}{H^*}}, \quad (4)$$

Данное выражение определяет требуемую интенсивность точечного источника нейтронов, помещенного в активную зону для увеличения мощности реактора в подкритическом состоянии до необходимой величины  $P$ , в зависимости от подкритичности реактора.

Проводя аналогичные рассуждения, можно получить формулы интенсивности линейного источника нейтронов, объемного источника нейтронов, распределенного по собственной функции цилиндрического реактора, а также для других представляющих интерес случаев.

Формула для расчета интенсивности объемного источника, распределенного по собственной функции реактора (что соответствует равномерному размещению бериллия по активной зоне) имеет наиболее простой вид

$$S_n = \frac{v \omega (1 - K_{эфф})}{K_{эфф}} \eta P_0. \quad (5)$$

Выяснив, какой должна быть интенсивность источника нейтронов, определяют необходимое количество бериллия. При расчете должен учитываться спад во времени потока  $\gamma$ -квантов с энергией выше порога  $(\gamma, n)$ -реакции на бериллии ( $E_n = 1,67$  Мэв). В соответствии с работами [2, 3] поток  $\gamma$ -квантов с энергией больше  $E_n$  разбивается на три энергетические группы:  $1,8 \div 2,2$  Мэв;  $2,2 \div 2,6$  Мэв и  $2,8$  Мэв. В центре активной зоны реактора через время  $t$  после его остановки, согласно работе [2], поток  $\gamma$ -квантов

$$\Phi_{\gamma_k}(0, t) = \frac{P_0 \xi_1 \bar{J}_{\gamma_k}(t) \gamma_k}{4 R_0 R^* H^* J_1 \left( \xi_1 \frac{R_0}{R^*} \right) \sin \frac{\pi H_0}{2 H^*} E_k \mu_{a.z.k}}, \quad (6)$$

где  $E_k$  — энергия  $k$ -й группы;  $\gamma_k$  — коэффициент самопоглощения  $\gamma$ -квантов  $k$ -й группы в горючем. (Остальные обозначения указаны в работе [2].) Интенсивность нейтронов за счет внесения бериллия в центр активной зоны реактора определяется формулой

$$S_{nk}(r_1 z_1) = \Phi_{\gamma_k}(0, t) \sigma_k(\gamma, n) N_{Be} J_0 \times \left( \xi_1 \frac{r_1}{R^*} \right) \cos \frac{\pi z_1}{H^*}, \quad (7)$$

где  $N_{Be}$  — полное число ядер бериллия;  $\sigma_k(\gamma, n)$  — эффективное сечение  $(\gamma, n)$ -реакции на бериллии. Подставляя в формулу (7) значение потока  $\gamma$ -квантов, из формулы (6) получим

$$S_n = \frac{P_0 \xi_1 N_{Be} J_0^2 \left( \xi_1 \frac{r_1}{R^*} \right) \cos^2 \frac{\pi z_1}{H^*}}{4 R_0 R^* H^* J_1 \left( \xi_1 \frac{R_0}{R^*} \right) \sin \frac{\pi H_0}{2 H^*}} \times \sum_{k=1}^3 \frac{\sigma_k(\gamma n) \bar{J}_{\gamma_k}(t) \gamma_k}{E_k \mu_{a.z.k}}, \quad (8)$$

где  $k$  — номер групп  $\gamma$ -квантов, способных вызвать фотонейтронную реакцию.

Подставляя значения  $S_n$  в выражения (4) и (5), получим формулы для расчета мощности реактора при наличии в его активной зоне искусственного источника нейтронов и заданной подкритичности:

1) для точечного источника

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{2 K_{эфф} N_{Be} J_0^2 \left( \xi_1 \frac{r_1}{R^*} \right) \cos^2 \frac{2\pi z_1}{H^*}}{\pi v \omega R^* H^* (1 - K_{эфф}) J_1^2(\xi_1)} \sum_{k=1}^3 \frac{\sigma_k(\gamma n) \bar{J}_{\gamma_k}(t) \gamma_k}{E_k \mu_{a.z.k}}; \quad (9)$$

2) для линейного источника

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{2K_{эфф} N_{Ве} J_0^2 \left( \xi_1 \frac{r_1}{R^*} \right) \left( \frac{H_0}{2} + \frac{H^*}{2\pi} \sin \frac{\pi H_0}{2H^*} \right)}{\pi \nu W R^{*2} H^* (1 - K_{эфф}) J_1^2(\xi_1) H_1} \sum_{k=1}^3 \frac{\sigma_k(\gamma n) \bar{J}_{\gamma k}(t) \gamma_k}{E_{k \text{ а.з. } k}}, \quad (10)$$

где  $H_1$  — длина линейного источника, расположенного симметрично относительно центральной плоскости;  
3) для объемного источника, распределенного по собственной функции реактора,

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{K_{эфф} N_{Ве}}{\nu W_{\text{а.з. } k} (1 - K_{эфф})} \sum_{k=1}^3 \frac{\sigma_k(\gamma n) \bar{J}_{\gamma k}(t) \gamma_k}{E_{k \text{ а.з. } k}}. \quad (11)$$

Методика расчета фотонейтронного источника проверялась на реакторе Первой атомной электростанции. Перед очередным пуском реактора при подкритичности  $\Delta K = 0,093$  в одну из центральных ячеек вводилось в виде стержня 8 кг окиси бериллия. Нейтронный поток в эксперименте измерялся прибором с чувствительностью  $10^{-12}$  а/дел; датчиками служили высокочувствительная компенсированная позизионная камера КНК-54 и камера деления.

Введение окиси бериллия в активную зону реактора увеличило нейтронный поток в 2,3–2,5 раза, при этом расхождение расчетных и экспериментальных данных не превысило 10%. Для повышения эффективности

фотонейтронного источника бериллий в активной зоне целесообразно располагать в местах наибольшего потока  $\gamma$ -квантов осколков деления.

Поступило в Редакцию 9/VI 1962 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Глесстон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
2. Т. Роквелл. Защита ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
3. V. Crosset, K. Henry. Reports RP/m 72, 1956.

621.039.51

## Энергетическое распределение рассеянных нейтронов в воде

В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, И. В. Шугар

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению спектра нейтронов в воде на расстояниях 20–90 см от источника нейтронов с энергией  $\sim 15$  Мэв.

Источником нейтронов служила реакция  $\text{H}^3(\text{H}^2, n)\text{He}^4$  при энергии дейтонов 400 кэв. Измерения проводились по направлению пучка дейтонов в условиях бесконечной геометрии. Использовался однокристалльный сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов с дискриминацией  $\gamma$ -излучения по времени высвечивания [1]. При измерениях на больших расстояниях от источника соотношение между потоками нейтронов и  $\gamma$ -излучения доходило до 0,02. Для обеспечения удовлетворительной статистики при измерении нейтронных спектров необходимо было иметь скорость счета импульсов не менее 50 имп/сек. При этом скорость счета импульсов от  $\gamma$ -излучения составляла  $\sim 2,5 \cdot 10^3$  имп/сек. Устанавливался и периодически контролировался такой уровень дискриминации, чтобы степень ослабления  $\gamma$ -излучения с энергией  $\sim 2,5$  Мэв равнялась  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ . Спектроскопический порог составлял при этом 1,9 Мэв.

Амплитудные распределения измерялись на 128-канальном анализаторе [2]. Измерения проводились при двух различных коэффициентах усиления. Энергетическая шкала спектрометра при малом усилении устанавливалась по амплитудному распределению

нейтронов с энергией 15 Мэв, а при большом усилении — по  $\gamma$ -излучению  $\text{ThC}''$  ( $E_\gamma = 2,62$  Мэв), что соответствует энергии нейтронов 6,1 Мэв. Спектры нейтронов при разных усилениях совпадали в пределах ошибок.

Измеренные амплитудные распределения  $\Phi[V(E)]$  преобразовывались в спектр нейтронов  $N(E_n)$  по формуле

$$N(E_n) = - \frac{E_n}{1 - \exp[-\Sigma(E_n)d]} \times \times \frac{d}{dE} \left\{ \Phi[V(E)] \frac{dV}{dE} \right\}_{E=E_n},$$

где  $\Sigma(E_n)$  — макроскопическое сечение рассеяния нейтронов на водороде кристалла;  $d$  — толщина кристалла;  $V(E)$  — зависимость амплитуды импульса от энергии.

Для всех значений расстояния  $R_i$  амплитудные распределения измерялись четыре — шесть раз. На рисунке приведены отнесенные к единичному энергетическому интервалу спектры нейтронов, умноженные на  $(R_i/20)^2$  (гистограммы). Показаны среднеквадратичные ошибки. Для сравнения приведены результаты расчетов методом моментов энергетического спектра нейтронов от точечного изотропного источника с энергией 14 Мэв [3] (плавная кривая). Расчетная кривая и результаты измерений нормированы по площади при