

КОЭФФИЦИЕНТ УМНОЖЕНИЯ ПОДКРИТИЧЕСКОЙ РАЗМНОЖАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ И ЦЕННОСТЬ НЕЙТРОНОВ ИСТОЧНИКА

Л. С. Ершова, А. В. Лукин, Д. В. Хмельницкий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», г. Снежинск Челябинской обл.

На основе уравнения переноса нейтронов выполнен анализ соотношения между измеряемым в критических экспериментах коэффициентом умножения нейтронов размножающей системы и ее реактивностью. Получено простое соотношение для расчетно-экспериментального определения ценности нейтронов источника. Для проверки полученных соотношений выполнены численные расчеты для сферически-симметричных систем, содержащих высокообогащенные уран, плутоний, железо, бериллий и полиэтилен.

Ключевые слова: коэффициент умножения, критические эксперименты, ценность нейтронов источника.

MULTIPLICATION FACTOR FOR SUBCRITICAL MULTIPLYING SYSTEM AND THE EFFICIENCY OF SOURCE NEUTRONS / L. S. ERSHOVA, A. V. LUKIN, D. V. KHMELNITSKY // On the basis of equation of neutron transport, analysis was performed of a ratio between multiplication factor of neutrons of multiplying system measured in critical experiments and its reactivity. A simple ratio was obtained for calculation and experimental determination for the efficiency of source neutrons. In order to verify obtained ratios, numerical calculations were performed for spherical-symmetrical systems, which contain highly enriched uranium, plutonium, iron, beryllium and polyethylene.

Key words: multiplication factor, critical experiments, efficiency of source neutrons.

Введение

При проведении критических экспериментов на стенде ФКБН контроль реактивности размножающей системы (РС) осуществляется с помощью измерений коэффициента умножения нейтронов Q . Величина Q есть отношение числа нейтронов, покидающих исследуемую РС, к числу нейтронов, покидающих инертный макет РС, в единицу времени. Первые в России критические эксперименты были проведены в 1949 г. на химическом комбинате «МАЯК», первый стенд для критических экспериментов введен в эксплуатацию в том же году в РФЯЦ-ВНИИЭФ [1]. Эти работы выполнялись под руководством Г. Н. Флерова

ва при активном участии Д. П. Ширшова, В. Ю. Гаврилова, Б. Д. Сциборского. Ими были определены основные технические и методические решения и созданы физические основы критических экспериментов.

По-видимому, уже при постановке первых критических экспериментов, проводившихся в РФЯЦ-ВНИИЭФ под руководством Г. Н. Флерова, было понятно, что единообразное определение критического состояния для систем, различающихся геометрической формой, составом, толщиной и составом отражателя, требует относительных измерений. В качестве таких относительных измерений и используется отношение чисел нейтронов, попавших в детектор в единицу времени из исследуемой

РС и ее инертного макета – системы, в которой делящийся материал (ДМ) заменен инертным веществом (железом, медью, природным или обедненным ураном). Интуитивно ясно, что при использовании «всеволнового» детектора нейтронов различие в энергетических спектрах РС и инертного макета не влияет на качество измерений. Следует ожидать, что при удалении детектора от РС на большое (много больше размеров РС) расстояние, различие в угловых распределениях нейтронов, покидающих РС и инертный макет, невелико.

Вопрос о соотношении между коэффициентом умножения Q_3 , определяемым в эксперименте, и рассчитываемым эффективным коэффициентом размножения $K_{эф}$ рассматривался в нескольких статьях ранее [2, 3] для больших/мощных реакторных установок. В настоящей статье описана методика определения величины Q_3 для компактных размножающих систем, содержащих металлический высокообогащенный уран и плутоний, которые собираются на критическом стенде ФКБН. Целью работы является определение на основе уравнения переноса нейтронов функциональной связи между коэффициентом умножения Q_3 , определяемым по данной методике, и реактивностью ρ , записанной через эффективный коэффициент размножения $K_{эф}$,

$$\rho = \frac{1 - K_{эф}}{K_{эф}}. \quad (1)$$

1. Постановка критических экспериментов на стенде ФКБН

Стенд ФКБН включает в себя две «ажурные» площадки, на которых производится ручная сборка двух частей РС – неподвижной верхней части (ВЧ) и подвижной нижней части (НЧ) [4]. Как правило, в измерениях используются калифорниевые и плутоний-бериллиевые источники нейтронов с быстрым спектром. Источник устанавливается в центре системы, где его ценность по отношению к процессу деления тяжелых ядер наиболь-

шая. Всеволновый детектор устанавливается на большом, много больше размеров РС, расстоянии от ее центра. Измеряется скорость счета нейтронов, которая пропорциональна числу нейтронов, выходящих из РС в единицу времени.

Критические измерения проводятся в два этапа. На первом, предварительном этапе критического эксперимента проводятся измерения с инертным макетом РС, в котором делящийся материал (ДМ) заменен неделяющимся материалом, как правило, железом, иногда медью, природным или обедненным ураном.

На втором, основном этапе проводится ручная сборка РС. На «ажурных» площадках собираются сначала НЧ, затем ВЧ. Сборка ВЧ проводится при достаточно большом расстоянии (зазоре H) между НЧ и ВЧ, так что нейтронное взаимодействие между НЧ и ВЧ можно не учитывать, при этом РС остается глубоко подкритической. Далее проводится дистанционное сближение НЧ и ВЧ с помощью пошагового перемещения НЧ вверх. На каждом шаге определяется величина Q_3 по формуле

$$Q_3 = \frac{J_3 - J_{\Phi}}{J_{M3} - J_{M\Phi}}, \quad (2)$$

где J_{M3} – измеренная скорость счета детектора для инертного макета РС; $J_{M\Phi}$ – фоновая скорость счета детектора в измерениях с инертным макетом РС; J_3 – скорость счета детектора в измерениях с РС; J_{Φ} – фоновая скорость счета детектора в измерениях с РС.

По результатам измерений в области значений $Q_3 \approx 100 - 500$ с помощью экстраполяции величины $(Q_3)^{-1}$ к нулю определяется значение зазора $H_{кр}$ между НЧ и ВЧ, при котором РС достигает состояния критичности на запаздывающих нейтронах. Реактивность РС оценивается в так называемых Ш. ед. («ширш» – единица измерения, названная по фамилии одного из первых измерителей – Д. П. Ширшова), $1 \text{ Ш. ед.} = 10^3 / Q_3$.

Подобным образом определяется критическое состояние РС любой геометрической формы (сферической, цилиндрической и др.) и состава (детали только из урана или плутония и в сочетании) при наличии отражателей или замедлителей нейтронов в любых частях РС.

2. Коэффициент умножения нейтронов по отношению к источнику, распределенному по собственной функции условно-критической задачи

Условно-критическая задача для плотности потока нейтронов $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ в произвольной РС формулируется в виде

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} \vec{\nabla} \varphi + \Sigma_f \varphi = \int dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[\frac{\nu \Sigma_f(E_1) \chi(E)}{4\pi} + \right. \\ \left. + \Sigma_s(E_1, \vec{\Omega}_1 \rightarrow E, \vec{\Omega}) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1) + \\ + S_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}), \quad (3) \\ \varphi(\vec{r}_G, E, \vec{\Omega}) = 0, \quad (\vec{n}_G, \vec{\Omega}) < 0, \\ S_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \\ = \rho \frac{\chi(E)}{4\pi} \int dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[\nu \Sigma_f(E_1) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1). \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь используются общепринятые обозначения, в качестве ρ рассматривается абсолютное значение реактивности (1), поскольку рассматриваемые РС – подкритические.

Последнее слагаемое в уравнении (3) $S_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ играет роль независимого источника, обеспечивающего стационарность решения задачи. Интегрирование уравнения (3) по объему РС, энергетической и угловой переменным дает

$$\begin{aligned} J_F + N_{Fc} = \\ = \int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[(\nu - 1) \Sigma_f(E_1) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1) + S_f, \quad (5) \end{aligned}$$

$$J_F + N_{Fc} = J_F (1 + A_F), \quad A_F = \frac{N_{Fc}}{J_F}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} S_f = \int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 S_f(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1), \\ N_{Fc} = \int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[\Sigma_c(\vec{r}, E_1) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1). \end{aligned}$$

Здесь $\Sigma_c(\vec{r}, E)$ – макроскопическое сечение поглощения нейтронов без последующего деления.

Деление уравнения (5) на S_f дает соотношение, выражающее коэффициент умножения Q_f нейтронов источника, распределенного по собственной функции условно-критической задачи, через реактивность ρ ,

$$\begin{aligned} Q_f = \frac{J_F (1 + A_F)}{S_f} = \\ = 1 + \frac{1}{\rho} \frac{\int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[(\nu - 1) \Sigma_f(E_1) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)}{\int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[\nu \Sigma_f(E_1) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)} = \\ = 1 + \frac{\nu - 1}{\nu} \cdot \frac{1}{\rho}. \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь ν – среднее по пространственной и энергетической переменным число вторичных нейтронов, генерируемых при делении. Анализ соотношения (7) показывает следующее:

1) простое соотношение между величинами Q_f и ρ имеет место, если число нейтронов, поглощаемых в РС, добавляется к числу нейтронов, покидающих РС;

2) при оперировании числом нейтронов, выходящих из РС, в соотношении между Q_f и ρ появляется дополнительная величина, пропорциональная числу нейтронов, поглощаемых в материалах РС – константа A_F .

При проведении критических экспериментов измеряется число нейтронов, выходящих из РС J_F (вернее, величина, ему пропорциональная), поэтому определение константы A_F или исключение ее из соотношения между Q_f и ρ требует дополнительного независимого измерения. В качестве такого независимого измерения и были приняты измерения с инертным макетом РС.

Для инертного макета уравнения, аналогичные уравнениям (5), (6), при такой же интенсивности источника (4) имеют вид

$$J_{MF} + N_{MFC} = S_f, \quad Q_{fM} = \frac{J_{MF} (1 + A_{MF})}{S_f} = 1; \quad (8)$$

$$J_{MF} + N_{MFc} = J_{MF} (1 + A_{MF}), \quad A_{MF} = \frac{N_{MFc}}{J_{MF}}. \quad (9)$$

Аналогом экспериментального коэффициента умножения нейтронов по отношению к источнику, распределенному по собственной функции условно-критической задачи, логично назвать величину, определяемую через J_F и J_{MF} – выходы нейтронов из РС и ее инертного макета,

$$Q_{f\mathcal{E}} = \frac{J_F}{J_{MF}} = K_{AF} \frac{J_F + N_{Fc}}{J_{MF} + N_{MFc}} = K_{AF} Q_f = K_{AF} \times \left(1 + \frac{1}{\rho} \frac{\int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[(\nu - 1) \Sigma_f(E_1) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)}{\int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \left[\nu \Sigma_f(E_1) \right] \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)} \right) = K_{AF} \left(1 + \frac{\nu - 1}{\nu} \cdot \frac{1}{\rho} \right) \approx \left(1 + \frac{\nu - 1}{\nu} \cdot \frac{1}{\rho} \right), \quad (10)$$

$$K_{AF} = \frac{1 + A_{MF}}{1 + A_F}. \quad (11)$$

Приближенное равенство в (10) справедливо, если коэффициент K_{AF} близок к единице, что имеет место, если величины A_F и A_M близки между собой или малы. Различие величин A_F и A_M может быть обусловлено тем, что в РС и инертном макете различаются сечения поглощения, пространственные, энергетические и угловые распределения нейтронов, генерируемых независимым источником и при делении тяжелых ядер. Рассмотрим этот вопрос подробнее. По определению отношение скоростей поглощения и выхода нейтронов из РС равно

$$\frac{N_c}{J} = \frac{\int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \Sigma_c(E_1) \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)}{\int d\vec{r} dE_1 d\vec{\Omega}_1 \nabla \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)}. \quad (12)$$

Для урана и плутония сечения поглощения в области энергий нейтронов около 1 МэВ составляют приблизительно 0,05–0,1 барн [5]. Соответствующий этому значению средний свободный пробег до поглощения для металлических урана или плутония составит около $L_c \sim 200 - 400$ см. При характерном размере РС $D \sim 10$ см и такой же длине траектории до поглощения доля поглощенных нейтронов и от-

ношение N_c/J составит несколько единиц процентов. Аналогичный вывод можно сделать и по отношению к инертному макету из железа. Следовательно, при проведении измерений с металлическими ДМ без отражателей и замедлителей нейтронов практически все нейтроны, генерируемые в РС, выйдут за ее пределы, и приближенное соотношение (10) выполняется с хорошей точностью.

При установке внутри ДМ замедлителя нейтронов спектр нейтронов, вызывающих деления тяжелых ядер, смягчается, однако в широкой области энергий нейтронов сохраняется соотношение между сечениями поглощения и деления $\sigma_c/\sigma_f \ll 1$, так что $N_c/N_f \approx N_c/J \ll 1$. Поэтому доля поглощенных нейтронов по-прежнему будет малой. Для железа вплоть до энергий нейтронов около 10 эВ сечение поглощения составляет менее 0,1 барн, так что вывод о малой доле поглощения остается справедливым.

Для РС с отражателями доля поглощения в выходе нейтронов определяется поглощающими свойствами вещества отражателя, его толщиной и угловым и энергетическим распределением нейтронов, попадающих в отражатель из ДМ. Для РС и инертного макета свойства отражателя одинаковы. Поэтому различие в отношении N_c/J для РС и инертного макета определяется только угловым и энергетическим распределением нейтронов, попадающих в отражатель из ДМ и инертного макета. Спектр нейтронов, генерируемых независимым источником и при делении тяжелых ядер, является быстрым, а число рассеяний нейтронов в активной части РС и ее инертном макете мало. Поэтому и в этом случае можно ожидать выполнения с хорошей точностью приближенного соотношения (10).

Таким образом, качественные рассуждения показывают, что для широкого класса РС и инертных макетов можно ожидать выполнения с хорошей точностью приближенного соотношения (10). Имеющееся различие может привести к коэффициенту, связывающему коэффициент умножения $Q_{f\mathcal{E}}$ и отношение выходов J_F/J_{MF} нейтронов из РС и инертного

макета, который, однако, мало отличается от единицы, и его наличие не сказывается на качестве критических экспериментов.

3. Коэффициент умножения нейтронов по отношению к произвольному источнику

Уравнение переноса нейтронов в РС с независимым произвольным источником нейтронов имеет вид (3) с заменой $S_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ на $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. Аналогичное уравнение имеет место и для инертного макета РС. Интегрирование этих уравнений по объемам систем, энергетической и угловой переменным дает два уравнения, аналогичных уравнениям (5), (6) и (8), (9):

$$J_S(1 + A_S) = \int d\vec{r}dE_1d\vec{\Omega}_1 \left[(\nu - 1)\Sigma_f(E_1) \right] \varphi_S(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1) + S, \quad (13)$$

$$J_{MS}(1 + A_{MS}) = S. \quad (14)$$

Выражение для экспериментального коэффициента умножения нейтронов по отношению к источнику S равно

$$Q_{S\Sigma} = \frac{J_S}{J_{MS}} = K_{AS} \frac{J_S + N_{Sc}}{J_{MS} + N_{MSc}} = K_{AS} \times \left(1 + \frac{\int d\vec{r}dE_1d\vec{\Omega}_1 \left[(\nu - 1)\Sigma_f(E_1) \right] \varphi_S(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)}{\int d\vec{r}dE_1d\vec{\Omega}_1 S(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)} \right), \quad (15)$$

$$K_{AS} = \frac{1 + A_{MS}}{1 + A_S}. \quad (16)$$

где J_S и J_{MS} – выходы нейтронов из РС и ее инертного макета. Как уже обсуждалось в разделе 2, коэффициент K_{AS} близок к единице.

Для РС, близкой к состоянию критичности, плотность потока нейтронов $\varphi_S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ с точностью до коэффициента практически совпадает с функцией распределения нейтронов в условно-критической задаче (3), поэтому согласно (7) ее можно представить в виде

$$\varphi_S(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1) \sim \frac{S}{\rho} \varphi(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1). \quad (17)$$

Подстановка соотношения (17) в формулу (15) дает выражение для коэффициента умножения по отношению к произвольному источнику нейтронов

$$Q_{S\Sigma} = K_{AS} \times \left(1 + \frac{\int d\vec{r}dE_1d\vec{\Omega}_1 \left[(\nu - 1)\Sigma_f(E_1) \right] \varphi_S(\vec{r}, E_1, \vec{\Omega}_1)}{S} \right) = K_{AS} \left(1 + \frac{B}{\rho} \right) \approx 1 + \frac{B}{\rho}. \quad (18)$$

Пусть на этапе планирования критического эксперимента определена зависимость $\rho(H)$, а в критических экспериментах определена зависимость $Q_{\Sigma}(H)$. Вблизи состояния критичности эти зависимости линейные, поэтому дифференцирование приближенного соотношения (18) дает соотношение для определения коэффициента B ,

$$B = \left(\frac{\partial \rho(H)}{\partial H} \right)_{H=H_{кр}} \left[\frac{\partial (Q_{\Sigma} - 1)^{-1}}{\partial H} \right]_{H=H_{кр}}^{-1}. \quad (19)$$

Оценка коэффициента B может быть сделана с помощью соотношения (7), согласно которому для коэффициента умножения по отношению к источнику нейтронов, распределенному по собственной функции условно-критической задачи,

$$B = \frac{\nu - 1}{\nu}. \quad (20)$$

Для РС с высокообогащенным ураном $\nu \approx 2,5$ и $B \approx 0,6$, для РС с плутонием $\nu \approx 3,0$ и $B \approx 0,67$.

Более точное выражение для коэффициента умножения, учитывающее отличие в распределении источника от собственной функции условно-критической задачи, можно получить, используя аппарат сопряженных функций, в терминах которой формулировка условно-критического уравнения для сопряженной плотности потока нейтронов имеет вид

$$-\bar{\Omega}\bar{\nabla}\varphi^+ + \Sigma_t\varphi^+ = \int dE_1 d\bar{\Omega}_1 \left[\frac{v\Sigma_f(E)\chi(E_1)}{4\pi K_{\text{эф}}} + \Sigma_s(E, \bar{\Omega} \rightarrow E_1, \bar{\Omega}_1) \right] \varphi^+(\bar{r}, E_1, \bar{\Omega}_1), \quad (21)$$

$$\varphi^+(\bar{r}_G, E, \bar{\Omega}) = 0, \quad (\bar{n}_G, \bar{\Omega}) > 0.$$

Умножение уравнения (21) на $\varphi_S(\bar{r}, E, \bar{\Omega})$, уравнения переноса для $\varphi_S(\bar{r}, E_1, \bar{\Omega})$ – на $\varphi^+(\bar{r}, E, \bar{\Omega})$, интегрирование обоих уравнений по пространственным, энергетическим и угловым переменным и вычитание из первого уравнения второго приводит к соотношению

$$\int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE \cdot \varphi^+(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) S(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) = \rho \int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE dE_1 d\bar{\Omega}_1 \frac{v\Sigma_f(E_1)\chi(E)}{4\pi} \varphi_S(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \varphi^+(\bar{r}, E_1, \bar{\Omega}_1). \quad (22)$$

Использование для сопряженной функции плотности потока нейтронов условия нормировки на полное число нейтронов делений в системе

$$\int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE dE_1 d\bar{\Omega}_1 \frac{v\Sigma_f(E)\chi(E_1)}{4\pi} \varphi_S(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \varphi^+(\bar{r}, E_1, \bar{\Omega}_1) = \int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE v\Sigma_f(E) \varphi_S(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) \quad (23)$$

и подстановка выражений (22), (23) в соотношение (15) приводит к следующему выражению для коэффициента умножения

$$Q_S \approx 1 + \frac{1}{\rho} \frac{v-1}{v} \frac{\int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE \cdot \varphi^+(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) S(\bar{r}, E, \bar{\Omega})}{\int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE \cdot S(\bar{r}, E, \bar{\Omega})}. \quad (24)$$

Согласно соотношению (24) выражение для коэффициента B имеет вид

$$B = \frac{v-1}{v} \frac{\int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE \cdot \varphi^+(\bar{r}, E, \bar{\Omega}) S(\bar{r}, E, \bar{\Omega})}{\int d\bar{r} d\bar{\Omega} dE \cdot S(\bar{r}, E, \bar{\Omega})}. \quad (25)$$

Коэффициент пропорциональности B в данном выражении отличается от (20) дополнительным множителем, учитывающим ценность нейтронов источника. Видно, что для источника, распределенного по собственной функции S_f , этот множитель, согласно условию нормировки (23), равен единице; для центрального точечного источника, в силу более высокой ценности нейтронов, $B > (v-1)/v$; для источника нейтронов, равномерно распределенного по объему ДМ, коэффициент $B < (v-1)/v$. Широко известная единица измерения обратного коэффициента умножения (Ш. ед.) определяется с помощью сравнения двух величин ρ , выраженных в Ш. ед. и в абсолютных единицах,

$$\frac{1000}{Q} (\text{Ш. ед.}) = \frac{0,6...0,67}{Q}, \quad (26)$$

из которого следует, что $1(\text{Ш. ед.}) \approx 6,3 \cdot 10^{-4} \approx 6,3 \cdot 10^{-2} \%$. Таким образом, для РС на основе высокообогащенного урана 1 Ш. ед. соответствует примерно $0,1\beta$, где β – эффективная доля запаздывающих нейтронов.

4. Ценность нейтронов источника

Полученные соотношения дают возможность предложить метод расчетно-экспериментального определения ценности нейтронов источника, который может оказаться полезным при анализе экспериментов на импульсных ядерных реакторах. Рассмотрим в качестве примера РС, состоящую из двух частей и собираемую на стенде ФКБН. Вблизи состояния критичности величины $K_{\text{эф}}$ и ρ зависят линейно от зазора между верхней и нижней частями РС,

$$K_{\text{эф}} = 1 - C(H - H_{\text{кр}}), \quad \rho = C_1(H - H_{\text{кр}}),$$

$$\left. \frac{\partial K_{\text{эф}}}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}} = \left. \frac{\partial \rho}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}}. \quad (27)$$

Поэтому справедливо соотношение между рассчитываемыми и измеряемыми величинами

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}} = B \left. \frac{\partial Q_S^{-1}}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}}. \quad (28)$$

Ясно, что для источника, распределенного по собственной функции условно-критической задачи, $B = (\nu - 1)/\nu$ и выражение (28) принимает простой вид

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}} = \frac{\nu - 1}{\nu} \left. \frac{\partial Q_f^{-1}}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}}. \quad (29)$$

Соотношение (28) может составить основу для определения ценности нейтронов источника, используемого в критических экспериментах, если величину $(\partial \rho / \partial H)_{H=H_{\text{кр}}}$ определять с помощью расчетов, а $(\partial Q_S^{-1} / \partial H)_{H=H_{\text{кр}}}$ определять из результатов измерений. Как известно, величину $(\partial \rho / \partial H)_{H=H_{\text{кр}}}$ можно довольно точно рассчитать с использованием современных вычислительных программ на основе метода Монте-Карло с использованием поточечного представления нейтронных данных из современных библиотек. Ценность нейтронов источника, согласно формулам (25) и (28), равна

$$\text{ЦНИ}_S = \frac{\int d\vec{r} d\vec{\Omega} dE \cdot \varphi^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\int d\vec{r} d\vec{\Omega} dE \cdot S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})} =$$

$$= \frac{\nu}{\nu - 1} \left(\left. \frac{\partial \rho}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}} \right) \left(\left. \frac{\partial Q_S^{-1}}{\partial H} \right|_{H=H_{\text{кр}}} \right)^{-1}. \quad (30)$$

Следует отметить, что формулу (30) можно использовать и для расчетного определения ценности нейтронов источника, установленного в РС или активной зоне реактора, по отношению к нейтронам делений, распределенных по собственной функции. В этом

случае достаточным оказывается решение только прямой условно-критической задачи. При ее решении в качестве варьируемого параметра можно рассматривать не только зазор между частями РС, но и любой другой параметр, например, плотность ДМ, положение элемента регулирования реактивности и др.

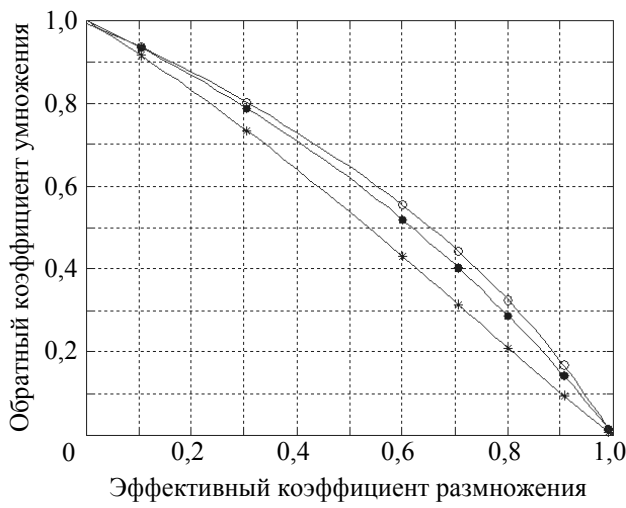
5. Расчеты

Методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА [6] с нейтронными константами ENDF-B7.1 для пяти РС, представляющих собой шары из высокообогащенного урана (ВОУ), плутония и такие же шары в отражателях из железа, бериллия и полиэтилена толщиной 10 см, были выполнены расчеты $K_{\text{эф}}$ в интервале от $\sim 0,1$ до $\sim 0,99$. Варьирование значений $K_{\text{эф}}$ проводилось за счет изменения радиуса шара из ДМ. Погрешность расчетов $K_{\text{эф}}$ составляла $1\sigma < 0,1\%$. Для этих же РС и их инертных макетов, в которых ДМ заменен на железо, были рассчитаны коэффициенты умножения $Q_{\text{Ц}}$ для точечного и $Q_{\text{О}}$ для равномерно распределенного по объему ДМ источника нейтронов. В качестве источника нейтронов был принят ^{252}Cf с энергетическим распределением Максвелла. Коэффициенты умножения нейтронов Q_f по отношению к источнику, распределенному по собственной функции условно-критической задачи, для каждой РС рассчитывались по формуле (7).

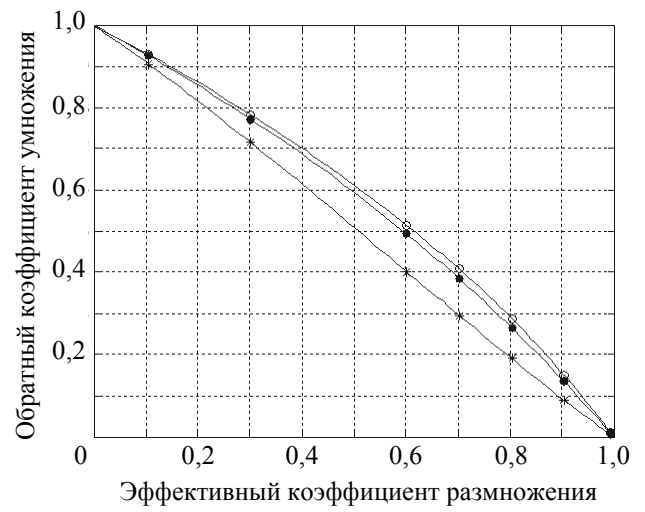
Зависимости обратных коэффициентов умножения от эффективного коэффициента размножения нейтронов приведены на рисунке. Из представленных зависимостей видно, что коэффициент B (см. таблицу), определяющий угол наклона касательной в состоянии

$$\text{критичности} \quad \left. \frac{\partial Q_S^{-1}(K_{\text{эф}})}{\partial K_{\text{эф}}} \right|_{K_{\text{эф}}=1} = -\frac{1}{B}, \quad \text{больше}$$

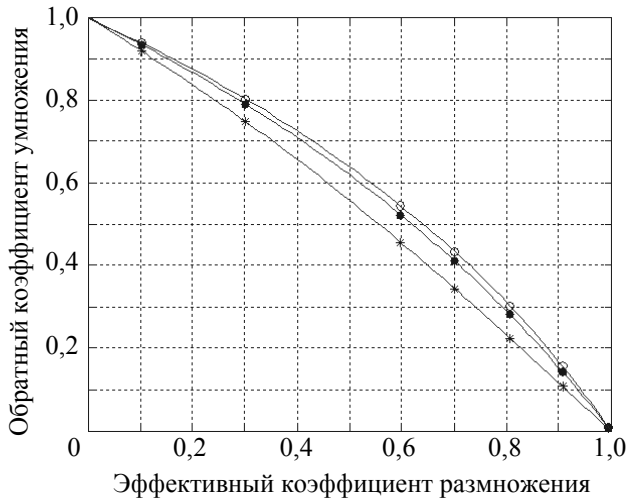
отношения $(\nu - 1)/\nu$ для центрального источника, т. е. ценность центрального источника больше по сравнению с источником, распределенным по собственной функции. Ценность



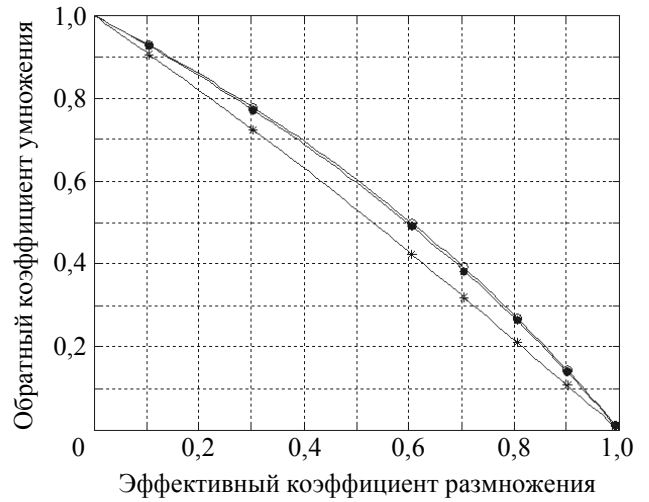
а



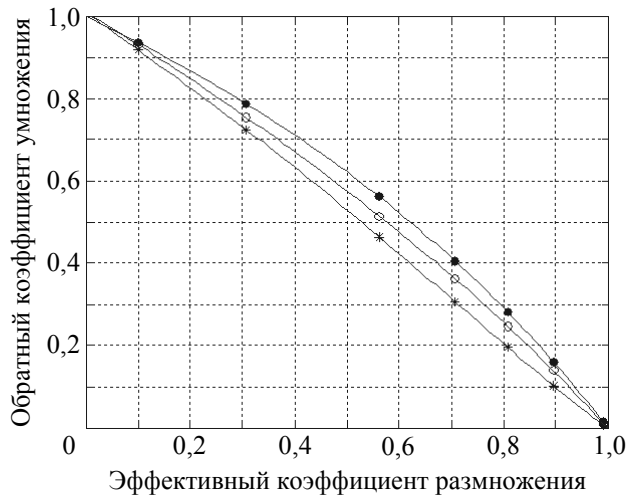
б



в



г



д

Зависимость $(Q_S)^{-1}$ от величины $K_{эф}$ для различных РС: шара из ВОУ (а); шара из плутония (б); шара из ВОУ в отражателе из железа (в); шара из плутония в отражателе из бериллия (г); шара из ВОУ в отражателе из полиэтилена (д); ● – источник распределен по собственной функции; * – точечный источник в центре системы; ○ – источник распределен по области ДМ

Значения коэффициента B для разных источников нейтронов: источника, распределенного по собственной функции B_f , центрального точечного источника $B_{Ц}$ и источника, равномерно распределенного по объему ДМ, B_O

Система	ν	B_f	$B_{Ц}$	B_O
Шар из ВОУ	2,59	0,61	1,23	0,60
Шар из Pu	3,13	0,68	1,12	0,58
Шар из ВОУ в отражателе из железа	2,58	0,61	0,88	0,55
Шар из Pu в отражателе из бериллия	3,07	0,67	0,83	0,58
Шар из ВОУ в отражателе из CH_2	2,56	0,61	1,20	0,80

источника, равномерно распределенного по объему ДМ, как правило, меньше, чем у источника, распределенного по собственной функции, однако для систем с отражателями, сильно смягчающими спектр нейтронов, это правило может нарушаться за счет увеличения ценности нейтронов вблизи границы с отражателем.

Заключение

В представленном анализе дано обоснование необходимости двух групп независимых измерений в критических экспериментах (с реальными РС и их инертными макетами). Также подтверждается линейная зависимость экспериментальных коэффициентов умножения нейтронов от реактивности вблизи критического состояния РС. Анализ выполнен на основе точного уравнения переноса нейтронов и поэтому является достаточно строгим. Также найдено простое соотношение (30), которое может быть положено в основу расчетно-экспериментального определения ценности нейтронов источника, используемого в критическом эксперименте. Это же соотношение можно использовать для расчета ценности нейтронов источника в активной зоне реактора, только с помощью решений прямой условно-критической задачи.

Список литературы

1. Достояние России. РФЯЦ-ВНИИЭФ 60 лет. – Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007.
2. Masashi Tsuji, Nobuhide Suzuki, Yoichiro Shimazu. Subcriticality Measurement by Neutron

Source Multiplication Method with a Fundamental Mode Extraction // Journal of nuclear science and technology, 2003. Vol. 40. N 3, p. 158–169.

3. Patrick Blaise, Frédéric Mellier, Philippe Fougeras. Application of the Modified Source Multiplication (MSM) Technique to Subcritical Reactivity Worth Measurements in Thermal and Fast Reactor Systems // IEEE transactions on nuclear science, 2011. Vol. 58. N 3, p. 1166–1176.

4. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.

5. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Бондаренко И. И., Николаев М. Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1964.

6. Зацепин О. В., Кандиев Я. З., Кашаева Е. А., Малышкин Г. Н., Модестов Д. Г. Расчеты методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора ВВЭР-1000 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 4, с. 64–73.

Контактная информация –

Лукин Александр Васильевич,
главный научный сотрудник
РФЯЦ-ВНИИТФ,
e-mail: dep5@vniitf.ru

Статья поступила в редакцию 20.06.2018.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2018, вып. 4, с. 45–53.