

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ УМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ МЕТОДОМ РОССИ-АЛЬФА

В.А. Грабежной, В.А. Дулин, В.В. Дулин, Г.М. Михайлов

АО «ГНЦ РФ-ФЭИ им. А.И. Лейпунского»

249033, Калужская обл., г. Обнинск, пл. Бондаренко, 1



Представлены результаты определения коэффициента размножения на мгновенных нейтронах в подкритическом состоянии однозонной сборки БФС, полученные методом нейтрон-нейтронных совпадений, для которого влияние погрешности значения $\beta_{эфф}$ при определении коэффициента размножения оказалось несущественно. Активная зона сборки состояла из стержней, заполненных таблетками металлического обедненного урана и двуокиси урана 37%-го обогащения и плутония 95%-го обогащения, натрия, нержавеющей стали и Al_2O_3 . Отражателем служила нержавеющая сталь. В отличие от удобного для определения подкритических состояний реакторов метода обращённого решения уравнений кинетики (ОРУК) метод нейтрон-нейтронных совпадений практически не зависит от погрешности значения эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_{эфф}$. Если в методе ОРУК величина реактивности получается в долях $\beta_{эфф}'$, т. е. из измерения запаздывающих нейтронов, то метод нейтронных совпадений основан на прямом измерении величины $(1 - k_p)^2$, где k_p – эффективный коэффициент размножения на мгновенных нейтронах. Полный коэффициент размножения определяется как $k_{эфф} = k_p + \beta_{эфф}$. Если, например, $k_{эфф} \approx 0,9$ (что характерно для определения кампаний выгорания топлива), то именно погрешность в определении k_p является главной в сравнении с погрешностью в $\beta_{эфф}$. Так, 10%-я погрешность в $\beta_{эфф}$ величиной 0,003 – 0,004 (характерная для плутониевых бридиров) даст вклад в значение погрешности $1 - k_p$ равный $1 - k_p + \beta_{эфф} \approx 0,0035$, т.е. приблизительно 0,3, а не 10%, как в методе ОРУК.

Были проведены измерения Росси-альфа с использованием двух 3He -счетчиков и временного анализатора. Ширина канала измерений Δt равнялась 1,0 мкс. Из измерений получается значение коэффициента размножения на мгновенных нейтронах. При этом рассчитывался пространственно-изотопный корреляционный фактор для среды с источником с применением величин $\Phi(x)$ – решения неоднородного уравнения для потока нейтронов и $\Phi^+(x)$ – решения сопряжённого неоднородного уравнения.

Приведено сравнение результатов эксперимента Росси-альфа и измерений подкритической сборки БФС-73 стандартным методом ОРУК в определении величины коэффициента размножения. Данные метода ОРУК незначительно отличаются от результатов метода Росси-альфа на всём интервале изменения подкритичности с увеличением подкритичности состояния однозонной сборки БФС-73.

Выполнить метод нейтрон-нейтронных совпадений на энергетических быстрых реакторах невозможно, но на их моделях, создаваемых на стенде БФС, можно, что и было проделано.

Ключевые слова: Метод нейтрон-нейтронных совпадений, метод Росси-альфа, пространственно-изотопный корреляционный фактор, коэффициент размножения на мгновенных нейтронах.

ВВЕДЕНИЕ

Коэффициент размножения, оценённый стандартными методами, принятыми на стенде БФС, – методом ОРУК [1] при неглубокой подкритичности ($\leq \beta_{эфф}$) и методом обратного умножения с учётом изменения эффективности регистрации нейтронов при уходе в более глубокую подкритику ($\sim 10 \beta_{эфф}$), непосредственно связан с точностью измерений самого значения $\beta_{эфф}$. Проведенные ранее международные программы измерений $\beta_{эфф}$ (см. например, [6]) в достаточно простых однородных активных зонах с плотными отражателями из двуокиси урана позволили определить погрешность значения $\beta_{эфф} \approx 3 - 4\%$. Тем не менее, интерес представляет определение глубоких подкритичностей принципиально другим методом, без использования значения $\beta_{эфф}$.

Работа содержит результаты определения коэффициента размножения в подкритическом состоянии, полученные методом нейтрон-нейтронных совпадений, для которого влияние погрешности $\beta_{эфф}$ при определении коэффициента размножения несущественно (в десятки раз меньше, чем в методах, где величина реактивности обратно пропорциональна значению $\beta_{эфф}$, как в методе ОРУК [1]).

ИЗМЕРЕНИЯ В СБОРКЕ БФС

Определение величины эффективного коэффициента размножения нейтронов в подкритическом состоянии однозонной сборки БФС проводилось обоими упомянутыми методами. Активная зона сборки состояла из стержней, заполненных таблетками металлического обедненного урана и двуокиси урана 37%-го обогащения и плутония 95%-го обогащения, натрия, нержавеющей стали и Al_2O_3 . Отражателем служила нержавеющая сталь. Высота активной зоны 45 см, эквивалентный диаметр ≈ 65 см. Подкритическое состояние достигалось путем выведения из активной зоны 11-ти топливных стержней, из которых состояли органы контроля и СУЗ.

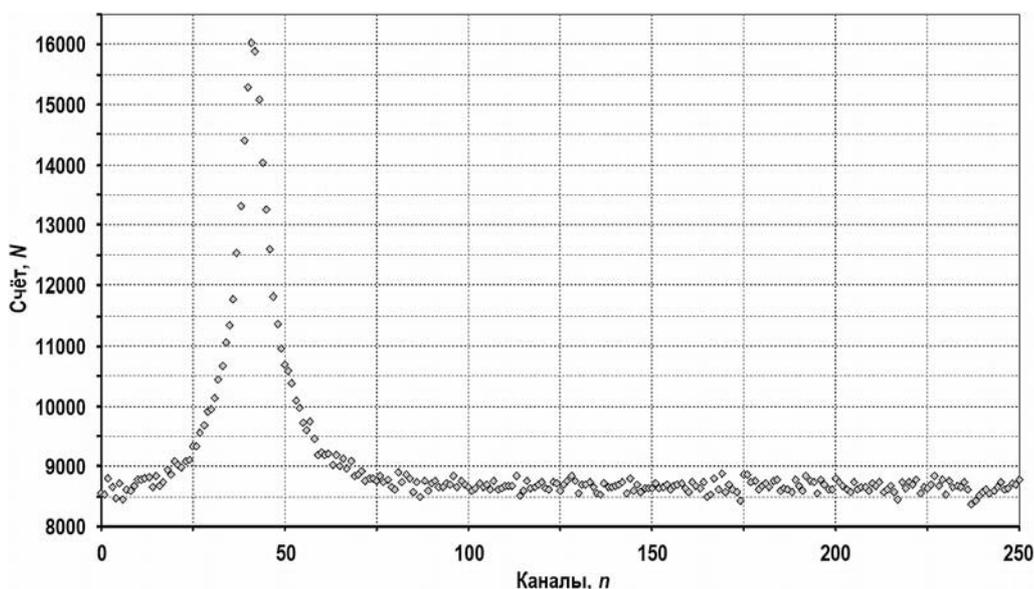


Рис. 1. Временное распределение скорости счёта нейтронов

Измерения методом нейтрон-нейтронных совпадений проводились с использованием двух ^3He -счетчиков СНМ-18, помещённых в центральном канале (вместо топливного стержня), и временного анализатора (ВА). Давление гелия в счётчиках было около двух атмосфер. Один из счетчиков располагался на 1 см выше центральной плоскости активной зоны критсборки, а другой – ниже. Длина счётчика примерно 25 см. Первый использовался в качестве стартового для ВА, второй – в виде счетного. Ширина канала ВА $\Delta t = 1$ мкс. Задержка T по счетному каналу была измерена и оказалась равной 40,1 мкс.

В качестве примера на рис. 1 представлен результат одного из таких измерений, а на рис. 2 – временное распределение коррелированной его части, полученной после вычитания постоянного фона (определённого в области 125 – 250 каналов). По оси абсцисс – каналы ВА (шириной 1 мкс), по оси ординат – счёт в них.

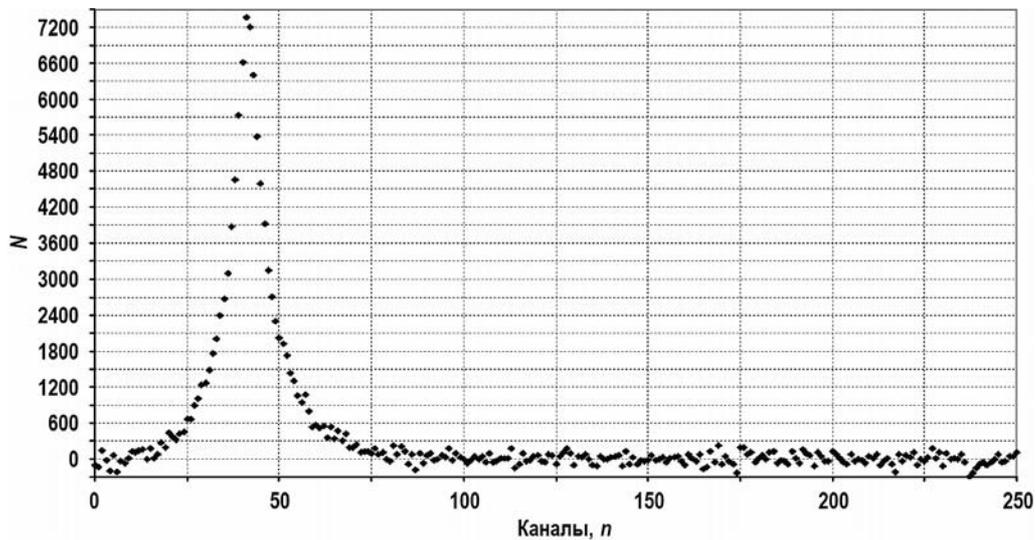


Рис. 2. Коррелированная часть временного распределения скорости счёта нейтронов

В [4] подробно описан метод анализа, позволяющий из измеренных коррелированной части распределений (см. рис. 2), среднего постоянного фона N (см. рис. 1 – правее 125-го канала), интеграла отсчётов, выше значения ноль, в правой коррелированной части распределения (см.рис. 2) $J_{\text{прав}}$ и источника спонтанных делений $Q_{\text{сп}}$ получить значение коэффициента размножения на мгновенных нейтронах $(1 - k_{\text{сп эксп}})^2$:

$$[N/(2J_{\text{прав}}\Delta t Q_{\text{сп}})]_{\text{эксп}} \cdot D = (1 - k_{\text{сп эксп}})^2, \quad (1)$$

где D – рассчитываемый пространственно-изотопный корреляционный фактор для среды с источником:

$$D = \langle Q_{\text{cf}}(x) \rangle \frac{\langle \Theta \rangle}{\langle \Xi \rangle^2};$$

$$\Theta = [(4.91 \Sigma_{f235}(x) + 7.06 \Sigma_{f239}(x) + 5.28 \Sigma_{f238}(x))\Phi(x) + 3.825 Q_{\text{сп}}(x)](\Phi^+(x))^2;$$

$$\Xi = [(2.50 \Sigma_{f235}(x) + 2.98 \Sigma_{f239}(x) + 2.59 \Sigma_{f238}(x))\Phi(x) + 2.156 Q_{\text{сп}}(x)]\Phi^+(x),$$

где $\Phi(x)$ – решение неоднородного уравнения для потока нейтронов; $\Phi^+(x)$ – усредненное по спектру деления решение сопряжённого неоднородного уравнения, являющееся вероятностью детектора зарегистрировать нейтрон, появившийся в точке x [7]. Числа в знаменателе Ξ – величины ν для делений ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и источника спонтанных де-

лений ^{240}Pu , а в числителе $\Theta - \langle v(v - 1) \rangle$ для них же, соответственно.

Обработка временных распределений Росси- α производилась с учетом несимметрии временного распределения фона относительно центра коррелированного сигнала, находившегося на 40,1-ой микросекунде шкалы ВА. Для этого сигнал периодического генератора импульсов длительностью 0,05 микросекунды подавался одновременно на стартовый и счётный (через линию задержки T) каналы ВА с шириной канала 0,1 микросекунды, и счёт был зарегистрирован в 401-м канале, что соответствовало величине задержки $T = 40,1$ микросекунде.

Такой тип несимметрии фона был обнаружен экспериментально на сборке FCA [3], а количественное описание зависимости фона от времени $N(t)$ было дано в [4]. Проведя измерения с точным знанием задержки T , а не полагая, как было сделано в [5], что она определяется видимым на экране положением максимума пика, сравнили результаты обоих подходов и таким образом экспериментально проверили теоретические выводы [4], согласно которым

$$N_{\text{лев}}(t) = N \left\{ 1 - A \frac{C\alpha}{\alpha + C} \left[\frac{2\alpha}{\alpha - C} \cdot e^{C(t-T)} - \frac{\alpha + C}{\alpha - C} \cdot e^{\alpha(t-T)} \right] \right\}; \quad t < T, \quad (2)$$

$$N_{\text{прав}}(t) = N \left\{ 1 - A \frac{C\alpha}{\alpha + C} \cdot e^{-\alpha(t-T)} \right\}; \quad t \geq T. \quad (3)$$

Заметим, что временное распределение фона непрерывно, т.е. $N_{\text{лев}}(T) = N_{\text{прав}}(T)$.

Получаемая после вычитания постоянного среднего фона коррелированная часть распределения при $t \geq T$, равная $[A \cdot C\alpha / (\alpha + C)] \cdot e^{-\alpha(t-T)}$ (видимая в эксперименте правая его часть), согласно [4], имеет амплитуду в $\alpha / (\alpha + C)$ раз меньше теоретической величины. Добавив «утерянную» часть фона (3), получим истинное распределение правой части

$$R_{\text{корр}}(t) = A \cdot C_{\text{сч}} C \cdot e^{-\alpha(t-T)}; \quad t \geq T. \quad (4)$$

Соответственно и площадь под правой коррелированной составляющей (интеграл по $t \geq T$)

$$J_{\text{прав}} = A \cdot C_{\text{сч}} C / \alpha. \quad (5)$$

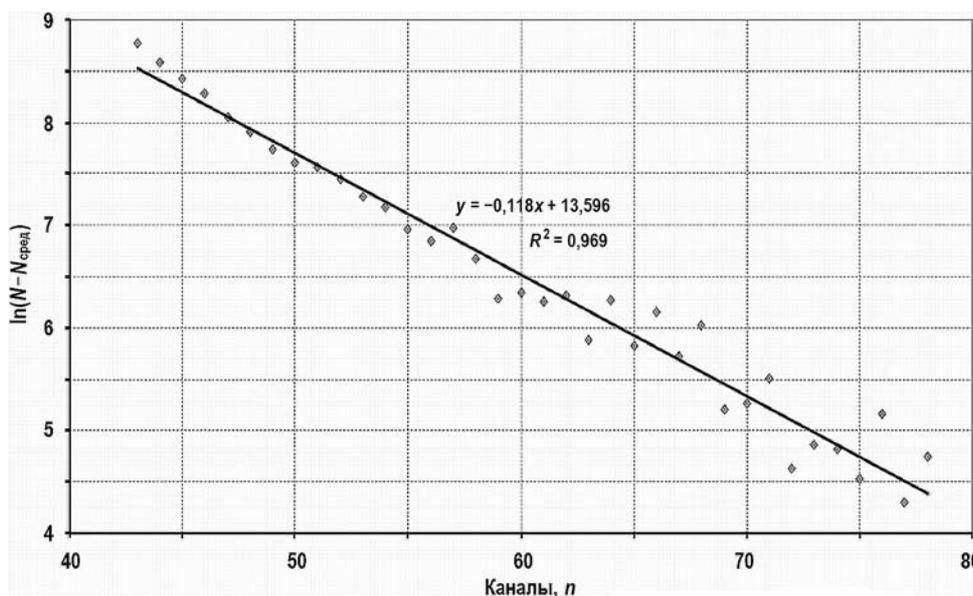


Рис. 3. Временное распределение коррелированной его части, полученной после вычитания постоянного фона

Для получения истинных измеренных коррелированных площадей $J_{кор}$ из «видимых» над уровнем постоянного фона N , необходимо дополнительно измерить скорость поступающих отсчетов C на старт и затем из эксперимента найти значение α . Оно, согласно (7), находится в правой части равенства $R_{кор}^{эксп}(t)$ (см. рис. 2, 3), поскольку теоретическое временное поведение коррелированной составляющей и находящегося «под ним» фона справа имеют одну и ту же экспоненциальную зависимость. Из рисунка 3 видно, что время спада нейтронной плотности τ составляет примерно 8 мкс.

Зная C и α , можно вычислить величину добавки к площади AC/α справа $t \geq T$:

$$\Delta J_{прав} = (AC/\alpha) \cdot [C/(\alpha + C)]. \quad (6)$$

При вычислении $\Delta J_{лев}(t)$ интегрирование, согласно [4], берётся для всех $t < T$. Тогда добавка к левой части площади

$$\Delta J_{лев} = -\frac{AC}{\alpha} \frac{C}{(\alpha + C)} \left[\frac{2\alpha^2}{(\alpha - C)C} - \frac{\alpha + C}{(\alpha - C)\alpha} \right]. \quad (7)$$

Таблица 1

Результаты эксперимента, учёт экспериментальных добавок

Файлы	Старты C, c^{-1}	Фон в канале справа	$\alpha \times 10^5, c^{-1}$	$J_{лев}$	$J_{прав}$
RT-1	1544 ± 44	8666	1.191	36811	73436
RT-21	1816 ± 46	13836	1.002	56401	121326
RT-3	1796 ± 15	14993	1.119	62041	130442

Таблица 2

Сравнение результатов методов Росси- α и ОРУК

Файлы	$J_{лев} + \Delta J_{лев}$	$J_{прав} + \Delta J_{прав}$	$N/(2J_{прав}\Delta tQ)$	$N/[(J_{прав}+J_{лев})\Delta tQ]$
RT-1	73150	74376	0.0859	0.0858
RT-21	111799	123485	0.0820	0.0869
RT-3	123102	132503	0.0831	0.0859
			0.0837 ± 0.0017	0.0862 ± 0.0005
$k_{эфф}(\text{Росси-}\alpha) - k_{эфф}(\text{ОРУК})$			0.9624 ± 0.0008 – – 0.9595 ± 0.0030 = = 0.0029	0.9630 ± 0.0003 – – 0.9595 ± 0.0030 = = 0.0035

В таблице 1 приведены результаты эксперимента (первые четыре столбца), в табл. 2 используется учёт экспериментальных добавок в формулах (6), (7) и значения левой части формулы (1), где $J_{прав}$ и $J_{лев}$ взяты из пятого и шестого столбцов табл. 1. Видно, что эти экспериментальные добавки подтверждают описание зависимости фона от времени $N(t)$, полученное в [4], и являются существенными с точки зрения определения полной площади J .

В качестве источника спонтанных делений $Q_{сп}$ использовался источник ^{240}Pu , находящийся в составе плутониевого топлива. Используя рассчитанный фактор $D = 0,0472$ и значение эффективного источника спонтанных делений ^{240}Pu $Q_{сп} = (7,64 \pm 0,21) \cdot 10^6$ н/с (1σ), получаем коэффициент размножения на мгновенных нейтронах $1/(1 - k_{сп\text{ эксп}})$ и значения $k_{эфф}(\varphi^+_{\sigma}) = k_{сп} + \beta_{эфф}$. В этом методе фигурирует в виде добавки к $k_{сп}$ и k_p абсолютная погрешность $\beta_{эфф}$, а не относительная, как в $|\rho_{\xi}|$ -подкритичности (в единицах $\beta_{эфф}$) сборки. Разница между полученными разными методами значений $k_{эфф}$ показана в последней строке табл. 2

Таблица 3

Результаты использования эксперимента Росси- α и измерений подкритической сборки методом ОРУК

Файл	$\alpha \times 10^4$	$S_{пр}$	$S_{лев}$	$J_{лев} \times 10^4$	$J_{пр} \times 10^4$	$N/(2J_{пр}\Delta tQ)$	$N/[(J_{пр}+J_{лев})\Delta tQ]$
S2404A	11.16	6026 (30-50 к)	11299 (51-98 к)	1.205	1.130	0.117	0.113
S2404B	13.93	2733 (1-49 к)	11299 (50-110 к)	1.205	1.130	0.111	0.108
S2804A	8.43	5463 (1-26 к)	11511 (27-68 к)	1.091	1.155	0.110	0.113
S2704A	10.66	5755 (1-26 к)	9761 (27-110 к)	1.150	0.978	0.119	0.109
S2804B	10.78	6823 (1-26 к)	13959 (27-110 к)	1.362	1.402	0.113	0.114
S2904A	12.41	5057 (1-26 к)	10626 (27-68 к)	1.009	1.067	0.111	0.114
S2904B	9.07	5926 (1-26 к)	12325 (27-68 к)	1.182	1.239	0.112	0.115
R809A	10.52	20914 (20-79 к)	41141 (80-130 к)	4.154	4.170	0.0960	0.0962
R0909A	7.12	15998 (20-83 к)	31581 (84-130 к)	3.178	3.202	0.0984	0.0987
R1109A	8.76	35021 (20-79 к)	70874 (80-130 к)	6.947	7.203	0.0907	0.0924
R1109B	8.76	14238 (20-84 к)	27711 (85-130 к)	2.821	2.822	0.103	0.103
R1409A	6.71	17119 (54-84 к)	32147 (85-145 к)	3.387	3.283	0.0982	0.0967
R1609A	9.79	9718 (62-82 к)	18913 (83-114 к)	1.943	1.892	0.102	0.101
R1609B	9.92	20714 (20-81 к)	41624 (82-150 к)	4.128	4.191	0.0831	0.0837
Средние файлов S						0.113 ± 0.003	0.112 ± 0.002
Средние файлов R						0.0959 ± 0.0064	0.0960 ± 0.0059
Средние без CH_2						0.090 ± 0.009	0.090 ± 0.009
Погрешность значения = $0.9068 \pm 0.0005 - 0.900 \pm 0.010 = 0.0068$							

В таблице 3 приведены результаты использования эксперимента Росси- α для левой части (1) и результат измерений этой же подкритической сборки методом ОРУК [5].

Подобный метод использовался при определении подкритического состояния однозонной сборки БФС-73, состоящей из металлического урана 18%-го обогащения, стали и натрия, в пропорциях, близких составу реактора на быстрых нейтронах [2].

Коэффициент размножения, оценённый стандартными методами, принятыми на стендах БФС (методом ОРУК [1] и методом обратного умножения нейтронов), составил $k = 0,90 \pm 0,01$.

Проведенная в [7] обработка этих экспериментов с учётом результатов работы [4] позволила правильно вычислить пространственно-изотопный корреляционный фактор для среды с источником, однако при вычислении $\Delta J_{лев}(t)$ интегрирование $C_{флев}(t)$ из (2) по t производилось в диапазоне от 0 до T , а не от $-\infty$ до T , как это следует из [4]. Те-

перь это сделано при интегрировании аналогичном (2), (3) и (6), (7), с проведением анализа измеренных тогда файлов с точным знанием задержки T , а не полагая, как было сделано в [5], что она определяется видимым на экране положением максимума пика.

Представленные в табл. 3 результаты использования эксперимента Росси- α и измерений подкритической сборки методом ОРУК аналогичны процессу, описанному выше. Так как в этом случае счётчики находились на границе зоны, а источники Cf были в 4 – 10 раз меньше источника нейтронов спонтанных делений ^{240}Pu , то при измерении файлов типа S на счётчики надевались чехлы из полиэтилена толщиной 1 мм, а при измерении файлов типа R – чехлы толщиной 4.1 мм.

Данные метода ОРУК незначительно отличаются от результатов метода Росси- α с увеличением подкритичности состояния сборки (отличие не превышает погрешностей). Возможно, это связано с простотой геометрии подкритической однозонной сборки БФС-73 [7] и, соответственно, малой погрешностью вычисления пространственных поправок в обоих методах.

Поскольку в методе ОРУК погрешность в $\beta_{\text{эфф}}$ прямо входит в погрешность $k_{\text{эфф}}$ (ОРУК) (как погрешность в значении знаменателя), а погрешность $k_{\text{эфф}}$ (Росси- α) – только как погрешность суммы $k_{\text{эфф}}(\varphi^+\sigma) = k_{\text{ср}} + \beta_{\text{эфф}}$, то (если это так) малое значение разности $k_{\text{эфф}}(\text{Росси-}\alpha) - k_{\text{эфф}}(\text{ОРУК})$ свидетельствует о малой погрешности в значении $\beta_{\text{эфф}}$ в методе ОРУК.

Литература

1. Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Экспериментальная физика реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – С. 116-119.
2. Дулин В.А., Дулин В.В. Об измерении подкритических состояний размножающих сред методом Росси-альфа. // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 1998. – № 5. – с. 25-28.
3. Tsutomu Iijima. On the Background Counts in the Rossi-alpha Experiment. // Nukleonik. – 1968. – Band 11. – Heft 3. – P. 157.
4. Михайлов Г.М., Дулин В.А. Измерение $\beta_{\text{эфф}}$ методом Росси- α . // Атомная энергия. – 1995. – Т. 78. – Вып. 3. – С.151-155.
5. Грабежной В.А., Дулин В.А., Дулин В.В. О пространственных поправках в экспериментах Росси- α . // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2015. – № 4. – с. 111-123.
6. Takeshi Sakurai, Shigeaki Okajima. Experimental Core for Experiments of Effective Delayed Fraction $\beta_{\text{эфф}}$. // Progress in Nuclear Energy. Special Issue. – 1970. – Vol. 35. – No. 2. – PP. 140-156.
7. Марчук Г.И., Орлов В.В. К теории сопряженных функций. В сб. «Нейтронная физика». – М.: Госатомиздат, 1961. – С. 31-34.
8. Дулин В. В., Матвиенко И. П. Определение глубокоподкритичности состояний размножающих сред методом Росси- α . // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2002. – № 1. – С. 9-15

Поступила в редакцию 09.12.2020 г.

Авторы

Грабежной Владимир.Алексеевич, старший научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук
E-mail: vgrabejnoj@ippe.ru

Дулин Виктор Алексеевич, профессор, доктор физ.-мат. наук
E-mail: dulin@ippe.ru

Дулин Виталий. Викторович, старший научный сотрудник, канд. техн. наук
E-mail: dulin@ippe.ru

Михайлов Геннадий Михайлович, заведующий лабораторией, канд. техн. наук
E-mail: matr@ippe.ru

UDC 621.039.519.4

ON THE DETERMINATION OF NEUTRON MULTIPLICATION BY THE ROSSI-ALPHA METHOD

Grabezhnoy V.A., Dulin V.A., Dulin V.V., Mikhaylov G.M.

JSC «SSC RF-IPPE n.a. A.I. Leypunsky»

1 Bondarenko Sq., 249033 Obninsk, Kaluga Reg., Russia

ABSTRACT

This work contains the results of determining the prompt neutron multiplication factor in the subcritical state of a one-zone BFS facility, obtained by the neutron coincidence method, for which the influence of the error in the b_{eff} value in determining the multiplication factor turned out to be insignificant. The core of the facility consisted of rods filled with pellets of metallic depleted uranium, 37% enriched uranium dioxide and 95% enriched plutonium, sodium, stainless steel and Al_2O_3 . Stainless steel served as a reflector.

In contrast to the inverse kinetics equation solving (IKES) method, which is convenient for determining the subcritical states of reactors, the neutron coincidence method practically does not depend on the error in the value of the effective fraction of delayed neutrons β_{eff} . If in the IKES method the reactivity value is obtained in fractions of β_{eff} , i.e., from the measurement of delayed neutrons, then the neutron coincidence method is based on the direct measurement of the value $(1 - k_p)^2$, where k_p is the effective prompt neutron multiplication factor. The total multiplication factor is defined as $k_{\text{eff}} = k_p + \beta_{\text{eff}}$.

Rossi-alpha measurements were carried out using two ^3He counters and a time analyzer. The measurement channel width Δt was $1.0 \mu\text{s}$. From the measurements, the value of the prompt neutron multiplication factor was obtained. In this case, the space-isotope correlation factor for the medium with a source was calculated using the following quantities: $\Phi(x)$ – solutions of the inhomogeneous equation for the neutron flux and $\Phi^+(x)$ – solutions of the conjugate inhomogeneous equation. A comparison of the results of the Rossi-alpha experiment and measurements of the BFS-73 subcritical facility by the standard IKES method in determining the multiplication factor value is also presented. The data of the IKES method differ insignificantly from the results of the Rossi-alpha method over the entire range of changes in the subcriticality with an increase in the subcriticality of the state of the BFS-73 one-zone facility.

It was impossible to apply the neutron coincidence method to fast reactors; however, the method turned out to be quite workable on their models created at the BFS facility, which was successfully demonstrated in this study.

Key words: neutron coincidence method, Rossi-alpha method, spatial-isotope correlation factor, prompt neutron multiplication factor.

REFERENCES

1. Kazansky Yu.A., Matusevich E.C. *Experimental Physics of Reactors*. Moscow. Energoatomizdat Publ., 1994, pp. 116-119 (in Russian).
2. Dulin V.A., Dulin V.V. On the measurement of the subcritical states of the breeding media by the Rossi-alpha method. *Izvestia Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Yadernaya Energetika*. 1998, no. 5, pp. 25-28 (in Russian).
3. Tsutomu Iijima. On the Background Counts in the Rossi-alpha Experiment. *Nukleonik*. 1968, band 11, heft 3, p. 157.
4. Mikhailov G.M., Dulin V.A. Measurement of β_{eff} by the Rossi- α Method. *Atomnaya Energiya*. 1995, v. 78, no. 3, pp. 151-155 (in Russian).

5. Grabeznoi V.A., Dulin V.A., Dulin V.V. On spatial corrections in Rossi- α experiments. *Izvestia Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Yadernaya Energetika*. 2015, no. 4, pp. 111-123 (in Russian).
6. Takeshi Sakurai, Shigeaki Okajima. Experimental Core for Experiments of Effective Delayed Fraction β_{eff} . *Progress in Nuclear Energy. Special Issue*. 1970, v. 35, no. 2, pp. 140-156.
7. Marchuk G.I., Orlov V.V. On the theory of conjugate functions. In: *Neutron Physics*. Moscow. Gosatomizdat Publ., 1961, pp. 31-34 (in Russian).
8. Dulin V.A., Matvienko I.P. Definition of deep subcriticality of breeding media states by the Rossi- α method. *Izvestia Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Yadernaya Energetika*. 2002, no. 1, pp. 9-15 (in Russian).

Authors

Grabeznoy Vladimir Alekseevich, Senior Researcher, Cand. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: vgrabejnoj@ippe.ru

Dulin Viktor Alekseevich, Professor, Dr. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: dulin@ippe.ru

Dulin Vitaly Viktorovich, Senior Researcher, Cand. Sci. (Engineering)

E-mail: dulin@ippe.ru

Mikhaylov Gennady Mikhaylovich, Head of Lab, Cand. Sci. (Engineering)

E-mail: matr@ippe.ru