

УДК 621.039.564

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАЗЦОВ ПЛУТОНИЯ НА СЧЕТЧИКЕ НЕЙТРОННЫХ СОВПАДЕНИЙ AWCC*Владимиров Д.А., Рогожкин В.Ю., Горбунова А.Ю. (АО «ВНИИНМ», г. Москва),**Алеева Т.Б., Пугачев П.А. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)*

e-mail: daniilvlad95@gmail.com

В настоящее время в АО «ВНИИНМ» массу плутония в оксидах, нитридах, таблетках смешанного уран-плутониевого и нитридного топлива, а также в отходах, смесях оксидов плутония и урана контролируют методом множественности нейтронов [1]. Этим методом измеряют эффективную массу ^{240}Pu , мощность источника нейтронов спонтанного деления которой равна мощности источника нейтронов спонтанного деления анализируемого образца. В основе метода лежит точечная модель суперделений, позволяющая численно выделять поток нейтронов спонтанного деления на фоне (α, n) -реакции и вынужденного деления, используя различия в распределении множественности нейтронов [2]. Модель суперделений предназначена для расчета факториальных моментов множественности рождающихся нейтронов. В ней используются некоторые приближения. Предполагается, что нейтроны вынужденного деления рождаются одновременно с вызывающими эти деления — каскадные процессы поглощения и рождения нейтронов в образце считаются мгновенными. Кроме того, считается, что вероятность процессов для всех нейтронов одинаковая.

Был развит новый способ калибровки детекторов множественности по плутониевым образцам, аттестованным по изотопному составу и массе [3]. Калибровочные коэффициенты, эффективность регистрации нейтронов ϵ и коэффициент отбора совпадений χ в соответствии с этим методом оценивают по многократным измерениям с применением подхода Фейнмана. Свойства калибровочных коэффициентов описаны в работе [4]. Способ проверен на нейтронных счетчиках разной конструкции [5]. Экспериментально была выявлена зависимость калибровочных коэффициентов от вероятности поглощения нейтронов в образце.

С развитым способом калибровки точечная модель суперделений без ограничения общности может быть использована для анализа протя-

женных объектов. Однако для этого необходимо большое число стандартных образцов с близкими к анализируемым свойствами со сложной процедурой их изготовления и аттестации.

В целях уменьшения числа стандартных образцов в калибровочные коэффициенты необходимо вносить поправки, зависящие от нейтронно-физических свойств анализируемых образцов. В настоящей работе рассматривается возможность использования для этого программного комплекса Serpent (Финляндия), реализующего метод Монте-Карло [6]. Обоснованность разработанной математической модели проводится путем сравнения расчетов с экспериментальными данными.

Эксперименты. Эксперименты проводили с использованием счетчика AWCC, который в активном режиме предназначен для измерения массы ^{235}U , в пассивном — эффективной массы ^{240}Pu плутониевых образцов [7]. Счетчик имеет блок детектирования колодезного типа внешним диаметром 48, высотой 60 см. Измерительная полость диаметром 22, высотой 35 см расположена в замедлителе из колец высокоплотного полиэтилена. Внутри полиэтилена размещены двумя концентрическими кольцами 42 газоразрядных ^3He -счетчика нейтронов диаметром 2,54, длиной активной части 50,8 см. Они объединены в шесть групп по семь счетчиков в каждой. С внешней стороны детектор экранирован кадмием. Также кадмием экранирована измерительная полость. В измерительной полости можно дополнительно размещать кольцевые полиэтиленовые вставки, которые в активном режиме позволяют увеличить полезный сигнал от небольшого образца, но приводят к уменьшению эффективности регистрации в результате повышения доли поглощенных нейтронов кадмием. В настоящей работе детектор работал в пассивном режиме: в большинстве экспериментов без вставок, со вставками проводили отдельные эксперименты и расчеты в демонстрационных целях. Во всех экспериментах ширина

ворот совпадений установлена равной 64 мкс, предварительная задержка составляла 4,5 мкс.

Были проведены эксперименты и расчеты со следующими образцами:

пять образцов металлического плутония из комплекта АО 95 505/531-44—2021 без чехла и в свинцовом чехле с толщиной стенки 2 мм при расположении источника нейтронов в центре измерительной полости. Результаты калибровочных измерений с образцами без чехла опубликованы в работе [5], с образцами с чехлом проведено 100 измерений длительностью по 30 с. Аттестованная масса плутония m , эффективная масса ^{240}Pu $m_{\text{эф}}$ и рассчитанная по эффективной массе мощность источника нейтронов спонтанного деления $S_{\text{сп}}$ приведены в табл. 1;

четыре образца диоксида плутония из комплекта ГСО 8454—2003 массой 3,2 г при расположении источника нейтронов в центре измерительной полости. Проведено 4500 калибровочных измерений по 30 с. Рассчитанная по аттестованному изотопному составу и массе плутония эффективная масса ^{240}Pu , мощность источника нейтронов спонтанного деления $S_{\text{сп}}$ и отношение числа (α, n) -нейтронов к числу нейтронов спонтанного деления α_p приведены в табл. 2. Выход нейтронов (α, n) -реакции на кислороде рассчитан по программе ORIGENS из программного комплекса SCALE4.4a (США)[8];

источник ^{252}Cf ММ-214 (США) при семи положениях по высоте относительно дна измерительной полости детектора. Проведено 100 измерений длительностью по 60 с. Мощность источника 1795 с^{-1} при относительной погрешности $\pm 10\%$, доверительная вероятность 0,95 на дату измерения в НИЯУ МИФИ 1 апреля 2022 г.;

источник ^{238}Pu —Ве ИБН-8-2 (ПО «Маяк») при семи положениях по высоте относительно дна измерительной полости детектора. Проведено 100 измерений длительностью по 60 с.

Таблица 2. Параметры стандартных образцов ГСО-8454—2003

Образец	$m_{\text{эф.п.}}, \text{ г}$	$S_{\text{сп}}, \text{ с}^{-1}$	α_p
ГСО-03.1.02	$0,164 \pm 0,001$	167 ± 1	0,885
ГСО-03.2.02	$0,287 \pm 0,001$	293 ± 1	0,705
ГСО-03.3.02	$0,432 \pm 0,001$	441 ± 1	0,548
ГСО-03.4.02	$0,592 \pm 0,001$	604 ± 1	0,412

Мощность источника $9,58 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ при относительной погрешности $\pm 12\%$ на дату измерения в НИЯУ МИФИ 1 апреля 2022 г.;

источник Am—Li AN-HPN-410 (США) при положении на высоте 8,5 см от дна измерительной полости детектора. Проведено 100 измерений длительностью по 60 с. Мощность источника $5,28 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ при относительной погрешности $\pm 10\%$ на дату измерения НИЯУ МИФИ 25 июля 2022 г.;

экспериментальный образец диоксида плутония (экспериментальный PuO_2) при положении источника в центре измерительной полости. Проведено 100 измерений длительностью по 30 с. Эффективная масса ^{240}Pu $5,57 \pm 0,08 \text{ г}$ (измерена в АО «ВНИИИМ» по аттестованной методике метода множественности нейтронов), $S_{\text{сп}} = (5678 \pm 79) \text{ с}^{-1}$, $\alpha_p = 1,173$.

В работе использовались металлические стандартные образцы в форме сферических слитков и цилиндрические образцы диоксида. Все образцы были компактными — максимальный объем (экспериментальный образец диоксида плутония) составлял $\sim 50 \text{ см}^3$.

Численное моделирование и эксперименты с АО 95 505/531-44—2021 и ГСО-8454—2003 проведены в конфигурации детектора AWCC без кольцевых вставок, для остальных источников с кольцевыми вставками.

В экспериментах измеряли скорость счета одиночных нейтронов $N_{1\gamma}$, а также двойных $N_{2\gamma}$ и тройных $N_{3\gamma}$ нейтронных совпадений с плутони-

Таблица 1. Параметры аттестованных объектов АО 95 505/531-44—2021

Образец	$m, \text{ г}$	$m_{\text{эф.п.}}, \text{ г}$	$S_{\text{сп}}, \text{ с}^{-1}$
АО 95 505/531-44/106	$2,24 \pm 0,01$	$0,112 \pm 0,001$	$114,23 \pm 0,71$
АО 95 505/531-44/206	$5,51 \pm 0,01$	$0,276 \pm 0,001$	$281,5 \pm 1,4$
АО 95 505/531-44/306	$18,28 \pm 0,01$	$0,917 \pm 0,004$	$935,3 \pm 4,1$
АО 95 505/531-44/406	$58,30 \pm 0,01$	$2,925 \pm 0,014$	2983 ± 14
АО 95 505/531-44/506	$160,93 \pm 0,01$	$8,073 \pm 0,040$	8234 ± 41

евыми образцами и источником ^{252}Cf . По результатам измерений с образцами металлического плутония АО 95 505/531-44—2021 без чехла и с образцами диоксида плутония ГСО 8454—2003 методом [3] были выполнены оценки экспериментальных калибровочных коэффициентов ε_3 и χ_3 , коэффициента умножения нейтронов утечки из образца M_3 (отношение числа вылетевших из образца нейтронов к числу родившихся в первичных событиях в результате спонтанного деления и (α, n) -реакции), отношение числа (α, n) -нейтронов к числу нейтронов спонтанного деления α_3 . Для источников ^{252}Cf , ^{238}Pu —Be и Am—Li эффективность регистрации ε_3 оценивали, исходя из мощности источника и измеренной скорости счета одиночных нейтронов $\varepsilon_3 = N_{13}/S$.

Коэффициент отбора совпадений χ_3 для источников ^{238}Pu —Be и Am—Li не оценивали, для источника ^{252}Cf рассчитывали по измеренной скорости счета одиночных нейтронов и двойных совпадений по формуле, являющейся частным случаем уравнений метода множественности нейтронов при $M = 1$, $\alpha = 0$:

$$\chi_3 = 2v_{s1}N_{23}/\varepsilon_3 v_{s2}N_{13},$$

где $v_{s1} = 3,757$, $v_{s2} = 11,962$ — первый и второй факториальный момент распределения множественности нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf соответственно [1].

Экспериментальный PuO_2 был использован только для сравнения рассчитанной по Serpent скорости счета N_{1p} нейтронов с измеренной N_{13} .

Расчет параметров по программе Serpent. Модель счетчика AWCC была построена с использованием методов комбинаторной геометрии. Граничные условия заданы как для границы с вакуумом. При моделировании нейтронных процессов использовались библиотеки ядерных данных ENDF/B VII и JEFF-3.1.1 [9]. Расчеты нейтронных полей с источником из металлического плутония и калифорния выполняли в непрерывном представлении спектра Serpent. Для остальных образцов задавали спектры внешнего источника нейтронов (α, n) -реакции и спонтанного деления, рассчитанные по программе ORIGENS в 238-групповом приближении SCALE. Мощность источников задавали равной приведенной при описании экспериментов.

По программе Serpent рассчитывали коэффициент размножения нейтронов k_p и скорость следующих процессов: поглощение нейтронов в ^3He -счетчиках (скорость счета нейтронов N_{1p}), (n, f) -реакция вынужденного деления в источнике, рождение нейтронов вынужденного деления, (n, γ) -реакция поглощения в источнике, утечка нейтронов. Кроме этого, рассчитывали средний поток нейтронов в детекторе в 273-групповом представлении Φ_i . Стандартное отклонение расчета скоростей процессов и коэффициента размножения не превышало 0,7 и 1% соответственно. По результатам численного расчета скоростей реакций оценивали эффективность регистрации нейтронов ε_p , коэффициент умножения нейтронов утечки M_p и время жизни нейтронов в установке.

Эффективность регистрации нейтронов определяли как отношение скорости счета к суммарной мощности источника (спонтанное деление, (α, n) -реакция, вынужденное деление). Эффективность регистрации нейтронов образцов металлического плутония АО 95 505/531-44—2021 и диоксида плутония ГСО 8454—2003 была рассчитана по формуле

$$N_{1p} = \varepsilon_p \left[v_{\text{сп}} S_{\text{сп}} (1 + \alpha_p) + v_f S_f \right], \quad (1)$$

где $v_{\text{сп}}$ — среднее число нейтронов на один акт спонтанного деления; v_f — среднее число нейтронов на один акт вынужденного деления; S_f — скорость образования нейтронов вынужденного деления, с^{-1} . Для образцов металлического плутония принимали $\alpha_p = 0$, для диоксида плутония — из табл. 2. Для источников ^{252}Cf , ^{238}Pu —Be и Am—Li эффективность регистрации оценивали как $\varepsilon_p = N_{1p}/S$. Коэффициент умножения M_p оценивали по мощности источника первичных нейтронов, расчетной скорости реакций деления и радиационного захвата в образце. Коэффициент отбора совпадений χ_p для плутониевых образцов и источника ^{252}Cf рассчитывали по времени жизни нейтрона τ [1]:

$$\chi_p = \exp(-P/\tau) [1 - \exp(-T/\tau)]. \quad (2)$$

Соотношение (2) является определением коэффициента отбора совпадений и характеризует вероятность регистрации пары нейтронов единичного акта деления во временном интервале совпадений T с предварительной задержкой P .

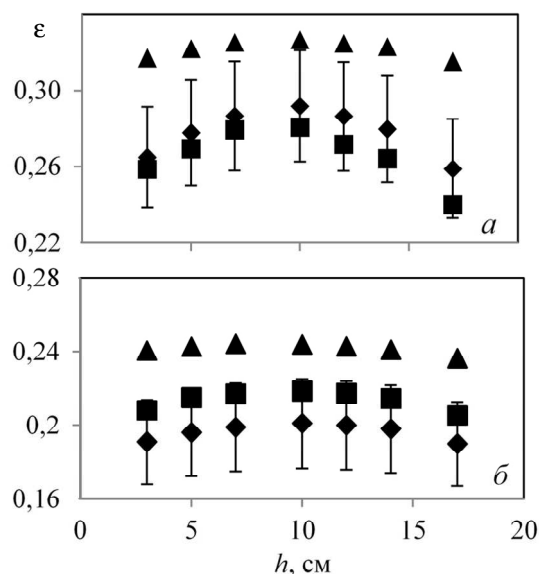
Время жизни рассчитывали по уравнению баланса нейтронов в стационарном состоянии для гомогенизированной системы, макросечения реакций и спектр нейтронов в которой формируются программой Serpent по результатам расчета Монте-Карло:

$$\tau = \sum_{i=1}^{273} \tau_i = \sum_{i=1}^{273} \frac{\Phi_i(E_i)}{v_i(E_i)} \frac{V}{v_{\text{сн}} S_{\text{сн}} (1 + \alpha_p) + v_f S_f - S_y},$$

где τ_i — время жизни нейтрона в группе i ; Φ_i — плотность потока нейтронов в группе i , $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$; E_i — средняя энергия группы i , МэВ; V — объем установки, см^3 ; $v_i(E_i) = \sqrt{2E_i/mc^2}c$ — средняя скорость нейтрона в группе i , см/с ; $mc^2 = 940$ МэВ — масса нейтрона; $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света; S_y — скорость утечки нейтронов из детектора.

Результаты расчетов и экспериментов.

Сравнение показало, что расхождение расчетной и экспериментальной скорости счета нейтронов плутониевых образцов не более 6% (табл. 3). Расхождение до примерно 10% для остальных образцов объясняется погрешностью мощности источников, задаваемых при расчете Serpent. Таким образом, расчет скорости счета



Р и с. 1. Расчетная эффективность регистрации нейтронов в зависимости от положения источника ^{252}Cf (а) и $^{238}\text{Pu}-\text{Be}$ (б) по высоте без кольцевых вставок (▲), с кольцевыми вставками (■) и измеренная (◆)

подтвердил корректность разработанной математической модели счетчика нейтронных совпадений AWCC.

Расчетная эффективность регистрации нейтронов в пределах погрешности измерений совпадает с измеренной (см. табл. 3, рис. 1). Различие расчетного и измеренного коэффи-

Т а б л и ц а 3. Экспериментальная и расчетная скорость счета, эффективность регистрации образцов

Образец	N_s	N_p	ε_s	ε_p	M_s	M_p	α_s
Без чехла:							
АО 95 505/531-44/106	$37,14 \pm 0,02$	38,75	$0,325 \pm 0,005$	0,318	$1,065 \pm 0,005$	1,045	$-0,066 \pm 0,022$
АО 95 505/531-44/206	$91,41 \pm 0,03$	96,82	$0,318 \pm 0,005$	0,315	$1,082 \pm 0,005$	1,063	$-0,056 \pm 0,022$
АО 95 505/531-44/306	$313,60 \pm 0,06$	332,18	$0,309 \pm 0,004$	0,311	$1,113 \pm 0,005$	1,097	$-0,026 \pm 0,017$
АО 95 505/531-44/406	$1052,00 \pm 0,11$	1113,25	$0,308 \pm 0,003$	0,305	$1,178 \pm 0,007$	1,152	$-0,027 \pm 0,017$
АО 95 505/531-44/506	$3121,00 \pm 0,21$	3293,4	$0,303 \pm 0,003$	0,298	$1,273 \pm 0,009$	1,235	$-0,018 \pm 0,017$
В чехле:							
АО 95 505/531-44/106	$37,52 \pm 0,14$	39,51	—	0,324	—	1,046	—
АО 95 505/531-44/206	$92,84 \pm 0,25$	98,7	—	0,321	—	1,064	—
АО 95 505/531-44/306	$320,15 \pm 0,43$	338,74	—	0,316	—	1,100	—
АО 95 505/531-44/406	$1073,12 \pm 0,89$	1140,78	—	0,310	—	1,159	—
АО 95 505/531-44/506	$3181,23 \pm 1,36$	3396,12	—	0,303	—	1,247	—
Экспериментальный PuO_2	$4075,40 \pm 1,52$	4018,61	—	0,306	—	1,048	—
ГСО-03.1.02	$95,66 \pm 0,03$	100,71	$0,313 \pm 0,01$	0,314	$1,023 \pm 0,009$	1,012	$0,780 \pm 0,076$
ГСО-03.2.02	$154,80 \pm 0,04$	158,53	$0,301 \pm 0,01$	0,315	$1,011 \pm 0,011$	1,012	$0,559 \pm 0,096$
ГСО-03.3.02	$209,60 \pm 0,05$	216,27	$0,311 \pm 0,015$	0,316	$1,020 \pm 0,010$	1,011	$0,497 \pm 0,095$
ГСО-03.4.02	$263,10 \pm 0,05$	272,61	$0,304 \pm 0,017$	0,316	$1,012 \pm 0,011$	1,011	$0,423 \pm 0,098$
^{252}Cf в центре полости	$523,4 \pm 1,3$	505,44	$0,292 \pm 0,03$	0,275	—	1	—
$^{238}\text{Pu}-\text{Be}$ в центре полости	$192\,490 \pm 410$	211 401	$0,201 \pm 0,02$	0,219	—	1	—
Am—Li на высоте 8,5 см	$14\,451 \pm 94$	15 137	$0,273 \pm 0,03$	0,283	—	1	—

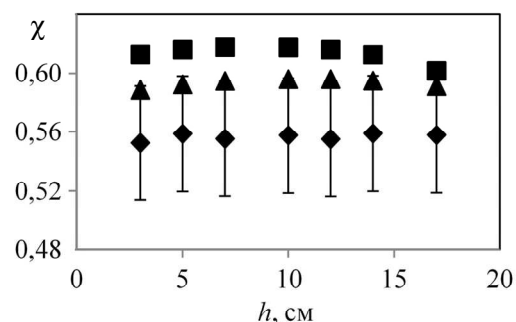
циента умножения нейтронов хотя и не превышает 3%, но больше погрешности измерений. Экспериментальные оценки отношения числа (α, n) -нейтронов к числу нейтронов спонтанного деления α , отличаются от расчетных α_p в максимальном случае на 25%. Таким образом, результаты настоящей работы показали, что точечная модель суперделений приводит к смещению параметров M_s и α_s относительно M_p и α_p .

Рассчитанные и измеренные коэффициенты отбора совпадений согласуются в пределах погрешности примерно 10% (табл. 4, рис. 2).

Т а б л и ц а 4. Коэффициенты отбора совпадений

Образец	χ_s	χ_p
АО 95 505/531-44/106	$0,536 \pm 0,035$	0,598
АО 95 505/531-44/206	$0,558 \pm 0,034$	0,598
АО 95 505/531-44/306	$0,602 \pm 0,027$	0,6
АО 95 505/531-44/406	$0,594 \pm 0,026$	0,601
АО 95 505/531-44/506	$0,599 \pm 0,028$	0,602
ГСО-03.1.02	$0,586 \pm 0,035$	0,595
ГСО-03.2.02	$0,673 \pm 0,067$	0,595
ГСО-03.3.02	$0,601 \pm 0,053$	0,596
ГСО-03.4.02	$0,661 \pm 0,058$	0,596
^{252}Cf в центре измерительной полости	$0,559 \pm 0,039$	0,618

Оценка эффективной массы ^{240}Pu . Экспериментальные калибровочные коэффициенты необходимо корректировать, если размножающие свойства анализируемого образца (коэффициент размножения) значительно отличаются от свойств стандартного образца, использованного для калибровки. В методиках измерений корректировка проводится в целях перехода от



Р и с. 2. Расчетный коэффициент отбора совпадений нейтронов в зависимости от положения источника ^{252}Cf по высоте с кольцевыми вставками (■), без кольцевых вставок (▲) и измеренный (◆)

стандартного образца к анализируемому для прослеживания метрологических характеристик измерений по формулам

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{э.ст}} \varepsilon_p / \varepsilon_{\text{р.ст}}, \quad \chi = \chi_{\text{э.ст}} \chi_p / \chi_{\text{р.ст}},$$

где ε , χ — калибровочные коэффициенты с поправкой; $\varepsilon_{\text{э.ст}}$, $\chi_{\text{э.ст}}$ — экспериментальные калибровочные коэффициенты стандартного образца; ε_p , χ_p — расчетные калибровочные коэффициенты анализируемого образца; $\varepsilon_{\text{р.ст}}$, $\chi_{\text{р.ст}}$ — расчетные калибровочные коэффициенты для стандартного образца.

Для оценки обоснования применимости скорректированных калибровочных коэффициентов с ними по измеренной скорости счета совпадений были выполнены расчеты эффективной массы ^{240}Pu образцов металлического плутония АО 95 505/531-44—2021. В качестве стандартного выбран образец АО 95 505/531-44/106. Результаты приведены в табл. 5: $m_{\text{эф}}$ — эффективная масса ^{240}Pu , оцененная с использо-

Т а б л и ц а 5. Эффективная масса образцов металлического плутония

Образец	Стандартный образец	$m_{\text{эф}}$, г	$m_{\text{эф.п}}$, г	δ , %	$m_{\text{эф.р}}$, г	δ_p , %
Без чехла						
АО 95 505/531-44/206	АО 95 505/531-44/106	0,276	0,276	0,1	0,272	–1,3
АО 95 505/531-44/306		0,927	0,917	1	0,898	–2,1
АО 95 505/531-44/406		2,982	2,925	2	2,819	–3,6
АО 95 505/531-44/506		8,332	8,073	3,2	7,631	–5,5
В чехле						
АО 95 505/531-44/106	АО 95 505/531-44/106	0,114	0,112	1,9	0,117	4,6
АО 95 505/531-44/206	АО 95 505/531-44/206	0,277	0,276	0,2	0,284	2,9
АО 95 505/531-44/306	АО 95 505/531-44/306	0,929	0,917	1,3	0,952	3,8
АО 95 505/531-44/406	АО 95 505/531-44/406	2,929	2,925	0,1	3	2,6
АО 95 505/531-44/506	АО 95 505/531-44/506	8,082	8,073	0,1	8,275	2,5

ванием скорректированных калибровочных коэффициентов, $\delta = (m_{\text{эф}} - m_{\text{эф.п}})100\%/m_{\text{эф.п}}$ — относительное расхождение между расчетным и аттестованным значением. Для сравнения приведена эффективная масса ^{240}Pu $m_{\text{эф.р}}$, оцененная по нескорректированным экспериментальным калибровочным коэффициентам стандартного образца.

Расчеты показывают, что для рассмотренных вариантов эффективная масса ^{240}Pu , оцененная с использованием скорректированных калибровочных коэффициентов, точнее соответствует аттестованным значениям — расхождение не превышает 3,2%.

Обсуждение результатов. При сравнении результатов расчета с экспериментом следует учитывать допущенные приближения. Важным влияющим на расхождения фактором является допущение об одновременности рождения нейтронов вынужденного деления с первичными. Его физический смысл заключается в том, что в модели суперделений не принимают в расчет нейтроны, вызывающие вынужденное деление, считают, что их время жизни равно нулю. Соответственно пренебрегают нейтронами, которые возвращаются из замедлителя и поглощаются в образце. Таких нейтронов мало, но их время жизни намного больше по сравнению с вызывающими деление при вылете из образца.

В приближении суперделений экспериментальная эффективность связана с параметрами источника по формуле

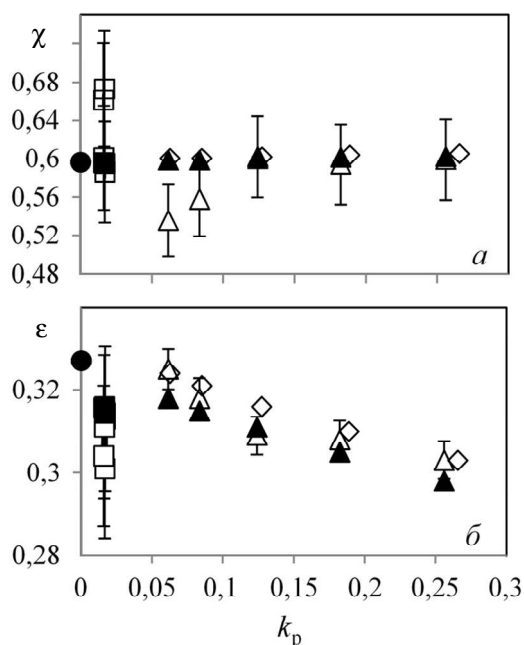
$$N_{13} = \varepsilon_3 S_{\text{сн}} M_3 (1 + \alpha_3),$$

расчетная оценивается по формуле (1). Видно, что отношение мощности расчетного источника к экспериментальному $r = (1 + \alpha_p)/(1 - k_p) M_3 (1 + \alpha_3)$. Для рассмотренных плутониевых образцов величина r лежит в пределах 1—1,07. Таким образом, результаты настоящей работы показали, что точечная модель суперделений приводит к смещению мощности источника нейтронов из-за смещения параметров M_3 и α_3 относительно M_p и α_p . При оценке эффективности регистрации эти расхождения частично скомпенсировали расхождения скорости счета (см. табл. 3), что привело к лучшему соответствию расчетной и экспериментальной эффективности.

Нарушение допущения об одновременности рождения нейтронов вынужденного деления с первичными должно приводить к смещению расчетного коэффициента в сторону больших значений по сравнению с экспериментальным. Однако этот эффект в настоящей работе почти не наблюдался на фоне большой погрешности измерений.

В заключение обратим внимание на представляющее интерес сравнение калибровочных коэффициентов разных образцов. Такое сравнение можно проводить в зависимости от вероятности поглощения нейтронов в образце, которую характеризует коэффициент размножения (рис. 3).

Выводы. В статье описан методический подход к расчетно-экспериментальной оценке калибровочных коэффициентов в методе множественности нейтронов. В программной среде Serpent построена математическая модель счетчика нейтронных совпадений AWCC. Полученные по ней результаты показали удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Показана корректировка экспериментальной калибровки по результатам расчетов,



Р и с. 3. Зависимость эффективности регистрации нейтронов (а) и коэффициента отбора совпадений (б) разных типов источников от коэффициента размножения нейтронов при расположении в центре измерительной полости: ● — расчет для источника ^{252}Cf без кольцевых вставок; □, ■ — эксперимент и расчет для диоксида плутония соответственно; ▲, ◇, △ — расчет для металлического плутония, металлического плутония в чехле и эксперимент соответственно

которая может использоваться для уточнения и расширения диапазона измерений эффективной массы ^{240}Pu .

Исследования показали возможность развития того подхода к компактным образцам плутония для разработки методик измерений и оптимизации конструкции детекторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ensslin N., Harker W., Krick M. e.a. Application Guide to Neutron Multiplicity Counting. LA-13422-M, 1998.
2. Böhnel K. The effect of multiplication on the quantitative determination of spontaneously fissioning isotopes by neutron correlation analysis. — Nucl. Sci. Engng, 1985, v. 90, p. 75—82.
3. Горбунова А.Ю., Рогожкин В.Ю. Калибровочные коэффициенты в модели суперделений метода множественности нейтронов. — Атомная энергия, 2022, т. 132, вып. 3, с. 170—174.
4. Горбунова А.Ю., Рогожкин В.Ю. Калибровка детекторов множественности нейтронов. — Там же, 2015, т. 119, вып. 3, с. 168—173.
5. Горбунова А.Ю., Рогожкин В.Ю. Применение способа калибровки детекторов множественности нейтронов по плутониевым образцам. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2020, т. 102, вып. 1, с. 49—55.
6. Leppänen J. Serpent — a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code, User's Manual. VIT Technical Research Centre of Finland, 2015.
7. АWCC установка для определения массы ^{235}U . Методические указания, руководство по работе на установке. Материалы учебных курсов. Обнинск, 2006.
8. Bowman S., Leal L. ORIGEN-ARP: Automatic Rapid Process for Spent Fuel Depletion, Decay, and Source Term Analysis. ORNL/NUREG/CSD-2/V1/R6, 2000.
9. Научно-методическая информационная база для ядерно-технологических расчетов. URL: http://ndc.gstu.by/data_rus.html (дата обращения: 14.11.2022).

Поступила в Редакцию 20.02.24

УДК 621.039.542.44

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЛИКВИДУСА РАСПЛАВОВ НА ОСНОВЕ LiF—NaF—KF , МОДЕЛИРУЮЩИХ ТОПЛИВНУЮ СОЛЬ ЖИДКОСОЛЕВОГО РЕАКТОРА ДЛЯ ТРАНСМУТАЦИИ Np , Am , Cm

Белоногов М.Н., Волков И.А., Дырда Н.Д., Рыкованов Г.Н., Санников И.В., Санникова П.А., Фазылов Р.Р., Хмельницкий Д.В., Шелан В.А. (ФГУП «РФЯЦ — ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина», г. Снежинск)
e-mail: m.n.belonogov@vniitf.ru

При разработке жидкосолевого реактора-сжигателя ЖСР-С для трансмутации Np , Am , Cm и обосновании его характеристик важное значение имеет растворимость соединений актиноидов в расплаве топливной соли при рабочей температуре эксплуатации. Относительно низкая растворимость фторидов актиноидов в расплаве LiF—BeF_2 ~2 мол. доля, % PuF_3 при 650°C не позволяет реализовать в ЖСР-С с такой солью эффективную трансмутацию: для сжигания ~250 кг Np , Am , Cm потребуется израсходовать 550—660 кг плутония, который наряду с ураном является основным компонентом топлива энергетических реакторов [1, 2]. С повышением концентрации актиноидов в топливной соли расход плутония уменьшается и возможна реализация оптимального режима трансмутации без потребления плутония: топливо подпитки содержит только Np , Am , Cm [3]. Именно высокой растворимостью фторидов актиноидов по сравнению с LiF—BeF_2 характери-

зуются расплавы на основе эвтектики $46,5\text{LiF—}11,5\text{NaF—}42\text{KF}$, делая эту соль перспективной для использования в ЖСР-С [4]. Дополнительным преимуществом высокой растворимости является возможность эксплуатации ЖСР-С при более низкой рабочей температуре топливной соли, что снижает требования к коррозионной стойкости конструкционных материалов как реактора, так и модуля переработки.

Топливная соль ЖСР-С содержит фториды Pu , Np , Am , Cm , а также накапливающиеся при эксплуатации реактора фториды урана, продукты деления и коррозии конструкционных материалов. Условием использования топливной соли в жидкосолеом реакторе является отсутствие в ней при рабочей температуре твердой фазы в виде нерастворимого осадка соединений актиноидов. Для выполнения этого условия требуются данные о фазовой диаграмме расплава топливной соли в диапазоне возможного изменения ее состава и условий эксплуатации. С уче-