ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2025, № 1, с. 132–142

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.039.514.212

МОНИТОРИРОВАНИЕ ФЛЮЕНСА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2025 г. А. Р. Белозерова[a,*], В. В. Павлов[a], С. А. Енин[a], Т. И. Чернышева[a]

[a] Научно-исследовательский институт атомных реакторов
Россия, 433510, Димитровград, Ульяновская обл., Западное ш., 9
* e-mail: lmni@niiar.ru

Поступила в редакцию 02.07.2024 г.
После доработки 21.08.2024 г.
Принята к публикации 11.09.2024 г.

Описаны техника эксперимента и методики обработки экспериментальных данных при мониторировании контролируемого флюенса нейтронов энергией больше 0.1 МэВ. Аппроксимация значения флюенса быстрых нейтронов на основе экспериментальных значений флюенса нейтронов с энергиями больше 1 и 3 МэВ, непосредственно измеренных по Nb- и Fe-мониторам, необходима для оценки радиационного повреждения материалов в обоснование обеспечения безопасной эксплуатации ядерных реакторов. Достоверность определения значений флюенса быстрых нейтронов в контролируемых точках облучательного устройства подтверждается сравнительным анализом расчетных и экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0032816225010179, **EDN:** GHSDWW

1. ВВЕДЕНИЕ

Статья представляет аналитическое описание техники эксперимента и методик обработки экспериментальных данных при мониторировании контролируемого флюенса быстрых нейтронов. Определение нейтронно-физических характеристик – важный аспект при планировании и проведении экспериментов на исследовательских реакторах. Конструкционные материалы при облучении подвержены радиационному повреждению. Наибольший интерес представляет полученная экспериментальным путем информация о флюенсе быстрых нейтронов, используемая для оценки радиационного повреждения материалов в обоснование обеспечения безопасной эксплуатации ядерных реакторов.

В основе техники эксперимента используется нейтронно-активационный метод [1, 2], наиболее полно удовлетворяющий специфическим условиям измерений (широкий диапазон энергии и интенсивности нейтронного излучения, высокий уровень радиации, повышенные значения температуры, малые габариты и труднодоступность мест измерений и многое другое). В АО ГНЦ НИИАР разработана методология и реализованы технические средства для нейтронно-дозиметрического сопровождения реакторных экспериментов в широком диапазоне условий облучения при плотности потока быстрых нейтронов до $5 \cdot 10^{15}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$при относительной расширенной неопределенности не хуже 11.5% [3].

Эксперименты по реакторным испытаниям материалов сопровождают периодическими промежуточными инспекциями условий облучения в реакторе. В программе нейтронно-дозиметрического сопровождения реакторных испытаний предусмотрен регламент, включающий в себя контроль флюенса нейтронов на основе показаний мониторов флюенса [4, 5]. Набор нейтронно-активационных детекторов (ДНА) подвергается одновременному облучению в контролируемой точке. Предикторами значения контролируемого флюенса нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ являются пороговые значения флюенса нейтронов с энергиями больше 1 и 3 МэВ, непосредственно измеренные по Nb- и Fe-мониторам с учетом эффективных сечений соответственно.

Цель статьи – описать технику эксперимента по мониторированию флюенса быстрых нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ.

2. НЕЙТРОННО-ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ РЕАКТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Детектор накапливает информацию о потоке быстрых нейтронов в течение всего времени облучения, как правило, в течение нескольких кампаний реактора. Механизм регистрации нейтронов в веществе ДНА основан на косвенном методе, который относится к пассивному методу нейтронного анализа. Процесс регистрации нейтронов начинается при взаимодействии их с ядрами ДНА на основе ядерных реакций, сопровождающих образование продуктов нуклида-монитора, в виде гамма-квантов и рентгеновских лучей, которые регистрируются детектором.

Материалы из железа и ниобия наиболее полно отвечают требованиям для активации ДНА в мониторинге флюенса быстрых нейтронов. Условием проведения таких ядерных реакций, как $^{93}Nb(n, n')^{93m}Nb$ – на мониторе из ниобия и $^{54}Fe(n, p)^{54}Mn$ – на мониторе из железа, является наличие энергетического порога, а такая ядерная реакция, как $^{58}Fe(n, \gamma)^{59}Fe$ идет на тепловых нейтронах. Механизм регистрации основан на захвате нейтронов ядрами ^{93}Nb с образованием ^{93m}Nb, который распадается обратно в $^{93}Nb + \gamma$ с периодом около 16.13 лет. Для второго монитора механизм регистрации основан на захвате нейтронов ядрами ^{54}Fe с образованием ^{54}Mn, который характеризуется позитронной активностью и распадается в $^{54}Cr + e^{+}$ с периодом примерно 312.05 сут.

3. ТЕХНОЛОГИЯ И ИНСТРУМЕНТАРИЙ МЕТОДА

Способ определения контролируемого флюенса нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ основан на параметризации спектральной функции с выбором в качестве предикторов пороговых значений флюенсов нейтронов с энергиями больше 1 и 3 МэВ и разделяется на две части:

– экспериментальная часть работы включает в себя активацию детекторов, измерение абсолютных активностей продуктов ядерных реакций и получение активационных интегралов;
– расчетная часть представляет собой применение математических и вычислительных методов получения информации о спектральных коэффициентах из активационных интегралов.

3.1. Экспериментальная часть

Метод активации ДНА обладает по сравнению с другими методами преимуществом по чувствительности к параметрам нейтронного поля в широком интервале энергий (от тепловых

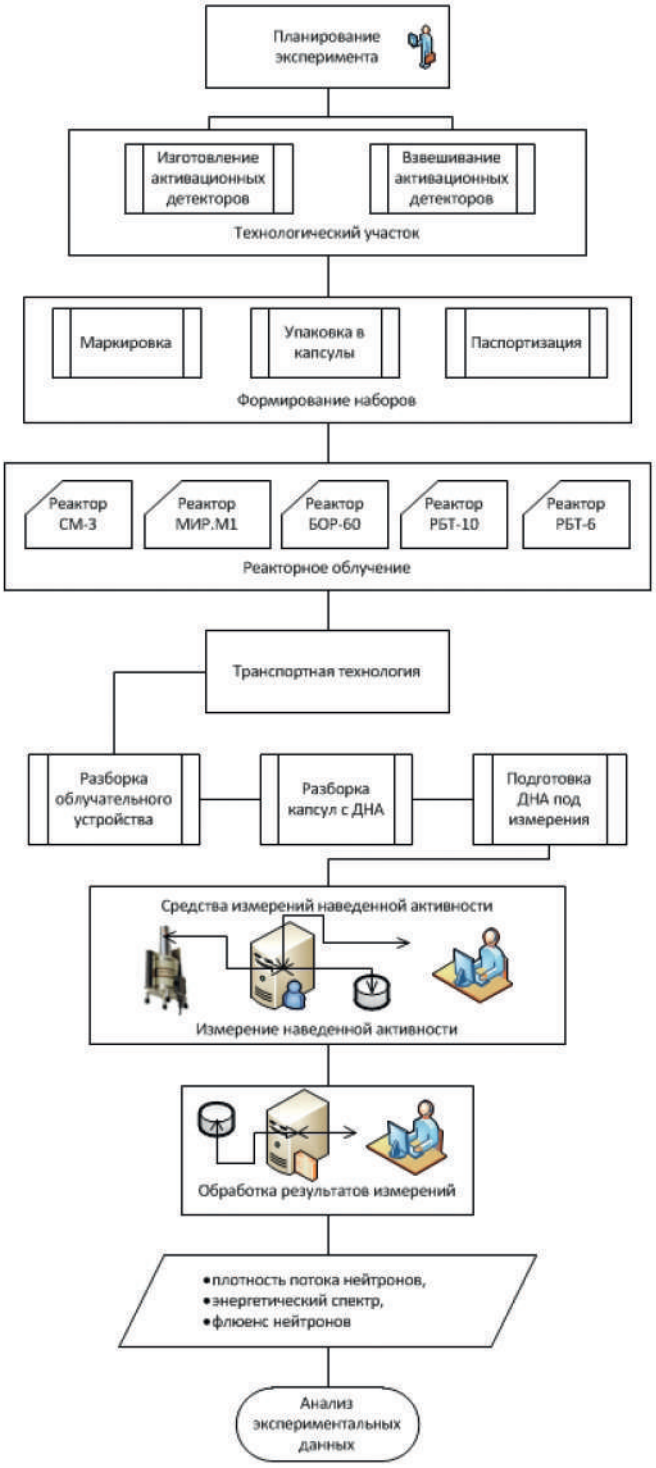


Рис. 1. Структура технологического процесса нейтронно-дозиметрического сопровождения реакторного эксперимента.

нейтронов до нейтронов с энергией 20 МэВ), что дает возможность получать детальные сведения о спектральной функции и спектральных коэффициентах нейтронного поля [6] (показано в разд. 3.2).

3.1.1. Подготовка к эксперименту. Эксперимент по определению плотности потока нейтронов начинается с его планирования согласно структуре технологического процесса как показано на рис. 1, в том числе при разработке активационных детекторов подбирается состав и размеры образцов, которые должны отвечать следующим требованиям.

1. Период полураспада продуктов активации должен быть сопоставим со временем облучения.
2. После облучения активность мониторов должна быть достаточной для регистрации спектрометрическим трактом, но не превышать допустимые нормы радиационной безопасности на рабочем месте.

При установке на одну или несколько кампаний в исследовательский реактор или на одну кампанию в энергетический реактор наиболее эффективными являются мониторы флюенса из железа-54 и ниобия-93 (табл. 1, 2). При использовании ДНА толщиной около 0.1 мм и диаметром около 1 мм наведенная активность будет отвечать описанным требованиям.

На этапе подготовки ДНА проводят их взвешивание и герметичную инкапсуляцию в кварц, обеспечивающий термическую устойчивость. Типичная масса монитора: 0.3–0.9 мг, поэтому рекомендуется применять весы класса точности не хуже чем Sartorius S4 Supermicro с пределом допустимой погрешности ±8 мкг.

3.1.2. Подготовка к измерениям активности ДНА. Для определения активности ДНА применяются спектрометрические тракты – комплексы, состоящие из блока детектирования, анализатора и персонального компьютера для визуализации и обработки данных. Непосредственно измеряемой величиной является количество импульсов фотонного излучения за время экспозиции. Для пересчета количества импульсов в активность радиоизотопа необходимо провести калибровку по энергии и эффективности регистрации излучения.

Для проведения калибровки применяются наборы образцовых спектрометрических источников с хорошо идентифицируемыми пиками полного поглощения (ППП) в спектре. В результате калибровки устанавливается зависимость номера канала от энергии и интегральная нелинейность. Для спектрометра “Эко-ПАК-02-3” зависимость номера канала от энергии линейная, значение интегральной нелинейности

Таблица 1. Ядерно-физические характеристики материалов детекторов

Материал детекторов	Тип ядерной реакции	Эффективное сечение реакции $\sigma^{эфф}$, мбн	Пороговая энергия нейтронов, МэВ	Массовое содержание, %
Железо	$^{54}Fe(n, p)^{54}Mn$	348	3	5.8(^{54}Fe)
Ниобий	$^{93}Nb(n, n')^{93m}Nb$	209	1	100(^{93}Nb)

Таблица 2. Характеристики продуктов реакций активации [7]

Радионуклид	$T_{1/2}$, сут	Постоянная распада λ, 1/с	Абсолютная интенсивность излучения η, %	Энергия излучения, кэВ
^{93m}Nb	$(5.73 \pm 0.22) \cdot 10^3$	$1.36 \cdot 10^{-9}$	$I_{K\alpha} = 9.33$	$I_{K\alpha} = 16.6$
^{54}Mn	312.3 ± 0.26	$2.57 \cdot 10^{-8}$	$I_\gamma = 99.98$	$E_\gamma = 834.8$
^{59}Fe	44.5 ± 0.01	$1.80 \cdot 10^{-7}$	$I_\gamma = 56.5$	$E_\gamma = 1099.2$
^{182}Ta	114.74 ± 0.12	$6.99 \cdot 10^{-8}$	$I_\gamma = 35.24$	$E_\gamma = 1121.3$

составляет $1.24 \cdot 10^{-2}$ % при максимально допустимом 0.04 %.

Калибровка эффективности[1] проводится для определения абсолютного значения активности нуклида – монитора ДНА. В процессе калибровки измеряется количество импульсов в ППП каждого радиоизотопа из набора образцовых спектрометрических источников. Эффективность регистрации определяется по формуле

$$\varepsilon_i = \frac{N_{\text{ср}}}{\tau A_0 \exp(-\lambda t)\eta}, \quad (1)$$

где ε_i [имп./фотон] – эффективность регистрации гамма-квантов детектором для данного значения энергии, $N_{\text{ср}}$ [имп.] – среднее число импульсов, зарегистрированных в ППП соответствующей энергии, по результатам n измерений, τ [с] – время набора спектра ("живое время" анализатора), A_0 [Бк] – паспортное значение внешнего излучения данной энергии в угол 4π, λ [1/с] – постоянная распада нуклида-монитора – продукта реакции, согласно данным табл. 2; t [сут] – время, прошедшее с момента аттестации источника, η [отн. ед.] – квантовый выход для соответствующего гамма-кванта.

Формулу аналитической зависимости для аппроксимации эффективности регистрации квантов $\varepsilon(E)$ в ППП принимают в виде

$$\varepsilon(E) = e^{P_n(\ln E)},$$

где $\varepsilon(E)$ [имп./фотон] – эффективность регистрации гамма-квантов детектором для данного значения энергии,

$$P_n(\ln E) = \sum_{i=0}^{5} p_i (\ln E)^i$$

— ортогональный полином степени $n = 5$, p_i – i-й коэффициент аппроксимации при $i = \overline{0..5}$, E [кэВ] – энергия γ-кванта.

Учитывая, что облученные ДНА могут иметь различную активность, калибровка по эффективности проводится в различных геометриях измерений $L - R$, обеспечивающих расстояние от источника до верхней стенки криостата по номиналу R [см] $\in$ [5; 40]. В связи с небольшими размерами источника, указанными в разделе 3.1.1, при измерении в геометрии $L - 10$ (98.5 мм от криостата детектора) поправка на геометрию источника не вводится – источник считается точечным.

[1] Эффективность – это отношение количества зарегистрированных импульсов к количеству испущенных. Такая зависимость не является линейной.

Важным этапом, предшествующим измерению наведенной активности ДНА, является расхолаживание облучательного устройства. Этот процесс позволяет снизить активность короткоживущих радиоизотопов с поверхности капсул для уменьшения дозовой нагрузки на персонал, а также избавиться от нежелательных линий в γ-спектре от облученного монитора. Особенно важен этот процесс для мониторов из ниобия: помимо целевого радиоизотопа ^{93m}Nb образуется ряд других радиоизотопов, которые имеют в спектре пики с близкими или идентичными энергиями испускаемых фотонов (^{95m}Nb и ^{92m}Nb). Кроме того, изотоп ^{95}Nb создает значительную дозовую нагрузку на персонал и оборудование, а также увеличивает мертвое время (время обработки поступающего сигнала) спектрометрического тракта. Характеристики продуктов активации стабильного ниобия представлены в табл. 3 [8].

Таким образом, до начала измерений активности необходима выдержка в 10 периодов полураспада наиболее значимых изотопов ^{95m}Nb и ^{92m}Nb, что составляет около трех месяцев.

Относительная неопределенность значений активности, согласно аттестованной методике, составляет 6%. Относительная неопределенность значений флюенса нейтронов составляет 9.3% [9].

3.1.3. Измерение активности ДНА. После облучения и выдержки на измерительном участке производят вскрытие капсул, если только режим облучения не относится к высокотемпературному. При высокотемпературных условиях измерения активности ^{54}Mn проводятся в капсулах [10, 11] для учета радиационного разогрева и возгонки. Идентификация извлеченных мониторов флюенса после вскрытия капсул проводится по гамма-квантам (^{54}Mn, ^{60}Co и т. д.).

Для Nb-ДНА также существуют особенности измерения активности, которые связаны с нейтронно-физическими характеристиками реакторного облучения, от которых зависит наработка примесного тантала на мониторе из ниобия. Тантал – металл, следы которого неотделимо присутствуют в ниобии, в связи с чем вводится поправка на активность тантала. Стабильный изотоп ^{181}Ta, взаимодействуя с тепловыми нейтронами, образует радиоактивный ^{182}Ta, который способен вызывать флуоресценцию стабильного ^{93}Nb. При этом испускаются кванты электромагнитного излучения с энергиями 16.6

Таблица 3. Характеристики продуктов активации ^{93}Nb

Радионуклид	$T_{1/2}$, сут	Энергия излучения E_γ, кэВ	Абсолютная интенсивность излучения I_γ, %	Реакция	Энергия нейтронов, МэВ; сечение, бн
^{93m}Nb	$(5.89 \pm 0.05) \cdot 10^3$	$X_\alpha = 16.48–16.58$ $X_\beta = 18.57–18.94$	9.33 ± 0.98 1.79 ± 0.18	^{93}Nb(n, n')^{93m}Nb	Быстрые, $E > 1.0$
^{94}Nb	$(7.41 \pm 0.58) \cdot 10^6$	702.65 ± 0.06 871.09 ± 0.02	99.82 ± 0.002 99.89 ± 0.001	^{93}Nb(n, γ)^{94}Nb	Тепловые, $\delta = 1.15$
^{92m}Nb	10.15 ± 0.02	912.60 ± 0.20 934.44 ± 0.10 $X_\alpha = 15.65–15.74$ $X_\beta = 17.62–17.96$	1.78 ± 0.10 99.07 ± 0.04 54.41 ± 5.50 9.68 ± 0.98	^{93}Nb(n, 2n)^{92m}Nb	Быстрые, $E > 1.0$
^{95}Nb	34.99 ± 0.01	765.8 ± 0.01	99.81 ± 0.01	^{94}Nb(n, γ)^{95}Nb	Тепловые, $\sigma = 15$
^{95m}Nb	3.61 ± 0.03	235.69 ± 0.02 $X_\alpha = 16.48–16.58$ $X_\beta = 18.57–18.94$	24.83 ± 0.77 35.38 ± 3.62 6.49 ± 0.66	^{94}Nb(n, γ)^{95m}Nb	Тепловые, $\sigma = 0.6$

и 18.6 кэВ, т. е. те же кванты, что испускает интересующий нас ^{93m}Nb. Для исключения влияния этой флуоресценции вводится поправочный коэффициент с учетом измеренной абсолютной активности ^{182}Ta, увеличенной на K_{Ta}, в соответствии с данными табл. 4.

Таблица 4. Поправочный коэффициент K_{Ta} для флуоресценции ^{93}Nb

Реактор	K_{Ta}
СМ-3	2.36 ± 0.20
РБТ-6	2.33 ± 0.18
БОР-60	Пренебрежимо мало

Измерение активности облученных мониторов регистрируется по импульсам в ППП с расшифровкой аппаратурного спектра и обеспечивается набором технических характеристик, которые не хуже параметров гамма-спектрометрических установок “Эко-ПАК-02-3” с коаксиальным детектором из ОЧГ[2] модели GCD-25185[3] и с многоканальным анализатором BOSON фирмы Baltic Scientific Instruments Ltd для гамма-источников и ORTEC GMX10P4-70[4] с бериллиевым окошком и с анализатором ORTEC DSPEC 50 для источников рентгеновского излучения.

В гамма-спектрометрии многоканальный анализатор от детектора образует выходные импульсы, амплитуды которых пропорциональны энергии, потерянной фотонами в детектирующей среде. Измерительная система включает метод анализа всех входных импульсов по амплитудам и представления их спектра.

Конечным результатом многоканального анализа является гистограмма (спектр) зарегистрированных выходных импульсов, отсортированных по амплитуде. Спектр амплитуд импульсов представляет собой непосредственное отражение энергетического спектра взаимодействий гамма-квантов в детектирующей среде и составляет спектрометрическую информацию, используемую при определении активности ДНА.

Когда гамма-квант попадает в детектирующую среду, он передает часть или всю свою энергию атомному электрону, высвобождая электрон из его атомной оболочки. Обычно этот освобожденный электрон затем передает свою кинетическую энергию в серии столкновений в детектирующей среде другим атомным электронам. Количество энергии, необходимой для образования пары электрон–ион в детектирующей среде, определяет полный заряд, который образует выходной импульс.

[2] ОЧГ – кристалл особо чистого германия, при хранении которого не нужен жидкий азот.

[3] Твердотельный детектор коаксиальной конфигурации, обеспечивающая радиальное с осевой составляющей электрическое поле для сбора заряда, влияющего на быстродействие, и с большим чувствительным объемом, обеспечивающим высокую эффективность регистрации гамма-квантов высоких энергий.

[4] Планарный детектор, состоящий из кристалла с круглым поперечным сечением и толщиной чувствительного слоя 10 мм. Электрическое поле перпендикулярно плоскости поперечного сечения кристалла. Толщина кристалла выбрана с учетом измерений низких энергий в области рентгеновского спектра.

Для обработки спектра применяют различные программы: например, для “Эко-ПАК-02-3” используется ASW-2, а для спектрометра Ortec – Gamma Vision. Функционал программ включает в себя обработку спектров, проведение калибровок по эффективности и энергии, составление скриптов на серии измерений. В соответствии с данными рис. 2 программа Gamma Vision предоставляет данные о площадях пиков, фонового значения этих пиков, а также энергетического разрешения: для энергий 16.6 кэВ и 18.6 кэВ оно составляет 0.67 кэВ и 0.69 кэВ соответственно.

На рис. 3 и 4 приведены примеры обработки ППП с энергиями 835 кэВ (энергетическое разрешение составляет 1.44 кэВ) и 1099 кэВ соответственно изотопов ^{54}Mn и ^{59}Fe средствами программы ASW-2.

Абсолютная активность нуклида-монитора, который является продуктом ядерной реакции на нейтронно-чувствительном нуклиде ДНА, рассчитывается по формуле

$$A = \frac{S_\gamma \lambda e^{\lambda t_{выд}}}{\varepsilon(E)\eta\left(1-e^{-\lambda\tau}\right)}, \qquad (2)$$

где A [Бк] – активность индикатора в конце облучения; λ [1/с] – постоянная распада нуклида-монитора – продукта реакции в соответствии с табл. 2 (столбец 3); $t_{выд}$ [с] – время от конца облучения до начала измерения; E[эВ] – энергия γ-квантов в соответствии с табл. 2 (столбец 5); $\varepsilon(E)$ [отсчет/квант] – энергетическая зависимость эффективности регистрации γ-квантов; η [отн. ед.] – квантовый выход с энергией E в соответствии с табл. 2 (столбец 4); τ [с] – длительность экспозиции; S_γ [имп./фотон] – площадь фотопика с поправками на распад за время измерения и геометрические факторы

$$S_\gamma = S_{фп} k_{сп} k_{сумм} k_{геом} k, \qquad (3)$$

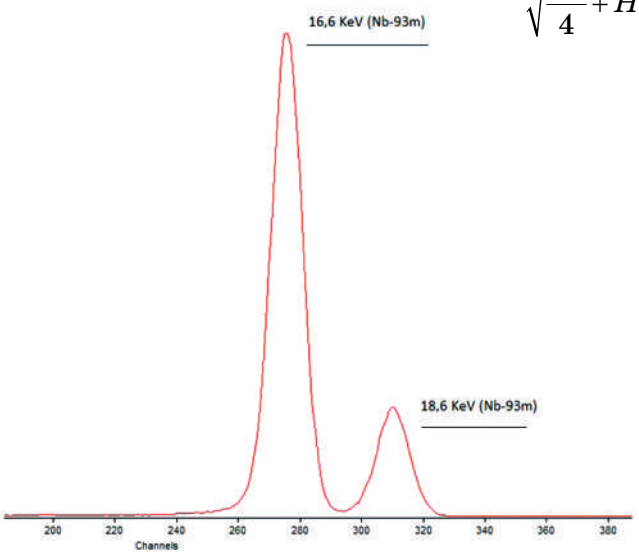
где $S_{фп}$ [имп./фотон] – измеренная площадь фотопика за вычетом фона.

Для введения поправок в (3) коэффициент самопоглощения вычисляют по формуле

$$k_{сп} = \frac{\mu_\gamma x \ln(\cos\alpha_0)}{\left(1-e^{-\frac{\mu_\gamma x \ln(\cos\alpha_0)}{\cos\alpha_0 - 1}}\right)(\cos\alpha_0 - 1)},$$

где $k_{сп}$ – коэффициент самопоглощения, [г/см^2] – массовая толщина детектора, [см^2/г] – массовый коэффициент ослабления γ-излучения веществом детектора,

$$\cos\alpha_0 = \frac{H_{эфф}}{\sqrt{\frac{D^2}{4} + H_{эфф}^2}}, \quad H_{эфф} = h_0 + h,$$



Analysis Results Table

Energy	FWHM (keV)	Area	Background
5,86	0,58	5327	10140
7,14	0,59	31816	8209
9,05	0,67	5151	4413
16,59	0,67	314096	15332
18,58	0,69	71237	7987
22,16	0,83	289	1135
32,19	0,84	386	384

Рис. 2. Обработка спектра ^{93m}Nb в программе GvPlot.

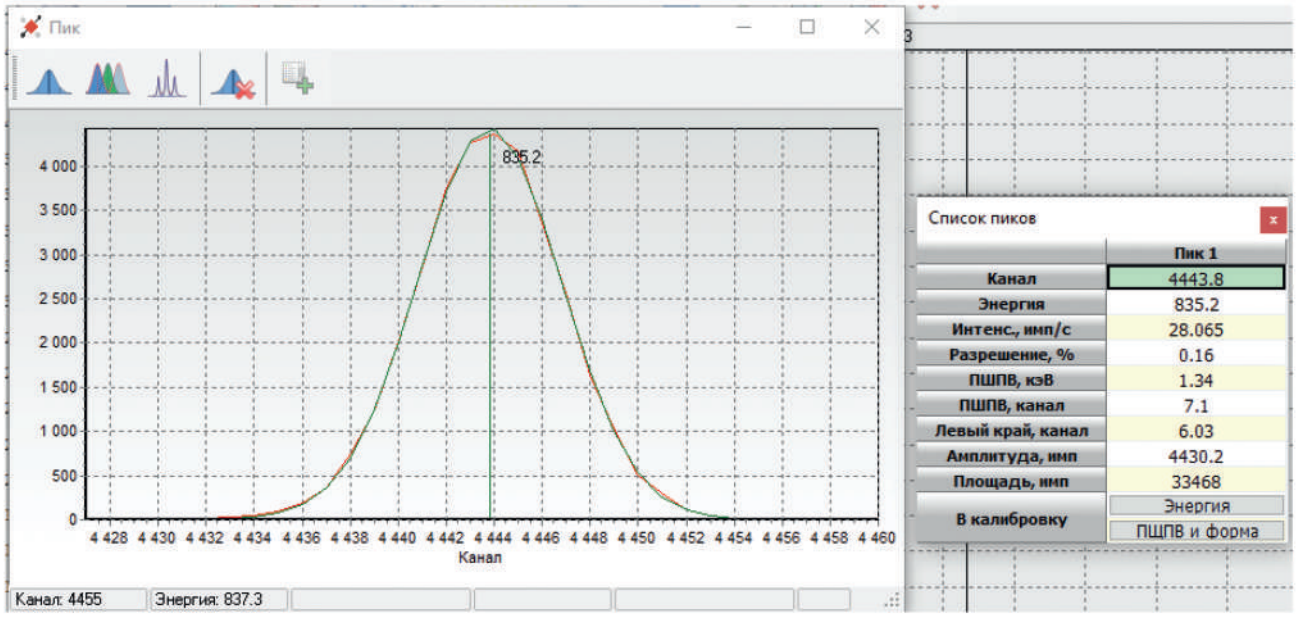


Рис. 3. Режим работы с пиком ^{54}Mn в программе ASW-2.

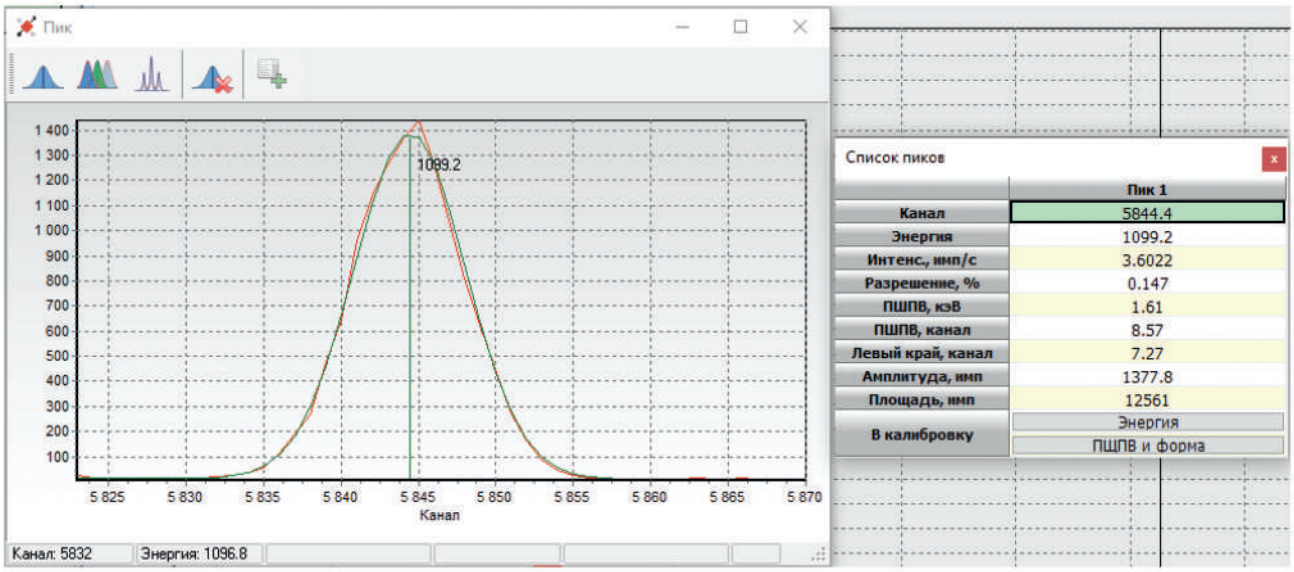


Рис. 4. Режим работы с пиком ^{59}Fe в программе ASW-2.

h_0 – расстояние от поверхности спектрометра до эффективного центра регистрации, h – расстояние от источника до поверхности кристалла спектрометра, D – диаметр кристалла детектора, см. Обычно $\mu_\gamma x \le 0.1$.

Если γ-кванты испускаются в каскаде, имеется вероятность зарегистрировать их в сумме амплитуд, создаваемых каждым квантом. Это приводит к утечке импульсов из ППП. При регистрации γ-кванта с энергией E_1, испускаемого в каскаде с γ-квантом энергии E_2, поправка на суммирование имеет вид

$$k_{\text{сумм}} = \left(1 - p_\gamma(E_2)\overline{W}\,\frac{\varepsilon(E_2)}{\Re(E_2)}\right)^{-1},$$

где $p_\gamma(E_2)$ – доля γ-квантов с энергией E_2 на распад, $\overline{W}$ – фактор накопления γ-излучения веществом детектора, учитывающий угловую корреляцию γ-квантов ($\overline{W} = 1$ для характеристического излучения, $\overline{W} = 2$ для аннигиляционного излучения), $\Re(E_2)$ – отношение числа импульсов в ППП ко всем зарегистрированным импульсам спектра. Для сравнительно больших расстояний $k_{\text{сумм}} = 1$.

Для приведения всех измеренных активационных индикаторов одной сборки к условиям облучения в единой точке пространства, в которой размещался основной индикатор, вводится геометрическая поправка для i-го индикатора

$$k_{\text{геом}_i} = S_0 / S_i,$$

где S_i – скорость счета импульсов в ППП энергии измеряемых фотонов вблизи i-го индикатора и основного индикатора, приведенные на одно ядро. В качестве основного индикатора следует выбирать один из пороговых индикаторов (например, ^{54}Mn).

Поправка автоматически учитывается, если регистрирующая аппаратура имеет режим “живое” время, k – поправка на “мертвое” время спектрометра:

$$k = \frac{1}{1 - S_{\text{фп}}\theta / \tau},$$

где θ [мкс] – “мертвое” время спектрометра, τ [мкс] – длительность измерения.

Скорость мониторной реакции в расчете на одно ядро нуклида-мишени вычисляется по результатам $n \geq 1$ измерений активности нуклида-монитора ДНА:

$$q_i = \frac{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} A_j}{N\lambda} C_{\lambda,P}, \quad (4)$$

где A_j [Бк]– активность индикатора на конец облучения для i-го измерения, N – количество ядер нуклида-мишени в мониторе (в соответствии со свидетельством на материал для наборов ДНА), λ [1/с] – постоянная распада нуклида-монитора – продукта реакции в соответствии с табл. 2 (столбец 3), $C_{\lambda,\text{P}}$ – поправка на историю мощности реактора и локальной мощности, которая учитывает образование и распад продукта реакции активации при изменении плотности потока нейтронов за время облучения в месте облучения детектора:

$$C_{\lambda,P} = \frac{\int_0^{\tau} P(t)dt}{\int_0^{\tau} P(t)e^{-\lambda(\tau - t)}dt},$$

$P(t)$ [МВт] – история мощности реактора в хронологическом порядке от календарной даты и времени суток (хронологическая зависимость мощности реактора от времени).

Интегральная плотность потока нейтронов определятся по формуле

$$\varphi_{E_{\text{эфф}}} = \frac{R}{\sigma_{\text{эфф}}},$$

где $E_{\text{эфф}}$ – эффективный порог реакции активации, R – скорость реакции активации, $\sigma_{\text{эфф}}$– эффективное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами мишеней целевых нуклидов в соответствии с данными табл. 1.

3.2. Расчетная часть

Экспериментальное значение скорости реакции активации:

$$\Re_i = \frac{q_i}{\tau_{\text{эфф}}},$$

где q_i [отн. ед.] – скорость пороговой реакции активации ДНА в расчете на одно ядро нуклида-мишени в соответствии с (4), $\tau_{\text{эфф}}$ [с] – эффективное время облучения, определяемое формулой

$$\tau_{\text{эфф}} = \frac{\int_0^{\tau} P(t)dt}{P_{\text{ном}}},$$

где $P(t)$ – история изменения мощности реактора за время облучения, $P_{\text{ном}}$ – декларированный номинальный уровень мощности реактора, МВт; τ [с] – календарная продолжительность облучения.

Расчетное значение скорости реакции активации R_i [с$^{-1}$]:

$$R_i = \int_{E^i_{\text{пор}}}^{\infty} \varphi(E)\sigma_i(E)dE,$$

где i = 1, 2, ..., n – индекс пороговой реакции, $\sigma_i(E)$ [бн] – энергетическая зависимость сечения i-й пороговой реакции, $\varphi(E)$ [с$^{-1}$ · см$^{-2}$ · эВ$^{-1}$] – дифференциальный поток нейтронов энергии E, определяемый по формуле

$$\varphi(E) = {}^*\varphi f(E),$$

φ [см$^{-2}$ · с$^{-1}$] – масштабный множитель, E [эВ] – энергия нейтронов, $E^i_{\text{пор}}$ [эВ] – энергетический порог для нейтронов взаимодействия с ядрами нуклида-мишени для ДНА по пороговой реакции активации.

Аналитическая спектральная функция в конкретной точке реактора представлена набором математических выражений из четырех параметров [12, 13]:

$$f(E) = \begin{cases} P / E^{(1+\alpha)} & E_m < E_f \\ P\ F\ E_m^{(0,5+\gamma)} e^{-(E_m/T)} \cdot 10^{-6} & E_f \leq E_m \end{cases}, \quad (5)$$

где $f(E)$ [МэВ$^{-1}$] – дифференциальная спектральная функция; P – коэффициент мощности, соответствующий порядку масштабного множителя *φ [отн. ед.], характеризует значение мощности облучения; α [отн. ед.] – поправочный коэффициент для отклонения от ферми-спектра, F [отн. ед.] – коэффициент пропорциональности для быстрого спектра, γ [отн. ед.] – коэффициент отклонения быстрого спектра от максвелловского спектра деления, задает зависимость от T в виде

$$\gamma = \frac{T}{1.26} - 0.5;$$

$T = 1.290$ МэВ – параметр распределения Максвелла для ^{235}U, E [эВ] и E_m [МэВ] – энергия ней-

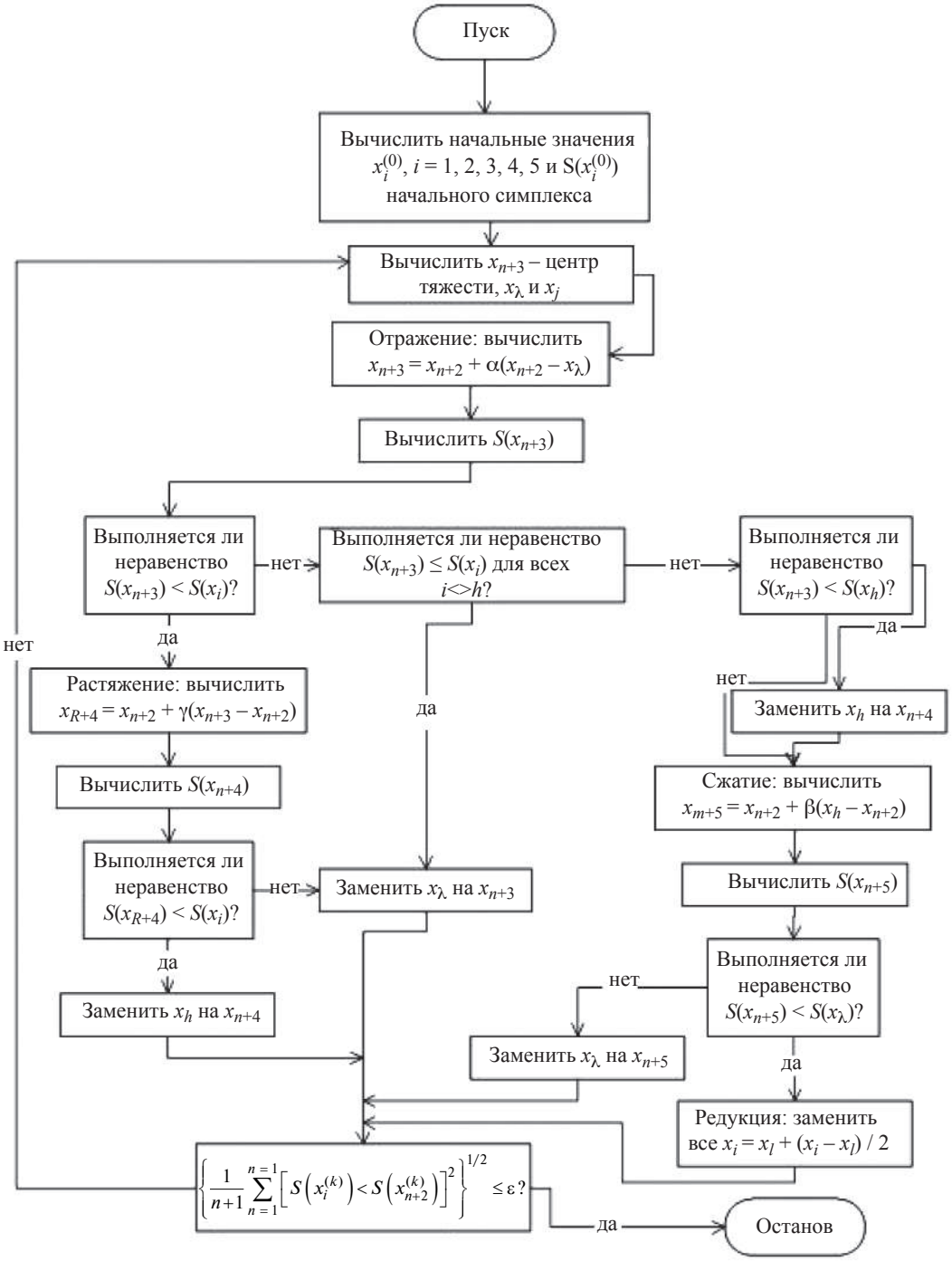


Рис. 5. Блок-схема параметризации спектральной функции методом оптимизации.

тронов ($E = E_m \cdot 10^{-6}$), E_f [МэВ] – энергия деления источника нейтронов, определяемая формулой

$$E_f = 0.63(0.5 + \gamma).$$

Параметры для восстановления спектральных коэффициентов определяются строго из активационных интегралов согласно блок-схеме рис. 5 [14].

Спектральная функция в конкретной точке реактора представлена набором математических выражений (5). Для расчетного определения параметров спектров {P, α, F, γ} используется целевая функция вида

$$S(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^{M} \left(1 - \frac{R_i(\mathbf{x})}{\Re_i}\right)^2,$$

где $M = 3$ – количество дозиметрических реакций, A_i – скорость реакции i-го детектора, измеренная методом нейтронно-активационного анализа; $\mathbf{x}$ — вектор параметров, $\mathbf{x} = [x_1, x_2, x_3, x_4]^T$, динамически пересчитывается в физические параметры аппроксимации спектральной функции по следующему набору формул:

$$P = 10^7 \cdot \frac{1}{1+e^{-x_1}}, \ \alpha = 0.6 \cdot \frac{1}{1+e^{-x_2}},$$

$$F = 2 \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{1+e^{-x_3}}, \ \gamma = 0.2 \cdot \frac{1}{1+e^{-x_4}},$$

$n = 4$ – число искомых параметров, $R_i(\mathbf{x})$ – теоретически рассчитанная скорость реакции i-го детектора на основе аналитической аппроксимации (12) в энергетическом диапазоне $2.15 \cdot 10^{-1}$–$1.05 \cdot 10^{-7}$ эВ в соответствии с формулой

$$R_i(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^{L} \left(\sigma_{ij} f(E_j)(E_{j+1} - E_j)\right),$$

$L = 30$ – количество всех энергетических групп, σ_{ij} [бн] – средняя величина сечения активации i-го детектора в j-й энергетической группе согласно библиотеке ядерных данных, ΔE_j – интервал j-й энергетической группы, определяется по формуле

$$\Delta E_j = E_{j+1} - E_j.$$

Набор параметров P, α, F, γ определяются алгоритмически [12] в соответствии с блок-схемой рис. 5. Спектральные коэффициенты поля нейтронов $g_{1\to0,1}$ и $g_{3\to0,1}$ определяются по формулам

$$g_{1\to0,1} = \frac{\varphi_{0,1}}{\varphi_1}, \ g_{3\to0,1} = \frac{\varphi_{0,1}}{\varphi_3},$$

где φ_1 [см$^{-2}$ · с$^{-1}$] – плотность потока нейтронов с энергией больше $E = 1$ МэВ,

$$\varphi_1 = \int_1^\infty f(E)dE,$$

φ_3 [см$^{-2}$ · с$^{-1}$] – плотность потока нейтронов с энергией больше $E = 3$ МэВ,

$$\varphi_3 = \int_3^\infty f(E)dE,$$

$\varphi_{0,1}$ – плотность потока нейтронов с энергией больше $E = 0.1$ МэВ, определяемая формулой

$$\varphi_{0,1} = \int_{0,1}^\infty f(E)dE.$$

После определения двух значений $\varphi_{0,1}$ результат обобщается как средневзвешенное:

$$\varphi_{0,1} = \frac{\omega_1 g_{1\to0,1} \cdot \varphi_1^э + \omega_2 g_{3\to0,1} \cdot \varphi_3^э}{\omega_1 + \omega_2},$$

где ω_1, ω_2 – весовые коэффициенты [9, 10], определяемые по формулам

$$\omega_1 = 1/\tau^2(\varphi_1), \ \omega_2 = 1/\tau^2(\varphi_3),$$

где $\tau(\varphi)$ – погрешность определения плотности потока нейтронов φ_E с энергией больше 1 МэВ и 3 МэВ соответственно, $\varphi_1^э$ и $\varphi_3^э$ – экспериментальные значения плотности потока нейтронов с энергией больше 1 МэВ и 3 МэВ соответственно, определяются по формулам

$$\varphi_1^э = \frac{R_1}{\sigma_1^э}, \ \varphi_3^э = \frac{R_2}{\sigma_2^э}.$$

Флюенс нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ определяется по формуле

$$Ft_{0.1} \ [\text{см}^{-2}] = \varphi_{0.1} \, \tau_{эфф}.$$

4. ВЫВОДЫ

Описаны техника эксперимента и гамма-спектрометрическая аппаратура, методы анализа и обработки экспериментальных данных при мониторировании флюенса быстрых нейтронов с энергией больше 0.1 МэВ.

Ежегодно наборы ДНА из железа и ниобия успешно применяются в мониторинге флюенса быстрых нейтронов для ключевой оценки радиационного повреждения материалов в обеспечение безопасной эксплуатации ядерных реакторов АО ГНЦ НИИАР. Достоверность определения значений флюенса быстрых нейтронов с энергией более 0.1 МэВ в контролируемых точках облучательного устройства подтверждается сравнительным анализом расчетных и экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ломакин С.С., Петров В.И., Самойлов П.С.* Радиометрия нейтронов активационным методом. М.: Атомиздат, 1975.
2. *Климентов В.Б., Копчинский Г.А., Фрунзе В.В.* Активационные измерения потоков и спектров нейтронов в ядерных реакторах. М.: Издательство стандартов, 1974.
3. *Белозерова А.Р., Павлов В.В., Енин С.А., Чернышева Т.И.* // XVI Международное совещание “Проблемы прикладной спектрометрии и радиометрии” им. В.Н. Даниленко. Сб. тезисов. Солнечногорск: компания ЛСРМ, 2023.
4. *Теллин А.И., Белозерова А.Р., Павлов В.В., Чернышева Т.И.* Научный годовой отчет АО ГНЦ НИИАР. 2016. Сб. статей / Под ред. В.В. Калыгина. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2017. http://www.niiar.ru/sites/default/files/godovoy_nauchnyy_2016_sayt_2.pdf
5. *Белозерова А.Р., Павлов В.В., Чернышева Т.И., Енин С.А.* // Сб. трудов АО ГНЦ НИИАР. 2018. № 3. С. 17. http://niiar.ru/publishing/collected-works/archive/item/5236
6. *Брискман Б.А., Генералова В.В., Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С.* Внутриреакторная дозиметрия: практическое руководство. М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. OECD NEA Data Bank. https://www.oecd-nea.org/jcms/pl_39910/janis
8. *Рязанов Д.К.* Спектрометрия и дозиметрия нейтронов на исследовательских реакторах: монография. Димитровград: ДИТИ НИЯУ МИФИ, 2013.
9. *Белозерова А.Р., Енин С.А., Павлов В.В., Чернышева Т.И., Миннебаев М.И.* Научный годовой отчет АО ГНЦ НИИАР. 2021. Сб. статей / Под ред. В.В. Калыгина. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2022. С. 51.
10. *Енин С.А., Павлов В.В., Белозерова А.Р., Чернышева Т.И.* // Тезисы докладов XI конференции по реакторному материаловедению. АО ГНЦ НИИАР, 2019. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2019. С. 194.
11. *Енин С.А., Павлов В.В., Белозерова А.Р., Чернышева Т.И., Миннебаев М.И.* Научный годовой отчет АО ГНЦ НИИАР. 2022. Сб. статей. Димитровград: АО ГНЦ НИИАР, 2023. С. 63.
12. *Wang Y.-Q., Kobayashi K., Li Z.-H., Kimura I.A.* // Reactor dosimetry: radiation metrology and assessment. Proceedings of the 10-th International Symposium, 12–17 Sept. 1999. P. 516. 2001. http://doi.org/10.1520/stp13637s
13. *Веселкин А.П., Егоров Ю.А., Емельянов И.Я. и др.* Спектры быстрых нейтронов: Атлас. М.: Атомиздат, 1970.
14. *Химмельблау Д.* Прикладное нелинейное программирование. М.: МИР, 1975.