

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ В БЫСТРЫХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМАХ

С. С. Бесов, Л. С. Ершова, А. В. Лукин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ, г. Снежинск

Статья поступила в редакцию 19.05.2021, после доработки – 23.09.2021, принята к публикации – 18.11.2021

Представлен экспериментально-расчетный метод определения эффективной доли запаздывающих нейтронов в быстрых размножающих системах, находящихся в состоянии запаздывающей критичности. Для таких систем найдена физическая величина, которую можно определять в экспериментах и расчетах и использовать для тестирования и корректировки нейтронных констант. Метод применен к анализу экспериментальных данных для систем, состоящих из металлических урана (высокообогащенного) и плутония.

Ключевые слова: экспериментально-расчетный метод определения $\beta_{\text{эф}}$; быстрые размножающие системы; запаздывающая критичность; тестирование и корректировка нейтронных констант.

CALCULATION-AND-EXPERIMENTAL METHOD FOR DETERMINING EFFICIENT FRACTION OF DELAYED NEUTRONS IN FAST MULTIPLYING SYSTEMS / S. S. Besov, L. S. Yershova, A. V. Lukin // Presented is a calculation-and-experimental method for determining delayed neutrons efficient fraction in fast multiplying systems, being in delayed criticality state. For such systems there is found a physical quantity, which can be specified in experiments and calculations and which thus can be used for testing and correction of neutron constants. The method is applied to analysis of experimental data for systems, consisting of metallic high-enriched uranium and plutonium.

Key words: calculation-and-experimental β_{eff} determination method; fast multiplying systems; delayed criticality; testing and correcting of neutron constants.

Введение

При разработке и корректировке систем нейтронных констант используются прецизионные данные о характеристиках размножающих систем (РС) в состоянии критичности на запаздывающих нейтронах. В тех же работах [1–3] указано, что такие данные можно дополнить информацией о времени жизни мгновенных нейтронов без существенного усложнения постановки критических экспе-

риментов. В результате использования дополнительных данных при корректировке нейтронных констант достигается адекватное описание статических и кинетических характеристик моделируемых нейтронных процессов. В тех же работах представлен экспериментально-расчетный метод определения времени генерации мгновенных нейтронов Λ , основанный на измерении зависимости постоянной спада мгновенных нейтронов α от измеряемой величины, пропорциональной реактивности

РС ρ . Применительно к экспериментам на установках типа ФКБН [4] в качестве такой величины выбран зазор между подвижной и неподвижной частями РС. Величина зазора H_k и производная постоянной спада мгновенных нейтронов по зазору $\partial\alpha/\partial H$ в критическом состоянии интегральным образом характеризуют статические и кинетические свойства РС. В работе [3] указано, что в рамках метода можно также определять эффективную долю запаздывающих нейтронов β , но реализация метода не рассмотрена.

В критических экспериментах на установках типа ФКБН изменение реактивности РС осуществляется с помощью изменения зазора H между ее неподвижной и подвижной частями. Контроль состояния РС при этом проводится по измеряемому коэффициенту умножения нейтронов Q . При больших значениях $Q \sim 100 \div 500 \gg 1$ реактивность ρ и зазор H оказываются линейными функциями обратного коэффициента умножения Q^{-1} . Экстраполяция $H(Q^{-1} \rightarrow 0) \rightarrow H_k$ дает значение зазора H_k для критической на запаздывающих нейтронах РС. Опыт показывает, что значительную долю в неопределенности описания критической системы дает погрешность определения H_k . Для современной постановки экспериментов и РС, состоящих из металлических урана высокообогащенного и плутония, эта часть погрешности может составлять более 0,5 %. Такой уровень погрешности оказывается неприемлемым при определении величины β в рамках метода [1–3]. Уменьшить погрешность можно при улучшении средств измерений или при изменении интерпретации результатов измерений.

Нужно отметить, что в экспериментах методом коэффициента умножения состояние критичности фиксируется с очень малой погрешностью, которая определяется, в основном, статистикой измерений. А такие параметры РС, как состав, размеры и, самое главное, критический зазор, определяются с заметно большей погрешностью, что не дает возможности определить величину β с малой

погрешностью. Решение этой задачи и составляет цель данной работы.

Контроль состояния РС по коэффициенту умножения нейтронов

Состояние РС характеризуются эффективным коэффициентом размножения нейтронов K или реактивностью $\rho = (K - 1)/K$. Эти величины универсальны и применимы к любым РС. Но их нельзя определить на основе только измеренных величин. Единственное состояние системы с точно определенными K и ρ – это состояние критичности. В практике критических экспериментов на установках типа ФКБН с РС, содержащими металлические уран высокообогащенный (ВΟΥ) и плутоний, для определения состояния РС используется метод коэффициента умножения. Рассмотрим этот метод применительно к определению величин K и ρ , следуя работе [4].

Типичная постановка включает РС в виде двух частей, неподвижной верхней и подвижной нижней, установленных на ажурном стенде. На расстоянии значительно большем, чем размеры РС, установлены всеволновые детекторы нейтронов, регистрирующие нейтроны всех энергий с приблизительно одинаковой эффективностью. Оси детекторов направлены на центр РС, где установлен независимый источник нейтронов. Определяемым в экспериментах коэффициентом умножения Q называют отношение

$$Q = \frac{N}{N_0}, \quad (1)$$

где N и N_0 – скорости счета всеволновыми детекторами нейтронов, выходящих из РС и ее инертного макета, в котором делящийся материал (ДМ) заменен на инертное вещество в той же конфигурации, а независимый источник – тот же самый, фоновые скорости счета детекторов не учитываются.

В состояниях, близких к критическому, скорости счета детектора N и N_0 пропорциональны числам нейтронов, выходящих в еди-

ницу времени из РС J и ее инертного макета J_0 ,

$$N = A_N J, \quad N_0 = A_{N_0} J_0. \quad (2)$$

Интегрирование уравнения переноса нейтронов по пространственным, угловой и энергетической переменным для РС и ее инертного макета приводит к двум уравнениям относительно J и J_0 :

$$\begin{aligned} J + \langle \Sigma_c \phi \rangle &= \langle (\nu - 1) \Sigma_f \phi \rangle + \langle S \rangle, \\ J_0 + \langle \Sigma_{c_0} \phi_0 \rangle &= \langle S \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь угловые скобки обозначают интегрирование по пространственной, угловой и энергетической переменным; ν – среднее число нейтронов, генерируемых в одном делении; Σ_c и Σ_f – макроскопические сечения поглощения без последующего деления и деления в РС; Σ_{c_0} – сечение поглощения нейтронов в инертном макете; S – интенсивность источника нейтронов, который считается одинаковым в РС и инертном макете; ϕ и ϕ_0 – плотности потока нейтронов в РС и макете.

Подстановка (3) в (1) с учетом (2) приводит к соотношению

$$\begin{aligned} Q &= \frac{N}{N_0} = \frac{A_N J}{A_{N_0} J_0} = \\ &= \left(1 + \frac{1}{\langle S \rangle} (\nu - 1) \langle \Sigma_f \phi \rangle \right) \frac{1 + \langle \Sigma_c \phi \rangle / J}{1 + \langle \Sigma_{c_0} \phi_0 \rangle / J_0} \frac{A_N}{A_{N_0}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для условно-критической задачи роль независимого источника в подкритической РС играют дополнительные генерируемые при делении нейтроны, обусловленные увеличением в расчетах реального числа вторичных нейтронов в K^{-1} число раз. Интенсивность такого «независимого» источника нейтронов равна

$$\langle S_1 \rangle = \frac{1 - K}{K} \langle \nu \Sigma_f \phi_1 \rangle. \quad (5)$$

где ϕ_1 – распределение плотности потока нейтронов в условно-критической задаче.

Для подкритической РС вблизи состояния критичности по аналогии с (5) можно записать соотношение

$$A_S \langle S \rangle = \frac{1 - K}{K} \langle \nu \Sigma_f \phi \rangle. \quad (6)$$

Подстановка (6) в (4) дает соотношение для экспериментального коэффициента умножения (1), выраженное через реактивность и несколько коэффициентов:

$$Q = \left(1 + A_S \frac{\nu - 1}{\nu} \frac{1}{|\rho|} \right) \frac{1 + \langle \Sigma_c \phi \rangle / J}{1 + \langle \Sigma_{c_0} \phi_0 \rangle / J_0} \frac{A_N}{A_{N_0}}. \quad (7)$$

Интуитивно ясно, что все эти коэффициенты слабо зависят от состояния РС и, в некоторых пределах, от типа инертного макета и типа источника нейтронов и стремятся к своим постоянным значениям при приближении РС к состоянию критичности. Поэтому при приближении РС к состоянию критичности из (7) следует:

$$K \rightarrow 1, \quad |\rho| \rightarrow 0, \quad Q \rightarrow \frac{B}{|\rho|} \rightarrow \frac{B}{1 - K}, \quad (8)$$

$$B = A_S \frac{\nu - 1}{\nu} \frac{1 + \langle \Sigma_c \phi \rangle / J}{1 + \langle \Sigma_{c_0} \phi_0 \rangle / J_0} \frac{A_N}{A_{N_0}}. \quad (9)$$

Коэффициент B можно рассчитать практически для любых РС и их инертных макетов и в результате определить связь измеряемых величин N и N_0 в виде их отношения $Q = N/N_0$ с реактивностью. Однако из соотношения (9) видно, что при надлежащем выборе инертного макета и независимого источника нейтронов выражение для коэффициента B может принять простой вид, допускающий его простую оценку. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Во-первых, коэффициенты A_N и A_{N_0} по своему физическому смыслу есть доли числа нейтронов, зарегистрированных всеволновым детектором, от числа нейтронов, вышедших из РС и его макета. Если конфигурация инертного макета повторяет конфигурацию РС, независимый источник генерирует нейтроны спектра деления или близкого ему спектра, а детекторы установлены на большом расстоянии, то эти доли можно считать одинаковыми, и коэффициент A_N/A_{N_0} в формуле (9) практически равен единице.

Во-вторых, в экспериментах с компактными системами из металлических ВОУ и плутония без отражателей или с отражателями небольшой толщины, слабо поглощающих быстрые нейтроны, доля поглощений нейтронов без деления в РС мала. Для таких РС приблизительно $\nu - 1$ нейтронов, испущенных при одном делении, выходит из РС, а число поглощений и число делений относятся как их микроскопические сечения. В инертном макете число поглощений на один испущенный источник быстрых нейтронов мало. Его можно оценить как отношение длины траектории нейтрона от места расположения источника до вылета из макета к среднему свободному пробегу нейтронов до поглощения L_{c0} в бесконечной среде такого же состава. Если в качестве материала макета выбирается тяжелое вещество с малым сечением поглощения быстрых нейтронов типа железа, свинца или обедненного урана, то средний пробег до вылета составляет не более двух его диаметров D_0 . С учетом этих замечаний можно получить оценку

$$\frac{\langle \Sigma_c \Phi \rangle}{J} \approx \frac{\sigma_c}{\sigma_f} \frac{1}{\nu - 1}, \quad (10)$$

$$\frac{\langle \Sigma_{c0} \Phi \rangle}{J_0} \leq \frac{2D_0}{L_{c0}} = 2 \Sigma_{c0} D_0.$$

Согласно данным справочника [5], эти отношения для ^{235}U , ^{239}Pu и инертного макета из железа радиусом 10 см составляют менее 0,05; 0,03 и 0,01. Для РС с отражателями большой толщины основное поглощение нейтронов без актов деления происходит в материале отражателя, то же можно сказать и об инертном макете. Следовательно, третий множитель в формуле (9) мало отличается от единицы, но несколько меньше ее.

В-третьих, коэффициент A_S по своему физическому смыслу есть ценность нейтронов независимого источника по отношению к ценности дополнительного источника нейтронов делений в условно-критической задаче. Выражение для этого коэффициента, учитывающее отличие в распределении независимого

источника от собственной функции условно-критической задачи, можно получить, используя аппарат сопряженных функций [4]. Умножение сопряженного уравнения условно критической задачи на $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, уравнения переноса для $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ на сопряженную функцию условно критической задачи $\phi^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$, интегрирование обоих уравнений по пространственным, энергетическим и угловым переменным, вычитание из первого уравнения второго и учет того, что в подкритических РС $K < 1$, приводит к соотношению

$$\langle S \phi^+ \rangle = |\rho| \langle \nu \Sigma_f \phi \phi^+ \rangle. \quad (11)$$

Подстановка (11) в соотношение (6) приводит к следующему выражению для коэффициента A_S

$$A_S = \frac{\langle \nu \Sigma_f \phi \rangle}{|\rho| \langle S \rangle} = \frac{\langle S \phi^+ \rangle}{\langle S \rangle} \frac{\langle \nu \Sigma_f \phi \rangle}{\langle \nu \Sigma_f \phi \phi^+ \rangle}. \quad (12)$$

В критических экспериментах обычно используются независимые источники нейтронов с изотропным угловым распределением и энергетическим спектром нейтронов делений или близким ему. Обычно они характеризуются малыми размерами, около 1 см, и устанавливаются вблизи центра РС. Дополнительный источник нейтронов делений в условно-критической задаче также имеет изотропное угловое распределение и энергетический спектр нейтронов деления, но его пространственное распределение соответствует собственной функции условно-критической задачи, имеющей максимум в центре РС. Поэтому можно заключить, что при приближении РС к состоянию критичности отличие коэффициента A_S от единицы обусловлено отличием в пространственном распределении нейтронов независимого источника и большей части делительных нейтронов. Для независимого источника, установленного в центре РС, коэффициент A_S может заметно превышать единицу. Иногда в качестве независимого источника используется собственный нейтронный

фон плутония, обусловленный спонтанными делениями изотопов ^{238}Pu и ^{240}Pu , в этом случае коэффициент A_S может быть меньше единицы.

В результате выполненных оценок можно заключить, что для компактных РС практически любого состава с независимым источником нейтронов спектра деления или близким ему, расположенным вблизи центра РС, коэффициент B можно представить в виде

$$\frac{\partial|\rho|}{\partial(Q^{-1})} = B \approx A_S \frac{\nu-1}{\nu}. \quad (13)$$

Нужно отметить, что величины ρ и Q не зависят явным образом от способа приближения РС к состоянию критичности. Поэтому можно ожидать, что изменение величины B при приближении к критическому состоянию при больших значениях коэффициента умножения пренебрежимо мало.

С помощью расчетов показано [4], что для РС с центральным источником с хорошей точностью выполняется соотношение $\partial|\rho|/Q^{-1} = \partial K/Q^{-1} = -B \approx -1$. Используя этот результат, можно найти соотношение между широко известной единицей измерения обратного коэффициента умножения, определяемой как 1 Ш. ед. = $10^3 Q^{-1}$, и реактивностью в абсолютных единицах, применяя для этого сравнение реактивности $|\rho|$, выраженной в Ш. ед. и в абсолютных единицах. В результате оказывается, что с хорошей точностью 1 Ш. ед. в шкале реактивности $|\rho|$ оказывается равной в абсолютных единицах 1 Ш. ед. = 10^3 или в процентах 1 Ш. ед. = 0,1%.

Постоянная спада и время жизни мгновенных нейтронов

Время жизни мгновенных нейтронов Λ , как и реактивность, не является измеряемой (определяемой только по экспериментальным данным) величиной. По результатам эксперимента можно определить лишь постоянную

спада мгновенных нейтронов α для РС подкритической на мгновенных нейтронах. Контроль состояния РС в таких экспериментах проводится по измеряемому коэффициенту умножения нейтронов Q .

Имеется много методов измерения величины α , каждый из которых применим для определенного типа РС [6]. В последнее время для этой цели был развит так называемый корреляционный метод, основу которого составляет статистический анализ результатов регистрации событий от одиночных нейтронов, регистрируемых пластиковыми сцинтилляционными детекторами [1–3]. Особенностью метода является возможность неограниченного во времени набора статистики. Это позволяет статистическую погрешность измерений величины α сделать очень малой.

Измерение постоянной спада для нескольких подкритических состояний РС дает возможность определить производную этой величины по какому либо параметру, линейно связанному с реактивностью вблизи состояния критичности. В работах [1–3] в качестве такой величины выбран зазор H между двумя половинами РС. Величину производной $\partial\alpha/\partial H$ с точностью до константы $\partial\rho/\partial H$, равной времени жизни мгновенных нейтронов, можно определять по экспериментальным данным и рассчитывать с помощью прецизионных кодов. Тем самым ее можно использовать для тестирования и корректировки нейтронных констант [1–3]. В рамках этого метода время жизни мгновенных нейтронов можно определить из соотношения

$$\Lambda = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\rho} \right)_{\rho=0}^{-1} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial H} \right)_{\rho=0} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial H} \right)_{\rho=0}^{-1}. \quad (14)$$

При определении величин $\partial\alpha/\partial H$ и Λ используется величина H , измерение которой выполняется с погрешностью, причем эта погрешность является одной из основных при определении состояния РС.

Другой величиной, однозначно определяющей состояние РС и линейно связанной с реактивностью вблизи критического состояния, является обратная величина определяе-

мого в эксперименте коэффициента умножения Q^{-1} . Для четко определенного состояния критичности величина $\partial\alpha/(\partial Q^{-1})$ определяется с меньшей погрешностью, чем $\partial\alpha/\partial H$, кроме того имеется возможность определения постоянной Росси α_R – постоянной спада мгновенных нейтронов в состоянии критичности РС. Время жизни мгновенных нейтронов по аналогии с (14) с учетом (13) определяется из соотношения

$$\begin{aligned}\Lambda &= \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\rho}\right)_{\rho=0}^{-1} = \left(\frac{\partial\rho}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0}^{-1} = \\ &= B \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0}^{-1}.\end{aligned}\quad (15)$$

Однако известной трудностью на этом пути является прецизионный расчет определяемой в эксперименте величины Q с учетом нейтронных процессов в используемых в измерениях всеволновых детекторах.

Эффективная доля запаздывающих нейтронов

Определение по экспериментальным данным величин $\partial\alpha/(\partial Q^{-1})$ и α_R с погрешностью, обусловленной, в основном, лишь статистической составляющей, дает возможность определения эффективной доли запаздывающих нейтронов с учетом (15) как

$$\begin{aligned}\beta &= \alpha_R \Lambda = \alpha_R \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\rho}\right)_{\rho=0}^{-1} = \\ &= \alpha_R \left(\frac{\partial\rho}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0}^{-1} = \\ &= B \alpha_R \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0}^{-1}.\end{aligned}\quad (16)$$

Величина $\Delta(Q^{-1})_{\beta}$, равная

$$\Delta(Q^{-1})_{\beta} = \alpha_R \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0}^{-1}, \quad (17)$$

выражает в единицах обратного коэффициента умножения (т. е. в Ш. ед.) эффективную долю запаздывающих нейтронов.

Изменение критического зазора ΔH_{β} при переходе между состояниями критичности на запаздывающих и мгновенных нейтронах с учетом (17) можно определить как

$$\begin{aligned}\Delta H_{\beta} &= \alpha_R \left(\frac{\partial\alpha}{\partial H}\right)_{\rho=0}^{-1} = \\ &= \alpha_R \left(\frac{\partial\alpha}{\partial(Q^{-1})}\right)_{\rho=0}^{-1} \frac{\partial H}{\partial(Q^{-1})}.\end{aligned}\quad (18)$$

Величину ΔH_{β} можно рассчитывать с использованием прецизионных кодов, следовательно, ее можно использовать для тестирования и корректировки расчетов критического состояния РС на мгновенных нейтронах.

Анализ экспериментальных данных

В качестве иллюстрации предлагаемого метода рассмотрены параметры нескольких критических РС, содержащих ВОУ и плутоний, в зависимости от доли (расчетной) делений ядер плутония ξ_{Pu} (см. табл.). В экспериментах с этими РС были определены зависимости зазора $H(Q^{-1})$ между верхней и нижней частями РС и постоянной спада мгновенных нейтронов $\alpha(Q^{-1})$ от обратного коэффициента умножения [1–3]. По этим зависимостям с помощью экстраполяции $Q^{-1} \rightarrow 0$ определялись величины $H_{кр} = H(Q^{-1} \rightarrow 0)$, $\alpha_R = \alpha(Q^{-1} \rightarrow 0)$. По формуле (18) с использованием экспериментальных данных определялись величины ΔH_{β} , по формуле (16) с рас-

*Результаты экспериментального и расчетного определения величины ΔH_β
и оценки эффективной доли запаздывающих нейтронов β . Статистическая погрешность
расчета $1\sigma \leq 0,02\%$*

Система	ξ_{Pu}	$\frac{\partial\alpha}{\partial H}$, мкс ⁻¹ ·мм ⁻¹ (эксп.)	$\frac{\partial\rho}{\partial H}$, 10 ⁻³ мм ⁻¹ (расч.)	α_R , мкс ⁻¹ (эксп.)	β , 10 ⁻³ (эксп.-расч.)	ΔH_β , мм (эксп.)	ΔH_β , мм (расч.)
РС342	0	0,952±0,020	5,64±0,07	1,09±0,02	6,5±0,2	1,14±0,03	1,12±0,01
РС327	0,13	0,517±0,005	2,95±0,02	1,08±0,02	6,2±0,1	2,09±0,02	1,90±0,04
РС341	0,30	1,058±0,028	5,17±0,03	1,00±0,02	4,9±0,2	0,95±0,03	0,97±0,04
РС326	0,49	1,619±0,021	6,52±0,05	0,94±0,04	3,8±0,2	0,58±0,04	0,57±0,03
РС340	0,59	1,700±0,020	6,49±0,08	0,89±0,03	3,4±0,1	0,52±0,02	0,48±0,03
РС325	0,91	1,504±0,013	5,00±0,07	0,74±0,03	2,5±0,1	0,49±0,06	0,34±0,04
РС395	1	1,970±0,038	4,69±0,06	0,80±0,04	1,9±0,1	0,41±0,03	—

четным значением $\partial\rho/\partial H$ оценивалась величина β (см. табл.). Экспериментальные значения ΔH_β сравниваются с результатами расчетов этой величины с использованием нейтронных данных из библиотеки ENDF-BVI (расчеты для РС395 выполнены В. А. Адарченко). Различие между экспериментальными и расчетными данными для различных РС составляет от 2 до 30 %.

точников погрешностей определения величин $\partial\alpha/\partial H$ и $\alpha_R(\partial\alpha/\partial H)^{-1}$, которые можно использовать и которые уже используются для тестирования и корректировки нейтронных констант. Отказ от данных об измеренных зазорах позволил бы уменьшить уровень погрешности их экспериментальных значений.

Заключение

1. В дополнение к работам [1–3] представлен метод определения величины ΔH_β , которую можно использовать для тестирования и корректировки эффективной доли запаздывающих нейтронов.

2. Нужно отметить, что экспериментальные значения величин $H_{кр}$ и ΔH_β в рамках рассматриваемого подхода определяются независимо, поэтому сравнение экспериментального и расчетного значений ΔH_β может служить дополнительным критерием надежности экспериментальных данных.

3. Как известно, измерение зазора между частями РС является одним из основных ис-

Список литературы

1. Бесов С. С., Ершова Л. С., Костенко И. И. и др. Верификация нейтронных констант по результатам нестационарных экспериментов с размножающими системами // Атомная энергия, 2011, т. 110, вып. 4, с. 231–236.
2. Бесов С. С., Ершова Л. С., Костенко И. И. и др. Оценка погрешности расчетов времени жизни мгновенных нейтронов в системе из металлического плутония // Атомная энергия, 2013, т. 114, вып. 3, с. 165–168.
3. Бесов С. С., Ершова Л. С., Лукин А. В. и др. Определение времени жизни мгновенных нейтронов в размножающих системах методом дифференцирования постоянной спада // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2014, вып. 3, с. 94–105.

4. Ершова Л. С., Лукин А. В., Хмельницкий Д. В. Коэффициент умножения подкритической размножающей системы и ценность нейтронов источника // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2018, вып. 4, с. 45–61.

5. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. – М.: Энергоатомиздат, 1981. 232 с.

6. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов / Под ред. проф. В. В. Орлова и д-ра физ.-мат. наук Э. А. Стумбура. – М.: Атомиздат, 1972. 352 с.

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

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2021, вып. 4, с. 100–107.