

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭФФЕКТИВНОГО НЕЗАВИСИМОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА ЯГУАР

А. А. Манаков, А. Ш. Хамидулин, В. В. Захаров, О. А. Мингазов,
С. В. Шугаев, С. Г. Порубов

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

В ходе выполнения работы изготовлен и испытан новый импульсный канал контроля нейтронного потока, проведены измерения с использованием нового канала, определена величина внутреннего источника нейтронов в активной зоне реактора.

Ключевые слова: импульсный канал контроля нейтронного потока, реактор ЯГУАР, внутренний источник нейтронов, активная зона реактора.

DETERMINATION OF AN EFFICIENT INDEPENDENT NEUTRON SOURCE INTENSITY IN THE CORE OF REACTOR «YAGUAR» / A. A. MANAKOV, A. SH. KHAMIDULIN, V. V. ZAKHAROV, O. A. MINGAZOV, S. V. SHUGAEV, S. G. PORUBOV // In the course of carrying out the works there was produced and tested a new pulse channel of neutron flux monitoring. There were performed measurements with the use of this channel and found the intensity of the internal neutron source in the reactor core.

Key words: pulse channel of neutron flux monitoring, reactor «YAGUAR», internal neutron source, the reactor core.

Введение

В силу особенностей конструкции и состава топливной композиции в реакторе ЯГУАР достигается наименьшая из всех реакторных импульсных ядерных реакторов (РИЯР) длительность импульса делений. Реактор генерирует импульсы делений в режиме «ожидание»; работа в этом режиме требует относительно слабого внутреннего источника. Развитие нейтронного импульса в реакторе начинается после полного ввода реактивности. Однако анализ данных по пускам, проведенным в 2014 г., показал, что в 60 % импульсов делений развитие цепной реакции начиналось до окончания ввода реактивности. Такой эффект свидетельствует о высокой интенсивности внутреннего источника нейтронов в ак-

тивной зоне (АЗ) и малой скорости ввода реактивности, что приводит к преждевременному развитию импульса делений.

Решение проблемы с преждевременным инициированием путем увеличения скорости ввода реактивности не представляется возможным, так как для увеличения скорости ввода реактивности необходимо увеличивать механическую скорость движения импульсных стержней, которая ограничивается их прочностными характеристиками. Таким образом, проблема с преждевременным инициированием импульса делений может быть решена путем уменьшения интенсивности эффективного внутреннего источника нейтронов, которая была оценена во время физического пуска как $S_{\text{вн}} \approx 3500 \text{ с}^{-1}$.

Генерирование импульсов делений в условиях повышенного нейтронного фона

Известно, что при работе реактора в режиме «ожидание» в условиях повышенного нейтронного фона получение импульса с заданными параметрами практически невозможно. Причиной этого является самоиницирование – преждевременное развитие самоподдерживающейся цепной реакции (СЦР) до полного вывода импульсных стержней (ИС) (ввода планируемой избыточной реактивности) из АЗ, инициированное нейтронами внешнего источника. В этом случае энерговыделение за импульс определяется величиной избыточной реактивности, которую удалось ввести до начала действия внутренних механизмов гашения (до формирования колокола импульса).

Приняв за нулевой отсчет времени момент перехода системы через состояние критичности на мгновенных нейтронах, можно оценить вероятность самоиницирования к моменту времени t [1]:

$$\Omega(t) = 1 - \exp\left[-\frac{2S}{\nu_p G_0} \int_0^t dt \rho_p(t)\right], \quad (1)$$

где S – интенсивность источника нейтронов в АЗ в момент перехода системы через состояние мгновенной критичности; $\rho_p(t)$ – избыточная реактивность, введенная к моменту времени t .

Составляющие внутреннего источника нейтронов

Интенсивность внутреннего источника нейтронов $S_{\text{вн}}$ может быть оценена по формуле

$$S_{\text{вн}} = \sum_i \lambda_i C_i + S_{0i}, \quad (2)$$

$$S_{0i} = S_{fn} + S_{\alpha n} + S_{\gamma n} + S_{\phi}, \quad (3)$$

где S_{0i} – интенсивность эффективного независимого источника нейтронов; S_{fn} – интенсивность источника нейтронов, возникающая при спонтанном делении урана; $S_{\alpha n}$ – интен-

сивность источника нейтронов, возникающая от реакции (α, n) на кислороде; $S_{\gamma n}$ – интенсивность источника нейтронов, возникающая от фотоядерных реакций (γ, n) на дейтерии; S_{ϕ} – интенсивность источника нейтронов, возникающая за счет «подсветки» от внешнего штатного источника нейтронов, сброшенного перед импульсом на нижний упор; $\sum_i \lambda_i C_i$ – интенсивность источника нейтронов, возникающая за счет накапливания источников запаздывающих нейтронов.

Проведем анализ входящих в S_{0i} величин и возможностей их уменьшения. Интенсивность источника нейтронов, возникающих при спонтанном делении урана (S_{fn}) и образующихся за счет (α, n) реакции на кислороде, не может быть уменьшена, так как зависит только от количества ядер урана в растворяющей системе, то есть от концентрации раствора. Интенсивность источника нейтронов, возникающих от фотоядерных реакций (γ, n) на дейтерии ($S_{\gamma n}$), может быть уменьшена за счет увеличения количества времени, прошедшего с момента импульса. В работе [2] проведена оценка величин, входящих в выражение (3), которая составила:

$$S_{fn} = 16 \text{ с}^{-1}; \quad S_{\alpha n} = 30 \text{ с}^{-1}.$$

Оценка интенсивности источника нейтронов за счет (γ, n) реакции на дейтерии проводилась через 1 сутки и 2 суток после импульса делений, что соответствует нормальному режиму работы импульсного реактора. В результате были получены следующие значения:

$$S_{\gamma n}(24 \text{ ч}) = 800 \text{ с}^{-1}; \quad S_{\gamma n}(48 \text{ ч}) = 500 \text{ с}^{-1}.$$

Через пять суток интенсивность источника нейтронов $S_{\gamma n}$ уменьшается более чем в 5 раз, и соизмеримый с ним вклад начинают давать члены S_{fn} и $S_{\alpha n}$.

Таким образом, определим сумму

$$S_{fn} + S_{\alpha n} + S_{\gamma n}(48 \text{ ч}) = 550 \text{ с}^{-1}.$$

Интенсивностью источника нейтронов, возникающих за счет накапливания источни-

ков запаздывающих нейтронов $\left(\sum_i \lambda_i C_i \right)$, при поиске стартовой точки можно пренебречь, так как время выдержки до проведения измерений составляло 20 минут.

Постановка эксперимента

Метод измерения интенсивности внутреннего источника заключается в том, чтобы вывести АЗ реактора в подкритическое состояние с известным коэффициентом умножения, удалить штатный источник нейтронов и измерить мощность в АЗ, которая в этом случае обусловлена умножением нейтронов внутренне-го источника. Затем, зная коэффициент умножения, определить интенсивность внутренне-го источника нейтронов в АЗ. Предложен следующий алгоритм проведения эксперимента:

1. Вывод реактора в подкритическое состояние с большим коэффициентом умножения.
2. Измерение коэффициента умножения методом «сброса нейтронного источника».
3. «Высвечивание» АЗ и измерение скорости счета нейтронов, обусловленной умножением внутреннего источника.

Предлагаемый метод требует измерения слабого нейтронного потока, так как штатными каналами эти измерения выполнить было невозможно, в связи с этим возникла необходимость разработать и собрать дополнительный (новый) импульсный канал (ИК), провести исследование его характеристик и выполнить калибровку, то есть определить коэффициент связи скорости счета дополнительного ИК с мощностью в АЗ.

Для использования в новом канале был разработан и изготовлен детектор на основе счетчика типа СНМ-18-1 [2], обладающий высокой эффективностью регистрации тепловых нейтронов. Для эффективного использования детектора при регистрации быстрых нейтронов использован замедлитель из полиэтилена. Счетчик работает в коронном режиме при напряжении питания 1800 В. Разработан усилитель-формирователь, который работает с де-

текторами с кабелем длиной до 15 м, позволяет установить требуемый порог дискриминации сигнала и формирует гальванически изолированные импульсы на регистрирующую аппаратуру.

Фон, обусловленный попаданием в детекторы нейтронов от источника, не участвующих в цепочках деления АЗ, уменьшен взаимным расположением детектора нового канала относительно АЗ и источника. На рис. 1 схематично изображено расположение штатного источника нейтронов, штатных нейтронных каналов и разработанного канала относительно АЗ. Из рисунка видно, что фон нейтронов для штатных нейтронных каналов велик, так как нейтроны попадают на детекторы, минуя АЗ. Причем эта величина меняется в процессе сборки АЗ, достигая минимального значения в конце сборки, когда источник «перекрывается» топливным раствором. Детектор дополнительного канала расположен в непосредственной близости от АЗ реактора таким образом, что даже при наличии небольшого количества топливного раствора в корпусе АЗ детектор «видит» источник нейтронов сквозь раствор. Если учесть, что топливный раствор непрозрачен для нейтронов, то фон нейтронов в данном случае будет значительно ниже.

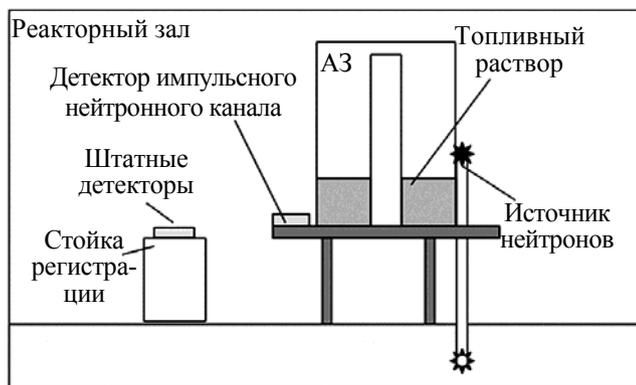


Рис. 1. Геометрия расположения детекторов штатных каналов и дополнительного ИК относительно нейтронного источника и корпуса АЗ реактора

По сравнению со штатным импульсным каналом измерения нейтронного потока чувствительность дополнительного канала к нейтронам АЗ увеличена приблизительно в 20 раз.

Калибровка разработанного импульсного канала

После сборки дополнительного импульсного канала проведена «сшивка» его показаний с показаниями штатных токовых каналов. Для этого реактор был выведен на установившийся период разгона. Регистрация нейтронного потока от АЗ в процессе разгона проводилась дополнительным и штатным ИК, а также штатным токовым каналом. Результаты регистрации показаны на рис. 2.

Далее были выбраны участки графиков, соответствующие условиям: период разгона реактора должен быть установившимся, на выбранном участке должна сохраняться линейность характеристик канала. Выбранные участки графиков приведены на рис. 3.

По точкам графика построены экспоненциальные аппроксимации (проведены линии тренда). Уравнения линий тренда приведены ниже:

$$N_{ик1} = N_{01}e^{t/T} \approx 2052,9e^{0,029t};$$

$$N_{ик2} = N_{02}e^{t/T} \approx 89,2e^{0,029t};$$

$$W = W_0e^{t/T} \approx 0,0003e^{0,029t}.$$

С использованием полученных зависимостей определяется коэффициент связи между дополнительным импульсным и штатным токовым каналами:

$$K_{ик}^W = \frac{N_0}{W_0} = \frac{2052,9}{0,0003} = (6,8 \pm 1,3) \cdot 10^6 \frac{\text{имп./с}}{\text{Вт}}.$$

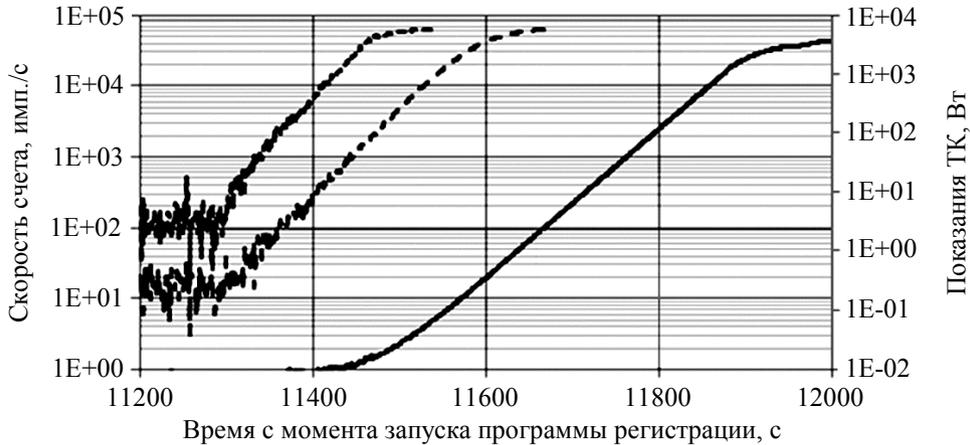


Рис. 2. Показания ИК и ТК во время разгона реактора (— — — штатный ИК, — новый ИК, — — — токовый канал)

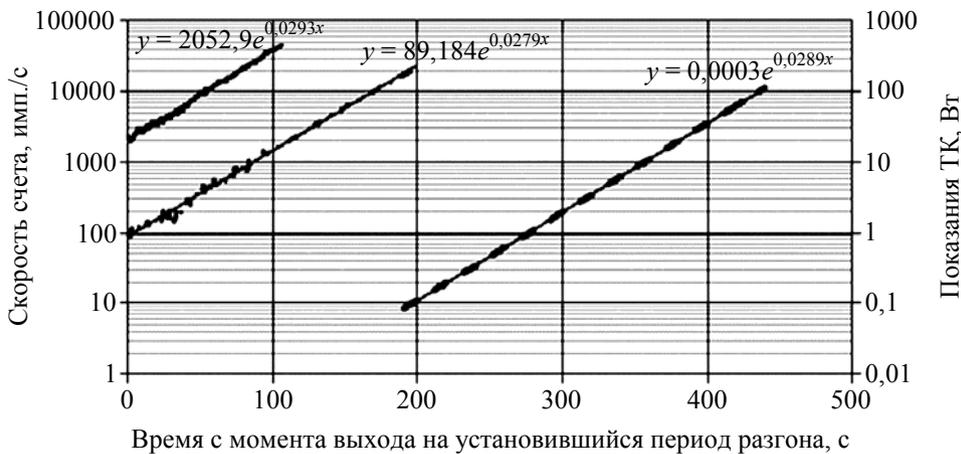


Рис. 3. Показания ИК и ТК после выхода реактора на установившийся период разгона (— — — новый ИК, штатный ИК, — — — токовый канал)

Погрешность определения $K_{ик}^W$ определяется погрешностью измерений мощности реактора, которая составляет $\pm 19\%$ при $P = 0,95$.

Через коэффициент связи $K_{ик}^W$ можно определить среднюю эффективность ИК к нейтронам, «рождающимся» в АЗ реактора в результате делений урана:

$$K_{ик}^N = K_{ик}^W \frac{E_f}{\nu_p} = \frac{6,8 \cdot 10^6 \cdot 180 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2,4} = (8,2 \pm 0,9) \cdot 10^{-5},$$

где E_f – средняя энергия, выделяющаяся при одном акте деления ядра урана ($E_f \approx 180$ МэВ); ν_p – среднее число нейтронов, появляющихся в одном акте деления ($\nu_p \approx 2,4$).

Результаты эксперимента

Эксперимент по определению эффективного независимого источника нейтронов был выполнен дважды. Предварительно были сняты фоновые показания нового ИК. Средний показатель фона и погрешность измерений составили:

$$\langle N_{\Phi} \rangle_1 = (17,5 \pm 0,3) \text{ с}^{-1};$$

$$\langle N_{\Phi} \rangle_2 = (18,0 \pm 0,3) \text{ с}^{-1}.$$

Индексы «1» и «2» соответствуют первому и второму эксперименту.

Затем реактор выводился в подкритичность $\rho \approx -0,3\beta_{эф}$. После выдержки, необходимой для достижения равновесного состояния, удалялся штатный источник нейтронов и регистрировался переходный процесс. После повторной выдержки, необходимой для достижения нового равновесного состояния, измерялась скорость счета в новом ИК, обусловленная умножением в АЗ нейтронов независимого источника.

На рис. 4 изображен график переходного процесса, зарегистрированный ИК после сброса внешнего источника нейтронов, в первом

эксперименте. Конец переходного процесса в увеличенном масштабе приведен на рис. 5. В момент времени 9000 с (от начала работы программы регистрации) штатный источник нейтронов выведен из АЗ реактора, что вызвало начало переходного процесса. Этот момент хорошо прослеживается по штатному ИК (пунктирная линия на графике). Ввиду того, что новый ИК обладает значительно более высокой чувствительностью, чем штатный, при введенном в АЗ источнике нейтронов он работал в нелинейной области и зарегистрировал начало переходного процесса некорректно, что видно на рисунке (сплошная линия). Поэтому определение подкритичности выполнено по данным штатного ИК. Участок графика для штатного ИК, использованный для обработки данных в программе реактиметра, соответствует диапазону времени регистрации от 8800 до 9950 с.



Рис. 4. Переходный процесс после сброса источника нейтронов (— — — штатный ИК, — — — новый ИК)



Рис. 5. Окончание переходного процесса (1 – штатный ИК, 2 – новый ИК)

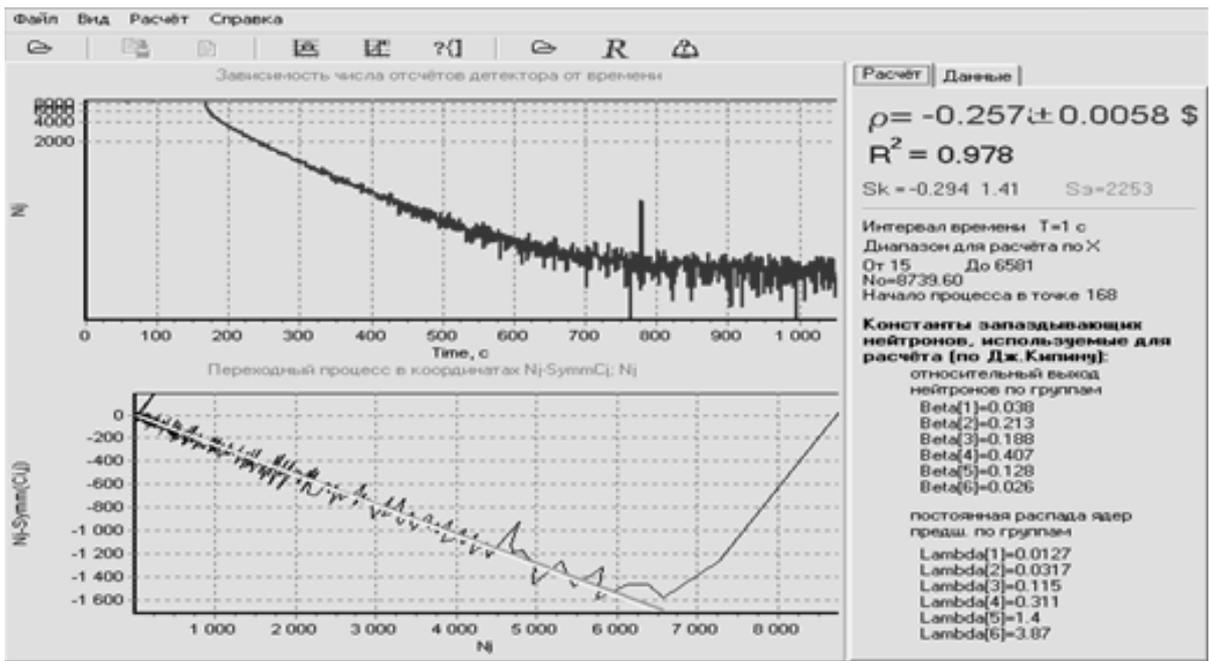


Рис. 6. Результаты расчета программы реактиметра в первом эксперименте

Снимок рабочего экрана программы реактиметра с результатами расчета подкритичности реактора в первом эксперименте показан на рис. 6.

В результате расчета программы реактиметра получены два значения подкритичности системы для двух проведенных экспериментов:

$$\rho_1 = (-0,257 \pm 0,006) \beta_{эф};$$

$$\rho_2 = (-0,313 \pm 0,007) \beta_{эф}.$$

После определения подкритичности найдены соответствующие коэффициенты умножения:

$$Q_1 = \frac{\rho_1 \beta_{эф} - 1}{\rho_1 \beta_{эф}} = 487 \pm 11;$$

$$Q_2 = \frac{\rho_2 \beta_{эф} - 1}{\rho_2 \beta_{эф}} = 400 \pm 9.$$

где $\beta_{эф}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов (для реактора ЯГУАР $\beta_{эф} = 0,008$).

Проведено измерение скорости счета новым ИК после сброса источника нейтронов и завершения переходного процесса. Средняя скорость счета и погрешность измерений для двух проведенных экспериментов составили:

$$\langle N_1 \rangle_1 = (180,9 \pm 1,2) \text{ имп./с};$$

$$\langle N_1 \rangle_2 = (148,6 \pm 0,8) \text{ имп./с}.$$

Расчет эффективного независимого источника нейтронов был проведен по формуле

$$S_0 = \frac{\langle N \rangle - \langle N_{\phi} \rangle}{Q K_{ИК}^N}, \quad (4)$$

где $Q = \frac{1}{1 - K_{эф}} = \frac{\rho - 1}{\rho}$ – коэффициент умножения системы.

Получены следующие результаты:

$$S_{01} = \frac{(180,9 - 17,9)}{487 \cdot 8,2 \cdot 10^{-5}} = 4,1 \cdot 10^3 \text{ имп./с},$$

$$S_{02} = \frac{(148,6 - 17,5)}{400 \cdot 8,2 \cdot 10^{-5}} = 4,0 \cdot 10^3 \text{ имп./с}.$$

По полученным результатам интенсивность независимого источника нейтронов принята $S_0 = 4,1 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Оценка вероятности самоиницирования импульсов делений

Для полученного значения интенсивности источника S_0 по формуле (1) рассчитана вероятность самоиницирования Ω . Расчеты проведены для скорости введения реактивно-

сти $90\beta_{эф}/с$ в предположении линейного профиля ввода реактивности. Вероятность реализации полного запаса реактивности рассчитана как $1-\Omega$. Результаты представлены на рис. 7.



Рис. 7. Зависимость вероятности реализации полного запаса реактивности от вводимой избыточной реактивности

Максимально разрешенная избыточная реактивность для реактора ЯГУАР составляет $2,5\beta_{эф}$. Из графика, приведенного на рис. 7, видим, что вероятность реализации такой избыточной реактивности составляет 35 %. Для импульсов со средним энерговыделением (введенная избыточная реактивность $1,7\beta_{эф}$) вероятность реализации импульса составляет 60 %.

Выразим из формулы (1) зависимость интенсивности внутреннего источника от вероятности реализации введенной избыточной реактивности:

$$S = -\frac{\nu_p G a \ln(1-\Omega)}{\rho_k^2}. \quad (5)$$

Задавшись вероятностью реализации импульса и реактивностью, которую нужно реализовать, из формулы (5) можно определить максимальную интенсивность внутреннего источника, при котором удастся реализовать этот импульс с заданной вероятностью. Так, для 80 % вероятности реализации импульса делений с избыточной реактивностью, равной $2,5\beta_{эф}$, интенсивность внутреннего источника не должна превышать $1000 с^{-1}$. Таким образом, для увеличения вероятности реализации им-

пульса делений с заданными параметрами необходимо уменьшить внутренний источник нейтронов.

В нашем случае основная составляющая внутреннего источника возникает за счет «подсветки» от внешнего штатного источника нейтронов и определяется его интенсивностью и долей нейтронов, которые выходят за биологическую защиту источника. Уменьшить «подсветку» можно за счет улучшения биологической защиты источника. Другой путь уменьшения внутреннего источника заключается в замене штатного источника нейтронов на источник с меньшей интенсивностью. Так, при уменьшении на порядок интенсивности внешнего штатного источника или улучшении на порядок эффективности его биологической защиты, интенсивность внутреннего источника в активной зоне должна составить порядка $1000 с^{-1}$, что позволит реализовывать с вероятностью 80 % импульсы делений с максимальной избыточной реактивностью, равной $2,5\beta_{эф}$.

Список литературы

1. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П., Погребов И. С., Снопков А. А., Терехин В. А. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.
2. Фролов В. В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. – М.: Изд-во Энергоатомиздат, 1989.

Контактная информация –

Манаков Андрей Александрович,
инженер-исследователь 2 кат.,
РФЯЦ-ВНИИТФ,
e-mail: dep5@vniitf.ru

Статья поступила в редакцию 20.06.18.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2018, вып. 4, с. 84–90.