

P13-2017-69

Е. П. Шабалин, М. В. Рзянин

ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ МОЩНОСТИ
В ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ РЕАКТОРЕ
С НЕПТУНИЕВЫМ ЯДЕРНЫМ ТОПЛИВОМ

Направлено в журнал «Атомная энергия»

Шабалин Е. П., Рзянин М. В.

P13-2017-69

Динамика импульсов мощности в исследовательском реакторе с нептуниевым ядерным топливом

Современная тенденция в научных исследованиях с помощью нейтронов предполагает разработку новых импульсных источников нейтронов высокой интенсивности. Одним из вариантов такой установки может быть импульсный реактор с активной зоной из делящегося изотопа — нептуния-237. Данная работа посвящена изучению динамики импульсов мощности нептуниевого реактора с учетом быстрой обратной температурной связи, срабатывающей во время развития импульса. Задача сводилась к простой модели одночастотного осциллятора совместно с уравнением одноточечной кинетики реактора без учета запаздывающих нейтронов. Показано, что в рамках такого приближения вследствие обратной связи по температуре твэла оценка энергии аварийных импульсов мощности снижается более чем на порядок по сравнению с расчетом без учета быстрой обратной связи.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2017

Shabalin E. P., Rzjanin M. V.

P13-2017-69

Dynamics of Power Pulses in the Neptunium Research Reactor

Modern tendency in neutron research supposes development and construction of highly intense pulsed neutron sources. The pulsed reactor charged with fissionable isotope of neptunium-237 might be an option of the facility referred to in the text. The given work deals with analysis of power pulses dynamics of the neptunium reactor which accounts for fast temperature reactivity feedback within a single pulse. The problem was resolved with application of the simplified model of one-frequency oscillator combined with the point reactor kinetic equation neglecting delayed neutrons. It was shown that the calculated estimate of power pulse in nuclear accident appears to be less than one order of magnitude of that calculated without account for fast temperature reactivity feedback.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2017

ОСНОВАНИЯ И МОТИВЫ РАБОТЫ

В 2032 г. заканчивается технический ресурс импульсного реактора на быстрых нейтронах ИБР-2М. В связи с этим разрабатываются концепции нового источника нейтронов для ЛНФ ОИЯИ, который должен обладать более высокими характеристиками. Пиковая плотность потока нейтронов должна достигать величины порядка нескольких единиц на $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В качестве одного из вариантов такой установки рассматривается импульсный реактор с активной зоной из нептуния-237 [1].

Для обоснования надежной и безопасной работы реактора на нептунии необходимо, в частности, исследовать кинетику и динамику импульса мощности, которая имеет особенности как в сравнении с обычными реакторами постоянного действия, так и с импульсным реактором ИБР-2. Текущее значение энергии импульса мощности импульсного реактора периодического действия (иногда используют термин «пульсирующий реактор») при малых отклонениях реактивности от критического значения $\varepsilon \leq \beta_{\text{puls}}$ определяется выражением

$$Q_n/Q_0 \cong \exp(\varepsilon/\beta_{\text{puls}}), \quad (1)$$

где Q_0 — среднее установившееся значение энергии импульса (соответствует критическому состоянию реактора), а величина β_{puls} играет такую же роль, как β_{eff} в реакторе непрерывного действия [2, 3]. Ее называют «импульсной долей запаздывающих нейтронов», хотя она весьма слабо связана с эффективной долей запаздывающих нейтронов, а зависит только от специфических параметров импульсного реактора — среднего времени жизни поколения быстрых нейтронов, скорости модуляции реактивности и частоты импульсов. Величина β_{puls} в действующем импульсном реакторе ИБР-2 в 14 раз меньше β_{eff} ; соответственно, чувствительность реактора к колебаниям реактивности во столько же раз больше по сравнению с реактором, работающим в режиме непрерывной мощности.

Для нептуниевого реактора ситуация осложняется. Вследствие малого значения времени жизни поколения нейтронов в нептуниевом реакторе (10 нс, что в 6 раз меньше той же величины для ИБР-2) расчетное значение импульсной доли запаздывающих нейтронов β_{puls} в несколько раз меньше, чем на ИБР-2, и составляет $2,7 \cdot 10^{-5} k_{\text{eff}}$ при частоте всплеск 10 с^{-1} , скорости

модулятора 60 м/с и при нулевой мощности реактора. Случайное возмущение реактивности, столь малое как $\pm 10^{-5} k_{\text{eff}}$ (соответствует колебаниям температуры топливного сердечника на ~ 1 К), вызовет изменение энергии импульса мощности в $\sim 1,5$ раза, в то время как на ИБР-2 — только на 7 %.

Высокая чувствительность реактора к колебаниям реактивности особенно нежелательна при работе на большой мощности — отрицательная обратная связь за счет теплового расширения активной зоны может привести к усилению колебаний энергии импульсов мощности и даже к так называемой *стохастической* неустойчивости реактора [4–7]. Условие устойчивости реактора определяется соотношением

$$|k_T \cdot \Delta T| < 2\beta_{\text{puls}}, \quad (2)$$

где k_T — быстрая составляющая отрицательного температурного эффекта реактивности; ΔT — номинальный нагрев сердечника твэла за время импульса. При значениях $\Delta T = 20$ К, $k_T = 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ и $\beta_{\text{puls}} = 2,7 \cdot 10^{-5}$, характерных для непуниевых реакторов оптимальной конструкции, условие (2) не выполняется. Абсолютное значение температурного эффекта реактивности можно уменьшить конструктивными мерами (например, секционированием сердечников твэлов), но не столь значительно, как того требует условие (2), иначе реактор может попасть в область *колебательной* неустойчивости. Каков выход? При высоком уровне мощности обратная связь может изменять ход реактивности и повышать импульсную долю запаздывающих нейтронов и, соответственно, порог стохастической неустойчивости.

Данная работа посвящена изучению динамики импульсов мощности непуниевых реакторов с учетом быстрой обратной температурной связи, срабатывающей во время развития импульса.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ДИНАМИКИ ИМПУЛЬСА

Полная система уравнений для расчета динамики импульса в импульсном реакторе на быстрых нейтронах включает уравнения нейтронной кинетики и уравнения термоупругости, и ее точное решение является достаточно сложной и трудоемкой задачей [8]. Обычно используют некоторые упрощающие предположения относительно характера тепловыделения и колебаний топливных элементов реактора. В большинстве случаев хорошие результаты дает уже простая модель, рассматривающая реактор как одночастотный осциллятор совместно с уравнением одноточечной модели кинетики реактора без учета запаздывающих нейтронов, например [8–11]. В нашей модели, кроме того, предполагается линейная зависимость реактивности обратной связи от изменения длины топливного элемента. В итоге имеем два дифференциальных

уравнения

$$\begin{cases} \ddot{T} = \frac{\varepsilon(t)}{\tau} \dot{T} = \frac{\varepsilon_m - \alpha t^2 - uk_u}{\tau} \dot{T}, \\ \ddot{u} + \omega^2 u = \omega^2 u_0 T. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь ω — собственная круговая частота свободных колебаний тепловыделяющего элемента реактора; T — изменение температуры тепловыделяющего элемента в текущий момент времени относительно начальной температуры; u — изменение длины стержня; u_0 — статическое изменение длины тепловыделяющего элемента при нагреве реактора в среднем на 1 К; τ — среднее время жизни мгновенных нейтронов деления; $\varepsilon(t)$ — реактивность на мгновенных нейтронах; k_u — величина, пропорциональная температурному коэффициенту реактивности и равная изменению коэффициента размножения нейтронов при изменении длины твэла на один метр при его нагреве; значение $k_u = 4$ соответствует статическому температурному коэффициенту реактивности $10^{-5} k_{\text{eff}}/K$.

В реакторах максимальное значение реактивности в импульсе $\varepsilon(t) = \varepsilon_m$ всегда мало по сравнению с единицей. Поэтому вблизи максимума функциональная зависимость ε может быть аппроксимирована параболой с параметром α , зависящим от характеристик внешнего модулятора реактивности. Невозмущенная реактивность (без мощностной обратной связи по расширению топлива) больше нуля на промежутке $-t_1 < t < t_1$, где $\alpha t_1^2 = \varepsilon_m$. Так как вспышка мощности является очень короткой, на данном промежутке (когда реактивность положительна) можно пренебречь запаздывающими нейтронами и внешним источником нейтронов. Поэтому данный член отсутствует в первом из системы уравнений (3).

Система уравнений (3) решалась методом Рунге–Кутты с начальными условиями

$$u(-t_1) = 0, \quad \dot{u}(-t_1) = 0, \quad T(-t_1) = 0, \quad \dot{T}(-t_1) = 6,94 \frac{\text{К}}{\text{мс}}.$$

Начальное значение мощности (выраженное через скорость нагрева твэла) в точке $-t_1$ вычислено аналитически по формулам из работы [3] для разрабатываемого импульсного реактора с активной зоной из нептуния-237.

В работе были использованы следующие параметры: время жизни мгновенных нейтронов деления $\tau = 10^{-5}$ мс = 10 нс; $\alpha = 3,6 \cdot 10^{-3}$ мс⁻²; частота импульсов 10 Гц; средняя мощность реактора 10 МВт; коэффициент термического расширения нитрида нептуния 10^{-5} К⁻¹; длина твэла 0,25 метра; скорость звука в нитриде нептуния ~ 3 км/с; модуль Юнга $\sim (100-130) \cdot 10^9 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$.

Критичность реактора при нулевой мощности ($k_u = 0$) $\varepsilon_m = 1,24 \cdot 10^{-4}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Решение системы (3) находилось при значениях параметров в следующих диапазонах: $\varepsilon_m = 1,2 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-4}$; $k_u = 0 - 4 \text{ м}^{-1}$; $\omega = 1 - 50 \text{ мс}^{-1}$.

На рис. 1 показан результат решения системы (3) для случая отсутствия обратной связи ($k_u = 0$). Кривая реактивности в данном случае имеет симметричный вид. Видно, что при отсутствии обратной связи скачок температуры может достигать 750 К при $\varepsilon_m = 2 \cdot 10^{-4}$. Соответствующее значение импульсной доли запаздывающих нейтронов $3,1 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 2 показана зависимость энергии импульса мощности от собственной частоты реактора ω для случая $k_u = 4$. Следует заметить, что значение параметра ω неоднозначно связано с длиной стержня (или пластины) твэла. Если массу стержня (или пластины) твэла считать сосредоточенной, что и предполагает уравнение осциллятора в системе (3), то круговую частоту свободных колебаний стержня следует считать равной c/L (L — длина стержня, c — скорость звука). При распределенной же массе период колебаний равен удвоенному времени прохождения волны упругого сжатия-растяжения вдоль стержня $2L/c$, а круговая частота, соответственно, $\pi c/L$, т. е. в π раз больше, чем для случая сосредоточенной массы [11]. Так, длине стержня 0,25 м соответствует $\omega = 12 \text{ мс}^{-1}$ при сосредоточенной массе и $\omega = 37,7 \text{ мс}^{-1}$ при условии наличия упругих волн деформации. При одной и той же длине

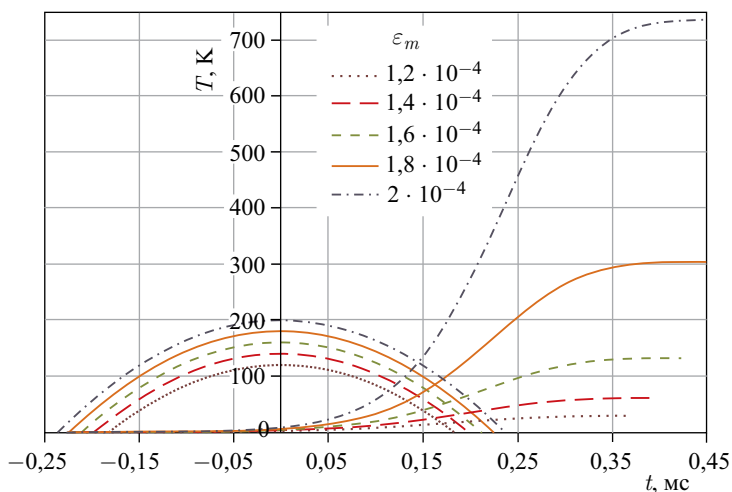


Рис. 1. Энергия импульса мощности (энергия, выделенная к моменту времени t) для случая $k_u = 0$ при разных значениях максимальной реактивности ε_m . По оси x — время в миллисекундах. Начало координат $t = 0$ соответствует максимуму реактивности ε_m . По оси y — температура активной зоны T (пропорциональна накопленной энергии вспышки) и реактивность ε , умноженная на 10^6

твэла собственная частота колебаний может изменяться, например, если стержень твэла будет состоять из нескольких частей. В связи с неоднозначностью физического смысла параметра ω , возникшей из-за замены уравнения тер-

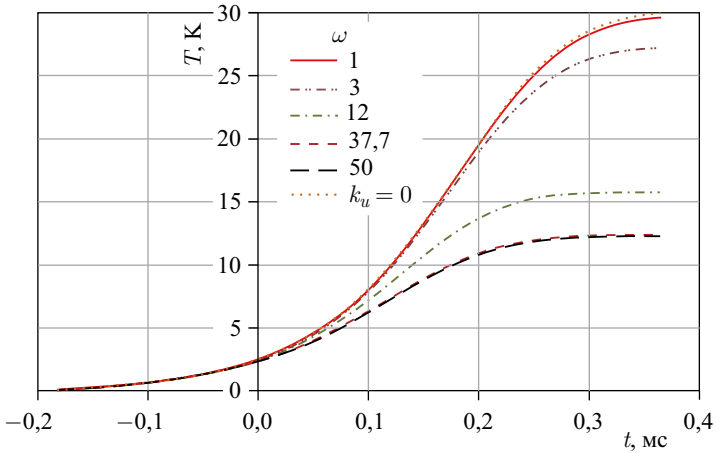


Рис. 2. Энергия импульса мощности для случая $k_u = 4$ при разных значениях параметра инерционности теплового расширения сердечника ω и для случая $k_u = 0$. Максимальная реактивность для всех кривых $\epsilon_m = 1,2 \cdot 10^{-4}$

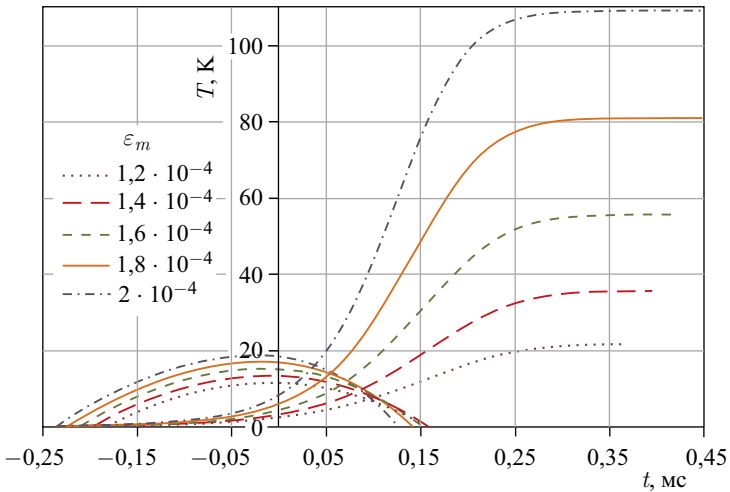


Рис. 3. Энергия импульса мощности для случая $k_u = 1$ при разных значениях максимальной реактивности ϵ_m и при значении параметра $\omega = 37,7$. По оси y — температура активной зоны T и реактивность, умноженная на 10^5

моупругости на уравнение гармонического осциллятора, следует считать эту величину неким параметром, определяющим инерционность обратной связи «температура–реактивность».

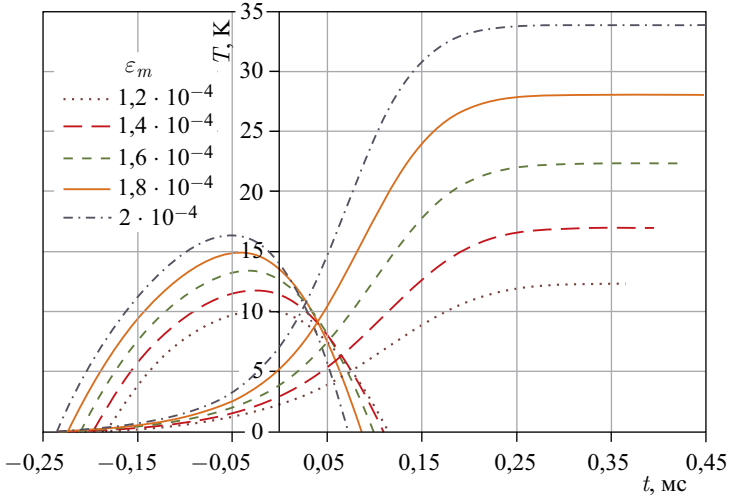


Рис. 4. Энергия импульса мощности для случая $k_u = 4$ при разных значениях максимальной реактивности ϵ_m и при значении параметра $\omega = 37,7$

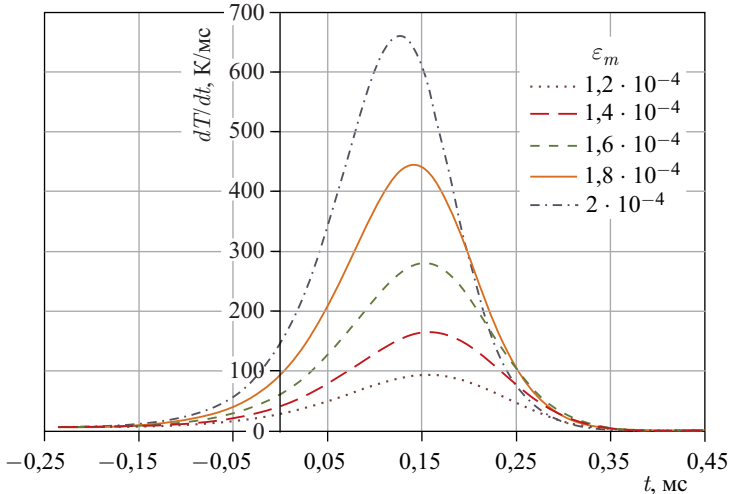


Рис. 5. Импульс мощности для случая $k_u = 1$. По оси x — время в миллисекундах. Начало координат $t = 0$ соответствует максимуму реактивности ϵ_m . По оси y для различных значений ϵ_m — скорость изменения температуры активной зоны dT/dt (мощность вспышки) в кельвинах за миллисекунду

Как можно видеть из рис. 2, временная зависимость температуры $T(t)$ для случая $k_u = 4$ находится между двумя граничными кривыми при всех значениях ω . Аналогичный вид имеют кривые для других значений k_u . С одной стороны область кривых ограничена случаем $k_u = 0$, куда стремится кри-

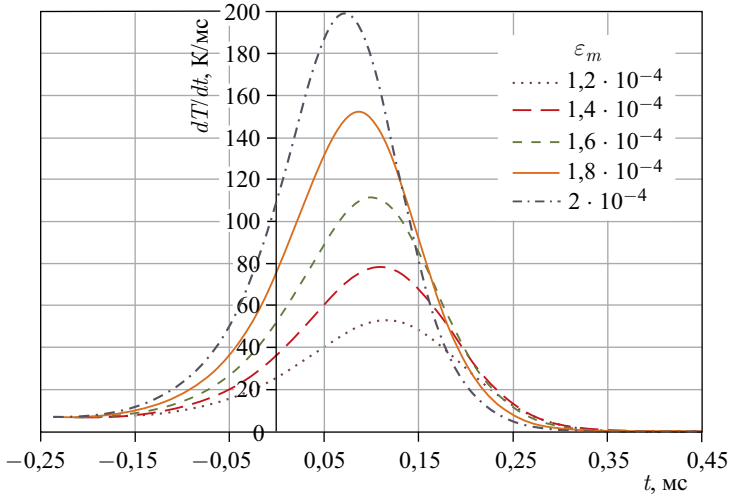


Рис. 6. Импульс мощности для случая $k_u = 4$. Обозначения те же, что и на рис. 5

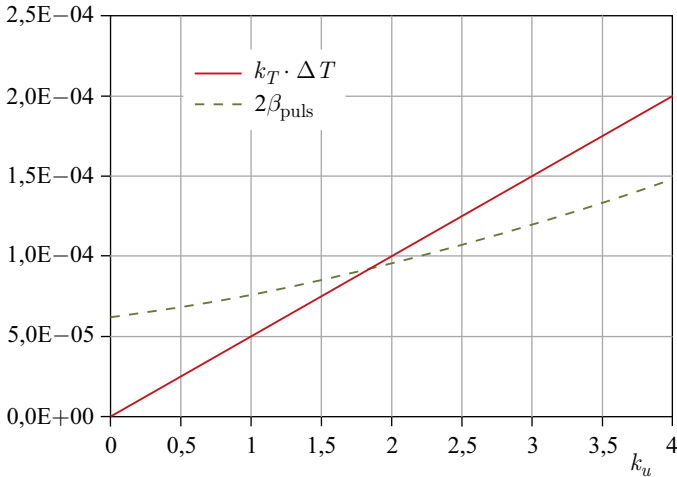


Рис. 7. Значения величин $2\beta_{\text{puls}}$ и $k_T \Delta T$ как функции параметра k_u при $\Delta T = 20$ К (энергия импульса при средней мощности 10 МВт). Область устойчивости непугнивого реактора, определяемая уравнением (2), лежит слева от точки пересечения кривых

вые с конечной величиной k_u при $\omega \rightarrow 0$. С другой стороны кривые для $\omega > 30 \text{ мс}^{-1}$ также быстро сходятся. Физически значимая область, соответствующая нептуниевому реактору, лежит между кривой для $\omega = 12 \text{ мс}^{-1}$ и нижней предельной кривой.

На рис. 3–6 показана зависимость решения системы уравнений (3) от коэффициента связи k_u при $\omega = 37,7 \text{ мс}^{-1}$.

На основе полученных зависимостей $T_{\text{ас}}(\varepsilon_m)$ была вычислена импульсная доля запаздывающих нейтронов для значений k_u от 0 до 4 при $\omega = 37,7 \text{ мс}^{-1}$ согласно приближению (1); асимптотический нагрев твэла в импульсе $T_{\text{ас}} = T(t \rightarrow \infty)$ суть энергия импульса. На рис. 7 можно видеть, при каких значениях температурного коэффициента реактивности рассматриваемый реактор с нептуниевой активной зоной и средней мощностью 10 МВт ($T_{\text{ас}} \sim 20 \text{ К}$) будет устойчив относительно возникновения автоколебаний, т. е. там, где выполняется условие (2).

ОБСУЖДЕНИЕ

Как и можно было ожидать, расчеты показали, что отрицательная обратная связь по температуре твэла заметно влияет на динамику номинального импульса уже при малых значениях температурного коэффициента реактивности около $(2-3) \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ (соответствует $k_u \sim 1$), см. рис. 3. Чем больше величина k_u , тем сильнее влияние обратной связи и, соответственно, меньше зависимость энергии импульса мощности от ε_m . При реалистичных значениях $k_u \sim 1-4$ подавление энергии импульса мощности составляет 7–20 раз для больших надкритичностей в импульсе ε_m и 1,5–3 раза для малых значений ε_m . Таким образом, в рамках данной модели более мощный импульс за счет обратной связи подавляется сильнее.

Из анализа полученных результатов следуют два важных вывода.

- Вследствие обратной связи по температуре твэла оценка энергии аварийных импульсов мощности снижается на порядок и более по сравнению с расчетным значением; для импульсов с превышением импульсной надкритичности на $\geq 10^{-4} k_{\text{эфф}}$ энергия будет расти пропорционально ε_m , а не экспоненциально, как следует из (1). Даже при мгновенном росте коэффициента размножения на 0,1 % нагрев зоны не превысит 200 К.

- Порог стохастической неустойчивости по данным этой работы будет превышен при средней мощности 7 МВт, если температурный коэффициент реактивности принять равным 10^{-5} К^{-1} . Для устойчивой работы на 15 МВт нужно снизить температурный коэффициент реактивности в 2,5–3 раза, что является посильной задачей.

Расчет по более реалистичной модели с учетом упругих деформаций даст не столь благоприятную картину — наличие волны деформации приведет

к снижению эффекта отрицательной реактивности. Поэтому следующим шагом должно быть развитие модели для расчета динамики импульсов мощности, учитывающей наличие волн упругой деформации твэла.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Аксенов В. Л. и др.* О пределе нейтронных потоков в импульсных источниках на основе реакции деления // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14, вып. 5. С. 556.
2. *Бондаренко И. И., Стависский Ю. Я.* Импульсный режим работы быстрого реактора // Атомная энергия. 1959. Т. 7, вып. 5. С. 417–420.
3. *Шабалин Е. П.* Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976. 247 с.
4. *Шабалин Е. П.* О колебаниях мощности и пределе устойчивости импульсного реактора // Атомная энергия. 1986. Т. 61, вып. 6. С. 401.
5. *Попов А. К.* Передаточная функция и устойчивость импульсного реактора периодического действия // Атомная энергия. 1987. Т. 62, вып. 3. С. 195.
6. *Shabalin E.* Stochastic Dynamics of a Periodic Pulsed Reactor // Proc. of the 1990 International Fast Reactor Safety Meeting. Snowbird, Utah, Aug. 12–16, 1990. V. III. P. 279.
7. *Shabalin E.* Power Instability and Stochastic Dynamics of Periodic Pulsed Reactors // Nucl. Technol. 1992. V. 99, No. 3. P. 280–288.
8. *Колесов В. Ф.* Аперiodические импульсные реакторы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999. 1032 с.
9. *Хетрик Д.* Динамика ядерных реакторов / Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1975. 400 с.
10. *Крамаров А. Я., Шевелев Я. В.* Инженерные расчеты ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964; 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1984. 736 с.
11. *Ломидзе В. Л.* Динамика топлива в импульсном реакторе. Колебания стержня с оболочкой // Атомная энергия. 1973. Т. 35, вып. 2. С. 123.

Получено 3 октября 2017 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 20.11.2017.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,91. Тираж 215 экз. Заказ № 59274.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/