

В. А. Бабенко^{1,2}, В. Н. Павлович^{2,3,*}

¹ Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, Украина

² Институт проблем безопасности АЭС НАН Украины, Киев, Украина

³ Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

*Ответственный автор: pavlovich@kinr.kiev.ua

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ, РАЗВИТИЯ И СВОЙСТВ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕЙСЯ ЦЕПНОЙ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ В ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ МАССАХ ОБЪЕКТА «УКРЫТИЕ»

Изучены главные особенности условий возникновения и развития самоподдерживающейся цепной ядерной реакции (СЦР) в топливосодержащих массах объекта «Укрытие», а также ее основные свойства для ряда принципиально возможных режимов протекания. На основе численного анализа и расчетов согласно сформулированной системе дифференциальных уравнений для главных характеристик системы показано, что основными возможными режимами развития СЦР являются режим экспоненциального роста потока нейтронов, режим одиночной вспышки нейтронного потока с различной возможной амплитудой в точке максимума, а также представляющий наибольший интерес и разнообразие свойств режим колебаний плотности нейтронов. Согласно расчетам, в системе при достаточном скоплении делящихся материалов может возникнуть возможность осуществления интенсивной нейтронной вспышки большой амплитуды при некоторых правдоподобных значениях других физических параметров. Наиболее реальным и близким к наблюдаемому является режим медленного роста потока нейтронов по мере заполнения системы водой с последующим переходом в режим осцилляций вблизи критического состояния.

Ключевые слова: цепная ядерная реакция, топливосодержащие массы, поток нейтронов.

1. Введение

В 1990 и 1996 гг. на объекте «Укрытие» были зафиксированы два нейтронных инцидента, суть которых состоит в повышении плотности потока нейтронов в подреакторных помещениях с последующим выходом в режим нейтронных осцилляций. Ответа на вопрос, чем закончились эти инциденты, не существует, поскольку искусственным образом детекторы нейтронов были заэкранированы путем залива раствором гадолиния помещения 304/3, в котором были расположены детекторы. В настоящее время понятно, что СЦР могла развиваться только в помещении

305/2, где расположены основные скопления ядерного топлива. Оба эти инцидента связывают с большим количеством осадков, которые выпали в районе объекта «Укрытие» в указанное время, хотя имеются некоторые свидетельства того, что второй инцидент связан со сбоями в системе измерений. Поэтому сначала качественно проанализируем только показания детекторов 1990 г. на основе данных, приведенных в работе [1] (рис. 1). В дальнейшем мы будем считать эти показания «экспериментальными данными», не анализируя их достоверность (что не является нашей целью).

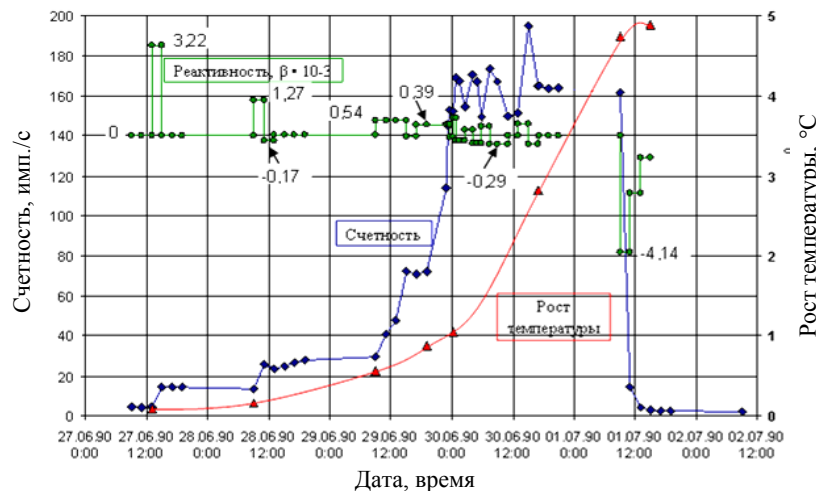


Рис. 1. Динамика критического инцидента – временная динамика отсчета детектора нейтронов (ромбы), вводимой реактивности (кружки), а также роста температуры топлива (треугольники).

© В. А. Бабенко, В. Н. Павлович, 2017

На рисунке приведены показания отсчета детектора нейтронов (ромбы) и датчика температуры (треугольники), расположенных в помещении 304/3, в зависимости от времени на протяжении пяти суток. Здесь же приведены данные по величине вводимой реактивности (кружки), рассчитанные в работе [1] согласно точечной модели реактора с постоянной реактивностью. Поскольку все численные расчеты критических свойств топливосодержащих масс (ТСМ) объекта «Укрытие» указывают на зависимость реактивности от количества воды в системе, то делать оценку величины реактивности согласно модели с постоянной реактивностью некорректно. Весь первичный (на протяжении трех суток) подъем отсчета детектора нейтронов (а значит, и плотности потока нейтронов в соседнем помещении 305/2) должен быть обусловлен ростом реактивности исходя от некоторой начальной достаточно большой отрицательной величины (согласно оценкам $\rho_0 \cong -3 \div -4$) до практически нулевой величины. Далее начинается колебательный режим, и именно наличие колебательного режима позволяет допустить, что в этот момент (приблизительно 30.06.1990, 0:00 ч) система перешла в надкритическое состояние. Примерно в это же время, с некоторой задержкой, включаются механизмы гашения цепной ядерной реакции. Из природных механизмов, которые приводят к уменьшению концентрации воды в системе по мере увеличения потока нейтронов, известны по меньшей мере два – испарение воды и ее радиолит. Оба данных механизма действуют параллельно и приводят к одним и тем же последствиям – к удалению воды из системы. Далее мы рассмотрим только один из этих механизмов – испарение воды при повышении температуры.

В работе [2] на основе простой системы уравнений нами были проанализированы возможные режимы поведения ТСМ при их заливе водой и были получены качественные картины роста потока нейтронов с выходом в осциллирующий режим, которые качественно совпадают с наблюдаемыми в объекте «Укрытие». При этом основной характеристикой ТСМ, которая обуславливает такое поведение плотности потока нейтронов, является зависимость реактивности системы от количества воды в ТСМ, которая имеет явно выраженный максимум при некотором содержании воды. Картина с осцилляциями возникает только в том случае, если реактивность в максимуме становится выше нуля и объясняется она сменяемыми режимами залива водой с ее последующим испарением вследствие повышения температуры ТСМ выше точки кипения воды.

В связи со строительством объекта «Укрытие-2» ожидается, что внешнее поступление воды в помещения объекта «Укрытие» будет полностью прекращено, однако не совсем ясно, будет ли поступать конденсат, т. е. будет ли установлен режим постоянной температуры и влажности. Тем не менее в связи с этим возникают следующие вопросы, на которые в [2] не было получено ответов: в каком состоянии находятся ТСМ в настоящее время – в подкритическом состоянии с большим количеством воды, превышающим точку максимума («закритическом» состоянии), либо в подкритическом состоянии с малым количеством воды; возможен ли вообще переход ТСМ в «закритическое» состояние при реальных скоростях залива водой; что произойдет при осушении ТСМ в случае, если состояние «закритическое». Интересны также вопросы о возможности оценки скорости залива водой по экспериментальным данным и об оценке максимальной реактивности ТСМ по величине осцилляций. Отметим, что в нашей ситуации реактивность является переменной величиной, зависящей от скорости залива ТСМ водой. Данный цикл работ посвящен, в частности, ответам на данные вопросы.

Основным вопросом при исследовании ТСМ является следующий – а возможно ли в принципе (над)критическое состояние ТСМ при их заливе водой? Ответ здесь однозначен – осцилляции потока нейтронов, которые наблюдались экспериментально, невозможны без достижения критичности и без существования некоторого механизма, который гасит цепную реакцию. В качестве такого механизма в данной работе мы рассматриваем испарение воды, хотя возможен также радиолит воды, который приводит к резкому уменьшению ее плотности. Возможно, что работают оба механизма. При этом основным фактором, который приводит к возникновению осцилляций, является немонотонная (с наличием максимума) зависимость реактивности от концентрации воды в системе, впервые полученная в [3].

2. Основные кинетические уравнения, определяющие динамику развития СЦР

Для исследования возможности возникновения и характеристик СЦР в ТСМ сформулируем систему связанных кинетических уравнений для основных физических величин, определяющих динамику развития СЦР в данной системе [2]. Этими зависящими от времени физическими величинами являются в первую очередь концентрация нейтронов (количество нейтронов в единице объема) n , а также масса воды в единице объема m и температура системы T . Отметим при

этом, что плотность потока нейтронов в системе Φ связана в случае моноэнергетических тепловых нейтронов с их плотностью n хорошо известной формулой $\Phi = v_T n$, где $v_T \cong 10^5$ см/с – средняя скорость тепловых нейтронов.

В предположении, что ТСМ описываются приближенной точечной моделью ядерного реактора, для усредненной по объему концентрации нейтронов n можно записать уравнение

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t)}{\bar{\tau}} n + f, \quad (1)$$

где $\rho(t)$ – реактивность системы, константа f – мощность постоянного внутреннего источника нейтронов в ТСМ, который не связан с процессом деления и определяется спонтанным делением некоторых трансурановых элементов и (α, n) -реакциями, а $\bar{\tau}$ – это феноменологическая временная константа, учитывающая наличие в системе запаздывающих нейтронов. При этом реактивность системы $\rho(t)$ является зависящей от времени величиной, поскольку она зависит от количества воды в системе, т. е. фактически от массы воды m .

Уравнение для массы воды в единице объема m представляет собой просто уравнение баланса воды в системе и определяется внешним притоком воды в систему с некоторой постоянной скоростью v , а также постоянным испарением воды с некоторой скоростью $(dm/dt)_{ev}$, которую также будем считать константой. Данное уравнение имеет простой вид

$$\frac{dm}{dt} = v - \theta(T - T_{ev}) \left(\frac{dm}{dt} \right)_{ev}, \quad (2)$$

где $T_{ev} = 100^\circ\text{C}$ – температура кипения воды, а $\theta(x)$ – единичная ступенчатая тэта-функция Хэвисайда. При этом мы воспользовались естественным предположением, что испарение воды не происходит при температурах системы, меньших температуры кипения T_{ev} .

Уравнение для температуры системы T является фактически уравнением баланса энергии в единице объема системы и может быть записано в виде

$$\begin{aligned} (MC_{FCM} + mC_{H_2O}) \frac{dT}{dt} + \lambda\theta(T - T_{ev}) \left(\frac{dm}{dt} \right)_{ev} + \\ + vC_{H_2O}(T - T_i) + \varkappa(T - T_e) = \varepsilon_f \Sigma_f v_T n. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь M – масса единицы объема ТСМ (ее плот-

ность); константы C_{FCM} и C_{H_2O} – удельные теплоемкости ТСМ и воды; λ – удельная теплота парообразования; T_i – температура поступающей воды; T_e – температура соответствующая теплопередаче; \varkappa – коэффициент теплообмена; константа ε_f – средняя энергия, которая выделяется в результате одного акта деления тяжелого делящегося изотопа нейтроном; Σ_f – макроскопическое сечение деления среды; v_T – скорость тепловых нейтронов. Отметим, что величина Σ_f оказывается зависящей от времени, поскольку она, аналогично ρ , зависит от массы воды m .

Основные кинетические уравнения (1) - (3) для трех основных физических величин n , m и T образуют систему трех связанных обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для этих функций в зависимости от времени t . Решение этой системы дифференциальных уравнений может быть получено обычными стандартными численными методами, которые применяются для решения подобных систем. При этом, конечно же, данная система уравнений должна быть дополнена соответствующими начальными условиями для трех рассматриваемых функций времени в некоторый начальный момент времени $t = t_0 = 0$. Для большинства дальнейших расчетов мы будем использовать начальные условия в нулевой момент времени для сухих ТСМ, которые запишем в виде

$$\begin{aligned} n(0) = n_0 = f\tau / \rho_0, \quad m(0) = m_0 = 0, \\ T(0) = T_0 = 40^\circ\text{C}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь в качестве начальной концентрации нейтронов n_0 выбрана концентрация нейтронов для сухих ТСМ $f\tau / \rho_0$, где τ – это среднее время жизни мгновенных нейтронов; ρ_0 – абсолютная величина начальной реактивности системы ($\rho_0 = |\rho(0)|$), а константа f – мощность постоянного внутреннего источника нейтронов в ТСМ, которая уже фигурировала выше. Масса воды в сухой системе в начальный момент времени при этом очевидно принята равной нулю $m_0 = 0$, а начальная температура сухих ТСМ принята равной 40°C .

Необходимые для дальнейших расчетов зависимости реактивности ρ и макроскопического сечения деления среды Σ_f от массы воды в системе m можно получить на основе численных расчетов стационарных размножающих свойств

ТСМ, которые уже неоднократно производились [2 - 7]. Согласно этим расчетам зависимость эффективного коэффициента размножения системы $k_{эф}$, а следовательно и реактивности системы $\rho = (k_{эф} - 1) / k_{эф}$, от массы воды имеет немонотонный характер с достаточно выраженным максимумом при содержании воды в ТСМ на уровне ~ 25 % об. Вблизи максимума эту зависимость можно с хорошей степенью точности аппроксимировать полиномом второй степени и таким образом использовать для функции $\rho(m)$ выражение

$$\rho(m) = -\rho_0(1 - m/m_1)(1 - m/m_2), \quad (5)$$

где абсолютная величина начальной реактивности системы $\rho_0 = |\rho(0)|$, а также массовые параметры m_1 и m_2 ($m_1 < m_2$) являются константами, которые можно определить из расчета размножающих свойств ТСМ при различных концентрациях воды. Важным параметром, характеризующим степень надкритичности, является значение реактивности системы в точке ее максимального значения, т. е. согласно основной формуле (5) для реактивности, в точке $m_{max} = (m_1 + m_2) / 2$. Эта величина ρ_{max} («запас реактивности») дается формулой

$$\rho_{max} = \rho_0(m_1 - m_2)^2 / 4m_1m_2. \quad (6)$$

Зависимость макроскопического сечения деления среды Σ_f от массы воды m согласно расчетам размножающих свойств ТСМ носит практически линейный характер в интересующей нас области изменения параметра m и ее можно представить в виде

$$\Sigma_f(m) = \Sigma_f(0)(1 + sm), \quad (7)$$

где константы $\Sigma_f(0)$ и s – параметры, определяемые свойствами изучаемой среды, т.е. ТСМ.

Приведем теперь для справочных и сравнительных целей полный список использованных нами при расчетах численных значений всех физических параметров, фигурирующих в основной системе кинетических уравнений (1) - (3), дополненной начальными условиями (4):

$$\rho_0 \equiv |\rho(0)| = 0,3, \quad f = 2 \text{ нейтрон/см}^3 \cdot \text{с}, \quad \bar{\tau} = 10^{-1} \text{ с},$$

$$\tau = 10^{-3} \text{ с}, \quad T_{ev} = 100 \text{ }^\circ\text{C}, \quad T_i = 20 \text{ }^\circ\text{C}, \quad T_e = 50 \text{ }^\circ\text{C},$$

$$M = 2,2 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}, \quad C_{FCM} = 0,8 \frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot \text{К}}, \quad C_{H_2O} = 4,187 \frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot \text{К}},$$

$$\lambda = 2256 \frac{\text{Дж}}{\text{г}}, \quad \alpha = 0,037 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{К}},$$

$$\varepsilon_f = 200 \text{ МэВ} = 320 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}, \quad \Sigma_f(0) = 10^{-2} \text{ см}^{-1},$$

$$s = 22,5 \text{ г}^{-1}, \quad v_T = 10^5 \text{ см/с}. \quad (8)$$

Подчеркнем здесь, что результаты расчетов, в особенности поведение потока нейтронов, а также возможные режимы развития СЦР оказываются слабо чувствительными по отношению к изменению большинства параметров из списка (8). Основные же варьируемые параметры, которые в основном определяют характер и режимы развития СЦР, а также ее свойства, – это параметры m_1 и m_2 (определяющие зависимость реактивности от массы воды), скорость залива воды в систему v и скорость испарения воды $(dm/dt)_{ev}$. В зависимости от конкретных значений четырех параметров $m_1, m_2, v, (dm/dt)_{ev}$ будет развиваться и иметь определенный режим СЦР. Отметим при этом, что в случае выполнения условия $T \leq T_{ev}$, испарение в системе отсутствует, соответствующие испарительные члены заносятся и зависимость от параметра $(dm/dt)_{ev}$ пропадает. Однако наиболее интересные режимы развития СЦР осуществляются при невыполнении данного условия.

Далее, поскольку изучать поведение системы в зависимости от изменения четырех параметров сложно и труднообозримо, то мы в большинстве дальнейших расчетов примем фиксированными значения двух из этих параметров – зафиксируем массовый параметр m_1 и скорость залива воды в систему v равными некоторым типичным значениям

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, \quad (9)$$

$$v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3 \cdot \text{с}. \quad (10)$$

Как показывают расчеты, принятое допущение о выборе параметров m_1 и v не ограничивает общность рассмотрения и позволяет получить все возможные режимы развития СЦР и исследовать их свойства. Таким образом, два оставшихся варьируемых физических параметра, в зависимости от которых будет изучаться поведение СЦР, – это второй массовый параметр m_2 и

скорость испарения воды $(dm/dt)_{ev}$. Варьируя достаточно удобным и обозримым способом эти два параметра m_2 и $(dm/dt)_{ev}$, можно получить и исследовать все возможные режимы развития СЦР. Удобно при этом стартовать от начальных значений данных параметров $m_2 = m_1$ и $(dm/dt)_{ev} = v$ и далее увеличивать параметр m_2 ($m_2 \geq m_1$) и увеличивать либо уменьшать параметр $(dm/dt)_{ev}$ – наиболее интересные и разнообразные режимы СЦР возникают здесь также в основном лишь при увеличении параметра $(dm/dt)_{ev}$, т. е. в области $(dm/dt)_{ev} \geq v$. Отметим, что возможность зафиксировать один из двух параметров, определяющих динамику изменения количества воды в системе (v либо $(dm/dt)_{ev}$), определяется тем фактом, что развитие СЦР зависит не столько от конкретных значений этих двух параметров, сколько от их взаимоотношения. Так что в данном случае мы зафиксировали один из этих двух параметров – скорость залива воды v . Исследование показывает, что изменение скорости залива в большинстве случаев влияет не на качественное поведение СЦР, а на скорость наступления того или иного режима, т.е. сдвигает график временной зависимости потока нейтронов в системе вправо или влево вдоль оси абсцисс t . Исключением здесь является случай, когда скорость поступления воды настолько большая, что СЦР не успевает развиваться, а система переходит в подкритическое состояние с большим количеством воды.

3. Возможные режимы развития СЦР в ТСМ и их свойства в случае постоянной скорости залива либо вытока воды

3.1. Численный анализ системы кинетических уравнений (1) - (3) для трех основных физических характеристик системы n , m и T показывает наличие ряда характерных режимов развития СЦР. При этом основной физической величиной, характеризующей систему, является плотность потока нейтронов Φ , которая связана в случае моноэнергетических тепловых нейтронов с их плотностью n формулой $\Phi = v_T n$, где $v_T \cong 10^5$ см/с – средняя скорость тепловых нейтронов. Представляет интерес также временное поведение всех других характеристик системы, в частности массы воды m , температуры T и реактивности ρ . Отметим при этом, что временное поведение температуры во многих случаях является аналогичным временному поведению плотности потока нейтронов. Также важным

параметром, служащим характеристикой системы в целом и являющимся характеристическим для развития СЦР, является запас реактивности, т. е. в нашем случае значение реактивности системы в точке ее максимального значения ρ_{\max} .

Основными возможными режимами развития СЦР, как показывают наши расчеты, являются режим экспоненциального роста потока нейтронов (режим взрыва), режим одиночной вспышки нейтронного потока с различной амплитудой в точке максимума, а также режим колебаний плотности нейтронов в системе, причем в большинстве случаев колебания происходят с постоянной амплитудой, однако имеются и случаи, когда амплитуда колебаний меняется с течением времени. Имеются также более сложные «комбинированные» режимы развития СЦР, когда один из вышеперечисленных режимов может переходить в другой либо когда устойчивые колебания с одной постоянной амплитудой могут сменяться устойчивыми колебаниями с другой постоянной амплитудой или колебаниями с переменной амплитудой. Последние возможности развития СЦР связаны с возможностью изменения скорости залива воды. Отметим также, что нами в большинстве случаев не рассматривается наиболее простой из возможных режимов изменения плотности нейтронов в системе – режим аperiodического затухания потока нейтронов. Последний режим имеет место в случаях, когда система остается подкритической при любых изменениях ее параметров на протяжении всего интервала времени. Мы же рассматриваем наиболее интересные случаи режимов, которые имеют место в случаях, когда система на некотором временном отрезке своего развития становится надкритической.

3.2. Рассмотрим первым один из наиболее простых возможных режимов развития СЦР – режим экспоненциального роста потока нейтронов (режим взрыва). Данный режим, как показывают расчеты, реализуется в некоторых отдельных случаях при соответствующей комбинации физических характеристик системы, в частности он имеет место, когда скорость испарения воды из системы совпадает со скоростью залива и при этом еще параметр m_2 существенно превышает параметр m_1 , т. е. при достаточном превышении реактивностью системы в точке максимума нулевого значения, или, иными словами, достаточно большом значении максимального эффективного коэффициента размножения. Типичная временная зависимость плотности потока нейтронов для данного режима развития СЦР показана на

рис. 2 в логарифмическом масштабе. При этом значения физических параметров системы, при которых рассчитывается каждый режим, приведены в подписях к рисункам.

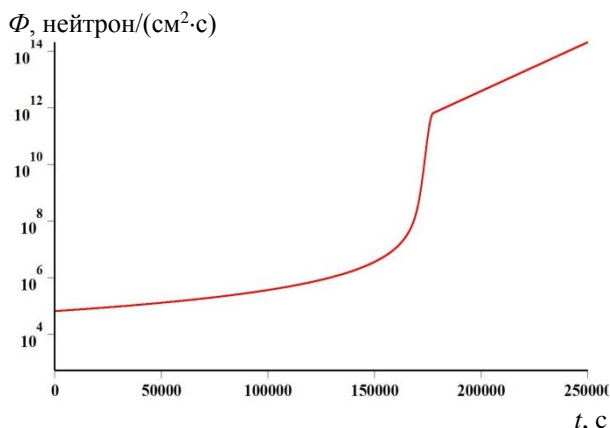


Рис. 2. Зависимость потока нейтронов от времени в случае режима экспоненциального роста (логарифмический масштаб по оси ординат). Значения физических параметров: $m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $m_2 = 0,35501 \text{ г/см}^3$, $\nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $(dm/dt)_{ev} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $\rho_{\text{макс}} = 0,000140$.

Наиболее характерной особенностью режима экспоненциального роста является наличие на графике зависимости потока нейтронов от времени трех характерных временных областей. При этом в начальной первой и в третьей областях поток нейтронов экспоненциально растет (логарифм потока изменяется линейно), причем в конечной третьей области быстрее, чем в первой. А во второй промежуточной области имеет место фаза «сверхбыстрого» («сверхрезкого») роста потока по зависимости, более быстрой, чем экспоненциальная. Первая вышеуказанная область связана с заполнением первично подкритической системы водой, она встречается во всех режимах и скорость роста потока определяется здесь непосредственно скоростью залива водой. Вторая область характерна именно для случая равенства скорости залива и скорости испарения, когда после перехода в надкритическую область и достижения температуры кипения устанавливается режим постоянной реактивности. Т. е. вторая область является хорошо известным случаем «скачка на мгновенных нейтронах» и переходит в область экспоненциального роста с постоянной реактивностью. Понятно, что вторая область может исчезнуть в случае достаточно быстрого роста реактивности, когда скорость залива превышает скорость испарения.

3.3. Следующим возможным режимом развития СЦР является режим одиночной вспышки потока нейтронов с различной возможной

амплитудой в точке максимума, различной возможной длительностью («шириной») самой вспышки и плавным спаданием на начальном и конечном «хвостах» зависимости потока от времени. Данный режим может реализоваться при различных значениях физических параметров системы и по сути иметь различную физическую природу. Характерные временные зависимости потока нейтронов для данного режима показаны на рис. 3 - 5 для ряда наборов значений параметров системы. Рис. 3 соответствует при этом режиму подкритической вспышки, когда система переходит в состояние с большим количеством воды без «включения» испарения, оставаясь все время подкритической.

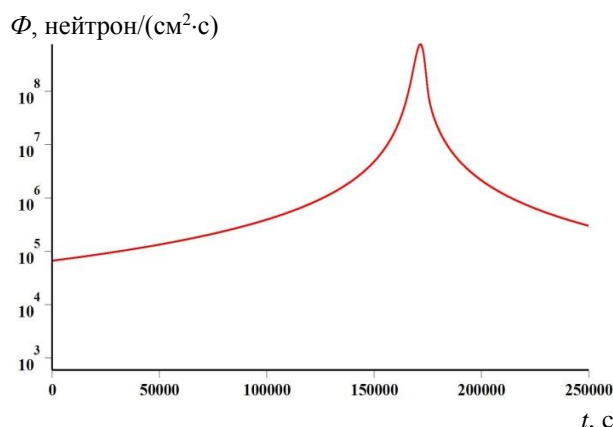


Рис. 3. Типичная зависимость плотности потока нейтронов от времени в случае режима одиночной нейтронной вспышки. Значения физических параметров системы: $m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $m_2 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $\nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $(dm/dt)_{ev} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $\rho_{\text{макс}} = 0$.

Рис. 4 отличается тем, что система переходит в надкритическое состояние, но очень медленно, температура также не поднимается выше 100°C и система переходит в закритическое состояние без испарения воды. Увеличение максимального уровня реактивности системы приводит к увеличению амплитуды вспышки, и если при этом скорость испарения $(dm/dt)_{ev}$ будет меньше скорости залива, то, согласно расчетам, в системе являются возможными сколь угодно большие амплитуды нейтронной вспышки. Типичная иллюстрация режима интенсивной нейтронной вспышки большой амплитуды показана на рис. 5. Плотность потока нейтронов в области максимума достигает в этом случае огромных величин $\sim 10^{30}$ нейтрон/(см²·с), т. е. фактически система взорвется и разрушится еще до достижения потоком нейтронов такой величины. Таким образом, реально режим «большой нейтронной

вспышки» может быть неотличим от режима экспоненциального роста, рассмотренного ранее, поскольку система в обоих случаях перестанет существовать уже на некотором начальном этапе развития данного процесса – на этапе «разгона»

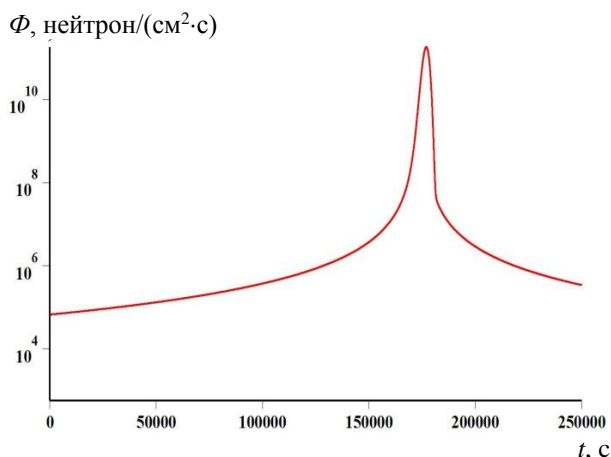


Рис. 4. Зависимость потока нейтронов от времени в случае режима одиночной вспышки и бóльшего по сравнению с предыдущим случаем запаса реактивности. Значения физических параметров системы: $m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $m_2 = 0,354 \text{ г/см}^3$, $\nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $(dm/dt)_{ev} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $\rho_{\text{макс}} = 0,000122$.

Рассмотрим теперь возможные режимы одиночной нейтронной вспышки для случая, когда вода в систему не заливается, а, наоборот, из нее вытекает с некоторой постоянной скоростью, естественно, в предположении, что в начальный момент времени некоторое количество воды в системе присутствовало. Следует подчеркнуть, что для данного случая вытока воды из системы режим одиночной вспышки нейтронного потока является фактически единственно возможным, поскольку режимы экспоненциального роста либо колебаний являются при таких условиях невозможными. Действительно, как нетрудно видеть, для осуществления какого-либо из двух последних режимов необходим постоянный приток воды в систему, который может возвращать ее в надкритическое состояние. Если же такой приток воды отсутствует, то рано или поздно, очевидно, вода из системы вытечет и система перейдет в чисто сухое состояние, которое по определению и по самим физическим свойствам ТСМ мы считаем глубоко подкритическим. Упомянутый же выше режим простого затухания плотности нейтронов можно считать частным случаем режима пологой одиночной вспышки с малой невыраженной амплитудой, как будет видно из дальнейших рисунков.

Итак, мы предположим, что в начальный мо-

мент времени $t=0$ начальное условие $m(0)=0$, имеющее место для сухих ТСМ, заменяется на условие

$$m(0) = m_0 = 0,40 \text{ г/см}^3, \quad (11)$$

где начальная концентрация воды m_0 произвольным образом принята имеющей значение (11) исходя лишь из соображений, чтобы эта величина была больше используемого нами значения (9) массового параметра m_1 : $m_0 > m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, т. е. фактически просто, чтобы в системе имелось достаточное количество воды для ее вытока и осуществления каких-либо нетривиальных эффектов. Далее мы также рассмотрим возможные случаи выбора для параметра m_0 других значений, однако ничего принципиально нового они не дают. Отметим также, что выбор параметра m_0 меньшим, чем m_1 , весьма быстро приводит к превращению режима вспышки в режим простого затухания потока без максимума. Для скорости вытока воды из системы также выберем некоторое типичное отрицательное значение

$$\nu = -5 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3 \cdot \text{с}, \quad (12)$$

а для скорости испарения воды из системы

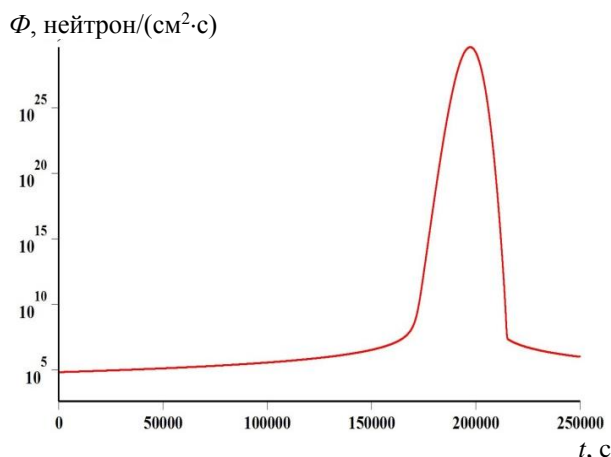


Рис. 5. Зависимость потока нейтронов от времени в случае режима одиночной нейтронной вспышки бóльшой амплитуды. Значения физических параметров системы: $m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $m_2 = 0,3605 \text{ г/см}^3$, $\nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $(dm/dt)_{ev} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $\rho_{\text{макс}} = 0,000257$.

примем значение

$$(dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}. \quad (13)$$

Решая теперь нашу систему основных кинетических уравнений с начальными условиями (4), в которых условие для $m(0)$ заменено на (11), и с выбранными значениями (12) и (13) параметров v и $(dm/dt)_{ev}$, получим для разных значений единственного оставшегося варьируемого параметра m_2 (т. е. фактически для разных увеличивающихся значений максимальной реактивности) набор кривых, описывающих для данного случая различные возможные сценарии режима одиночной нейтронной вспышки. Весь набор этих различных кривых для соответствующих вспышек показан на рис. 6 для семи различных значений массового параметра m_2 , который принимает в данном случае подряд значения на интервале $m_1 \leq m_2 \leq m_0$, т. е. $0,34 \text{ г/см}^3 \leq m_2 \leq 0,40 \text{ г/см}^3$ с шагом $\Delta m_2 = 0,01 \text{ г/см}^3$. Как видно из рисунка, увеличение максимального значения реактивности системы $\rho_{\text{макс}}$ (эквивалентное увеличению параметра m_2) приводит ко все большему увеличению амплитуды вспышки и ее сдвигу влево вдоль временной оси абсцисс, т. е. фактически к ускорению развития процесса во времени и соответственно ко все более быстрому достижению максимума.

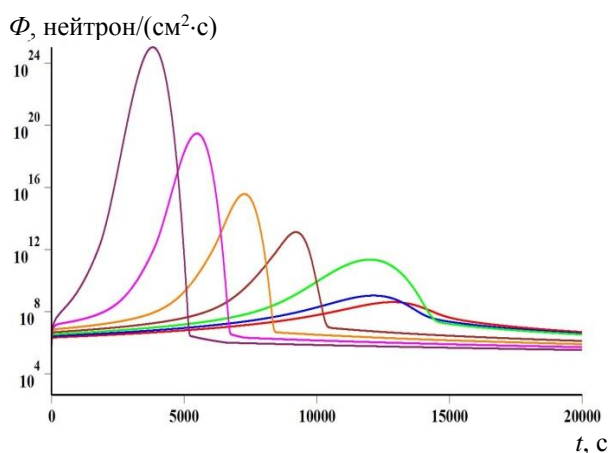


Рис. 6. Зависимость потока от времени в случае режима одиночной вспышки для вытока воды из ТСМ, различные кривые соответствуют различным значениям параметра m_2 . Увеличение m_2 приводит к увеличению амплитуды вспышки и ее сдвигу влево. Физические параметры: $m_0 = 0,40 \text{ г/см}^3$, $m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $m_2 = 0,34 \div 0,40(0,01) \text{ г/см}^3$, $v = -5 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $(dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $\rho_{\text{макс}} = 0 \div 0,00199$.

Случай, когда в системе в начальный момент времени имеется большая концентрация воды, а именно случай начального условия $m(0) = 0,50 \text{ г/см}^3$, показан на рис. 7. Все зависимости на рисунке имеют вид, аналогичный рис. 6, только развиваются медленнее, что соответствует сдвигу вправо вдоль временной оси абсцисс. Из рис. 6 и 7 видно, что при увеличении запаса реактивности в системе возможны одиночные нейтронные вспышки большой амплитуды даже для случая простого вытока воды из системы. Таким образом, даже элементарное вытекание уже имеющейся воды из ТСМ (ее «осушение») может в определенных условиях представлять опасность.

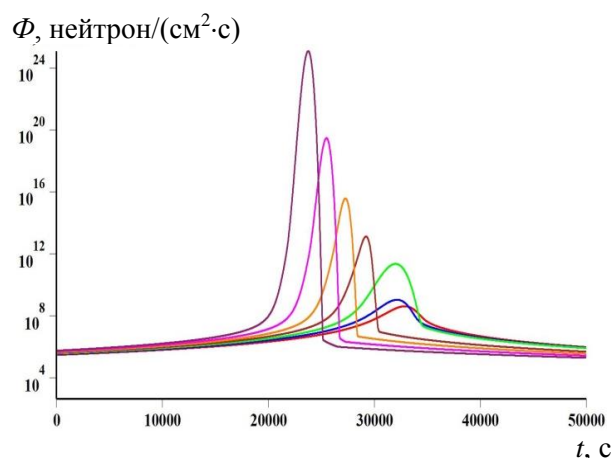


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для случая начальной концентрации воды $m_0 = 0,50 \text{ г/см}^3$. Значения физических параметров: $m_0 = 0,50 \text{ г/см}^3$, $m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $m_2 = 0,34 \div 0,40(0,01) \text{ г/см}^3$, $v = -5 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $(dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $\rho_{\text{макс}} = 0 \div 0,00199$.

3.4. Следующим возможным и представляющим существенный интерес режимом развития СЦР является режим колебаний плотности нейтронов с постоянной либо переменной амплитудой. Данный режим в системе возможен лишь в случае, если скорость испарения воды из системы превышает скорость залива водой, т. е. при выполнении условия $(dm/dt)_{ev} > v$. В этом случае при достижении в системе определенного уровня воды система становится надкритической, в ней интенсивно растут поток нейтронов и температура, однако рост температуры при ее значениях выше $100 \text{ }^\circ\text{C}$ приводит к интенсивному испарению воды со скоростью, большей скорости залива, что «осушает» систему и таким образом приводит ее в начальное подкритическое состояние, после чего процесс начинает

развиваться заново. Однако при этом выполнении лишь условия $(dm/dt)_{ev} > \nu$ недостаточно для реализации режима колебаний. Наряду с данным условием необходимым также является наличие некоторого достаточного запаса реактивности, т.е. максимальное значение реактивности должно достаточно существенно превышать нулевое значение. Известно, что скорость испарения воды растет с повышением температуры системы, так что величину $(dm/dt)_{ev}$ нельзя в общем случае считать постоянной. Однако учет этой зависимости приведет лишь к ограничению амплитуды колебаний и не изменит качественной картины.

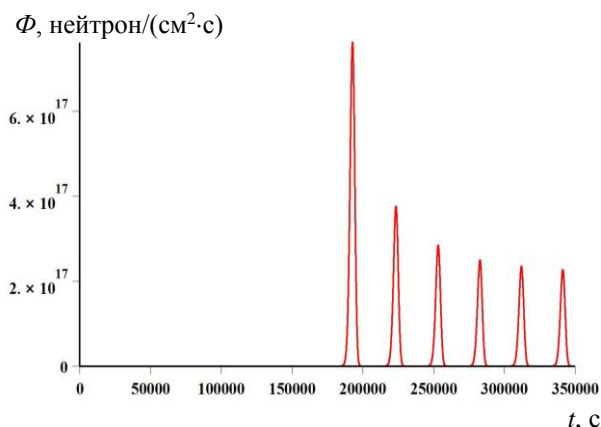


Рис. 8. Зависимость потока нейтронов от времени в случае режима колебаний с уменьшением амплитуды. Значения физических параметров:

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, m_2 = 0,355 \text{ г/см}^3, \nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \\ (dm/dt)_{ev} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \rho_{\text{макс}} = 0,000140.$$

На рис. 10 и 11 показана характерная временная зависимость потока нейтронов для случая режима устойчивых колебаний с постоянной амплитудой. Отметим при этом, что амплитуда и частота колебаний определяются, естественно, конкретными значениями и соотношениями физических параметров системы и в зависимости от этих характеристик могут принимать весьма разнообразные значения. В особенности это замечание относится к возможным значениям амплитуды колебаний, которая в различных конкретных случаях может принимать значения, отличающиеся на 10 и более порядков. Так, устойчивые колебания на рис. 10 имеют амплитуду $\sim 10^{20}$ нейтрон/(см²·с). Конечно, в ТСМ объекта «Укрытие» настолько большие амплитуды колебаний нейтронного потока недостижимы. Учитывая ослабление нейтронного потока от места возникновения СЦР в помещении 305/2 до места расположения детектора нейтронов в помещении

Типичная временная зависимость плотности потока нейтронов для режима колебаний с переменной амплитудой показана на рис. 8 и 9 в обычном и логарифмическом масштабах соответственно. Зависимость в обычном масштабе при этом гораздо более явно и четко показывает изменение амплитуды колебаний на некотором начальном этапе колебательного процесса, в данном случае, как видно, имеет место уменьшение амплитуды начальных колебаний с дальнейшим выходом на устойчивые колебания постоянной амплитуды. Зависимость же в логарифмическом масштабе обладает гораздо большей степенью наглядности на всем рассматриваемом временном интервале.

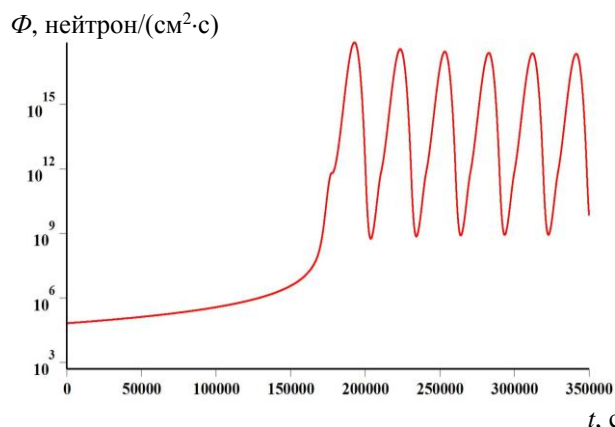


Рис. 9. То же, что и на предыдущем рисунке, но с логарифмическим масштабом по оси ординат. Значения физических параметров системы:

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, m_2 = 0,355 \text{ г/см}^3, \nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \\ (dm/dt)_{ev} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \rho_{\text{макс}} = 0,000140.$$

304/3, а также эффективность детектора, можно считать, что близкими к реальности величинами максимальной плотности потока являются $\Phi \sim 10^{12}$ нейтрон/(см²·с). Отметим также, что типичные устойчивые колебания, изображенные на рис. 11, имеют также ощутимо большую частоту, или меньший период, по сравнению с устойчивыми колебаниями, показанными на рис. 10. Таким образом, в системах подобного типа, в зависимости от их конкретных физических характеристик, могут иметь место колебания плотности нейтронов (нейтронного потока) весьма различной частоты и амплитуды, причем как устойчивые колебания с постоянной амплитудой, так и колебания с переменной амплитудой. При этом переменная амплитуда колебаний отражает некий переходный процесс, поскольку анализ фазовых траекторий для систем с постоянными скоростями залива и испарения всегда показывает существование предельного цикла.

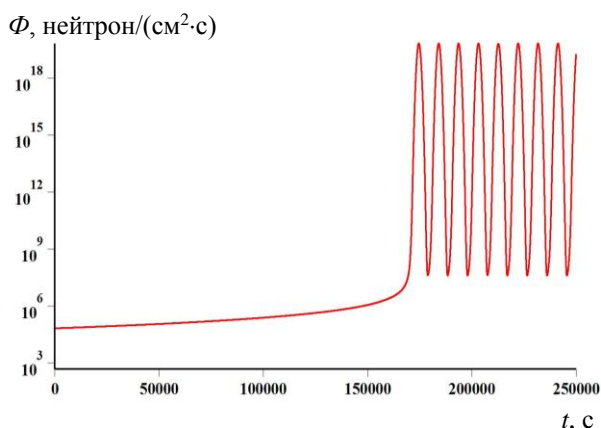


Рис. 10. Зависимость потока нейтронов от времени в случае режима устойчивых колебаний с постоянной амплитудой. Значения параметров:

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, \quad m_2 = 0,60 \text{ г/см}^3, \quad v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \\ (dm/dt)_{ev} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \quad \rho_{\text{макс}} = 0,0249.$$

Рассмотрим теперь поведение при колебательном режиме массы воды в системе m и температуры T в зависимости от времени. Свойства и характер этих зависимостей, а также их соот-

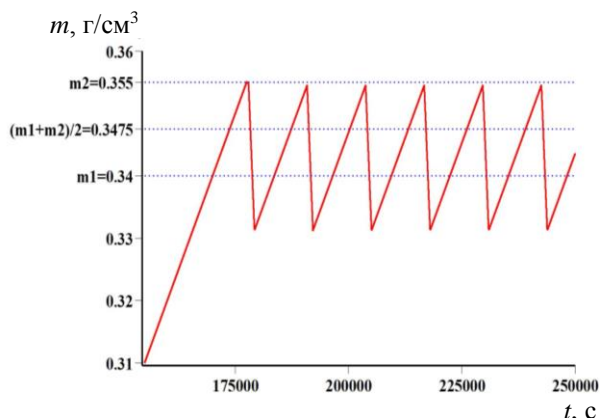


Рис. 12. Зависимость массы воды в системе от времени в случае типичного режима колебаний постоянной амплитуды. Значения физических параметров системы:

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, \quad m_2 = 0,355 \text{ г/см}^3, \\ m_{\text{макс}} = (m_1 + m_2) / 2 = 0,3475 \text{ г/см}^3, \quad v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \\ (dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \quad \rho_{\text{макс}} = 0,000140.$$

Видно, что в случае режима, соответствующего рис. 12, амплитуда колебаний массы воды имеет весьма значительный размах и колебания практически происходят во всем интервале значений массы между значениями массовых параметров m_1 и m_2 , не достигая лишь немного значения m_2 , но захватывая некоторый интервал значений, меньших m_1 . Таким образом, данный режим колебаний соответствует периодическим переходам системы в надкритическое состояние с большим количеством воды, превышающим

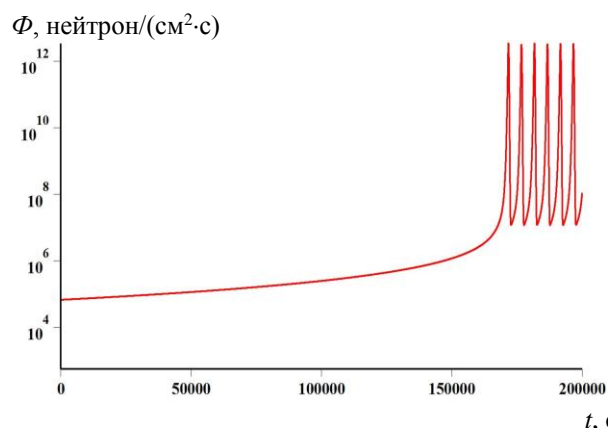


Рис. 11. Зависимость потока нейтронов от времени в случае режима устойчивых колебаний с постоянной амплитудой. Значения параметров:

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, \quad m_2 = 0,58 \text{ г/см}^3, \quad v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \\ (dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \quad \rho_{\text{макс}} = 0,0219.$$

ношение с поведением плотности нейтронов в системе представляют существенный интерес. На рис. 12 и 13 приведены зависимости $m(t)$ для двух типичных случаев колебаний в системе.

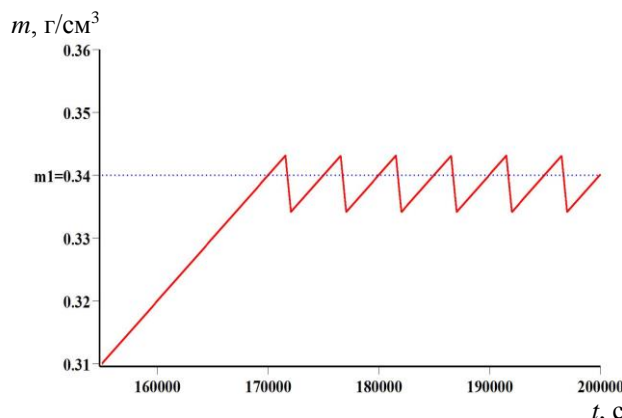


Рис. 13. Зависимость массы воды в системе от времени в случае режима колебаний, соответствующего рис. 11. Значения физических параметров системы:

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, \quad m_2 = 0,58 \text{ г/см}^3, \\ m_{\text{мах}} = (m_1 + m_2) / 2 = 0,46 \text{ г/см}^3, \quad v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \\ (dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \quad \rho_{\text{макс}} = 0,0219.$$

точку максимума $m_{\text{макс}} = (m_1 + m_2) / 2 = 0,3475 \text{ г/см}^3$, и переход в «закритическое» состояние вполне возможен. В то же время колебания массы воды, показанные на рис. 13 для соответствующего режима, происходят с амплитудой достаточно малого размаха и сосредоточены в небольшой окрестности вблизи значения массового параметра m_1 . Данные колебания даже и близко не достигают по массе воды значения точки максимума $m_{\text{макс}} = (m_1 + m_2) / 2 =$

$= 0,46 \text{ г/см}^3$ и, таким образом, в этом конкретном случае «закритическое» состояние является и близко недостижимым. Стоит при этом отметить, что колебания потока нейтронов, соответствующие рассмотренным выше двум случаям, принципиально не отличаются.

Соответствующие рассмотренным двум случаям колебания температуры системы $T(t)$ показаны на рис. 14 и 15. Они имеют достаточно схожий между собой характер и происходят вполне аналогично колебаниям плотности потока нейтронов с той же частотой. Из особенностей колебаний температуры можно отметить достаточно резкий и «острый» характер максимумов колебаний для обоих случаев, как видно из рисунков, а также ощутимо более высокую температуру системы в максимумах для второго случая по сравнению с первым – если для первого

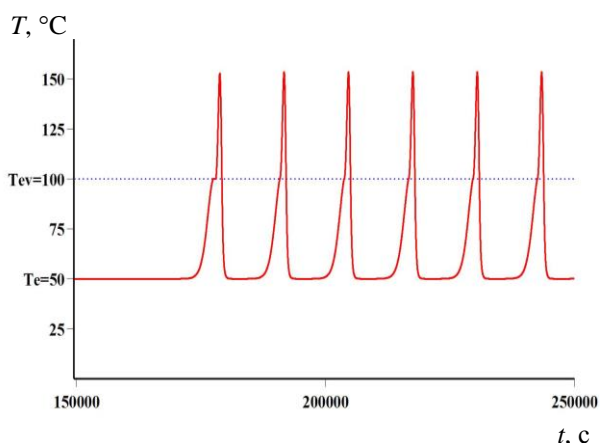


Рис. 14. Зависимость температуры системы от времени в случае типичного режима колебаний постоянной амплитуды. Значения физических параметров системы: $m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3$, $m_2 = 0,355 \text{ г/см}^3$, $v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $(dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}$, $\rho_{\text{макс}} = 0,000140$.

4. Основные выводы и заключение

Таким образом, в настоящей работе нами изучены основные характерные особенности возникновения и развития СЦР в ТСМ, а также ее основные свойства для ряда типично возможных режимов ее протекания. На основе численного анализа и расчетов согласно сформулированной основной системе уравнений (1) - (3) показано, что основными возможными режимами развития СЦР являются режим экспоненциального роста потока нейтронов в отдельных исключительных случаях (фактически режим взрыва), режим одиночной вспышки нейтронного потока в системе с различной возможной амплитудой в точке максимума, а также режим колебаний плотности нейтронов в системе.

случая $T_{\text{макс}} \sim 150 \text{ }^\circ\text{C}$, то для второго $T_{\text{макс}} \sim 270 \text{ }^\circ\text{C}$, что почти в два раза выше. Заметим, что в минимумах на протяжении «полочки» температура системы принимает значение температуры теплопередачи T_e , значение которой было принято нами равным $50 \text{ }^\circ\text{C}$. Отметим также, что для случаев режима одиночной нейтронной вспышки зависимость температуры от времени будет тоже, как правило, иметь одиночный максимум при том же значении времени, что и максимум потока нейтронов. Следует еще подчеркнуть, что в реальности амплитуда колебаний температуры должна быть значительно ниже, поскольку в данных расчетах мы не учитывали повышение скорости испарения воды с ростом температуры (при $T > 100 \text{ }^\circ\text{C}$).

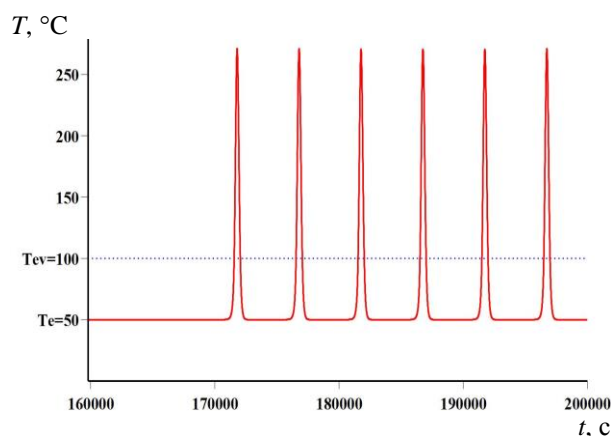


Рис. 15. Зависимость температуры системы от времени в случае режима колебаний, соответствующего рис. 11. Значения физических параметров системы:

$$m_1 = 0,34 \text{ г/см}^3, m_2 = 0,58 \text{ г/см}^3, v = 2 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \\ (dm/dt)_{ev} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ г/(см}^3 \cdot \text{с)}, \rho_{\text{макс}} = 0,0219.$$

Расчеты, в частности, показывают, что в системе имеется реальная возможность осуществления чрезвычайно интенсивной нейтронной вспышки с очень большой амплитудой при некоторых достаточно правдоподобных и бессмысленных значениях физических параметров. Причем одиночная нейтронная вспышка весьма значительной амплитуды является возможной не только при поступлении воды в систему (режим «залива»), но даже и в случае простого вытекания уже имеющейся воды из ТСМ (режим «осушения»), разумеется, в случае выполнения определенных физических условий и при определенных значениях физических параметров системы. Естественно, все основные особенности поведения системы применимы к анализу развития СЦР

в системах «ядерное топливо - вода» с переменной во времени реактивностью, зависимость которой от массы воды имеет максимум.

Наиболее интересным режимом развития СЦР является режим колебаний плотности нейтронов в системе с постоянной либо переменной амплитудой, которая в различных случаях может принимать весьма отличающиеся друг от друга значения. Таким образом, в системах подобного типа, в зависимости от их конкретных физиче-

ских характеристик, могут иметь место колебания нейтронного потока весьма различной частоты и амплитуды, причем как устойчивые колебания с постоянной амплитудой, так и колебания с переменной амплитудой. При этом анализ фазовых траекторий в системе показывает, что в случае постоянной скорости поступления воды в систему и постоянной скорости испарения фазовые траектории имеют характер предельного цикла.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Е.Д. Высотский и др. Ядерно-опасные скопления топливосодержащих материалов в разрушенном четвертом блоке Чернобыльской АЭС. *Радиохимия* 53(2) (2011) 178.
2. V.A. Babenko et al. Fuel-Containing Masses of Chernobyl Unit 4: Multiplying Properties and Neutron Characteristics. *Nucl. Sci. Eng.* 133(3) (1999) 301.
3. В.А. Бабенко и др. Исследование размножающих свойств топливосодержащих масс 4-го блока ЧАЭС. Препр. / НАН Украины. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-97-1 (Киев, 1997) 30 с.
4. В.А. Бабенко, Л.Л. Енковский, В.Н. Павлович. Ядерная энергетика. Тенденции в мире и особенности Украины. *ЭЧАЯ* 38(6) (2007) 1517.
5. В.А. Бабенко и др. Моделирование массовых и геометрических параметров скопления топливосодержащих материалов в юго-восточной части помещения 305/2 разрушенного 4-го блока ЧАЭС. *Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля* 9 (2008) 36.
6. Е.Д. Высотский и др. Нейтронно-физические характеристики ядерно-опасных скоплений топливосодержащих материалов. *Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля* 12 (2009) 93.
7. В.Б. Шостак, В.Н. Щербин, Е.Е. Олейник. Определение величин параметров модели, описывающей ядерно-опасное скопление топливосодержащих материалов в объекте «Укрытие». *Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля* 22 (2014) 98.

В. О. Бабенко^{1,2}, В. М. Павлович^{2,3,*}

¹ *Институт теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна*

² *Институт проблем безпеки АЕС НАН України, Київ, Україна*

³ *Институт ядерных досліджень НАН України, Київ, Україна*

*Відповідальний автор: pavlovich@kinr.kiev.ua

ВИВЧЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ВИНИКНЕННЯ, РОЗВИТКУ ТА ВЛАСТИВОСТЕЙ САМОПІДТРИМНОЇ ЛАНЦЮГОВОЇ ЯДЕРНОЇ РЕАКЦІЇ В ПАЛИВОВМІСНИХ МАСАХ ОБ'ЄКТА «УКРИТТЯ»

Вивчено головні особливості умов виникнення та розвитку самопідтримної ланцюгової ядерної реакції (СЛР) у паливовмісних масах об'єкта «Укриття», а також її основні властивості для ряду принципово можливих режимів протікання. На основі чисельного аналізу та розрахунків згідно із сформульованою системою диференціальних рівнянь для головних характеристик системи показано, що основними можливими режимами розвитку СЛР є режим експоненціального зростання потоку нейтронів, режим одиночного спалаху нейтронного потоку з різною можливою амплітудою в точці максимуму, а також режим коливаний густини нейтронів у системі, що становить найбільший інтерес та має різноманітні властивості. Згідно з розрахунками, у системі при достатньому скупченні матеріалів, що діляться, може виникнути можливість здійснення інтенсивного нейтронного спалаху великої амплітуди при деяких правдоподібних значеннях інших фізичних параметрів. Найбільш реальним та близьким до режиму, що експериментально спостерігався, є режим повільного зростання нейтронного потоку під час заповнення системи водою з наступним переходом у режим осциляцій поблизу критичного стану.

Ключові слова: ланцюгова ядерна реакція, паливовмісні маси, потік нейтронів.

¹ Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine² Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine³ Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: pavlovich@kinr.kiev.ua

**STUDY OF IGNITION POSSIBILITY, DEVELOPMENT AND PROPERTIES
OF SELF-SUSTAINING NUCLEAR CHAIN REACTION
IN THE FUEL-CONTAINING MASSES OF THE OBJECT “UKRYTTYA”**

Main characteristic properties of ignition and development of self-sustaining nuclear chain reaction (SCR) in the fuel-containing masses (FCM) of the object “Ukryttya”, and also the main properties of SCR for a number of its typical essentially possible modes were studied. System of differential equations for the main physical quantities describing FCM was formulated. Numerical analysis and calculations according to this system show that the main possible modes of SCR are exponential growth of the neutron flux, mode of the solitary neutron flux burst of differing strength, and also mode of the neutron flux oscillations. Mode of the flux oscillations is of great interest and exhibits various properties. According to calculations, the neutron flux burst of extremely high strength appears to be possible under some likely and reasonable physical conditions in presence of the sufficient accumulation of fissile materials. But the most realistic and close to the experiment mode of SCR appears to be the mode of slow growth of the neutron flux progressively, as the system is flooded by water, and further subsequent transition into the mode of the neutron flux oscillations in the neighbourhood of the critical state.

Keywords: nuclear chain reaction, fuel-containing masses, neutron flux.

REFERENCES

1. E.D. Vysotskii et al. Nuclear-hazardous accumulations of fuel-containing materials in the destroyed fourth Unit of the Chernobyl NPP. *Radiochemistry* 53(2) (2011) 206.
2. V.A. Babenko et al. Fuel-Containing Masses of Chernobyl Unit 4: Multiplying Properties and Neutron Characteristics. *Nucl. Sci. Eng.* 133(3) (1999) 301.
3. V.A. Babenko et al. Investigation of multiplying properties of fuel containing masses of the 4th block at Chernobyl Atomic Power Plant. Preprint: KINR-97-1 (Kyiv, Institute for Nuclear Research of NASU, 1997) 30 p.
4. V.A. Babenko, L.L. Jenkovszky, V.N. Pavlovych. Nuclear power industry: Tendencies in the world and Ukraine. *Phys. Part. Nucl.* 38(6) (2007) 795.
5. V.A. Babenko et al. Modeling of mass and geometric parameters of fuel-containing materials accumulation in the South-Eastern part of room No. 305/2 of the destroyed 4-th unit of the ChNPP. *Problemy bezpeky atomnykh elektrostantsii i Chornobylya* 9 (2008) 36. (Rus)
6. E.D. Vysotskij et al. Neutron-physical characteristics of nuclear-hazardous clusters of fuel-containing materials. *Problemy bezpeky atomnykh elektrostantsii i Chornobylya* 12 (2009) 93. (Rus)
7. V.B. Shostak, V.N. Shcherbin, E.E. Olejnik. Determination of the parameters values of the model describing the nuclear-dangerous accumulation of fuel-containing materials accumulation in the object “Ukryttya”. *Problemy bezpeky atomnykh elektrostantsii i Chornobylya* 22 (2014) 98. (Rus)

Надійшла 12.06.2017

Received 12.06.2017