

ОЦЕНКА КРИТИЧЕСКОГО УСЛОВИЯ ДЛЯ РАБОТЫ РЕАКТОРА ИБР С ПОДКРИТИЧЕСКИМ БЛОКОМ В РАВНОВЕСНОМ РЕЖИМЕ

А.И. Брежнев, А.В. Гулевич, О.Ф. Кухарчук, О.Г. Фокина

АО «ГНЦ РФ-ФЭИ им. А.И. Лейпунского»

249033, г. Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1



Рассматривается система, состоящая из быстрого импульсного реактора периодического действия типа ИБР и подкритического (теплового в нейтронно-физическом отношении) блока. Реактор снабжен модулятором реактивности, обеспечивающим на короткое время «перевод» системы из глубокоподкритического в надкритическое состояние на мгновенных нейтронах и обратно. В промежутках между импульсами система находится в глубокоподкритическом состоянии и может функционировать в равновесном (статическом) режиме, если для кинетических параметров, описывающих ее работу, выполняется критическое условие.

Нейтронная кинетика представлена в рамках двухточечного приближения. Предполагается, что изменение реактивности в реакторе в момент генерации импульса происходит периодически по параболическому закону, а в промежутке между импульсами реактор глубокоподкритичен. Численное моделирование критического условия весьма трудоемко, а аналитическое представление практически невозможно в силу необходимости решать обыкновенные дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами.

Предлагается методика, позволяющая приближенно оценивать параметры связанной системы «импульсно-периодический реактор - подкритический блок», работающей в равновесном режиме. Получены аналитические соотношения в квадратурной форме для расчета «критического» условия такой системы в приближении «часто повторяющихся» импульсов, когда можно пренебречь распадом предшественников запаздывающих нейтронов в промежутке между импульсами.

Расчеты «критического» условия проиллюстрированы на примере лазерной системы, состоящей из импульсного реактора периодического действия типа ИБР-2 и подкритического размножающего нейтроны блока, в котором и происходит преобразование энергии деления в энергию лазерного излучения. Оценки критических параметров системы выполнены по аналитическим соотношениям, а также с помощью прямых численных расчетов по программе STIK, моделирующей кинетику нейтронов в рассматриваемой системе в двухточечном приближении. Показано удовлетворительное согласие результатов прямых расчетов и оценок по аналитическим соотношениям.

Ключевые слова: лазерная система, быстрый импульсный реактор периодического действия, подкритический блок, равновесный режим, критическое условие, аналитические соотношения, численное моделирование, программа STIK.

ВВЕДЕНИЕ

Импульсные реакторы периодического действия (ИРПД) могут функционировать в равновесном (статическом) режиме (т.е. в режиме строго повторяющихся импульсов мощности) в том случае, когда для параметров, описывающих их работу, выполняется критическое условие. В работах [1, 2] в рамках одноточечной модели нейтронной кинетики подробно описан вывод приближенного критического условия для реактора типа ИБР.

В настоящее время рассматриваются различные концепции систем, состоящих из импульсно-периодического реактора типа ИБР с подкритическим, размножающим нейтроны блоком [3, 4] и работающих в равновесном (статическом) режиме. При рассмотрении кинетики нейтронов в связанной реакторной системе одноточечная модель неприменима, и необходимо использовать более сложные модели [5 – 13]. Точное аналитическое определение критического условия в таком случае практически невозможно.

В работе предлагается методика, которая позволяет приближенно оценивать параметры связанных систем, состоящих из ИРПД и подкритического блока, удовлетворяющие критическому условию.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим случай размножающей системы связанного типа, состоящую из импульсно-периодического быстрого реактора и подкритического блока с тепловым спектром нейтронов. Реактор снабжен модулятором реактивности, который обеспечивает на короткое время «перевод» системы из глубокоподкритического состояния в надкритическое на мгновенных нейтронах и обратно. В промежутках между импульсами система находится в глубокоподкритическом состоянии.

Уравнения двухточечной модели кинетики нейтронов такой установки в D -групповом приближении по запаздывающим нейтронам могут быть записаны следующим образом [5, 6]:

$$\begin{aligned} l_1 \frac{dn_1(\tau)}{d\tau} &= [k_{11}(1-\beta_1)-1]n_1(\tau) + k_{12}(1-\beta_2)n_2(\tau) + k_{11} \sum_j^D \lambda_{1j} C_{1j}(\tau) + k_{12} \sum_j^D \lambda_{2j} C_{2j}(\tau); \\ l_2 \frac{dn_2(\tau)}{d\tau} &= k_{21}(1-\beta_1)n_1(\tau) + [k_{22}(1-\beta_2)-1]n_2(\tau) + k_{21} \sum_j^D \lambda_{1j} C_{1j}(\tau) + k_{22} \sum_j^D \lambda_{2j} C_{2j}(\tau); \\ \frac{dC_{ij}(\tau)}{d\tau} &= \beta_{ij} n_i(\tau) - \lambda_{ij} C_{ij}(\tau); \\ n_i(0) &= n_i(\tau_p); \quad C_{ij}(0) = C_{ij}(\tau_p); \quad i = \overline{1,2}; \quad j = \overline{1,D}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $k_{ij}(\tau)$ и l_i – коэффициент размножения и время жизни нейтронов в зоне i соответственно; k_{ij} – коэффициенты связи между зонами i и j . Последние равенства – условия периодичности для мощностей $n_i(\tau)$ и концентраций предшественников запаздывающих нейтронов $C_{ij}(\tau)$. Отметим, что в уравнениях модели (1) пренебрегалось временами запаздывания при обмене нейтронами между компонентами связанной системы [5, 6].

Вблизи максимума реактивности периодическое изменение во времени эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе (в отсутствие подкритического блока) приближенно может быть описано функцией [6]

$$k_{11}(\tau) = k_{11}^0 + \Delta k_m + \alpha v^2 \tau^2, \quad (2)$$

где Δk_m – эффективность модулятора реактивности; αv^2 – параметр, связывающий скорость вращения модулятора реактивности и время; τ_p – период следования им-

пульсов ($\nu = 1/\tau_p$ – частота); $m = 0, 1, 2, \dots$ – целое число. В промежутке между импульсами эффективный коэффициент размножения нейтронов k_{11}^0 постоянен (здесь и далее для удобства обозначения принимаем $k_{11}^0 = k_{11}$).

Основные соотношения статистики ИРПД. Рассмотрим случай часто повторяющихся импульсов (с частотой большей одного герца), когда импульсно-периодический реактор с подкритическим блоком работает в статическом режиме повторяющихся импульсов. В этом случае можно считать, что источники запаздывающих нейтронов в первых двух уравнениях системы (1) практически не меняются во времени так же, как и мощность в промежутке между импульсами. Следуя работе [6], мощность можно представить в виде

$$n_i(\tau) = Q\delta(\tau) + n_i^b, \quad (3)$$

где Q_i – энергия импульса; n_i^b – фоновая мощность (между импульсами), которую можно считать постоянной при $\nu \geq 1$ Гц в зоне i ; $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака. В таком случае можно свести уравнения кинетики (1) в промежутке между импульсами к матричной системе

$$\mathbf{K}\mathbf{N}^b + \tau_p^{-1}\mathbf{M}_\beta\mathbf{Q} = 0, \quad \mathbf{K}_\beta\mathbf{N}^b + \mathbf{S} = 0, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} \Delta k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & \Delta k_{22} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K}_\beta = \begin{bmatrix} \Delta k_{11}^\beta & k_{12}^\beta \\ k_{21}^\beta & \Delta k_{22}^\beta \end{bmatrix}, \quad \mathbf{M}_\beta = \begin{bmatrix} \Delta k_{11}\beta_1 & k_{12}\beta_2 \\ k_{21}\beta_1 & \Delta k_{22}\beta_2 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{N}^b = \begin{bmatrix} n_1^b \\ n_2^b \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{bmatrix},$$

$\Delta k_{ij}^\beta = k_{ij}(1-\beta_i) - 1$; $k_{ij}^\beta = k_{ij}(1-\beta_j)$ (в промежутке между импульсами все значения $k_{ij} = \text{const}$).

Преобразуя матричные уравнения (4), получим следующее соотношение:

$$\tau_p^{-1}\mathbf{K}_\beta\mathbf{K}^{-1}\mathbf{M}_\beta\mathbf{Q} = \mathbf{S}. \quad (5)$$

Соотношение (5) получено в приближении, когда форма импульса в реакторе и подкритическом блоке описывается формулой (3). Более точное приближение к форме импульса в реакторе и блоке можно найти из следующих соображений.

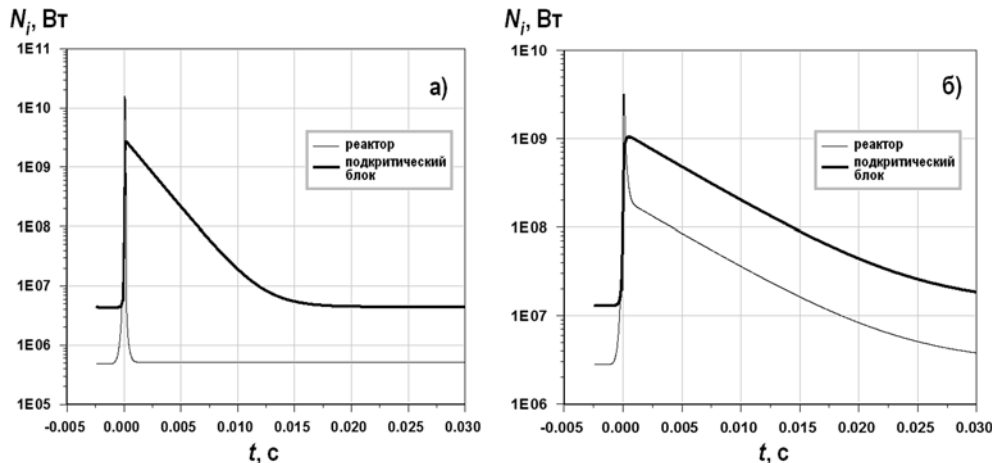


Рис. 1. Временное поведение мощности в импульсном реакторе и подкритическом блоке: а) – $k_{12} = 0$; б) – $k_{12} = 0.007$

Как показано в работе [6], форма импульса в реакторе, который действует в системе «быстрый импульсный реактор - тепловой подкритический блок» состоит из

– «дельтаобразной» части, которая обусловлена переходными процессами в реакторе, находящемся в состоянии надкритичности на мгновенных нейтронах (ее разумно, как и ранее в (3), описывать дельта-функцией с весом Q_1^{imp});

– «хвостовой» части, длительность которой существенно больше, чем длительность «дельтаобразной» части импульса в реакторе, связанной с влиянием нейтронов подкритического блока на реактор, находящийся в состоянии глубокой подкритичности (рис. 1).

Следовательно, кинетика нейтронов в реакторе и блоке сразу после импульса может быть описана системой

$$\begin{aligned} 0 &= \Delta k_{11}^{\beta} n_1^*(\tau) + k_{12}^{\beta} n_2^*(\tau); \\ l_2 \frac{dn_2^*(\tau)}{d\tau} &= k_{21}^{\beta} n_1^*(\tau) + \Delta k_{22}^{\beta} n_2^*(\tau); \\ n_2^*(0) &= Q_1^{imp} k_{21}^{\beta} / l_2. \end{aligned} \quad (6)$$

В уравнениях (6) $n_1^*(\tau)$ и $n_2^*(\tau)$ – мощности в реакторе и блоке в «хвостовой» части импульса. Кроме того, пренебрегается влиянием мгновенных нейтронов в реакторе ($l_1 = 0$, $l_2 \neq 0$) и источников запаздывающих нейтронов. Формы импульсов в реакторе и подкритическом блоке с учетом (6) могут быть представлены выражениями

$$\begin{aligned} n_1^*(\tau) &= Q_1^{imp} \left[\delta(\tau) - \frac{k_{12}^{\beta} k_{21}^{\beta}}{\Delta k_{11}^{\beta} l_2} \exp \left\{ \left(\Delta k_{22}^{\beta} - \frac{k_{12}^{\beta} k_{21}^{\beta}}{\Delta k_{11}^{\beta}} \right) \tau / l_2 \right\} \right], \\ n_2^*(\tau) &= Q_1^{imp} \frac{k_{21}^{\beta}}{l_2} \exp \left\{ \left(\Delta k_{22}^{\beta} - \frac{k_{12}^{\beta} k_{21}^{\beta}}{\Delta k_{11}^{\beta}} \right) \tau / l_2 \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

откуда при $l_2 / (\Delta k_{22}^{\beta} - k_{12}^{\beta} k_{21}^{\beta} / \Delta k_{11}^{\beta}) \ll \tau_p$ можно выразить энергии импульсов через энергию в «дельтаобразной» части реакторного импульса Q_1^{imp} :

$$\begin{aligned} Q_1 &= \int_0^{\tau_p} n_1^* d\tau = \frac{Q_1^{imp} \Delta k_{11}^{\beta} \Delta k_{22}^{\beta}}{\Delta k_{11}^{\beta} \Delta k_{22}^{\beta} - \Delta k_{12}^{\beta} \Delta k_{21}^{\beta}}; \quad Q_2 = \int_0^{\tau_p} n_2^* d\tau = \frac{-Q_1^{imp} k_{21}^{\beta} \Delta k_{11}^{\beta}}{\Delta k_{11}^{\beta} \Delta k_{22}^{\beta} - \Delta k_{12}^{\beta} \Delta k_{21}^{\beta}}; \\ Q &= \frac{\Delta k_{11}^{\beta} Q_1^{imp}}{\Delta k_{11}^{\beta} \Delta k_{22}^{\beta} - \Delta k_{12}^{\beta} \Delta k_{21}^{\beta}} \begin{vmatrix} \Delta k_{22}^{\beta} \\ -k_{21}^{\beta} \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (8)$$

Опуская промежуточные выкладки, с учетом (4), (5), (8) можно получить следующее критическое условие для системы «реактор - подкритический блок»:

$$\frac{\Delta k_{11}^{\beta}}{\Delta k_{11}^{\beta} \Delta k_{22}^{\beta} - \Delta k_{12}^{\beta} \Delta k_{21}^{\beta}} \frac{Q_1^{imp}}{\tau_p} \mathbf{K}_{\beta} \mathbf{K}^{-1} \mathbf{M}_{\beta} \mathbf{R}_{\beta} = \mathbf{S}, \quad \mathbf{R}_{\beta} = \begin{vmatrix} \Delta k_{22}^{\beta} \\ -k_{21}^{\beta} \end{vmatrix}. \quad (9)$$

Используя первое уравнение системы (9), запишем явное выражение для критического условия в виде

$$Q_1^{imp} / (S_1 \tau_p) = (\Delta k_{11} \Delta k_{22} - \Delta k_{12} \Delta k_{21}) / [\Delta k_{11}^{\beta} (k_{11} \Delta k_{22} \beta_1 - k_{12} k_{21} \beta_2)]. \quad (10)$$

Если подкритический блок не оказывает влияния на реактивность реактора ($k_{12} = 0$), то критическое условие может быть записано в виде

$$\frac{\beta_1 Q_1^{imp}}{\tau_p} \bigg/ \sum_j^D \lambda_{ij} c_{ij}^0 = \frac{\Delta k_{11}}{\Delta k_{11}^{\beta}},$$

что полностью совпадает с известным условием критичности для случая часто повторяющихся импульсов, приведенным в [1]: $M\beta/\tau_p + \beta/|\epsilon_{\phi}| = 1$, где $|\epsilon_{\phi}| = [1 - k(1 - \beta)]/k$ – абсолютное значение реактивности между импульсами в «голом» реакторе; M – фактор умножения нейтронов в импульсе

$$M = Q_1^{imp} / \sum_j^D \lambda_{ij} c_{ij}^0.$$

Выражение (10) после ряда преобразований имеет вид

$$Q_1^{imp}/n_1^b = -D_\beta D\tau_p / [\Delta k_{11}^\beta (\beta_1 \Delta k_{22} (D + \Delta k_{22}) + \beta_2 k_{12} k_{21})], \quad (11)$$

где $D_\beta = (\Delta k_{11}^\beta \Delta k_{22}^\beta - k_{11}^\beta k_{22}^\beta)$; $D = (\Delta k_{11} D k_{22} - k_{11} k_{22})$.

Таким образом, чтобы воспользоваться условием критичности (11), необходимо оценить отношение энергии в «дельтаобразной» части реакторного импульса Q_1^{imp} к «фоновой» мощности реактора перед импульсом n_1^b .

Оценка энергии импульса. Для более точной оценки энергии нейтронного импульса приведем систему (1) к следующему виду:

$$\begin{aligned} l_1 \dot{n}_1 &= \varepsilon(\tau) n_1(\tau) + k_{12}^\beta n_2(\tau) + S_1, \\ l_2 \dot{n}_2 &= k_{12}^\beta n_1(\tau) + \Delta k_{22}^\beta n_2(\tau) + S_2, \\ \varepsilon(\tau) &= \Delta k_{11}^\beta(\tau) = \frac{k_{11}(\tau)}{k_{11}^0} (1 - \beta_1) - 1, \\ n_i(\tau_0) &= n_i^b, \quad i = 1, 2; \quad j = 1, D, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\varepsilon(\tau)$ – надкритичность на мгновенных нейтронах реактора, которую вблизи нуля по времени можно аппроксимировать параболой $\varepsilon(\tau) = \varepsilon_m - \alpha v^2 \tau^2$ (см. (2)); $\varepsilon_m = (k_{11}^0 + \Delta k_m)(1 - \beta_1) - 1$ – максимальная надкритичность на мгновенных нейтронах в реакторе. Отметим, что значение ε_m может быть и отрицательным, если реактор не выходит в состояние мгновенной критичности, однако при этом реактивность системы «реактор – подкритический блок» будет превышать мгновенную критичность.

Учитывая, что эффективная длительность «дельтаобразной» части импульса в реакторе θ существенно меньше характерного времени установления собственного распределения нейтронов в подкритическом блоке $l_2/\Delta k_{22}$, можно пренебречь членом $\Delta k_{22} n_2(\tau) + S_2$ во втором уравнении (12). Тогда на временах, соизмеримых с длительностью θ , если ввести функцию энергии реактора

$$Q_1(\tau) = \int_{\tau_0}^{\tau} n_1(\tau) d\tau,$$

систему (12) можно свести к уравнению второго порядка:

$$\begin{aligned} l_1 \ddot{Q}_1(\tau) - (\varepsilon_m - \alpha v^2 \tau^2) \dot{Q}_1(\tau) - \gamma Q_1(\tau) &= S_1 + k_{21} n_2^b = (\varepsilon_m - \alpha v^2 \tau_0^2) n_1^b = \Delta k_m n_1^b, \\ Q_1(\tau_0) = \dot{Q}_1(\tau_0) &= 0, \quad \tau_0 = -\sqrt{\Delta k_m / \alpha v^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $n_2(\tau) - n_2^b \approx Q_1(\tau) k_{21}/l_2$, $\gamma = k_{12} k_{21}/l_2$. Параметр γ в данном случае определяет степень нейтронно-физического влияния подкритического блока на реактор в «связанной» системе и измеряется в единицах $\{с^{-1}\}$: при $\gamma = 0$ подкритический блок не влияет на реактор, при $0 < \gamma \leq 1$ систему можно считать «слабосвязанной», а при $\gamma \gg 1$ система «сильносвязанная».

Вводя функцию $q(\tau) = Q_1(\tau) / n_1^b$, уравнение (13) можно свести к виду

$$l_1 \ddot{q}_\gamma(\tau) - (\varepsilon_m - \alpha v^2 \tau^2) \dot{q}_\gamma(\tau) - \gamma q_\gamma(\tau) = \Delta k_m \quad (14)$$

с нулевыми начальными условиями. Уравнение (14), несмотря на кажущуюся простоту, не имеет аналитического решения [14]. Вместе с тем, можно получить несколько приближений, разложив функцию $q(\tau)$ в ряд по параметру γ :

$$q_\gamma(\tau) = \sum_{i=0}^m \gamma^i q_i(\tau) = q_0(\tau) + \sum_{i=1}^m \frac{\gamma^i}{i!} \frac{d^i q_\gamma(\tau)}{d\gamma^i} \Big|_{\gamma=0}, \quad (15)$$

где выражения для $q_i(\tau)$ можно записать в интегральной форме:

$$q_0(\tau) = \frac{\Delta k_m}{l_1} \int_{\tau_0}^{\tau} \exp \left[\frac{\alpha v^2 (\xi^3 - t^3) / 3 - \varepsilon_m (\xi - t)}{l_1} \right] d\xi dt, \quad (16)$$

$$q_i(\tau) = \frac{1}{l_1} \int_{\tau_0}^{\tau} \int_{\tau_0}^t q_{i-1}(\xi) \exp \left[\frac{\alpha v^2 (\xi^3 - t^3) / 3 - \varepsilon_m (\xi - t)}{l_1} \right] d\xi dt, \quad i = 1, \dots, m.$$

Необходимо отметить, что функции $q_i(\tau)$ не зависят от параметра γ и могут быть рассчитаны по соотношениям (16).

Весьма хорошим приближением для $q(\tau)$ является выражение

$$q_{\gamma}^*(\tau) = q_0(\tau) \exp \{ \gamma q_1(\tau) / q_0 + \gamma^2 [q_2(\tau) / q_0(\tau) - q_1^2(\tau) / (2q_0^2(\tau))] \}, \quad (17)$$

разложение которого с точностью до второго порядка по γ совпадает с (15) для $q(\tau)$:

$$q_{\gamma}^*(\tau) = q_0(\tau) \exp \{ \gamma q_1(\tau) / q_0 + \gamma^2 [q_2(\tau) / q_0(\tau) - q_1^2(\tau) / (2q_0^2(\tau))] \} \approx$$

$$\approx q_0(\tau) + \gamma q_1(\tau) + \gamma^2 q_2(\tau) + \dots$$

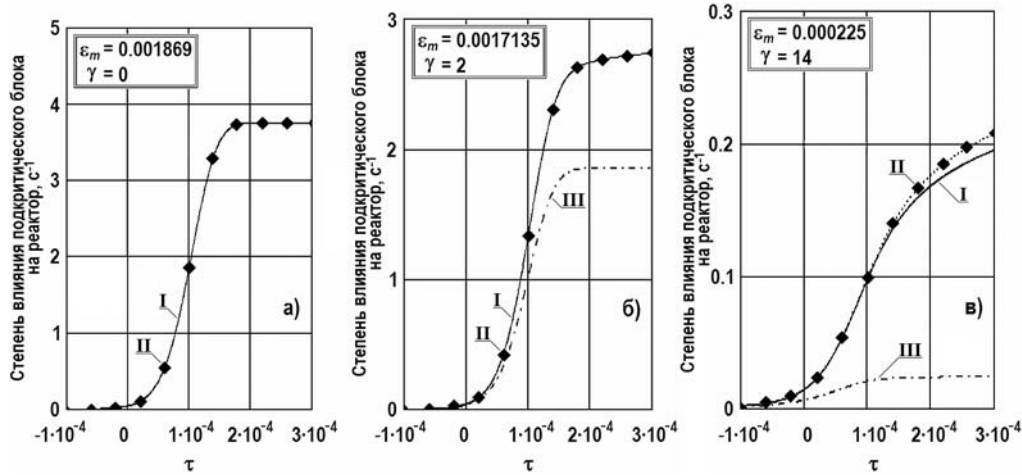


Рис. 2. Оценки степени влияния подкритического блока на реактор для различных вариантов $\{\varepsilon_m, \gamma\}$: I – численное решение (14) для $q_{\gamma}(\tau)$; II – расчет по (17) функции $q_{\gamma}^*(\tau)$; III – расчет по (16) функции $q_0(\tau)$

На рисунке 2 показаны результаты расчетов по формуле (17) в сравнении с «точным» численным решением уравнения (14), выполненные при различных значениях $\{\varepsilon_m, \gamma\}$ при фиксированных значениях параметров ИБР-2, приведенных в [1]: $l_1 = 4.2 \cdot 10^{-8}$ с; $\alpha v^2 = 1.7 \cdot 10^5$ с⁻²; $\Delta k_m = 0.04$. На рисунке также приводится решение (16) для $q_0(\tau)$.

Сравнение показывает, что при небольших значениях $0 \leq \gamma \leq 1$ с⁻¹ совпадение результатов расчетов достигается с точностью до сотых долей процента, а при $\gamma = 14$ с⁻¹ – до 5%.

Чтобы определить искомое значение $Q_1^{imp}/n_1^b = q(\tau_f)$, надо в формуле (17) корректно задать время окончания «быстрой» части импульса τ_f . Подходящей оценкой для τ_f следует считать сумму времени максимума импульса в реакторе τ_m и его эффективной длительности θ . Найдем эти выражения. Для этого перепишем первое уравнение (12) в виде

$$l_1 \dot{n}_1 = [\varepsilon_m - \alpha v^2 \tau^2 + k_{12} n_2(\tau) / n_1(\tau)] \cdot n_1(\tau) + S_1.$$

Пренебрегая источником S_1 (что справедливо вблизи максимума, когда разное-жение нейтронов в импульсе достаточно велико [1]), момент максимума импульса можно оценить из условия $\varepsilon_m - \alpha v^2 \tau_m^2 + k_{12} n_2(\tau_m) / n_1(\tau_m) = 0$. С учетом того, что $n_2(\tau_m) \approx k_{21} Q_1^{imp} / (2l_2) = k_{21} n_1(\tau_m) \theta / (2l_2)$, получим соотношение

$$\tau_m = \sqrt{\frac{\varepsilon_m + k_{12}k_{21}\theta / (2l_2)}{\alpha v^2}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_m + \gamma\theta / 2}{\alpha v^2}}. \quad (18)$$

С другой стороны, длительность «дельтаобразной» части импульса θ обусловлена скоростью изменения функции $\varepsilon_m - \alpha v^2 \tau_m^2 + k_{12}n_2(\tau)/n_1(\tau)$ в момент времени τ_m . Оценим этот параметр $\sigma(\tau_m)$:

$$\begin{aligned} \sigma(\tau_m) &= \frac{d}{d\tau} [\varepsilon(\tau) + k_{12}n_2(\tau)/n_1(\tau)] \Big|_{\tau=\tau_m} = -2\alpha v^2 \tau_m + k_{12} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \Big|_{\tau=\tau_m} = \\ &= -2\alpha v^2 \tau_m + k_{12} \left(\frac{\dot{n}_2}{n_1} - \frac{\dot{n}_1 n_2}{n_1^2} \right) \Big|_{\tau=\tau_m} \approx -2\alpha v^2 \tau_m + \frac{k_{12}k_{21}}{l_2} = -2\alpha v^2 \tau_m + \gamma. \end{aligned} \quad (19)$$

Учитывая, что, согласно [1], θ и $\sigma(\tau_m)$ связаны соотношением $-\sigma(\tau_m)/2l_2 = \pi/\theta^2$ (что справедливо, когда форма быстрой части импульса описывается гауссоподобной функцией), получаем следующее выражение:

$$2\alpha v^2 \tau_m - \gamma = 2\pi l_1 / \theta^2. \quad (20)$$

Объединяя (18) и (20), получаем алгебраическое уравнение для определения θ

$$\theta = \sqrt{\pi l_1} \cdot \left(\sqrt{\alpha v^2 (\varepsilon_m + \gamma\theta / 2)} - \gamma / 2 \right)^{-1/2}, \quad (21)$$

которое может быть решено итерационно, а затем найдено значение τ_m по формуле (18). В случае малых значений γ оценку для θ можно сделать по соотношению

$$\theta \approx \theta_0 [1 + 0.25\gamma(\tau_1 - 0.5\theta_0)/\varepsilon_m], \quad (22)$$

где $\theta_0 = (\pi l_1)^{1/2} \cdot (\alpha v^2 \varepsilon_m)^{-1/4}$ – длительность импульса в «голом» реакторе; $\tau_1 = [\varepsilon_m / (\alpha v^2)]^{1/2}$.

Таким образом, искомую оценку для $\tau_f = \tau_m + \theta$ можно найти по формулам (21) и (18). С учетом характеристик реактора типа ИБР в большинстве практически значимых случаев τ_f можно оценить как $\tau_f \approx \{2 - 3\} \cdot 10^{-4}$ с.

Согласно (17), искомое выражение для $q(\tau_f)$ имеет вид

$$q(\tau_f) = \frac{Q_1^{imp}}{n_1^b} = q_0(\tau_f) \exp \left[\gamma \frac{q_1(\tau_f)}{q_0(\tau_f)} + \gamma^2 \left(\frac{q_2(\tau_f)}{q_0(\tau_f)} - \frac{q_1^2(\tau_f)}{2q_0^2(\tau_f)} \right) \right]. \quad (23)$$

Расчетное исследование показало, что выражение (23) справедливо в широком диапазоне изменений параметра γ : при $0 \leq \gamma \leq 10$ с⁻¹ с точностью порядка 1 – 3%, а в диапазоне $10 \leq \gamma \leq 20$ с⁻¹ не менее 10 – 15%. Отметим, что для $q_0(\tau_f)$ хорошим приближением является соотношение, приведенное в [1]: $q_0(\tau_f) = \pi B l_1 / \varepsilon_m^2 \cdot \exp(4B/3)$, где $B = [\varepsilon_m^3 / (\alpha v^2)]^{1/2} / l_1$.

Критическое условие для ИРПД с подкритическим блоком. Подставляя выражение (23) в условие (11), приходим к следующему соотношению для критического условия:

$$\begin{aligned} -D_\beta D\tau_p / [\Delta k_{11}^\beta (\beta_1 \Delta k_{22} (D + \Delta k_{22}) + \beta_2 k_{12} k_{21})] = \\ = q_0(\tau_f) \exp \{ \gamma \cdot q_1(\tau_f) / q_0(\tau_f) + \gamma^2 [q_2(\tau_f) / q_0(\tau_f) - q_1^2(\tau_f) / (2q_0^2(\tau_f))] \}. \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом получены алгебраические соотношения (18), (21) и (24), которые приближенно определяют набор параметров $\{\varepsilon_m, \alpha v^2, l_1, l_2, k_{12}, k_{21}, k_{22}, \Delta k_m, \tau_p, \beta_1, \beta_2\}$, удовлетворяющих критическому условию, т. е. условию следования одинаковых импульсов мощности. Решение этих уравнений может быть найдено итерационно, и при этом нет необходимости многократно решать численно исходную систему уравнений (1), (2).

Заметим, что соотношения (18), (21) и (24) при $k_{12} \rightarrow 0$ ($\gamma \rightarrow 0$) в точности переходят в соотношения для «голого» импульсно-периодического реактора [1]:

$$\tau_m = \sqrt{\varepsilon_m / \alpha v^2}, \quad \theta = \frac{\sqrt{\pi l_1}}{(\alpha v^2 \varepsilon_m)^{1/4}}, \quad \frac{\pi \beta_1}{\tau_p \sqrt{\alpha v^2 \varepsilon_m}} \exp\left(\frac{4}{3 l_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_m^3}{\alpha v^2}}\right) + \frac{\beta_1}{|\varepsilon_m - \Delta k_m|} = 1.$$

Результаты моделирования. Расчеты критического условия проиллюстрируем на примере лазерной системы, состоящей из импульсного реактора периодического действия типа ИБР-2 и подкритического блока, в котором происходит ядерно-оптическое преобразование энергии [6].

Были выполнены оценки критических параметров системы по аналитическим соотношениям, полученным выше, а также прямые численные расчеты по программе STIK [15], моделирующей кинетику нейтронов в рассматриваемой системе в двухточечном приближении. Расчеты выполнялись при следующих зафиксированных параметрах, приведенных в [3]: $\alpha v^2 = 1.7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-2}$; $\Delta k_m = 0.04$; $k_{21} = 0.4$; $k_{22} = 0.9$; $l_1 = 4.0 \cdot 10^{-8} \text{ с}$; $l_1 = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ с}$; $\beta_1 = 0.002$; $\beta_2 = 0.009$; $\tau_p = 0.2 \text{ с}$ (частота 5 Гц); k_{12} – варьировалось; значения ε_m и k_{11} определялись в зависимости от k_{12} .

В таблице 1 приведены значения θ , τ_m и ε_m , полученные аналитически по соотношениям (18), (21) и (24) в сравнении с результатами численного моделирования по программе STIK.

Таблица 1

Сопоставление аналитических и численных расчетов

Параметр k_{12}	θ , мкс		τ_m , мкс		$\varepsilon_m \cdot 10^3$		k_{11}	
	(21)	числ.	(18)	числ.	(24)	числ.	(24)	числ.
0.0	84.7	81.5	103.1	103.3	1.806	1.810	0.96382	0.96382
0.001	89.5	86.8	101.2	103.3	1.605	1.610	0.96361	0.96361
0.002	95.3	93.3	99.5	99.8	1.391	1.397	0.963398	0.96340
0.003	102.2	101.4	98.0	98.9	1.160	1.165	0.96317	0.96317
0.004	110.9	112.3	96.4	97.4	0.896	0.908	0.96290	0.96291
0.005	122.5	127.1	94.4	98.0	0.573	0.616	0.96258	0.96262
0.006	138.0	147.6	93.1	94.2	0.142	0.271	0.96215	0.96228
0.007	166.7	175.5	90	94.4	-0.419	-0.164	0.96158	0.96184
0.008	206.9	213.4	89.6	90.4	-1.180	-0.754	0.96082	0.96125
0.009	277.3	265.0	91.1	90.4	-2.430	-1.657	0.95957	0.96035

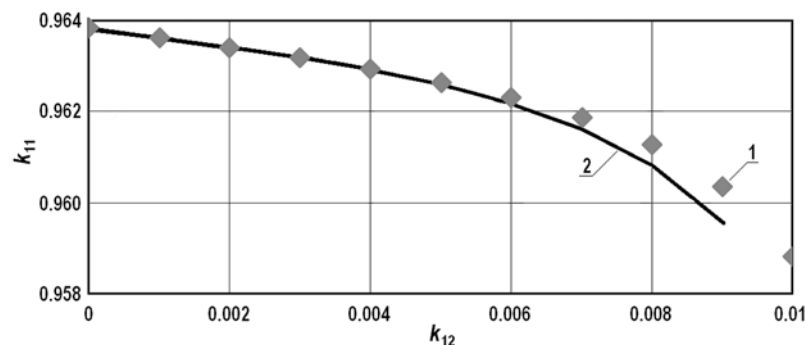


Рис. 3. Критическая зависимость k_{11} от k_{12} : 1 – численное решение; 2 – аналитическое решение

На рисунке 3 приведены в сравнении результаты расчетов критической зависимости $k_{11}(k_{12})$ по соотношению (24) и данным работы [6] для рассматриваемой системы при частоте следования импульсов 5 Гц.

Из таблицы и рисунка видно, что точности аналитических соотношений (10 - 20%) вполне достаточно для инженерных оценок и приближенного моделирования критического условия, а для оценки параметров θ и τ_m точность соотношений (18) и (21) существенно выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аналитические соотношения для оценки параметров связанной импульсно-периодической реакторной системы, работающей в равновесном режиме повторяющихся импульсов. Оценки справедливы в приближении «часто повторяющихся» импульсов, когда можно пренебречь распадом предшественников запаздывающих нейтронов в промежутке между импульсами.

Расчеты критического условия проиллюстрированы на примере лазерной системы, состоящей из импульсного реактора периодического действия типа ИБР-2 и подкритического размножающего нейтроны блока.

Оценки критических параметров системы выполнены по аналитическим соотношениям, а также с помощью прямых численных расчетов по программе STIK, моделирующей кинетику нейтронов в рассматриваемой системе в двухточечном приближении.

Показано удовлетворительное согласие результатов прямых расчетов и оценок по аналитическим соотношениям.

Литература

1. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. – М.: Атомиздат, 1976. – 248с.
2. Бондаренко И.И., Стависский Ю.Я. Импульсный режим работы быстрого реактора. // Атомная энергия. 1959. Т.7. Вып.5. С.417.
3. Барзилов А.П., Гулевич А.В., Дьяченко П.П. и др. Лазерная система импульсно-периодического действия с накачкой от ядерного реактора типа ИБР. / Мат. Межд. конф. «Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой (ЛАН'94)». – Арзамас-16: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1994. – Т. 2. – С. 186.
4. Dyachenko P.P., Zrodnikov A.V., Prokhorov A.M. et al. Concept of a Combined ICF Power Plant and a Fission Reactor-Laser Driver // Fusion Techn. – 1991. – Vol. 20. – No. 4.
5. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штараев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов. // Атомная энергия. – 1975. – Т. 39. – Вып. 6. – С. 392.
6. Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В., Кухарчук О.Ф. Связанные реакторные системы импульсного действия. – М.: Энергоатомиздат, 2003. – 360 с.
7. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974. – 494 с.
8. Komata M. On the Derivation of Avery's Coupled Reactor Kinetics Equations. // Nucl. Sci. and Engng. – 1968, – Vol. 38. – P. 193.
9. Stevenson M., Gage S. Application of a Coupled Fission Mode Approach to Modular Reactor Kinetics. // J. of Nucl. Ener. – 1970. – Vol. 24. – No. 1. – P. 1.
10. Thayer G., Miley G., Jones B. Experimental Studies of Large Amplitude Transients in Weakly Coupled Cores. // Trans. of Amer. Nucl. Soc. – 1972. – Vol. 15. – No. 2. – P. 925.
11. Thayer G., Miley G., Jones B. An Experimental Study of Two Coupled Reactors. // Nucl. Techn. – 1975. – Vol. 25, – No. 1. – P. 56.
12. Difilippo F., Waldman R. The Kinetics of a Coupled Two-Core Nuclear Reactor. // Nucl. Sci. Engng. – 1976. – Vol. 61. – No. 1. – P. 60.
13. Takezawa H., Obara T., Gulevich A., Kukharchuk O. Criticality Analysis of Pulse Core and Laser Module Coupled Small Reactor with Low Enriched Uranium. // Progress in Nuclear Energy. – 2008. – Vol. 50. – No. 2-6. – P. 304.
14. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: Наука, 1971. – 589 с.
15. Гулевич А.В., Качанов Б.В., Кухарчук О.Ф. Модели и программы расчета динамических

характеристик реакторно-лазерных систем: Препринт ФЭИ-2454. – Обнинск, 1995. – 23с.

Поступила в редакцию 28.06.2016 г.

Авторы

Брежнев Андрей Иванович, инженер-исследователь

E-mail: brezhnev@gmail.com

Гулевич Андрей Владиславович, заместитель директора Отделения ЯРТЦ, д.ф.-м. н.

E-mail: gulevich@ippe.ru.

Кухарчук Олег Филаретович, заместитель генерального директора, д.ф.-м. н.

E-mail: kuh@ippe.ru.

Фокина Ольга Геннадьевна, начальник лаборатории отдела

E-mail: og_f@ippe.ru

UDC 621.039.5

**ASSESSMENT OF CRITICAL CONDITION FOR IBR REACTOR
WITH SUBCRITICAL BLOCK IN THE EQUILIBRIUM MODE**

Brezhnev A.I., Gulevich A.V., Kukharchuk O.F., Fokina O.G.

JSC «SSC RF – Institute for Physics and Power Engineering n.a. A.I. Leypunsky»,
1 Bondarenko sq., Obninsk, Kaluga reg., 249033 Russia

ABSTRACT

A system consisting of a fast batch pulsed reactor of the IBR-type and subcritical block (thermal in terms of neutronics) is examined. The reactor is equipped with a reactivity modulator, which provides for a short time of the «transition» of the system from deeply subcritical state to supercritical state on prompt neutrons and back. During the intervals between pulses the system is in the deeply subcritical state.

This type of reactor system can function in the equilibrium (static) mode in the case when the critical condition for the kinetic parameters describing its operation is fulfilled.

Description of neutron kinetics is made in two-point approximation. It is assumed here that the change in reactivity occurs periodically according to parabolic law.

Numerical simulation of the critical condition is extremely difficult and time-consuming, while analytical representation is almost impossible due to the necessity to solve ordinary differential equations with variable coefficients.

Methodology is suggested in the present paper allowing approximating the parameters of the coupled system consisting of the batch pulsed reactor and subcritical block operating in the equilibrium mode. Analytical relations in a quadrature form for the calculation of «critical» condition of such a system in «frequent» pulses approximation, when one can neglect the collapse of the delayed neutron precursors during the interval between pulses, are obtained.

Calculations of the critical condition are illustrated using the example of a laser system consisting of a batch pulsed reactor IBR-2 and subcritical block multiplying neutrons, in which fission energy is converted into laser emission energy.

Estimates of critical system parameters were obtained using analytical expressions, as well as by direct numerical calculations using STIK code modeling the kinetics of neutrons in the system under examination in the two-point approximation.

Good agreement between the results of direct calculations and estimations obtained using analytical expressions was demonstrated.

Key words: laser system, fast butch pulsed reactor, subcritical block, equilibrium mode, critical condition, analytical ratios, numerical simulation, STIK program.

REFERENCES

1. Shabalin E.P. Impulsnye reaktory na bystrykh nejtronakh [Pulsed fast neutron reactors]. Moscow. Atomizdat Publ., 1976, 248 p. (in Russian).
2. Bondarenko I.I., Stavisskij Yu. Ya. Impul'snyj rezhim raboty bystrogo reaktora [The pulsed mode of operation of the fast reactor]. *Atomnaya energiya*, 1959, v. 7, iss. 5, p. 417 (in Russian).
3. Barzilov A.P., Gulevich A.V., D'yachenko P.P., Zrodnikov A.V., Kononov V.N., Kukharchuk O.F., Pupko V.YA. Lazernaya sistema impul'sno-periodicheskogo dejstviya s nakachkoj ot yadernogo reaktora tipa IBR [The laser system with a pulsed-periodic action pumped from the nuclear reactor of IBR-type]. Proc. of the Int. Conf. «Physics of nuclear-excited plasma and problems of lasers with nuclear pumping (LYaN'94)». Sarov (Arzamas-16). RFYaC-VNIIEF Publ., 1994, v. 2, p. 186 (in Russian).
4. Dyachenko P.P., Zrodnikov A.V., Prokhorov A.M., Korobkin V.V., Poupko V.Ya. Concept of a Combined ICF Power Plant and a Fission Reactor-Laser Driver. *Fusion Techn.*, 1991, v. 20, no. 4.
5. Kolesov V.F., Petrov Yu.V., Shtaraev S.K. Kinetika sistemy svyazannykh impul'snykh reaktorov. [Kinetics of the system of coupled pulsed reactors]. *Atomnaya energiya*, 1975, v. 39, iss. 6, p. 392 (in Russian).
6. Gulevich A.V., Dyachenko P.P., Zrodnikov A.V., Kukharchuk O.F. Svyazannye reaktornye sistemy impulsnogo dejstviya [Pulsed Coupled Reactor System]. Moscow. Energoatomizdat Publ., 2003, 360 p. (in Russian).
7. Bell D., Glasstone S. Teoriya yadernykh reaktorov [Nuclear Reactor Theory]. Moscow. Atomizdat Publ., 1974, 493 p. (in Russian).
8. Komata M. On the Derivation of Avery's Coupled Reactor Kinetics Equations. *Nucl. Sci. and Eng.*, 1968, v. 38, p. 193.
9. Stevenson M., Gage S. Application of a Coupled Fission Mode Approach to Modular Reactor Kinetics. *J. of Nucl. Ener.*, 1970, v. 24, no. 1, p. 1.
10. Thayer G., Miley G., Jones B. Experimental Studies of Large Amplitude Transients in Weakly Coupled Cores. *Trans. of Amer. Nucl. Soc.*, 1972, v. 15, no. 2, p. 925.
11. Thayer G., Miley G., Jones B. An Experimental Study of Two Coupled Reactors. *Nucl. Techn.*, 1975, v. 25, no. 1, p. 56.
12. Difilippo F., Waldman R. The Kinetics of a Coupled Two-Core Nuclear Reactor. *Nucl. Sci. Eng.*, 1976, v. 61, no. 1, p. 60.
13. Takezawa H., Obara T., Gulevich A., Kukharchuk O. Criticality Analysis of Pulse Core and Laser Module Coupled Small Reactor with Low Enriched Uranium. *Progress in Nuclear Energy*, 2008, v. 50, no. 2-6, p. 304.
14. Kamke E.H. Spravochnik po obyknovennym differencial'nym uravneniyam [Handbook on ordinary differential equations.]. Moscow. Nauka Publ., 1971. 589 p. (in Russian).
15. Gulevich A.V., Kachanov B.V., Kuharchuk O.F. Modeli i programmy rascheta dinamicheskikh kharakteristik reaktorno-lazernykh sistem [Models and codes for calculation of dynamic characteristics of the reactor-laser systems]. Preprint FEI-2454, Obninsk, 1995, 23 p. (in Russian).

Authors

Brezhnev Andrej Ivanovich, Research Engineer

E-mail: brezhand@gmail.com

Gulevich Andrej Vladislavovich, Deputy Director of Division, Dr. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: gulevich@ippe.ru.

Kukharchuk Oleg Filaretovich, Deputy Director General, Dr. Sci. (Phys.-Math.),

E-mail: kuh@ippe.ru.

Fokina Ol'ga Gennad'evna. Head of Laboratory

E-mail: og_f@ippe.ru