

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P11-86-576

А.К. Попов

**АВТОКОЛЕБАНИЯ МОЩНОСТИ
ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА**

1986

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В импульсном реакторе периодического действия из-за отрицательной мощностной обратной связи возможно возникновение режимов с усиленными колебаниями мощности, в том числе и автоколебательного типа ^{/1,2/}.

В настоящей работе исследуются два вида автоколебаний. Первый - автоколебания с частотой, в два раза меньшей частоты следования импульсов мощности; второй - колебания, в которых помимо составляющей с указанной частотой присутствует составляющая с частотой, в четыре раза меньшей частоты следования импульсов мощности.

УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ И СТРУКТУРНАЯ СХЕМА ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

Уравнения кинетики импульсного реактора периодического действия сводятся к следующей системе уравнений ^{/3/}:

$$P(t) = P_{и}(t) + P_{ф}(t) \quad /1.1/$$

$$P_{и}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} E_n \delta(t - nT_{и}) \quad /1.2/$$

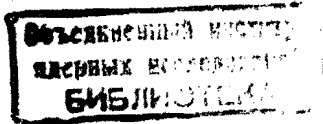
$$P_{ф}(t) = k_{ф} S(t) \quad /1.3/$$

$$E_n = M_n (\epsilon_{mn}) S_n \quad /1.4/$$

$$S(t) = \sum_i S_i(t) \quad /1.5/$$

$$T_i \frac{dS_i(t)}{dt} + S_i(t) = \mu_i P(t), \quad /1.6/$$

где $i = 1, \dots, I$. Здесь t - время; $T_{и}$ - период следования импульсов мощности; P - мощность реактора; $P_{и}$, $P_{ф}$ - импульсная и фоновая составляющие мощности реактора, обусловленные соответственно выделением энергии в импульсах и в промежутках между ними; E_n - энергия, выделяемая в течение n -го импульса мощности; i, I - соответственно номер группы и число групп запаздываю-



щих нейтронов; S_i, S - соответственно мощность источников запаздывающих нейтронов группы i и суммарная; $S_n = S(t = nT_n - 0)$ - мощность источников запаздывающих нейтронов перед началом развития n -го импульса мощности; M_n - фактор умножения в n -м импульсе, зависящий от максимального значения реактивности ϵ_{mn} , которое достигается в n -м импульсе; $k_\Phi = \beta / |\epsilon_\Phi|$ - доля энергии фона, т.е. энергии, выделяемой между импульсами, от всей энергии, выделяемой в течение периода T_n . Здесь β - суммарная доля запаздывающих нейтронов всех групп, ϵ_Φ - реактивность фона, т.е. реактивность в промежутке между импульсами; T_i - постоянная времени i -той группы ($T_i = 1/\lambda_i$, где λ_i - постоянная распада источников запаздывающих нейтронов i -той группы); μ_i - доля запаздывающих нейтронов i -той группы от суммарной.

Фактор умножения хорошо описывается экспонентой

$$M_n = A \exp(B \epsilon_{mn}) = A \exp(x_n). \quad /2/$$

Здесь $A, B = 1/\beta_n$ - константы, причем $\beta_n = 1/B = [M_n / (\frac{dM_n}{d\epsilon_{mn}})] \epsilon_{mn} = \epsilon_m^0$ -

- так называемая импульсная доля запаздывающих нейтронов ^{4/};

$x_n = B \epsilon_{mn} = \epsilon_{mn} / \beta_n$ - максимальное значение реактивности в n -м импульсе, выраженное в долях β_n .

Влияние отрицательной обратной связи "мощность-реактивность" описывается следующими уравнениями ^{5,6/}:

$$\tau_0 \frac{d\nu(t)}{dt} + \nu(t) = k_0 P(t) \quad /3.1/$$

$$x_n = g_n - \nu_n, \quad /3.2/$$

где $\nu(t)$ - текущее значение реактивности мощностной обратной связи в долях β_n , обусловленной разогревом реактора, а $\nu_n = \nu(t = nT_n - 0)$ - ее значение в момент времени, предшествующий развитию n -го импульса мощности; g_n - задающее значение реактивности в долях β_n в момент развития n -го импульса мощности, обусловленной органами управления; k_0, τ_0 - коэффициент передачи и постоянная времени мощностной обратной связи.

Дать более точное, чем /3.1/, описание мощностной обратной связи, затруднительно ^{5,6/}. Учитывая это, целесообразно ввести упрощение при описании запаздывающих нейтронов и рассматривать вместо шести групп /1 = 6/ две эквивалентные /1 = 2/ с относительно малыми долями μ_1, μ_2 и постоянными времени T_1, T_2 ^{3/}.

При исследовании импульсного реактора в качестве выходной величины принимают не полную мощность реактора, а мощность, обусловленную только импульсами. Зависимость $S(t)$ от $P_n(t)$ удобно представить системой уравнений /4/, которая вытекает из уравнений /1.1/, /1.3/, /1.5/, /1.6/:

$$\tau_i \frac{dS_i'(t)}{dt} + S_i'(t) = \mu_i' k' P_n(t), \quad S(t) = \sum_{i=1}^I S_i', \quad /4/$$

а зависимость $\nu(t)$ от $P_n(t)$ - системой уравнений /5/, содержащей $I + 1$ дифференциальных уравнений, поскольку зависимость $P_n(t)$ от $P(t)$ выражается, как следует из системы /1/, дифференциальным уравнением 1-го порядка:

$$\tau_i \frac{d\nu_i'(t)}{dt} + \nu_i'(t) = k_0 \gamma_i k' P_n(t), \quad \nu(t) = \sum_{i=0}^I \nu_i'(t). \quad /5/$$

Здесь $k' = 1/(1 - k_\Phi)$ - коэффициент передачи от мощности импульсов к полной мощности реактора, τ_i, μ_i' /где $i = 1, \dots, I$ / - постоянные времени и коэффициенты передачи, зависящие от T_i, μ_i, k_Φ ; γ_i /где $i = 0, \dots, I$ / - коэффициенты передачи, зависящие от

T_i, μ_i /где $i = 1, \dots, I$ /, τ_0, k_Φ , причем $\sum_{i=1}^I \mu_i' = 1, \sum_{i=0}^I \gamma_i = 1$.

Для последующего анализа удобно представить импульсный реактор как дискретную по времени систему с безразмерными переменными. Соответствующие n -му импульсу мощности энергия $e_n = E_n / E^0$ и мощности источников запаздывающих нейтронов $s_{in} = S_{in} / S^0$ и $s_n = S_n / S^0$ рассматриваются в долях от их базовых значений E^0 и S^0 . В качестве базовых принимаются значения переменных, соответствующие базовому режиму, т.е. режиму работы реактора при каком-либо выбранном уровне средней мощности со стабильными импульсами. В результате для дискретных моментов времени уравнения динамики приводятся к следующей системе уравнений:

$$e_n = \exp(y_n) \quad /6.1/$$

$$y_n = \Delta x_n + z_n \quad /6.2/$$

$$z_n = \ln s_n \quad /6.3/$$

$$s_n = \sum_{i=1}^I s_{in}' \quad /6.4/$$

$$s_{in}' = (s_{in}' - 1 + \frac{e_n}{\sigma_{s0}} \frac{\mu_i'}{\tau_i}) \exp(-\frac{T_n}{\tau_i}) \quad /6.5/$$

$$\Delta x_n = g_n - \nu_n \quad /6.6/$$

$$\nu_n = \sum_{i=0}^I \nu_{in}' \quad /6.7/$$

$$\nu_{in}' = (\nu_{in}' - 1 + e_n k_0 \bar{P} T_n \frac{\gamma_i}{\tau_i}) \exp(-\frac{T_n}{\tau_i}), \quad /6.8/$$

где

$$\sigma_{so} = \frac{s^0}{k'E^0} = \frac{1}{\sum_{i=1}^2} \frac{\mu'_i}{\tau_i} \frac{\exp(-T_n/\tau_i)}{1 - \exp(-T_n/\tau_i)} \quad /7/$$

Уравнения /6.1/-/6.8/ соответствуют системе автоматического управления с идеальными импульсными элементами, которые преобразуют непрерывные величины в последовательности импульсов с периодом T_n . При этом каждый импульс пропорционален δ -функции, а его интеграл равен значению входной величины в момент генерации импульса. На рис.1 представлена структурная схема нелиней-

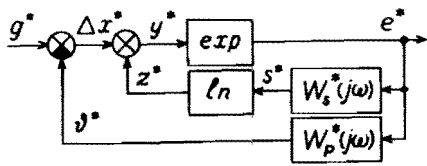


Рис.1. Структурная схема импульсного реактора.

ной импульсной системы, соответствующая уравнениям /6.1/-/6.8/. Звездочкой помечены дискретные функции времени, образованные по следующему типу:

$$e^*(t) = 1_t \sum_{n=0}^{\infty} e(t) \delta(t - nT_n) = 1_t \sum_{n=0}^{\infty} e_n \delta(t - nT_n) \quad /8/$$

Таким образом, функция $e^*(t)$, равная 0 при $t \neq nT_n$ и бесконечности при $t = nT_n$, описывает последовательность импульсов с бесконечно малой длительностью, с бесконечно большой амплитудой и с площадью, равной e_n . В формуле /8/ $1_t = 1$ с - коэффициент размерности, $e(t)$ - непрерывная функция времени, представляющая собой огибающую дискретных переменных e_n .

Структурная схема дана в виде нелинейной прямой цепи, линейной цепи отрицательной обратной связи энергия импульса - реактивность и нелинейной цепи положительной обратной связи энергия импульса - мощность источников запаздывающих нейтронов. Импульсные частотные передаточные функции обратных связей $W_s^*(j\omega)$ и $W_p^*(j\omega)$ при двух эквивалентных группах запаздывающих нейтронов /1 = 2/ выражаются следующим образом /3/:

$$W_s^*(j\omega) = \frac{s^*(j\omega)}{e^*(j\omega)} = \frac{1}{\sigma_{so}} \sum_{i=1}^2 \frac{\mu'_i}{\tau_i} \frac{\exp(-T_n/\tau_i)}{\exp(j\omega T_n) - \exp(-T_n/\tau_i)} \quad /9/$$

$$W_p^*(j\omega) = \frac{\nu^*(j\omega)}{e^*(j\omega)} = k_0 P T_n \sum_{i=0}^2 \frac{\gamma_i}{\tau_i} \frac{\exp(-T_n/\tau_i)}{\exp(j\omega T_n) - \exp(-T_n/\tau_i)} \quad /10/$$

где ω - круговая частота преобразования Фурье, $s^*(j\omega)$, $\nu^*(j\omega)$, $e^*(j\omega)$ - соответственно фурье-изображения дискретных функций времени $s^*(t)$, $\nu^*(t)$ и $e^*(t)$.

В формулах /9/ и /10/ $P = k'E^0/T_n$ - средняя мощность реактора, соответствующая базовому режиму; $\tau_1 = 0,5b + \sqrt{0,25b^2 - a}$,

где $a = T_1 T_2 k'$, $b = [T_1 + T_2 - k_{\Phi}(\mu_1 T_2 + \mu_2 T_1)] k'$;

$\tau_2 = b - \tau_1$; $\mu'_1 = [T_1 - (\mu_1 T_2 + \mu_2 T_1)] / (\tau_1 - \tau_2)$; $\mu'_2 = 1 - \mu'_1$;

$\gamma_1 = [T_1 T_2 - \tau_1(T_1 + T_2 - \tau_1)] / [(\tau_1 - \tau_2)(\tau_1 - \tau_0)]$;

$\gamma_2 = [T_1 T_2 - \tau_2(T_1 + T_2 - \tau_2)] / [(\tau_1 - \tau_2)(\tau_0 - \tau_2)]$; $\gamma_0 = 1 - \gamma_1 - \gamma_2$.

АВТОКОЛЕБАНИЯ С ОДНОЙ ЧАСТОТОЙ

Анализ линеаризованной модели импульсного реактора показал /2/, что реактор устойчив при средней мощности, меньшей некоторого граничного значения, а при достижении граничного значения в нем возникают колебания мощности с частотой ω_{π} , где

$$\omega_{\pi} = \pi / T_n \quad /11/$$

Учет нелинейных зависимостей позволяет выявить более сложные процессы. Известно /7/, что в нелинейных системах с обратными связями при неизменном входном воздействии возможно существование незатухающих колебаний - автоколебаний.

При наличии автоколебаний с частотой ω_{π} энергию импульсов мощности можно представить в виде двух составляющих - постоянной \bar{e}^* и периодической \tilde{e}^* :

$$e^*(t) = \bar{e}^* + \tilde{e}^*(t) \quad /12/$$

$$\tilde{e}^*(t) = 1_t \bar{A}_e \sum_{n=0}^{\infty} \cos \pi n \cdot \delta(t - nT_n) \quad /13/$$

где \bar{A}_e - амплитуда периодической составляющей $\tilde{e}^*(t)$. Аналогично в виде постоянной и переменной составляющих представляются и другие переменные. Базовое значение энергии импульса E^0 удобно выбрать таким, чтобы постоянная составляющая энергии импульсов в автоколебательном режиме равнялась единице: $\bar{e}_n = 1$. В этом случае

$$\bar{e}^* = 1_t \sum_{n=0}^{\infty} \delta(t - nT_n) \quad /14/$$

Очевидно, что тогда $0 \leq \bar{A}_e < 1$.

Структурная схема импульсного реактора для периодических составляющих показана на рис.2.

Согласно аналогу критерия устойчивости Найквиста для импульсных систем автоколебания с частотой ω_{π} возможны при удовлетворении следующего условия:

$$k_{10} [W_p^*(j\omega_{\pi}) - k_{20} W_s^*(j\omega_{\pi})] = -1 \quad /15/$$

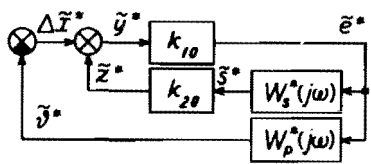


Рис.2. Структурная схема импульсного реактора для периодических составляющих переменных с частотой ω_π .

Здесь

$$W_s^*(j\omega_\pi) = \sigma_{s\pi} / \sigma_{s0}, \quad W_p^*(j\omega_\pi) = \bar{P} k_0 T_{и} \sigma_{p\pi}, \quad /16,17/$$

где

$$\sigma_{s\pi} = - \sum_{i=1}^2 \frac{\mu_i'}{\tau_i} \frac{\exp(-T_{и}/\tau_i)}{1 + \exp(-T_{и}/\tau_i)}, \quad /18/$$

$$\sigma_{p\pi} = - \sum_{i=0}^2 \frac{\gamma_i}{\tau_i} \frac{\exp(-T_{и}/\tau_i)}{1 + \exp(-T_{и}/\tau_i)}, \quad /19/$$

k_{10} - эквивалентный коэффициент передачи экспоненциальной нелинейности для периодической составляющей $\bar{e}^*(t)$ с частотой ω_π и амплитудой \bar{A}_e :

$$k_{10} = \frac{\bar{A}_e}{\bar{A}_y} = \frac{2\bar{A}_e}{\ln(1 + \bar{A}_e) - \ln(1 - \bar{A}_e)}, \quad /20/$$

k_{20} - эквивалентный коэффициент передачи логарифмической нелинейности для периодической составляющей $\bar{z}^*(t)$ с частотой ω_π и амплитудой \bar{A}_z :

$$k_{20} = \frac{\bar{A}_z}{\bar{A}_s} = \frac{\ln(1 + \bar{A}_s) - \ln(1 - \bar{A}_s)}{2\bar{A}_s}, \quad /21/$$

\bar{A}_y, \bar{A}_s - соответственно амплитуды периодических составляющих $\bar{y}^*(t)$ и $\bar{s}^*(t)$.

Формулы /20/ и /21/ получены из уравнений /6.1/, /6.3/-/6.5/. Это поясняют рис.3 и 4, на которых показаны статические характеристики экспоненциальной и логарифмической нелинейностей и обусловленные этими нелинейностями дискретные по времени переменные e_n, y_n, z_n, s_n и их

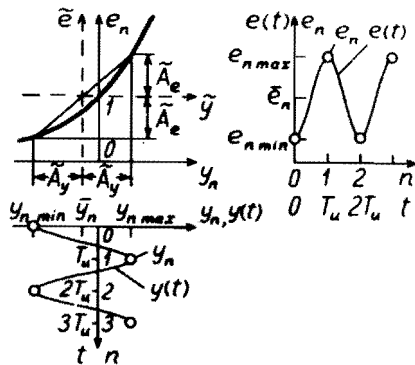


Рис.3. Статическая характеристика экспоненциальной нелинейности, переменные на ее входе y_n и выходе e_n и их огибающие $y(t)$ и $e(t)$ при колебательном режиме с частотой ω_π .

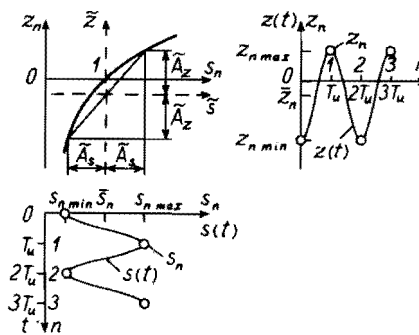


Рис.4. Статическая характеристика логарифмической нелинейности, переменные на ее входе s_n и выходе z_n и их огибающие $s(t)$ и $z(t)$ при колебательном режиме с частотой ω_π .

огибающие $e(t), y(t), z(t), s(t)$ при автоколебательном режиме. При этом учтено, что при $e_n = \bar{e}_n = 1, s_n = \bar{s}_n = 1$. Это следует из формул /6.5/, /6.6/ и /7/.

Поскольку

$$\bar{A}_s = \bar{A}_e |W_s^*(j\omega_\pi)| = \bar{A}_e |\sigma_{s\pi}| / \sigma_{s0}, \quad /22/$$

то k_{20} , как и k_{10} , являются функцией амплитуды \bar{A}_e :

$$k_{20} = \frac{\sigma_{s0}}{2\bar{A}_e |\sigma_{s\pi}|} \ln \frac{1 + \bar{A}_e |\sigma_{s\pi}| / \sigma_{s0}}{1 - \bar{A}_e |\sigma_{s\pi}| / \sigma_{s0}}, \quad /23/$$

Условие существования автоколебаний с частотой ω_π /15/ с учетом последующих формул сводится к уравнению:

$$k_{10} (\bar{P} k_0 T_{и} \sigma_{p\pi} - k_{20} \sigma_{s\pi} / \sigma_{s0}) = -1, \quad /24/$$

из которого следует, что определенной амплитуде автоколебаний \bar{A}_e будет соответствовать определенное значение средней мощности \bar{P} :

$$\bar{P} = \frac{(1/k_{10}) - k_{20} \sigma_{s\pi} / \sigma_{s0}}{-k_0 T_{и} \sigma_{p\pi}}, \quad /25/$$

Как следует из зависимостей k_{10} и k_{20} от \bar{A}_e , большей амплитуде \bar{A}_e соответствует меньшее значение k_{10} и большее значение k_{20} . Согласно аналогу критерия устойчивости Найквиста, равенство /24/ соответствует системе, находящейся на границе устойчивости. Из анализа нарушения этого равенства при изменениях амплитуды на малые величины $\pm \Delta \bar{A}_e$ следует, что автоколебания с частотой ω_π и амплитудой \bar{A}_e устойчивы.

Граничное значение средней мощности $\bar{P}_{гр}$, при котором возникают колебания с частотой ω_π , получается из /25/, если положить $\bar{A}_e \rightarrow 0$:

$$\bar{P}_{гр} = \frac{1 - \sigma_{s\pi} / \sigma_{s0}}{-k_0 T_{и} \sigma_{p\pi}}, \quad /26/$$

Естественно, что формула /26/ повторяет формулу, полученную из анализа линеаризованной модели импульсного реактора /27/.

АВТОКОЛЕБАНИЯ С ДВУМЯ ЧАСТОТАМИ

В отличие от линейной модели анализ импульсного реактора как системы нелинейной показывает, что при достижении некоторого уровня средней мощности помимо колебаний с частотой ω_π возникают также колебания с частотой $\omega_{\pi/2}$, где

$$\omega_{\pi/2} = \pi / (2T_u). \quad /27/$$

В этом случае помимо периодической составляющей энергии импульсов мощности /13/ будет присутствовать также периодическая составляющая $\tilde{e}^*(t)$. Ее удобно представить в виде суммы косинусоидальной и синусоидальной составляющих:

$$\tilde{e}^*(t) = \tilde{e}_1^*(t) + \tilde{e}_2^*(t) \quad /28/$$

$$\tilde{e}_1^*(t) = 1_t \sum_{n=0}^{\infty} C_1 \cdot \cos \frac{\pi}{2} n \cdot \delta(t - nT_u) \quad /29/$$

$$\tilde{e}_2^*(t) = 1_t \sum_{n=0}^{\infty} C_2 \cdot \sin \frac{\pi}{2} n \cdot \delta(t - nT_u). \quad /30/$$

Здесь C_1 и C_2 - константы, причем $|C_1| = \bar{A}_{e1}$, $|C_2| = \bar{A}_{e2}$, где \bar{A}_{e1} , \bar{A}_{e2} - амплитуды составляющих $\tilde{e}_1^*(t)$ и $\tilde{e}_2^*(t)$ соответственно.

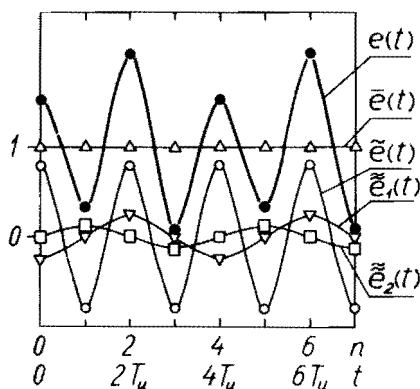


Рис.5. Автоколебания энергии импульсов мощности при наличии периодических составляющих с двумя частотами - ω_π и $\omega_{\pi/2}$.
 ● - e_n , Δ - \bar{e}_n , \circ - \tilde{e}_n , ∇ - \tilde{e}_{1n} ,
 \square - \tilde{e}_{2n} .

На рис.5 для режима колебаний с двумя частотами ω_π и $\omega_{\pi/2}$ показаны дискретная переменная e_n и ее составляющие \bar{e}_n , \tilde{e}_n , \tilde{e}_{1n} , \tilde{e}_{2n} , а также их огибающие $e(t)$, $\bar{e}(t) = 1$, $\tilde{e}(t)$, $\tilde{e}_1(t)$, $\tilde{e}_2(t)$. При вычислении граничного значения средней мощности $\bar{P}_{гр\pi/2}$,

при котором возникают колебания с частотой $\omega_{\pi/2}$, константы C_1 и C_2 в формулах /29/ и /30/ следует рассматривать как бесконечно малые величины. Для возникновения составляющей $\tilde{e}^*(t)$ с частотой $\omega_{\pi/2}$ должно удовлетворяться следующее условие:

$$\tilde{e}_1^*(j\omega_{\pi/2}) [-W_p^*(j\omega_{\pi/2}) + k_{21} W_s^*(j\omega_{\pi/2})] k_{12} + \tilde{e}_2^*(j\omega_{\pi/2}) [-W_p^*(j\omega_{\pi/2}) + k_{22} W_s^*(j\omega_{\pi/2})] k_{11} = \tilde{e}_1^*(j\omega_{\pi/2}) + \tilde{e}_2^*(j\omega_{\pi/2}). \quad /31/$$

Здесь эквивалентные коэффициенты передачи экспоненциальной и логарифмической нелинейностей для периодических составляющих с частотой $\omega_{\pi/2}$ и с бесконечно малыми амплитудами равны:

$$k_{11} = \left. \frac{de_n}{dy_n} \right|_{y_n = y_{n \min}} = e_{n \min} \quad /32/$$

$$k_{12} = \left. \frac{de_n}{dy_n} \right|_{y_n = y_{n \max}} = e_{n \max} \quad /33/$$

$$k_{21} = \left. \frac{dz_n}{ds_n} \right|_{s_n = s_{n \min}} = \frac{1}{s_{\min}} = \frac{1}{1 - \bar{A}_s} \quad /34/$$

$$k_{22} = \left. \frac{dz_n}{ds_n} \right|_{s_n = s_{n \max}} = \frac{1}{s_{\max}} = \frac{1}{1 + \bar{A}_s}. \quad /35/$$

Импульсные частотные передаточные функции $W_p^*(j\omega_{\pi/2})$ и $W_s^*(j\omega_{\pi/2})$ равны

$$W_s^*(j\omega_{\pi/2}) = \frac{1}{\sigma_{so}} \sum_{i=1}^2 \frac{\mu_i'}{\tau_i} \frac{\exp(-T_u/\tau_i)}{j - \exp(-T_u/\tau_i)}, \quad /36/$$

$$W_p^*(j\omega_{\pi/2}) = \bar{P} k_o T_u \sum_{i=0}^2 \frac{\gamma_i}{\tau_i} \frac{\exp(-T_u/\tau_i)}{j - \exp(-T_u/\tau_i)}. \quad /37/$$

Из /29/ и /30/ следует, что

$$\frac{\tilde{e}_2^*(j\omega_{\pi/2})}{\tilde{e}_1^*(j\omega_{\pi/2})} = \frac{C_2}{C_1} \exp(-j\omega_{\pi/2} T_u) = -j \frac{C_2}{C_1}. \quad /38/$$

С учетом этого из уравнения /31/ вытекает следующее равенство:

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{1 + [W_p^*(j\omega_{\pi/2}) - k_{21} W_s^*(j\omega_{\pi/2})] k_{12}}{j \{ 1 + [W_p^*(j\omega_{\pi/2}) - k_{22} W_s^*(j\omega_{\pi/2})] k_{11} \}}. \quad /39/$$

При определенном уровне средней мощности $\bar{P}_{гр\pi/2}$ помимо колебаний с амплитудой \bar{A}_{egr} и частотой ω_π возникают колебания с частотой $\omega_{\pi/2}$. Значения $\bar{P}_{гр\pi/2}$ и \bar{A}_{egr} вычисляются следующим образом. Задаваясь рядом значений \bar{A}_e в диапазоне $0 \leq \bar{A}_e < 1$ и используя формулы /20/, /23/, /25/, /32/-/37/, /39/, для каждого значения \bar{A}_e вычисляют \bar{P} и комплексную величину C_2/C_1 . Искомые значения $\bar{P}_{гр\pi/2}$ и \bar{A}_{egr} являются те значения \bar{P} и \bar{A}_e , которым соответствует действительное значение C_2/C_1 . Следует отметить, что до какого-то уровня средней мощности возникшие автоколебания с частотой $\omega_{\pi/2}$ будут устойчивыми. В этом нетрудно убедиться, проведя анализ, аналогичный анализу устойчивости

автоколебаний с частотой ω_{π} и с амплитудой $\bar{A}_{e\pi}$. При дальнейшем увеличении \bar{P} характер колебаний становится более сложным.

Пример

Для импульсного реактора с параметрами ИБР-2 для различных значений периода следования импульсов мощности $T_{и}$ были рассчитаны граничные значения средней мощности $\bar{P}_{гр\pi}$, при которых возникают колебания с частотой ω_{π} , а также граничные значения $\bar{P}_{гр\pi/2}$ и соответствующие им значения $\bar{A}_{e\pi}$, при которых помимо колебаний с частотой ω_{π} возникают еще и колебания с частотой $\omega_{\pi/2}$. Результаты расчета приведены на рис.6. Значения параметров были приняты следующие: $\mu_1 = 0,364$; $\mu_2 = 0,636$; $T_1 = 35,5$ с; $T_2 = 2,72$ с; $k_{\Phi} = 0,06$; $k_0 = 0,01$ $\beta_{и}/кВт$; $\tau_0 = 10$ с.

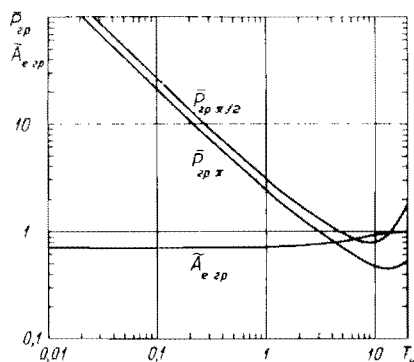


Рис.6. Зависимость граничных значений средних мощностей $\bar{P}_{гр\pi}$, $\bar{P}_{гр\pi/2}$ и амплитуды автоколебаний энергии импульсов мощности $\bar{A}_{e\pi}$ от периода следования импульсов $T_{и}$. \bar{P} — в МВт, $T_{и}$ — в с.

В таблице для этих же значений параметров и для случая $T_{и} = 0,2$ с приведены расчетные последовательности значений энергии импульсов $e_{и}$ для автоколебательных режимов. При $\bar{P}_{гр\pi} < \bar{P} < \bar{P}_{гр\pi/2}$ периоду колебаний соответствуют два импульса, при $\bar{P}_{гр\pi/2} < \bar{P} < \bar{P}_{гр\pi/2}^{max}$ — четыре /рис.5/. По достижении некоторого уровня мощности $\bar{P}_{гр\pi/2}^{max}$ характер колебаний становится более сложным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что в импульсном реакторе вследствие нелинейной зависимости энергии импульса мощности от реактивности и мощности источников запаздывающих нейтронов возможны устойчивые автоколебания энергии импульсов мощности. В работе получены условия возникновения и существования автоколебаний с частотой, в два раза меньшей частоты следования импульсов мощности. Получены также условия, при которых в колебаниях помимо составляющей с указанной частотой возникает составляющая с частотой, в четыре раза меньшей частоты следования импульсов мощности.

Автоколебания энергии импульсов мощности

$T_{и} = 0,2$ с; $\bar{P}_{гр\pi} = 10,97$ МВт; $\bar{P}_{гр\pi/2} = 13,86$ МВт

\bar{P} , МВт	$e_{и}$				
	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$
11,52	1,38	0,62	1,38	0,62	1,38
12,07	1,51	0,49	1,51	0,49	1,51
12,62	1,6	0,4	1,6	0,4	1,6
13,17	1,67	0,33	1,67	0,33	1,67
14	1,6	0,346	1,86	0,208	1,6
14,17	1,55	0,372	1,9	0,188	1,55
14,31	1,52	0,393	1,93	0,173	1,52

ЛИТЕРАТУРА

1. Шабалин Е.П. ОИЯИ, Р11-85-776, Дубна, 1985.
2. Попов А.К. ОИЯИ, 13-85-840, Дубна, 1985.
3. Попов А.К. ОИЯИ, 13-85-839, Дубна, 1985.
4. Бондаренко И.И., Стависский Ю.Я. Атомная энергия, 1959, т.7, вып.5, с.417.
5. Денисов В.Д., Попов А.К., Руденко В.Т. ОИЯИ, Р13-81-656, Дубна, 1981.
6. Пепельшев Ю.Н., Попов А.К., Рогов А.Д. ОИЯИ, Р13-83-471, Дубна, 1983.
7. Бесекирский В.А., Попов Е.П. Теория систем автоматического регулирования. "Наука", М., 1975, с.768.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 августа 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Попов А.К.
Автоколебания мощности импульсного реактора

P11-86-576

В целях аналитического исследования динамики импульсного реактора периодического действия получены условия возникновения автоколебаний мощности, обусловленных нелинейной зависимостью энергии импульса мощности от реактивности и мощности источников запаздывающих нейтронов. Показано, что при средней мощности реактора, равной первому граничному значению, в нем возникают колебания с частотой, в два раза меньшей частоты следования импульсов мощности. При большем значении средней мощности в реакторе наблюдаются устойчивые автоколебания, амплитуда которых определяется уровнем средней мощности. При средней мощности, равной второму граничному значению, в колебаниях помимо составляющей указанной частоты возникает составляющая с частотой, в четыре раза меньшей частоты следования импульсов мощности. Возникшие колебания с двумя частотами также устойчивы.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Popov A.K.
Power Oscillations of Pulsed Reactor

P11-86-576

For analysis of the dynamics of a periodically pulsed reactor the conditions of formation of power oscillations are obtained. These are due to non-linear dependence of energy of power pulse from reactivity and power of delay neutrons. It is shown that at reactor mean power achieving the first boundary value oscillations appear in the reactor which frequency is by a factor of 2 less the reactor power pulse frequency. For more value of the mean power stable oscillations are observed in the reactor which amplitude is determined by mean power level. For mean power equal the secondary boundary value new oscillations appear. The frequency of additional oscillations is by a factor of 4 less than the reactor power pulse frequency. The arisen double frequency oscillations are also stable.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986