

УДК:621.039.5

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЛЕБАНИЙ В УПРАВЛЯЕМЫХ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМАХ

В.А. Рудаков, А.А. Водяницкий

*ННЦ Харьковский физико-технический институт
Украина, 61108, Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: rudakov@kipt.kharkov.ua*

Received 12 January 2012, accepted 23 February 2012

Разработанная теоретическая модель и экспериментальные измерения на реакторах ВВЭР-1000 Запорожской АЭС нейтронных шумов в зависимости от частоты свидетельствуют об интенсивных осцилляциях плотности тепловых нейтронов в нейтронных размножающих системах с теплоносителем. Амплитуды сигналов значительно уменьшаются с ростом частоты. При малых же её значениях (от долей единицы до нескольких десятков Гц) амплитуды колебаний подвержены усилению, обязанному конвективному переносу нейтронов теплоносителем. Проведен численный анализ дисперсионного уравнения в условиях различных типов и интенсивностей связи колебаний. Численный анализ верифицирует аналитические результаты о дисперсии и усилении (спаде) собственных нейтронных и температурных волн в приближении их слабой связи. Полученные сведения об условиях распространения сильно связанных нейтронных и температурных колебаний отражают ядерно-физическую кинетику нейтронной размножающей системы совместно с гидродинамикой теплоносителя.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нейтронно-температурные колебания, численные расчеты, нейтронные размножающие системы, коэффициент пространственного усиления

ЧИСЛОВІ РОЗРАХУНКИ ОСОБЛИВОСТЕЙ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНИХ КОЛИВАНЬ В КЕРОВАНИХ ЯДЕРНИХ СИСТЕМАХ

В.А. Рудаков, О.А. Водяницький

*ННЦ Харківський фізико-технічний інститут
Україна, 61108, Харків, вул. Академічна, 1*

Розроблена теоретична модель і експериментальні вимірювання на реакторах ВВЕР-1000 Запорізької АЕС нейтронних шумів в залежності від частоти свідкують про інтенсивні осциляції щільності теплових нейтронів в нейтронних розмножувальних системах з теплоносієм. Амплітуди сигналів значно зменшуються у разі зростання частоти. При малих її значеннях (від часток одиниці до кількох десятків Гц) амплітуди коливань підвладні зростанню, яке зобов'язано конвективному переносу нейтронів теплоносієм. Проведено чисельний аналіз дисперсійного рівняння в умовах різних типів і інтенсивності зв'язку коливань. Чисельний аналіз верифікує аналітичні результати про дисперсію і посилювання (зменшення) власних нейтронних і температурних хвиль у наближенні їх слабкого зв'язку. Отримані відомості про умови розповсюдження сильно зв'язаних нейтронних і температурних коливань відображають ядерно-фізичну кінетику нейтронної розмножувальної системи сукупно із гідродинамікою теплоносія.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нейтронно-температурні коливання, числові розрахунки, нейтронні розмножуючі системи, коефіцієнт просторового збільшення.

NUMERICAL CALCULUS OF PROPAGATION FEATURES OF NEUTRON-TEMPERATURE OSCILLATIONS IN CONTROLLED NUCLEAR SYSTEMS

V.A. Rudakov, A.A. Vodyanitskii

*National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology
Ukraine, 61108, Kharkiv, Akademichna st. 1*

The developed theoretical model and experimental measurements on reactors VVER-1000 of the Zaporozhye NPP neutron of noise depending on frequency testify about intensive density oscillations of thermal neutrons in neutron multiplying systems with the coolant. Amplitudes of signals considerably decrease with frequency growth. At its small values (from shares of unit to several tens in Hz) amplitudes of fluctuations are subject to the strengthening, the obliged convective carrying over of neutrons by the coolant. The numerical analysis of the dispersive equation in the conditions of various types connections of oscillations is carried out. The numerical analysis verifies analytical results about a dispersion and strengthening (recession) of eigen neutron and temperature waves in approach of their weak interaction. Obtained data on conditions of propagation of strongly connected neutron and temperature fluctuations reflect nuclear-physical kinetic of neutron multiplying system together with a coolant hydrodynamics.

KEYWORDS: neutron-temperature fluctuations, numerical calculations, neutron multiplying systems, factor of spatial strengthening.

Проблема контроля процессов, происходящих в атомных реакторах, приобрела особую актуальность после аварии в Чернобыле. Волновые процессы, протекающие в атомной энергетической установке, дают одну из возможностей разработать методы контроля и диагностики внутриреакторного оборудования. Применяемые в современных реакторах средства измерения нейтронных излучений позволяют проводить анализ нейтронных шумов. В связи с этим получили развитие исследования процессов возбуждения и переноса колебаний

нейтронного поля в размножающих нейтроны системах.

Исследования в области термоядерного синтеза также вышли на стадию создания полномасштабного термоядерного реактора. Термоядерный реактор является интенсивным источником нейтронов, диссипация энергии которых должна происходить в бланкете реактора. В гибридном варианте бланкет может представлять собой не только замедляющую систему, но и выполнять функцию размножителя за счет процессов деления ядерного топлива. Поэтому исследования возбуждения колебаний нейтронных полей в бланкете термоядерного реактора также становятся актуальными.

К настоящему времени выполнен ряд работ по исследованию волновых и колебательных свойств нейтронного поля в нейтронных размножающих системах [1-3]. В инженерных работах по шумовой диагностике (см., например, [3]) использовалась система уравнений теплового баланса топлива и теплоносителя без уравнения эволюции нейтронного поля. Вклад нейтронов ядерной реакции деления в энерговыделение заменялся вкладом передаточной функции, которая, в частности, являлась коэффициентом пропорциональности (связи) между осцилляциями плотности нейтронов и температуры. Передаточная функция подлежала определению из экспериментальных измерений нейтронных шумов. Однако такие исследования не являются самосогласованными и не позволяют выявить волновые и колебательные свойства системы. Исследования нейтронной физики размножающих систем требуют самосогласованного описания, исходя из первых физических принципов на языке теоретической физики [4,5].

В ранее выполненной работе [6] исследовалась задача возбуждения колебаний нейтронного поля акустической волной. Исследовалась также проблема модуляции нейтронного поля внешним локализованным источником с заданной частотой по акустическому, нейтронному и температурному каналам [7]. Выполненная работа содержит полное описание уравнениями диффузионной кинетики нейтронного поля и гидродинамики теплоносителя и их решения, полученные в приближении слабой связи между ветками колебаний. В приближении слабой связи исследовано также распространение нейтронных и температурных колебаний в размножающей системе с теплоносителем [8].

Анализ полученного в работе [8] дисперсионного уравнения в случаях сильной связи между ветвями колебаний требует применения численных расчетов, что и явилось результатом настоящей работы. Аналитические результаты выполненной работы ограничены условиями применимости теории возмущений как в приближении слабой, так и весьма сильной связи между ветвями колебаний.

Целью настоящей работы является численный анализ нейтронных и гидродинамических колебаний в нейтронной размножающей системе с теплоносителем, являющимся замедлителем быстрых нейтронов, и сопоставление вычисляемых и экспериментально измеряемых характеристик их распространения.

САМОСОГЛАСОВАННАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Влияние колебаний гидродинамических параметров на осцилляции нейтронной плотности $N(\vec{r}, t)$ описывается изложенной в работах [7,8] системой уравнений диффузии тепловых нейтронов с их размножением и захватом и гидродинамических уравнений для теплоносителя, служащего замедлителем быстрых нейтронов:

$$\partial N / \partial t + \nabla(\vec{v} \cdot N) = \nabla(D \nabla N(\vec{r}, t)) + v_c(K - 1) N(\vec{r}, t) + D_a \Delta N, \quad (1)$$

$$\rho c_p (\partial T / \partial t + \vec{v} \cdot \nabla T) = \nabla(\kappa \nabla T) + Q(\vec{r}, t; N), \quad (2)$$

$$\rho (\partial \vec{v} / \partial t + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}) = -\nabla P + \eta \Delta \vec{v}, \quad (3)$$

$$\partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad P = P(\rho, T). \quad (4)$$

Дадим краткие пояснения по сути входящих в уравнения членов и используемых обозначений. Здесь $K = v \varphi \theta$ — коэффициент размножения нейтронов, включающий три фактора: v — число порождаемых нейтронов в одном акте деления, φ — вероятность избежать захвата в процессе замедления нейтрона. Коэффициент использования тепловых нейтронов $\theta = v_f / (v_f + v_a)$ равен отношению частоты их захвата ядрами деления $v_f = \sigma_f N_f v$ к сумме частот всех процессов поглощения $v_c = v_f + v_a$, как ядрами деления, так и поглощения (absorption) нейтронов $v_a = \sum_i \sigma_a^i N_a^i v$, где i — индекс сорта ядер и σ_f — сечение реакции деления ядер и N_f — их концентрация, v — средняя скорость тепловых нейтронов и теплоносителя. Предположение о равенстве скоростей тепловых нейтронов и теплоносителя является следствием более высокой частоты упругого рассеяния тепловых нейтронов, которая обеспечивает их термализацию, по сравнению с частотой процессов поглощения. Кинетикой запаздывающих нейтронов пренебрегаем, считая, что частоты изучаемых колебаний ω значительно больше обратного времени "хранения" этих нейтронов, $\omega \gg 1/\tau_i$, $\tau_i \approx 10$ с.

Уравнения гидродинамики (2)-(4) представлены в стандартном виде. Отметим, что Q выражает собой плотность тепловыделения в единицу времени ядерных реакций деления. Последнее соотношение в строке (4)

представляет собой уравнение состояния теплоносителя.

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ

Распространение нейтронно-температурных колебаний происходит на фоне стационарного или квазистационарного состояния размножающей среды. Стационарное состояние нейтронной размножающей системы определяется независимыми от времени устойчивыми решениями системы уравнений (1)-(4). В качестве простейшей модели стационарного состояния выберем одномерную модель с плотностью ρ_0 и скоростью U теплоносителя, нейтронной плотностью N_0 и температурой T_0 . Изучаемая физическая система подвержена воздействию переменных внешних возмущений с заданной, например гармонической, зависимостью от времени. После линеаризации уравнений (1)-(4) их решения отыскиваются в виде суперпозиции квазиклассических экспонент вида $\exp\left(\int^z k_j(z')dz' - i\omega t\right)$, $j=1,2,3$.

В предположении малости возмущений, вызываемых волновыми процессами, в работах [7, 8] получено характеристическое уравнение, описывающее распространение колебаний с заданной частотой ω и определяющее значения комплексных волновых чисел $k = k_j$:

$$\omega_D(k)\omega_\chi(k) = a_1 + a_2 + A \equiv a, \quad (5)$$

где введены обозначения для парциальных дисперсионных функций

$$\omega_D(k) = \omega - kU + ik^2 D_{\text{ef}} - i(K-1)v_c \quad \text{и} \quad \omega_\chi(k) = \omega - kU + i\xi \quad (6)$$

собственных нейтронных и собственных температурных колебаний, увлекаемых конвективным переносом теплоносителя со скоростью U . Для параметров $a = \alpha + ik\beta$, $\alpha = \Gamma\lambda - EN_0(v_a + \lambda)\delta/T_0$ и $\beta = \Gamma U - D'_{T,G} N'_0 E$ принято соотношение $E'_T = \delta E/T_0$, следующее из зависимости частоты захвата ядрами деления тепловых нейтронов от температуры, $v_f \propto T^\delta$, $\delta < 0$ [8], или в общем случае $\delta = Td \ln v_f(T)/dT$. Выражение $EN = Q(\vec{r}, t)/(\rho c_p)$ имеет смысл скорости изменения энергии частиц (температуры среды) в единице объема размножающей системы. Параметры $\xi = \Gamma + k^2 \chi - E'_T N_0$ и $\Gamma = \gamma(EN_0/\rho s^2)(P'_T)_\rho$ содержат отношение теплоёмкостей $\gamma = c_p/c_v$ и производную давления $(P'_T)_\rho$, взятую при постоянной плотности, и учитывают гидродинамику теплоносителя, т.е. пространственные вариации давления и плотности среды, связанные посредством возмущений температуры. Их временными вариациями пренебрегается. Эффективный коэффициент диффузии $D_{\text{ef}} = D + D_a$ равен сумме классического коэффициента $D = (1/3) v l$ и добавка $D_a = K\tau v_c$, связанного с возрастом нейтрона $\tau = l^2 \ln(W_0/W)$, в котором W_0 — исходная энергия нейтрона и W — его энергия после замедления, $l^2 = l/(3\xi \Sigma_a \Sigma_{tr})$, где $\xi \approx 1$, $\Sigma_a = \sigma_a N_a$ и Σ_{tr} — макроскопическое транспортное сечение $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s$, приблизительно равное сечению рассеяния $\Sigma_s = N_s \sigma_s$, σ_s — микроскопическое сечение рассеяния, N_s — плотность рассеивающих ядер. При выводе уравнения (5) пренебрегалось звуковыми колебаниями в силу их крупномасштабности по сравнению с "масштабами" изучаемых колебаний.

Справа в (5) сумма представлена коэффициентами связи $a_1 = \Gamma(\lambda + ikU)$, $a_2 = -D'_{G,T}(N''_0 + ikN'_0) - D'_{G_a,T} N''_0$ и $A = -EN_0(\lambda + v_a)\delta/T_0$, где $\lambda = v_c(K-1)$ и коэффициенты обобщенных производных по температуре с параметрами G и G_a : $D'_{G,T} = D_0 G/T_0$, $D'_{G_a,T} = D_{a0} G_a/T_0$, $G_a = \delta + (\gamma_c T_0/\rho s^2)(P'_T)_\rho - 1/\ln(E_0/T_0)$, $G = 1/2 + \mu + (\gamma_c T_0/(\rho s^2))(P'_T)_\rho$. В предположении малости членов правой части уравнения (5), определяющих связь между нейтронными и температурными ветвями колебаний, аналитические решения этого уравнения исследованы в работах [7, 8]. В этих работах получено, что два корня нейтронной ветви определяют распространение колебаний вдоль направления движения теплоносителя и в противоположном направлении. Один корень температурной ветви описывает распространение колебаний со слабым затуханием и со скоростью теплоносителя в направлении его движения.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В общем случае, когда отвечающие за связь между ветвями колебаний члены правой части уравнения (5) оказываются немалыми, задача требует численного решения.

Уравнение (6) является кубическим относительно комплексного неизвестного волнового числа k . В численном коде проводилось разделение мнимой и реальных частей характеристического уравнения, волновое число в котором представлялся в виде $k = x + iy$. В результате получаем относительно неизвестных x и y систему двух квадратных уравнений, которые вместе с приводимыми обозначениями имеют вид:

$$d_1 y^2 + b_1 y + c_1 = 0, \quad d_2 x^2 + db_2 x + c_2 = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} d_1 &= \omega D_{\text{ef}} - 3UD_{\text{ef}} x; & b_1 &= 2U\omega - 2(U^2 + D_{\text{ef}} \xi)x; \\ c_1 &= D_{\text{ef}} Ux^3 - D_{\text{ef}} \omega x^2 - (U\xi + U\lambda - \beta)x + \omega(\xi + \lambda); \\ d_2 &= -(U^2 + \xi D_{\text{ef}} + 3UD_{\text{ef}} y); & \dots & b_2 = \omega U + 2D_{\text{ef}} y; \\ c_2 &= \alpha + \xi \lambda + UD_{\text{ef}} y^3 + (U^2 + \xi D_{\text{ef}}) y^2 + (U\lambda + U\xi - \beta)y - \omega^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты системы уравнений (7) являются функциями второго неизвестного, который при численном счете может быть использован в качестве параметра. То есть, корни первого квадратного уравнения системы (7) дают зависимости вида $Y_{1,2} = \Phi_{1,2}(x)$, а корни второго уравнения - $X_{1,2} = F_{1,2}(y)$. Три корня системы находятся в точках пересечения кривых на плоскости XY , где ось X представляет действительную часть волнового вектора, а Y – мнимую. Пример такого решения показан на рис. 1, в котором светлые кривые получены из уравнения, где параметром является переменная y , а темные, соответственно, построены при изменении x .

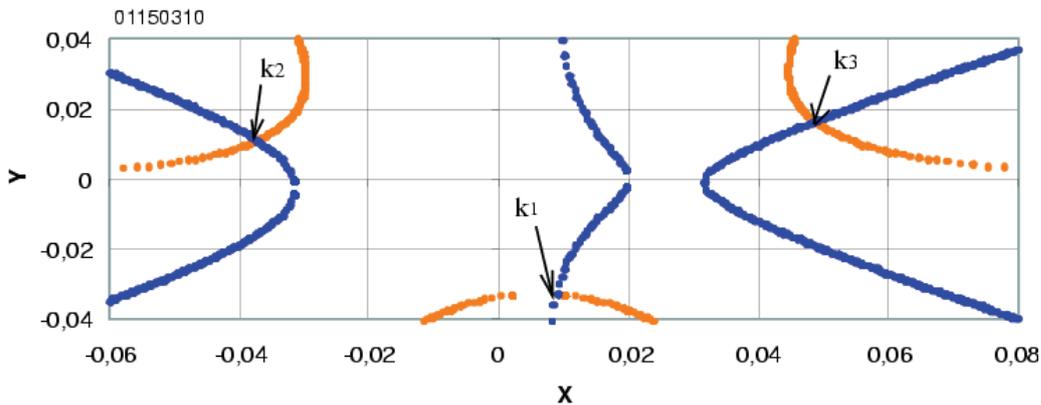


Рис. 1. Комплексная плоскость волнового числа k с осями: реальной - X и мнимой — Y .

Заметим, что положительные значения действительной части волнового числа k означают направление распространения колебаний в сторону течения теплоносителя, а отрицательные – указывают на противоположное направление распространения. Отметим также, что пространственное усиление испытывают колебания, у которых знаки действительной и мнимой частей волнового числа не совпадают. Совпадение знаков мнимой и действительной частей вектора k означает пространственное затухание (ослабление) колебаний.

В отсутствие связи между нейтронными и температурными собственными колебаниями (правая часть уравнения (5) равна нулю) их дисперсионные свойства с учетом конвективного переноса со скоростью U определяются порознь нулями дисперсионных функций $\omega_D(k)=0$ и $\omega_T(k)=0$. Графики рис. 2 вполне отображают полученные по теории возмущений в работах [7, 8] аналитические свойства колебаний, характер их распространения, усиления и спада. При малых значениях частоты, удовлетворяющих неравенству $\omega^2 < \omega_1^2 \equiv v_c(K-1)U^2/D_{\text{ef}}$, волна, распространяющаяся вдоль потока теплоносителя, подвергается усилению, $\text{Im } k_1(\omega) < 0$ при $\text{Re } k_1(\omega) > 0$. Значение пороговой частоты ω_1 , $\text{Im } k_1(\omega_1) = 0$, составляет несколько единиц обратных секунд. С увеличением частоты волна становится затухающей. Нейтронная волна с отрицательным волновым числом $\text{Re } k_2(\omega) < 0$ и температурная волна, $\text{Re } k_3(\omega) > 0$, испытывают только спад (пространственное затухание). В этом расчете учитывается влияние частоты поглощения нейтронов ядрами без последующего деления ν_a . Хотя в левую часть уравнения $\omega_D(k)=0$ частота ν_a явно и не входит, как раз она определяет значение коэффициента размножения $K = \nu\psi\theta$, где $\theta = \nu_f/\nu_c$ и $\nu_f = \nu_c - \nu_a$. Из этих соотношений следует значение частоты $\nu_a = \nu_c(1 - K/(\nu\psi))$, которую, при заданных остальных величинах, определяют выбором значения свободного параметра ψ – вероятности избежать захвата в процессе замедления нейтрона.

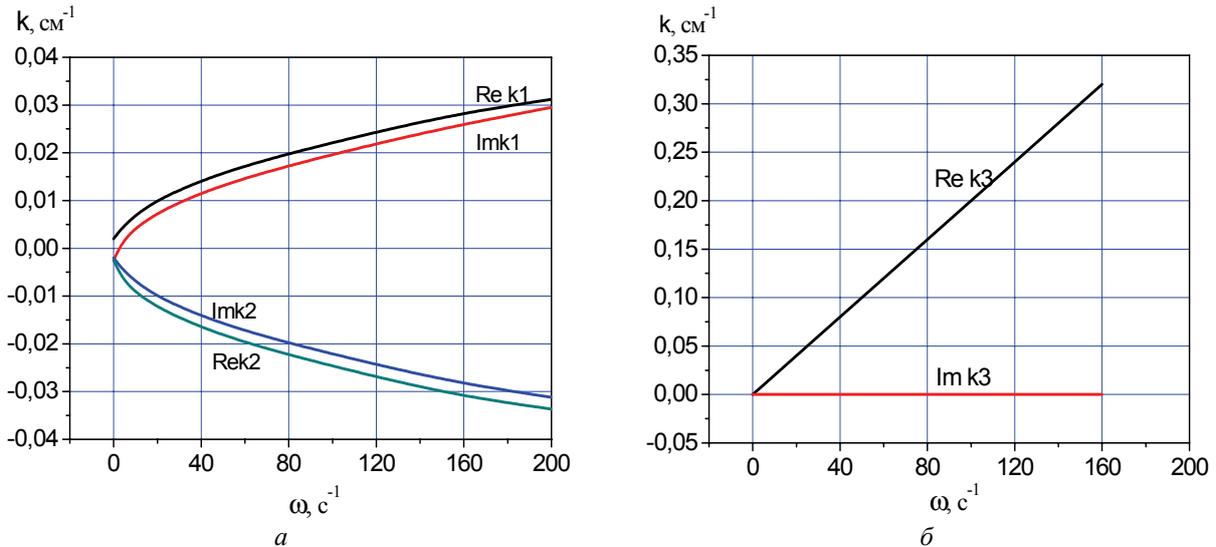


Рис. 2. Зависимости действительных частей волновых чисел $Re k$ и коэффициентов спада (усиления) $Im k$ от частоты ω для: a - нейтронных колебаний и b - собственных температурных колебаний. $U=500$ см/с, $\delta=-0,2$; $\nu_c=10^5$ с $^{-1}$; $D_{ef}=10^5$ см 2 /с; $K=1,0001$; $\alpha=0$; $\beta=0$.

СВЯЗАННЫЕ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Связь между нейтронными и гидродинамическими собственными (см. выше) колебаниями приводит к заметному изменению в распространении колебаний нейтронной ветви в области малых частот. Рис. 3 иллюстрирует такой пример, в котором входящие в левую часть уравнения (5) параметры оставлены такими же, как и при построении рис. 2, а частота поглощения нейтронов ν_a принималась равной $5 \cdot 10^4$. Так как при заданных значениях ν_a , ν_c , K и $\nu=2,8$ вероятность избежать захвата при замедлении нейтронов $K\nu_c/[v(\nu_c - \nu_a)] = \psi$ равна или меньше единицы, $\psi \leq 1$, то необходимым условием композиции (состава) размножающих систем является неравенство $\nu_a \leq \nu_c(I - K/\nu)$. В приводимых далее наборах физических параметров это условие выполняется.

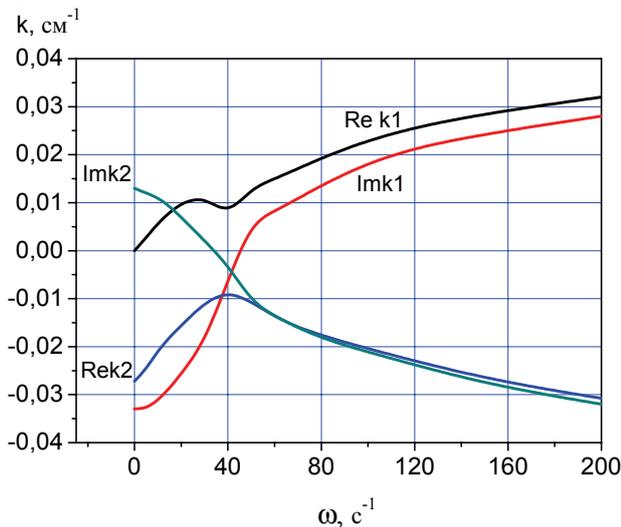


Рис. 3 Дисперсионные ветви связанных нейтронно-температурных волн при

$K=1,0001$; $D_{ef}=10^5$ см 2 /с; $\delta=-0,2$; $\nu_c=10^5$ с $^{-1}$; $\nu_a=5 \cdot 10^4$ с $^{-1}$.

В результатах, представленных кривыми рис.3, при малых частотах колебаний обе нейтронные ветви имеют пространственное усиление. Волна, во всем частотном интервале распространяющаяся в направлении движения теплоносителя, подвержена ослаблению при частотах $\omega > 45$ с $^{-1}$, а вторая нейтронная волна испытывает пространственное ослабление (спад) при частотах $\omega > 30$ с $^{-1}$. При частотах колебаний $\omega > 50$ с $^{-1}$ зависимости действительных и мнимых частей волновых чисел k от частоты становятся подобными зависимостям волновых чисел собственных нейтронных волн (рис. 2а).

Уменьшение частоты (обратного времени) поглощения ν_a означает переход к меньшей связи нейтронных и температурных колебаний (в пределе - переход к собственным колебаниям при $U = 0$). Собственные же колебания испытывают слабое усиление при наличии потока теплоносителя со скоростью U . При $U = 0$ усиления нет. Кроме того, как показывает анализ представленных в статье

результатов, уменьшение частоты поглощения ν_a по сравнению с полной частотой захвата ν_c приводит к сужению области частот, при которых оба корня нейтронной ветви колебаний описывают их усиление. Физическое обоснование усиления двух волн в системе из трех волн аналогично такому же обоснованию для одной конвективной моды с усилением в диссипативной системе с диффузией.

На рис. 4 показаны зависимости от частоты величин корней нейтронной и температурной ветвей колебаний, когда частота поглощения уменьшается до величины $\nu_a=10^4$ с $^{-1}$. При этом область неустойчивых

корней анализируемого уравнения сокращается до $\omega < 20 \text{ с}^{-1}$ у первой волны и до $\omega < 15 \text{ с}^{-1}$ у волны, которая распространяется в направлении противоположном направлению движения теплоносителя.

Связь температурной и нейтронной ветвей колебаний оказывает сильное влияние на их распространение. Это обнаруживается при сравнении рис. 4а и 2б. На рис. 2б выключено не только воздействие "эффективной" температуры нейтронов при их захвате ядрами деления, $\delta = 0$, но и связь колебаний температуры и нейтронной плотности по гидродинамическому каналу, $\alpha = \beta = 0$. В результате таких изменений получено, что в области малых значений частоты условия распространения колебаний сильно разнятся. При равной нулю частоте в условиях рис. 4а возможно существование стационарных периодических возмущений нейтронного поля с неравным нулю пространственным нарастанием или спадом и периодом $2\pi/\text{Re } k$, где $\text{Re } k \approx 0,02 \text{ 1/см}$ при $\omega=0$. Те же самые свойства, выраженные в большей мере, имеют место в приведенных ниже случаях сильной связи между ветвями колебаний, когда $\text{Re } k_{3,(\omega=0)} \approx 0,2 \text{ см}^{-1}$.

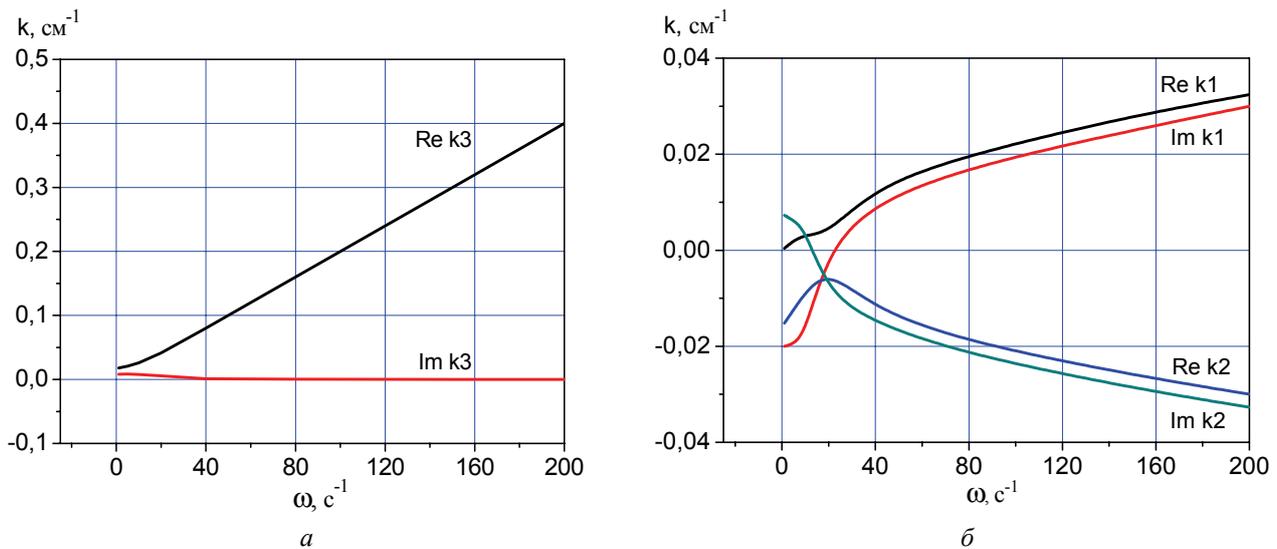


Рис. 4. Зависимости от частоты действительной и мнимой частей волновых чисел k при малой частоте поглощения ν_a по сравнению с частотой захвата ν_c : а - температурной ветви колебаний, б - нейтронной. $\delta = -0,2$; $\nu_a = 10^4 \text{ с}^{-1}$;

$$D_{\text{ef}} = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}; \nu_c = 10^5 \text{ с}^{-1}; K-1 = 10^{-5}.$$

Приведем оценки для параметров нейтронных размножающих систем, ядерно-физические характеристики и набор компонент которых (теплоноситель, топливо и т.п.) соотносены с таковыми у реакторов типа ВВЭР. Для сечений рассеяния нейтронов на ядрах водорода в диапазоне значений $\sigma_s = 20-80$ барн [10] и кислорода $\sigma_s = 4,2$ барн при плотности $N_H = 2N_O = 2 \cdot 6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ коэффициент диффузии нейтронов в воде $D = (1/3)v/(\xi\Sigma_s)$ заключен в диапазоне значений $1,4 - 5,5 \text{ см}^2/\text{с}$. Вкладом в коэффициент диффузии транспортного сечения урана 238 и 235 пренебрегается при малой концентрации их ядер.

Сечение радиационного поглощения нейтронов ядрами водорода $\sigma_a = 0,32$ барн при их плотности $N_H = 6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ определяет частоту поглощения нейтронов в воде $\nu_a = \sigma_a N_H v = 4,7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ при средней скорости нейтронов $v = 2,2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ (сечение поглощения ядрами кислорода пренебрежимо мало). Для плотности ядер урана 238, $N_{238} = 3,75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, при сечении поглощения $\sigma_a = 2,8$ барн частота поглощения ими нейтронов равна $\nu_a = 2,25 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. При уровне обогащения 3% с концентрацией ядер U-235, $N_{235} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, и сечении деления ядер $\sigma_f = 550$ барн частота захвата ядрами деления U-235 составляет величину $\nu_f \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$. Полная частота захвата равна $\nu_c = \nu_a + \nu_f \approx 1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Частота захвата ядрами без деления оценивается как $\nu_a = \nu_{H_2O} + \nu_{238} \approx 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Для значений параметров $\nu_a = 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $\nu_c = 1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, при $D_{\text{ef}} = 5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ результаты компьютерных вычислений действительных и мнимых составляющих волнового числа при двух значениях величины δ показаны на рис. 5. Заметим, что величина δ характеризует зависимость частоты захвата нейтронов ядрами деления от «эффективной» температуры нейтронов в виде $\nu_f \propto T^\delta$.

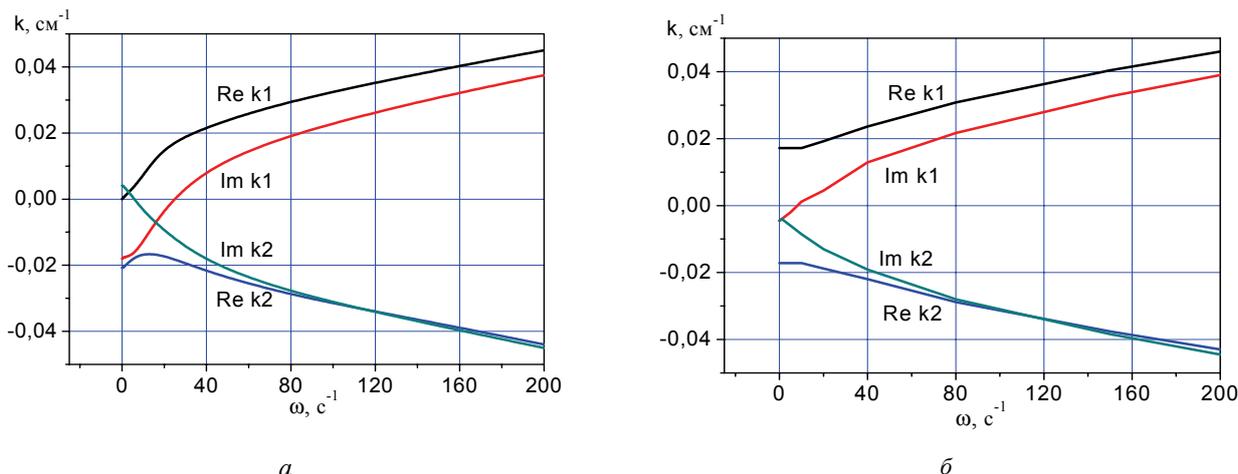


Рис. 5. Зависимости от частоты действительных и мнимых частей волнового числа при двух значениях δ (а - $\delta = -0,2$; б - $\delta = 0$). $D_{ef} = 5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$; $\nu_a = 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; $\nu_c = 1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; $K = 1,001$

Также как и при равенстве нулю правой части уравнения (5), при отсутствии зависимости ν_f от «температуры» нейтронов ($\delta = 0$) область усиления нейтронной волны, движущейся в одном направлении с теплоносителем, сокращается до интервала $\omega = 0 - 10 \text{ с}^{-1}$. Аналогичный результат представлен на следующих рисунках. На рис. 6 б показан диапазон частот колебаний при $\delta = 0$, усиливающихся при распространении вдоль потока теплоносителя. Этот диапазон, составляет интервал от нуля до 18 с^{-1} . При $\delta = -0,2$ на рис. 6а диапазон частот усиливаемых волн занимает интервал от нуля до 30 с^{-1} .

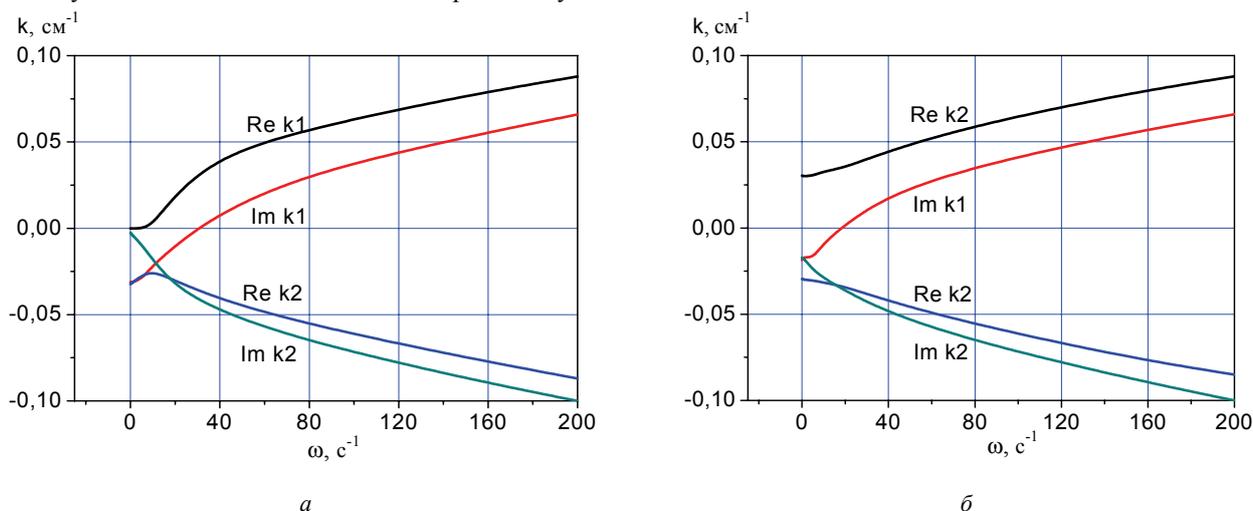


Рис. 6. Зависимости от частоты действительных и мнимых частей волнового числа при двух значениях величины δ (а - $\delta = -0,2$, б - $\delta = 0$); $\nu_a = 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; $\nu_c = 1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; $K = 1,001$; $D_{ef} = 1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$.

Сильная связь нейтронных и температурных колебаний, как показано ниже, приводит и к иным особенностям распространения колебаний. При одних и тех же значениях параметров, кроме коэффициентов диффузии, графики на рис. 5 с коэффициентом диффузии $D = 5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ и на рис. 6 при $D = 1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ отличаются друг от друга значениями волновых чисел нейтронной ветви колебаний. Согласно результатам вычислений без использования теории возмущений волновые числа увеличиваются при уменьшении коэффициента диффузии. Численные решения подтвердили также вывод о том, что действительные и мнимые части обоих корней волнового числа нейтронной ветви колебаний обратно пропорциональны корню квадратному из коэффициента диффузии D_{ef} . Четырехкратное уменьшение коэффициента диффузии с $5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ (рис. 5) до $1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ (рис. 6) дает двукратное увеличение действительных и мнимых частей вектора k .

Важной особенностью численного решения характеристического уравнения является возможность получения решений в условиях сильной связи между ветвями колебаний. На рис. 7 представлен такой случай, который реализуется при $\nu_c = 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $\nu_a = 10^5 \text{ с}^{-1}$. Здесь появляется новое качество в описании дисперсионных свойств и условий распространения колебаний. В области частот $\omega < 70 \text{ с}^{-1}$ усиливаются амплитуды обеих

ветвей нейтронных колебаний, как распространяющихся в одном направлении с потоком теплоносителя, так и распространяющихся в противоположном направлении. При этом первая ветвь описывает перемену направления распространения волны на противоположное, теперь уже с ослаблением амплитуды, а вторая также меняет направление в окрестности частоты $\omega = 80 \text{ с}^{-1}$.

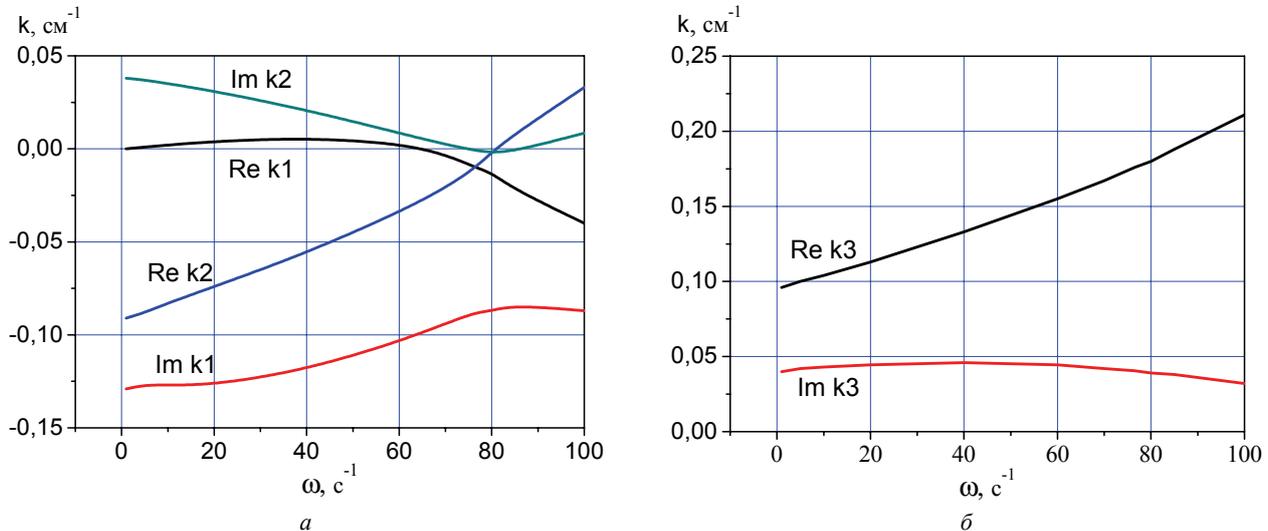


Рис. 7. Зависимости от частоты действительных и мнимых частей волновых чисел в условиях сильной связи между ветвями колебаний: *a* – случай нейтронных и *б* – температурных волн. $\delta=0,4$; $Def=10^4$; $v_c=2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$; $K=1,00001$; $v_a=10^5 \text{ с}^{-1}$

Однако, как и для результатов, представленных на рис. 3 и 4б, возникает потребность в физическом объяснении (в том числе вычислительными методами) появления двух усиливающихся волн, распространяющихся как вдоль потока теплоносителя, так и в противоположном направлении. Не вызывает сомнения результат об усилении одной волны при распространении её вдоль потока и ослаблении второй волны, движущейся против потока теплоносителя. Этот последний результат представляет (выражает собой) особенности распространения собственных нейтронных колебаний в диссипативной среде с диффузией и влияние на них конвекции (см. рис. 2).

Заметим также, что при малых величинах волнового числа могут нарушаться условия применимости ВКБ приближения $|d/dz(1/k(z))| = |(1/k^2(z))dk(z)/dz| \ll 1$, в рамках которого справедливы принятые в работе предположения. В данном случае необходимо использовать специальные асимптотические разложения и численный анализ.

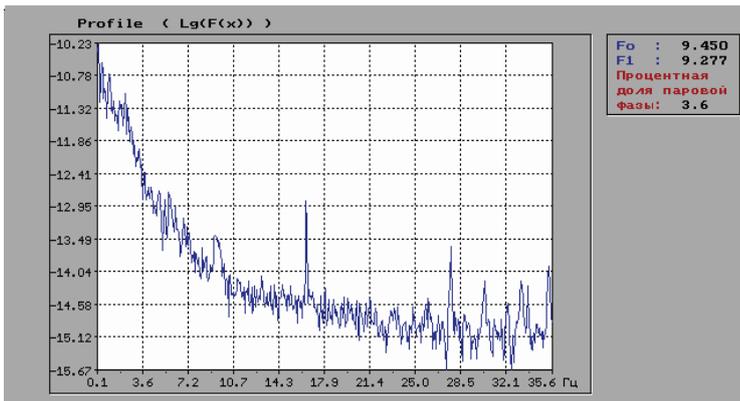


Рис. 8. Спектр мощности нейтронных шумов ЗАЭС, блок 5, 2001г

спектральных характеристик нейтронных шумов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численный анализ распространения нейтронных колебаний и, в частности, анализ поведения мнимых частей волновых чисел позволил определить условия усиления или спада колебаний (см. рис. 4б, 5а и рис. 6а). Всестороннее рассмотрение результатов проведенных вычислений и их сравнение с зависимостью от частоты

Группа физиков ННЦ ХФТИ занималась исследованиями собственных колебаний внутрикорпусного оборудования и их спектральных характеристик энергоблоков Запорожской АЭС. В отчетах и публикации одного из авторов [9] приведены результаты анализа измерений, в которых найдена спектральная плотность колебаний нейтронного поля реактора. На рис. 8 показан типичный спектр мощности нейтронных шумов, измеренный на одном из реакторных блоков. Видно, что падение частотных амплитуд с ростом частоты происходит на много порядков величины. Результаты проведенных расчетов не противоречат такому поведению

¹ Результаты, приведенные на рис. 7, и их изложение в настоящем абзаце принадлежат одному из авторов. – В.Р.

спектральной мощности шумов, представленной на рис. 8, показывает, что общими являются не только качественное поведение амплитуд колебаний с ростом частоты, но и количественные характеристики – порядки величин такого уменьшения².

Падение амплитуд с ростом частоты на много порядков величины наблюдается в области частот 0 – 13 Гц, которая в угловых единицах имеет размер 0 – 81 с⁻¹. При более высоких частотах уровень амплитуд мало меняется за исключением отдельных частот, имеющих большие всплески, которые, скорее всего, являются результатом собственных колебаний различных элементов внутриреакторного оборудования. Нетрудно установить соответствие между измеряемыми и вычисляемыми особенностями распространения колебаний.

Такое поведение спектральных характеристик наблюдаемых в эксперименте колебаний можно объяснить, по-видимому, полученными в результате расчетов зависимостями мнимых частей волновых чисел от частоты в условиях как сильной, так и слабой связи между ветвями колебаний. Расчеты показывают, что при малых частотах колебания испытывают пространственное усиление. С ростом частоты коэффициенты их усиления уменьшаются до нуля и затем меняют знак, делая колебания затухающими (см. рис. 3 и 4б нейтронных ветвей колебаний). Переход из режима усиления в режим пространственного затухания колебаний происходит в окрестности $\omega = 80$ с⁻¹ для условий рис. 7 и, например, для рис. 6, на котором $\text{Im } k_1(\omega) = 0$ при $\omega = 30$ с⁻¹. Аналогичное поведение колебаний имеет место на иных рисунках. Таким образом, высокий уровень амплитуд колебаний при частотах меньше 13 Гц связан, по-видимому, с режимом их усиления в этой области частот.

ВЫВОДЫ

Получены численные решения характеристического уравнения, описывающие распространение колебаний от внешних источников в размножающих нейтроны системах. Анализ этих решений позволил выяснить особенности распространения нейтронных и температурных колебаний в широком диапазоне исходных параметров системы. Численные решения в условиях слабой связи между ветвями колебаний совпадают с результатами аналитического рассмотрения задачи.

К числу принципиально новых результатов работы следует отнести полученные зависимости коэффициентов пространственного усиления (спада) нейтронных колебаний от частоты внешнего источника возбуждения. В широком диапазоне исследуемых параметров области малых частот (от долей единицы до десятков Гц) характеризуются усилением амплитуд хотя бы для одного из корней нейтронной ветви. С ростом частоты коэффициент пространственного усиления, как правило, уменьшается и колебания превращаются в затухающие.

Увеличение интенсивности связи между нейтронными и температурными колебаниями сопровождается расширением частотной области нарастающих нейтронных колебаний. Решения характеристического уравнения в условиях сильной связи между ветвями колебаний показали новое свойство в распространении колебаний: с ростом частоты колебаний внешнего источника корни нейтронной ветви колебаний могут менять знак действительной части волнового числа k , что означает изменение направления распространения волн. Однако это последнее утверждение требует более корректных вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Semchenko Yu.M., Mil'to V.A., Pinegin A.A., Shumskiy B.E. Analiz шумов нейтронного потока, вызванных флуктуациями параметров теплоносителя в активной зоне VVER // *Атомная энергия*. – 2007. – Т. 103, вып. 5. – С. 283-286.
2. Semchenko Yu.M., Mil'to V.A., Shumskiy B.E. Vnedrenie metodiki kontrolya kipeniya teplonosatelya v aktivnoy zone reaktora VVER-1000 v sistemu vnutrireaktornoy шумовой diagnostiki // *Атомная энергия*. – 2008. – Т. 105, вып. 2. – С. 79-82.
3. Pavelko V.I. Neytronno-temperaturnye шумовые modeli aktivnoy zony VVER // *Атомная энергия*. – 1992. – Т. 72, вып. 5. – С. 500-510.
4. Fermi E. Lektsii po neytronnoy fizike. Nauchnye trudy v dvukh tomakh. – Т. 2. – М.: Наука, 1972. – С. 236-338.
5. Akhiezer A.I., Pomeranchuk I.Ya. Vvedenie v teoriyu mul'tiplitsiruyushchikh sistem (reaktorov). – М.: Atomizdat, 2002, – 367 s.
6. Vodyanitskii A.A., Slyusarenko Yu.V. The thermal neutron waves excitation in multiplied media bounded by absorber // *Problems of Atomic Science and Technology*. – 2007. – № 3(1). – P.348-352.
7. Vodyanitskii A.A., Slyusarenko Yu.V. Modulation of the neutron field in the multiplying condensed matter and coolant // *AIP Conf. Proc.* 2009. – Vol. 1198. – P. 196-203.
8. Vodyanitskii A.A., Rudakov V.A. Analysis of neutron-temperature oscillation in neutron multiplying systems with delayed neutrons // *Problems of Atomic Science and Technology, series: Nuclear Physics Investigations*. – 2011. – №5. – Issue 56. – P. 30-38.
9. Rudakov V.A. Correlation analysis for noise diagnostic of in-core reactor equipment // *Problems of Atomic Science and Technology, series: Nuclear Physics Investigations*. – 2007 - № 3 (2). – P. 326-330.
10. Glesston S., Edlund M. Osnovy teorii yadernykh reaktorov. – М.: Izd. inostrannoy literatury, 1954. – 458 s.

² Интерпретация количественного соответствия по порядку величины результатов расчета и экспериментальных измерений спектра плотности колебаний принадлежит одному из авторов. – А.В.