



РЕСУРС ОБОРУДОВАНИЯ РЕАКТОРОВ АЭС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ И РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ

В. А. ПУХЛИЙ, д-р техн. наук, **К. Н. МАЛОВИК**, инж. (Севастопольский ин-т ядерной энергетики и промышленности)

Разработана методика определения прочности и ресурса центробежных и осевых насосов ядерной энергетики на основе теории оболочек при воздействии высокотемпературных и радиационных полей.

A procedure is developed for determination of strength and residual life of centrifugal and axial-flow pumps for nuclear engineering based on the theory of shells at the impact of high-temperature and radiation fields

Методика определения прочности и ресурса центробежных и осевых насосов ядерной энергетики на основе теории оболочек с учетом напряженно-деформированного состояния (НДС) и коррозионно-эрозионного износа изложена в работах [1, 2]. Как отмечалось в работе [1], трубопроводы и оборудование реакторов АЭС работают в условиях сложного нагружения, обусловленного прежде всего воздействием НДС, агрессивных сред, высокотемпературного нагрева, радиационного облучения [3–5].

Так, главный насос типа ГЦН-195М, обеспечивающий циркуляцию теплоносителя через реактор ВВЭР-1000 и передачу тепла в парогенератор, работает при температуре теплоносителя $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$, т. е. в условиях высокотемпературного нагрева.

Кроме того, элементы рабочих колес центробежных и осевых насосов подвергаются радиационному облучению.

В разрабатываемых реакторах будущего в качестве теплоносителя используется вода при сверхкритических параметрах, жидкий гелий, а также жидкометаллические теплоносители, жидкосоловые теплоносители. Температура теплоносителей в этих реакторах достигает $T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$.

Очевидно, что при расчетах прочности и ресурса центробежных насосов необходимо учитывать изменение физико-механических характеристик материала: модуля упругости E и коэффициента линейного расширения α от температуры:

$$E(T) = E(x, y, z); \alpha(T) = \alpha(x, y, z). \quad (1)$$

В результате тепловые напряжения сами по себе и в сочетании с механическими напряжениями от центробежной нагрузки, радиационного облучения могут вызвать разрушение рабочих колес центробежных и осевых насосов, т. е. отказы насосов [3–5].

Воздействие радиационного поля на оборудование реакторов АЭС. Радиационное облучение твердых тел сопровождается многочисленными эффектами, в результате которых возникает дополнительная объемная деформация Q_f , изменяются упругие и пластические характеристики материала.

Оценим влияние нейтронного облучения НДС на состояние элементов конструкций. Рассмотрим однородное изотропное тело, занимающее полупространство $z \geq 0$. Если на границе тела ($z = 0$) параллельно оси z излучаются нейтроны с одинаковой средней энергией и интенсивностью Φ_0 [нейтрон / ($\text{м}^2 \cdot \text{с}$)], то интенсивность потока нейтронов, доходящих до плоскости $z = \text{const}$ определяется следующим образом [6]:

$$\Phi(z) = \Phi_0 e^{-\mu z}. \quad (2)$$

Величина μ называется *макроскопическим эффективным сечением*. Для любого химического элемента можно записать:

$$\mu = \sigma n_0 = \sigma \frac{A_0 \rho}{A}, \text{ см}^{-1}. \quad (3)$$

Здесь σ — эффективное сечение, отнесенное к одному ядру; n_0 — число ядер в 1 см^3 ; A_0 — число Авогадро; A — атомный вес; ρ — плотность.

В стационарном случае, учитывая выражение (2), к моменту времени t через сечение z пройдет интегральный поток:

$$I(z) = \Phi_0 t e^{-\mu z}. \quad (4)$$

Таким образом можно принять, что изменение объема вещества прямо пропорционально интегральному потоку $I(z)$:

$$Q_f = B I(z), \quad (5)$$

где B — постоянный коэффициент, полученный экспериментально.



Величина $I_0 = \phi_0 t$ дает суммарный поток нейтронов на единицу площади поверхности тела. Следует отметить, что в ядерных реакторах ϕ_0 имеет порядок $10^{17} \dots 10^{18}$ нейтрон/($m^2 \cdot c$), а I_0 достигает значений $10^{23} \dots 10^{27}$ нейтрон/ m^2

При этом объемная деформация QI достигает значения 0,1. Следовательно, в зависимости от энергии нейтронов и облучаемого материала величина B может иметь порядок $10^{-28} \dots 10^{-24}$ m^2 /нейтрон.

Следует подчеркнуть, что зависимость модуля упругости E , пределов текучести σ_T , прочности и всей диаграммы растяжения от интегрального потока I_0 различных энергий исследована экспериментально после облучения образцов в ядерных реакторах. Отмечено, что модуль упругости E при облучении возрастает до 5 %. Пределы текучести и прочности материалов также возрастают при радиационном облучении.

Таким образом, по своему воздействию на упругие конструкции радиационное облучение противоположно тепловому воздействию, которое уменьшает предел текучести материала и другие характеристики.

Для аналитического описания радиационного упрочнения предела текучести материала используется следующая формула:

$$\sigma_T = \sigma_T^0 \{1 + A [1 - \exp(-\xi I)]^{1/2}\}. \quad (6)$$

Здесь σ_T , σ_T^0 — предел текучести облученного и необлученного материалов; A , ξ — константы материала, определяемые экспериментально.

Что касается влияния радиационного облучения на ползучесть материалов, то первые сведения были получены при испытании урана в ядерном реакторе. Увеличивающееся при облучении количество точечных дефектов способствует ускорению ползучести урана в 50...100 раз, несмотря на то, что радиационное упрочнение материала приводит к уменьшению скорости движения дислокаций.

На рис. 1 приведены кривые ползучести циркониевого сплава циркалой-2 [7].

Напряжение во время испытаний составляло 140 МПа, температура $T = 573$ К.

Следует отметить, что наряду с процессом ускоренной ползучести при воздействии радиационного облучения наблюдается также ускоренная релаксация напряжений.

Таким образом, при решении краевой задачи по расчету термоупругих элементов центробежных насосов ядерной энергетики будут использоваться известные зависимости модуля упругости E от температуры, в которых должно быть учтено радиационное упрочнение физико-механических характеристик материала.

Отметим, что в условиях радиационного облучения материала повышается коррозионная и эрозионная стойкость материала конструктивных элементов центробежных насосов вследствие радиационного упрочнения предела текучести материала σ_T .

Ресурс насосов при воздействии высокотемпературных радиационных полей. Определим прочность и ресурс центробежных насосов при воздействии высокотемпературных радиационных полей. За наиболее напряженный элемент насоса примем рабочую лопатку.

Напряженно-деформированное состояние рабочей лопатки центробежного насоса (рис. 2) описывается системой линейных дифференциальных уравнений термоупругости пологих оболочек смешанного типа относительно нормального перемещения $W(x, y)$ и функции напряжений $F(x, y)$ [2]:

$$\begin{aligned} D \nabla^4 w + 2 \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 w + 2 \frac{\partial D}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 w + \nabla^2 D \nabla^2 w - \\ - (1 - \nu) L(D, w) = \\ = h \nabla_k^2 F + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + k_1 \right) U - p_1 \frac{\partial w}{\partial x} - \nabla^2 M_T + q(x, y); \quad (7) \\ \frac{1}{B} \nabla^4 F + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{B} \right) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 F + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{B} \right) \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 F + \nabla^2 \left(\frac{1}{B} \right) \times \\ \times \nabla^2 F - (1 + \nu) L \left(F, \frac{1}{B} \right) = \\ = -(1 - \nu^2) \frac{1}{h} \nabla_k^2 w - \frac{1 - \nu}{h} \nabla^2 \left(\frac{M_T}{B} \right) - \frac{1 - \nu}{h} \times \\ \times \left[\frac{1}{B} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{B} \right) \frac{\partial U}{\partial x} + \nabla^2 \left(\frac{1}{B} \right) U \right], \end{aligned}$$

где R и h — радиус срединной поверхности лопатки и ее толщина; M_T — температурный момент, q и $p_1 = \frac{\partial U}{\partial x}$ — нормальная и тангенциальные

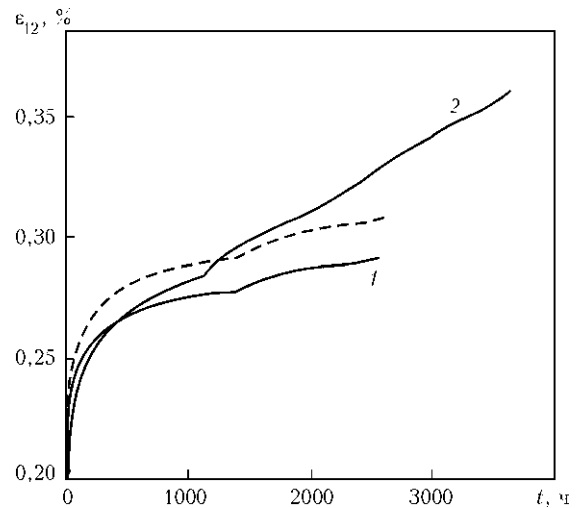


Рис. 1. Ползучесть циркониевого сплава циркалой-2: 1 — процесс без облучения; 2 — при облучении в реакторе с интенсивностью $\phi_0 = 5 \cdot 10^{16}$ нейтрон/($m^2 \cdot c$); штриховая линия соответствует расчету

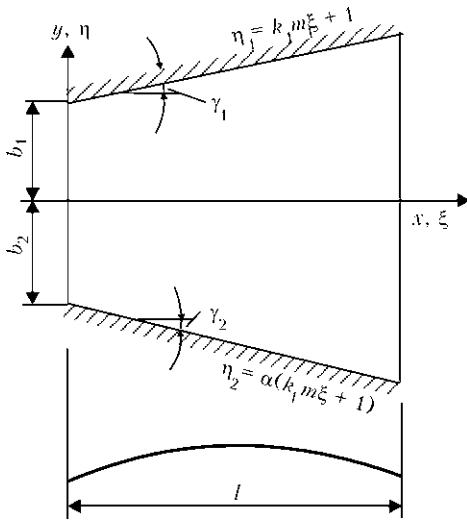


Рис. 2. Конфигурация и система координат рабочей лопатки центробежного насоса

компоненты центробежной силы элемента лопатки, отнесенные к единице площади срединной поверхности лопатки [8]:

$$q = \frac{\gamma \omega^2}{g} h R_2 \cos \beta_2 ; p_1 = \frac{\gamma \omega^2}{g} h (R_2 \sin \beta_2 - x) . \quad (8)$$

Тангенциальная нагрузка имеет потенциал:

$$U = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{g} \omega^2 h (R_2 \sin \beta_2 - x)^2 . \quad (9)$$

В уравнениях (7) величины B , D , N_T и M_T определяются следующим образом:

$$B(x, y) = \frac{1}{1 - \nu^2} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} E(T) dz, \quad (10)$$

$$N_T(x, y) = \frac{1}{1 - \nu} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} E(T) \alpha(T) T(x, y, z) dz,$$

$$D(x, y) = \frac{1}{1 - \nu^2} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} E(T) (z - z_0)^2 dz, \quad (11)$$

$$M_T(x, y) = \frac{1}{1 - \nu} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} E(T) \alpha(T) T(x, y, z) (z - z_0) dz,$$

где z_0 — ордината поверхности приведения относительно срединной поверхности оболочки.

Граничные условия на краях лопатки, прилегающих к диску, соответствуют свободно защемленному краю [8]:

$$w = w_{,n} = F = F_{,n} = 0. \quad (12)$$

Граничные условия по входной и выходной кромкам лопатки соответствуют свободному краю. В этом случае:

$$N_x = N_{xy} = M_x = 0, Q_x - \frac{\partial M_{xy}}{\partial y} = 0. \quad (13)$$

Итак, нами сформулирована задача термоупругости для цилиндрической лопатки центробежного насоса, основанная на интегрировании системы уравнений (7) и граничных условиях (12)–(13).

Введем безразмерную систему координат:

$$\xi = \frac{x}{l}, \quad \eta = \frac{y}{b_1}, \quad \beta = \frac{z_1}{h}, \quad z_1 = z - z_0 \quad (14)$$

и безразмерные функции:

$$\bar{w} = \frac{w}{h}, \quad \bar{F} = \frac{F}{E^* h^2}. \quad (15)$$

Здесь E^* — модуль упругости материала при температуре $T = 20$ °С.

Силовые факторы в безразмерных координатах запишутся так:

$$M_\xi = \frac{M_x l^2}{D_1 h} = -(\bar{w}_{,11} + \nu m^2 \bar{w}_{,22}) - \frac{M_{T_1} l}{D_1 h},$$

$$M_\eta = \frac{M_y l^2}{D_1 h} = -(m^2 \bar{w}_{,22} + \nu \bar{w}_{,11}) - \frac{M_{T_1} l^2}{D_1 h},$$

$$M_{\xi\eta} = \frac{M_{xy} l^2}{D_1 h} = -(1 - \nu) m \bar{w}_{,12}. \quad (16)$$

В этих выражениях $m = l/b_1$ — геометрический параметр лопатки.

Здесь и в дальнейшем нижний индекс i , следующий после запятой, означает частное дифференцирование по координате x_i , при этом $i = 1$ соответствует дифференцированию по ξ , а $i = 2$ — по η .

Величины D_1 и M_{T_1} определяются следующим образом:

$$D_1 = h^3 \int_{-\left(\frac{1}{2} + \frac{z_0}{h}\right)}^{\frac{1}{2} - \frac{z_0}{h}} \frac{E}{1 - \nu^2} \beta^2 d\beta, \quad M_{T_1} = h^2 \int_{-\left(\frac{1}{2} + \frac{z_0}{h}\right)}^{\frac{1}{2} - \frac{z_0}{h}} \frac{\alpha E T}{1 - \nu} \beta d\beta. \quad (17)$$

Модуль упругости E , температура T и коэффициент линейного удлинения α должны быть выражены через переменную новой системы координат β .

Температурное поле представим в виде:

$$T(\xi, \eta, \beta) = T(\beta) f(\xi, \eta), \quad (18)$$

где $T(\beta)$ — функция изменения температуры по толщине лопатки; $f(\xi, \eta)$ — безразмерная функция изменения температуры в срединной поверхности лопатки.

Рассмотрим температурное поле вида (рис. 3, а):



$$T = T_0^* + \beta \Delta T, \quad T_0^* = T_0 + \frac{z_0 \Delta T}{h}, \quad T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2}, \quad (19)$$

$$\Delta T = T_1 - T_2.$$

В дальнейшем будем рассматривать линейный закон распределения температуры по толщине лопатки (19), однако все выводы могут быть распространены и на нелинейные законы, например, квадратичный (рис. 3, б):

$$T = \Delta T \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h} \right)^2. \quad (20)$$

Закон (19) соответствует стационарному режиму теплопроводности, а (20) является частным случаем нестационарного режима.

На рис. 4 приводятся зависимости модуля упругости E и коэффициента линейного удлинения α от температуры для жаростойкой стали X14Г14НЗТ. Здесь кривая E соответствует только воздействию температурного поля, а кривая E^p

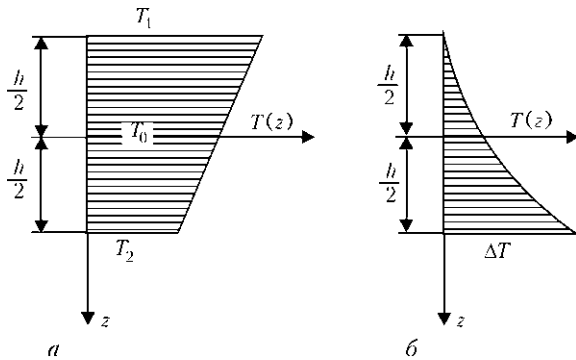


Рис. 3. Линейный и нелинейный законы распределения температуры по толщине лопатки

$\alpha \cdot 10^6, \text{ град}^{-1}$
 $E \cdot 10^4, \text{ кгс/мм}^2$

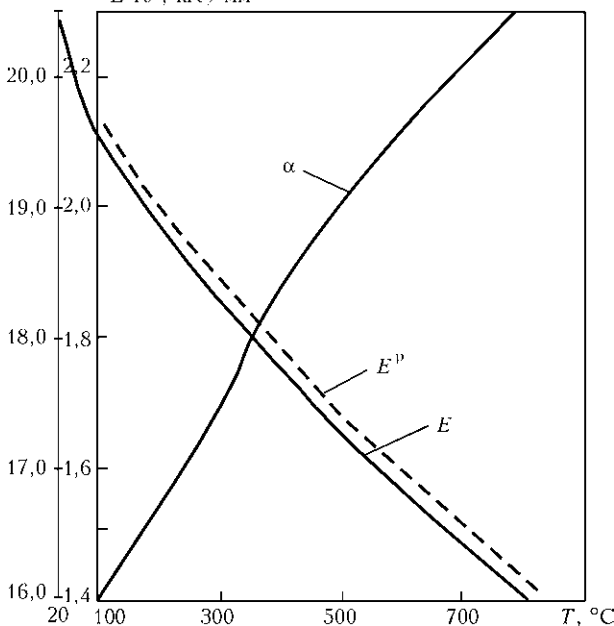


Рис. 4. Зависимость E и α от температуры и радиационного облучения для стали X14Г14НЗТ

совместному воздействию температуры и радиационного облучения.

В дальнейшем модуль упругости E^p и произведение αE^p на интервале изменения температуры представим степенными полиномами:

$$E^p + \sum_{i=0}^2 A_i T^i; \quad \alpha E^p = \sum_{i=0}^2 B_i T^i. \quad (21)$$

Запишем уравнения термоупругих лопаток (7) в безразмерном виде:

$$\begin{aligned} & \nabla_m^4 \bar{w} + 2P_{2,1} P_2^{-1} (\bar{w}_{,111} + m^2 \bar{w}_{,122}) + 2m^2 P_{2,2} P_2^{-1} \times \\ & \times (\bar{w}_{,112} + m^2 \bar{w}_{,222}) + P_2^{-1} (P_{2,11} + m^2 P_{2,22}) \times \\ & \times (\bar{w}_{,11} + m^2 \bar{w}_{,22}) - (1 - \nu) m^2 P_2^{-1} (P_{2,11} \bar{w}_{,22} + P_{2,22} \bar{w}_{,11} - \\ & - 2P_{2,12} \bar{w}_{,12}) - d_1 \bar{F}_{,22} - \frac{l^2 U}{D_1} \bar{w}_{,11} + \frac{(1 + \nu) l^2}{h^2} P_2^{-1} \times \\ & \times (P_{3,11} + m^2 P_{3,22}) + \frac{p_1 l^3}{D_1} \bar{w}_{,1} = \left[\frac{U l^4}{R D_1 h} + \frac{q l^4}{D_1 h} \right], \\ & \nabla_m^4 \bar{F} - 2S_2^{-1} S_{2,1} (\bar{F}_{,111} + m^2 \bar{F}_{,122}) - 2m^2 S_2^{-1} S_{2,2} \times \\ & \times (\bar{F}_{,112} + m^2 \bar{F}_{,222}) + [(2S_2^{-2} S_{2,1}^2 - S_2^{-1} S_{2,11}) + \\ & + m^2 (2S_2^{-2} S_{2,2}^2 - S_2^{-1} S_{2,22})] (\bar{F}_{,11} + m^2 \bar{F}) - (1 + \nu) m^2 \times \\ & \times [(2S_2^{-2} S_{2,2}^2 - S_2^{-1} S_{2,22}) \bar{F}_{,11} + (2S_2^{-2} S_{2,1}^2 - S_2^{-1} S_{2,11}) \times \\ & \times \bar{F}_{,22} - 2(2S_2^{-2} S_{2,1} S_{2,2} - S_2^{-1} S_{2,12}) \bar{F}_{,12}] + \frac{m^2 l^2 S_2}{R E h} w_{,22} = \\ & = \frac{l^2}{E h^2} [S_{3,11} - 2S_{3,1} S_2^{-1} S_{2,1} + 2S_3 S_{2,1}^2 S_2^{-2} - \\ & - S_3 S_2^{-1} S_{2,11} + m^2 (S_{3,22} - 2S_{3,2} S_2^{-1} S_{2,2} + 2S_3 S_{2,2}^2 S_2^{-2})] - \\ & - \frac{(1 - \nu) l^2}{E h^3} [U_{,11} - 2S_2^{-1} S_{2,1} U_{,1} + (2S_2^{-2} S_{2,1}^2 - S_2^{-1} S_{2,11}) U + \\ & + m^2 (2S_2^{-2} S_{2,2}^2 - S_2^{-1} S_{2,22}) U]. \end{aligned} \quad (22)$$

Граничные условия (12) на краях лопатки, прилегающих к дискам, переписуются в виде:

$$\bar{w} = \bar{w}_{,2} = \bar{F} = \bar{F}_{,2} = 0. \quad (23)$$

Граничные условия по входной и выходной кромкам лопатки (13) будут:

$$\begin{aligned} & \bar{w}_{,11} + \nu m^2 \bar{w}_{,22} = - \frac{M_{T_1} l^2}{D_1 h}, \\ & \bar{w}_{,111} + (2 - \nu) m^2 \bar{w}_{,122} - D_{1,1} D_1^{-1} (w_{,11} + \nu m^2 \bar{w}_{,22}) - \\ & - (2 - 2\nu) m^2 D_{,2} D_1^{-1} \bar{w}_{,12} = - \frac{(M_{T_1})_{,1} l^2}{D_1 h}, \\ & m^2 \bar{F}_{,22} + \frac{U l^2}{E^* h^3} = 0, \quad \bar{F}_{,12} = 0. \end{aligned} \quad (24)$$



Аналитическое решение краевой задачи. Рассмотрим задачу термоупругости для трапециевидных цилиндрических лопаток центробежных насосов (рис. 2). Лопатка свободно закреплена по краям, прилегающим к дискам (допускается смещение кромок лопатки в тангенциальном направлении) и имеющей граничные условия по входной и выходной кромкам лопатки, соответствующих свободному краю, для которой решается задача линейной несвязанной квазистатической теории термоупругости с учетом радиационного облучения.

Решение задачи существенным образом зависит от вида температурного поля как с точки зрения метода решения, так и получения промежуточных и конечных результатов. Поэтому анализ необходимо проводить для конкретного температурного поля. В дальнейшем весь анализ приводится для температурного поля вида (18), при этом закон изменения температуры по толщине лопатки $T(\beta)$ может быть произвольным. Аналогичные условия накладываются и на функцию $f(\xi, \eta)$.

К решению краевой задачи, описываемой системой уравнений (22) и граничными условиями (23) и (24), применяется метод интегральных соотношений [9].

В соответствии с методом представим исходную систему уравнений (22) в дивергентной форме:

$$\frac{\partial \bar{X}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{Y}}{\partial \eta} + \bar{L} = 0, \quad (25)$$

где $\bar{X} = \{X_i\} = \{\bar{w}_2 z_1, z_2, z_3, \bar{F}, z_4, z_5, z_6\}$, $\bar{Y} = B_0 X + B_1 X_2 + B_2 X_{22} + B_3 X_{222}$, $L = BX + b$.

Обозначим функции z_1, \dots, z_6 следующим образом: $z_1 = w_{,1}, z_2 = w_{,11}, z_3 = w_{,111}, z_4 = F_{,1}, z_5 = F_{,11}, z_6 = F_{,111}$.

В уравнениях (25) $B_r = \{b_{m,n,s}\}$; $B = \{b_{mn}\}$ ($s = 0, 1, 2, 3$; $m, n = 1, 2, \dots, 8$) являются матрицами преобразования, конкретный вид которых зависит от выбранного температурного поля.

Следуя методу интегральных соотношений, ищем решение системы уравнений (25) в виде разложения:

$$\bar{X}_i(\xi, \eta) = \sum_{j=1}^n X_{ij}(\xi) P_j(\xi, \eta), \quad i = 1, \dots, 8. \quad (26)$$

Здесь в качестве системы аппроксимирующих функций выбираются степенные полиномы Якоби, и ортогональные на отрезке $[r, \alpha r]$:

$$P_j(\xi, \eta) = P_1(\xi, \eta) \sum_{j=1} \left[\eta - \frac{(1 + \alpha)r}{2} \right]^{j-1},$$

$$P_1(\xi, \eta) = \eta^4 - 2(1 + \alpha)r\eta^3 + (1 + 4\alpha + \alpha^2)r^2\eta^2 - 2\alpha(1 + \alpha)r^3\eta + \alpha^2r^4, \quad (27)$$

где $r = 1 + k_1 m \xi$.

Ограничиваясь двухчленным приближением и выбирая в качестве весовых функций такие степенные полиномы Якоби (27) и их производные, после применения процедуры метода интегральных соотношений к исходной системе уравнений (25), получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений порядка $8n$ с переменными коэффициентами, которую представим в нормальной форме Коши:

$$\frac{dX_m}{d\xi} = \sum_{v=1}^{m^*} A_{m,v} X_v + f_m, \quad m = 1, 2, \dots, m^*, \quad (28)$$

где v — номер неизвестной функции, при которой стоит коэффициент $A_{m,v}$; v — номер уравнения.

Аналитическое решение системы уравнений (28) будем строить модифицированным методом последовательных приближений [10, 11].

Общее решение системы дифференциальных уравнений (28) представится следующим образом:

$$X_m = \sum_{\mu=1}^{m^*} C_{\mu} \left[\frac{\xi^{\mu-m}}{(\mu-m)!} \delta + \sum_{n=1}^{\infty} X_{m,\mu,n} \right] + \sum_{j=0}^q B_{m,j,0} \frac{\xi^{j+1}}{(j+1)!} + \sum_{n=2}^{\infty} X_{m,n}, \quad m = 1, 2, \dots, m^*, \quad (29)$$

где $b_{m,j,0} = f_{m,k}$ при $j = k$; μ — номер фундаментальной функции; C_{μ} — постоянные интегрирования; $\delta = 1$, если $m = \mu$ и $\delta = 0$ для остальных μ ;

$$X_{m,\mu,n} = \sum_{j=1}^{\beta} b_{m,\mu,n,j} \frac{\xi^{n+j-1}}{(n+j-1)!};$$

$$X_{m,n} = \sum_{j=1}^{\beta} b_{m,n,j} \frac{\xi^{n+j-1}}{(n+j-1)!}. \quad (30)$$

Здесь $\beta = q + 1$; коэффициенты $b_{m,\mu,n,j}$ и $b_{m,n,j}$ определяются через коэффициенты предыдущего приближения по рекуррентным формулам.

Постоянные C_{μ} , входящие в общее решение системы, находятся из граничных условий на двух других краях лопатки (24).

Пример расчета. Рассмотрим задачу термоупругости для трапециевидной лопатки центробежного насоса при граничных условиях (23) и (24), подверженной воздействию стационарного температурного поля вида (18), где $T(\beta) = T_0^* + \beta \Delta T$, $T_1 = 500$ °C, $f(\xi, \eta) = 3(\eta + \xi)^2$, $T_2 = 300$ °C.

Геометрические параметры лопатки: $l = b_1 = 260$ мм, $\alpha = 0$, $\gamma_1 = 14^\circ$, $h = 6$ мм. Материал лопатки: жаростойкая сталь X14Г14НЗТ. (Зависимость физико-механических характеристик материала от температуры приведена на рис. 4.)

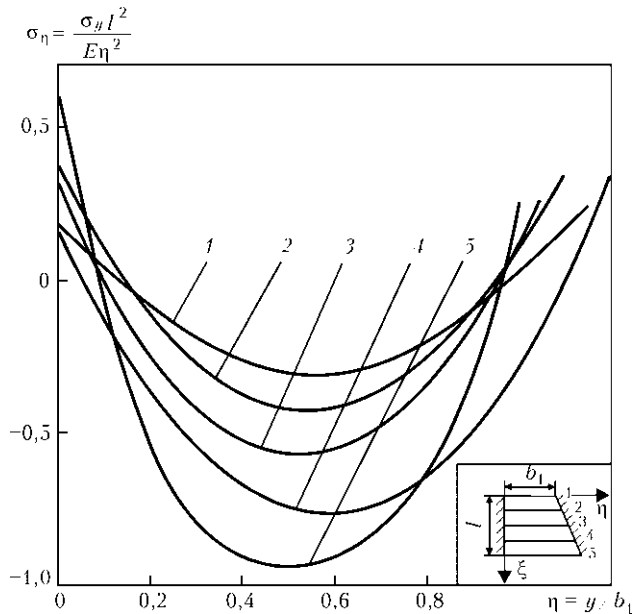


Рис. 5. Температурные напряжения 1 – 5 в рабочей лопатке центробежного насоса

На рис. 5 приводятся температурные напряжения σ_{η} в рабочей лопатке центробежного насоса. Отметим, что наибольший уровень напряжений наблюдается на входной кромке лопатки (сечение 5). Подчеркнем, что вклад радиационного облучения в общее напряженное состояние рабочих лопаток центробежных насосов составляет порядка 4 %.

Результаты приведены для лопатки, выполненной из жаростойкой стали X14Г14НЗТ. Очевидно, что предложенный алгоритм может быть легко распространен на другие конструкционные материалы.

Выводы

Разработана методика определения ресурса центробежных и осевых насосов ядерной энергетики на основе теории оболочек с учетом НДС при воздействии высокотемпературных радиационных полей.

Алгоритм аналитического решения краевой задачи для системы эллиптических уравнений ос-

нован на комбинации метода интегральных соотношений и модифицированного метода последовательных приближений [10, 11].

Приводится пример расчета лопатки центробежного насоса, изготовленной из жаростойкой стали X14Г14НЗТ, при воздействии высокотемпературного радиационного поля. Отметим, что вклад радиационного облучения в общее термонапряженное состояние рабочих лопаток центробежных насосов составляет порядка 4...5 %.

1. Пухлий В. А., Маловик К. Н. Прочность и ресурс оборудования реакторов АЭС в условиях сложного нагружения // Матер. 16-й Междунар. науч.-техн. конф. «Электромагнитные и акустические методы неразрушающего контроля материалов и изделий» Леотест-2011. — Славское, 2011.
2. Пухлий В. А. Научные труды в 4-х томах. Т. 2. Однородные и слоистые оболочки переменной жесткости. — Черкасы: Изд-во «Черкас. ЦНТЭ», 2002. — 362 с.
3. Гетман А. Ф. Обеспечение прочности и ресурса оборудования реакторов АЭС в эксплуатации на основе системного подхода // Совершенствование уровня эксплуатации АЭС. — М.: Энергоатомиздат, 1989.—344 С.
4. Гетман А. Ф. Ресурс эксплуатации сосудов и трубопроводов АЭС. — М.: Энергоатомиздат, 2000.—420 С.
5. Аркадов Г. В., Гетман А. Ф., Родионов А. Н. Надежность оборудования и трубопроводов АЭС и оптимизация их жизненного цикла (вероятностные методы). — М.: Энергоатомиздат, 2010. — 424 с.
6. Ильюшин А. А., Огибалов П. М. Упругопластические деформации полых цилиндров. — М.: Изд-во МГУ, 1960. — 224 с.
7. Платонов П. А. Действие облучения на структуру и свойства металлов. — М.: Машиностроение, 1971. — 402 с.
8. Пухлий В. А. Научные труды в 4-х томах. Т. 3. — Динамика и прочность радиальных и осевых турбомашин. — Черкасы: Изд-во «Черкас. ЦНТЭ», 2001. — 500 с.
9. Пухлий В. А. Численные методы. Теория и практикум в среде MATLAB: в 2-х томах. Т. 1. — Черкасы: Изд-во «Черкас. ЦНТЭ», 2007. — 412 с; Т. 2 — Черкасы: Изд-во «Черкас. ЦНТЭ», 2008. — 742 с.
10. Пухлий В. А. Метод аналитического решения двумерных краевых задач для систем эллиптических уравнений // Вычислит. математика и математ. физика. — 1978. — 18, № 5. — С. 1275–1282.
11. Пухлий В. А. Об одном подходе к решению краевых задач математической физики / Дифферен. уравнения. — 1979. — 15, № 11. — С. 2039–2043.

Поступила в редакцию
10.05.2011