

## МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЗМАТИЧЕСКОГО ЧЕХЛА ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕЙ СБОРКИ АТОМНОГО РЕАКТОРА

Ширвель П.И., Клус С.А., Глембоцкий А.В.

*The method of solution has been proposed to solve the prismatic shells of the nuclear power plant reactor's under creep, thermal and radiation strains at mechanical loadings with the account of thermal and radiating creep.*

Работа любого ядерного реактора атомной электростанции (АЭС) связана с постоянным мониторингом (контролем) безопасности, которая основана на безопасной работе его отдельных элементов, одним из которых является чехол тепловыделяющей сборки (ТВС), имеющей форму призматической оболочки (рис. 1), находящийся в сложных условиях: постоянное механическое воздействие, воздействие поля высоких температур и радиационного облучения. Под работоспособностью шестигранного чехла ТВС понимается: сохранение целостности чехла как на стадии облучения сборки в активной зоне, так и при перегрузке; отсутствие значительных формоизменений чехла, могущих помешать нормальной эксплуатации активной зоны ядерного реактора АЭС.

На первой стадии расчетного определения работоспособности проводится расчет напряжений и деформаций, а также формоизменений чехла в процессе нейтронного облучения, а затем следует оценка опасности полученного напряженно-деформированного состояния (НДС) по тому или иному критерию прочности. В результате чего устанавливается предельно допустимый ресурс ТВС ядерного реактора АЭС.

Отметим, что нижние сечения ТВС характеризуется относительно высоким давлением теплоносителя, низким уровнем температур и нейтронных флюенсов. По направлению движения теплоносителя снизу вверх давление его падает, однако при этом растет температура, увеличивается флюенс нейтронов. В связи с этим, очевидно, что работоспособность чехлов необходимо рассматривать для разных сечений по высоте при различных состояниях материала – упругого, упругопластичного и упруговязкого.

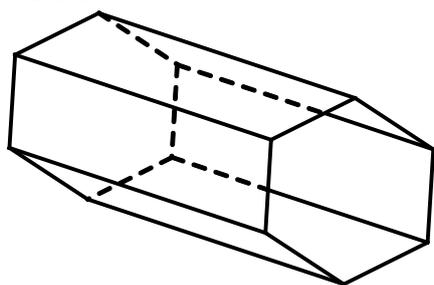


Рис. 1. Чехол ТВС, имеющий форму призматической оболочки

Каждую грань чехла ТВС можно рассматривать как прямоугольную пластинку, находящуюся под гидростатическим давлением, концы которой (по граням) закреплены таким образом, что не могут перемещаться в вертикальном направлении и поворачиваться, но их продольное перемещение не исключено.

Предполагается, что существующие градиенты температуры и распухание стали по длине и толщине чехла вносят существенный вклад в НДС оболочки. Безусловно, это допущение требует детального рассмотрения в каждом конкретном случае работы ТВС. В этом случае каждое сечение можно рассматривать как независимое, и согласно работе [1], если длина пластины  $H$  существенно больше ее ширины  $l$  ( $H/l > 3$ ), правомерно перейти к полосе единичной ширины. Прогиб такой полоски описывается дифференци-

альным уравнением аналогичным уравнению прогиба изогнутой балки. При вычислении напряжений предполагаем, что поперечные сечения стержня остаются при изгибе плоскими. В связи с малостью касательных напряжений расчет при поперечном изгибе можно производить только по нормальным напряжениям.

С учетом вышеизложенного и в целях упрощения вычислений, заменим рассмотрение всей призматической оболочки на ее одну грань, имеющей форму тонкостенной пластины, добавив соответствующие усилия и моменты от действия соседних граней (рис. 2, рис. 3). Это допущение справедливо по причине того, что на чехол ТВС, имеющий форму призматической оболочки, действует одинаковая нагрузка во всех направлениях ее граней.

В случаях, когда прогиб  $\omega$  пластины мал по сравнению с ее толщиной  $h$ , имеется возможность построения приближенной теории изгиба пластины под поперечной нагрузкой, основываясь на следующих допущениях [1]:

- в срединной плоскости пластины не испытывает никаких деформаций, при изгибе остается нейтральной;
- точки пластины, лежащие до загрузки на нормали к срединной поверхности, остаются в процессе изгиба на нормали к ее срединной поверхности;
- нормальными напряжениями в направлении поперечном к срединной плоскости пластины допустимо пренебрегать.

Рассмотрим действие физической нагрузки, распределенной по верхней поверхности пластины (рис. 2), без учета поля высоких температур и радиационного воздействия.

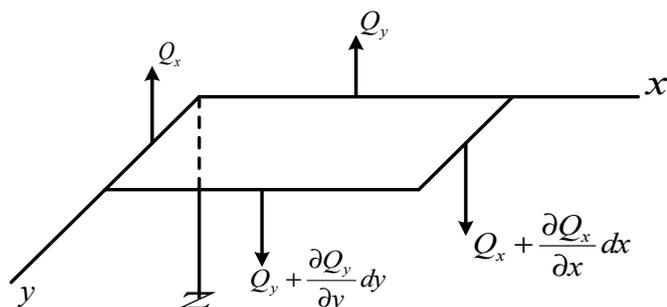


Рис. 2. Проекция всех действующих на пластину сил на ось  $z$

Спроектируем все приложенные к пластине силы на ось  $z$ , получим следующее уравнение равновесия:

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} dx dy + \frac{\partial Q_y}{\partial y} dx dy + q dx dy = 0. \quad (1)$$

Откуда получаем исходное уравнение равновесия, записанное через приложенные нагрузки:

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + q = 0. \quad (2)$$

Для записи уравнения равновесия через моменты, возьмем моменты от всех действующих на элемент сил относительно оси  $x$ , как представлено на рис. 3.

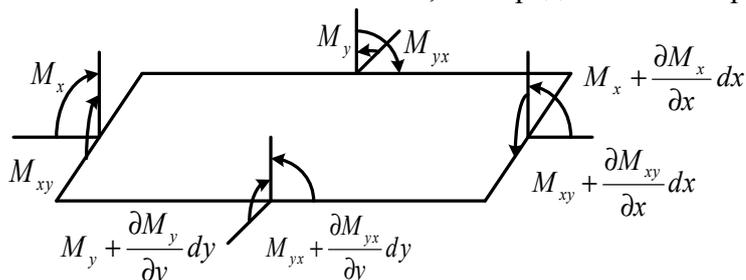


Рис. 3. Распределение моментов от всех действующих на пластину сил относительно оси  $x$  и  $y$

Исходя из рис. 3, уравнение равновесия можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial M_{xy}}{\partial x} dx dy - \frac{\partial M_y}{\partial y} dx dy + Q_y dx dy = 0. \quad (3)$$

Моментом нагрузки  $q$  и моментом, возникающим вследствие изменения силы  $Q_y$ , пренебрегаем как величинами более высокого порядка малости. Тогда уравнение (3) примет вид:

$$\frac{\partial M_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial M_y}{\partial y} + Q_y = 0. \quad (4)$$

Аналогичным образом возьмем моменты относительно оси  $y$ , записав следующее уравнение равновесия:

$$\frac{\partial M_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial M_x}{\partial x} - Q_x = 0. \quad (5)$$

Исключив из этих уравнений перерезывающие силы  $Q_x$  и  $Q_y$ , получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_{yx}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} = -q. \quad (6)$$

Вследствие закона парности касательных напряжений имеем:  $M_{yx} = -M_{xy}$ , что приводит к сокращению величин  $\frac{\partial^2 M_{yx}}{\partial x \partial y}$  и  $\frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y}$ . Тогда в окончательной форме получаем следующее уравнение равновесия:

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_y}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial^2 M_{xy}}{\partial x \partial y} = -q. \quad (7)$$

Запишем соотношения Коши (геометрические уравнения), связывающие деформации с величиной прогиба исследуемой пластины в виде:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x &= -z \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2}, \\ \varepsilon_y &= -z \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Для дальнейшего решения поставленной задачи, выведем физические уравнения. Учитывая, что нормальные напряжения на площадках, параллельных срединной поверхности оболочки пренебрежимо малы по сравнению с остальными напряжениями и при расчёте не учитываются, запишем систему физических уравнений в следующем виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{1}{E} [\sigma_{11} - \nu \cdot \sigma_{22}] + \varepsilon_x^H, \\ \varepsilon_y &= \frac{1}{E} [\sigma_{22} - \nu \cdot \sigma_{11}] + \varepsilon_y^H. \end{aligned} \right. \quad (9)$$

Где неупругие деформации (объемные и механические), вызванные воздействием нелинейных факторов, определяются выражениями (10):

$$\left\{ \begin{aligned} \varepsilon_X^H &= \varepsilon_X^T + \varepsilon_X^S + \varepsilon_X^C; & \varepsilon_Y^H &= \varepsilon_Y^T + \varepsilon_Y^S + \varepsilon_Y^C; \\ \varepsilon_X^T &= \varepsilon_Y^T = \alpha T(X, Y, Z); \\ \varepsilon_X^S &= \varepsilon_Y^S = \frac{1}{3} S(T, \phi t). \end{aligned} \right. \quad (10)$$

Здесь  $\alpha$  – коэффициент линейного расширения материала оболочки,  $T$  – предполагается заданной функцией распределения температуры от координат;  $\varepsilon_x^c, \varepsilon_y^c$  – деформации ползучести в направлении оси  $x$  и  $y$  соответственно,  $S$  – функция радиационного набухания материала (задается на основе экспериментальных данных), зависящая от температуры, времени и заданного нейтронного потока (флюенса):

$$S = 4.9 \cdot 10^{-51} (\phi \cdot t)^{1.71} \cdot 10^{\frac{15490}{T} + \frac{5.98 \cdot 10^6}{(T)^2}}, \quad (11)$$

где  $\phi$  – нейтронный поток (плотность нейтронного потока, флюенс нейтронов);  $t$  – время.

Запишем систему физических уравнений через внутренние силы и моменты. Выразим из системы уравнений (9)  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ :

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E}{1-\nu^2} \cdot [\varepsilon_x - \varepsilon_x^H + \nu \cdot (\varepsilon_y - \varepsilon_y^H)], \\ \sigma_y &= \frac{E}{1-\nu^2} \cdot [\varepsilon_y - \varepsilon_y^H + \nu \cdot (\varepsilon_x - \varepsilon_x^H)]. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

Выражения (12) устанавливают связь между деформациями в произвольной точке оболочки и напряжениями соответствующей точки срединной поверхности.

Для записи соотношения, связывающего напряжения с прогибами, появляющимися в пластине во время ее эксплуатации, подставим в уравнение (12) соответствующие соотношения Коши (8).

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{E}{1-\nu^2} \cdot \left[ -z \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} - \varepsilon_x^H + \nu \left( -z \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} - \varepsilon_y^H \right) \right], \\ \sigma_y &= \frac{E}{1-\nu^2} \cdot \left[ -z \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} - \varepsilon_y^H + \nu \left( -z \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} - \varepsilon_x^H \right) \right]. \end{aligned} \right. \quad (13)$$

Воспользуемся формулами для определения изгибающего момента:

$$\left\{ \begin{aligned} M_x &= -D \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right), \\ M_y &= -D \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right), \\ M_{xy} &= -M_{yx} = D(1-\nu) \frac{\partial^2 \omega}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \right. \quad (14)$$

Применим формулы (14) к уравнению равновесия (7) получим уравнение равновесия, выраженное через прогибы:

$$\frac{\partial^4 \omega}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \omega}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \omega}{\partial y^4} = \frac{q}{D}. \quad (15)$$

Если учесть моменты от нелинейных сил, то в окончательной форме получим уравнение равновесия, описывающее поведение пластины, находящейся под действием физической нагрузки, поля высоких температур и радиационного воздействия с учетом тепловой и радиационной ползучести (16):

$$\frac{\partial^4 \omega}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \omega}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \omega}{\partial y^4} = \frac{q}{D} - Eh \left( \alpha T + \frac{1}{3} S + \varepsilon_y^c \right). \quad (16)$$

Уравнение (16) позволит определить прогибы, возникающие в пластине, находящейся под действием вышеуказанных нагрузок, после чего будет возможно определить основные прочностные характеристики: деформации (8) и напряжения (12), возникающие в пластине, а, следовательно, и в призматической оболочке.

Также при определении нелинейных свойств, таких как ползучесть и радиационное распухание можно пользоваться зависимостями как это предлагается в [2-3].

Зададим деформации ползучести. Для рассматриваемой модели определения НДС используем одну из основных теорий, описывающих ползучесть материала – теорию течения [4-6]. По ней ползучесть топливного материала в реакторных условиях подчиняется степенному закону [2]:

$$\dot{\varepsilon}_u^c = A_f (T[x, y]) \sigma^{v_f}, \quad (17)$$

где  $A_f, v_f$  – компоненты ползучести топливного материала. При известном законе изменения интенсивности скорости ползучести  $\dot{\varepsilon}_u^c = f(\sigma_u, t, T[x, y], \Phi(T[x, y], \phi t))$ , скорости деформации ползучести на каждом временном шаге определим из выражений:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\varepsilon}_x^c &= \frac{3\dot{\varepsilon}_u^c}{2\sigma_u} (\sigma_x - \sigma); & \dot{\varepsilon}_{xy}^c &= \frac{3\dot{\varepsilon}_u^c}{2\sigma_u} \sigma_{xy}; \\ \dot{\varepsilon}_y^c &= \frac{3\dot{\varepsilon}_u^c}{2\sigma_u} (\sigma_y - \sigma); & \dot{\varepsilon}_{yz}^c &= \frac{3\dot{\varepsilon}_u^c}{2\sigma_u} \sigma_{yz}; \\ \dot{\varepsilon}_z^c &= \frac{3\dot{\varepsilon}_u^c}{2\dot{\varepsilon}_u^c} (\sigma_z - \sigma); & \dot{\varepsilon}_{zx}^c &= \frac{3\dot{\varepsilon}_u^c}{2\sigma_u} \sigma_{zx}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

или в сокращенной форме:  $\dot{\varepsilon}_{ij}^c = \frac{3}{2} \frac{\dot{\varepsilon}_u^c}{\sigma_u} (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma)$ , где  $\dot{\varepsilon}_u^c$  – интенсивность скоростей деформации ползучести,  $\dot{\varepsilon}_x^c, \dot{\varepsilon}_y^c, \dot{\varepsilon}_z^c, \dot{\varepsilon}_{xy}^c, \dot{\varepsilon}_{yz}^c, \dot{\varepsilon}_{zx}^c$  – компоненты скоростей деформаций ползучести.

Зная компоненты скоростей деформации ползучести (18) и функцию зависимости от времени для установившейся ползучести, вычисление компонент ползучести можно произвести по выражениям:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ijn}^c &= \varepsilon_{ij(n-1)}^c + \Delta_n \varepsilon_{ij}^c; & \Delta_n \varepsilon_{ij}^c &= \dot{\varepsilon}_{ij(n-1)}^c \Delta_n t; \\ \dot{\varepsilon}_{ij(n-1)}^c &= \frac{3}{2} \frac{\dot{\varepsilon}_u^{c(n-1)}}{\sigma_{u(n-1)}^c} s_{ij}; & \dot{\varepsilon}_u^c &= f(\sigma_u, t, T[r, \theta], \Phi); \end{aligned} \quad (19)$$

При решении задачи с учетом ползучести призматической оболочки ТВС используется схема описанная выше: рассматривается задача установившейся ползучести пластинки при продольно-поперечном изгибе. При решении принимаются следующие допущения:

- сечения при деформировании остаются плоскими;
- свойства материала при растяжении и сжатии одинаковы;

- основные гипотезы теории течения сохраняются и под облучением во внутриреакторных условиях.

Таким образом, полученное уравнение (16) решаем при времени  $t=0$ , когда деформации ползучести отсутствуют, т.е. в начальный момент времени  $\varepsilon_x^c = \varepsilon_y^c|_{t=0} = 0$ . Определяем  $\omega$ . Затем определяем главные напряжения и главные деформации, возникающие в пластине. Закон ползучести материала призматической оболочки ТВС с учетом облучения предполагается известным. Используя шаговый метод по времени определяем деформации ползучести на  $n$ -ом шаге по времени по выражениям (19) и строим тензоры деформаций и напряжений с пересчетом характеристик НДС через промежуток  $\Delta t$  для учета деформации ползучести. И с дальнейшей оценкой НДС призматической оболочки ТВС ядерного реактора АЭС по тому или иному критерию.

Как видно, для учета влияния нелинейных эффектов (неравномерное распухание стали, температурные градиенты по высоте, механические деформации ползучести) требуется новая постановка задачи. Получить решение такой задачи в аналитическом виде не представляется возможным из-за влияния многих факторов, поэтому необходимо использование численных методов. Тогда следующим этапом исследований станет определение прогибов, деформаций и напряжений, возникающих в призматической оболочке, с помощью одного из приближенных численных методов. После чего можно будет описать полную картину НДС чехла тепловыделяющей сборки атомного реактора, что позволит определить сроки эксплуатации и предельные нагрузки, возникающие в ТВС во время работы реактора.

### Благодарности

Авторы благодарят д.ф.-м.н., профессора И.С.Куликова и д.т.н., профессора Б.Е.Тверковкина за плодотворные обсуждения и дискуссии в ГНУ «ОИЭЯИ-Сосны» НАН Беларуси.

Работа выполняется по гранту государственной программы научных исследований на 2009г. Финансирует: Министерство образования Республики Беларусь (номер госрегистрации: №2009487). Тема: «Напряженно-деформированное состояние тонкостенных цилиндрических и призматических оболочек в условиях ядерных реакторов».

### ЛИТЕРАТУРА

1. Тимошенко С.П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Физматгиз, 1963.
2. Куликов И.С. Прочность тепловыделяющих элементов быстрых газоохлаждаемых реакторов / И.С.Куликов, Б.Е. Тверковкин.- Мн.: Наука и техника,1984. – 104с.
3. Куликов И.С., Прочность элементов конструкций при облучении /И.С. Куликов, Нестеренко, Б.Е. Тверковкин.- Минск: Наука и техника, 1990.– 144с.
4. Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. М.:Наука. 1979. 744с.
5. Малинин Н. Н. Прикладная теория пластичности и ползучести. -М. Машиностроение, 1975. - 400 с.
6. Малинин Н.Н. Основы расчетов на ползучесть. -М., Машгиз, 1948, 120 с.