

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

МЕХАНИКА

УДК 519.63

Агаханов Э.К., Курачев Р.М., Чепурненко А.С., Языев С.Б.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДЕФОРМАЦИОННЫХ СВОЙСТВ БЕТОНА В ЗАЩИТНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ РЕАКТОРОВ АЭС ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Agakhanov E.K., Kurachev R.M., Chepurnenko A.S., Yazyev S.B.

CHANGE IN DEFORMATION PROPERTIES MODELING OF CONCRETE IN PROTECTIVE STRUCTURES OF NUCLEAR REACTOR BY IONIZING RADIATION

Аннотация. Обоснована необходимость изучения влияния воздействия элементарных частиц на прочностные и деформационные свойства материалов, применяемых в защитных конструкциях реакторов АЭС и реакторной технике.

Исследованию подлежит корпус ядерного реактора (КВД) из предварительно напряженного железобетона, совмещающий в себе функции биологической защиты. Решена задача о распределении флюенса нейтронов в корпусе высокого давления ядерного реактора. Решение задачи выполнено в осесимметричной постановке при помощи метода конечных элементов (МКЭ) с использованием плоского треугольного конечного элемента. Вычисления проводились в пакете Matlab.

Аналитически обобщено сравнение с результатами, полученными при помощи метода конечных разностей, а также построены графики изменения под действием радиационного облучения модуля упругости бетона и радиационных деформаций. Предложенная методика позволяет моделировать изменение деформационных свойств бетона под действием нейтронного облучения.

Результаты исследования могут быть использованы при расчете напряженно-деформированного состояния конструкций с учетом косвенной неоднородности, вызванной воздействием физических полей.

Ключевые слова: флюенс нейтронов, радиационные деформации, неоднородность, метод конечных элементов, эллиптические уравнения, корпус высокого давления.

Abstract. *The necessity of studying the effect impact of elementary particles impact on the strength and deformation materials properties used in protective constructions nuclear reactors and reactor technology has been stipulated. A nuclear reactor pressure vessel from prestressed concrete, combining the functions of biological protection is to be considered. The neutron flux problem distribution in the pressure vessel of a nuclear reactor has been solved. The solution is made in axisymmetric with the finite element method using a flat triangular finite element. Computing has been conducted in Matlab package.*

The comparison with the results has been obtained using the finite difference method, as well as the graphs of changes under the influence of radiation exposure and the elastic modulus of concrete radiation deformations have been constructed. The proposed method allows to simulate changes in the deformation properties of concrete under the influence of neutron irradiation. Results of the study can be used in the calculation of stress-strain state of structures, taking into account indirect heterogeneity caused by the physical fields influence.

Key words: *neutron fluence, radiation strain, heterogeneity, finite element method, elliptic equations, the pressure housing.*

Введение. Развитие ядерной энергетики обуславливает необходимость изучения влияния воздействия элементарных частиц на прочностные и деформационные свойства материалов, применяемых в защитных конструкциях реакторов АЭС и реакторной технике.

Действие на материал потока элементарных частиц высокой энергии представляет весьма сложное явление.

Под воздействием потоков нейтронов во многих материалах возникают вынужденные деформации $\varepsilon_{\text{в}} = \varepsilon_{\text{р}}$. Эти процессы аналогичны тому, что происходит в материале при нагреве.

Для радиационных деформаций бетона в работе [1] приводится следующая эмпирическая формула:

$$\varepsilon_{\text{р}} = \frac{\alpha \varepsilon_{\text{max}} [\exp(\beta \Phi) - 1]}{\varepsilon_{\text{max}} + \alpha \exp(\beta \Phi)}, \quad (1)$$

где ε_{max} – максимальная радиационная деформация, зависящая от состава бетона,

Φ – флюенс (интегральный поток) нейтронов,

α и β – эмпирические константы, зависящие от энергетического спектра нейтронов и вида заполнителя.

Эмпирическая зависимость модуля упругости бетона от флюенса Φ приводится в работе [2]:

$$E = E_0 [\gamma_1 - \alpha_1 \lg(\beta_1 \Phi)], \quad (2)$$

где E_0 – модуль упругости необлученного бетона,
 $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ – эмпирические параметры, зависящие от класса бетона и его состава, а также энергетического спектра потока нейтронов.

Постановка задачи. Рассматривается корпус ядерного реактора (КВД) из предварительно напряженного железобетона, совмещающий в себе функции биологической защиты. Расчетная схема представлена на рисунке 1.

Такая конструкция воспринимает как внутреннее давление, так и воздействие температуры и радиации.

При решении задачи определения напряженно-деформированного состояния КВД, прежде всего, необходимо найти в нем распределение флюенса нейтронов.

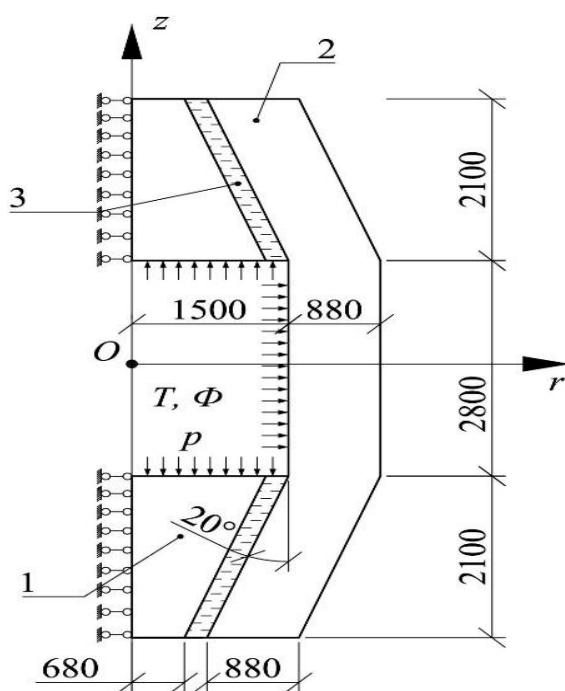


Рисунок 1 – Расчетная схема КВД: 1 – торцевые элементы; 2 – стенка; 3 – слои, моделирующие шпонки

В работе [3] указывается, что для решения этой задачи может быть применено диффузионное приближение.

В случае отсутствия генерации нейтронов в теле конструкции (ядерные реакции не происходят) соответствующее дифференциальное уравнение записывается в виде:

$$\nabla^2 \Phi - \frac{\Phi}{L^2} = 0, \quad (3)$$

где L – длина диффузии, зависящая от энергии излучения.

Граничные условия для уравнения (3) принимаются следующие: на внутренней поверхности КВД флюенс считается заданным ($\Phi = \Phi_0$), а на внешней поверхности $\Phi = 0$.

Методы исследования. Решение задачи выполняется в осесимметричной постановке при помощи метода конечных элементов (МКЭ). Используется плоский треугольный конечный элемент.

Уравнение (3) является эллиптическим уравнением, решение которого удовлетворяет минимуму следующего функционала [4]:

$$\chi = \int_V (\text{grad } \Phi)^2 + \frac{\Phi^2}{L^2} dV. \quad (4)$$

Градиент функции Φ в цилиндрических координатах с учетом осевой симметрии записывается в виде:

$$\text{grad } \Phi = \bar{e}_r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \bar{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + \bar{e}_z \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \bar{e}_r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \bar{e}_z \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (5)$$

Подставив (5) в (4), получим:

$$\chi = \int_V \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\Phi^2}{L^2} dV. \quad (6)$$

Функция флюенса нейтронов в пределах элемента аппроксимируется следующим образом:

$$\Phi(r, z) = \Phi_i N_i + \Phi_j N_j + \Phi_k N_k = \{N_i \quad N_j \quad N_k\} \begin{Bmatrix} \Phi_i \\ \Phi_j \\ \Phi_k \end{Bmatrix} = \{N\}\{\Phi\}, \quad (7)$$

где Φ_i, Φ_j, Φ_k – узловые значения флюенса, N_i, N_j, N_k – функции формы.

$$N_i = \frac{1}{2A} (a_i + b_i r + c_i z),$$

где A – площадь конечного элемента, $a_i = r_j z_k - r_k z_j$, $b_i = z_j - z_k$, $c_i = r_k - r_j$.

С учетом принятой аппроксимации функционал (6) принимает вид:

$$\chi = \{\Phi\}^T \int_V \left(\frac{\partial \{N\}^T}{\partial r} \frac{\partial \{N\}}{\partial r} + \frac{\partial \{N\}^T}{\partial z} \frac{\partial \{N\}}{\partial z} + \frac{1}{L^2} \{N\}^T \{N\} \right) dV \{\Phi\}. \quad (8)$$

После минимизации функционала (8) по узловым значениям флюенса получим систему линейных алгебраических уравнений:

$$[K]\{\Phi\} = \{P\}, \quad (9)$$

$$\text{где } [K] = \int_V \left(\frac{\partial\{N\}^T}{\partial r} \frac{\partial\{N\}}{\partial r} + \frac{\partial\{N\}^T}{\partial z} \frac{\partial\{N\}}{\partial z} + \frac{1}{L^2} \{N\}^T \{N\} \right) dV.$$

Матрица $[K]$ аналогична матрице жесткости для задач теории упругости, либо матрице теплопроводности в задачах определения температурного поля.

Для учета граничных условий в строках глобальной матрицы $[K]$, соответствующих узлам, в которых флюенс нейтронов является заданным, все элементы, кроме стоящего на главной диагонали, обнуляются.

На главной диагонали ставится единица, а в векторе нагрузки $\{P\}$ – соответствующее значение флюенса. Распишем интегралы, входящие в выражение для матрицы $[K]$:

$$\begin{aligned} \int_V \{N\}^T \{N\} dV &= 2\pi \int_A \{N\}^T \{N\} r dA = \\ &= 2\pi \int_A \begin{bmatrix} N_i^2 & N_i N_j & N_i N_k \\ N_i N_j & N_j^2 & N_j N_k \\ N_i N_k & N_j N_k & N_k^2 \end{bmatrix} (N_i r_i + N_j r_j + N_k r_k) dA = \\ &= \frac{\pi A}{30} \begin{bmatrix} 6r_i + 2(r_j + r_k) & 2(r_i + r_j) + r_k & 2(r_i + r_k) + r_j \\ 2(r_i + r_j) + r_k & 6r_j + 2(r_i + r_k) & 2(r_j + r_k) + r_i \\ 2(r_i + r_k) + r_j & 2(r_j + r_k) + r_i & 6r_k + 2(r_i + r_j) \end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned} \int_V \left(\frac{\partial\{N\}^T}{\partial r} \frac{\partial\{N\}}{\partial r} + \frac{\partial\{N\}^T}{\partial z} \frac{\partial\{N\}}{\partial z} \right) dV &= \\ &= \frac{1}{4A^2} \left[\begin{matrix} \left\{ \begin{matrix} b_i \\ b_j \\ b_k \end{matrix} \right\} \{b_i \quad b_j \quad b_k\} + \left\{ \begin{matrix} c_i \\ c_j \\ c_k \end{matrix} \right\} \{c_i \quad c_j \quad c_k\} \end{matrix} \right] \int_V dV = \\ &= \frac{\pi \bar{r}}{2A} \left[\begin{matrix} \left\{ \begin{matrix} b_i \\ b_j \\ b_k \end{matrix} \right\} \{b_i \quad b_j \quad b_k\} + \left\{ \begin{matrix} c_i \\ c_j \\ c_k \end{matrix} \right\} \{c_i \quad c_j \quad c_k\} \end{matrix} \right], \end{aligned} \tag{11}$$

где $\bar{r} = (r_i + r_j + r_k)/3$.

Обсуждение результатов. Был выполнен расчет при следующих исходных данных [5]: длина диффузии $L = 0,16$ м, флюенс нейтронов у внутренней поверхности $\Phi_0 = 4 \cdot 10^{24}$, нейтрон/м²; эмпирические коэффициенты в формулах (1) и (2): $\gamma_1 = 0,8$, $\alpha_1 = 0,7$, $\beta_1 = 10^{-24}$ м²/нейтрон, $\alpha = 0,01$, $\varepsilon_{\max} = 0,01$, $\beta = 3 \cdot 10^{-24}$ м²/нейтрон.

На рисунке 2 представлен график распределения флюенса нейтронов в зависимости от r и z .

Отметим, что в средней части стенки корпуса (при $z = 0$) из условия симметрии следует, что $\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0$, и уравнение (3) переписывается в виде:

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial r} - \frac{\Phi}{L^2} = 0. \tag{12}$$

Данное уравнение было решено при помощи метода конечных разностей (МКР).

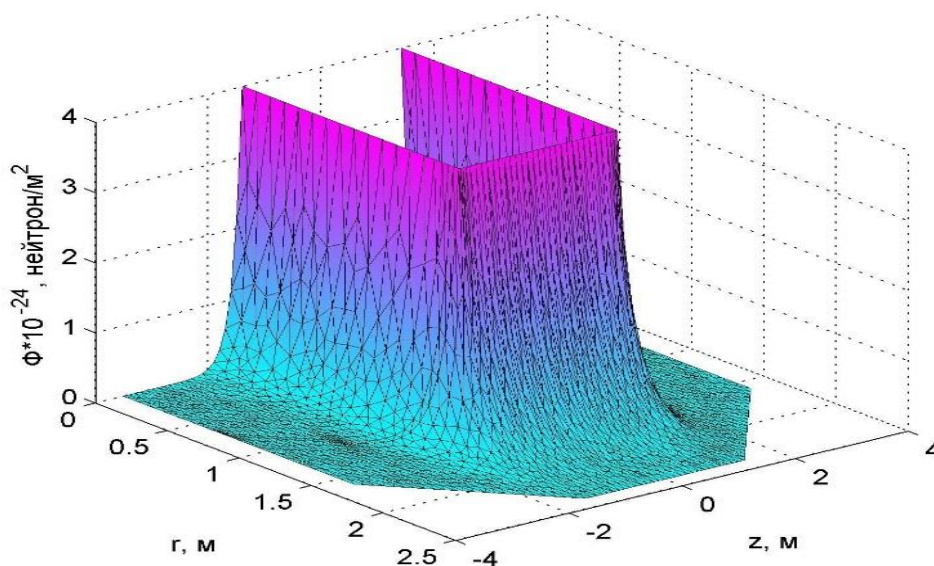


Рисунок 2. – Распределение флюенса нейтронов в зависимости от r и z

На рисунке 3 представлено распределение флюенса нейтронов в средней части стенки КВД.

Из приведенных графиков видно, что результаты практически совпадают, что свидетельствует об их достоверности.

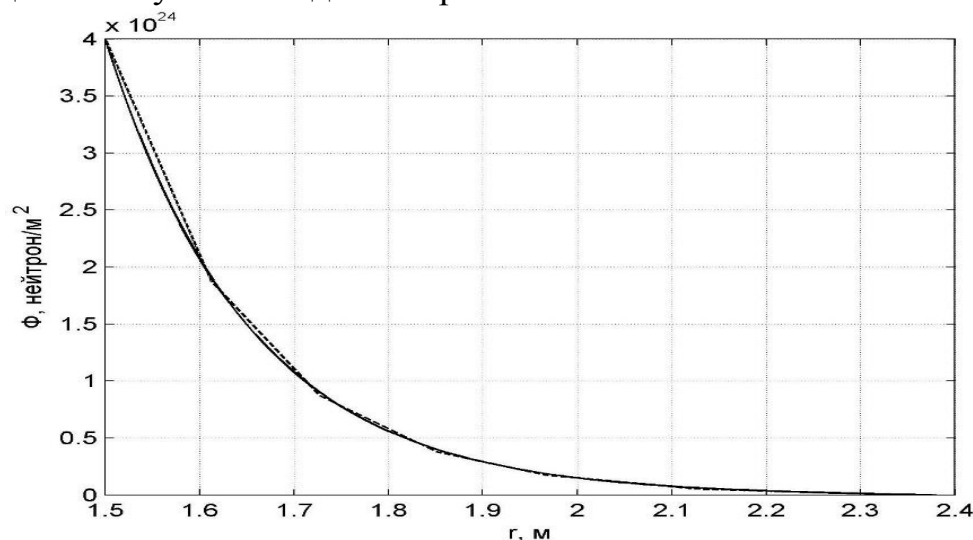


Рисунок 3. – Распределение флюенса нейтронов в средней части стенки КВД: штриховая линия – решение при помощи МКЭ; сплошная линия – решение при помощи МКР.

Графики изменения модуля упругости и радиационных деформаций приведены соответственно на рисунках 4 и 5.

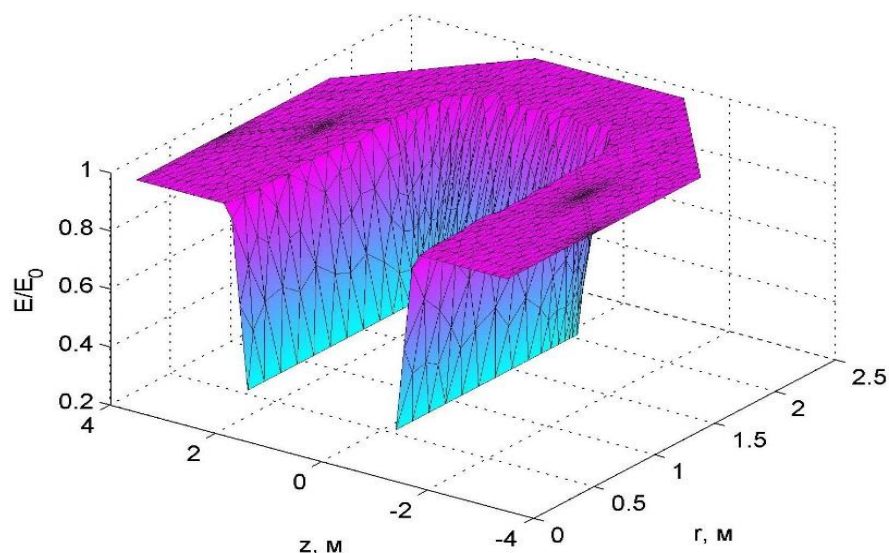


Рисунок 4. – Изменение модуля упругости бетона в зависимости от r и z

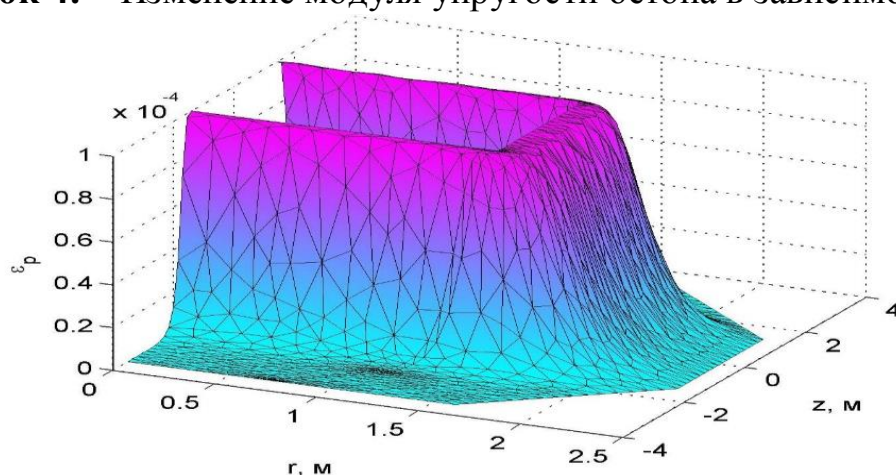


Рисунок 5. – Распределение радиационных деформаций

Вывод. Разработанная методика позволяет моделировать изменение деформационных свойств бетона под действием нейтронного облучения для корпусов высокого давления реакторов АЭС произвольной формы. Результаты могут быть использованы при расчете напряженно-деформированного состояния указанных конструкций с учетом косвенной неоднородности, вызванной воздействием физических полей.

Библиографический список:

1. Радиационная стойкость материалов. Справочник. /Под ред. В.Б. Дубровского – М.: Атомиздат, 1973. – 264 с.
2. Дубровский В.Б. Радиационная стойкость строительных материалов. – М.: Стройиздат, 1977. – 278 с.
3. Андреев В.И. Некоторые задачи и методы механики неоднородных тел. Монография – М.: Издательство АСВ, 2002. – 288 с.
4. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978 – 512 с.
5. Литвинов С.В., Козельский Ю.Ф., Языев Б.М. Расчёт цилиндрических тел при воздействии теплового и радиационного нагружений // Инженерный

вестник Дона: электронный журнал. 2012. №3. URL: <http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n3y2012/954>

References:

1. Radiation resistance of materials. Reference. Ed Dubrovsky V. B. Atomizdat, 1973. – 264 p.
2. V. B. Dubrovsky, Radiation resistance of construction materials. Stroizdat, 1977. – 278 p.
3. V. I. Andreev, Some problems and methods of mechanics of heterogeneous bodies: Monograph – M.: Publishing house ASV, 2002. – 288 p.
4. N. N. Kalitkin, Numerical methods. M.: Nauka, 1978 – p.512
5. S.V. Litvinov, Yu.F. Kozelsky, B. M. Yazyev, Calculation of cylindrical bodies at impact of thermal and radiation loads [Engineering journal of don]. 2012. №3. URL: <http://ivdon.ru/ru/magazine/archive/n3y2012/954>

УДК 537.226/.621.315.592

Атлуханова Л.Б., Габиров Ф.С., Ризаханов М.А.

НЕСТАНДАРТНЫЕ РЕЛАКСАЦИИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В СОЕДИНЕНИЯХ $A^{II}B^{VI}$ И $A^{III}B^V$

Atlukhanova L. B., Gabibov F. S., Rizakhanov M. A.

CUSTOM RELAXATION INDUCED IMPURITY PHOTOCONDUCTIVITY IN THE UNITED $A^{II}B^{VI}$ and $A^{III}B^V$

Аннотация. Описаны два типа нестандартных релаксаций индуцированной примесной фотопроводимости (ИПФ), наблюдаемых в фотопроводниках CdS , $ZnSe$, $GaAs$ и др.) в зависимости от кинетических особенностей ловушек. В одном случае на стадии послевспышечного монотонного спада, характерной для релаксаций, связанных с медленными ловушками (отношение скорости захвата электрона к скорости рекомбинации $R \ll 1$), фотоответ испытывает колебания низкой частоты ($f=0.03-0.3$ Гц). Релаксация второго типа свойственна быстрым фотоэлектрически ловушкам ($R \gg 1$): в измерениях на переменном сигнале ($f \geq 20$ Гц) кривые релаксации приобретают форму кривых обычной примесной фотопроводимости. Проанализированы электронные процессы, ответственные за нестандартные релаксации ИПФ. На примере быстрых центров, в состав которых входит характерный для $A^{II}B^{VI}$ $\langle Ag \rangle$ до-