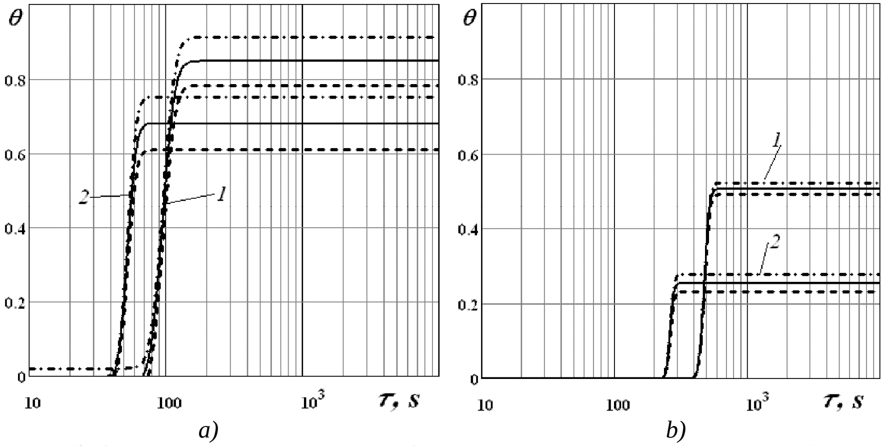

Рис. 4. Зміна температури з часом в різних точках вздовж циліндричної оболонки на відстані $z/h_0=1$ ***(a) і*** $z/h_0=5$ ***(b) від торця (суцільна лінія –*** $r=0$***; штрихова –*** $r=-h_0/2$***; штрих-пунктирна –*** $r=h_0/2$***)***

Література

1. Гецов Л.Б. Механизм деформирования и разрушения многослойных покрытий при термоциклировании / Л.Б. Гецов, А.И. Рыбников // Физико-химическая механика материалов. – 1993. – № 6. – С. 48-55.

2. Подстригач Я.С. Термоупругость тонких оболочек / Я.С. Подстригач, Р.Н. Швец. – К. : Изд-во "Наук. думка". – 1978. – 343 с.

3. Гембара Н.О. Моделювання теплопровідності оболонок з двостороннім багатошаровим покриттям / Н.О. Гембара, Й.Й. Лучко // Вісник Тернопільського національного технічного університету : наук. журнал. – 2013. – № 1. – С. 222-230.

4. Хисматулин Е.Р. Сосуды и трубопроводы высокого давления : справочник / Е.Р. Хисматулин, Е.М. Королев, В.И. Лившиц и др. – М. : Вид-во "Машиностроение". – 1990. – 384 с.

Гембара Н.О. **Распределение температуры в корпусе автоклава с внутренним двухслойным защитным покрытием**

Представлена расчетная модель для определения распределения температуры в оболочках с многослойными односторонними покрытиями, по которой задача теплопроводности для системы оболочка-покрытие сводится к определению температурного поля в оболочке с обобщенными условиями теплообмена с внешними средами на ее поверхностях. Получено решение нестационарной задачи теплопроводности для полуограниченной цилиндрической оболочки с односторонним многослойным покрытием. Установлено влияние двухслойного покрытия на температурное поле в цилиндрическом корпусе промышленного автоклава. Показано, что пренебрежение покрытием ведет к существенно завышенной оценке температуры.

Hembara N.O. **Allocation of temperature in the corpus of autoclave with an internal double-layer protective coating**

The paper presents a theoretical model for determining the temperature distribution in the shells with one-sided multilayer coatings. As a result, the problem of heat conduction for the shell with coatings reduced to the determination of temperature field in the shell with generalized conditions of heat exchange with external environments on of her surface. Obtained a solution non stationary problem of heat conduction for a semi-infinite cylindrical shell with one-sided multilayer coating. Impact of two-layer coating on the temperature field in a cylindrical body of the industrial autoclave found. It is shown that neglecting the impact coating leads to the significant overestimation of temperature.

УДК 517.945 Доц. В.П. Карашецький, канд. техн. наук – НЛТУ України, м. Львів

РОЗРАХУНОК ТРИВИМІРНИХ ПОТЕНЦІАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ МЕТОДОМ КІНЦЕВИХ ЕЛЕМЕНТІВ

Виведено основні формули методу кінцевих елементів для розрахунку тривимірних статичних потенціальних магнітних полів в областях, заповнених нелінійними безгістерезисними анізотропними середовищами, з використанням лагранжевих кінцевих елементів 1-4 порядків, кубатурних формул чисельного інтегрування та ітераційного методу Ньютона.

Ключові слова: потенціальне магнітне поле, магнітна характеристика, лагранжевий тетраедр, метод кінцевих елементів, кубатурна формула.

Розглянемо краєву задачу розрахунку статичного магнітного поля у тривимірній області D об'ємом V, вільній від струмів. Для зручності міркувань припустимо, що всередині області D маємо однорідне, безгістерезисне середовище з нелінійними магнітними властивостями. Це потенціальне магнітне поле описується рівняннями:

$$rot\overline{H}=0, \tag{1}$$

$$div\overline{B}=0, \tag{2}$$

де: $\overline{H}$, $\overline{B}$ – відповідно вектор напруженості магнітного поля і вектор магнітної індукції, пов'язані між собою через магнітну характеристику середовища

$$\overline{B}=\overline{B}[\overline{H}] \text{ або } \overline{H}=\overline{H}[\overline{B}]. \tag{3}$$

Скалярний магнітний потенціал U, пов'язаний з $\overline{H}$ співвідношенням

$$\overline{H}=-gradU, \tag{4}$$

яке задовольняє умову (1).

Основне рівняння, що описує це магнітне поле, одержимо, якщо підставити (4) з врахуванням (3) у рівняння (2),

$$div\overline{B}[-gradU]=0 \tag{5}$$

Відповідно до відомого принципу мінімуму збереженої енергії магнітного поля, розподіл потенціалу U в області D повинен бути таким, щоб мінімізувати цю енергію. Знаходження мінімуму енергії чи коенергії потенціального магнітного поля математично еквівалентне розв'язанню рівняння (5).

Якщо на межі Γ області розрахунку D задано розподіл потенціалу U, тоді всередині області встановлюється таке магнітне поле, якому відповідає мінімум збереженої магнітної коенергії, представленої функціоналом

$$F=\int_V WdV, \tag{6}$$

де

$$W=\int_0^{\overline{B}}\overline{B}d\overline{H} \tag{7}$$

– густина коенергії магнітного поля.

Розподіл потенціалу U всередині області D, що мінімізує функціонал F, забезпечує розв'язання краєвої задачі. Умову мінімуму функціонала представляємо у вигляді

$$\delta F = \left(\frac{dF}{dU} \right) \delta U = 0. \tag{8}$$

Враховуючи довільність варіації δU, визначаємо

$$\frac{dF}{dU} = 0. \tag{9}$$

Цю краєву задачу можна також розв'язати, використовуючи векторний магнітний потенціал $\bar{A}$, який задовольняє рівняння

$$\bar{B} = rot\bar{A}, \tag{10}$$

цим самим забезпечуючи виконання умови (2).

Основне рівняння магнітного поля одержимо, якщо підставити (10), (3) в рівняння (1), тоді

$$rot\bar{H}[rot\bar{A}] = 0. \tag{11}$$

При заданні векторного потенціалу на межі Γ, його розподіл всередині області D, як і у випадку скалярного потенціалу, буде мінімізувати енергетичний функціонал вигляду (6). Умова мінімуму функціонала набуде вигляду

$$\frac{dF}{d\bar{A}} = 0. \tag{12}$$

Однак векторний потенціал характеризується в кожній точці тривимірного магнітного поля трьома компонентами, а скалярний – тільки однією, тому застосування скалярного потенціалу для розрахунку потенціальних магнітних полів потребує втричі меншої кількості невідомих. Отже, під час розрахунків тривимірного потенціального магнітного поля необхідно використовувати скалярний магнітний потенціал.

Для побудови кінцево-елементної моделі заповнимо область розра-хунку сукупністю лагранжевих тетраедрів n-го порядку **[2]**.

Нехай внаслідок дискретизації (тріангуляції) тривимірної області розрахунку D маємо M лагранжевих кінцевих елементів (КЕ). Кожному з них присвоїмо порядковий номер m ($m = \overline{1, M}$) і локальну нумерацію вузлів, згідно з якою i-му вузлу m-го КЕ відповідає номер mi. Для всієї області розрахунку встановимо сіткову (наскрізну) нумерацію R внутрішніх вузлів і G граничних вузлів. Поточні значення порядкових номерів внутрішніх вузлів позначимо r.

Для кінцево-елементної області функціонал F з врахуванням (6), (7) набуде вигляду

$$F = \sum_{m=1}^{M} F_m = \sum_{m=1}^{M} W_m, \tag{13}$$

де:
$$W_m = \int_{v_m} W dv; \tag{14}$$

– коенергія m-го КЕ; v_m – об'єм m-го КЕ, що визначається через координати його вершин у прямокутній системі координат за формулою

$$v_m = \frac{1}{6} \det \begin{Vmatrix} 1 & x_{m1} & y_{m1} & z_{m1} \\ 1 & x_{m2} & y_{m2} & z_{m2} \\ 1 & x_{m3} & y_{m3} & z_{m3} \\ 1 & x_{m4} & y_{m4} & z_{m4} \end{Vmatrix}. \tag{15}$$

Утворимо R-мірний вектор-рядок і вектор-стовпець потенціалу U у внутрішніх вузлах

$$\vec{U} = (U_1, \ldots, U_R); \; \vec{U}_* = (U_1, \ldots, U_R)_* \tag{16}$$

Умова мінімуму функціонала F з врахуванням (9) рівносильна нелінійній системі алгебраїчних рівнянь

$$\vec{\phi}_*[\vec{U}_*] = \frac{dF}{d\vec{U}_*} = 0. \tag{17}$$

Застосуємо для (14) кубатурні формули чисельного інтегрування за об'ємом лагранжевого тетраедра **[2]**. Наприклад, у випадку використання лагранжевих тетраедрів першого порядку, кількість вузлів у яких p=4, одержимо

$$F_m = \frac{1}{4} v_m \sum_{i=1}^{4} W_{mi}, \tag{18}$$

де
$$W_{mi} = \int_0^{\bar{H}_{mi}} \bar{B} d\bar{H}. \tag{19}$$

Представимо залежність потенціалу U в межах m-го КЕ повним поліномом першого степеня

$$U = \vec{U}_m k_m^{-1} \vec{k}_* = \vec{k} k_{m*}^{-1} \vec{U}_{m*}, \tag{20}$$

де:
$$\vec{U}_m = (U_{m1}, \ldots, U_{m4}) \tag{21}$$

– вектор-рядок значень потенціалу U у вузлах m-го КЕ;

$$\vec{k} = (1, x, y, z) \tag{22}$$

– координатний вектор-рядок поточної точки з координатами x, y, z;

$$k_{m*} = \begin{Vmatrix} 1 & x_{m1} & y_{m1} & z_{m1} \\ 1 & x_{m2} & y_{m2} & z_{m2} \\ 1 & x_{m3} & y_{m3} & z_{m3} \\ 1 & x_{m4} & y_{m4} & z_{m4} \end{Vmatrix} \tag{23}$$

– координатна матриця, рядки якої є координатними векторами вигляду (22) у вузлах m-го КЕ; $\vec{U}_{m*}$, $\vec{k}_*$, k_m – відповідно вектори-стовпці і матриця, транспоновані по відношенню до $\vec{U}_m$, $\vec{k}$, k_{m*}.

У локальній прямокутній системі координат вектор $\bar{H}$ напруженості магнітного поля пов'язаний із скалярним магнітним потенціалом U співвідношенням

$$\bar{H} = -gradU = -\frac{\partial U}{\partial x}\bar{i} - \frac{\partial U}{\partial y}\bar{j} - \frac{\partial U}{\partial z}\bar{k}. \tag{24}$$

Проекції H_x, H_y, H_z вектора $\bar{H}$ в mi-му вузлі з врахуванням (20) і (24) набувають вигляду

$$H_{xmi} = -\frac{\partial U}{\partial x}\Big|x_{mi}, y_{mi}, z_{mi} = -\vec{U}_m \vec{K}_{mi*}^{(x)} = -\vec{K}_{mi}^{(x)} \vec{U}_{m*}; \tag{25}$$

$$H_{ymi} = -\frac{\partial U}{\partial y}\Big|x_{mi}, y_{mi}, z_{mi} = -\vec{U}_m \vec{K}_{mi*}^{(y)} = -\vec{K}_{mi}^{(y)} \vec{U}_{m*}; \tag{26}$$

$$H_{zmi} = -\frac{\partial U}{\partial z}\Big|x_{mi}, y_{mi}, z_{mi} = -\vec{U}_m \vec{K}_{mi*}^{(z)} = -\vec{K}_{mi}^{(z)} \vec{U}_{m*}, \tag{27}$$

де:

$$\vec{K}_{mi}^{(x)} = \vec{k}_{mi}^{(x)} k_{m*}^{-1};\ \vec{K}_{mi}^{(y)} = \vec{k}_{mi}^{(y)} k_{m*}^{-1};\ \vec{K}_{mi}^{(z)} = \vec{k}_{mi}^{(z)} k_{m*}^{-1}; \tag{28}$$

$$\vec{K}_{mi*}^{(x)} = k_m^{-1} \vec{k}_{mi*}^{(x)};\ \vec{K}_{mi*}^{(y)} = k_m^{-1} \vec{k}_{mi*}^{(y)};\ \vec{K}_{mi*}^{(z)} = k_m^{-1} \vec{k}_{mi*}^{(z)}; \tag{29}$$

$$\begin{gathered} \vec{k}_{mi}^{(x)} = \frac{\partial \vec{k}}{\partial x}\Big|x_{mi}, y_{mi}, z_{mi} = (0,1,0,0); \\ \vec{k}_{mi}^{(y)} = \frac{\partial \vec{k}}{\partial y}\Big|x_{mi}, y_{mi}, z_{mi} = (0,0,1,0); \\ \vec{k}_{mi}^{(z)} = \frac{\partial \vec{k}}{\partial z}\Big|x_{mi}, y_{mi}, z_{mi} = (0,0,0,1); \end{gathered} \tag{30}$$

$\vec{k}_{mi*}^{(x)}$, $\vec{k}_{mi*}^{(y)}$, $\vec{k}_{mi*}^{(z)}$ – стовпці, одержані транспонуванням рядків (30).

Диференціюючи вираз (18) по вектору $\vec{U}_m$ і враховуючи (25) – (27), одержуємо

$$\begin{aligned} \vec{\phi}_{m*} &= \frac{dF_m}{d\vec{U}_m} = \frac{v_m}{4}\sum_{i=1}^{4} \frac{d}{d\vec{U}_m} \int_0^{\bar{H}_{mi}} (d\bar{H})\bar{B} = \frac{v_m}{4}\sum_{i=1}^{4} \frac{d\bar{H}_{mi}}{d\vec{U}_m} \bar{B}_{mi} = \\ &= \frac{v_m}{4}\sum_{i=1}^{4}\left(\frac{dH_{xmi}}{d\vec{U}_m} B_{xmi} + \frac{dH_{ymi}}{d\vec{U}_m} B_{ymi} + \frac{dH_{zmi}}{d\vec{U}_m} B_{zmi} \right) = \quad , \\ &= -\frac{v_m}{4}\sum_{i=1}^{4}\left(\vec{K}_{mi*}^{(x)} B_{xmi} + \vec{K}_{mi*}^{(y)} B_{ymi} + \vec{K}_{mi*}^{(z)} B_{zmi} \right) \end{aligned} \tag{31}$$

де: $\bar{B}_{mi}$, B_{xmi}, B_{ymi}, B_{zmi} – відповідно вектор магнітної індукції і його складові в mi-му вузлі, які визначають за значеннями проекцій (25) – (27) вектора напруженості і магнітною характеристикою нелінійного безгістерезисного середовища, що виражається векторним рівнянням (3) або трьома скалярними рівняннями

$$B_x = B_x[H_x, H_y, H_z];\ B_y = B_y[H_x, H_y, H_z];\ B_z = B_z[H_x, H_y, H_z]. \tag{32}$$

Нелінійна система рівнянь (17) розв'язується, зазвичай, ітераційним методом Ньютона.

Для визначення внеску m-го КЕ в систему рівнянь (17) необхідно:

- знайти вектор $\vec{\phi}_{m*}$ на кожній ітерації за формулою (31);
- за таблицею відповідності локальної і сіткової нумерації встановити номери r вузлів, які збігаються з вузлами $m_1, ..., m_4$;
- кожний елемент вектора $\vec{\phi}_{m*}$, який відповідає r-му внутрішньому вузлу, внести відповідно в r-е рівняння системи (17).

Повну систему рівнянь (17) одержимо, виконавши цю процедуру для всіх M елементів. У цьому випадку викладена процедура використовується на етапі формування вектора нев'язок. Більш трудомісткою операцією є складання для векторної функції $\vec{\phi}_* = (\phi_1, ..., \phi_R)_*$ матриці Якобі φ розмірності R х R. Введемо загальні вирази, які використовують для цієї мети.

Диференціюючи вираз (31) за вектором $\vec{U}_{m*}$, отримуємо матрицю розмірності 4×4:

$$\varphi_m = \frac{d\vec{\phi}_{m*}}{d\vec{U}_{m*}} = -\frac{1}{4} v_m \sum_{i=1}^{4} (\vec{K}_{mi*}^{(x)} \frac{dB_{xmi}}{d\vec{U}_{m*}} + \vec{K}_{mi*}^{(y)} \frac{dB_{ymi}}{d\vec{U}_{m*}} + \vec{K}_{mi*}^{(z)} \frac{dB_{zmi}}{d\vec{U}_{m*}}). \tag{33}$$

З врахуванням (25) – (27), (32) і (33) маємо

$$\begin{aligned} \varphi_m = -\frac{1}{4} v_m \sum_{i=1}^{4} (&\vec{K}_{mi*}^{(x)} (\mu_{xxmi} \frac{dH_{xmi}}{d\vec{U}_{m*}} + \mu_{xymi} \frac{dH_{ymi}}{d\vec{U}_{m*}} + \mu_{xzmi} \frac{dH_{zmi}}{d\vec{U}_{m*}}) + \vec{K}_{mi*}^{(y)} (\mu_{yxmi} \frac{dH_{xmi}}{d\vec{U}_{m*}} + \\ &+ \mu_{yymi} \frac{dH_{ymi}}{d\vec{U}_{m*}} + \mu_{yzmi} \frac{dH_{zmi}}{d\vec{U}_{m*}}) + \vec{K}_{mi*}^{(z)} (\mu_{zxmi} \frac{dH_{xmi}}{d\vec{U}_{m*}} + \mu_{zymi} \frac{dH_{ymi}}{d\vec{U}_{m*}} + \mu_{zzmi} \frac{dH_{zmi}}{d\vec{U}_{m*}}) = \\ = \frac{1}{4} v_m \sum_{i=1}^{4} (&\vec{K}_{mi*}^{(x)} (\mu_{xxmi} \vec{K}_{mi}^{(x)} + \mu_{xymi} \vec{K}_{mi}^{(y)} + \mu_{xzmi} \vec{K}_{mi}^{(z)}) + \vec{K}_{mi*}^{(y)} (\mu_{yxmi} \vec{K}_{mi}^{(x)} + \mu_{yymi} \vec{K}_{mi}^{(y)} + \\ &+ \mu_{yzmi} \vec{K}_{mi}^{(z)}) + \vec{K}_{mi*}^{(z)} (\mu_{zxmi} \vec{K}_{mi}^{(x)} + \mu_{zymi} \vec{K}_{mi}^{(y)} + \mu_{zzmi} \vec{K}_{mi}^{(z)})) \end{aligned} \quad , (34)$$

де $\mu_{jkmi}(j, k = x, y, z)$ – елементи тензора диференціальної магнітної проникності середовища

$$\mu = \frac{d\bar{B}}{d\bar{H}} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial H_x} & \frac{\partial B_x}{\partial H_y} & \frac{\partial B_x}{\partial H_z} \\ \frac{\partial B_y}{\partial H_x} & \frac{\partial B_y}{\partial H_y} & \frac{\partial B_y}{\partial H_z} \\ \frac{\partial B_z}{\partial H_x} & \frac{\partial B_z}{\partial H_y} & \frac{\partial B_z}{\partial H_z} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{Bmatrix}, \tag{35}$$

обчислювані в i-му вузлі m-го КЕ.

Для безгістерезисного середовища на основі теореми взаємності **[3]** $\mu_{xy} = \mu_{yx}$, $\mu_{xz} = \mu_{zx}$, $\mu_{yz} = \mu_{zy}$, тому $\mu_{xymi} = \mu_{yxmi}$, $\mu_{xzmi} = \mu_{zxmi}$, $\mu_{yzmi} = \mu_{zymi}$.

У випадку ізотропного нелінійного середовища тензор диференціальної магнітної проникності визначаємо **[1]** за формулою

$$\mu = \begin{Bmatrix} \mu_\rho \cos^2\eta_x + \mu_\tau \sin^2\eta_x & (\mu_\rho - \mu_\tau)\cos\eta_x \cos\eta_y & (\mu_\rho - \mu_\tau)\cos\eta_x \cos\eta_z \\ (\mu_\rho - \mu_\tau)\cos\eta_y \cos\eta_x & \mu_\rho \cos^2\eta_y + \mu_\tau \sin^2\eta_y & (\mu_\rho - \mu_\tau)\cos\eta_y \cos\eta_z \\ (\mu_\rho - \mu_\tau)\cos\eta_z \cos\eta_x & (\mu_\rho - \mu_\tau)\cos\eta_z \cos\eta_y & \mu_\rho \cos^2\eta_z + \mu_\tau \sin^2\eta_z \end{Bmatrix}, \tag{36}$$

де $\mu_\rho = \frac{dB}{dH}$, $\mu_\tau = \frac{B}{H}$ – відповідно радіальна диференціальна і тангенціальна диференціальна магнітна проникність середовища; $\eta_l(l = x, y, z)$ – кути між вектором $\bar{H}$ або $\bar{B}[\bar{H}]$ і, відповідно, ортами $\bar{l}, \bar{j}, \bar{k}$ локальної декартової системи координат.

Для лінійного ізотропного середовища $\mu_\rho = \mu_\tau = \dfrac{B}{H} = \mu_s$, тому тензор диференціальної магнітної проникності набуває вигляду

$$\mu = \begin{Bmatrix} \mu_s & 0 & 0 \\ 0 & \mu_s & 0 \\ 0 & 0 & \mu_s \end{Bmatrix}. \qquad (37)$$

Для того щоб визначити вклад m-го КЕ в матрицю Якобі φ, необхідно обчислити матрицю φ_m на кожній ітерації за формулою (34) і підсумувати всі її елементи з відповідними елементами матриці φ, враховуючи, що елемент φ_{mij} належить ns-й клітині матриці φ, де n, s – сіткові номери вузлів з локальними номерами mi і mj.

Повну матрицю Якобі φ одержимо, виконавши цю процедуру для кожного з M кінцевих елементів області розрахунку D.

У випадку використання лагранжевих тетраедрів 2-го, 3-го і 4-го порядків потрібно застосувати відповідні кубатурні формули чисельного інтегрування **[2]** і провести вивід основних залежностей за викладеною методикою.

Література

1. Дышовый Р.В. Расчет статического магнитного поля в неявнополюсных электрических машинах дифференциальным сеточным методом : автореф. дисс. на соискание учен. степени канд. техн. наук / Р.В. Дышовый. – Львов, 1983. – 18 с.
2. Карашецький В.П. Кубатурні формули чисельного інтегрування за об'ємом тетраедра на основі інтерполяційних повних поліномів / В.П. Карашецький // Науковий вісник НЛТУ України : зб. наук.-техн. праць. – Львів : РВВ НЛТУ України. – 2007. – Вип. 17.6. – С. 258-264.
3. Silvester P. Efficient techniques for finite element analysis of electric machines / P. Silvester, H.S. Cabayan, B.T. Browne // JEEE Trans. PAS. – 1973. – Vol. 92, № 4. – Pp. 1274-1281.

Карашецкий В.П. **Расчет трехмерных потенциальных магнитных полей методом конечных элементов**

Выведены основные формулы метода конечных элементов для расчета трехмерных статических потенциальных магнитных полей в областях, заполненных нелинейными безгистерезисными анизотропными средами, с использованием лагранжевых конечных элементов 1-4 порядков, кубатурных формул численного интегрирования и итерационного метода Ньютона.

Ключевые слова: потенциальное магнитное поле, магнитная характеристика, лагранжевый тетраэдр, метод конечных элементов, кубатурная формула.

Karashetskyy V.P. **Calculation of three-dimensional potential magnetic fields of the method finite element**

Basic formulas of the finite element method for calculating of three-dimensional static potential magnetic fields filled with nonlinear without hysteresis anisotropic environments using Lagrangian 1-4 order finite elements, cubature formulas of numerical integration and Newton's iteration method were obtained.

Keywords: potential magnetic field, magnetic characteristic, Lagrangian tetrahedron, finite element method, cubature formula.

6. ОСВІТЯНСЬКІ ПРОБЛЕМИ ВИЩОЇ ШКОЛИ

УДК 37.[012+062] *Ст. викл. О.Б. Біленька, канд. фіз.-мат. наук; доц. Т.В. Чайківський, канд. техн. наук – НУ "Львівська політехніка"*

СОЦІАЛЬНО-ПЕДАГОГІЧНІ КОНФЛІКТИ У ВИЩОМУ НАВЧАЛЬНОМУ ЗАКЛАДІ – ПРИЧИНИ ВИНИКНЕННЯ ТА ШЛЯХИ РОЗВ'ЯЗАННЯ

Дано аналіз причин виникнення проблемних ситуацій та конфліктів у вищих навчальних закладах. Показано, що індивідуально-психологічні особливості учасників освітнього процесу створюють причини конфліктних ситуацій у навчальному процесі. Зазначено, що на особливу увагу заслуговує питання у визначенні мотивації студентів до навчання у сучасних умовах.

Ключові слова: конфліктна ситуація, освітній процес, педагогічна система.

Постановка проблеми. Міжособистісні стосунки між викладачами та студентами у вищій школі на сьогодні є особливим типом проблем спілкування. Тому з'ясування причин їх виникнення потребує уваги та докладного аналізу.

Мета дослідження – проаналізувати причини виникнення проблемних ситуацій, що виникають у спілкуванні викладачів та студентів.

Виклад основного матеріалу. Конфлікти та проблемні ситуації – одне з найважливіших явищ сучасного соціального життя. Людське життя у суспільстві сповнене суперечностей, які часто призводять до зіткнення інтересів як окремих людей, так і великих та малих соціальних груп. Конфлікти виникають у процесі взаємодії, спілкування індивідів між собою, тому вони існують стільки, скільки існує суспільство. Конфлікт став таким чином домінуючою складовою суспільних відносин. Він є присутнім як у явних, так і в латентних формах також у вишівському середовищі. Керівництво та професорсько-викладацький склад вишів здійснюють пошук шляхів вдосконалення освітнього процесу; в цих умовах на перший план виступає проблема підвищення ефективності професіональної діяльності педагогічних колективів вищих навчальних закладів. Складність її вирішення обумовлена, з одного боку, суперечностями соціально-економічного характеру, з іншого – суперечностями, що виникають в самих колективах вишів. Не отримуючи вчасного вирішення, ці суперечності стають причинами різного роду конфліктів, які серйозно ускладнюють процес навчання та виховання студентів.

Науковими дослідженнями доведено, що за своєю природою сама по собі професійна освітня (викладацька) діяльність як одна із сфер взаємодії у суспільстві значною мірою підпадає конфліктному протистоянню. Оскільки факт впливу одного індивіда на іншого – це ситуація взаємодії, то ефект впливу пов'язаний з характером співвідношення особливостей, наявних у кожного з цих індивідів. З практичного досвіду, саме індивідуально-психологічні особливості учасників освітнього процесу створюють передумови виникнення докон-