

Побудова алгоритму виділення іншим шрифтом окремих заданих телевізійних програм та його апробація вирішує завдання автоматизації, оскільки ця операція є надзвичайно рутинною і вимагає близько 6–10 годин роботи одного оператора з виділення близько 30 телевізійних каналів на весь тиждень (від понеділка до неділі). Моделі побудовані засобами алгебри впорядкувань.

Результати дослідження можуть застосовуватися у видавництвах, друкарнях, комп'ютерних відділах, де формують телевізійні програми.

1. Овсяк В. Алгоритми: аналіз методів, алгебра впорядкувань, моделі, моделювання. – Львів: 1996. – 132 с.
2. Документація Dial-Up Scripting Command Language For Dial-Up Networking Scripting Support 3. www.oz.net

Д.Пелешко

Національний університет "Львівська політехніка"

УДК 621.313.3; 537.8

РОЗРАХУНОК ПЕРЕХІДНИХ ПРОЦЕСІВ ТРИФАЗНОГО ТРАНСФОРМАТОРА В РЕЖИМІ ЗАДАНИХ НАПРУГ

© Пелешко Д., 2003,

Запропоновано польову математичну модель трифазного трансформатора. Інтегруються рівняння вектор-потенціалу квазістационарного електромагнітного поля у двовимірному просторі половини поперечного перерізу тіла трансформатора. Просторова дискретизація рівнянь в частинних похідних здійснюється за методом скінчених різниць, а часова – за неявним принципом з використанням методу верхньої релаксації. Шихтований магнітопровід еківалентується суцільним анізотропним середовищем. Задача розв'язується в режимі заданих напруг обмоток намагнічування. Пропонуються результати розрахунку одного з перехідних процесів трифазного трансформатора.

The field mathematical model of three-phase transformer for the computation electromagnetic field in regime of given voltages is presented. The spatial discretization of differential equations of electromagnetic field vector potential in spatial derivatives is made according to the finite difference method. The time discretization is made according to the implicit method with top relaxation. There are account non linear properties of ferromagnetic media. There are shown the results of computation of three-phase transformer transient process.

Вступ

Математичному моделюванню як галузі сучасної науки є властиві постійний розвиток та вдосконалення. Для розв'язання все нових практичних задач необхідною є

розробка якісно нових методик розрахунків. Існують класи задач, які з точки зору класичних методів є такими, що не мають розв'язку, або розв'язок можна знайти за умови значних припущень. Очевидно, що зменшення кількості припущень наближає математичну модель до реального об'єкта та підвищує якість розв'язку.

Недостатня кількість або іноді повна відсутність обчислювальної потужності приводила до того, що вдосконалювались числові методи сучасної математики, приймалися найрізноманітніші припущення й обмеження та загалом розв'язки будувались швидше шляхом прогнозування та логічних висновків.

Сьогодні інтенсивний розвиток засобів обчислювальної техніки відкрив для науковців недосяжні донедавна можливості. Проте відсутність сучасних підходів до опису фізичних об'єктів створила певний теоретичний вакуум і поставила завдання: створення новітніх технологій моделювання фізичних об'єктів.

Огляд літературних джерел

Питанням розрахунку перехідних процесів електромагнітних пристроїв перетворювальної техніки з постійною та змінною структурою електричного субкола приділялась та продовжує приділятись належна увага у світовій науковій літературі. Розглядаючи трансформатор як пристрій з постійною структурою електричного субкола, ми можемо констатувати, що сьогодні не існує ефективних повноцінних методів аналізу його перехідних процесів, а найсучасніші польові математичні моделі дають змогу розраховувати перехідні процеси лише у режимі заданих струмів обмоток намагнічування, а не їх напруг.

Трансформатор як пристрій перетворення параметрів електросенергії був виявлений одним із перших. Цей пристрій дав змогу одержувати електроенергію найрізноманітніших напруг, ділити її, пересилати, відбирати тощо.

Трансформатор є чи не найдосконалішим електротехнічним пристроєм. Його коефіцієнт корисної дії наближається до ста відсотків. Конструкція трансформаторів, їх потужність є найрізноманітнішими. З появою цього пристрою в кінці минулого століття разом з удосконаленням його конструкції розвивається і теорія трансформаторів. Тривалий час ця теорія розвивалась на підставі загальної теорії електричних кіл [1, 11]. Характерною ознакою математичних моделей трансформаторів, одержаних на підставі теорії електричних кіл, є те, що електромагнітний процес у пристрої описується за допомогою коефіцієнтів само- та взаємоіндукції. Суть цього підходу полягає в тому, що із загальної системи алгебро-диференціальних рівнянь виключаються рівняння магнітного підкола, а отриманий результат диференціюється за часом. У результаті цього у рівняннях коефіцієнтами будуть диференціальні само- та взаємоіндуктивності. На цій підставі було розроблено математичні моделі трансформаторів без врахування насичення магнітопроводу, а починаючи з 70-х років – і з врахуванням його.

До основного недоліку таких моделей треба віднести те, що при розрахунках виникає необхідність визначення великої кількості диференціальних параметрів, а диференціальні рівняння самої математичної моделі можна записати лише у неявному вигляді.

У 70-х роках постає теорія електромагнітних кіл [2, 3, 4]. На її підставі було розроблено нові принципи побудови математичних моделей трансформаторів та інших

електротехнічних пристроїв. Ця теорія відмовилась від поняття коефіцієнтів само- та взаємодуції електричних контурів. На їх заміну постали закони Кірхгофа для магнітних кіл і рівняння магнітопроводів. Одержані нові математичні моделі, диференціальні рівняння яких уже записані в нормальній формі Коші (тобто є розв'язаними стосовно перших похідних, невідомих за часом) і позбавлені процедури віднімання двох близьких величин. Уперше з'явилась можливість симулювати реальні тривалі процеси роботи трансформаторів.

Оскільки структурні рівняння, які відображають спосіб з'єднання елементів системи, є практично точними, то вся складність математичного моделювання лягає на моделювання елементів системи. Досвід показує, що сучасна теорія елементів систем управління, або, як їх ще називають, периферійними пристроями систем керування, може бути побудована лише на підставі методів теорії квазістаціонарного електромагнітного поля.

Останніми роками з'явилась ціла низка польових математичних моделей трансформаторів [5,6,7]. Але задачу треба вважати далеко не розв'язаною через такі причини: переважна більшість математичних моделей трансформаторів, як і інших електротехнічних пристроїв, будується в режимі заданих струмів обмоток намагнічування [5, 8]. Суть математичного моделювання тут зводиться до того, щоб за заданим законом розподілу густини струму в зоні інтегрування розрахувати електромагнітне поле пристрою. Як правило, електромагнітний процес розглядається сталим у часі. У найкращому випадку густини струмів вдається розглянути як функції часу t .

Істотним кроком вперед є розв'язання задачі в режимі заданих напруг обмоток намагнічування [9], що відповідає реальному станові речей, але при цьому єдине електромагнітне поле пристрою ділиться на дві частини: основне поле і поле дисипації. Поле дисипації розраховується сталими коефіцієнтами теорії електричних кіл. Основне поле розраховується методами теорії електромагнітного поля. Такі моделі значною мірою описують уже реальний процес. Особливо це стосується тороїдального трансформатора, де поле дисипації є порівняно незначним.

Постановка задачі

Трифазний трансформатор є одним з найбільш уживаних електротехнічних пристроїв. Принципи розрахунку електромагнітних процесів цього пристрою на основі методів теорії електричних або електромагнітних кіл практично вичерпали себе. Сучасні математичні моделі електротехнічних пристроїв (трифазного трансформатора зокрема) повинні будуватись виключно на засадах теорії електромагнітного поля.

Основні теоретичні проблеми побудови таких математичних моделей є практично вирішеними, зокрема у попередніх публікаціях [11]. У [11] пропонується принцип використання методів теорії електромагнітного поля при побудові математичних моделей електротехнічних пристроїв. Метою даної роботи є побудова математичної моделі трифазного трансформатора як елемента систем управління у режимі заданих електричних напруг з урахуванням вихрових полів в активних матеріалах – струмо- та магнітопроводах.

Для спрощення розв'язання постановленої задачі приймалися такі найбільше уживані на практиці припущення:

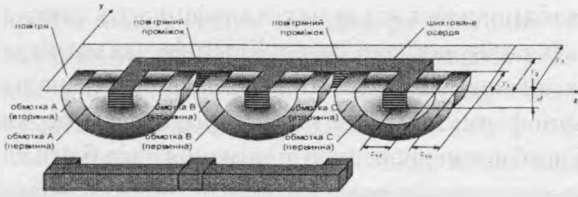


Рис. 1. Переріз трифазного трансформатора

- не враховується явище магнітного гістерезису;
- задача розв'язується як двовимірний просторовий (приймаємо, що електромагнітне поле є плоскопаралельним);
- не враховуються температурні явища.

Двовимірний переріз трифазного трансформатора в декартовій системі координат наведено на рис.1.

Основою конструкції трифазного трансформатора є магнітопровід (шихтоване осердя) і електричні обмотки. Поперечний переріз половини тіла трансформатора (рис.1) і зони інтегрування рівнянь електромагнітного поля наведені на рис.2.

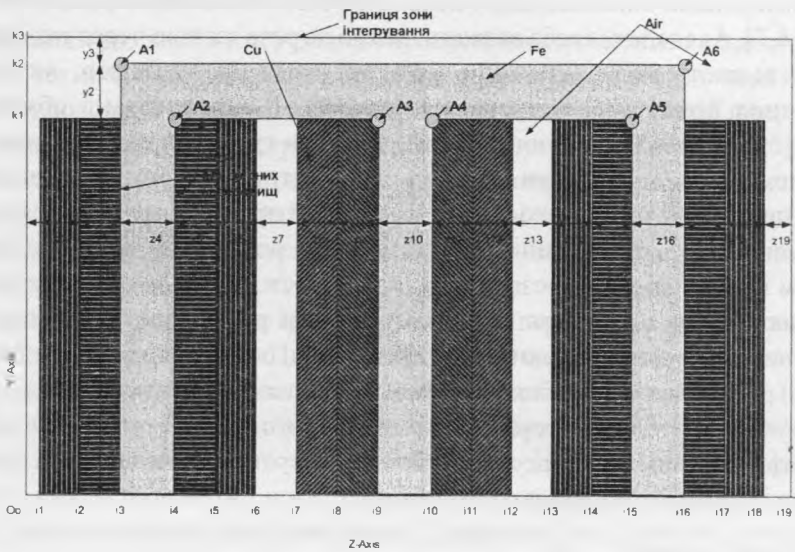


Рис.2. Поперечний переріз половини тіла трифазного трансформатора і зони інтегрування рівнянь електромагнітного поля

На рис.2 зони обмоток намагнічування позначені через *Cu*, зона шихтованого магнітопроводу – через *Fe*, зони повітря – через *Air*. Через z_j, y_j, d на рисунках позначено геометричні розміри трансформатора. $A1 - A6$ – вершини прямих кутів розподілу двох середовищ.

Електромагнітне поле у поперечному перерізі тіла трансформатора вважаємо плоско-паралельним.

Математична модель

Диференціальні рівняння квазістационарного електромагнітного поля використаємо у вигляді

$$\bar{A} \frac{d\bar{A}}{dt} = -(\text{rot}(\mathbf{N} \text{rot}(\bar{A}))) + \delta; \quad \mathbf{B} = \text{rot} \bar{A}, \quad (1)$$

де \mathbf{A} – вектор-потенціал електромагнітного поля; δ – вектор сторонньої густини струму; t – час; rot – оператор Гамільтона; \mathbf{N} , $\mathbf{\Gamma}$ – матриці статичних релактивностей й електропровідностей, які мають вигляд

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} v_x & 0 & 0 \\ 0 & v_y & 0 \\ 0 & 0 & v_z \end{pmatrix}; \quad \mathbf{\bar{A}} = \begin{pmatrix} \gamma_x & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_y & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_z \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Рівняння (1) охоплює усі зони інтегрування рівнянь квазістационарного електромагнітного поля, а саме: зону обмоток намагнічування, зону шихтованого магнітопроводу і повітряну зону. У кожній з цих зон воно зазнаватиме певних змін.

За умов

$$\mathbf{A} = (A_x, 0, 0); \quad \delta = (\delta_x, 0, 0), \quad (3)$$

одержуємо

$$\mathbf{N} \text{rot}(\mathbf{A}) = \left(0, v_y \frac{\partial A_x}{\partial z}, -v_z \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \Rightarrow \text{rot}(\mathbf{N} \text{rot}(\mathbf{A})) = \begin{vmatrix} x & y & z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & v_y \frac{\partial A_x}{\partial z} & -v_z \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{vmatrix} =$$

$$= \left(-\frac{\partial}{\partial y} \left(v_z \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_y \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) \right) \mathbf{x} = \left(-\frac{\partial v_z}{\partial y} \frac{\partial A_x}{\partial y} - v_z \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \frac{\partial A_x}{\partial z} + v_y \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} \right) \mathbf{x}. \quad (4)$$

У зоні обмоток рівняння (1) за умов (2) – (4) набуде вигляду

$$\gamma_x \frac{dA_x}{dt} = v_z \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + v_y \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \delta_x = v_0 \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} \right) + \delta_x. \quad (5)$$

де γ_x – еквівалентна електропровідність середовища; v_0 – релактивність середовища-немагнетика ($v_0 = \text{const}$).

У зоні перерізу шихтованого магнітопроводу рівняння (1) вироджується в алгебричне за часом

$$\frac{\partial v_z}{\partial y} \frac{\partial A_x}{\partial y} + v_y \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \frac{\partial A_x}{\partial z} + v_y \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} = 0. \quad (6)$$

Шихтований магнітопровід еквівалентуємо суцільним анізотропним середовищем. Характеристику намагнічування середовища отримуємо шляхом перерахунку характеристики феромагнетика вздовж осей z і y [12]

$$B = \frac{B_f}{\chi}; \quad \chi = \frac{d_f + d_0}{d_f + (d_0 v_f(B_f)) / v_0}$$

де v_f – статична релактивність феромагнітика; d_0, d_f – товщини відповідно немагнітного та магнітного шарів.

Модуль вектора магнітної індукції B , згідно з (1) – (3) визначаємо як

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial z}; \quad B_z = -\frac{\partial A}{\partial y}; \quad B = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}. \quad (7)$$

Тут B_y, B_z – y -та та z -та складові вектора B .

У зоні повітря рівняння (6) спрощується ще більше

$$v_0 \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (8)$$

Рівняння струмів запишемо у вигляді

$$i_\zeta = \int_{S_{i\partial\zeta}} \delta_\zeta dS_{i\partial\zeta}, \quad \zeta = 1, n, \quad (9)$$

де i – струм обмотки намагнічування; n – кількість обмоток намагнічування; S_{np} – площа поперечного перетину провідника ζ -ї обмотки.

Рівняння електричних обмоток запишемо як [12]

$$\frac{d\Psi_\zeta}{dt} = (u_\zeta - r_\zeta i_\zeta), \quad \zeta = 1, n, \quad (10)$$

де Ψ, u, r – потокозчеплення, напруга й опір ζ -ї обмотки;

З іншого боку, потокозчеплення ζ -ї обмотки можна записати у вигляді

$$\frac{d\Psi_\zeta}{dt} = \oint_{l_\zeta} \frac{dA}{dt} dl_\zeta, \quad \zeta = 1, n, \quad (11)$$

де l – довжина провідника ζ -ї обмотки. Інтеграл у лівій частині (11) є повним потокозчепленням обмотки і брати його треба вздовж внутрішньої траєкторії поверхні провідника ζ -ї обмотки намагнічування.

У загальному випадку, якщо у (9) прийняти, що

$$\delta_\zeta = \frac{i_\zeta}{S_{i\partial\zeta}}, \quad (12)$$

то (5) можна записати у вигляді

$$\frac{dA}{dt} + v_1 \int_l \mathbf{x}_0 \frac{dA}{dt} d\mathbf{l} = \frac{v_0}{\gamma_v} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) + v_2 u(t), \quad (13)$$

де v_1, v_2 – коефіцієнти, які неважко визначити самостійно. Рівняння (13) є рівнянням векторного потенціалу у режимі заданих напруг за умов плоско-паралельності електромагнітного поля і (12) (тут і надалі індекс x при векторному потенціалі опущено).

Система рівнянь (5), (6), (8)–(11) становить систему рівнянь польової математичної моделі трифазного трансформатора в режимі заданих напруг обмоток намагнічування. Дану систему диференціальних рівнянь треба доповнити крайовими умовами.

На зовнішніх границях зони інтегрування (рис.2) крайові умови визначаємо, виходячи з умови, що електромагнітне поле на ній відсутнє. Враховуючи друге рівняння (1), отримуюємо

$$\frac{\partial A}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (14)$$

На внутрішній границі зони інтегрування крайові умови визначаємо, виходячи з умови симетрії електромагнітного поля.

Просторово-часова дискретизація рівнянь математичної моделі

Просторову дискретизацію рівнянь математичної моделі трифазного трансформатора здійснюємо методом скінченних різниць [13]. Тоді рівняння (5) набуде вигляду

$$\begin{aligned} \gamma_{x,j,k} \frac{dA_{j,k}}{dt} &= v_{0,j,k} \left(\frac{A_{j-1,k} - 2A_{j,k} + A_{j+1,k}}{\Delta z^2} \right) + v_{0,i,k} \left(\frac{A_{j,k-1} - 2A_{j,k} + A_{j,k+1}}{\Delta y^2} \right) + \delta_{j,k} = \\ &= \frac{v_{0,j,k}}{\Delta z^2} A_{j-1,k} + \frac{v_{0,j,k}}{\Delta z^2} A_{j+1,k} - 2v_{0,j,k} \left(\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) A_{j,k} + \frac{v_{0,i,k}}{\Delta y^2} A_{j,k-1} + \frac{v_{0,i,k}}{\Delta y^2} A_{j,k+1} + \delta_{j,k}, \quad (15) \end{aligned}$$

тут $A_{j,k} = A_{j,k}(t)$; $\delta_{j,k} = \delta_{j,k}(t)$; j, k – змінні, які визначають вузол дискретизаційної сітки; $\Delta y, \Delta z$ – просторовий крок дискретизаційної сітки. У більшості випадків приймають $\Delta y = \Delta z$.

Рівняння (6) та (8) запишемо як

$$\begin{aligned} &v_{v,j,k} \left(\frac{A_{j-1,k} - 2A_{j,k} + A_{j+1,k}}{\Delta z^2} \right) + v_{z,i,k} \left(\frac{A_{j,k-1} - 2A_{j,k} + A_{j,k+1}}{\Delta y^2} \right) + \left(\frac{v_{y,j+1,k} - v_{y,j-1,k}}{2\Delta z} \right) \left(\frac{A_{j+1,k} - A_{j-1,k}}{2\Delta z} \right) + \\ &+ \left(\frac{v_{z,j,k+1} - v_{z,j,k-1}}{2\Delta y} \right) \left(\frac{A_{j,k+1} - A_{j,k-1}}{2\Delta y} \right) = \left(\frac{v_{v,j,k}}{\Delta z^2} - \frac{v_{y,j+1,k} - v_{y,j-1,k}}{4\Delta z^2} \right) A_{j-1,k} + \left(\frac{v_{v,j,k}}{\Delta z^2} + \frac{v_{y,j+1,k} - v_{y,j-1,k}}{4\Delta z^2} \right) A_{j+1,k} - \\ &- \left(\frac{2v_{v,j,k}}{\Delta z^2} + \frac{2v_{z,j,k}}{\Delta y^2} \right) A_{j,k} + \left(\frac{v_{z,j,k}}{\Delta y^2} - \frac{v_{z,j,k+1} - v_{z,j,k-1}}{4\Delta y^2} \right) A_{j,k-1} + \left(\frac{v_{z,j,k}}{\Delta y^2} + \frac{v_{z,j,k+1} - v_{z,j,k-1}}{4\Delta y^2} \right) A_{j,k+1} = 0; \quad (16) \\ &\frac{v_{0,j,k}}{\Delta z^2} A_{j-1,k} - 2v_{0,j,k} \left(\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right) A_{j,k} + \frac{v_{0,i,k}}{\Delta z^2} A_{j+1,k} + \frac{v_{0,i,k}}{\Delta y^2} A_{j,k-1} + \frac{v_{0,i,k}}{\Delta y^2} A_{j,k+1} = 0, \quad (17) \end{aligned}$$

тут $v_{j,k} = v_{j,k}(A(t))$.

Якщо розглянути функцію

$$f_{j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) = a_{1,j,k} A_{j-1,k} + a_{2,j,k} A_{j+1,k} + a_{3,j,k} A_{j,k-1} + a_{4,j,k} A_{j,k+1}, \quad (18)$$

де коефіцієнти $a_{1,j,k} - a_{4,j,k}$ в різних зонах мають вигляд

$$a_{1,j,k} = a_{1,j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) = \begin{cases} \left(\frac{v_{y,j,k}}{\Delta z^2} - \frac{v_{y,j+1,k} - v_{y,j-1,k}}{4\Delta z^2} \right), & (j,k) \in Fe; \\ \frac{v_{0,j,k}}{\Delta z^2}, & (j,k) \in Air \vee (j,k) \in Cu; \end{cases} \quad (19)$$

$$a_{2,j,k} = a_{2,j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) = \begin{cases} \left(\frac{v_{y,j,k}}{\Delta z^2} + \frac{v_{y,j+1,k} - v_{y,j-1,k}}{4\Delta z^2} \right), & (j,k) \in Fe; \\ \frac{v_{0,j,k}}{\Delta z^2}, & (j,k) \in Air \vee (j,k) \in Cu; \end{cases} \quad (20)$$

$$a_{3,j,k} = a_{3,j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) = \begin{cases} \left(\frac{v_{z,j,k}}{\Delta y^2} - \frac{v_{z,j+1,k} - v_{z,j-1,k}}{4\Delta y^2} \right), & (j,k) \in Fe; \\ \frac{v_{0,j,k}}{\Delta y^2}, & (j,k) \in Air \vee (j,k) \in Cu; \end{cases} \quad (21)$$

$$a_{4,j,k} = a_{4,j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) = \begin{cases} \left(\frac{v_{z,j,k}}{\Delta y^2} + \frac{v_{z,j+1,k} - v_{z,j-1,k}}{4\Delta y^2} \right), & (j,k) \in Fe; \\ \frac{v_{0,j,k}}{\Delta y^2}, & (j,k) \in Air \vee (j,k) \in Cu. \end{cases} \quad (22)$$

З врахуванням (18)–(22) отримуємо систему дискретизованих за простором алгебро-диференціальних рівнянь

$$\begin{cases} \gamma_{1,j,k} \frac{dA_{j,k}}{dt} = f_{j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) - a_{0,j,k} A_{j,k} + \delta_{j,k}; & (j,k) \in Cu; \\ f_{j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) - a_{0,j,k} A_{j,k} = 0; & (j,k) \in Air \vee (j,k) \in Fe. \end{cases} \quad (23)$$

де $a_{0,j,k}$ – коефіцієнт, який визначається як

$$a_{0,j,k} = a_{0,j,k}(A_{j,k}, v_{j,k}, t) = \begin{cases} \left(\frac{2v_{y,j,k}}{\Delta z^2} + \frac{2v_{z,j,k}}{\Delta y^2} \right), & (j,k) \in Fe; \\ 2v_{0,j,k} \left(\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right), & (j,k) \in Air \vee (j,k) \in Cu. \end{cases} \quad (24)$$

Часову дискретизацію першого рівняння системи (23) здійснюємо за методом Кранка–Нікольсона [10]

$$\gamma_{1,j,k} \frac{A_{j,k}(t + \Delta t) - A_{j,k}(t)}{\Delta t} + \alpha a_{0,j,k}(A_{j,k}(t + \Delta t), v_{0,j,k}, t + \Delta t) A_{j,k}(t + \Delta t) +$$

$$\begin{aligned}
 & + (1-\alpha)a_{0,j,k}(A_{j,k}(t), v_{0,j,k}, t)A_{j,k}(t) = \\
 & = \alpha f_{j,k}(A_{j,k}(t+\Delta t), v_{0,j,k}, t+\Delta t) + \alpha \delta_{j,k}(t+\Delta t) + (1-\alpha)f_{j,k}(A_{j,k}(t), v_{0,j,k}, t) + (1-\alpha)\delta_{j,k}(t), \quad (25)
 \end{aligned}$$

де $\alpha = 1/2$ – параметр методу.

Введемо в розгляд

$$\begin{aligned}
 g_{j,k}(t) = & (1-\alpha)f_{j,k}(A_{j,k}(t), v_{0,j,k}, t) + (1-\alpha)\delta_{j,k}(t) + \\
 & + \left(\left(\frac{Y_{x,j,k}}{\Delta t} \right) - (1-\alpha)a_{0,j,k}(A_{j,k}(t), v_{0,j,k}, t) \right) A_{j,k}(t), \quad (26)
 \end{aligned}$$

де

$$b_{0,j,k} = \frac{Y_{x,j,k}}{\Delta t} + \alpha a_{0,j,k}.$$

Тоді (23) набуває вигляду

$$\begin{cases} b_{0,j,k} A_{j,k}(t+\Delta t) = \alpha f_{j,k}(A_{j,k}(t+\Delta t), v_{0,j,k}, t+\Delta t) + \alpha \delta_{j,k}(t+\Delta t) + g_{j,k}(t); & (j,k) \in Cu \\ a_{0,j,k} A_{j,k}(t+\Delta t) = f_{j,k}(A_{j,k}(t+\Delta t), v_{j,k}(t+\Delta t), t+\Delta t); & (j,k) \in Fe; \vee (j,k) \in Air \end{cases} \quad (27)$$

Остаточну систему (27) запишемо у вигляді

$$q_{j,k} A_{j,k}(t+\Delta t) = F_{j,k}(t+\Delta t), \quad (28)$$

де

$$\begin{cases} q_{j,k} = b_{0,j,k}; & F_{j,k}(t+\Delta t) = \alpha f_{j,k}(A_{j,k}(t+\Delta t), v_{0,j,k}, t+\Delta t) + \alpha \delta_{j,k}(t+\Delta t) + g_{j,k}(t), & (j,k) \in Cu; \\ q_{j,k} = a_{0,j,k}; & F_{j,k}(t+\Delta t) = f_{j,k}(A_{j,k}(t+\Delta t), v_{j,k}(t+\Delta t), t+\Delta t), & (j,k) \in Air \vee (j,k) \in Fe. \end{cases} \quad (29)$$

Система (29) є системою нелінійних алгебраїчних рівнянь, для розв'язання якої застосуємо метод верхньої релаксації [8]

$$q_{i,k} \frac{A_{j,k}(t+\Delta t)^{z+1} + p A_{j,k}(t+\Delta t)^z}{1+p} = F_{j,k}(t+\Delta t), \quad z = 1, 2, \dots, t_{end}, \quad (30)$$

де p – параметр методу верхньої релаксації $0 < p < 1$; z – ітераційна змінна. Ітераційний процес завершується за умови

$$\left| \frac{A_{j,k}(t+\Delta t)^{z+1} - A_{j,k}(t+\Delta t)^z}{A_{j,k}(t+\Delta t)^z} \right| < \varepsilon, \quad (31)$$

тут ε – відносна похибка.

Якщо ввести позначення, то (30) можна записати як

$$A_{i,k}^{z+1} = \frac{1+p}{q_{j,k}} F_{i,k}(t + \Delta t) - pA_{j,k}^z. \quad (32)$$

Рівняння (32) з дискретизованими за простором крайовими умовами (14)

$$A_{j\pm 1,k}^z = A_{j\mp 1,k}^z; \quad A_{j,k\pm 1}^z = A_{j,k\mp 1}^z. \quad (33)$$

є основним розрахунковим рівнянням векторного потенціалу в зоні інтегрування (рис.2).

На межах однорідних середовищ *Cu-Fe* та *Fe-Air* та у вершинах прямих кутів розподілу двох середовищ використовуємо розрахункові вирази, які забезпечують стійкість обчислювального процесу [13]. В ітераційному процесі, який породжений методом верхньої релаксації, рівняння межі двох середовищ [13] матимуть вигляд: для вертикальної межі

$$A_{j,k}^{z+1} = \left(-pA_{j,k}^z + (1+p) \frac{-v_{j-2,k} A_{j-2,k}^{z+1} + 4v_{j-1,k} A_{j-1,k}^{z+1} + 4v_{j+1,k} A_{j+1,k}^{z+1} - v_{j+2,k} A_{j+2,k}^{z+1}}{3(v_{j-1,k} + v_{j+1,k})} \right); \quad (34)$$

для горизонтальної межі

$$A_{j,k}^{z+1} = \left(-pA_{j,k}^z + (1+p) \frac{-v_{j,k-2} A_{j,k-2}^{z+1} + 4v_{j,k-1} A_{j,k-1}^{z+1} + 4v_{j,k+1} A_{j,k+1}^{z+1} - v_{j,k+2} A_{j,k+2}^{z+1}}{3(v_{j,k-1} + v_{j,k+1})} \right), \quad (35)$$

де $v_{j,k}$ – релактивність у (j,k) вузлі.

Для вершин *A1, A2, A4* використовуємо рівняння

$$A_{j,k}^{z+1} = \left(-pA_{j,k}^z + (1+p) \frac{A_{j-1,k}^{z+1} A_{j,k+1}^{z+1} + A_{j+1,k}^{z+1} A_{j,k-1}^{z+1}}{(A_{j-1,k}^{z+1} + A_{j,k+1}^{z+1}) - (A_{j+1,k}^{z+1} + A_{j,k-1}^{z+1})} \right), \quad (36)$$

а для *A3, A5, A6*

$$A_{j,k}^{z+1} = \left(-pA_{j,k}^z + (1+p) \frac{A_{j,k+1}^{z+1} A_{j+1,k}^{z+1} + A_{j,k-1}^{z+1} A_{j-1,k}^{z+1}}{(A_{j-1,k}^{z+1} + A_{j,k+1}^{z+1}) - (A_{j,k-1}^{z+1} + A_{j-1,k}^{z+1})} \right). \quad (37)$$

Систему (32)–(37) треба доповнити розрахунковими рівняннями для обчислення струмів. Для цього запишемо рівняння (9) як

$$i_{\zeta}(t) = \delta_{\zeta}(t) S_{i\partial\zeta} \rightarrow w_{\zeta} i_{\zeta}(t) = \delta_{\zeta}(t) w_{\zeta} S_{i\partial\zeta} \rightarrow w_{\zeta} i_{\zeta}(t) = \delta_{\zeta}(t) S_{i\partial\zeta} \rightarrow \delta_{\zeta}(t) = \frac{w_{\zeta} i(t)}{S_{i\partial\zeta}}, \quad \zeta = 1, n, \quad (38)$$

де w_{ζ} , $S_{i\partial\zeta}$ – кількість витків та площа поперечного перерізу ζ -ї обмотки. Звідси згідно з методом верхньої релаксації отримуюмо розрахункове рівняння для визначення густини струму ζ -ї обмотки.

$$\delta_{\zeta}^{z+1}(t+\Delta t) = \frac{(1+p)w_{\zeta}i_{\zeta}(t+\Delta t)}{S_{Td\zeta}} - p\delta_{\zeta}^z(t+\Delta t), \quad \zeta = 1, n. \quad (39)$$

Дискретизоване за простором рівняння (11) запишемо як

$$\frac{d\Psi_{\zeta}}{dt} \approx 2(d_{\zeta} + h_{\zeta})\xi_{\zeta} \sum_{m=1}^{\varpi} \left(\frac{dA_m^{l\delta}}{dt} - \frac{dA_m^{Ea}}{dt} \right), \quad (40)$$

де d_{ζ} , h_{ζ} , ϖ_{ζ} – ширина, висота та кількість вузлів у поперечному перерізі ζ -ї обмотки; $\frac{dA_m^{l\delta}}{dt}$, $\frac{dA_m^{Ea}}{dt}$ – часові похідні векторного потенціалу в правому та лівому стосовно магнітопроводу поперечному перерізі ζ -ї обмотки; $\xi_{\zeta} = (w_{\zeta}/2\varpi_{\zeta})$ – коефіцієнт.

Враховуючи (40) і метод верхньої релаксації, з (10) отримуємо ітераційний вираз для обчислення струму

$$i_{\zeta}^{z+1} = \frac{p+1}{r_{\zeta}} \left(u_{\zeta}^{z+1} - \frac{d\Psi_{\zeta}^{z+1}}{dt} \right) - p i_{\zeta}^z, \quad (41)$$

де опори обмоток визначаються як

$$r_{\zeta} = \frac{2(d_{\zeta} + h_{\zeta})w_{\zeta}}{\gamma_{\zeta}S_{i\delta\zeta}} = \frac{2(d_{\zeta} + h_{\zeta})w_{\zeta}^2}{\gamma_{\zeta}S_{l\delta\zeta}}. \quad (42)$$

Система рівнянь (32)–(37), (39), (41) є розрахунковою системою для математичної моделі (5), (6), (8)–(11).

Одержані результати

Результати комп'ютерного симулювання перехідних процесів модельного трифазного трансформатора в режимі раптового вмикання на джерело змінної напруги $U = 220\sin(314t)$, наведено на рис. 3-7. Режим розраховувався при таких параметрах:

- геометричні – $z_1 = 0.59 \cdot 10^{-1}$ м, $z_2 = z_3 = z_5 = z_6 = z_7 = z_8 = z_9 = z_{11} = z_{12} = z_{13} = z_{14} = z_{15} = z_{17} = z_{18} = 0.12 \cdot 10^{-1}$ м, $z_4 = z_{10} = z_{16} = 0.55 \cdot 10^{-1}$ м, $z_{19} = 0.58 \cdot 10^{-1}$ м, $y_1 = 0,1 \cdot 10^{-1}$ м, $y_2 = 0,5 \cdot 10^{-1}$ м, $y_3 = 0,5 \cdot 10^{-1}$ м, $D_{np1} = 0.1500 \cdot 10^{-2}$ м, $D_{np2} = 0.2020 \cdot 10^{-2}$ м, $w_1 = 0.4030 \cdot 10^3$ w₂ = 0.2440 · 10³;

- математичні – $p = 0.25$, $\Delta t = 0.3000 \cdot 10^{-2}$ с, $\epsilon = 0.1000 \cdot 10^{-2}$, $T_2 = 0.02$ с.

Крива намагнічування феромагнетика апроксимована залежністю

$$v = \begin{cases} 274.3, & B \leq 0.7; \\ -528.854 + 2807B^2 - 2876B^4 + 1012B^6, & 0.7 < B < 1.38; \\ 19000 - 24320/B, & B \geq 1.38. \end{cases}$$

На рис. 3, 4 показано результати розрахунку одного з перехідних процесів трифазного трансформатора в режимі раптового вмикання ненавантаженого пристрою на

джерело напруги. На рис. 3а показано просторовий розподіл вектор-потенціалу квазі-стационарного електромагнітного поля на поперечному перерізі половини тіла трансформатора. Максимальних значень A досягає у зонах обмоток і прилеглих до них. На рис. 3б показано ізометричну проекцію просторового розподілу векторного потенціалу.

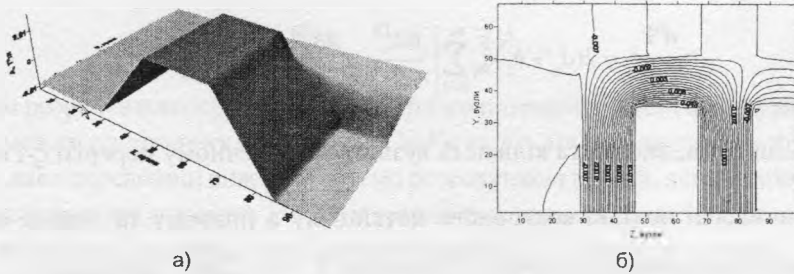


Рис. 3. Просторовий розподіл вектор-потенціалу в момент часу $t = 0.02\text{c}$

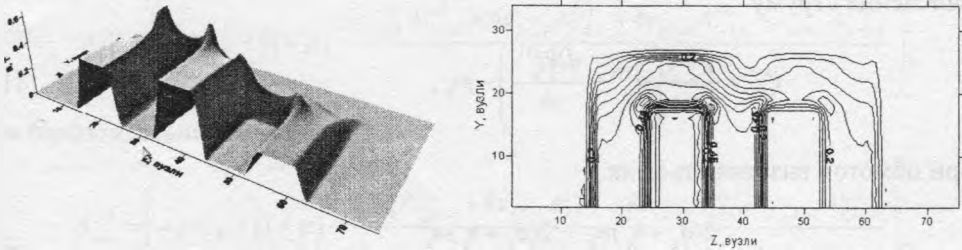


Рис. 4. Просторовий розподіл модуля магнітної індукції в момент часу $t = 0.02\text{c}$

На рис.4а показано просторовий розподіл модуля вектора магнітної індукції. Як видно з рисунка, магнітне поле, зосереджене в зоні магнітопроводу, поступово проникає в сусідні зони і є максимальним в центрі перерізу (рис.1,2). На рис. 3б показано ізометричну проекцію, яка відповідає розподілу з рис. 4а.

На рис. 5 показано просторовий розподіл y -ї компоненти вектора магнітної індукції. Як видно з рисунка, y -та складова вздовж осі z і в зоні діелек-

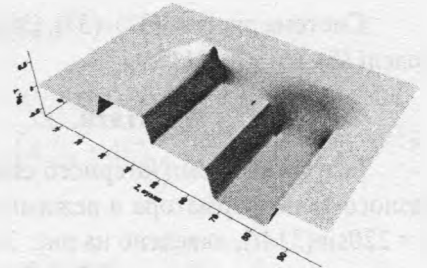


Рис. 5. Просторовий розподіл y -ї складової магнітної індукції в момент часу $t = 0.02\text{c}$

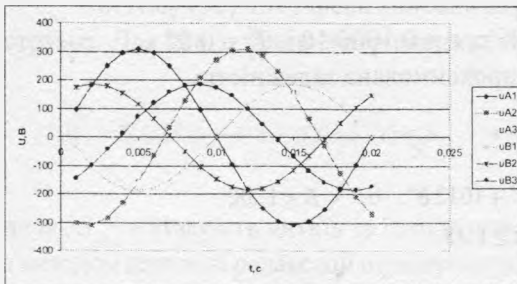


Рис. 6. Часові залежності первинних та вторинних напруг

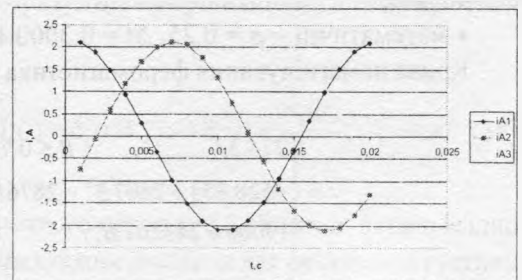


Рис. 7. Часові залежності первинних струмів

трика практично дорівнює нулю. Додатні і від'ємні значення u -ї складової відповідають додатному значенню струму.

На рис.6,7. показано часові залежності розрахункових вторинних напруг і первинних струмів перехідного процесу понижувального 2-обмоткового трифазного трансформатора у режимі холостого ходу. Величини вторинних напруг майже у два рази менші за відповідні первинні напруги, що параметрам трансформатора. Напряга первинної обмотки випереджує превинний струм відповідної обмотки на 88° . Струми зсунуті між собою за фазою на 180° .

Висновки

Розроблено теоретичні засади аналізу перехідних процесів трифазного трансформатора з шихтованим магнітпроводом з урахуванням вихрових електромагнітних полів у поперечному перерізі обмоток намагнічування. Теоретичні результати проілюстровано на прикладі побудови польової математичної моделі трифазного трансформатора з шихтованим магнітопроводом в режимі заданих електричних напруг.

При розв'язанні польових задач математичного моделювання периферійних пристроїв систем управління й автоматики треба використовувати неявні методи числового інтегрування рівнянь електромагнітного поля та релаксаційні методи покращання збіжності ітераційних циклів при розв'язанні дискретизованих за простором нелінійних алгебричних рівнянь.

Розроблені комп'ютерні програми розрахунку перехідних процесів трифазного трансформатора з шихтованим магнітопроводом можуть бути використані при аналізі режимів його роботи як окремого елемента, а також і при його роботі у складі систем управління.

1. Блажкевич Б. І. Основні методи аналізу електричних кіл. – К.: Вид-во АН УРСР, 1961.
2. Бондаренко В. М. Методы и алгоритмы анализа нелинейных электрических и электронных цепей. ИЭД АН УССР: Автореф. дис... д-ра техн. наук. – К., 1975.
3. Демирчан К. С., Чечурин В. А. Машинный расчет электромагнитных полей. – М.: Вища школа. – 1991. – 240 с.
4. Нейман Л. Р., Демирчан Х. С. Развитие методов теории электромагнитного поля и теории электрических и магнитных цепей. Участие в этой области научных советов Академии наук СССР // Изв. АН СССР: Энергетика и транспорт. – 1974. – №3.
5. Васильев А. Б., Зенова В. П., Лурье А. Н., Мильман Л. И., Панибратец А. Н., Петрова А. Г. Вопросы расчета магнитного поля и электродинамической стойкости трансформаторов при коротком замыкании // 8 Всесоюз. научн.-техн. конф. по трансформаторостр., Запорожье, 12-14 сентября 1990: Тез. докл. – Запорожье, 1990. – С. 103.
6. Петрушенко Е. И. К расчету трехмерных магнитных полей в кусочно-однородных средах с помощью векторных интегральных уравнений // Электронное моделирование. – 1983. – № 5. – С. 27–32.
7. Степанов А. И., Суханов В. В. К вопросу расчета трехмерных электромагнитных полей в электроэнергетических системах. Методы и средства решения краевой задачи. – Л., 1981. – С. 98–105.
8. Nowak L., Demenko A. 3D coupled field-circuit simulation of electromagnetic transients taking the nonlinearity into account. XIV Symposium Electromagnetic phenomena in nonlinear circuits. May 29-June 1, 1996, Poznan, Poland: XIV EPNC'96. - Poznan, 1996, p. 1-6.
9. Чабан В., Пелешко Д., Пелех В. Поєднання рівнянь вектор-потенціала й вектора магнетної індукції в задачах електродинаміки 1-st International modelling school. - Autumn '96. September 12-17, 1996. Alushta, Ukraine. Procceding, Rzeszow, 1996, p. 82.
10. Nicolet A. Implisit Runge-Kutta methods in magnetodynamic problems. XIV Symposium Electromagnetic phenomena in nonlinear circuits. May 29 - June 1, 1996. Poznan, Poland: XIV EPNC'96. - Poznan, 1996, p. 25-30.

11. Tchaban V., Chromiak J., Peleshko D. Principle of field mathematical model construction of electrotechnical devices. ISTS UEES'95, Szczecin, p.363-366.
12. Чабан В. Методи нелінійної електротехніки. – Львів: Світ, 1990.
13. Чабан В. Чисельні методи. Львів: В-во НУ "Львівська політехніка", 2001.

І.Огородник

Національний університет "Львівська політехніка"

УДК 621. 363. 6

УПРАВЛІННЯ ВПРОВАДЖЕННЯМ НОВИХ ІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ НА ПІДПРИЄМСТВІ

© Огородник І., 2003

Розглянуто системний підхід до управління впровадженням автоматизованих інформаційних технологій. Здійснено системний аналіз цілей функціонування автоматизованих інформаційних систем для обґрунтування вимог до її функціональної структури. Розроблено технологічну схему управління впровадженням.

The system approach to management of introduction by the automated information technologies (AIT) considered. The system analysis of the purposes AIT is carried out for the substantiation of the requirements to its functional structure. The technological circuit of management of the introduction is developed.

Вступ

Впровадження сучасних автоматизованих інформаційних технологій – це високозатратна акція, яка вимагає добре продуманих, спланованих і обґрунтованих кроків щодо вибору програмних і технічних засобів АІС, а також організації робіт з її впро-