

практика: Вісн. ХПІ. Спец. вип. Харьков. 1998. С.189–200. 3. Плахтына Е.Г. Математическое моделирование электромашино-вентильных систем. Львів, 1986. 4. Плахтына Е.Г. Применение метода узловых потенциалов для расчёта переходных процессов в электрических цепях // Теоретическая электротехника. 1978. Вып.24. С.44–46.

УДК 621.311.001.57

**Перхач В., Горячко В.**

ДУ “Львівська політехніка”, кафедра ТЗЕ

## **МАТЕМАТИЧНА ТА ЦИФРОВА МОДЕЛЬ СИНХРОННОГО ТУРБОГЕНЕРАТОРА НА ОСНОВІ ЄДИНОГО МАГНЕТНОГО ПОТОКУ**

© Перхач В., Горячко В., 2000

**Розроблено квазіеталонну математичну та цифрову модель синхронного турбогенератора без розділення магнетного потоку на основний та розсіяння з пришивдшенням усталення режимів.**

Для дослідження електромагнетних перехідних процесів й усталених режимів у миттєвих координатах електропересильні надвисокої напруги нами розроблено квазіеталонні моделі (КЕМ) її структурних елементів. Модель синхронного турбогенератора (СТГ) як і моделі електромагнетних апаратів формуємо на підставі єдиного магнетного потоку без його розділення на основний та розсіювання [1].

Для цього весь простір СТГ розбиваємо на елементарні об’єми. Поле у них з певним наближенням можна вважати однорідним і тому ці об’єми подаємо зосередженими диференційними магнетними опорами. Так магнетну систему СТГ апроксимуємо планарним магнетним колом із припущенням плоскопаралельності магнетного поля машини (рис.1). Очевидно, рівень адекватності моделі визначається шириною кроку дискретизації, яка тут змінюється, залежно від геометрії магнетного кола.

Ампер-веберні характеристики цих опорів визначаємо за їх геометричними розмірами й основною кривою намагнетчування матеріялу магнетопровода (рис.2).

Якщо до елементарного об’єму входять ділянки з різними магнетними характеристиками (наприклад, зубцево-гарова зона статора та ротора), то усереднені ампер-веберні характеристики  $F(\Phi)$  таких об’ємів визначаємо еквівалентуванням певним способом злучених елементів (рис.3).

Поле розсіяння в чолових частинах машини еквівалентуємо навоєм індуктивності, увімкненим послідовно з обвитками машини. Параметри цього навою залежать від конструкції та розмірів СТГ і визначаються за довідниками з проектування електричних машин [2]. Для обвиток статора цю індуктивність визначаємо як

$$L = 0.0013(w/10)^2 I_n / U_n / 3D_1 / p^2 k_{об}^2 \cdot 10^{-4}, \quad (1)$$

де  $w$  – кількість витків обвитки;  $I_n$ ,  $U_n$  – номінальні струм і напруга СТГ;  $D_l$  – діаметр статора;  $p$  – кількість пар полюсів;  $k_{об}$  – коефіцієнт обвитки.

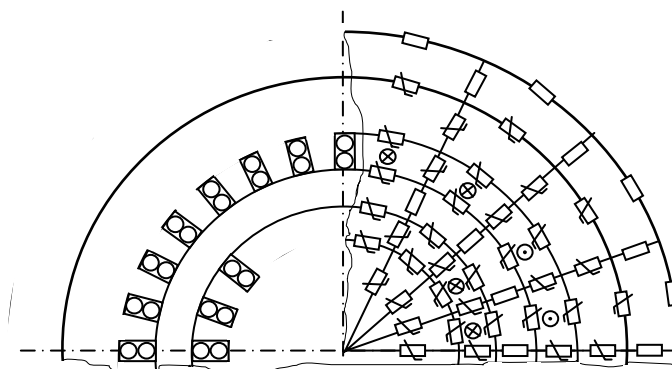


Рис.1. Схема магнетного кола СТГ.

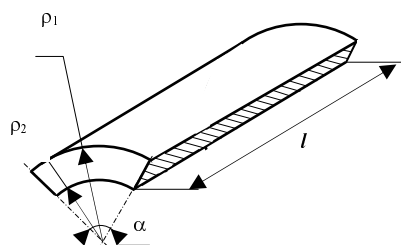


Рис.2. Елементарний об'єм СТГ.

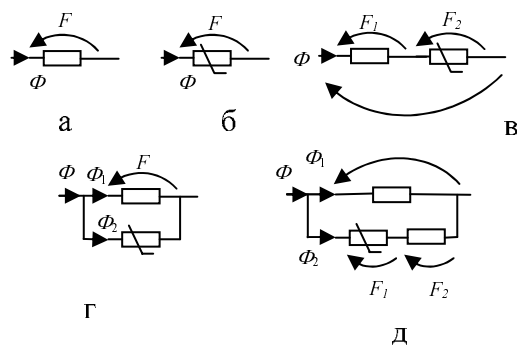
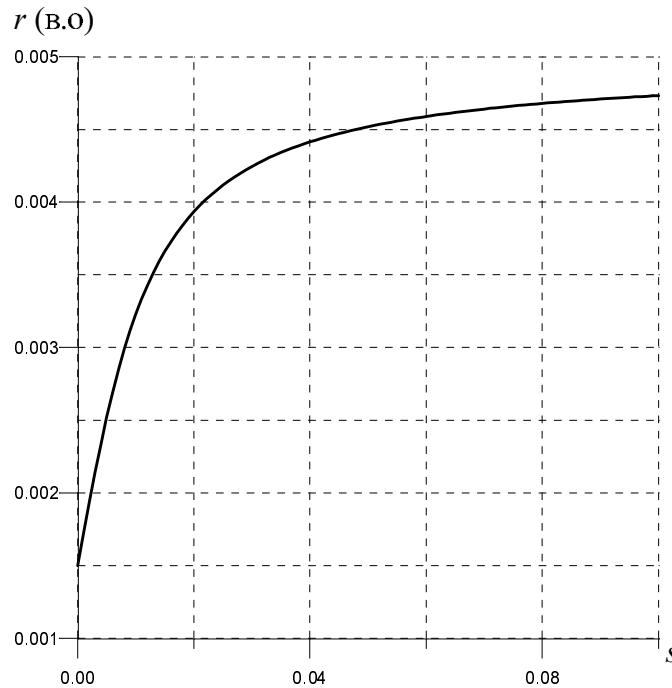


Рис.3. Представлення елементарного об'єму в схемах магнетного кола.

Якщо бандаж обвитки виконано з магнетного матеріалу, то значення індуктивності беремо в півтора раза більшим [2].

Масив ротора в моделі електричного кола СТГ еквівалентуємо двома короткозамкненими контурами у вісях  $d$  і  $q$ . Резистанси цих контурів отримано на підставі розрахунків поля методом скінченних елементів [4]. На рис.4 зображено залежність такого резистансу  $r$  від ковзання  $s$  у відносних одиницях (в.о.) Можливе еквівалентування струмів масиву ротора також струмами в кожному елементарному об'ємі. Як показали розрахунки у праці [5], ці два підходи дають дуже близькі висліди. Тут застосовано перший спосіб, який значно підвищує економічність моделі за рахунок зменшення кількості диференціальних рівнянь контурів СТГ.



**Рис.4.** Крива залежності резистансу еквівалентних обвиток ротора від ковзання.

Векторні рівняння математичної моделі СТГ мають вигляд

$$\mathbf{\Gamma}_m \vec{F}(\Phi_K) = \vec{T}_K; \quad (2)$$

$$\mathbf{\Pi}_e \vec{i} = 0; \quad (3)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e (d\vec{\Psi} / dt + \mathbf{L}d\vec{i} / dt + \mathbf{R}\vec{i}) = \mathbf{\Gamma}_e \vec{u}; \quad (4)$$

$$\vec{\Psi} = \mathbf{W} \vec{\Phi}_K; \quad (5)$$

$$\vec{T}_K = \mathbf{W}_t \vec{i}; \quad (6)$$

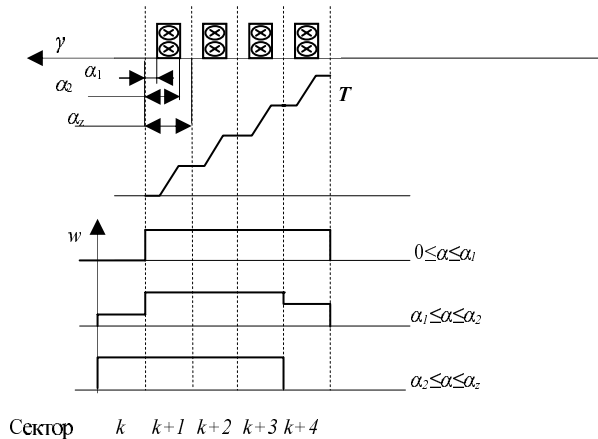
$$Jd\omega / dt + M_E - M_T = 0; \quad (7)$$

$$d\gamma / dt = \omega, \quad (8)$$

де  $\mathbf{\Gamma}_m$ ,  $\mathbf{\Pi}_e$ ,  $\mathbf{\Gamma}_e$  – друга матриця інциденцій магнетного кола та перша й друга матриця інциденцій електричного кола СТГ;  $\vec{F}$  – вектор-стовпець магнетних напруг віток магнетного кола;  $\vec{T}_K$  – вектор-стовпець контурних намагнетчувальних сил;  $\vec{\Psi} = (\Psi_a, \Psi_b, \Psi_c, \Psi_f, \Psi_d, \Psi_q)_t$  – вектор-стовпець поточкозчеплень фаз  $a, b, c$  статора, обвитки збудження, поздовжньо-поперечних контурів ротора СТГ;  $\vec{u} = (u_a, u_b, u_c, u_f, 0, 0)_t$  – вектор-стовпець відповідних напруг;  $\vec{i} = (i_a, i_b, i_c, i_f, i_d, i_q)_t$  – вектор-стовпець відповідних струмів;  $\mathbf{R} = \text{diag}(r_a, r_b, r_c, r_f, r_d, r_q)$  – діагональна матриця відповідних резистансів обвиток СТГ;  $\mathbf{L} = \text{diag}(L_a, L_b, L_c, L_f, 0, 0)$  – діагональна матриця індуктивностей розсіювання обвиток в чолових частинах ротора;  $J$  – момент інерції ротора СТГ;  $\omega$  – кутова швидкість обертання ротора;  $\gamma$  – координата обертання ротора;  $M_E$  – електромагнетний момент машини;  $M_T$  – момент турбіни.

Магнетний стан СТГ описуємо скінченними рівняннями (2) у контурних координатах. Саме ці рівняння в основному визначають порядок системи рівнянь моделі.

Електричний стан машини описуємо диференційно-скінченними рівняннями (3), (4) у фазних координатах, що дозволяє найбільш адекватно моделювати розподіл намагнечувальних сил у статорі та досліджувати не лише симетричні, але й несиметричні електромагнетні перехідні процеси чи усталені режими. Залежність між потокозчепленнями та контурними магнетними потоками, контурними намагнечувальними силами й струмами подано у рівняннях (5) і (6). У цифровій моделі СТГ нами створено окремий модуль визначення елементів матриці кількості витків  $\mathbf{W}$  на кожному кроці інтегрування. Елемент  $w_{jk}$  цієї матриці визначає кількість витків  $k$ -ї обвитки, що знаходиться в  $j$ -му контурі магнетного кола (рис.1). Для відомого розподілу трифазної обвитки статора тут можна врахувати й укорочення кроку обвитки та наявність скосу гар тощо. Загалом елементи матриці визначаються координатою обертання ротора  $\gamma$ . На рис.5 зображено приклад визначення кількості витків одного полюса фази у секторах (контурах) зубцево-гарового шару статора.



**Рис.5.** Криві намагнечувальної сили та витків двошарової обвитки полюса однієї фази з  $q=4$ .

У КЕМ СТГ входять диференційні рівняння механічного руху (6) і (7). Тут електромагнетний момент  $M_E$  визначаємо на кожному кроці інтегрування як

$$M_E = R_e l_p \sum_{j=1}^s (B_{n,j} w_{p,j} i_p), \quad (9)$$

де  $l_p$  – активна довжина ротора,  $R_e$  – еквівалентний радіус зубцевого шару ротора,  $B_n$  – нормальна складова індукції  $j$ -го сектора зубцевого шару ротора (визначаємо за контурними магнетними потоками та площами еквівалентних об'ємів),  $w_{pj}$  – кількість витків обвиток ротора у  $j$ -му секторі,  $i_p$  – струм обвитки ротора (збудження й еквівалентних демпферних).

Електромагнетний момент  $M_E$  для усталеного режиму можна також визначити за формулою

$$M_E = P_E / \omega = 3EI \cos \varphi / \omega, \quad (10)$$

де  $P_E$  – електромагнетна потужність СТГ;  $\varphi$  – зсув фаз струму та напруги.

Порівняння значень електромагнетного моменту  $M_E$  для усталеного режиму, отриманих на підставі формул (9) і (10), підтверджують високу точність формули (9).

Повна модель СТГ містить також логіко-диференційну підмодель автоматики (автоматичного регулювання збудження сильної дії й автоматичного регулювання швидкості турбіни).

Враховуючи різні сталі часу в рівняннях електромагнетного стану (3) та рівняннях руху (6), (7), коректним є розділене інтегрування цих рівнянь. Тим більше, що для дослідження багатьох короткотривалих електромагнетних процесів частоту обертання ротора можна вважати сталою величиною. В іншому випадку, коли це припущення є недопустимим, алгоритм розрахунку такий.

Спочатку на  $k$ -му кроці інтегрування за електромагнетними векторами  $\vec{i}_k$ ,  $\vec{\Phi}_{\kappa,k}$  з рівняння (9) визначаємо електромагнетний момент  $M_{E,k}$ . Частоту обертання ротора  $\omega_k$  знаходимо з рівняння руху (7)

$$\omega_k = a_0^{-1} h J^{-1} (M_T - M_{E,k} - a_s h^{-1} \sum_{s=1}^p \omega_{k-s}). \quad (11)$$

Тоді координату обертання ротора на  $k+l$ -му кроці визначаємо як

$$\gamma_{k+1} = \gamma_k + \omega_k h. \quad (12)$$

За координатою обертання формуємо матрицю витків  $\mathbf{W}_{k+1}$  і переходимо до інтегрування нелінійних диференційно-скінченних рівнянь електромагнетного стану (2), (3), (4).

Дискретна модель електричних і магнетних кіл СТГ у методі формул диференціювання назад (ФДН) з подальшим використанням методу Ньютона у векторній формі набуває вигляду [6]

$$\left\| \begin{array}{cc} \Gamma_m (\partial \vec{F} / \partial \vec{\Phi})_{k+1}^{(l)} \Gamma_{m,t} - \mathbf{W}_{t,k+1} & \\ 0 & \mathbf{\Pi}_e \\ a_0 h^{-1} \Gamma_e \mathbf{W}_{k+1} & \mathbf{\Gamma}_e \mathbf{R} \end{array} \right\| \times \left\| \begin{array}{c} \Delta \vec{\Phi}_{\kappa,k+1}^{(l)} \\ \Delta \vec{i}_{k+1}^{(l)} \end{array} \right\| =$$

$$= \left\| \begin{array}{c} \Gamma_m \vec{F}(\vec{\Phi}_{\kappa,k+1}^{(l)}) - \mathbf{W}_t \vec{i}_{k+1}^{(l)} \\ \mathbf{\Pi}_e \vec{i}_{k+1}^{(l)} \\ \mathbf{\Gamma}_e (a_0 h^{-1} \mathbf{W}_{k+1} \vec{\Phi}_{\kappa,k+1}^{(l)} + h^{-1} \sum_{s=1}^p a_s \mathbf{W}_{k+1-s} \vec{\Phi}_{\kappa,k+1-s} - \mathbf{R} \vec{i}_{k+1}^{(l)} - \vec{u}_{k+1}) \end{array} \right\|, \quad (13)$$

де  $a_0, a_s$  – коефіцієнти методу ФДН,  $h$  – крок інтегрування,  $p$  – порядок методу ФДН,  $l$  – порядковий номер кроку ітерації методу Ньютона.

Нові наближення визначаємо як

$$(\vec{\Phi}_{\kappa,k+1}^{(l+1)}, \vec{i}_{k+1}^{(l+1)})_t = (\vec{\Phi}_{\kappa,k+1}^{(l)}, \vec{i}_{k+1}^{(l)})_t - (\Delta \vec{\Phi}_{\kappa,k+1}^{(l)}, \Delta \vec{i}_{k+1}^{(l)})_t. \quad (14)$$

Для інтегрування застосовано метод ФДН зі змінним кроком і порядком. Для покращання стійкості часто обмежуємося другим порядком ( $p=2$ ), оскільки для  $p=3-6$  метод стає  $\Lambda(\alpha)$ -стійким.

Зазначимо, що прийнята тут форма застосування неявного методу ФДН дозволяє подати індуковану ЕРС у зручному й економному вигляді

$$(d\vec{\Psi} / dt)_{k+1} = a_0 h^{-1} \vec{\Psi}_{k+1} + h^{-1} \sum_{s=1}^p a_s \vec{\Psi}_{k+1-s}. \quad (15)$$

Враховуючи рівняння (5), отримуємо на підставі [6]

$$(d(\mathbf{W}\bar{\Phi}_\kappa)/dt)_{k+1} = a_0 h^{-1} \mathbf{W}_{k+1} \bar{\Phi}_{\kappa,k+1} + h^{-1} \sum_{s=1}^p a_s \mathbf{W}_{k+1-s} \bar{\Phi}_{\kappa,k+1-s}. \quad (16)$$

У наявній літературі індуковану ЕРС звичайно подають як суму ЕРС обертання й ЕРС трансформації

$$d(\mathbf{W}\bar{\Phi}_\kappa)/dt = d\mathbf{W}/dt \bar{\Phi}_\kappa + \mathbf{W} d\bar{\Phi}_\kappa/dt. \quad (17)$$

Апроксимуючи [17] у методі ФДН, отримуємо

$$\begin{aligned} (d(\mathbf{W}\bar{\Phi}_\kappa)/dt)_{k+1} &= a_0 h^{-1} \mathbf{W}_{k+1} \bar{\Phi}_{\kappa,k+1} + h^{-1} \sum_{s=1}^p a_s \mathbf{W}_{k+1} \bar{\Phi}_{\kappa,k+1-s} + \\ &+ a_0 h^{-1} \mathbf{W}_{k+1} \bar{\Phi}_{\kappa,k+1} + h^{-1} \sum_{s=1}^p a_s \mathbf{W}_{k+1-s} \bar{\Phi}_{\kappa,k+1}. \end{aligned} \quad (18)$$

Для порівняння обох моделей ЕРС нами було реалізовано тестову програму апроксимації ЕРС за методом ФДН для заданих лінійної у часі  $\mathbf{W}$  і гармонійної функції  $\Phi$ . Порівняння математичних експериментів з отриманою аналітичним способом похідною дали практично однакові висліди. Це стало підтвердженням правильності й передовсім доцільності застосування саме такої апроксимації ЕРС.

Враховуючи те, що матриця Якобі в рівнянні (13) є обрамленою діагонально-стрічковою (рис.6), нами застосовано оптимізований алгоритм розв'язування системи рівнянь.

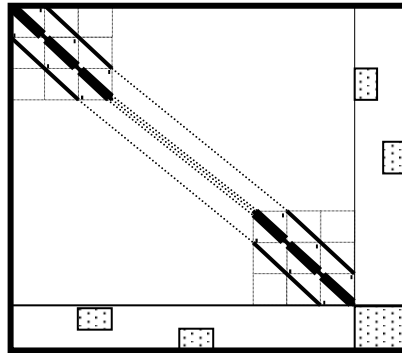


Рис.6. Структура матриці Якобі

Рівняння (12) як блокове має вигляд

$$\begin{vmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \bar{y}_1 \\ \bar{y}_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \bar{b}_1 \\ \bar{b}_2 \end{vmatrix}; \quad (19)$$

Використовуючи метод підставлення, отримуємо

$$\bar{y}_2 = \mathbf{A}_{22}^{-1} (\bar{b}_2 - \mathbf{A}_{21} \bar{y}_1); \quad (20)$$

$$\mathbf{A}_{11} \bar{y}_1 + \mathbf{A}_{12} \mathbf{A}_{22}^{-1} \bar{b}_2 - \mathbf{A}_{12} \mathbf{A}_{22}^{-1} \mathbf{A}_{21} \bar{y}_1 = \bar{b}_1; \quad (21)$$

$$(\mathbf{A}_{11} - \mathbf{A}_{12} \mathbf{A}_{22}^{-1} \mathbf{A}_{21}) \bar{y}_1 = \bar{b}_1 - \mathbf{A}_{12} \mathbf{A}_{22}^{-1} \bar{b}_2, \quad (22)$$

чи в компактному вигляді

$$\mathbf{C} \bar{y}_1 = \bar{d}. \quad (23)$$

Належить зауважити, що матриця  $\mathbf{C}$  у рівнянні (23) в блоковому вигляді є діагонально-стрічковою. Це дозволяє використати для отримання вектора контурних магнених потоків оптимізований алгоритм узагальненого методу Гаусса. Потім за рівнянням (20) отримуємо зі системи рівнянь невисокого порядку вектор струмів обвиток СТГ.

На підставі наведеної тут математичної моделі нами реалізовано алгоритмічною мовою TURBO PASCAL цифрову модель синхронного турбогенератора. Крім цього, для отримання усталених режимів у високодобротних контурах, якими є обвитки СТГ, сформовано також цифрову модель пришвидження усталення режимів СТГ [5]. Це дає можливість отримати початкові умови для дослідження перехідних процесів, а також визначити паспортні характеристики СТГ (наприклад, ВКЗ – відношення короткого замикання) для підтвердження адекватності запропонованої моделі.

У зв'язку з наявністю високодобротних контурів СТГ, пряме інтегрування моделі електромагнетного стану до отримання усталеного режиму неефективне, оскільки тривалість перехідних процесів надто велика.

Застосувавши метод Ньютона до періодичних крайових умов

$$\vec{i}_T - \vec{i}_0 = 0, \quad (24)$$

де  $\vec{i}_T, \vec{i}_0$  – вектори-функції струмів СТГ відповідно в кінці та на початку періоду  $T$ , отримуємо

$$\mathbf{W}(\vec{i}_0^{(m)}) \Delta \vec{i}_0^{(m)} = \vec{i}_T^{(m)} - \vec{i}_0^{(m)}; \quad (25)$$

$$\vec{i}_0^{(m+1)} = \vec{i}_0^{(m)} - \Delta \vec{i}_0^{(m)}. \quad (26)$$

У рівнянні (25) матриця Якобі визначається як

$$\mathbf{W}(\vec{i}_0) = \partial \vec{i}_T / \partial \vec{i}_0 - \mathbf{E}, \quad (27)$$

де  $\partial \vec{i}_T / \partial \vec{i}_0$  – фундаментальна матриця (матриця переходів).

У розробленій моделі пришвидження усталення є можливість визначення елементів фундаментальної матриці як аналітично, так і числовим методом.

Для аналітичного визначення фундаментальної матриці систему рівнянь стану КЕМ (2), (3), (4) запишемо у варіаціях [7]

$$\mathbf{\Gamma}_m \partial \vec{F} / \partial \vec{\Phi} \partial \vec{\Phi}_k / \partial \vec{i}_0 - \mathbf{W}_t \partial \vec{i} / \partial \vec{i}_0 = 0;$$

$$\mathbf{\Pi}_e \partial \vec{i} / \partial \vec{i}_0 = 0; \quad (28)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e \mathbf{W} d(\partial \vec{\Phi}_k / \partial \vec{i}_0) dt + \mathbf{\Gamma}_e \mathbf{R} \partial \vec{i} / \partial \vec{i}_0 = 0.$$

Апроксимуючи похідну в методі ФДН

$$d(\partial \vec{\Phi}_k / \partial \vec{i}_0)_{k+1} / dt = a_0 / h (\partial \vec{\Phi}_k / \partial \vec{i}_0)_{k+1} + 1/h \sum_{s=1}^p a_s (\partial \vec{\Phi}_k / \partial \vec{i}_0)_{k+1-s}, \quad (29)$$

отримуємо

$$\left\| \begin{array}{cc} \mathbf{\Gamma}_m (\partial \vec{F} / \partial \vec{\Phi})_{k+1} \mathbf{\Gamma}_{mt} - \mathbf{W}_t & \\ \mathbf{0} & \mathbf{\Pi}_e \\ a_0 / h \mathbf{\Gamma}_e \mathbf{W} & \mathbf{\Gamma}_e \mathbf{R} \end{array} \right\| \times \left\| \begin{array}{c} (\partial \vec{\Phi}_k / \partial \vec{i}_0)_{k+1} \\ (\partial \vec{i} / \partial \vec{i}_0)_{k+1} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} 0 \\ 1/h \sum_{s=1}^p a_s \mathbf{\Gamma}_e \mathbf{W} (\partial \vec{\Phi}_k / \partial \vec{i}_0)_{k+1-s} \end{array} \right\|. \quad (30)$$

Як бачимо, матриці Якобі у моделях (30) і (13) відповідають одна одній. Це дає змогу формувати матрицю переходів під час числового інтегрування рівнянь електромагнетного

стану. Для визначення елементів кожного стовпця матриці  $\partial \vec{i} / \partial \vec{i}_0$  нами застосовано описаний вище оптимізований алгоритм узагальненого методу Гаусса. Зрозуміло, що обсяг обчислень для визначення елементів фундаментальної матриці таким способом є досить великим. Тому разом з аналітичним нами розроблено числовий спосіб отримання елементів матриці

Для цього необхідно проінтегрувати рівняння електромагнетного стану від  $t=0$  до  $t=T$  з початковими умовами  $\vec{i}_0$  та  $\vec{i}_0 + \Delta \vec{i}_0$ , де  $\Delta \vec{i}_0 = (0, 0, \dots, \Delta i_{0,k}, \dots, 0)_t$  – вектор-стовпець малих збурень.

Тоді  $(j,k)$ -й елемент фундаментальної матриці на  $m$ -му кроці ітерації обчислюється за формулою

$$(\partial i_j(T, \vec{i}_0) / \partial i_{0,k})^{(m)} \cong (i_j(T, \vec{i}_0^{(m)} + \Delta \vec{i}_0) - i_j(T, \vec{i}_0^{(m)})) / \Delta i_{0,k}. \quad (31)$$

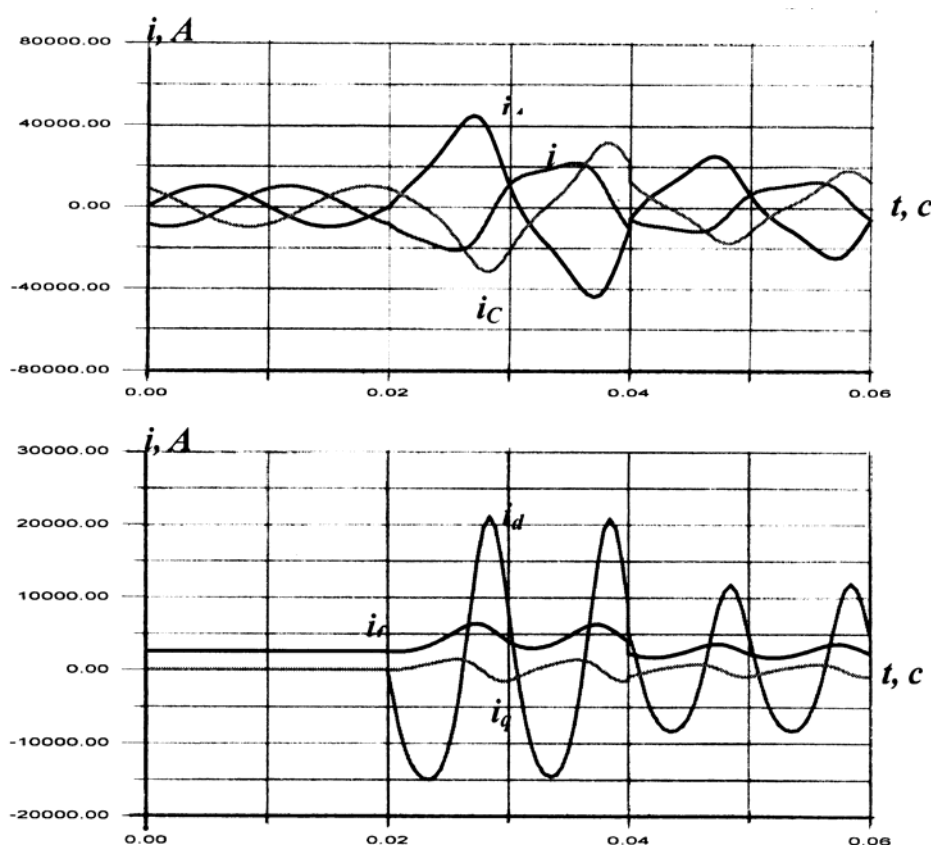


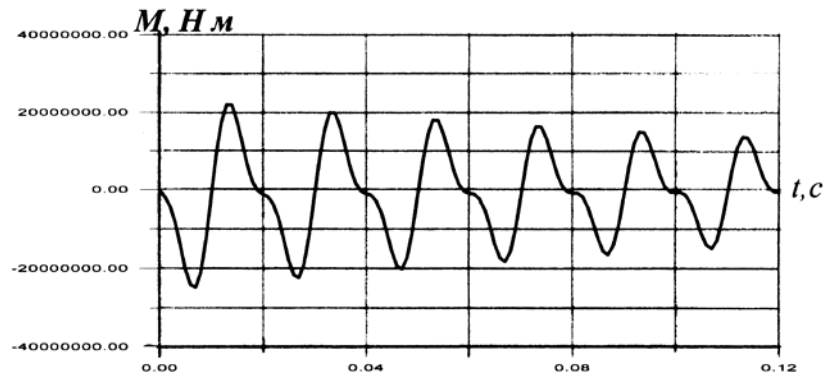
Рис.7. Однофазне КЗ ТГВ-200 у режимі номінального навантаження.

Для визначення всіх елементів фундаментальної матриці на одному кроці методу Ньютона рівняння стану спочатку необхідно проінтегрувати протягом періоду з певними початковими умовами, а потім давати малий приріст початковим значенням кожного струму. Враховуючи те, що у КЕМ СТГ маємо 6 струмів, за час, еквівалентний 21 періоду прямого інтегрування, можна отримати усталений режим.

Як показали математичні експерименти, модель пришвидшення усталення з числовим визначенням матриці переходів при тих самих результатах є економічнішою.

На моделях аналізу перехідних процесів і пришвидшення усталення режимів СТГ виконано математичні експерименти. Висліди деяких з них показані на рис.7–8.





**Рис.8.** Крива електромагнетного моменту ТГВ–200 під час увімкнення на трифазне КЗ.

Аналіз хвильових діаграм СТГ тестових математичних експериментів на цифрових моделях перехідних процесів і пришвидшення усталення режимів СТГ та порівняння інтегральних параметрів з паспортними значеннями підтверджують високу адекватність запропонованих КЕМ.

КЕМ СТГ і модель пришвидшення усталення режимів втілюється в широко відомий в українських і російських ЕЕС діалоговий автоматизований комплекс аналізу режимів (ДАКАР) [8].

1. Перхач В., Совин Р., Горячко В. Квазіеталонна цифрова модель синхронної машини як елемента електроенергетичної системи // Вісн. ДУ “Львівська політехніка”. 1995. № 288. С.74–78. 2. Хуторецкий Г.М., Токов М.И., Толвинская Е.В. Проектирование турбогенераторов. Л., 1987. 3. Асанбаев В.Н., Шумилов Ю.А., Струневич Е.В. и др. Определение параметров электрической машины переменного тока с массивным ротором на основе расчетов поля методом конечных элементов. К., 1984. (Препр. / АН УССР, Ин-т электродинамики; № 358). 4. Богославский Ю.М., Прокофьев Ю.А., До Нгуен Хынг. Имитационное моделирование асинхронных режимов в станциях, содержащей СТГ и АСТГ // Технічна електродинаміка. 1997. № 5. С.42–48. 5. Перхач В., Горячко В. Математичне моделювання усталення режимів синхронної машини // Вісн. ДУ “Львівська політехніка”. 1997. № 334. С.81–85. 6. Перхач В.С. Математичні задачі електроенергетики. Львів, 1989. 7. Перхач В.С., Гоголюк П.Ф., Рижий Т.І. та ін. Усталення режимів насиченої неявнополюсної машини в миттєвих координатах // Техн.електродинаміка. 1992. № 3. С.82–85. 8. Скрипник О.І. ДАКАР обчислювальний комплекс аналізу режимів і процесів електроенергетичних систем // Техн. електродинаміка. 1998. Спец. вип.