

УДК 621.313.30

ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА

Г. Л. Арешян

**Теория установившихся процессов однофазных индукторных генераторов с пульсирующим потоком**

(Представлено академиком АН Армянской ССР А. Г. Иосифьяном 6/IV 1974)

1. *Основная система уравнений мос.* Система дифференциальных уравнений электрических цепей однофазных индукторных генераторов с пульсирующим потоком представима в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\psi_n}{dt} + r_n i_n &= u_n \\ \frac{d\psi_c}{dt} + (r_c + r_n) i_c + L_n \frac{di_c}{dt} + \frac{1}{c_n} \int_{-\infty}^t i_c dt &= 0 \\ \frac{d\psi_a}{dt} + r_a i_a &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где:  $\psi_a, i_a, r_a$  ( $a = в, с, д$ ) — потокосцепления, токи и активные сопротивления обмоток возбуждения (ОВ), силовой (ОС) и демпферной (ОД);  $r_n, L_n, c_n$  — параметры внешней нагрузки ОС:

Выразим потокосцепления через магнитные потоки

$$\psi_a = w_a \varphi_a \quad (a = в, с, д), \quad (2)$$

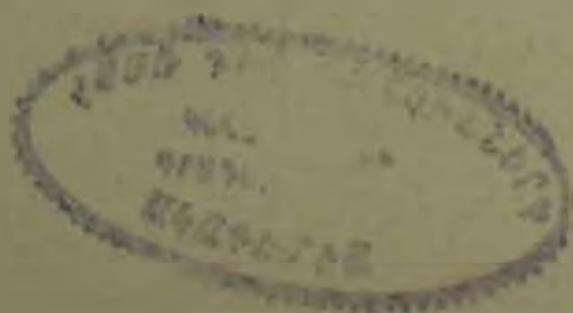
а магнитные потоки через магнитные проводимости и токи (или мдс):

$$\varphi_a = \sum_{\beta} \lambda_{a\beta} w_{\beta} i_{\beta} = \sum_{\beta} \lambda_{a\beta} f_{\beta} \quad (a, \beta = в, с, д). \quad (3)$$

Для рассматриваемых генераторов проводимости равны:

$$\lambda_{a\beta} = \lambda_{a\beta 0} + \sum_{m=1}^j \lambda_{a\beta m} \cos m\gamma \quad (a, \beta = в, с, д), \quad (4)$$

где  $\gamma$  — угол положения ротора относительно статора и при постоянной скорости вращения  $\gamma = \omega_1 t + \gamma_0$ . Примем начало отсчета времени в момент, когда ось зубца ротора совпадает с осью зубца статора в зоне, которая охвачена катушкой ОС. Тогда  $\gamma_0 = 0$  и  $\gamma = \omega_1 t$ . Поставим



задачу: не прибегая к прямому решению дифференциальных уравнений (1), получить для установившихся процессов, алгебраическую систему уравнений мдс, которая даст возможность определить мдс (токи) во всех трех обмотках с точностью до высших гармонических мдс порядка „s“ соответствующего порядку высших гармонических магнитных проводимостей (см. ур. (4)). Из экспериментов известно, что в машинах рассматриваемого типа, в установившихся режимах во всех трех обмотках имеется целый спектр гармоник токов, причем некоторые гармоники (при неблагоприятном сочетании параметров машины) по величине могут достигать относительно значительных величин. Поэтому разработка аналитических методов их расчета крайне необходима. В работах, посвященных теории однофазных индукторных машин, были предложены графо-аналитические (векторные диаграммы) и чисто аналитические методы расчета токов этих машин (1-4). Однако задача в таком полном объеме, в каком она сформулирована выше, не ставилась и не решалась.

Приступим к решению сформулированной задачи. Зададим токи в установившемся режиме выражениями:

$$\left. \begin{aligned} i_n(t) &= I_{n0} + \sum_{\nu=1}^s I_{n\nu}^d \cos \nu\gamma + \sum_{\nu=1}^s I_{n\nu}^q \sin \nu\gamma \\ i_c(t) &= \sum_{\nu=1}^s I_{c\nu}^d \cos \nu\gamma + \sum_{\nu=1}^s I_{c\nu}^q \sin \nu\gamma \\ i_d(t) &= \sum_{\nu=1}^s I_{d\nu}^d \cos \nu\gamma + \sum_{\nu=1}^s I_{d\nu}^q \sin \nu\gamma \\ \gamma &= \omega_1 t. \end{aligned} \right\} (5)$$

В дальнейшем косинусные амплитуды мдс, потоков и т. д. везде будут снабжаться верхним индексом «d», а синусные — индексом «q». Подставляя в выражения для магнитных потоков уравнения (3) значения проводимостей по уравнению (4) и значения токов по уравнению (5), получаем после перемножения, выражения для амплитуд потоков (постоянные составляющие магнитных потоков не выписываем): от постоянной составляющей мдс ОВ  $f_{n0} = \omega'_n I_{n0}$

$$\Phi_{\alpha\nu n0}^d = \lambda_{\alpha\nu} f_{n0} \quad (6)$$

$$(z = \text{в, с, д}; \nu = 1, 2, \dots, s)$$

от косинусных гармоник мдс порядка „n“  $F_{\beta n}^d = \omega'_n I_{\beta n}^d$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{\alpha\nu\beta n}^d &= 0,5(\lambda_{\alpha\nu, n-\nu} + \lambda_{\alpha\nu, n+\nu})F_{\beta n}^d \\ &\text{при } \nu \neq n, \quad n \neq 0, \\ \Phi_{\alpha\nu\beta n}^d &= (\lambda_{\alpha\nu 0} + 0,5\lambda_{\alpha\nu, 2\nu})F_{\beta n}^d \\ &\text{при } \nu = n \end{aligned} \right\} (7)$$

$$(\alpha, \beta = \text{в, с, д}; \nu = 1, 2, \dots, s)$$

от синусных гармоник мдс порядка  $n$   $F_{\beta n}^d = \omega_{\beta} I_{\beta n}$

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{\alpha, \beta n}^q &= 0,5(\lambda_{\alpha\beta, n-1} - \lambda_{\alpha\beta, n+1})F_{\beta n}^q \quad \text{при } \nu \neq n, n \neq 0 \\ \Phi_{\alpha, \beta n}^q &= (\lambda_{\alpha\beta 0} - 0,5 \lambda_{\alpha\beta, 2\nu})F_{\beta n}^q \quad \text{при } \nu = n. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$(\alpha, \beta = \text{в, с, д}; \nu = 1, 2, \dots, s).$$

Нижние индексы при амплитудах магнитных потоков обозначают: первый индекс  $\alpha$ —обмотку, в которой существует этот поток; второй  $\nu$ —порядок гармоники потока; третий  $\beta$ —обмотку, мдс которой вызывает этот поток; четвертый  $n$ —порядок гармоники мдс.

В уравнениях (7) и (8) должны выдерживаться следующие правила по индексам  $k = n - \nu$ , указывающие порядок гармоник проводимостей:

$$\begin{aligned} \text{при } k < 0 \quad \lambda_{\alpha\beta, k} &= \lambda_{\alpha\beta, -k} \\ \text{при } k = 0 \quad \lambda_{\alpha\beta, k} &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Введем столбцовые матрицы амплитуд мдс и потоков

$$\begin{aligned} F_{\alpha}^{\sigma} &= (F_{\alpha 1}^{\sigma} F_{\alpha 2}^{\sigma} \dots F_{\alpha n}^{\sigma} \dots F_{\alpha s}^{\sigma}) \\ \Phi_{\alpha}^{\sigma} &= (\Phi_{\alpha 1}^{\sigma} \Phi_{\alpha 2}^{\sigma} \dots \Phi_{\alpha s}^{\sigma} \dots \Phi_{\alpha s}^{\sigma}) \end{aligned} \quad (10)$$

$$(\alpha = \text{в, с, д}; \sigma = \text{d, q})$$

Тогда на основе (6)—(8), матрицы амплитуд магнитных потоков будут равны: для обмотки возбуждения

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{в}}^d &= B_{\text{в}} f_{\text{в}0} + D_{\text{вв}} F_{\text{в}}^d + D_{\text{вс}} F_{\text{с}}^d + D_{\text{вд}} F_{\text{д}}^d \\ \Phi_{\text{в}}^q &= Q_{\text{вв}} F_{\text{в}}^q + Q_{\text{вс}} F_{\text{с}}^q + Q_{\text{вд}} F_{\text{д}}^q \end{aligned} \quad (11)$$

для силовой обмотки

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{с}}^d &= B_{\text{с}} f_{\text{с}0} + D_{\text{св}} F_{\text{в}}^d + D_{\text{сс}} F_{\text{с}}^d + D_{\text{сд}} F_{\text{д}}^d \\ \Phi_{\text{с}}^q &= Q_{\text{св}} F_{\text{в}}^q + Q_{\text{сс}} F_{\text{с}}^q + Q_{\text{сд}} F_{\text{д}}^q \end{aligned} \quad (12)$$

для демпферной обмотки

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{д}}^d &= B_{\text{д}} f_{\text{д}0} + D_{\text{дв}} F_{\text{в}}^d + D_{\text{дс}} F_{\text{с}}^d + D_{\text{дд}} F_{\text{д}}^d \\ \Phi_{\text{д}}^q &= Q_{\text{дв}} F_{\text{в}}^q + Q_{\text{дс}} F_{\text{с}}^q + Q_{\text{дд}} F_{\text{д}}^q \end{aligned} \quad (13)$$

В уравнениях (11)—(13) соответствующие матрицы проводимостей равны: при мдс  $f_{\text{в}0}$ —столбцовые матрицы

$$B_{\alpha} = (\lambda_{\alpha\text{в}1} \lambda_{\alpha\text{в}2} \dots \lambda_{\alpha\text{в}s}) \quad (\alpha = \text{в, с, д}) \quad (14)$$

при матрице мдс  $F_{\alpha}^d$ —квадратные матрицы

$$D_{\alpha\beta} = \| d_{\alpha\beta, nk} \|_1^2 \quad (\alpha, \beta = \text{в, с, д})$$

$$d_{\alpha\beta, nk} = 0,5(\lambda_{\alpha\beta, k-n} + \lambda_{\alpha\beta, k+n}) \quad \text{при } n \neq k$$

$$d_{\alpha\beta, nn} = \lambda_{\alpha\beta 0} + 0,5\lambda_{\alpha\beta, 2n} \quad \text{при } n = k \quad (15)$$

при матрице мдс  $F_{\alpha}^q$  — квадратные матрицы

$$Q_{\alpha\beta} = \| q_{\alpha\beta, nk} \|_1^2 \quad (\alpha, \beta = \text{в, с, д})$$

$$q_{\alpha\beta, nk} = 0,5(\lambda_{\alpha\beta, n-k} - \lambda_{\alpha\beta, n+k}) \quad \text{при } n \neq k$$

$$q_{\alpha\beta, nn} = \lambda_{\alpha\beta 0} - 0,5\lambda_{\alpha\beta, 2n} \quad \text{при } n = k \quad (16)$$

Для того, чтобы в матричной форме записать временные значения гармоник магнитных потоков, мдс и токов, вводим диагональные матрицы косинусов и синусов

$$k(\gamma) = |\cos \gamma \cos 2\gamma \dots \cos s\gamma|, \quad S(\gamma) = |\sin \gamma \sin 2\gamma \dots \sin s\gamma|. \quad (17)$$

Учитывая, что  $\gamma = \omega_1 t$  будем пользоваться так же выражениями  $k(t) = k(\gamma)$ ,  $S(t) = S(\gamma)$ . Тогда эти матрицы подчиняются следующим зависимостям

$$\frac{dk(t)}{dt} = -\Omega s(t); \quad \frac{ds(t)}{dt} = \Omega k(t)$$

$$\int k(t) dt = \Omega^{-1} s(t); \quad \int s(t) dt = -\Omega^{-1} k(t), \quad (18)$$

где через  $\Omega$  обозначена диагональная матрица частот

$$\Omega = \{\omega_1 \ \omega_2 \ \omega_3 \ \dots \ \omega_s\}, \quad \omega_s = s\omega_1. \quad (19)$$

Кроме того легко убедиться, что рассматриваемые матрицы перестановочны друг относительно друга

$$\Omega k = k \Omega \quad \Omega s = s \Omega \quad (20)$$

Временные значения магнитных потоков запишем в виде (см. ур. (11) ÷ (13) и (17))

$$\varphi_{\alpha}^d(t) = k(t) \Phi_{\alpha}^d \quad \varphi_{\alpha}^q(t) = s(t) \Phi_{\alpha}^q \quad (21)$$

$$(\alpha = \text{в, с, д}).$$

Полное значение магнитного потокоцепления обмоток (без постоянных составляющих) будет:

$$\psi_{\alpha}(t) = \omega_{\alpha} \varphi_{\alpha}^d(t) + \omega_{\alpha} \varphi_{\alpha}^q(t) \quad (\alpha = \text{в, с, д}). \quad (22)$$

Гармоники токов записанные в матричной форме выраженные через мдс будут равны:

$$i_{\alpha}(t) = \omega_{\alpha}^{-1} k(t) F_{\alpha}^d + \omega_{\alpha}^{-1} s(t) F_{\alpha}^q \quad (\alpha = \text{в, с, д}). \quad (23)$$

Выражения  $\psi_{\alpha}(t)$  по ур. (22) и  $i_{\alpha}(t)$  по ур. (23) введем в систему

дифференциальных (1) для получения искомого основного уравнения мдс.

Учитывая свойства матриц  $k(t)$  и  $s(t)$  (см. ур. (18)), на основе уравнений (21) и (22), получим

$$\frac{d\psi_x}{dt} = -\omega_x \Omega s(t) \Phi_x^d + \omega_x \Omega k(t) \Phi_x^q \quad (x = \text{в, с, д}) \quad (24)$$

На основе тех же свойств, с учетом ур. (23), будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} L_{11} \frac{di_c}{dt} &= -\frac{L_{11}}{\omega_c} \Omega s(t) F_c^d + \frac{L_{11}}{\omega_c} \Omega k(t) F_c^q \\ \frac{1}{C_{11}} \int i_c dt &= \frac{1}{\omega_c C_{11}} \Omega^{-1} s(t) F_c^d - \frac{1}{\omega_c C_{11}} \Omega^{-1} k(t) F_c^q \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Подставляя выражения (23), (24) и (25) в систему (1) и выделяя слагаемые, независимые от времени, слагаемые, содержащие синусы, и, наконец, слагаемые, содержащие косинусы и приравнявая каждую такую группу слагаемых нулю, получаем (напряжение  $U_n$ , приложенное к ОВ не зависит от времени):

для цепей ОВ

$$\frac{r_n}{\omega_n} f_{\text{в0}} = U_n, \quad -\omega_n \Omega \Phi_n^d + \frac{r_n}{\omega_n} F_n^q = 0, \quad \omega_n \Omega \Phi_n^q + \frac{r_n}{\omega_n} F_n^d = 0. \quad (26)$$

для цепей ОС

$$\left. \begin{aligned} -\omega_c \Omega \Phi_c^d + \frac{r_c + r_n}{\omega_c} F_c^q - \frac{L_{11}}{\omega_c} \Omega F_c^d + \frac{1}{\omega_c C_{11}} \Omega^{-1} F_c^d &= 0 \\ \omega_c \Omega \Phi_c^q + \frac{r_c + r_n}{\omega_c} F_c^d + \frac{L_{11}}{\omega_c} \Omega F_c^q - \frac{1}{\omega_c C_{11}} \Omega^{-1} F_c^q &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

для цепей ОД

$$-\omega_x \Omega \Phi_x^d + \frac{r_x}{\omega_x} F_x^q = 0, \quad \omega_x \Omega \Phi_x^q + \frac{r_x}{\omega_x} F_x^d = 0. \quad (28)$$

Уравнения (26) + (28) выписаны без матриц синусов и косинусов, так как эти матрицы с учетом уравнения (20) могут быть в соответствующих уравнениях выведены за общие скобки. В этих же уравнениях в правых частях стоят столбцовые нулевые матрицы. Для более компактной записи уравнений (26) — (28), введем новые диагональные матрицы проводимостей, которые связаны с магнитными потоками, где которых компенсирует падение электрического потенциала на активных сопротивлениях обмоток и нагрузки

$$\left. \begin{aligned} G_x &= \frac{r_x}{\omega_x^2} \Omega^{-1} = \frac{r_x}{\omega_x^2} \left\{ \frac{1}{\omega_1} \frac{1}{\omega_2} \dots \frac{1}{\omega_5} \right\} \quad (x = \text{в, с, д}) \\ G_{\text{сн}} &= \frac{r_n}{\omega_c^2} \Omega^{-1} = \frac{r_n}{\omega_c^2} \left\{ \frac{1}{\omega_1} \frac{1}{\omega_2} \dots \frac{1}{\omega_5} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Кроме того, введем диагональную матрицу проводимостей для учета эффектов емкостной нагрузки

$$H_c = \Omega^{-1} \Omega^{-1} \frac{1}{\omega_c^2 C_n} = \frac{1}{\omega_c^2 C_n} \left\{ \frac{1}{\omega_1^2} \frac{1}{\omega_2^2} \dots \frac{1}{\omega_s^2} \right\}. \quad (30)$$

Наконец вводим скалярную проводимость магнитных потоков индуктивной нагрузки

$$\lambda_{ccl} = \frac{L_n}{\omega_c^2}. \quad (31)$$

Тогда уравнения (26) — (28), с учетом уравнений (29) — (31), примут вид:

для цепей ОВ

$$\Phi_n^d - G_n F_n^q = 0 \quad \Phi_n^q + G_n F_n^d = 0 \quad (32)$$

для цепей ОС

$$\left. \begin{aligned} \Phi_c^d - G_c F_c^q - G_{cn} F_c^q - H_c F_c^d + \lambda_{ccl} F_c^d &= 0 \\ \Phi_c^q + G_c F_c^d + G_{cn} F_c^d - H_c F_c^q + \lambda_{ccl} F_c^q &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

для цепей ОД

$$\Phi_a^d - G_a F_a^q = 0 \quad \Phi_a^q + G_a F_a^d = 0. \quad (34)$$

В уравнении (32) не выписано уравнение для постоянных слагаемых.

Система уравнений (32) — (34) получена на основе исходной системы диффуравнений (1) и должна быть решена совместно с независимой системой уравнений (11) — (13). Решая совместно эти системы (в систему (32) — (34) подставляем значение матриц магнитных потоков по уравнениям (11) — (13)), получаем для мдс:

группу уравнений, содержащих  $f_{no}$

$$\left. \begin{aligned} B_n f_{no} + D_{nn} F_n^d + D_{nc} F_c^d + D_{na} F_a^d - G_n F_n^q &= 0 \\ B_c f_{no} + D_{cn} F_n^d + D_{cc} F_c^d + D_{ca} F_a^d - G_c F_c^q &= 0 \\ B_a f_{no} + D_{an} F_n^d + D_{ac} F_c^d + D_{aa} F_a^d - G_a F_a^q &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

и группу уравнений без  $f_{no}$

$$\left. \begin{aligned} Q_{nn} F_n^q + Q_{nc} F_c^q + Q_{na} F_a^q + G_n F_n^d &= 0 \\ Q_{cn} F_n^q + Q_{cc} F_c^q + Q_{ca} F_a^q + G_c F_c^d &= 0 \\ Q_{an} F_n^q + Q_{ac} F_c^q + Q_{aa} F_a^q + G_a F_a^d &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

В уравнения (35) и (36) введены матрицы

$$\left. \begin{aligned} D_{cc}^n &= D_{cc} - H_c + \lambda_{ccl} E, & G_c^n &= G_c + G_{cn} \\ Q_{cc}^n &= Q_{cc} - H_c + \lambda_{ccl} E, & & \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

которые учитывают проводимости самой машины и подключенной нагрузки ( $E$ —единичная матрица).

Вводя блочные матрицы, получаем основную систему мдс, записанную в матричной форме

$$\left. \begin{aligned} DF^d - GF^q &= -Bf_{\omega 0} \\ GF^d + QF^q &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

где блочные матрицы равны:

$$\left. \begin{aligned} F^d &= \begin{bmatrix} F_{b}^d \\ F_{c}^d \\ F_{a}^d \end{bmatrix} & F^q &= \begin{bmatrix} F_{b}^q \\ F_{c}^q \\ F_{a}^q \end{bmatrix} & B &= \begin{bmatrix} B_b \\ B_c \\ B_a \end{bmatrix} & G &= \begin{bmatrix} G_b & 0 & 0 \\ 0 & G_c & 0 \\ 0 & 0 & G_a \end{bmatrix} \\ D &= \begin{bmatrix} D_{bb} & D_{bc} & D_{ba} \\ D_{cb} & D_{cc} & D_{ca} \\ D_{ab} & D_{ac} & D_{aa} \end{bmatrix} & Q &= \begin{bmatrix} Q_{bb} & Q_{bc} & Q_{ba} \\ Q_{cb} & Q_{cc} & Q_{ca} \\ Q_{ab} & Q_{ac} & Q_{aa} \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Поскольку в системе (38) матрицы  $D$ ,  $Q$ ,  $G$  и  $B$  полностью определяются амплитудами гармоник проводимостей  $i_{\omega m}$  ( $m=0, 1, 2, \dots, s$ ) уравнения (4), параметрами нагрузки  $r_n$ ,  $L_n$ ,  $c_n$  и активными сопротивлениями обмоток  $r_b$ , то для данного типа машины и заданного нагрузочного режима все эти матрицы могут быть вычислены заранее. Величина  $f_{\omega 0}$  определяется по независимому уравнению (см. первое ур. в системе (26)):

$$f_{\omega 0} = \omega_n \frac{u_n}{r_n}.$$

Поэтому основная система мдс, заданная уравнением (38) и полученная в силу уравнений (1)–(4), является системой алгебраических уравнений с  $6s$  неизвестными (в каждой обмотке  $2s$  неизвестных) и решение этой системы определяет амплитуды мдс всех гармоник (включительно амплитуды гармоник порядка  $s$ ) для всех трех обмоток машины. Тем самым, сформулированная в начале статьи задача решена. Заметим, что в случае отсутствия демпферной обмотки, основная система уравнений мдс формально остается той же самой, но порядок матриц уменьшается, и число неизвестных становится равным  $4s$ .

Интересно отметить, что мдс (токи) с индексом „ $d$ “ можно называть продольными мдс (токами), а с индексом „ $q$ “—поперечными (<sup>3</sup>). Действительно, если рассмотреть случай идеального режима короткого замыкания на зажимах силовой обмотки, когда ( $r_n = 0$ ,  $L_n = 0$ ,  $c_n = \infty$  и  $r_b = r_c = r_a = 0$ ), то при этих условиях матрица  $G \equiv 0$  и из уравнения (38) сразу следует, что

$$F^q = 0, \quad F^d = -D^{-1}Bf_{\omega 0}.$$

II. Матрицы активных и индуктивных сопротивлений. Основная система мдс (38) дает возможность рассчитать весь спектр амплитуд продольных и поперечных мдс (токов) во всех обмотках, не используя понятия активных и индуктивных сопротивлений и не прибегая к построению векторных диаграмм. Однако в обычных теориях электрических машин, общепринято определять активные индуктивные сопротивления, которые используются для построения схем замещения и векторных диаграмм. Поэтому представляет практический и теоретический интерес получение выражений активных и индуктивных сопротивлений исследуемого класса машин.

Поскольку в рассматриваемых машинах существует целый спектр продольных и поперечных токов, а следовательно и магнитных потоков, то в этих машинах, естественно, имеется и целый спектр эдс. Поэтому заранее можно утверждать, что в таких машинах должны существовать матрицы активных и индуктивных сопротивлений. Для введения понятия таких матриц будем исходить из следующих общих положений. Представим комплексную матрицу эдс в виде

$$\left. \begin{aligned} \dot{E} &= E^q + jE^d = -Z^q I^q - Z^d (jI^d) \\ Z^q &= R^q + jX^q \quad Z^d = R^d + jX^d \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

В уравнении (40) матрица комплексного тока принята равной  $I = I^q + + jI^d$ , где  $j = \sqrt{-1}$ , а  $Z^q$  и  $Z^d$  — являются матрицами комплексных поперечных и продольных сопротивлений. После отделения вещественных и мнимых слагаемых получим:

$$E^q = -R^q I^q + X^d I^d \quad E^d = -R^d I^d - X^q I^q, \quad (41)$$

Преобразуем основную систему мдс (38) таким образом, чтобы она выражала не магнитные потоки, а эдс и вместо мдс фигурировали бы токи. Для этого умножаем уравнение (38) слева на блочные матрицы  $\bar{\Omega} W$  и заменяем  $F^s = W I^s$ , тогда получим систему, записанную в вольтах

$$\left. \begin{aligned} \bar{\Omega} W D W I^d - \bar{\Omega} W G W I^q &= -\bar{\Omega} W B f_{\omega 0} \\ \bar{\Omega} W G W I^d + \bar{\Omega} W Q W I^q &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

где блочные матрицы  $W$  и  $\bar{\Omega}$  равны:

$$W = \begin{bmatrix} W_n & 0 & 0 \\ 0 & W_s & 0 \\ 0 & 0 & W_1 \end{bmatrix} \quad \bar{\Omega} = \begin{bmatrix} \Omega & 0 & 0 \\ 0 & \Omega & 0 \\ 0 & 0 & \Omega \end{bmatrix} \quad (43)$$

$W_n = \omega_n E$  ( $E$  — единичная матрица порядка  $s$ ),  $\Omega$  — по уравнению (19). Постоянная составляющая тока возбуждения индуцирует во всех обмотках гармоники внешних эдс, матрица которых равна

$$E_0^q = \bar{\Omega} W B f_{\omega 0}. \quad (44)$$

Сравнивая слагаемые в левой части уравнения (42) со слагаемыми в правой части уравнения (41), получаем выражения для блочных матриц активных и индуктивных сопротивлений

$$R = R^d = R^q = \bar{\Omega} W G W, \quad X^d = \bar{\Omega} W' D W, \quad X^q = \bar{\Omega} W' Q W. \quad (45)$$

Система (42) может быть записана через эдс в виде (с учетом (44) и (45)):

$$E_v^q + E^q = 0, \quad E^d = 0 \quad (46)$$

и представляет собой известное правило, что в замкнутых контурах сумма всех эдс должна быть равна нулю. На основе (41) и (44)–(46) могут быть построены векторные диаграммы. Производя необходимые вычисления получаем, что матрица  $R$  уравнения (45), является блочной диагональной матрицей, диагональные матрицы которой, равны:

$$R_v = r_v E, \quad R_c = (r_c + r_n) E, \quad R_l = r_l E, \quad (47)$$

где  $E$  — единичная матрица порядка  $s$ .

Блочные матрицы  $X^d$  и  $X^q$  уравнения (45) — являются блочными квадратными матрицами вида

$$X^z = [X_{\alpha\beta}^z] \quad (z = d, q; \alpha, \beta = v, c, l), \quad (48)$$

где матрицы  $X_{\alpha\beta}^z$ , которые являются элементами блочной матрицы равны:

для  $\alpha \neq \beta$  и для  $\alpha = \beta \neq c$

$$X_{\alpha\beta}^d = w_\alpha w_\beta \Omega D_{\alpha\beta}, \quad X_{\alpha\beta}^q = w_\alpha w_\beta \Omega Q_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = v, c, l), \quad (49)$$

для  $\alpha = \beta = c$

$$X_{cc}^d = w_c^2 \Omega D_{cc} + L_n \Omega - \frac{1}{c_n} \Omega^{-1}, \quad X_{cc}^q = w_c^2 \Omega Q_{cc} + L_n \Omega - \frac{1}{c_n} \Omega^{-1}. \quad (50)$$

Вполне естественно матрицы индуктивных сопротивлений вида  $X_{\alpha\alpha}^z$  назвать матрицами собственных индуктивных сопротивлений, а вида  $X_{\alpha\beta}^z$  ( $\alpha \neq \beta$ ) — матрицами взаимных индуктивных сопротивлений.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

#### Գ. Լ. ԱՐՆՇԵԱՆ.

Թարախոյ հոսանքով միափուլ ինդուկտորային գեներատորների կայունացված պրոցեսների տեսությունը •

Ստացված է մազնիստոչարժ ուժերի (մ. շ. ու.) հիմնական սխեմաներ (արտահայտված մատրիցային տեսքով) ինդուկտորային գեներատորների համար, օգտագործելով այդ մեթոդների էլեկտրական շղթաների դիֆերենցիալ

հավասարումների սխտեմը և օգտյին բացալի մազնիսական հաղորդականու-  
թյունը՝ արտահայտված Ֆուրիե կոսինուսային շարքերի տեսքով:

Այդ սխտեմի անալիտիկ լուծումը հնարավորություն է տալիս որոշելու  
մեքենայի բոլոր փաթույթների հոսանքները և մ. շ. ու., կայունացված սրո-  
ցկաներում ցանկացած հարմոնիկայի ճշտությամբ:

Մտցված են ալտիվ և ինդուկտիվ դիմադրությունների մատրիցաների  
հասկացությունները և ստացված են նրանց անալիտիկ արտահայտու-  
թյունները: Դիմադրությունների մատրիցաների թվային նշանակությունները կարող  
են օգտագործվել գեներատորի վեկտորական դիադրամների կառուցման հա-  
մար:

#### ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

<sup>1</sup> Р. П. Жехерин, Индукторные генераторы, Госэнергоиздат, 1961. <sup>2</sup> Л. Чеснак, Р. Палка, Известия вузов, «Электромеханика» № 10, 1965. <sup>3</sup> М. М. Алексеева, Машинные генераторы повышенной частоты, Изд. «Энергия», 1967. <sup>4</sup> Н. Я. Альпер, А. А. Терзян, Индукторные генераторы, Изд. «Энергия», 1970. <sup>5</sup> А. Г. Носифьян, ДАН Арм ССР, т. VII, № 3 (1947).