

РАСЧЕТ ИНДУКТИВНОСТЕЙ ОБМОТОК ТРАНСФОРМАТОРА, ОБУСЛОВЛЕННЫХ МАГНИТНЫМИ ПОТОКАМИ В ВОЗДУХЕ

С. М. Тиховод, к.т.н., доц., Г. Н. Романиченко, ст. преп., И. О. Афанасьева, ст. преп.

Запорожский национальный технический университет

ул. Жуковского, 64, 69063, г. Запорожье, Украина

tikhovod@narod.ru

Предложена методика компьютерного расчета индуктивностей каждой обмотки трансформатора, обусловленных магнитными потоками в воздухе.

Ключевые слова: трансформатор, магнитодвижущая сила, индуктивность рассеяния.

Введение. Явление рассеяния магнитного поля определяет ряд основных свойств трансформатора, которые оказывают влияние как на стационарные режимы работы, так и на переходные процессы. Поэтому уточнение значения индуктивности рассеяния является одним из основных вопросов теории трансформаторов [1].

Анализ предыдущих исследований. Имеющиеся методики расчета [1–2] позволяют, как правило, определять сумму значений приведенных индуктивных сопротивлений рассеяния для первичной и вторичной обмоток. Эта сумма значений индуктивных сопротивлений рассеяния соответствует магнитному потоку рассеяния, определенному в ГОСТ 16110-70 [3]. Согласно этому стандарту, магнитным полем рассеяния называется часть магнитного поля, созданная той частью магнитодвижущих сил (МДС) всех обмоток, сумма которых на каждой фазе равна нулю, причем предполагается наличие тока не менее чем в двух обмотках. Такое определение является искусственным, но значения индуктивности рассеяния, соответствующие данному определению, легко определяются методом короткого замыкания. Однако при моделировании переходных процессов в трансформаторах с помощью магнитоэлектрических схем замещения [4] требуется задавать значения собственных и взаимных индуктивностей обмоток, соответствующих магнитным потокам в воздухе (ИМПВ). В зарубежной литературе [4] такие потоки называют Phase Leakage Fluxes (PLF). Если расчетам классической индуктивности рассеяния посвящено значительное число работ [1, 2, 4] и получены аналитические формулы, дающие удовлетворительные результаты, то расчетам ИМПВ и магнитных сопротивлений каналов рассеяния уделено недостаточное внимание. В работе [4], например, при моделировании переходных процессов в магнитоэлектрических цепях используются значения магнитных сопротивлений, полученных экспериментально с помощью испытания нулевой последовательностью всех фаз. В ряде работ, посвященных моделированию электромагнитных процессов в трансформаторах с помощью магнитоэлектрических схем замещения, например в [5], вообще не используют ИМПВ, а учитывают маг-

нитные потоки, протекающие в каналах между каждым слоем обмоток. Этим каналам в магнитоэлектрической схеме замещения соответствуют индивидуальные магнитные ветви с соответствующими магнитными сопротивлениями. При этом учитывается влияние каждого такого магнитного потока на электрические ветви обмоток и влияние токов обмоток на каждый магнитный поток. Такой подход существенно усложняет схему замещения. Целесообразнее учитывать взаимные влияния обмоток через PLF с помощью собственных и взаимных ИМПВ обмоток, а каждой обмотке ставить в соответствие эквивалентный радиус и эквивалентное магнитное сопротивление канала.

Цель работы. Разработка методики для вычисления значений индуктивности, обусловленной магнитным потоком в воздухе, каждой обмотки трансформатора, а также эквивалентных магнитных сопротивлений каналов рассеяния. Методика основана на применении численных методов расчета для компьютерной реализации.

Материал и результаты исследования. Одной из характеристик магнитного поля является скалярный магнитный потенциал φ_m , связанный с напряженностью магнитного поля H_s в направлении s соотношением [6]:

$$H_s = -\frac{\partial \varphi_m}{\partial s}. \quad (1)$$

Если магнитное поле создано некоторым контуром радиуса R с током I (рис. 1), то в любой точке наблюдения A скалярный магнитный потенциал φ_m может быть вычислен по известной формуле [6]:

$$\varphi_m = \frac{I}{4\pi} \Omega + const, \quad (2)$$

где Ω – телесный угол, под которым виден контур тока из точки наблюдения A . Положительное направление тока выбирается так, чтобы из точки наблюдения обход контура выполнялся против часовой стрелки.

Чтобы определить константу, входящую в формулу (2), определим поверхность, на которой скалярный магнитный потенциал испытывает скачок, равный I , – это часть плоскости, ограниченная линией витка. Разность магнитных потен-

циалов между двумя точками дает магнитодвижущую силу.

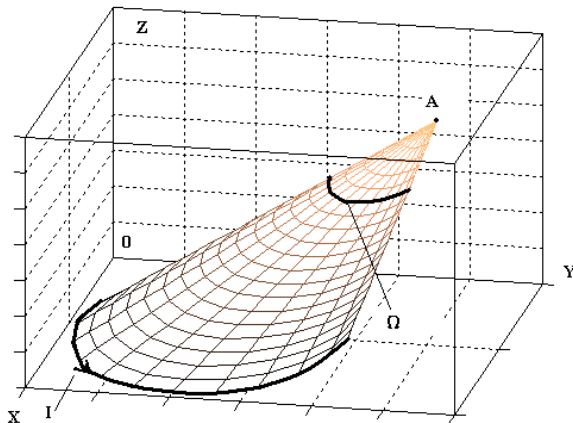


Рисунок 1 – К определению скалярного магнитного потенциала, созданного витком с током: А – точка наблюдения; Ω – телесный угол, под которым виден контур с током I

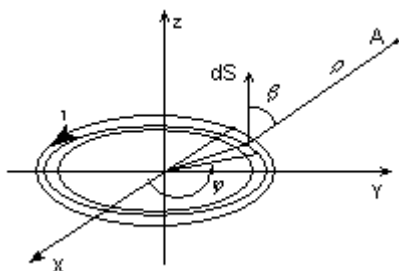


Рисунок 2 – Вычисление скалярного магнитного потенциала, созданного витком с током I: А – точка наблюдения

Телесный угол Ω для кругового витка можно вычислить следующим образом. Пусть точка наблюдения А (рис. 2) имеет координаты x_A, y_A, z_A . Тогда элемент поверхности $dS=r dr d\varphi$ в плоскости, параллельной плоскости ХОУ с координатой $z = z_a$, будет виден из точки наблюдения А под телесным углом $d\Omega$:

$$d\Omega = \frac{dS \cos \beta}{\rho^2} = \frac{r dr d\varphi (z_A - z_a)}{\rho^3}, \quad (3)$$

где r – расстояние от центра витка до элемента dS , x_a, y_a, z_a – координаты элемента dS , ρ – расстояние от элемента dS до точки наблюдения.

Подставим в выражение (3) зависимость ρ от координат и проинтегрируем. Получим в выражении (4) телесный угол, под которым виток виден из точки наблюдения:

$$\Omega = (z_A - z_a) \times \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{r dr d\varphi}{\left[(x_A - r \cos \varphi - x_c)^2 + (y_A - r \sin \varphi - y_c)^2 + (x_A - z_a)^2 \right]^{3/2}} + const, \quad (4)$$

где x_c, y_c – координаты центра витка.

Используя методы численного интегрирования для каждой точки поля, можно вычислить магнитный скалярный потенциал. Разность магнитных скалярных потенциалов двух точек даст значение магнитодвижущей силы между этими точками.

Для того, чтобы между любыми двумя точками A_1 и A_2 , при изменении расстояния между ними, вычисленное значение МДС изменялось непрерывно без скачков, предложен алгоритм [7] расчета константы в выражении (2). Алгоритм заключается в следующем.

Если $R_A = \sqrt{(x_A - x_c)^2 + (y_A - y_c)^2} > R$, то скачка потенциала нет и МДС между этими точками равна разности магнитных потенциалов:

$$F_{m12} = \varphi_{m1} - \varphi_{m2}.$$

В противном случае анализируется взаимное расположение точек наблюдения A_1 и A_2 относительно плоскости витка. Вначале для каждой точки определяются разности координат $Z_A - Z_a$, фигурирующие в выражении (4), то есть Z_1 и Z_2 , а также расстояние R_A . Затем, согласно выражениям (2) и (4), для каждой точки наблюдения вычисляется скалярный магнитный потенциал при $const=0$. Для точек A_1 и A_2 анализируется их взаимное положение. Если обе точки имеют значения скалярного магнитного потенциала одного знака, то МДС вычисляется как разность магнитных потенциалов. В противном случае устраняется скачок скалярного магнитного потенциала:

$$F_{m12} = \varphi_{m1} - \varphi_{m2} \pm I.$$

Любая цилиндрическая обмотка может быть представлена как набор отдельных витков. Разработан алгоритм [7] и компьютерная программа вычисления МДС, созданные током цилиндрической обмотки и обмотки прямоугольной формы между любыми точками. Алгоритм заключается в том, что последовательно рассматривается каждый виток катушки и вычисляется МДС, созданная током одного витка между точками наблюдения A_1 и A_2 . Затем вычисляется МДС, созданная всеми витками как сумма МДС, созданных каждым витком. В работе [7] показано, что вычисленные по предложенной методике МДС не противоречат закону полного тока.

Используем данную методику для вычисления индуктивностей обмоток трансформатора, обусловленных магнитными потоками в воздухе, и магнитных сопротивлений каналов рассеяния. Рассмотрим трехфазный трансформатор (рис. 3), который содержит три обмотки W_p, W_s и W_t , имеющие одинаковое число витков.

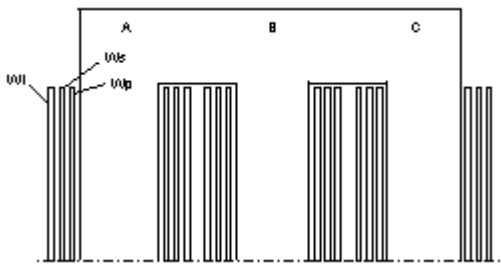


Рисунок 3 – Трехфазный трансформатор (половина):
Wp, Ws и Wt – обмотки

Вычислим также сумму значений индуктивности рассеяния любой пары обмоток для сравнения со значениями, полученными из опыта короткого замыкания.

В основу методики положено использование значений вычисленных распределенных МДС, созданных одной из обмоток или ее частью, в контуре, проходящем через магнитопровод и воздушное пространство.

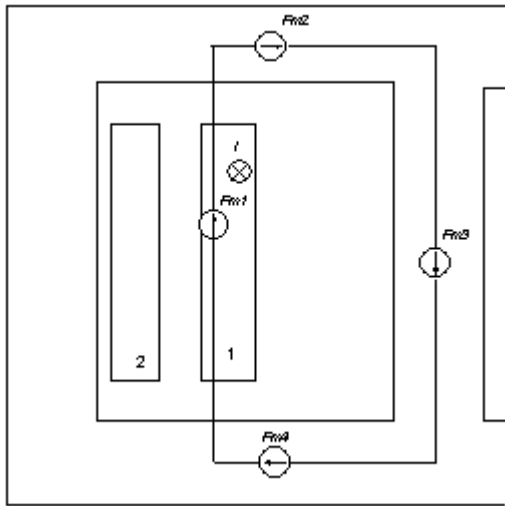


Рисунок 4 – Контур, в котором рассматриваются МДС

Например, на рис. 5 приведена зависимость суммы МДС, созданной током обмотки 1 в контуре, показанном на рис. 4 в зависимости от расстояния r от центра стержня до левой ветви контура. На графике также показаны области 1 и 2, занимаемые витками обмоток, и область канала рассеяния.

Вычислим магнитные потоки, созданные обмоткой 1, сцепленные с витками только своей обмотки. В области 1 бесконечно малый поток $d\Phi$, протекающий в бесконечно тонкой части изменения радиуса от r до $r + dr$, равен:

$$d\Phi = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} F(r)rdr, \quad (5)$$

где ℓ – высота окна магнитопровода.

В выражении (5) учтено то, что практически все магнитное сопротивление контура сосредоточено в воздушном промежутке и магнитное напряжение на нем равно суммарной МДС контура. Поток сцеплен

со всеми витками обмотки 1, расположенными справа от точки с координатой r .

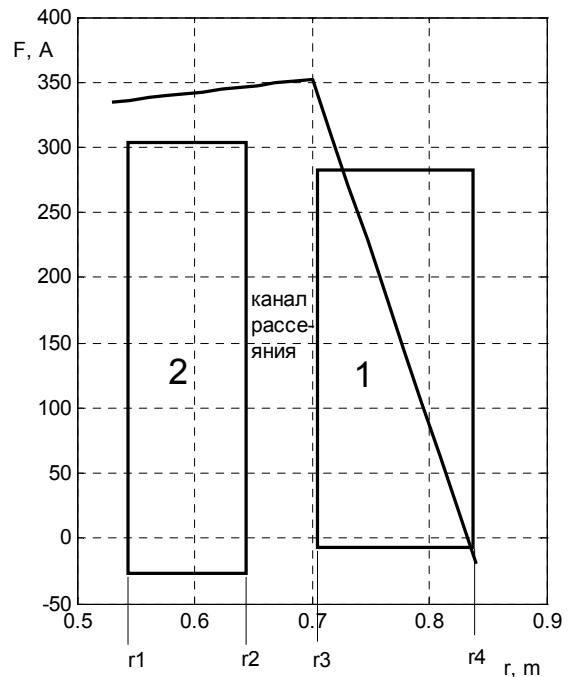


Рисунок 5 – Распределение МДС, созданной током обмотки 1: 1, 2 – области, занимаемые витками обмоток; r_1, r_2 – внутренний и внешний радиусы обмотки 2; r_3, r_4 – внутренний и внешний радиусы обмотки 1

Зависимость количества витков, расположенных справа от точки r , определяется выражением:

$$w(r) = W_1 \frac{r_4 - r}{d_1}, \quad (6)$$

где $d_1 = r_4 - r_3$.

Тогда, согласно (5) и (6), определим бесконечно малое потокосцепление:

$$d\Psi_{11} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell d_1} W_1 F(r)(r_4 - r)rdr.$$

Таким образом, полное потокосцепление потока, созданного током обмотки 1 и протекающего в области обмотки 1, равно:

$$\Psi_{11} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell d_1} W_1 \int_{r_3}^{r_4} F(r)(r_4 - r)rdr. \quad (7)$$

В области зазора между стержнем и второй обмоткой, в области второй обмотки и канала рассеяния бесконечно малый поток $d\Phi$, протекающий в бесконечно тонкой части изменения радиуса от r до $r + dr$, сцеплен со всеми витками W_1 обмотки 1. Тогда, согласно (5), определим бесконечно малое потокосцепление:

$$d\Psi_{1k} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_1 F(r)rdr,$$

а также полное потокосцепление потока, протекающего в указанных областях:

$$\Psi_{1k} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_1 \int_{R_s}^{r_3} F(r)rdr. \quad (8)$$

Индуктивность обмотки 1, обусловленной потоком в воздухе, равна:

$$L_1 = \frac{\Psi_{11} + \Psi_{1k}}{I} \quad (9)$$

Представим, что все витки W_1 сосредоточены в бесконечно тонком слое радиуса r_e и создают то же самое потокосцепление $\Psi_1 = \Psi_{11} + \Psi_{1k}$. Определим эквивалентный радиус этой обмотки. Для всех значений $r < r_e$ МДС изменяется незначительно и ее значение приблизительно равно максимальному значению F_0 . Тогда потокосцепление равно:

$$\Psi_1 = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_1 F_0 \left(\frac{r_{e1}^2}{2} - \frac{R_S^2}{2} \right),$$

откуда можно легко получить эквивалентный радиус первой обмотки:

$$r_{e1} = \sqrt{\frac{\Psi_1 \ell}{\pi W_1 \mu_0 F_0} + R_S^2} \quad (10)$$

Зная эквивалентный радиус обмотки 1, определим эквивалентное магнитное сопротивление, преодолеваемое потоком, созданным обмоткой 1 и сцепленным со своей обмоткой:

$$R_{m1e} = \frac{\ell}{\pi\mu_0 (r_{e1}^2 - R_S^2)} \quad (11)$$

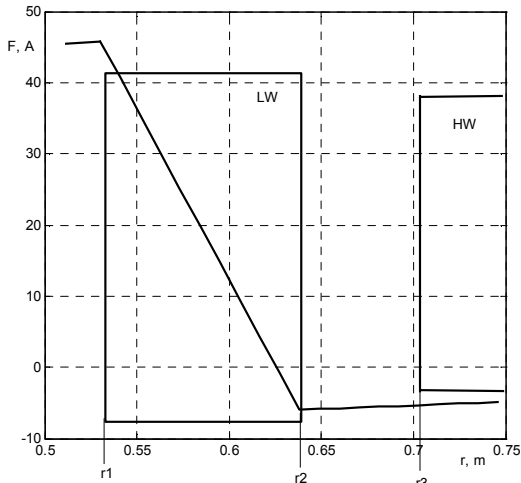


Рисунок 6 – Распределение МДС, созданной током обмотки 2: HW – обмотка 1; LW – обмотка 2

Определим взаимную индуктивность первой обмотки со второй через поток, протекающий через воздушное пространство. Для этого определим потокосцепление, созданное током I_1 и сцепленное со второй обмоткой. В области 1 бесконечно малый поток $d\Phi$, протекающий в бесконечно тонкой части изменения радиуса от r до $r + dr$ сцеплен со всеми витками справа от точки r :

$$w(r) = W_2 \frac{r_2 - r}{d_2},$$

где $d_2 = r_2 - r_1$.

Потокасцепление, созданное током I_1 и сцепленное с витками второй обмотки:

$$\Psi_{12_2} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell d_2} W_2 \int_{r_1}^{r_2} F(r)(r_2 - r) r dr$$

Потокасцепление в области зазора между стержнем и второй обмоткой, созданное током I_1 и сцепленное со всеми витками второй обмотки:

$$\Psi_{12_z} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_2 \int_{R_S}^{r_1} F(r) r dr$$

Взаимная индуктивность между первой и второй обмоткой, обусловленная потоками в воздушной среде, равна:

$$M_{12} = \frac{\Psi_{12_2} + \Psi_{12_z}}{I_1} \quad (12)$$

Аналогично определим индуктивность рассеяния внутренней обмотки 2. Пусть по обмотке 2 протекает ток I_2 . Этот ток создает МДС. На рис. 7 приведена зависимость суммы МДС в контуре в зависимости от расстояния r от центра стержня до правой ветви контура, созданной током обмотки 2. Контур аналогичен контуру, показанному на рис. 5, но правая его ветвь проходит через область обмотки 1 или через область зазора.

В области 2 бесконечно малый поток $d\Phi$, протекающий в бесконечно тонкой части изменения радиуса от r до $r + dr$, определяется выражением (5). Этот поток сцеплен со всеми витками обмотки 2, расположенными справа от r . Зависимость количества витков, расположенных справа от r , определяется выражением:

$$w(r) = W_2 \frac{r_2 - r}{d_2} \quad (13)$$

Тогда, согласно (5) и (13), определим бесконечно малое потокасцепление:

$$d\Psi_{22} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell d_2} W_2 F(r)(r_2 - r) r dr$$

Таким образом, полное потокасцепление потока, протекающего в области обмотки 2, равно:

$$\Psi_{22} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell d_2} W_2 \int_{r_1}^{r_2} F(r)(r_2 - r) r dr \quad (14)$$

В области зазора бесконечно малый поток $d\Phi$, протекающий в бесконечно тонкой части изменения радиуса от r до $r + dr$, сцеплен со всеми витками обмотки 2. Тогда, согласно (5), определим бесконечно малое потокасцепление:

$$d\Psi_{2z} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_2 F(r) r dr$$

а также полное потокасцепление потока, протекающего в области зазора:

$$\Psi_{2z} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_2 \int_{R_S}^{r_1} F(r) r dr$$

Индуктивность обмотки 2 равна:

$$L_2 = \frac{\Psi_{22} + \Psi_{2z}}{I_2} = \frac{\Psi_2}{I_2} \quad (15)$$

Аналогично (10) определим эквивалентный радиус второй обмотки:

$$r_{e2} = \sqrt{\frac{\Psi_2 \ell}{\pi W_2 \mu_0 F_0} + R_S^2} \quad (16)$$

Зная эквивалентный радиус обмотки 2, определим эквивалентное магнитное сопротивление, преодолеваемое потоком, созданным обмоткой 2 и сцепленным со своей обмоткой:

$$R_{m2e} = \frac{\ell}{\pi\mu_0(r_{e2}^2 - R_s^2)} \quad (17)$$

Определим взаимную индуктивность второй обмотки с первой через поток, протекающий через воздушное пространство. В области 2 бесконечно малый поток $d\Phi$, протекающий в бесконечно тонкой части изменения радиуса от r до $r + dr$, сцеплен со всеми витками W_1 . Полное потокоцепление равно:

$$\Psi_{21-2} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_1 \int_{r_1}^{r_2} F(r)rdr \cdot$$

Рассматривая аналогичный поток в области зазора, получим:

$$\Psi_{21-z} = \frac{2\pi\mu_0}{\ell} W_1 \int_{R_s}^{r_1} F(r)rdr \cdot$$

Взаимная индуктивность между второй и первой обмоткой, обусловленная потоками в воздушной среде, равна:

$$M_{21} = \frac{\Psi_{21-2} + \Psi_{21-z}}{I_2} \quad (18)$$

Полученные расчетом ИМПВ нельзя непосредственно проверить экспериментально. Косвенно проверить адекватность расчетов ИМПВ можно путем вычисления классической индуктивности рассеяния по полученным значениям L_1, L_2, M [4]:

$$L_S = L_1 + L_2 - 2M, \quad (19)$$

где $M \approx M_{12} \approx M_{21}$.

Классическая индуктивность рассеяния легко определяется экспериментально методом короткого замыкания [1].

В работе [4] представлены размеры трансформатора и результаты расчета L_S , выполненные методом конечных элементов и по классической формуле, а также экспериментальные данные, полученные из опыта короткого замыкания.

Для сравнения по предложенной методике с использованием L_1, L_2, M , вычислены значения индуктивности рассеяния по формуле (19). Расчеты выполнены для всех пар обмоток, и результаты представлены в табл. 1.

Таблица 1 – Значения индуктивности рассеяния L_S , полученные различными способами, мГн

| Обмотки | Измеренное | Классическая формула | Метод конечных элементов | Предложенная методика |
|-----------|------------|----------------------|--------------------------|-----------------------|
| W_p-W_s | 30,1 | 32,2 | 26,0 | 31,0 |
| W_p-W_t | 75,2 | 83,6 | 71,0 | 76,2 |
| W_s-W_t | 35,1 | 41,7 | 33,0 | 39,6 |

Однако формула (19) справедлива в случае, если обмотки имеют одинаковое число витков. Выполним обобщение формулы (19) для произвольного числа витков обмоток.

Пусть к первичной обмотке однофазного трансформатора, показанного на рис. 1, подключен синусоидальный источник ЭДС, а вторичная обмотка замкнута накоротко. Магнитопровод имеет одно-

родное поперечное сечение S и длину средней силовой линии ℓ .

Требуется определить входное сопротивление такого трансформатора. Активными сопротивлениями пренебрегаем.

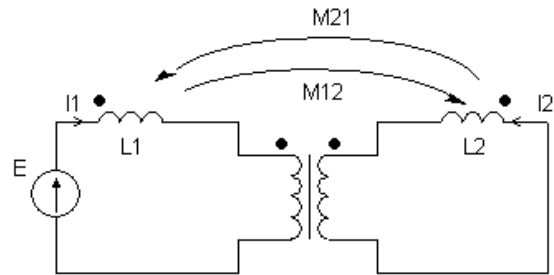


Рисунок 7 – Схема для вычисления индуктивности короткого замыкания трансформатора

На основании закона напряжений Кирхгофа в комплексной форме запишем:

$$\left. \begin{aligned} j\omega L_1 I_1 + j\omega M_{21} I_2 + j\omega W_1 \Phi &= E \\ j\omega L_2 I_2 + j\omega M_{12} I_1 + j\omega W_2 \Phi &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (20)$$

где Φ – магнитный поток магнитопровода, W_2, W_1 – количества витков обмоток, L_1, L_2 – собственные индуктивности и M_{12}, M_{21} – взаимные индуктивности обмоток, обусловленные магнитными потоками вне стали.

Согласно закону полного тока для магнитопровода, запишем:

$$H\ell = W_1 I_1 + W_2 I_2, \quad (21)$$

где H – напряженность магнитного поля в магнитопроводе.

В уравнении (21) напряженность магнитного поля в магнитопроводе выразим через магнитный поток:

$$\Phi = \frac{\mu_a S}{\ell} (W_1 I_1 + W_2 I_2). \quad (22)$$

Из уравнений (20) и (22) можно получить индуктивность короткого замыкания:

$$L_S = \frac{E}{j\omega I_1} = \left(L_1 - M_{12} \frac{W_1}{W_2} \right) + \left(L_2 \frac{W_1}{W_2} - M_{21} \right) \frac{\left(M_{12} + \frac{\mu_a S}{\ell} W_1 W_2 \right)}{\left(L_2 + \frac{\mu_a S}{\ell} W_2^2 \right)}. \quad (23)$$

При высокой магнитной проницаемости μ_a в выражении (23) множитель, содержащий магнитную проницаемость, упрощается:

$$\frac{\left(M_{12} + \frac{\mu_a S}{\ell} W_1 W_2 \right)}{\left(L_2 + \frac{\mu_a S}{\ell} W_2^2 \right)} \approx \frac{W_1}{W_2}. \quad (24)$$

С учетом условия (24) выражение (23) принимает вид:

$$L_S = \frac{E}{j\omega I_1} = L_1 + L_2 \left(\frac{W_1}{W_2} \right)^2 - M_{12} \frac{W_1}{W_2} - M_{21} \frac{W_1}{W_2}. \quad (25)$$

Выражение (23) показывает, что в режимах, близких к насыщению стали, значение магнитной проницаемости μ_a может быть невелико и индуктивность рассеяния не является постоянной величиной, а зависит от магнитной проницаемости магнитопровода.

Выражение (25) является обобщением формулы (19) для случая неодинаковых количеств витков обмоток.

Для трансформатора ТДЦ-667000/500 выполнен расчет индуктивностей обмоток, обусловленных магнитными потоками вне стали. В результате получено: $L_1 = 0,3505$; $M=0,00745$; $L_2 = 2,976 \cdot 10^{-4}$. Расчет по формуле (25) дает: $L_S=0,1739$ Гн. Опыт короткого замыкания дает: $L_S=0,177$ Гн. Это подтверждает корректность расчетов по разработанным программам.

Выводы. Предложенная методика позволяет выполнить расчет значений собственных и взаимных индуктивностей обмоток трансформатора, обусловленных магнитными потоками вне стали, а также эквивалентных магнитных сопротивлений каналов рассеяния с учетом конечной толщины обмоток. Эти данные необходимы для моделирования переходных процессов в электромагнитных устройствах с помощью магнитоэлектрических схем замещения. Результаты расчета проверены вычислением значений индуктивности рассеяния, которые хорошо согласуются с опытными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костенко М.П., Пиотровский Л.М. Электрические машины. Часть первая. Машины постоянного тока. Трансформаторы. – Л.: Энергия, 1972. – 544 с.

2. Лейтес Л.В. Электромагнитные расчеты трансформаторов и реакторов. – М.: Энергия, 1981. – 429 с.
3. ГОСТ 16110-70 Трансформаторы силовые. Термины и определения.
4. Contribution to the Modeling of Three Phase Transformers Using Reluctances/ M. Elleuch, M. Poloujadoff // IEEE Transactions on Magnetics. – 1996. – V. 32. – № 2. – P. 335–343.
5. Шакиров М.А. Расчет несимметричных режимов работы трансформаторов с учетом намагничивания стали // Электричество. – 2006. – № 6. – С. 21-33.
6. Круг К.А. Основы электротехники: в 2-х т. Т. 1. Физические основы электротехники. – М.-Л.: Государственное энергетическое издательство. – 1946. – 472 с.
7. Тиховод С.М., Власенко Э.В. Компьютерное моделирование распределенных магнитодвижущих сил в магнитоэлектрических схемах замещения электротехнических комплексов // Электротехника та електроенергетика. – 2011. – № 1. – С. 44–49.

Стаття надійшла 29.06.2011 р.
Рекомендовано до друку к.т.н., доц.
Прусом В.В.

РОЗРАХУНОК ІНДУКТИВНОСТЕЙ ОБМОТОК ТРАНСФОРМАТОРА, ОБУМОВЛЕНИХ МАГНІТНИМИ ПОТОКАМИ В ПОВІТРІ

*С. М. Тиховод, к.т.н., доц., Г. М. Романиченко, ст. викл., І. О. Афанасьєва, ст. викл.
Запорізький національний технічний університет
вул. Жуковського, 64, 69063, м. Запоріжжя, Україна
E-mail: tikhovod@narod.ru*

Запропоновано методику комп'ютерного розрахунку індуктивностей кожної обмотки трансформатора, обумовлених магнітними потоками в повітрі.

Ключові слова: трансформатор, магніторушійна сила, індуктивність розсіяння.

INDUCTANCES OF TRANSFORMER WINDINGS CALCULATION CORRESPONDING TO MAGNETIC FLUXES IN AIR

*S. Tykhovod, Cand.Sc. (Eng.), Assoc. Prof., G. Romanitchenko, Sen. Lect., I. Afanasjeva, Sen. Lect.
Zaporizhzhya National Technical University
vul. Zhukovskoho, 64, 69063, Zaporizhzhia, Ukraine
E-mail: tikhovod@narod.ru*

Computer calculation of inductance corresponding to magnetic fluxes in air for every individual transformer winding is offered.

Key words: transformer, magnetomotive force, leakage inductance