

К.С. Боронова, И.Ф. Суворов, С.В. Шутемов

ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ОТДЕЛЬНЫХ ЧАСТЯХ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ МАШИН

В статье рассматриваются проблемы преобразования механической энергии в энергию электрического тока. Связь между магнитным полем и токами в обмотках удобнее всего может быть установлена при помощи индуктивностей и взаимоиндуктивностей. Определение индуктивности и взаимоиндуктивности обмоток расчётным путем представляет значительные трудности, так как при этом приходится рассчитывать магнитное поле сложной конфигурации внутри паза сердечника, в зазоре и зоне лобовых частей обмоток. Приближенный метод расчета магнитных полей в отдельных частях магнитной системы машин является сложной, но в то же время очень актуальной проблемой. Здесь мы ограничимся лишь приближенным расчетом индуктивности обмотки, основанном на предположении, что основная часть энергии магнитного поля самоиндукции обмотки сосредоточена в воздушном зазоре машины и что радиальный размер зазора неизменен по его окружности. Применение разработанной методики позволяет находить магнитные поля в отдельных частях магнитной системы машин, что позволяет рассчитывать их номинальные параметры.

Ключевые слова: индуктивности, магнитопровод, электромагнитное поле, тангенциальные силы, зубцы, электрическая машина.

K.S. Boronova, I.F. Suvorov, S.V. Shutemov

APPROXIMATE METHOD FOR CALCULATING MAGNETIC FIELDS IN SEPARATE PARTS OF THE MAGNETIC SYSTEM OF MACHINES

The article discusses the problems of converting mechanical energy into electrical energy. The connection between the magnetic field and currents in the windings can most conveniently be established using inductances and mutual inductances. Determining the inductance and mutual inductance of windings by calculation presents significant difficulties, since in this case it is necessary to calculate the magnetic field of a complex configuration inside the core groove, in the gap and in the area of the frontal parts of the windings. An approximate method for calculating magnetic fields in individual parts of the magnetic system of machines is a complex, but at the same time very urgent problem. Here we will limit ourselves to only an approximate calculation of the winding inductance, based on the assumption that the main part of the energy of the magnetic field of the self-induction of the winding is concentrated in the air gap of the machine and that the radial size of the gap is constant around its circumference. The use of the developed technique makes it

possible to find magnetic fields in individual parts of the magnetic system of machines, which makes it possible to calculate their nominal parameters.

Keywords: inductance, magnetic circuit, electromagnetic field, tangential forces, teeth, electric machine.

В процессе преобразования механической энергии в энергию электрического тока или при обратном преобразовании по обмоткам машины проходят токи, создающие магнитное поле. Связь между магнитным полем и токами в обмотках удобнее всего может быть установлена при помощи индуктивностей и взаимоиנדуктивностей, которые следует рассматривать как основные электромагнитные параметры обмотки [1].

Полное потокосцепление с любой обмоткой, например с обмоткой I в системе, состоящей из s обмоток равно:

$$\psi_{11} = L_1 i_1 + \sum_{n=2}^{n=s} L_{1n} i_n, \quad (1)$$

где L_I – индуктивность обмотки I , по которой проходит ток i_I ;

L_{In} – взаимоиנדукция между обмотками I и n .

Если принять, что потокосцепление ψ_{11} меняется во времени синусоидально, то можно допустить, как это обычно принимают в теории электрических машин, что все члены, стоящие в правой части равенства (1), также изменяются во времени по синусоидальному закону [2].

Рассмотрим трехфазную обмотку. Для фазы А $L_A = const$; $i_A = \sqrt{2}I_A e^{j\omega t}$ и потокосцепление самоиндукции равно $\psi_A = \sqrt{2}L_A I_A e^{j\omega t}$. Допустим, что $\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C = 0$; тогда $\dot{I}_B + \dot{I}_C = -\dot{I}_A$ и $i_B + i_C = -\sqrt{2}I_A e^{j\omega t}$.

По условиям симметрии фаз А, В, С $L_{AB} = L_{AC}$, поэтому $\psi_{AB} + \psi_{AC} = i_B L_{AB} + i_C L_{AC} = (i_B + i_C)L_{AB} = -i_A L_{AB} = -\sqrt{2}L_{AB} I_A e^{j\omega t}$.

Следовательно полное потокосцепление с фазой А при прохождении по обмотке трехфазного тока и при условии, что $\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C = 0$, равно $\psi_{AA} = \psi_A + \psi_{AB} + \psi_{AC} = \sqrt{2}(L_A - L_{AB})I_A e^{j\omega t}$.

Как видно из рис. 1, поля самоиндукции и взаимоиנדукции сцепляются с обмоткой любой фазы в противоположных направлениях, поэтому разность $L_A - L_{AB}$ фактически является суммой $L_A + |L_{AB}|$. Примем $-\frac{L_{AB}}{L_A} = \zeta$; тогда для любой фазы обмотки I статора

$$\psi_{11} = \sqrt{2}L_1 I_1 (1 + \zeta) e^{j\omega t} = \sqrt{2}L_{11} I_1 e^{j\omega t}, \quad (2)$$

где I_l – действующее значение тока фазы.

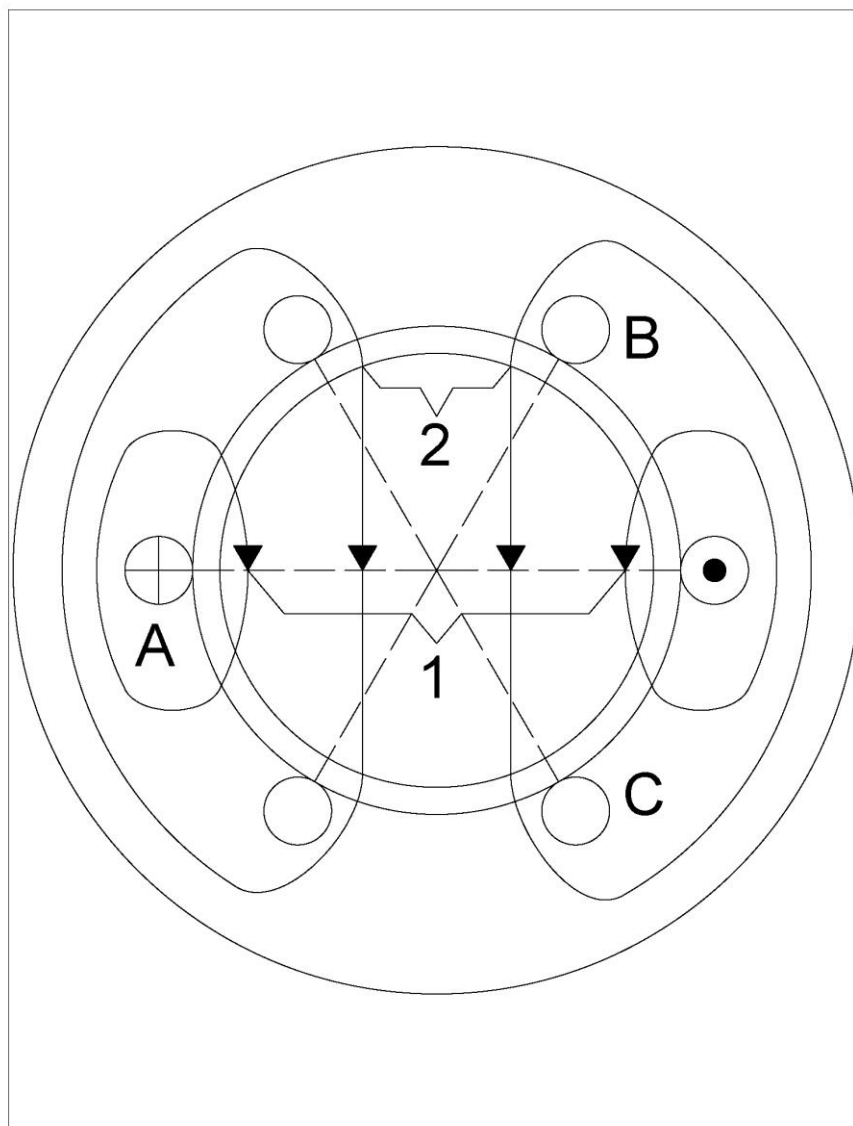


Рис. 1. Потокосцепления самоиндукции и взаимной индукции трехфазной обмотки.

- 1 – потокосцепление самоиндукции с фазой А;
- 2 – потокосцепление взаимной индукции с фазами В и С.

Равенство (2) показывает, что при отсутствии тока нулевой последовательности, когда $\dot{I}_A + \dot{I}_B + \dot{I}_C = 0$, полное потокосцепление каждой фазы обмотки равно произведению тока фазы на расчетную индуктивность $L_{11} = L_1(1 + \zeta)$, учитывающую не только свою индуктивность L_1 фазы, но и взаимную индуктивность двух других фаз в виде множителя $(1 + \zeta)$.

При синусоидальном распределении магнитного поля в зазоре машины отношение ζ обычно близко к половине (2); поэтому множитель $1 + \zeta \approx \frac{3}{2}$.

Аналогичный процесс суммирования магнитных полей самоиндукции и взаимной индукции имеет место в трехфазных трансформаторах.

При прохождении по трехфазной обмотке токов нулевой последовательности $\dot{I}_A = \dot{I}_B = \dot{I}_C$, следовательно

$$\psi_{A0} = \psi_A + \psi_{AB} + \psi_{AC} = i_A(L_A + L_{AB} + L_{AC}) = \sqrt{2}L_0I_Ae^{j\omega t}; \quad (3)$$

Поэтому расчетная индуктивность L_0 нулевой последовательности для любой фазы обмотки l будет равна

$$L_0 = L_1(1 - 2\zeta). \quad (4)$$

По сравнению с L_1 индуктивность L_0 – обычно небольшая, поскольку $\zeta \approx \frac{1}{2}$.

Определение индуктивности и взаимной индуктивности обмоток расчетным путем представляет значительные трудности, так как при этом приходится рассчитывать магнитное поле сложной конфигурации внутри паза сердечника, в зазоре и зоне лобовых частей обмоток. Приближенные методы расчета магнитных полей в отдельных частях магнитной системы машин будут рассмотрены в дальнейшем. Здесь мы ограничимся лишь приближенным расчетом индуктивности обмотки, основанном на предположении, что основная часть энергии магнитного поля самоиндукции обмотки сосредоточена в воздушном зазоре машины и что радиальный размер зазора неизменен по его окружности [3].

Рассмотрим машину, имеющую p пар полюсов.

Индуктивность одной фазы (А) равна

$$L_A = \frac{\psi_A}{i_A}. \quad (5)$$

Потокоцепление связано с магнитным потоком Φ равенством

$$\psi_A = \omega k_\omega \Phi; \quad (6)$$

при синусоидальном распределении индукции

$$\Phi = \frac{2}{\pi} \tau l_i B_m, \quad (7)$$

где B_m – максимальное значение индукции в пределах полюсного деления τ ;

l_i – расчетная осевая длина воздушного зазора машины.

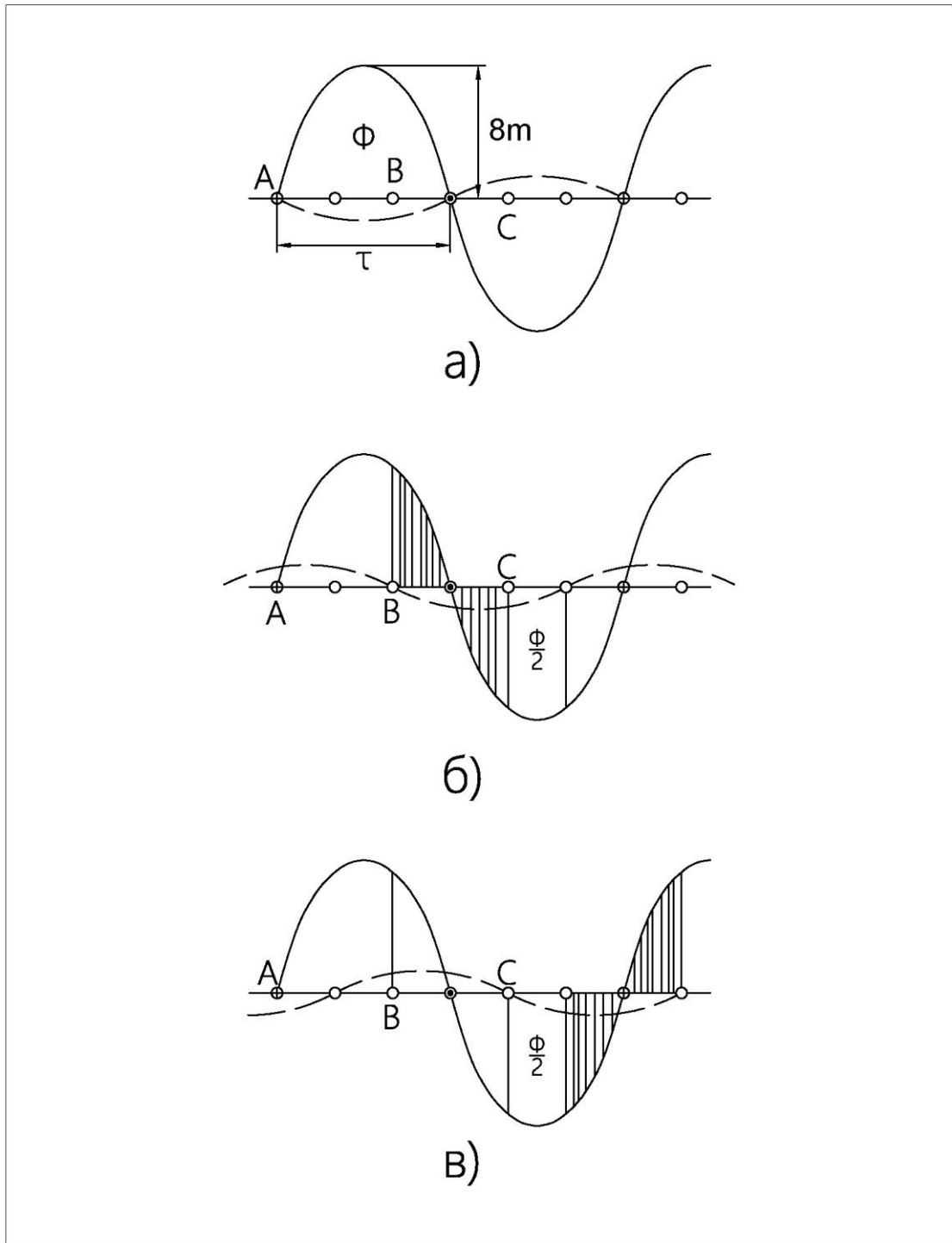


Рис. 2. Потокосцепление самоиндукции и взаимной индукции трехфазной обмотки при синусоидальном распределении поля в зазоре:
с фазой А сцеплен поток самоиндукции Φ (а);
с фазами В и С сцеплены потоки взаимной индукции $\frac{\Phi}{2}$ (б и в);

$$\zeta = 0,5$$

Согласно равенству

$$F_{1m} = 0,45m \frac{I\omega}{p} k_\omega. \quad (8)$$

для одной фазы обмоток ($m=1$)

$$B_m = \frac{F_{1m}\mu_0}{\delta_i} = \frac{0,9I_A\omega k_\omega\mu_0}{\delta_i}, \quad (9)$$

где $\delta_i > \delta$, так как учитывается некоторое увеличение воздушного зазора δ из-за наличия пазов.

Подставляя найденное значение индукции B_m в формулы (6) и (7), получаем:

$$\psi_A = \frac{1,8\mu_0}{\pi} \times \frac{(\omega k_\omega)^2 \tau l_i I_A}{\delta_i p}. \quad (10)$$

Для определения индуктивности в формуле (5) следует считать $i_A = \sqrt{2}I_A$, поэтому, положив $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-9}$, получаем:

$$L_A = L_1 = 5,1\beta \frac{(\omega k_\omega)^2 \tau l_i}{\delta_i p} \times 10^{-9} \quad (11)$$

В эту формулу введен коэффициент β , который несколько больше единицы, учитывающий, что энергия магнитного поля сосредоточена не только в воздушном зазоре, но также и в других частях магнитной системы машины.

Расчетная индуктивность одной фазы трехфазной обмотки может быть найдена из (2) путем умножения правой части равенства (11) на $(1 + \zeta)$.

С достаточной точностью можно полагать, что при синусоидальном распределении магнитного поля $(1 + \zeta) \approx 1,5$, поэтому для любой фазы трехфазной обмотки

$$L_{11} = 7,65\beta \frac{(\omega k_\omega)^2 \tau l_i}{\delta_i p} \times 10^{-9} \quad (12)$$

Эта формула может быть использована в одинаковой мере и для расчета индуктивности трехфазной обмотки ротора.

Рассмотрим случай, когда обмотка 1 расположена на статоре, а обмотка 2 на роторе. Допустим, что обмотка 1 имеет ω_1 последовательно соединенных витков и размещена в пазах так, что ее обмоточный коэффициент равен $k_{1\omega}$;

соответственно обмотка 2 имеет ω_2 витков и обмоточный коэффициент $k_{2\omega}$. Если по обмотке 1 будет проходить ток, то потокосцепление взаимоиндукции будет зависеть от взаимного расположения осей обмоток. При совпадении осей обмоток оно будет максимальным, при взаимно-перпендикулярном их расположении – равным нулю (7). В первом приближении можно считать, что потокосцепление взаимоиндукции изменяется пропорционально $\cos \alpha$, где α – угол между осями обмоток. Сравнение потокосцеплений самоиндукции и взаимоиндукции становится нагляднее, если обмотку 2 привести к обмотке 1, положив число витков на ней равным $k_{1\omega}$, не меняя при этом пространственного распределения магнитного потока взаимоиндукции.

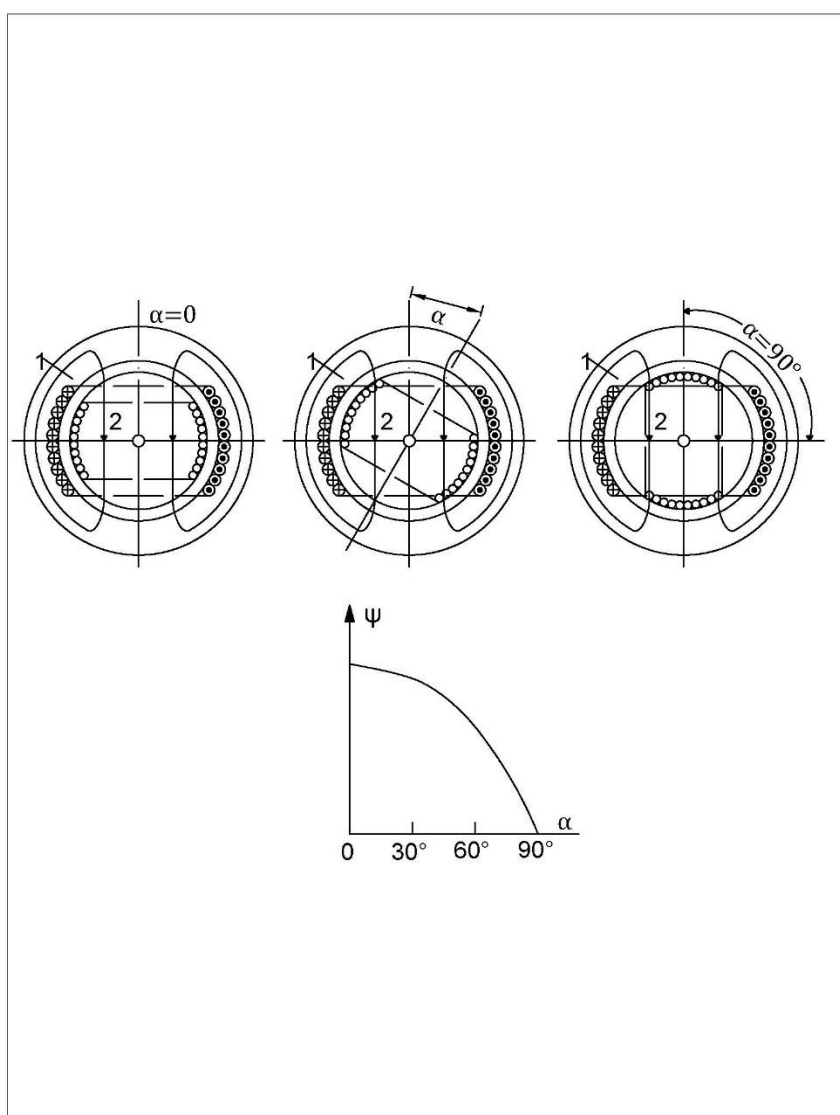


Рис. 3. Потокосцепление взаимной индукции в зависимости от угла α .

Допустим, что потокосцепление самоиндукции обмотки 1 равно ψ_1 , а потокосцепление взаимоиндукции с приведенной обмоткой 2 получается равным ψ_{12} (рис. 4). В общем случае из-за пространственного несовпадения обмоток $\psi_{12} \neq \psi_1$, причем $\psi_1 - \psi_{12} = \psi_{\sigma 1}$ можно рассматривать как потокосцепление рассеяния обмотки 1 по отношению к обмотке 2.

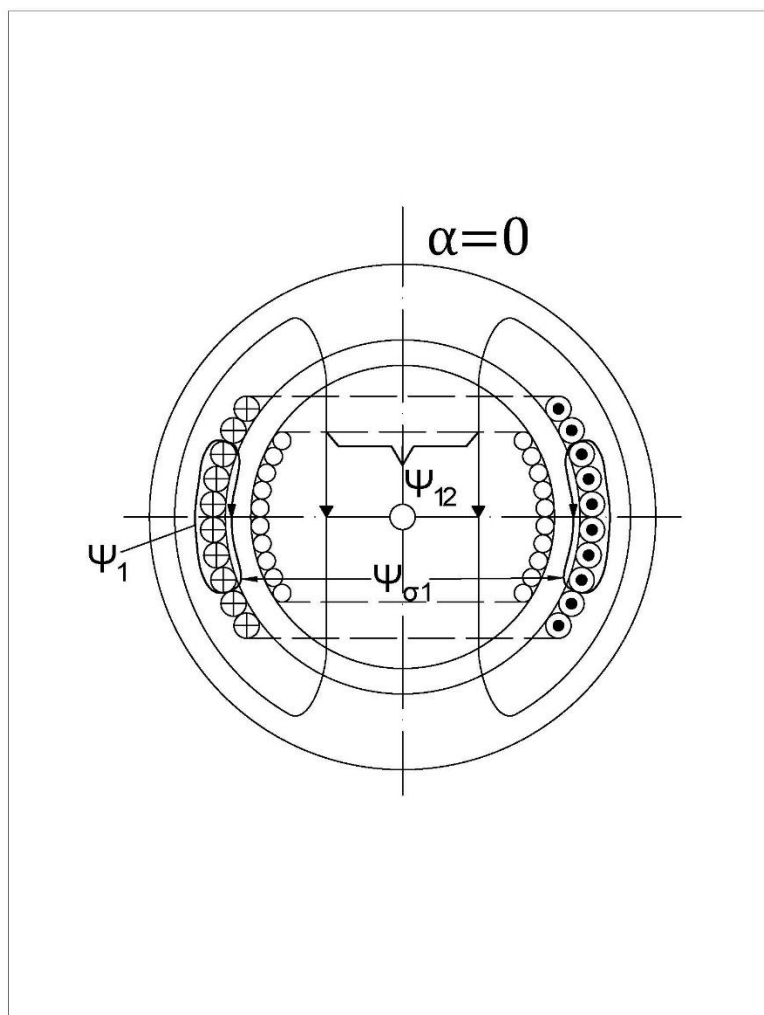


Рис. 4. Потокосцепление рассеяния при $\alpha = 0$; $\omega_1 = \omega_2$; $k_{1\omega} = k_{2\omega}$.

Определение индуктивности и взаимоиндуктивности обмоток расчётным путем представляет значительные трудности, так как при этом приходится рассчитывать магнитное поле сложной конфигурации внутри паза сердечника, в зазоре и зоне лобовых частей обмоток. Приближенный метод расчета магнитных полей в отдельных частях магнитной системы машин является сложной, но разрешимой проблемой. Здесь мы ограничились лишь приближенным расчетом индуктивности обмотки, основанном на предположении, что основная часть энергии магнитного поля самоиндукции

обмотки сосредоточена в воздушном зазоре машины и что радиальный размер зазора неизменен по его окружности. Применение разработанной методики позволяет находить магнитные поля в отдельных частях магнитной системы машин, что позволяет рассчитывать их номинальные параметры.

Библиографический список

1. Мирзин А.М., Коротаев. А.Д., Шутемов С.В. Усилие тяжения цилиндрического линейного вентильного двигателя с постоянными магнитами между статором и вторичным элементом // Современные проблемы науки и образования. – 2013. – № 6.; URL: <http://www.science-education.ru/ru/article/view?id=11637>
2. A. Klyuchnikov, A. Korotaev, and S. Shutemov, “Modeling of a cylindrical linear AC electronic motor,” Russian Electrical Engineering, no. 11, pp. 606–609, 2013.
3. N. Shulakov and S. Shutemov, “A method for calculating the electromagnetic processes in a cylindrical linear electronic motor,” Russian Electrical Engineering, no. 11, pp. 18–22, 2014.