

Потери от вихревых токов в массиве постоянных магнитов магнитоэлектрических вентильных двигателей

АФНАСЬЕВ А.А.

Высшие гармоники магнитного поля в воздушном зазоре магнитоэлектрических машин — причина возникновения вихревых токов в массиве постоянных магнитов, вызывающих их нагрев и частичное размагничивание. На основе аналитического решения известных уравнений Максвелла для ν -й гармоники магнитного поля получены выражения координатных составляющих магнитной индукции и плотности вихревого тока в массиве магнита для известного значения ν -й гармоники магнитной индукции на наружной поверхности магнита. Показано, что энергия электромагнитной волны входит в магнит через наружную цилиндрическую поверхность и боковые радиальные плоские грани, причём поверхностная плотность потока мощности по первому каналу постоянна, а по двум другим экспоненциально уменьшается в радиальном направлении. Поэтому разбиение полюсного магнита в поперечном направлении на элементарные плитки с точки зрения потерь нецелесообразно, так как потери первого канала остаются неизменными (инвариантны к разбиению), а потери второго канала увеличиваются (при разбиении магнита суммарное число боковых граней плиток растёт). Дана количественная оценка потерь в самарий-кобальтовых магнитах вентильного двигателя мощностью 15 кВт из-за зубчатости статора, а также несинусоидальности напряжения преобразователя частоты, высших гармоник МДС обмотки статора.

Ключевые слова: магнитоэлектрический вентильный двигатель, уравнения Максвелла, гармоники магнитного поля, плотность тока, вектор Пойнтинга, потери в магнитах, гармоники МДС и напряжения статора

В электрических двигателях с постоянными магнитами магнитная индукция в воздушном зазоре содержит, кроме основной, и высшие гармоники. Последние обусловлены прежде всего неравномерностью воздушного зазора из-за наличия пазов статора, ступенчатым характером кривой МДС обмотки статора, несинусоидальностью напряжения питания, особенностями пространственного распределения вектора намагниченности магнитов, насыщением магнитной цепи.

Рассмотрим явления непостоянства магнитного поля в массиве постоянных магнитов, которые сопровождаются появлением вихревых токов и, как следствие, нагревом магнитов и их частичным размагничиванием.

Высокоэнергетические магниты (из сплавов SmCo и NeFeB) обладают двумя важными электрическими и магнитными особенностями:

значения удельных электрических сопротивлений самарий-кобальтовых магнитов и электротехнической стали близки друг к другу (а у некоторых типов практически совпадают); у неодим-железоборových магнитов этот параметр примерно в полтора раза больше;

значения магнитных проницаемостей рассматриваемых магнитов и воздуха можно считать весь-

ма близкими, например, для Ne-Fe-B магнитов с $B_r = 1,1$ Тл и $H_{cB} = 850$ кА/м имеем для относительной магнитной проницаемости

$$\mu_r = \frac{B_r}{\mu_0 H_{cB}} = \frac{1,1}{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 0,85 \cdot 10^6} = 1,0298.$$

Поэтому магнитное поле в активной зоне электрической машины с такими магнитами можно рассчитывать, считая пространство, занятое магнитами, воздушной средой. В результате математические описания магнитного поля в массивах магнита и стали по причине первой особенности будут похожими, а вторая особенность определяет их существенные различия.

Математический анализ магнитного поля в массиве постоянного магнита. При решении этой задачи введём следующие допущения: рассматриваемое поле плоскопараллельно: ротор машины имеет бесконечную длину—концевые эффекты на краях ротора не рассматриваются; магнитная проницаемость материала магнита $\mu = \mu_0$; кривизной поверхности магнита пренебрегаем.

Магнитное поле ν -й гармоники в массиве магнита описывается известными уравнениями, которые в комплексной форме имеют вид:

$$\operatorname{rot} \dot{H}_\nu = \dot{J}_\nu; \operatorname{rot} \dot{E}_\nu = \operatorname{rot} \rho \dot{J}_\nu = -j\omega_\nu \dot{B}_\nu, \quad (1)$$

где ρ – удельное электрическое сопротивление материала магнита; \dot{J}_ν – комплексное изображение мгновенного значения ν -й гармоники плотности тока; ω_ν – угловая частота ν -й гармоники.

Учитывая, что в плоскопараллельном поле $\dot{E}_\nu = \dot{E}_{\nu z}$, $\dot{J}_\nu = \dot{J}_{\nu z}$, получаем с учетом (1)

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \rho \dot{J}_{\nu z} = -j\omega_\nu \frac{\mu}{\rho} \operatorname{rot} \dot{H}_\nu = -j\omega_\nu \frac{\mu}{\rho} \dot{J}_{\nu z}. \quad (2)$$

Поскольку

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \dot{J}_{\nu z} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \dot{J}_{\nu z} - \nabla^2 \dot{J}_{\nu z}, \quad \operatorname{div} \dot{J}_{\nu z} = 0,$$

то уравнение (2) примет вид

$$\frac{\partial^2 \dot{J}_{\nu z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \dot{J}_{\nu z}}{\partial y^2} = j \frac{\omega_\nu \mu}{\rho} \dot{J}_{\nu z}. \quad (3)$$

Его решение известно [1]:

$$\dot{J}_{\nu z} = J_{\nu 0 m} e^{-\sigma y + j \left(\omega_\nu t - \frac{\pi x}{\tau_\nu} \right)}, \quad (4)$$

где $J_{\nu 0 m}$ – амплитуда плотности тока на поверхности магнита;

$$\sigma^2 = \frac{\pi^2}{\tau_\nu^2} + j \frac{\omega_\nu \mu}{\rho} = \beta e^{j\alpha}; \quad \beta = \sqrt{\left(\frac{\pi^2}{\tau_\nu^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_\nu \mu}{\rho} \right)^2};$$

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{\tau_\nu^2 \omega_\nu \mu}{\pi^2 \rho}; \quad \sigma = \delta + j\gamma; \quad \delta = \sqrt{\beta} \cos \frac{\alpha}{2};$$

$$\gamma = \sqrt{\beta} \sin \frac{\alpha}{2}.$$

Учитывая, что $\sigma = \delta + j\gamma$, формуле (4) можно придать окончательный вид:

$$\dot{J}_{\nu z} = J_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(\omega_\nu t - \frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y \right)}. \quad (5)$$

Из второго уравнения в (1) следует:

$$\rho \operatorname{rot} \dot{J}_\nu = \rho \left(\frac{\partial \dot{J}_\nu}{\partial y} \mathbf{i} - \frac{\partial \dot{J}_\nu}{\partial x} \mathbf{j} \right) = -j\omega_\nu \dot{B}_{\nu x} \mathbf{i} - j\omega_\nu \dot{B}_{\nu y} \mathbf{j}. \quad (6)$$

Из полученного уравнения (6) можем записать:

$$j\omega_\nu \dot{B}_{\nu y} = \rho \frac{\partial \dot{J}_\nu}{\partial x}; \quad j\omega_\nu \dot{B}_{\nu x} = \rho \frac{\partial \dot{J}_\nu}{\partial y}. \quad (7)$$

Из (7), учитывая формулу (5) для плотности тока $\dot{J}_{\nu z}$, получим соответственно выражения для комплексных изображений осевых составляющих магнитной индукции и напряжённости электрического поля:

$$\dot{B}_{\nu y} = -\frac{\pi \rho}{\tau_\nu \omega_\nu} J_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(\omega_\nu t - \frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y \right)}; \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \dot{B}_{\nu x} &= -\frac{(\delta + j\gamma) \rho}{j\omega_\nu} J_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(\omega_\nu t - \frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y \right)} = \\ &= \frac{\rho \sqrt{\beta}}{\omega_\nu} J_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(\omega_\nu t - \frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y + \frac{\alpha}{2} - \frac{\pi}{2} \right)}; \quad (9) \end{aligned}$$

$$\dot{E}_{\nu z} = \rho J_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(\omega_\nu t - \frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y \right)}. \quad (10)$$

Полученные формулы представим в форме комплексных амплитуд:

$$\begin{aligned} \dot{B}_{\nu y m} &= B_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(-\frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y + \pi \right)}; \\ \dot{B}_{\nu x m} &= \frac{\tau_\nu \sqrt{\beta}}{\pi} B_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(-\frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y + \frac{\alpha}{2} - \frac{\pi}{2} \right)}; \\ \dot{E}_{\nu z m} &= \frac{\tau_\nu \omega_\nu}{\pi} B_{\nu 0 m} e^{-\delta y + j \left(-\frac{\pi x}{\tau_\nu} - \gamma y \right)}, \quad (11) \end{aligned}$$

где $B_{\nu 0 m} = \frac{\pi \rho}{\tau_\nu \omega_\nu} J_{\nu 0 m}$ – амплитуда магнитной индукции на поверхности магнита; $J_{\nu 0 m} = \frac{\tau_\nu \omega_\nu}{\pi \rho} B_{\nu 0 m}$.

Потери в магните от вихревых токов в его массиве можно определить с помощью трёх составляющих вектора Пойнтинга. Первая составляющая вектора на наружной поверхности магнита со стороны воздушного зазора

$$\Pi_{\nu 1} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \dot{E}_{\nu z m} \hat{H}_{\nu x m}, \quad \text{Вт/м}^2, \quad (12)$$

где $\hat{H}_{\nu x m}$ – комплексно-сопряжённая амплитуда напряжённости магнитного поля на поверхности магнита.

После подстановки в эту формулу соответствующих равенств (11) для $y=0$ получим выражение для плотности потока мощности потерь, внесённой электромагнитной волной по этому каналу:

$$\Pi_{\nu 1} = \frac{1}{2} \frac{\tau_\nu^2 \omega_\nu}{\pi^2 \mu} 4 \sqrt{\left(\frac{\pi^2}{\tau_\nu^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_\nu \mu}{\rho} \right)^2} B_{\nu 0 m}^2 \sin \frac{\alpha}{2}, \quad \text{Вт/м}^2. \quad (13)$$

Формула (13) показывает, что указанная плотность не зависит от координаты, т.е. мощность по-

ть, приходящаяся на единицу площади наружной поверхности магнита, будет одной и той же на любом участке этой поверхности. Тогда значение потерь от вихревых токов, внесенных электромагнитной волной через наружную поверхность магнита площадью $S_M = lb_M$, будет равна

$$P_{vB1} = P_{v1} S_M = \frac{1}{2} lb_M \frac{\tau_v^2 \omega_v}{\pi^2 \mu} 4 \sqrt{\left(\frac{\pi^2}{\tau_v^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega_v \mu}{\rho}\right)^2} B_{v0m}^2 \sin \frac{\alpha}{2}, \text{ Вт}, \quad (14)$$

где l и b_M – длина и ширина наружной поверхности магнита.

Два других вектора Пойнтинга на боковых гранях магнита:

$$\begin{aligned} \Pi_{v2} = -\Pi_{v3} &= -\frac{1}{2} \text{Re} \dot{E}_{vzm} \hat{H}_{vym} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{\tau_v \omega_v}{\pi \mu} B_{v0m}^2 e^{-2\delta y}, \text{ Вт/м}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Из (15) следует, что боковые потоки поверхностной плотности мощности непостоянны: максимальны у наружной поверхности магнита и уменьшаются экспоненциально (с показателем затухания 2δ) при погружении по боковым граням магнита к яруму ротора.

Мощности потерь, вносимые электромагнитной волной по боковым граням магнита:

$$\begin{aligned} P_{vB2,3} &= l \frac{\tau_v \omega_v}{2\pi \mu} B_{v0m}^2 \int_0^{h_M} e^{-2\delta y} dy = \\ &= -\frac{l \tau_v \omega_v}{4\pi \mu \delta} B_{v0m}^2 (e^{-2\delta h_M} - 1), \end{aligned} \quad (16)$$

где h_M – высота магнита.

Боковые грани у магнита будут отсутствовать, если он представляет сплошное кольцо со всеми полюсами, посаженное на ярмо ротора¹. В этом случае мощность потерь будет входить в магниты только через наружную цилиндрическую поверхность.

Потери в магнитах, обусловленные зубчатостью статора. Будем рассматривать магнитное поле в массиве магнита, вызванное неравномерностью воздушного зазора из-за зубчатости сердечника статора. Эта неравномерность приводит к провалам значений магнитной индукции на наружной поверхности магнитов (рис. 1).

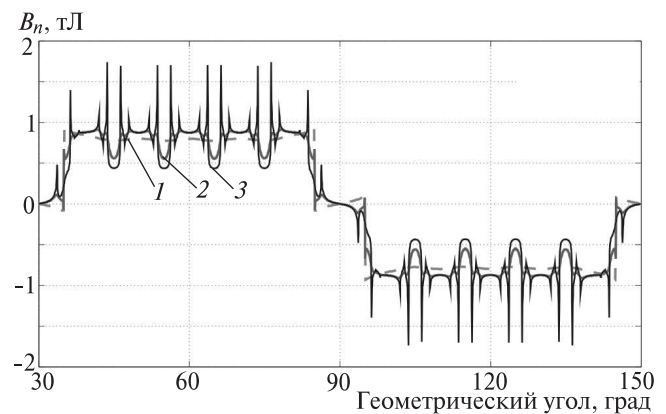
Для параметров этого магнитного поля, входящих в (4), справедливо: $\omega_v = 2\pi \frac{zn}{60}$; $\tau_v = \frac{\pi D}{2z}$ – полюсное деление ν -й гармоники; z – число зубцов статора; D – диаметр расточки статора; за начало координат оси x примем середину магнита.

Оценим потери в магнитах шестиполюсного вентильного двигателя с высотой оси вращения 132 мм, имеющего следующие данные: мощность 15 кВт; частота вращения 3000 об/мин; диаметр расточки статора 154 мм; активная длина 140 мм; число зубцов статора 36; полузакрытые пазы с шириной шлица 3,5, высотой 0,9 мм; воздушный зазор $\delta = 0,6$ мм; самарий-кобальтовые магниты ($H_{cB} = 770$ кА/м) высотой 6 мм, закреплённые на ярме ротора диаметром 140,8 мм.

Раскладывая кривую индукции в воздушном зазоре одного полюса (см. рисунок) в ряд Фурье, можно найти, что амплитуда гармоники магнитной индукции B_{v0m} с номером $\nu = 6$ на поверхности магнитов составляет 0,102 Тл. Тогда при угловой ширине магнита одного полюса 150° по (14) и (16) можно рассчитать потери в магнитах всех шести полюсов:

$$P_{vB1} = 350 \text{ Вт}; \quad P_{vB2,3} = 86 \text{ Вт}; \quad P_{vB1} + P_{vB2,3} = 436 \text{ Вт}.$$

Потери в магнитах, обусловленные несинусоидальностью напряжения обмотки статора. При симметричном напряжении на выходе преобразователя частоты вентильного двигателя высшие временные гармоники напряжения обмотки статора имеют угловые частоты $\omega_{ck} = \omega_1 (6k \pm 1)$, $k = 1, 2, \dots$. В этом случае создаваемые ими гармоники магнитной индукции в воздушном зазоре будут перемещаться относительно поверхности ротора с угловой частотой $\omega_{pk} = \omega_v = \omega_1 \nu$, $\nu = 6k$, $k = 1, 2, \dots$ [2]. Причем гармоники индукции, вызванные гармониками напряжения частоты $\omega_1 (6k - 1)$, будут перемещаться по по-



Магнитная индукция в воздушном зазоре магнитоэлектрического вентильного двигателя: 1 – яркость; 2 – ротор; 3 – статор

¹ Существуют конструкции магнитоэлектрических машин, у которых весь сердечник ротора является постоянным магнитом [4].

верхности ротора с частотой ω_ν против направления его вращения, а гармоники напряжения частоты $\omega_1(6k+1)$ инициируют гармоники индукции той же частоты ω_ν , но перемещающиеся по поверхности ротора в направлении его вращения.

Наиболее выраженная шестая гармоника индукции будет иметь частоту $\omega_\nu = \omega_6 = 6\omega_1$.

При работе шестиполусного вентильного двигателя с частотой вращения 3000 об/мин значение $\omega_\nu = 2\pi 900$ рад/с, т.е. эта частота только в два раза меньше аналогичной частоты, связанной с зубчатостью статора.

Будем рассматривать только основные пространственные гармоники магнитной индукции, создаваемые временными гармониками напряжения статора. Поэтому полюсное деление τ_ν шестой гармоники индукции будет равняться основному полюсному делению τ_1 магнитного поля:

$$\tau_\nu = \tau_1 = \pi D / 2p.$$

По сравнению с предыдущим примером оно будет в шесть раз больше.

Если принять амплитуду $B_{\nu 0m}$ одной из этих двух высших гармоник индукции частоты ω_6 равной $B_{\nu 0m} = 0,1$ Тл (как в предыдущем примере), то аналогичные вычисления по (14), (16) дадут такой результат:

$$P_{\nu B1} = 527 \text{ Вт}; P_{\nu B2,3} = 756 \text{ Вт}; P_{\nu B1} + P_{\nu B2,3} = 1283 \text{ Вт}.$$

Потери в магнитах, обусловленные несинусоидальностью МДС обмотки статора. Кривая МДС трёхфазной симметричной обмотки статора содержит высшие пространственные гармоники порядков $\nu = (6k \pm 1)$, $k = 1, 2, \dots$, обусловленные дискретным расположением проводников в пазах. Как движущиеся волны они имеют одинаковую угловую частоту, равную основной угловой частоте тока статора $\omega_\nu = \omega = 2\pi f$ [3]:

$$F_\nu(t, x) = F_{\nu m} \sin\left(\omega t \pm \frac{\nu x \pi}{\tau}\right) = F_{\nu m} \sin\left(\omega t \pm \frac{x \pi}{\tau_\nu}\right), \quad (17)$$

где τ и $\tau_\nu = \tau / \nu$ — полюсные деления основной и высших гармоник МДС; знак (+) — для гармоник $\nu = (6k - 1)$, $k = 1, 2, \dots$; знак (–) — для гармоник $\nu = (6k + 1)$, $k = 1, 2, \dots$

Приравняв аргумент синусной функции (17) константе и взяв от него производную по времени, получим выражение для скорости перемещения высших гармоник МДС:

$$V_\nu = \mp \omega \frac{\tau}{\nu \pi} = \mp V_1 / \nu = \mp \omega \tau_\nu / \pi. \quad (18)$$

Формула (18) показывает, что частота вращения ν -х гармоник будет в ν раз меньше основной и гар-

моники $\nu = (6k - 1)$ будут перемещаться против, а гармоники $\nu = (6k + 1)$ — в направлении вращения ротора.

Изложенное выше позволяет использовать формулы (14), (16) для определения потерь в магнитах от высших гармоник МДС статора, разделив их на потери от гармоник $\nu' = (6k - 1)$ и от гармоник $\nu'' = (6k + 1)$. Гармоники $\nu' = (6k - 1)$ будут иметь полюсное деление τ'_ν и перемещаться по поверхности магнитов с угловой частотой ω'_ν :

$$\tau'_\nu = \frac{\tau}{6k - 1}; \quad \omega'_\nu = \omega \frac{6k}{6k - 1}. \quad (19)$$

Гармоники $\nu'' = (6k + 1)$ будут иметь полюсное деление τ''_ν и перемещаться по поверхности магнитов с угловой частотой ω''_ν :

$$\tau''_\nu = \frac{\tau}{6k + 1}; \quad \omega''_\nu = \omega \frac{6k}{6k + 1}. \quad (20)$$

В (14), (16) вместо параметров τ_ν и ω_ν будут использованы соответствующие параметры из (19), (20)

При вычислении потерь от двух первых высших гармоник снова предполагаем, что амплитуды их индукции равны 0,1 Тл.

$$\text{Потери от гармоники } \omega'_5 = \omega \frac{6}{5} = \pi 360:$$

$$P'_{\nu B1} = 48 \text{ Вт}; P'_{\nu B2,3} = 45 \text{ Вт}; P'_{\nu B1} + P'_{\nu B2,3} = 93 \text{ Вт}.$$

$$\text{Потери от гармоники } \omega''_7 = \omega \frac{6}{7} = \pi 257,1:$$

$$P''_{\nu B1} = 48 \text{ Вт}; P''_{\nu B2,3} = 17 \text{ Вт}; P''_{\nu B1} + P''_{\nu B2,3} = 65 \text{ Вт}.$$

Полные потери этого вида:

$$P_{\nu B1} = 96 \text{ Вт}; P_{\nu B2,3} = 62 \text{ Вт}; P_{\nu B1} + P_{\nu B2,3} = 158 \text{ Вт}.$$

Выводы. 1. Энергия электромагнитных волн, перемещающихся относительно поверхности магнитов, входит внутрь магнитов через наружную цилиндрическую поверхность (первый канал) и через две боковые радиальные плоские грани (второй канал). Поверхностная плотность мощности потерь постоянна для цилиндрической поверхности и переменна для боковых граней магнита.

2. Разбиение полюсного магнита в поперечном направлении на элементарные плитки с точки зрения потерь нецелесообразно, так как потери первого канала остаются неизменными (инвариантны к разбиению), а потери второго канала увеличиваются (при разбиении магнита суммарное число боковых граней плиток растёт).

3. У рассмотренного вентильного двигателя с высотой оси вращения 132 мм и мощностью 15 кВт, выполненного с самарий-кобальтовыми магнитами шириной $0,83\tau$, полные потери в магни-

тах от неравномерности воздушного зазора из-за зубчатости статора составят 653 Вт.

4. Потери в магнитах этого двигателя, обусловленные 5-й временной гармоникой напряжения питания обмотки статора от преобразователя частоты (при допущении, что амплитуда магнитной индукции этой гармоники в воздушном зазоре равна 0,1 Тл), составят 1283 Вт.

5. Потери в магнитах этого двигателя, обусловленные 5-й и 7-й гармониками МДС обмотки статора (при допущении, что амплитуды магнитной индукции этих гармоник в воздушном зазоре равны 0,1 Тл), составят 158 Вт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилевич Я.Б., Кашарский Э.Г. Добавочные потери в электрических машинах. — М.;Л.: Госэнергоиздат, 1963, 214 с.
2. Аракелян А.К., Афанасьев А.А., Чиликин М.Г. Вентильный электропривод с синхронным двигателем и зависимым инвертором. — М.: Энергия, 1977, 224 с.

3. Сергеев П.С. Электрические машины. — М.: Госэнергоиздат, 1962, 280 с.

4. Стадник И.П., Гриднев А.И., Клевев Н.И. и др. Синтез и оптимизация сборных роторов из высококоэрцитивных магнитов и систем их намагничивания. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1987, № 6.

[18.05.2016]

А в т о р: Афанасьев Александр Александрович окончил электромеханический факультет Московского энергетического института (МЭИ) в 1962 г. Докторскую диссертацию «Совместная работа синхронной машины со статическим преобразователем частоты (теория и приложения)» защитил в МЭИ в 1991 г. Профессор кафедры автоматики и управления в технических системах Чувашского государственного университета.

Elektrichestvo (Electricity), 2017, No. 5, pp. 35–39

DOI:10.24160/0013-5380-2017-5-35-39

Eddy Current Losses in the Permanent Magnets of Switched Permanent-Magnet Motors

AFANAS'YEV Aleksandr A. (Chuvash State University, Cheboksary, Russia) — Professor, Dr. Sci. (Eng.)

Higher harmonic components of magnetic field in the air gap of permanent-magnet electrical machines cause eddy currents to occur in the bodies of permanent magnets, due to which the latter become heated and partially demagnetized. Expressions for the coordinate components of magnetic induction and eddy current density in the magnet body (given the known value of the ν -th harmonic component of magnetic inductance on the magnet external surface) are obtained proceeding from analytical solution of the well-known Maxwell equations for the ν -th harmonic component of magnetic field. It is shown that the electromagnetic wave energy enters into the magnet through the external cylindrical surface and lateral radial flat edges. It is also found that the power flux surface density in the first channel is constant, whereas that in the two other channels decreases exponentially in the radial direction. Therefore, it is not expedient to subdivide the pole magnet into elementary tiles in the transverse direction from the viewpoint of losses, because the losses in the first channel remain unchanged (i.e., they are invariant to decomposition), whereas the losses in the second channel increase (the total number of tile lateral edges increases in decomposing the magnet). The article presents a quantitative assessment of losses in samarium-cobalt magnets of a switched motor with a capacity of 15 kW due to a slotted stator surface outline, a non-sinusoidal waveform of the frequency converter voltage, and higher harmonic components of the stator winding MMF.

Key words: *switched permanent-magnet motor, Maxwell equations, magnetic field harmonic components, current density, Pointing vector, losses in magnets, MMF and stator voltage harmonic components*

REFERENCES

1. Danilevich Ya.B., Kasharskii E.G. *Dobavochnye poteri v elektricheskikh mashinakh* (Additional losses in the electrical machines). Moscow; Leningrad, Gosenergoizdat, 1963, 214 p.
2. Arakelyan A.K., Afanas'yev A.A., Chilikin M.G. *Ventil'nyi elektroprivod s sinkhronnym dvigatelem i zavisimym invertorom* (Valve actuator with synchronous motor and inverter dependent). Moscow, Publ. «Energiya», 1977, 224 p.

3. Sergeev P.S. *Elektricheskiye mashiny* (Electrical machines). Moscow, Gosenergoizdat, 1962, 280 p.

4. Stadnik I.P., Gridnev A.I., Klevets N.I. et al. *Izv. AN SSSR. Energetika i transport. — in Russ. (News Academy of sciences of SSSR. Energy and transport)*, 1987, No. 6.

[18.05.2016]