

К расчету беспазового магнитоэлектрического вентильного двигателя

АФАНАСЬЕВ А.А.

На базе метода разделения переменных Фурье получена двумерная аналитическая модель беспазового вентильного двигателя с постоянными магнитами. В общую расчетную область модели входят как участки с постоянными магнитами, немагнитными зазорами, так и ферромагнитные ярма сердечников статора и ротора с их магнитными проницаемостями. Намагниченность магнитов считается заданной и выражается тригонометрическим рядом с известными коэффициентами. Магнитное поле обмотки статора представлено как потенциальной, так и дополнительной составляющими, учитывая вихревой характер поля в слое обмотки. Источником потенциального магнитного поля статора является бесконечно тонкий магнитный лист, расположенный на внутренней границе ярма статора. В качестве потенциала магнитного листа принимается МДС обмотки статора, представленная тригонометрическим рядом.

Ключевые слова: беспазовый магнитоэлектрический вентильный двигатель, граничные условия, магнитные проницаемости, бесконечные ряды, плотность тока, вихревая компонента поля

Метод разделения переменных Фурье позволяет получить математическую модель беспазового магнитоэлектрического вентильного двигателя с учётом реальной геометрии высокоэнергетических постоянных магнитов и конечной магнитной проницаемости ярм сердечников статора и ротора. Именно в такой постановке эта двумерная задача была решена К.М. Поливановым применительно к расчёту магнитного поля намагниченной ленты [1]. Однако полученное решение соответствует устройству с отсутствием одного из ферромагнитных ярм (имеем бесконечно большой (открытый) воздушный зазор) и статорной обмотки.

Расчётная схема индуктора беспазового магнитоэлектрического вентильного двигателя, содержащая четыре среды, показана на рис. 1. В задаче [1] среда 4 отсутствует, а среда 3 продолжается в бесконечность.

Решаем задачу при следующих допущениях: ферромагнитные среды линейны (их магнитные проницаемости постоянны); вектор намагниченности магнитов имеет только одну компоненту

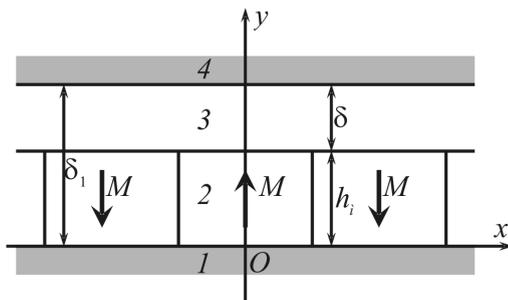


Рис. 1. Расчётная схема задачи с четырьмя средами: 1, 4 – ферромагнитные ярма; 2 – постоянные магниты с намагниченностью M ; 3 – воздушный зазор

$M = M_y$; справедлив принцип суперпозиции магнитных полей магнитов ротора (индуктора) и токов обмотки статора.

Расчет магнитного поля магнитов ротора. Исходные уравнения. Рассматриваемое магнитное поле потенциально и удовлетворяет дифференциальному уравнению Лапласа $\nabla^2 u = 0$. Будем решать его методом разделения переменных Фурье отдельно для каждой из четырёх названных выше сред, стыкуя их граничные значения путем вычисления соответствующих постоянных.

Ищем скалярные магнитные потенциалы $u_n(x, y)$ и радиальные составляющие магнитной индукции $B_{ny}(x, y)$ в средах ($n=1,2,3,4$) в виде:

$$u_1(x, y) = Ae^{k\sigma y} \cos k\sigma x;$$

$$B_{1y}(x, y) = -\mu_0 \mu_p \frac{\partial u_1}{\partial y} = -\mu_0 \mu_p k\sigma Ae^{k\sigma y} \cos k\sigma x,$$

$$y \leq 0; \tag{1}$$

$$u_2(x, y) = (Be^{k\sigma y} + Ce^{-k\sigma y}) \cos k\sigma x;$$

$$B_{2y}(x, y) = \mu_0 \left(-\frac{\partial u_2}{\partial y} + M_{yk} \cos k\sigma x \right) = \\ = \mu_0 (-k\sigma Be^{k\sigma y} + k\sigma Ce^{-k\sigma y}) \cos k\sigma x + \mu_0 M_{yk} \cos k\sigma x, \\ 0 \leq y \leq h_M; \tag{2}$$

$$u_3(x, y) = (De^{k\sigma y} + Ee^{-k\sigma y}) \cos k\sigma x;$$

$$B_{3y}(x, y) = -\mu_0 \frac{\partial u_3}{\partial y} = -\mu_0 (k\sigma De^{k\sigma y} - \\ - k\sigma Ee^{-k\sigma y}) \cos k\sigma x, \quad h_M \leq y \leq h_M + \delta = \delta_1; \tag{3}$$

$$\begin{aligned}
 u_4(x,y) &= Fe^{-k\sigma y} \cos k\sigma x; \\
 B_{4y}(x,y) &= -\mu_0 \mu_c \frac{\partial u_4}{\partial y} = \\
 &= -\mu_0 \mu_c k\sigma Fe^{-k\sigma y} \cos k\sigma x, \\
 y > h_M + \delta &= \delta_1, \tag{4}
 \end{aligned}$$

где μ_p, μ_c – относительные магнитные проницаемости ферромагнитных сердечников ротора и статора; $\sigma = \pi/\tau$.

Предполагается, что зависимость намагниченности $M = M(x)$ магнитов ротора известна и может быть представлена тригонометрическим рядом

$$M(x) = \sum_{k=1}^{\infty} M_{yk} \cos k\sigma x.$$

Расчёт постоянных. Входящие в (1)–(4) постоянные A, B, C, D, E, F находим из шести граничных условий:

$$\begin{aligned}
 u_1(x,0) &= u_2(x,0), \quad A = B + C; \\
 B_{1y}(x,0) &= B_{2y}(x,0), \tag{5}
 \end{aligned}$$

$$-\mu_p A = -B + C + m_k; \tag{6}$$

$$u_2(x, h_M) = u_3(x, h_M), \quad B\varepsilon + C\varepsilon^{-1} = D\varepsilon + E\varepsilon^{-1}; \tag{7}$$

$$\begin{aligned}
 B_{2y}(x, h_M) &= B_{3y}(x, h_M), \\
 -B\varepsilon + C\varepsilon^{-1} + m_k &= -D\varepsilon + E\varepsilon^{-1}; \tag{8}
 \end{aligned}$$

$$u_3(x, \delta_1) = u_4(x, \delta_1), \quad D\varepsilon_1 + E\varepsilon_1^{-1} = F\varepsilon_1^{-1}; \tag{9}$$

$$\begin{aligned}
 B_{3y}(x, \delta_1) &= B_{4y}(x, \delta_1), \\
 -D\varepsilon_1 + E\varepsilon_1^{-1} &= \mu_c F\varepsilon_1^{-1}, \tag{10}
 \end{aligned}$$

где $m_k = \frac{M_{yk}}{k\sigma}$; $\varepsilon = e^{k\sigma h_M}$; $\varepsilon^{-1} = e^{-k\sigma h_M}$; $\varepsilon_1 = e^{k\sigma \delta_1}$; $\varepsilon_1^{-1} = e^{-k\sigma \delta_1}$; $\delta_1 = h_M + \delta$.

Из решения системы шести линейных алгебраических уравнений (5)–(10) находим искомые постоянные:

$$A = \frac{m_k (\varepsilon - \alpha - 1)\beta\varepsilon_1^{-2} + (\varepsilon^{-2} + \beta\varepsilon_1^{-2})\alpha\varepsilon + \varepsilon^{-1} - \alpha - 1}{2(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})}; \tag{11}$$

$$B = \frac{m_k (\varepsilon - \alpha - 1)\beta\varepsilon_1^{-2} + \varepsilon^{-1}}{2(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})}; \tag{12}$$

$$C = \frac{m_k \alpha\varepsilon^{-1} - \alpha - 1 + \alpha\beta\varepsilon_1^{-2}\varepsilon}{2(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})}; \tag{13}$$

$$D = \frac{m_k (\varepsilon + \alpha\varepsilon^{-1} - \alpha - 1)\beta\varepsilon_1^{-2}}{2(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})}; \tag{14}$$

$$E = \frac{m_k \varepsilon + \alpha\varepsilon^{-1} - \alpha - 1}{2(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})}; \tag{15}$$

$$F = \frac{m_k \varepsilon + \alpha\varepsilon^{-1} - \alpha - 1}{1 + \mu_c(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})}, \tag{16}$$

где $\alpha = \frac{1 - \mu_p}{1 + \mu_p}$; $\beta = \frac{1 - \mu_c}{1 + \mu_c}$.

Если принять для ярм сердечников статора и ротора относительные магнитные проницаемости $\mu_p = \mu_c = \infty$, то постоянные (11)–(16) будут равны:

$$A = F = 0; \tag{17}$$

$$B = -C = -\frac{m_k \varepsilon_1^{-1} \varepsilon - \varepsilon_1 \varepsilon^{-1}}{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_1^{-1})}; \tag{18}$$

$$D = -\frac{m_k \varepsilon_1^{-1} \frac{\varepsilon - \varepsilon^{-1}}{\varepsilon_1 - \varepsilon_1^{-1}}}{2}; \tag{19}$$

$$E = \frac{m_k \varepsilon_1 \frac{\varepsilon - \varepsilon^{-1}}{\varepsilon_1 - \varepsilon_1^{-1}}}{2}. \tag{20}$$

Магнитная индукция в средах 2 и 3. Применительно к значениям постоянных (17)–(20) будем иметь следующие выражения для магнитной индукции в среде 3 ($h_M \leq y < h_M + \delta = \delta_1$), создаваемой магнитами ротора:

$$\begin{aligned}
 B_{3x}^p(x,y) &= -\mu_0 \frac{\partial u_3}{\partial x} = \mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} k\sigma (De^{k\sigma y} + Ee^{-k\sigma y}) \times \\
 &\times \sin k\sigma x = \mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} M_{yk} \frac{\text{sh}k\sigma h_M}{\text{sh}k\sigma \delta_1} [\text{sh}k\sigma(\delta_1 - y)] \times \\
 &\times \sin k\sigma x; \tag{21}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_{3y}^p(x,y) &= -\mu_0 \frac{\partial u_3}{\partial x} = -\mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} k\sigma (De^{k\sigma y} - Ee^{-k\sigma y}) \times \\
 &\times \cos k\sigma x = \mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} M_{yk} \frac{\text{sh}k\sigma h_M}{\text{sh}k\sigma \delta_1} [\text{ch}k\sigma(\delta_1 - y)] \times \\
 &\times \cos k\sigma x. \tag{22}
 \end{aligned}$$

Из (21), (22) следует, что при нулевом значении немагнитного зазора (когда $\delta_1 = h_M$) для координаты $y = \delta_1$ (на границе ферромагнитной среды 4) имеем:

$$B_{3x}^p(x, \delta_1) = 0, \quad B_{3y}^p(x, \delta_1) = \mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} M_{yk} \cos k\sigma x. \tag{23}$$

Очевидно, значения индукции в (23) соответствуют физике рассматриваемого явления.

Используя значения постоянных (17)–(20), можно по (3) найти также выражения для магнитной индукции в среде 2 ($0 \leq y \leq h_M$):

$$B_{2x}^p(x,y) = \mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} M_{yk} \frac{\text{sh}k\sigma\delta}{\text{sh}k\sigma\delta_1} \text{sh}k\sigma y \sin k\sigma x; \quad (24)$$

$$B_{2y}^p(x,y) = \mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} M_{yk} \left(1 - \frac{\text{sh}k\sigma\delta}{\text{sh}k\sigma\delta_1} \text{ch}k\sigma y \right) \cos k\sigma x; \quad (25)$$

Из (24), (25) видим также, что при нулевом значении немагнитного зазора (когда $\delta=0$, $\delta_1=h_M$) для всех точек этой среды 2 справедливо:

$$B_{2x}^p(x,y)=0; \quad B_{2y}^p(x,y) = \mu_0 \sum_{k=1}^{\infty} M_{yk} \cos k\sigma x. \quad (26)$$

Очевидно, значения индукций в (26) также соответствуют физике рассматриваемого явления.

Расчет магнитного поля обмотки статора. Магнитное поле \mathbf{H}^c , созданное током обмотки статора, является суммой потенциального \mathbf{H}_p^c и дополнительного \mathbf{H}_0^c магнитных полей [2]:

$$\mathbf{H}^c = \mathbf{H}_p^c + \mathbf{H}_0^c. \quad (27)$$

Вектор дополнительного поля

$$\mathbf{H}_p^c = \int_{l_0}^l [\Delta dl], \quad (28)$$

где Δ – вектор плотности тока в проводниках обмотки.

При взятии интеграла в (28) в направлении координаты y вектор дополнительного поля \mathbf{H}_0^c будет параллелен координате x , а магнитные листы с потенциалами МДС катушек обмотки статора будут расположены на границе областей 2 и 3 (рис. 2):

$$H_0^c = H_{0x}^c = \Delta[y - (\delta_1 - h_0)], \quad (29)$$

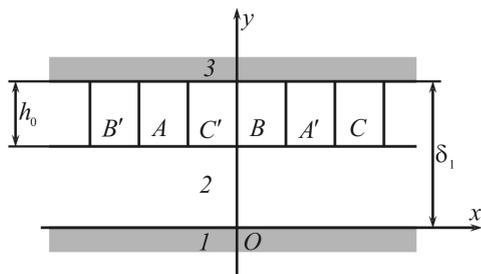


Рис. 2. Немагнитная среда 2 с фазными зонами обмотки статора и ферромагнитные среды ярм сердечников ротора (1) и статора (3)

где h_0 – толщина медного слоя обмотки статора.

Для бесконечно тонкого токового слоя (МДС) m -фазной обмотки статора справедливо выражение для бегущих волн основной и высших гармоник [3]:

$$F^c = \frac{m}{2} \sum_{k=0}^{\infty} F_{\max(2mk \pm 1)} [\sin \omega t \cos(2mk \pm 1) \times \\ \times \sigma x \mu_c \cos \omega t \sin(2mk \pm 1) \sigma x], \quad (30)$$

где $F_{\max(2mk \pm 1)} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} I \frac{wk_w(2mk \pm 1)}{(2mk \pm 1)p}$; $\sigma = \pi/\tau$.

Расчёт потенциального магнитного поля обмотки статора. Потенциальное магнитное поле, создаваемое токовым слоем на границе областей 2 и 3, будем находить методом разделения переменных Фурье отдельно для каждой из трёх сред на рис. 2, стыкуя их граничные значения путем вычисления соответствующих постоянных.

Вначале определяем скалярные магнитные потенциалы $u_k(x,y)$ и радиальные составляющие магнитной индукции $B_{ky}(x,y)$ в средах ($k=1,2,3$), вызванные косинусной составляющей МДС в (30):

$$F_1 = F_{cv} \cos v\sigma x, \quad (31)$$

где $F_{cv} = \frac{m}{2} F_{\max v} \sin \omega t$; $v=2mk \pm 1$.

Находим:

$$u_1(x,y) = Ae^{v\sigma y} \cos v\sigma x; \\ B_{1y}(x,y) = -\mu_0 \mu_p \frac{\partial u_1}{\partial y} = -\mu_0 \mu_p v\sigma Ae^{v\sigma y} \cos v\sigma x, \\ y \leq 0; \quad (32)$$

$$u_2(x,y) = (B_1 e^{v\sigma y} + C_1 e^{-v\sigma y}) \cos v\sigma x; \\ B_{2y}(x,y) = -\mu_0 \frac{\partial u_2}{\partial y} = \mu_0 (-v\sigma B_1 e^{v\sigma y} + \\ + v\sigma C_1 e^{-v\sigma y}) \cos v\sigma x, \quad 0 \leq y < \delta_1; \quad (33)$$

$$u_2(x,\delta_1) = (B_1 e^{v\sigma\delta_1} + C_1 e^{-v\sigma\delta_1} + F_{cv}) \cos v\sigma x; \\ B_{2y}(x,\delta_1) = \mu_0 (-v\sigma B_1 e^{v\sigma\delta_1} + \\ + v\sigma C_1 e^{-v\sigma\delta_1}) \cos v\sigma x, \quad y = \delta_1; \quad (34)$$

$$u_3(x,y) = D_1 e^{-v\sigma y} \cos v\sigma x; \\ B_{3y}(x,y) = -\mu_0 \mu_c \frac{\partial u_3}{\partial y} = \mu_0 \mu_c v\sigma D_1 e^{-v\sigma y} \cos v\sigma x, \\ y \geq \delta_1. \quad (35)$$

Входящие в эти уравнения постоянные находим из граничных условий:

$$u_1(x,0)=u_2(x,0), \quad A_1 = B_1 + C_1; \quad (36)$$

$$B_{1v}(x,0)=B_{2v}(x,0), \quad -\mu_p A_1 = -B_1 + C_1; \quad (37)$$

$$u_2(x,\delta_1)=u_3(x,\delta_1), \quad (38)$$

$$B_1 \varepsilon_1 + C_1 \varepsilon_1^{-1} + F_{cv} = D_1 \varepsilon_1^{-1};$$

$$B_{2v}(x,\delta_1)=B_{3v}(x,\delta_1), \quad (39)$$

$$-B_1 \varepsilon_1 + C_1 \varepsilon_1^{-1} + F_{cv} = \mu_c D_1 \varepsilon_1^{-1},$$

где

$$\varepsilon_1 = e^{w\delta_1}. \quad (40)$$

Уравнения, аналогичные (36)–(39), могли бы быть получены для синусных составляющих МДС (30)

$$F_2 = F_{sv} \sin wx, \quad (41)$$

где $F_{sv} = \frac{m}{2} F_{\max v} \cos \omega t$, поэтому из решения системы линейных алгебраических уравнений (36)–(39) можем найти искомые постоянные, которые будут иметь одинаковую зависимость как от F_{cv} , так и от F_{sv} :

$$A_1 = \frac{1}{(1 + \mu_p)(1 - \mu_p)(\alpha\beta\varepsilon_1^{-2})} F_{cv(sv)}; \quad (42)$$

$$B_1 = \frac{(\beta - 1)\varepsilon_1^{-1}}{2(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})} F_{cv(sv)}; \quad (43)$$

$$C_1 = \frac{\alpha(\beta - 1)\varepsilon_1^{-1}}{2(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})} F_{cv(sv)}; \quad (44)$$

$$D_1 = \frac{\varepsilon_1 - \alpha\varepsilon_1^{-1}}{(1 + \mu_c)(1 - \alpha\beta\varepsilon_1^{-2})} F_{cv(sv)}. \quad (45)$$

Если принять для ярм сердечников статора и ротора относительные магнитные проницаемости $\mu_p = \mu_c = \infty$, то постоянные (42)–(45) будут равны

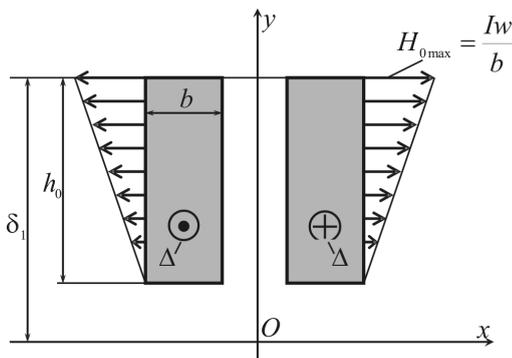


Рис. 3. Дополнительное магнитное поле в токовом сечении катушки, имеющем плотность тока Δ

$$A_1 = D_1 = 0; \quad (46)$$

$$B_1 = -C_1 = \frac{-1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_1^{-1}} F_{cv(sv)}. \quad (47)$$

Применительно к этим значениям постоянных (46) и (47) запишем выражения для координатных составляющих магнитной индукции в среде 2 ($0 \leq y \leq \delta_1$), полученные из (30), (33):

$$B_x^c(x,y) = -\frac{\sqrt{2m\mu_0\sigma} w}{\pi p} I \left\{ -\frac{\text{sh}\sigma y}{\text{sh}\sigma\delta_1} k_{w1} \cos(\omega t + \sigma x) + \sin(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk-1) [\sin(2mk-1)\sigma x \text{sh}(2mk-1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk-1)\sigma\delta_1} + \cos(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk-1) [\cos(2mk-1)\sigma x \text{sh}(2mk-1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk-1)\sigma\delta_1} + \sin(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk+1) [\sin(2mk+1)\sigma x \text{sh}(2mk+1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk+1)\sigma\delta_1} - \cos(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk+1) [\cos(2mk+1)\sigma x \text{sh}(2mk+1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk+1)\sigma\delta_1} \right\}; \quad (48)$$

$$B_y^c(x,y) = -\frac{\sqrt{2m\mu_0\sigma} w}{\pi p} I \left\{ \frac{\text{ch}\sigma y}{\text{sh}\sigma\delta_1} k_{w1} \sin(\omega t + \sigma x) + \sin(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk-1) [\cos(2mk-1)\sigma x \text{ch}(2mk-1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk-1)\sigma\delta_1} - \cos(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk-1) [\sin(2mk-1)\sigma x \text{ch}(2mk-1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk-1)\sigma\delta_1} + \sin(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk+1) [\cos(2mk+1)\sigma x \text{ch}(2mk+1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk+1)\sigma\delta_1} + \cos(\omega t) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k_w(2mk+1) [\sin(2mk+1)\sigma x \text{ch}(2mk+1)\sigma y]}{\text{sh}(2mk+1)\sigma\delta_1} \right\}. \quad (49)$$

Расчёт дополнительного магнитного поля обмотки статора. В соответствии с (29) можно записать выражение для дополнительного магнитного поля катушки с переменным током (рис. 3), создаваемо-

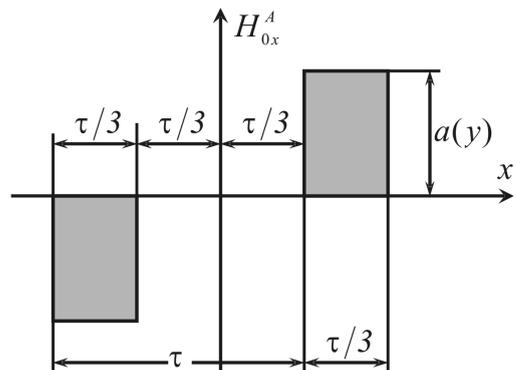


Рис. 4. Дополнительное магнитное поле обмотки фазы A

го двухслойной обмоткой фазы A , не имеющей укорочения:

$$B_{0x}^A(x, y) = \frac{4}{\pi} \mu_0 H_A(y) \sum_{k=1}^{\infty} \cos\left(\frac{2k-1}{3}\pi\right) \frac{\sin(2k-1)\sigma x}{2k-1}, \quad (50)$$

где

$$H_A(y) = \frac{3\sqrt{2}I_w}{h_0\tau} [y - (\delta_1 - h_0)] \sin \omega t, \quad \delta_1 - h_0 \leq y \leq \delta_1. \quad (51)$$

Формула (50) получена в результате представления зависимости $H_{0x}^A(x, y)$ на рис. 4 тригонометрическим рядом Фурье.

При укорочении шага катушек y_k на $\gamma = \tau - y_k$ обмотку представляем состоящей из двух слоёв, сдвинутых также на значение этой величины.

Для нижнего (не сдвинутого) слоя формула (50) остаётся в силе, а выражение (51) принимает вид:

$$H_A(y) = H_{A1}(y) = \frac{3\sqrt{2}I_w}{h_0\tau} [y - (\delta_1 - h_0/2)] \sin \omega t, \quad \delta_1 - h_0/2 \leq y \leq \delta_1. \quad (52)$$

Для верхнего (сдвинутого) слоя

$$B_{0x}^A(x, y) = \frac{4}{\pi} \mu_0 H_{A2}(y) \sum_{k=1}^{\infty} \cos\left(\frac{2k-1}{3}\pi\right) \frac{\sin(2k-1)\sigma(x-\gamma)}{2k-1}, \quad (53)$$

где

$$H_{A2}(y) = \frac{3\sqrt{2}I_w}{h_0\tau} [y - (\delta_1 - h_0)] \sin \omega t; \quad \delta_1 - h_0 \leq y \leq \delta_1 - h_0/2; \\ H_{A2}(y) = \frac{3\sqrt{2}I_w h_0}{h_0\tau} \sin \omega t; \quad \delta_1 - h_0/2 \leq y \leq \delta_1. \quad (54)$$

Для двух других фаз B и C дополнительное магнитное поле $B_{0x}^B(x, y)$ и $B_{0x}^C(x, y)$ будет вычисляться по (50)–(54), в которых вместо x следует подставить соответственно $\left(x - \frac{2}{3}\tau\right)$ и $\left(x - \frac{4}{3}\tau\right)$, вместо t подставить $(t - T/3)$ и $(t - 2T/3)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Поливанов К.М. Теоретические основы электротехники. Ч. 3. Теория электромагнитного поля. М.: Энергия, 1969, 352 с.
2. Иванов-Смоленский А.В., Абрамкин Ю.В., Власов А.И., Кузнецов В.А. Универсальный метод расчета электромагнитных процессов в электрических машинах/Под ред. А.В. Иванова-Смоленского. М.: Энергоатомиздат, 1986, 216 с.
3. Сергеев П.С. Электрические машины. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1962, 280 с.

[17.12.2018]

А в т о р: Афанасьев Александр Александрович – доктор техн. наук, профессор кафедры автоматики и управления в технических системах Чувашского государственного университета, диссертацию защитил в 1991 г.

To Calculation of Slotless and Brushless Motor with Permanent Magnets

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

On the basis of the Fourier variable separation method, a two-dimensional analytical model of a brushless DC motor with permanent magnets was developed. The General computational domain of the model includes both areas with permanent magnets, non-magnetic gaps, and ferromagnetic yoke of stator and rotor cores with their magnetic permeability. Magnetization of magnets is considered to be given and is expressed by trigonometric next to known coefficients. The magnetic field of the stator winding is represented as a potential and additional component, taking into account the eddy current nature of the field in the winding layer. The source of the potential magnetic field of the stator is an infinitely thin magnetic sheet located on the inner boundary of the stator yoke. As the potential of the magnetic sheet acts MDS stator winding, represented by a trigonometric series.

REFERENCES

1. Polivanov K.M. *Teoreticheskiye osnovy elektrotekhniki. Ch. 3. Teoriya elektromagnitnogo polya* (Theoretical foundations of electrical engineering. Part 3. The theory of the electromagnetic field). Moscow, Energiya, 1969, 352 p.
2. Ivanov-Smolenskiy A.V., Abramkin Yu.V., Vlasov A.I., Kuznetsov V.A. *Universal'nyi metod rascheta elektromagnitnykh protsessov v elektricheskikh mashinakh/ Pod red. A.V.*

Ivanova-Smolenskogo (A universal method for calculating electromagnetic processes in electric machines. Ed. A.V. Ivanov-Smolenskiy). Moscow, Energoatomizdat, 1986, 216 p.

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

[17.12.2018]