

Поле в зазоре, созданное гармониками МДСПредварительные замечания

В курсе ЭМР (см. Раздел 8 конспекта лекций «Аналитические методы исследования поля в электрической машине. Метод разделения переменных. Поле в плоском и кольцевом зазоре. Поверхностный ток как источник поверхностного потенциала.») приведено решение задачи о распределении магнитного поля в кольцевом (равномерном) зазоре при гармоническом возбуждении внешнего сердечника:

$$\left. \begin{aligned} H_{\theta} &= -\frac{1}{r} \frac{d\psi}{d\theta} = \frac{\Psi_k k}{r_1} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{k-1} \frac{1 - \left(\frac{r_2}{r}\right)^{2k}}{1 - \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{2k}} \sin(k\theta) \\ H_r &= -\frac{d\psi}{dr} = -\frac{\Psi_k k}{r_1} \left(\frac{r}{r_1}\right)^{k-1} \frac{1 + \left(\frac{r_2}{r}\right)^{2k}}{1 - \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{2k}} \cos(k\theta) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Это решение получено для полярной системы координат, в которой положительное направление отсчета радиальной координаты r – от центра (начала координат), а положительное направление отсчета угловой координаты θ – против часовой стрелки (см. рис. 1)

Гармоническое возбуждение внешнего сердечника означает, что на его поверхности распределение скалярного магнитного потенциала задано следующим образом:

$$\psi_{0(r=r_1)}(\theta) = \Psi_k \cos(k\theta), \quad (2)$$

где k – номер (порядок) гармоники МДС, равное числу периодов гармоники на окружности, представляющей поверхность возбужденного сердечника.

Для того чтобы обеспечить такое распределение потенциала, необходимо на поверхности сердечника создать тонкий токовый слой с распределением линейной плотности тока

$$i_{zk} = -H_{\theta(r=r_1)} = -\frac{k}{r_1} \Psi_k \sin(k\theta) \quad (3)$$

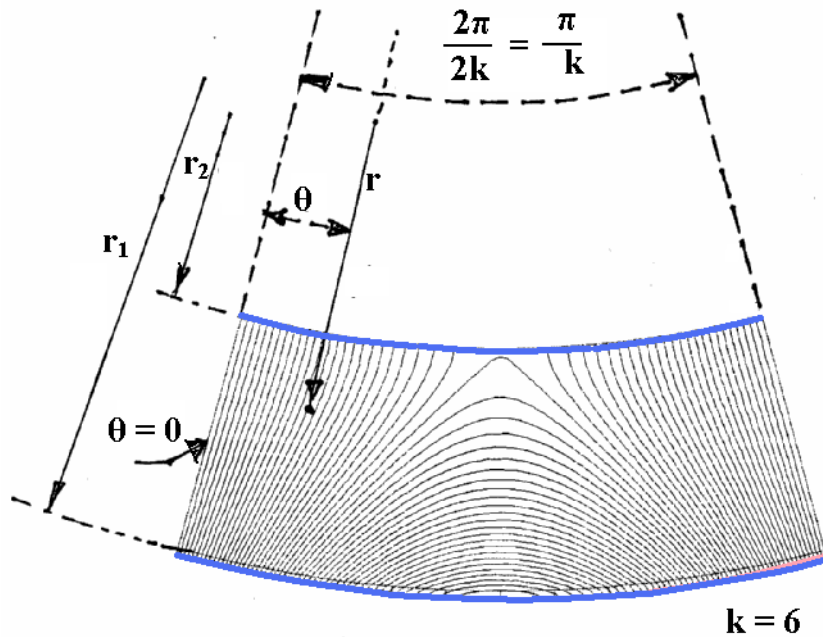


Рис. 1. Поле в кольцевом зазоре при гармоническом возбуждении внешнего сердечника на половине периода шестой гармоники МДС.

Следует обратить внимание на знак минус в выражении для радиальной составляющей напряженности поля. Будем считать, что амплитуды гармоник всех величин поля (индукции, напряженности, плотности тока и потенциала) положительны. Тогда из приведенной формулы следует, что силовые линии поля у левого края области, показанной на рис. 1, направлены к центру, т.е. к началу полярной системы координат. Это соответствует принятому правилу, по которому силовые линии магнитного поля направлены от большего скалярного потенциала к меньшему, т.к. потенциал поверхности

внешнего сердечника в этой зоне положителен, а потенциал внутреннего сердечника равен нулю.

Линейная плотность тока на поверхности внешнего сердечника в соответствии с (3) на всем протяжении полупериода гармоник, показанного на рис. 1, отрицательна, т.е. линии тока направлены от наблюдателя за плоскость рисунка. Это также соответствует общепринятым представлениям о направлениях векторов поля (в данном случае – правилу правого винта).

Подробное обсуждение взаимосвязи знаков и направлений величин поля оправдано здесь тем, что обычно при работе с конечно-элементными моделями мы принимаем другое направление контуров (и, следовательно, направление отсчета), проводимых на участках зазора – по часовой стрелке.

Имея в виду в дальнейшем рассматривать модели с возбуждением обоих сердечников, и внешнего и внутреннего, посмотрим, как будут выглядеть выражения для составляющих напряженности поля при возбуждении внутреннего сердечника. Если сохранить обозначения для радиусов внешнего r_1 и внутреннего r_2 сердечников, знаки в выражениях для компонент напряженности поля останутся такими же, как в (1):

$$\left. \begin{aligned} H_\theta &= -\frac{1}{r} \frac{d\psi}{d\theta} = \frac{\Psi_k k}{r_2} \left(\frac{r}{r_2}\right)^{k-1} \frac{1 - \left(\frac{r_1}{r}\right)^{2k}}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{2k}} \sin(k\theta) \\ H_r &= -\frac{d\psi}{dr} = -\frac{\Psi_k k}{r_2} \left(\frac{r}{r_2}\right)^{k-1} \frac{1 + \left(\frac{r_1}{r}\right)^{2k}}{1 - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{2k}} \cos(k\theta) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Правильность формул (1) и (4) в дальнейшем проверим на конечно-элементных моделях (см., в частности, рис. 2).

Формулы (1) и (4) позволяют решить следующую задачу – по заданному значению амплитуды индукции на определенном уровне воздушного зазора (например, на его средней линии с радиусом r_{12}) рассчитать амплитуды скалярного магнитного потенциала и линейной плотности тока токового

слоя. Ниже приведено выражение для расчета амплитуды скалярного магнитного потенциала (записанное с использованием синтаксиса программного комплекса *MathCAD*), полученное на основе второго уравнения (1). Кроме уже введенных обозначений здесь приняты следующие:

$B1_{r_max}$ – амплитуда радиальной составляющей k -й гармоники индукции на окружности зазора с радиусом $r12 = (r_1 + r_2) \cdot 0,5$; $dlt = r_1 - r_2$.

$$\Psi1_{k_r_max} := \left| (-1) \cdot B1_{r_max} \cdot \mu_0^{-1} \cdot \frac{(r12 + 0.5 \cdot dlt)}{k} \cdot \left[\frac{(r12 + 0.5 \cdot dlt)}{r12} \right]^{k-1} \cdot \frac{1 - \left(\frac{r12 - 0.5 \cdot dlt}{r12 + 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}}{1 + \left(\frac{r12 - 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}} \right|$$

При заданных значениях

$$k := 4 \quad r12 := 95 \cdot \text{мм} \quad dlt = 10 \text{ мм} \quad B1_{r_max} := 1.0 \cdot \text{Тл}$$

значение амплитуды скалярного магнитного потенциала равно 8014,8 А.

Этому значению $\Psi1_{k_r_max}$ соответствует амплитуда линейной плотности тока токового слоя на поверхности внешнего сердечника

$$I1_{z_r_max} := \left| (-1) \cdot \Psi1_{k_r_max} \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{N_{\text{уч.}}} \right| \quad I1_{z_r_max} = 559.541 \text{ А}$$

Аналогичные вычисления для возбужденного внутреннего сердечника дают следующие результаты:

$$r12 = 95 \text{ мм} \quad dlt = 10 \text{ мм} \quad B2_{r_max} := 1 \cdot \text{Тл}$$

$$\Psi2_{k_r_max} := \left| (-1) \cdot B2_{r_max} \cdot \mu_0^{-1} \cdot \frac{(r12 - 0.5 \cdot dlt)}{k} \cdot \left[\frac{(r12 - 0.5 \cdot dlt)}{r12} \right]^{k-1} \cdot \frac{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}}{1 + \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}} \right|$$

$$I2_{z_r_max} := \left| (-1) \cdot \Psi2_{k_r_max} \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot k}{N_{\text{уч.}}} \right| \quad \Psi2_{k_r_max} = 8033.3 \text{ А} \quad I2_{z_r_max} = 560.831 \text{ А}$$

При принятых обозначениях (r_1 – всегда радиус внешнего сердечника) формула для линейной плотности тока токового слоя внутреннего сердечника имеет иной вид, чем при возбуждении внешнего сердечника:

$$i_{2zk} = H_{2\theta(r=r_1)} = \frac{k}{r_2} \Psi_{2k} \sin(k\theta) \quad (5)$$

Как уже было сказано, при формировании конечно-элементных моделей мы обычно принимаем, что положительные направления контуров совпадают с направлением движения часовой стрелки (это связано с тем, что последовательность катушечных сторон трехфазной обмотки $A-Z-B-X-C-Y$, расположенная на цилиндрическом сердечнике по часовой стрелке, создает при питании трехфазным током магнитное поле, также вращающееся по часовой стрелке). Полярную систему координат (r, γ) , в которой угловая координата γ отсчитывается по часовой стрелке, а не против, как координата θ в системе координат (r, θ) , для которой выведены формулы (1) и (4), назовем системой координат модели. Очевидно, что все формулы, полученные для системы координат (r, θ) , использованной при аналитическом решении, будут справедливы и для системы координат модели (r, γ) , если в них θ заменить на $-\gamma$.

С учетом сказанного *Lua*-сценарий для формирования токовых слоев сердечников в системе координат модели выглядит следующим образом:

---Число участков токовых слоев (число линейных токов в каждом из слоев):

$N=360$

---Размеры (в мм):

$r2=90$

$r1=100$

$dlt=10$

---Расстояние от поверхностей сердечников до токовых слоев:

$dlt_i=0.5$

---Группы, к которым отнесены токовые слои сердечников:

$dlt_grno_1=10$

$dlt_grno_2=20$

---Объявление массивов a и b (идентификаторы a и b соответствуют массивам элементов)

$a = \{ \}$

$b = \{ \}$

---Амплитуды и фазовые углы гармоник плотности тока токовых слоев:

```

I4_1_max=559.541
fi4_1=-22.5-----пространственных градусов
I4_2_max=560.831
fi4_2=0
---Значения линейных токов токовых слоев:
for i=1,N do
a[i]=(-1)*I4_1_max*sin(((360/N)*4)*(i-1)+fi4_1)
b[i+360]=I4_2_max*sin(((360/N)*4)*(i-1)+fi4_2)
end
---Объявление массивов имен токов токовых слоев:
propname_1 = {}
propname_2 = {}
---Присвоение имен линейным токам обоих слоев:
    for i=1, N do
        propname_1[i] = tostring(i)
        propname_2[i+360] = tostring(i+360)

end

---Создание крайних левых узлов каждого слоя, выделение их и копирование:

mi_addnode (-r2-dlt+dlt_i, 0)
mi_selectnode (-r2-dlt+dlt_i, 0)
mi_copyrotate (0,0,(360/N), N-1, 0)
mi_clearselected ()

mi_addnode (-r2-dlt_i, 0)
mi_selectnode (-r2-dlt_i, 0)
mi_copyrotate (0,0,(360/N), N-1, 0)
mi_clearselected ()
---Расширение свойств массивов - добавление вычисленных значений токов к именам (номерам) узлов токовых слоев:
for i=1,N do
    mi_addpointprop (propname_1[i],0,0,a[i],0)
    mi_addpointprop (propname_2[i+360],0,0,b[i+360],0)
end

---Присвоение свойств узлам и объединение узлов в группы:

for i=1,N do
    x=(-(r2)-dlt+dlt_i)*cos((360/N)*(i-1))
    y=(r2+dlt-dlt_i)*sin((360/N)*(i-1))
    mi_selectnode(x, y)
    mi_setnodeprop (propname_1[i],dlt_grno)
    mi_clearselected ()
    x=(-(r2)-dlt_i)*cos((360/N)*(i-1))

```

```

y=(r2+dlt_i)*sin((360/N)*(i-1))
mi_selectnode(x, y)
mi_setnodeprop (propname_2[i+360],dlt_grno_2)
mi_clearselected ()

```

end

---Решение и загрузка решения:

```

mi_analyze()
mi_loadsolution()

```

По приведенному сценарию рассчитывается результирующее восьми-полюсное магнитное поле в зазоре между двумя цилиндрическими сердечниками с радиусами 90 и 100 мм при условии, что амплитуды индукции полей, создаваемых на средней поверхности зазора каждой из МДС сердечников равны 1 Тл и МДС внешнего сердечника смещена относительно МДС внутреннего сердечника на 22,5 пространственных генераторов по часовой стрелке.

На рис. 2 показаны фрагменты картин полей, созданных четвертыми гармониками МДС внешнего и внутреннего сердечников при условии, что сдвиг по угловой координате между ними равен нулю – в этом случае гармоники МДС сердечников создают поля, направленные встречно.

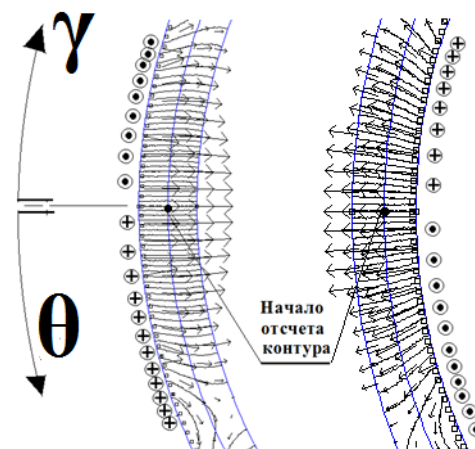


Рис. 2. Фрагменты картин полей, созданных токовыми слоями внешнего (слева) и внутреннего (справа) сердечников при отсутствии углового сдвига между ними

Проверка аналитического решения задачи на конечно-элементных моделях состоит в следующем. Задавая поочередно для каждого из сердечников (с помощью приведенного *Lua*-сценария) токовые слои с рассчитанными амплитудами плотности тока, убедимся в том, что амплитуды и фазовые углы распределений индукции на поверхности с радиусом r_{12} и разности скалярного магнитного потенциала между сердечниками близки к расчетным значениям. Для рассматриваемого примера:

$$\begin{aligned} B_{1r_max_exp} &:= 1.00042 \cdot \text{Тл} & fi4_1 &:= -89.648 & \Psi_{1k_r_max_exp} &:= 8011.2 \cdot \text{А} \\ B_{2r_max_exp} &:= 1.0046 \cdot \text{Тл} & fi4_2_r &:= 90.35 & \Psi_{2k_r_max_exp} &:= 8030.8 \cdot \text{А} \end{aligned}$$

Картины поля, приведенные на рис. 2, как и графики на рис. 3, также подтверждают соответствие результатов моделирования результатам аналитического расчета.

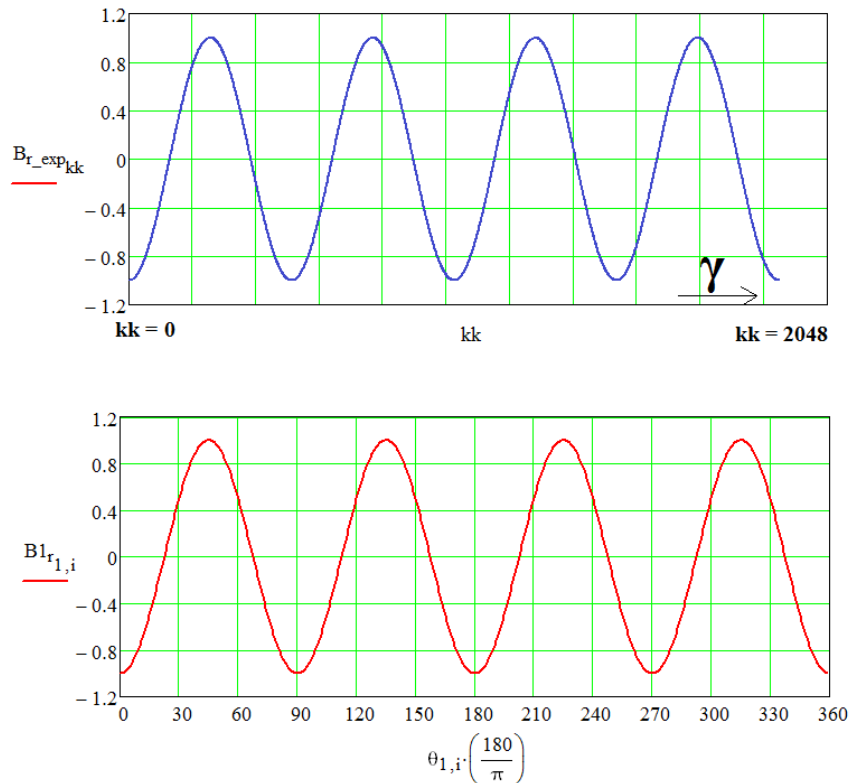


Рис. 3. Сравнение расчетного (по аналитической формуле(1)) и измеренного на конечно-элементной модели распределений индукции поля четвертой гармоники МДС внешнего сердечника в воздушном зазоре

Поскольку формулы (1) и (4) позволяют рассчитать радиальные и тангенциальные составляющие напряженности (и индукции) поля в воздушном зазоре, появляется возможность, воспользовавшись понятием максвелловских натяжений, рассчитать электромагнитный момент, под действием которого один сердечник приводится во вращение относительно другого.

Расчетные выражения для тангенциальных составляющих индукции приведены ниже. Результаты моделирования для тангенциальных составляющих поля совпадают с расчетными так же хорошо, как и для радиальных составляющих.

$$d\theta := \frac{2 \cdot \pi}{N_{\text{уч}}} \quad d\theta = 0.017 \quad \text{imax} := 360 \cdot 1 \quad i := 1 .. \text{imax} \quad \theta_{1,i} := d\theta \cdot (i - 1)$$

$$B1_{\theta_{1,i}} := \mu_0 \cdot \Psi_{1k_r_max} \cdot \frac{k}{r12 + 0.5 \cdot dlt} \cdot \left(\frac{r12}{r12 + 0.5 \cdot dlt} \right)^{k-1} \cdot \frac{1 - \left(\frac{r12 - 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}}{1 - \left(\frac{r12 - 0.5 \cdot dlt}{r12 + 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}} \cdot \sin(k \cdot \theta_{1,i})$$

$$B2_{\theta_{1,i}} := \mu_0 \cdot \Psi_{2k_r_max} \cdot \frac{k}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \cdot \left(\frac{r12}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{k-1} \cdot \frac{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}}{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}} \cdot \sin(k \cdot \theta_{1,i})$$

Для того чтобы расчетные выражения для электромагнитного момента не получились слишком громоздкими, введем следующие обозначения:

$$\Psi_{1k_r_max} := 8.015 \times 10^3 \cdot \text{A} \quad \Psi_{2k_r_max} = 8.033 \times 10^3 \text{ A} \quad \varphi_{\Psi_{1r}} := \frac{\pi}{8} \quad \varphi_{\Psi_{2r}} := 0$$

$$C1_{\text{Hr}} := (-1) \cdot \left[\frac{k}{r12 + 0.5 \cdot dlt} \cdot \left(\frac{r12}{r12 + 0.5 \cdot dlt} \right)^{k-1} \cdot \frac{1 + \left(\frac{r12 - 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}}{1 - \left(\frac{r12 - 0.5 \cdot dlt}{r12 + 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}} \right] \quad C1_{\text{Hr}} = -99.288 \text{ M}^{-1}$$

$$H1_{r_{1,i}} := \Psi1_{k_{r_{max}}} \cdot C1_{Hr} \cdot \cos(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi1r})$$

$$C1_{H\theta} := \frac{k}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \cdot \left(\frac{r12}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{k-1} \cdot \frac{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}}{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}} \quad C1_{H\theta} = 20.044 \text{ м}^{-1}$$

$$H1_{\theta_{1,i}} := \Psi1_{k_{r_{max}}} \cdot C1_{H\theta} \cdot \sin(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi1r})$$

$$C2_{Hr} := -1 \cdot \left[\frac{k}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \cdot \left(\frac{r12}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{k-1} \cdot \frac{1 + \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}}{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}} \right] \quad C2_{Hr} = 99.059 \text{ м}^{-1}$$

$$H2_{r_{1,i}} := \Psi2_{k_{r_{max}}} \cdot C2_{Hr} \cdot \cos(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi2r})$$

$$C2_{H\theta} := \frac{k}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \cdot \left(\frac{r12}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{k-1} \cdot \frac{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12} \right)^{2 \cdot k}}{1 - \left(\frac{r12 + 0.5 \cdot dlt}{r12 - 0.5 \cdot dlt} \right)^{2 \cdot k}} \quad C2_{H\theta} = 20.044 \text{ м}^{-1}$$

$$H2_{\theta_{1,i}} := \Psi2_{k_{r_{max}}} \cdot C2_{H\theta} \cdot \sin(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi2r})$$

Тогда радиальная и тангенциальная составляющие результирующего поля при возбуждении обоих сердечников выразятся следующим образом:

$$H_{res_{r_{1,i}}} := \Psi1_{k_{r_{max}}} \cdot C1_{Hr} \cdot \cos(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi1r}) + \Psi2_{k_{r_{max}}} \cdot C2_{Hr} \cdot \cos(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi2r})$$

$$H_{res_{\theta_{1,i}}} := \Psi1_{k_{r_{max}}} \cdot C1_{H\theta} \cdot \sin(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi1r}) + \Psi2_{k_{r_{max}}} \cdot C2_{H\theta} \cdot \sin(k \cdot \theta_{1,i} + \varphi_{\Psi2r})$$

Графики составляющих индукции поля в зазоре для рассматриваемого примера:

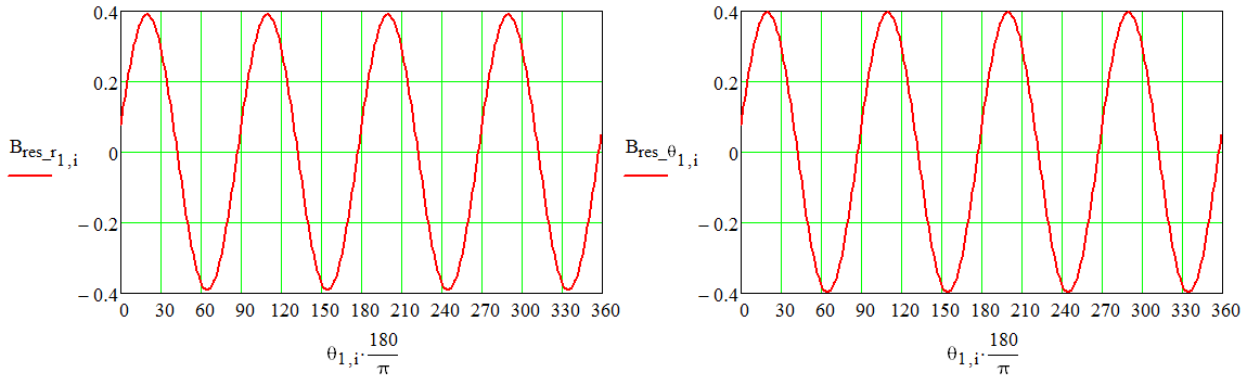
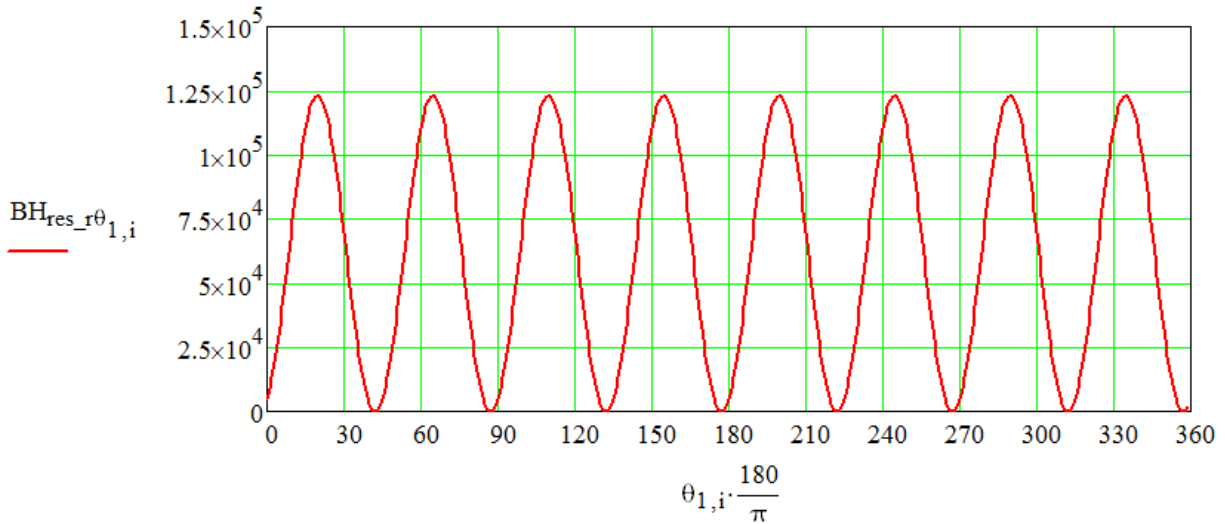


Рис. 4. Графики распределений радиальной и тангенциальной составляющих поля в зазоре при возбуждении обоих сердечников и при угловом сдвиге между гармониками МДС 22,5 пространственных градусов (для рассматриваемого примера, в системе координат (r, θ))

Распределение удельной энергии по средней поверхности зазора и электромагнитный момент, рассчитанный по максвелловским натяжениям::

$$BH_{\text{res}_r\theta_{1,i}} := \mu_0^{-1} \cdot B_{\text{res}_r_{1,i}} \cdot B_{\text{res}_\theta_{1,i}}$$



$$\text{Trq}_z := \frac{2 \cdot \pi \cdot r_{12}}{i_{\text{max}}} \cdot l_z \cdot r_{12} \cdot \sum_{i=1}^{i_{\text{max}}} BH_{\text{res}_r\theta_{1,i}} \quad \text{Trq}_z = 3.49 \text{ Н} \cdot \text{м}$$

Положительное значение электромагнитного момента здесь означает, что при заданных условиях возбуждения сердечников ротор стремится повернуться в направлении по часовой стрелке.

При решении той же задачи на конечно-элементной модели (в системе координат (r, γ)) значение момента будет отрицательным.

Воспользовавшись принятыми обозначениями, можно вывести формулу для среднего значения (постоянной составляющей) момента:

$$M_{\text{const}} := \pi \cdot \mu_0 \cdot \Psi_{1k} \cdot \Psi_{2k} \cdot (C_{12\text{Hr}\theta} - C_{21\text{Hr}\theta}) \cdot r_{12}^2 \cdot l_z \cdot \sin(\varphi_{\psi 2} - \varphi_{\psi 1}), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} C_{12\text{Hr}\theta} &:= C_{1\text{Hr}} \cdot C_{2\text{H}\theta} & C_{12\text{Hr}\theta} &= -1990 \text{ м}^{-2} \\ C_{21\text{Hr}\theta} &:= C_{2\text{Hr}} \cdot C_{1\text{H}\theta} & C_{21\text{Hr}\theta} &= 1986 \text{ м}^{-2} \end{aligned}$$

В рассматриваемом примере синус разности фазовых углов МДС второго и первого сердечников равен -0,383 и расчетное среднее значение электромагнитного момента равно 3,49 Нм (на 1 м длины активной зоны). Значение момента, определенное на модели, равно -3,587 Нм (на 1 м «глубины» модели).

С помощью конечно-элементной модели электромагнитный момент можно определить и по методу малых перемещений (при аналитическом решении этот метод называется методом виртуальных, т.е. возможных, но не реализуемых, перемещений, в то время как на конечно-элементной модели такое малое перемещение реализуется в численном эксперименте). Осуществить численный эксперимент в этом случае довольно просто: выполнив решение при заданных условиях возбуждения сердечников и «измерив» энергию магнитного поля в зазоре, следует выделить объединенный в группу элементов токовый слой одного из сердечников и переместить (*move* --> *rotation*) его на небольшой угол (0,25 – 0,5 простр. град.). Затем, решив задачу при измененных условиях, следует найти приращение (или убыль) энергии и, разделив его на изменение угловой координаты (т.е. определив производную от энергии по угловому перемещению), найти электромагнитный момент.

Программа работы

1. Ознакомиться с содержанием раздела конспекта лекций по ЭМР «Аналитические методы исследования поля в электрической машине. Метод разделения переменных. Поле в плоском и кольцевом зазоре. Поверхностный ток как источник поверхностного потенциала» и разделом «Предварительные замечания» настоящего описания.
2. По данным таблицы вычислить распределения радиальной и тангенциальной составляющих индукции в кольцевом воздушном зазоре при возбуждении каждого из сердечников и при одновременном возбуждении обоих сердечников. Вычислить распределение удельной энергии магнитного поля вдоль средней линии зазора и значение электромагнитного момента.
3. Смоделировать на конечно-элементной модели поля, создаваемые в зазоре каждым из сердечников по отдельности, и результирующее поле, создаваемое при возбуждении обоих сердечников. По результатам моделирования определить электромагнитный момент (по максвелловским натяжениям и по изменению энергии поля в зазоре) и сравнить результаты моделирования с расчетом.
4. Уменьшить зазор на величину $\Delta\delta$ и при тех же прочих исходных данных, указа таблице, определить амплитуды МДС (распределений скалярного магнитного потенциала) сердечников, амплитуды тангенциальных составляющих индукции, амплитуды распределений удельной энергии магнитного поля на средней линии зазора и электромагнитный момент (двумя способами).
5. Составить отчет по выполненной работе.

Вариант	1	2	3	4	5
r_1 , мм	100	100	70	500	4000
r_2 , мм	90	90	66	400	3980
k	3	3	2	1	12
B_{r1k} , Тл	1,0	1,0	0,8	0,9	0,9
B_{r2k} , Тл	1,0	1,0	0,8	0,8	0,8
φ_1 , простр. град.	30	-30	45	75	6,25
φ_2 , простр. град.	0	0	0	0	0
$\Delta\delta$, мм	2,0	3,0	1,0	10,0	5,0

Примечание. При расчете энергии поля в зазоре и электромагнитного момента длину активной зоны принять равной 1 м.