

## ВЫБОР МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДУГОГАСИТЕЛЬНОЙ КАМЕРЕ КОММУТАЦИОННОГО АППАРАТА

**Мирошниченко О. Н.,** доц., к.т.н., доц.; **Березкина И. А.,** доц., к.т.н., доц.;

**Креселюк Ю. В.,** аспирант

(ГОУ ВПО «Луганский национальный университет имени В. Даля». г. Луганск, ЛНР)

Использование постоянных магнитов (ПМ) для генерации магнитного поля в камерах дугогашения по сравнению с катушками с током, имеет следующие преимущества: магнитные системы с постоянными магнитами более экономичны, повышается надежность системы, простыми технологическими средствами можно осуществить синтез магнитной системы по заданному распределению поля в рабочей области камеры, уменьшается время гашения дуги в зоне критических токов, поскольку характер зависимости электродинамических сил взаимодействия электрической дуги с магнитным полем практически линейная, уменьшается расход цветных металлов.

Магнитные системы камер дугогашения состоят из постоянных магнитов закрытической группы и пластин выполнены из магнитомягких материалов.

В качестве математической модели целесообразно [1] использовать граничные условия о значении потенциала на пластинах из магнитомягкого материала, что позволяет значительно уменьшить площадь интегрирования, следовательно, сократит затраты расчетного времени. Такой подход является перспективным, хотя и приводит к интегральным уравнениям 1-го рода, которые имеют определенные трудности при решении.

В качестве геометрической модели магнитной системы камеры дугогашения на рис. 1 показана упрощенная ее конструкция.

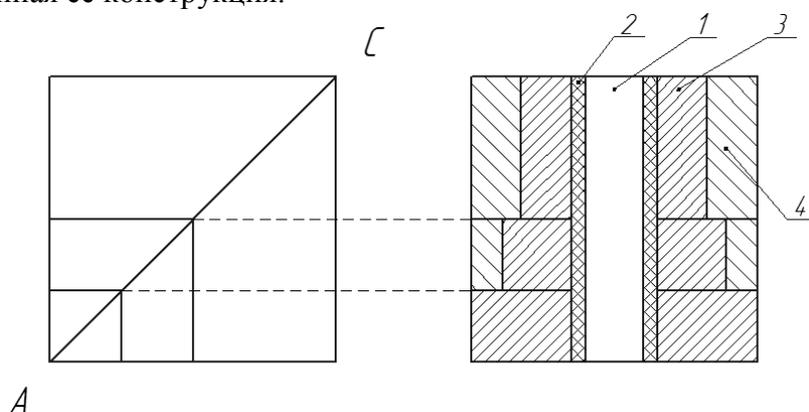


Рисунок 1 – Упрощенная конструкция магнитной системы дугогасительной камеры:

1 – воздушный зазор; 2- магнитные пластины; 3- постоянные магниты (ПМ);

4 – накладки из магнитного материала

Задачей расчета магнитного поля является создание в воздушном зазоре нормальной составляющей индукции распределенной по данной диагонали AC определенным образом [2]. Исходя из закона распределения намагниченности  $\vec{M}(x, y, z)$ , задача по расчету магнитного поля сводится к решению уравнения Пуассона относительно магнитного потенциала [3]:

$$\nabla^2 \varphi = -\text{div} \vec{M} \quad (1)$$

где  $\varphi$  – скалярный магнитный потенциал;  $\vec{M}$  – вектор намагниченности.

Решением (1) является функция:

$$\varphi = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\text{div} \vec{M}}{R_{PQ}} dV - \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{M_n}{R_{PQ}} dS \quad (2)$$

где  $R$  – расстояние от точки источника  $P$  до точки наблюдения  $Q$ ;  $P, Q$  – точки источников и наблюдения;  $M_n$  – нормальная составляющая вектора намагниченности;  $\rho = -\text{div}\mu_0 M$  – плотность объемных магнитных зарядов;  $\sigma_M = \mu_0 M_n$  – поверхностная плотность зарядов.

Для генерации поверхностного поля выбирается ПМ выполненные из феррита бария, поскольку они обладают сравнительно высокой энергией и низкой стоимостью. Поскольку эти ПМ относятся к закритической группе [3], то можно принять что  $\rho = 0$  в объеме ПМ.

Пластины магнитопровода 4 в первом приближении могут заменяться слоем магнитных зарядов расположенных на поверхности магнитопровода с плотностью  $\sigma$  (рис. 2), на внутренней поверхности ПМ плотность зарядом  $\sigma_M$ .

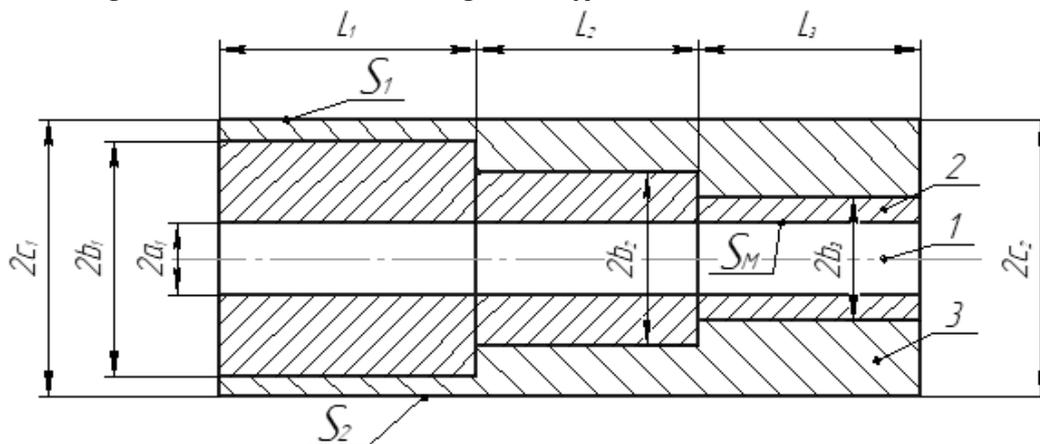


Рисунок 2 – Геометрическая модель камеры  
1 – воздушный зазор; 2 – ПМ; 3 – магнитопровод

Потенциал любой точки магнитной системы  $Q$  рассчитывается для одного блока длиной  $L$ , состоящего из ПМ и магнитопровода по формуле

$$\varphi(Q) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \left( \int_{S_1} \frac{\sigma}{R_{PQ}} dS + \int_{S_2} \frac{\sigma}{R_{PQ}} dS + \int_{S_M} \frac{\sigma_M}{R_{PQ}} dS \right), \quad (3)$$

где  $S_1, S_2$  – поверхности магнитопровода;  $S_M$  – поверхность ПМ.

$$\int_{S_1} \frac{\sigma}{R_{PQ}} dS + \int_{S_2} \frac{\sigma}{R_{PQ}} dS = 4\pi\mu_0 \varphi_m - \sum_{k=1}^K \frac{\sigma_{mk}}{R_{PQ}} dS, \quad (4)$$

$k = 1, 2, 3$

$K$  – количество плоскостей ПМ

$m = 1, 2$

где  $\varphi_1, \varphi_2$  – магнитный потенциал верхней и нижней пластины магнитопровода.

Соотношение (4) представляет собой интегральные уравнения Фредгольма I-го рода относительно плотности магнитного заряда  $\sigma$  на пластине. Известно [3], что (4) не является корректной задачей и требует специальных методов решения. Усложняется задача и тем, что заранее не известны величины потенциалов  $\varphi_1, \varphi_2$ .

Предлагается следующий метод решения уравнения (4). Площади  $S_1$  и  $S_2$  разбивается на  $n$  малых площадок  $\Delta S_j$  и распределение  $\sigma$  представляется формулой:

$$\sigma(Q) = \sum_{j=1}^n \Delta\sigma_j \delta_j(Q), \quad (5)$$

где  $Q$  – точка находящаяся на поверхности магнитопровода  $S_1, S_2$ .

$$\delta_j = \begin{cases} 1, & \text{если } Q \in \Delta S_j \\ 0, & \text{если } Q \notin \Delta S_j \end{cases},$$

где  $\Delta\sigma_j$  – величины, которые определяются методом точечной коллокации.

Согласно (5) уравнение (4) редуцируется к следующей системе алгебраических уравнений:

$$\sum_{j=1}^N \Delta\sigma_j \int_{\Delta S_n} \frac{1}{R_{PQ}} dS = 4\pi\mu_0\varphi_{mi} - \sum_{k=1}^K \int_{S_m} \frac{\sigma_{mk}}{R_{PQ}} ds, \quad (6)$$

$$m = 1, 2 \begin{cases} \varphi_1, & \text{если } Q \in \Delta S_1 \\ \varphi_2, & \text{если } Q \in \Delta S_2 \end{cases}$$

где  $n_1, n_2$  – количество элементарных площадок на плоскостях  $S_1$  и  $S_2$ ;  $i, j$  – точки наблюдения и источников.

Поскольку потенциалы пластин магнитопровода заранее не известен, система линейных уравнений (6) преобразуется следующим образом. Из системы уравнений (6) выбираются два уравнения, (в общем случае выбирается столько, сколько участков магнитной системы с различными потенциалами), из всех уравнений системы вычитаются эти уравнения, а система уравнений дополняется уравнениями:

$$\int_{S_1} \sigma dS = q_1; \int_{S_2} \sigma dS = q_2, \quad (7)$$

Для решения системы уравнений (6) используется метод модифицированных квадратур, при котором, если  $P \neq Q$ , интеграл заменяется суммой:

$$\int_S \frac{\sigma}{R_{PQ}} dS = \sum_{j=1}^{N-1} \frac{\Delta\sigma\Delta S_j}{R_{PQ}}, \quad (8)$$

и если  $P=Q$ :

$$\int_{\Delta S_j} \frac{\sigma}{R_{PQ}} dS = p_j \operatorname{arcsh} \frac{p_j}{q_j} + q_j \operatorname{arcsh} \frac{q_j}{p_j}, \quad (9)$$

где  $q_j, p_j$  – размеры площадки  $\Delta S_j$ .

Численный эксперимент (рис. 3) проводился для камеры, геометрические параметры которой следующие  $2a = 0,8 \cdot 10^{-2}$  м;  $2b_1 = 2,1 \cdot 10^{-2}$  м;  $2c_2 = 2,4 \cdot 10^{-2}$  м;  $2b_2 = 1,6 \cdot 10^{-2}$  м;  $2b_3 = 1,4 \cdot 10^{-2}$  м;  $L_1 = L_2 = L_3 = 2,8 \cdot 10^{-2}$  м. В качестве ПМ использовался феррит-бариевый магнит  $B_S = 0,22$  Тл.

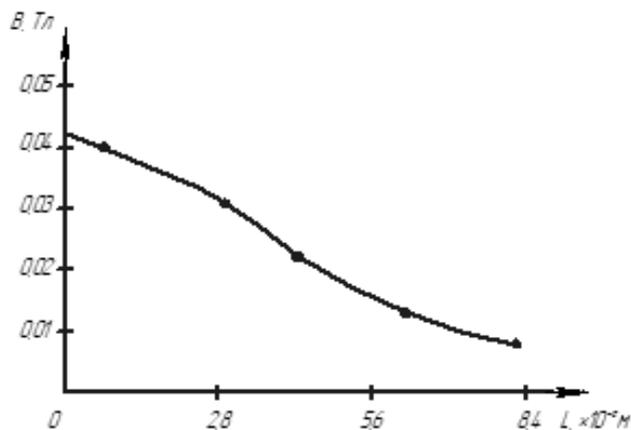


Рисунок 3 - Нормальная составляющая вектора индукции в камере дугогашения

#### Перечень ссылок

1. Комиссаренко, А. И. Методика исследование процесса отключения цепей постоянного тока контактными коммутационными аппаратами. / А. И. Комиссаренко, С. Л. Ломанов // Вісник СНУ ім. Даля. – Луганск, 2012. – №1 (47). – С. 18 – 24.
2. Ломанов, С. Л. Влияние формы кривой падения тока на энерговыделение в коммутирующем аппарате / С. Л. Ломанов, А. И. Комиссаренко // Вісник СНУ ім. Даля. – Луганск, 2006. – №9 (103). – С. 229 – 230.
3. Калашникова, О. Н. Магнитное поле в области работы металлоискателя / О. Н. Калашникова // Вісник СНУ ім. Даля. – Луганск, 2002. – №1 (47). – С. 229 – 233.