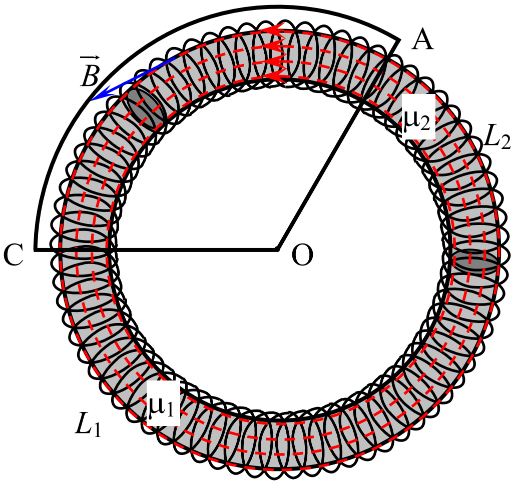
Магнитни вериги. Магнитодвижещо напрежение и магнитно съпротивление. Основни закономерности – правило на Хопкинсън и правила на Кирхоф. Примери

Магнитни вериги. Магнитодвижещо напрежение и магнитно съпротивление

Всяка съвкупност от области в пространството, в които е локализирано магнитно поле, наричаме магнитна верига. Видяхме, че магнитното поле на тороида и безкрайния соленоид е съсредоточено изцяло вътре в тях. Така те представляват най-простите примери за магнитни вериги. Източникът на магнитно поле в тях е токът, който тече по навивките. Полето най-често се усилва като в соленоида или тороида се поставя феромагнитна сърцевина (2 въпрос). Такива магнитни вериги се използват в почти всички електрически устройства, затова е важно да се познават основните закономерности, на които се подчиняват. Разчетът на магнитните вериги се основава на теоремата на Ампер за циркулацията на магнитната индукция (или интензитета на магнитното поле) и законът на Гаус за магнитния поток (5 въпрос), с помощта на които можем да получим някои сравнително прости съотношения, подобни на закона на Ом и правилата на Кирхоф за електричния ток.



фиг. 1

Нека да разгледаме тороид, чиято сърцевина е съставена от две части, с относителни магнитни проницаемости съответно $\boldsymbol{\mu_1}$ и $\boldsymbol{\mu_2}$ (фиг. 1). Ще предположим, че радиусът на тороида е много по-голям от радиуса на навивките, за да можем да считаме, че магнитната индукция $\vec{B}$ е еднаква по цялата площ на всяко негово напречно сечение. Магнитните силови линии са концентрични окръжности вътре в сърцевината и векторът $\vec{B}$ е по допирателната към всяка линия т.е. винаги е перпендикулярен на всяко напречно сечение.

Ще използваме закона на Гаус за магнитния поток за да покажем, че магнитната индукция в тороида има еднаква големина навсякъде в него, независимо от вида на сърцевината. За тази цел ще изберем затворената повърхност ***S'*** да бъде един цилиндричен сектор **OACC'A'O'O**, показан на фиг. 2, който обхваща части и от двата феромагнетика в сърцевината. Според закона на Гаус, потокът на магнитната индукция през тази затворена повърхност ***S'*** трябва да е нула:

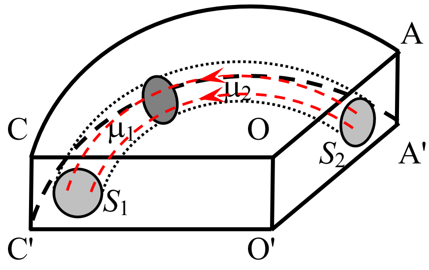
$$\Phi_B = \oint_{S'} \vec{B}.\vec{dS} = \int_{S_{ACC'A'}} \vec{B}.\vec{dS} + \int_{S_{ACO}} \vec{B}.\vec{dS} + \int_{S_{A'C'O'}} \vec{B}.\vec{dS} + \int_{S_{AOO'A'}} \vec{B}.\vec{dS} + \int_{S_{COO'C'}} \vec{B}.\vec{dS} = 0+0+0+\Phi_1+\Phi_2 = 0 .$$

$$\Phi_1 + \Phi_2 = 0 \Rightarrow \Phi_1 = -\Phi_2$$

Първите три интеграла са равни на нула, защото за тях векторът $\vec{B}$ е перпендикулярен на положителната нормала към съответната площ ($\vec{B} \perp \vec{n} \Rightarrow \vec{B} \perp \vec{dS} \Rightarrow \cos\beta = 0$). Следователно големината на магнитния поток през двете площи $\boldsymbol{S_1}$ и $\boldsymbol{S_2}$ е една и съща. Същото беше в сила и за големината на електричния ток в една неразклонена електрична верига. Оттук можем да направим аналогия между електричните и магнитните вериги – магнитният поток играе за магнитната верига същата роля, както електричния ток за електричната.

Нека да пресметнем магнитните потоци $\boldsymbol{\Phi_1}$ и $\boldsymbol{\Phi_2}$ през площите $\boldsymbol{S_1}$ и $\boldsymbol{S_2}$. Положителната нормала към $\boldsymbol{S_1}$ е в посока на индукцията $\vec{B_1}$ (**cosβ=1**), а към $\boldsymbol{S_2}$ – в посока, противоположна на $\vec{B_2}$ (**cosβ= –1**):

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1 &= \int_{S_1} \vec{B_1}.\vec{dS} = B_1 S_1 \\ \Phi_2 &= \int_{S_2} \vec{B_2}.\vec{dS} = -B_2 S_2 \\ \Phi_1 &= -\Phi_2 \end{aligned}\right\} \Rightarrow B_1 S_1 = B_2 S_2 \Rightarrow B_1 = B_2 ,$$



фиг. 2

тъй като площите $\boldsymbol{S_1}$ и $\boldsymbol{S_2}$ са равни. Следователно, големината на магнитната индукция е една и съща във всички точки от сърцевината на тороида и ще я бележим само ***B*** без индекс. По-различна е ситуацията с големината на интензитета на магнитното поле ***H*** в сърцевината на тороида. В различните части на сърцевината имаме различна стойност на относителната магнитна проницаемост и затова интензитетът на магнитното поле е различен (2 въпрос):

(1) $H_1 = \dfrac{B}{\mu_1\mu_0}$ и $H_2 = \dfrac{B}{\mu_2\mu_0}$ съответно за участъците **1** и **2**.

Нека да пресметнем циркулацията на вектора на интензитета на магнитното поле $\overrightarrow{H}$ по затворен контур ***L***, който избираме да бъде една силова линия на магнитното поле вътре в тороида. Така векторите $\overrightarrow{H}$ и $\overrightarrow{dl}$ ще бъдат еднопосочни във всяка точка от контура ***L*** и **cosβ=1**. Контурът ***L*** е съставен от двата контура $\boldsymbol{L_1}$ и $\boldsymbol{L_2}$, които минават през феромагнетиците с относителна магнитна проницаемост $\boldsymbol{\mu_1}$ и $\boldsymbol{\mu_2}$, с дължини $\boldsymbol{l_1}$ и $\boldsymbol{l_2}$:

(2) $\oint_L \overrightarrow{H}.\overrightarrow{dl} = \int_{L_1} H_1 dl + \int_{L_2} H_2 dl = H_1 l_1 + H_2 l_2 = \sum_{i=1}^{N} I_i = NI$.

Като използваме (1), можем да преобразуваме (2) във вида:

$$B\left(\frac{l_1}{\mu_1\mu_0} + \frac{l_2}{\mu_2\mu_0}\right) = NI$$

$$B = \frac{NI}{\left(\dfrac{l_1}{\mu_1\mu_0} + \dfrac{l_2}{\mu_2\mu_0}\right)} .$$

Магнитният поток през произволно сечение ***S*** на тороида ще бъде:

(3) $\Phi_B = BS = \dfrac{NI}{\left(\dfrac{l_1}{\mu_1\mu_0} + \dfrac{l_2}{\mu_2\mu_0}\right)} S = \dfrac{NI}{\left(\dfrac{l_1}{\mu_1\mu_0 S} + \dfrac{l_2}{\mu_2\mu_0 S}\right)}$.

Двете еднотипни величини в знаменателя ($\dfrac{l}{\mu\mu_0 S}$) приличат по вид на електричното съпротивление на проводник с дължина ***l*** и напречно сечение ***S*** ($R = \rho\dfrac{l}{S} = \dfrac{l}{\sigma S}$). Тази величина:

$$R_m = \frac{l}{\mu\mu_0 S} \quad \left[\frac{\mathrm{A}^2}{\mathrm{N.m}}\right]$$

наричаме магнитно съпротивление на частта от магнитна верига с дължина ***l*** и напречно сечение ***S***. Ако напречното сечение не е постоянно, магнитното съпротивление между точките **1** и **2** от една магнитна верига се дефинира в по-общ вид:

$$R_m = \int_1^2 \frac{dl}{\mu\mu_0 S} .$$

Виждаме, че магнитното съпротивление играе същата роля за големината на магнитния поток, както електричното съпротивление за електричния ток. Ролята на специфичната проводимост тук се изпълнява от магнитната проницаемост – колкото е по-голяма относителната магнитна проницаемост на сърцевината, толкова по-голям е магнитният поток през дадено сечение, при една и съща големина на тока ***I*** в навивките.

Като изследваме вида на (3) можем да направим още два извода.

В знаменателя имаме сума от магнитните съпротивления на двете части от магнитната верига, която ни дава общото ѝ магнитно съпротивление. Двете части са свързани последователно в затворената верига, т.е. за последователно свързани магнитни съпротивления е валидно същото правило, както и за последователно свързани електрични съпротивления:

$$R_m = \sum_{i=1}^{n} R_{mi} .$$

След като магнитният поток в (3) играе ролята на електричен ток в затворена верига, а знаменателят на дясната част – на общото магнитно съпротивление, то величината ***NI*** в числителя трябва да е аналог на електродвижещото напрежение **ε**. Тази величина

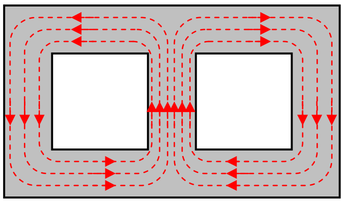
$$\varepsilon_m = NI \quad [\mathrm{A}]$$

се нарича магнитодвижещо напрежение.

Основни закономерности – правило на Хопкинсън и правила на Кирхоф. Примери

Като запишем (3) чрез величините магнитодвижещо напрежение и магнитно съпротивление, ще получим една проста формула, която се нарича правило на Хопкинсън за затворена магнитна верига:

$$\Phi_B = \frac{\varepsilon_m}{R_m},$$



фиг. 3

която се явява аналог на закона на Ом за затворена електрична верига (29 въпрос, Физика 1).

Ако имаме разклонена магнитна верига (фиг. 3), можем да правим разчет за нея с т.нар. правила на Кирхоф за магнитни вериги. Те са аналогични на правилата на Кирхоф за разклонени електрични вериги (29 въпрос, Физика 1), като съответните електрични величини са заменени със съответстващите им магнитни величини (***I*→Φ*B*, ε → ε*m*, *R*→*R*m**). Първото правило на Кирхоф (за възлите) гласи, че алгебричната сума на магнитните потоци в даден възел е равна на нула:

$$\sum_{i=1}^{n} \Phi_{Bi} = 0,$$

като съответният магнитен поток се взима със знак "+", ако силовите линии влизат във възела и "–" – ако излизат. Според второто правило (за контурите), във всеки затворен контур от разклонена магнитна верига, сумата от произведенията на магнитните потоци и магнитните съпротивления във всеки участък от контура е равна на сумата от магнитодвижещите напрежения в контура:

$$\sum_{i=1}^{n} \Phi_{Bi} R_{mi} = \sum_{i=1}^{k} \varepsilon_{mi} .$$

От второто правило на Кирхоф, приложено за контур от две успоредно свързани магнитни съпротивления, в който няма включено магнитодвижещо напрежение, можем да получим и правилото за еквивалентното магнитно съпротивление на успоредно свързани участъци от магнитна верига:

$$\Phi_1 R_{m1} - \Phi_2 R_{m2} = 0 \Rightarrow \frac{\Phi_1}{\Phi_2} = \frac{R_{m2}}{R_{m1}} = \frac{\dfrac{1}{R_{m1}}}{\dfrac{1}{R_{m2}}}$$

и тъй като сумата от двата потока трябва да е равна общия поток, а той е обратно пропорционален на общото магнитно съпротивление, ще получим формула, аналогична на правилото за намиране на еквивалентното съпротивление на успоредно свързани електрични консуматори:

$$\frac{1}{R_m} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{R_{mi}} .$$

Ще илюстрираме получените правила за магнитни вериги с няколко примера.