

4. Електромагнетизам

4.1. УВОД

Магнетне појаве у свом најједноставнијем виду биле су, као и електричне, познате још у старој Грчкој. Још тада је уочено да комади гвоздене руде магнетита (Fe_3O_4) привлаче ситније комаде гвожђа. Касније је та појава названа магнетизам према имену града Магнезије у Малој Азији у чијој близини су постојала налазишта поменуте руде. Уобличени комади гвоздене руде који испољавају магнетна својства називају се природни магнети, а све појаве у којима се појављују магнетне силе зову се магнетне појаве.

Касније је примећено да гвоздени предмети који се принесу у близину природних магнета и сами постају магнети, или, како се каже, постају намагнетисани. За тако добијене магнете каже се да су вештачки. И природни и вештачки магнети имају две зоне у близини којих су магнетне силе најизраженије. Те зоне се називају полови магнета. Полови магнета у облику шипке налазе се на крајевима шипке. Још у старој Кини откривено је једно веома важно својство магнета. Ако се магнет у облику шипке или игле подесно ослони у тежишту, тако да се може окретати око вертикалне осе, он ће спонтано заузети правац север—југ. При томе је увек један исти пол магнета окренут ка северном а други ка јужном полу Земље. По том својству су полови магнета названи *северни* (онај који се окреће ка северу) и *јужни* (онај који се окреће ка југу). Северни магнетни пол обележавамо симболом N што одговара почетном слову енглеске речи north — север. Јужни пол обележавамо симболом S (енглеси: south — југ).

Разноимени полови два магнета се привлаче, истоимени се одбијају. По аналогији са електричним силама и оптерећењима, веровало се да је сечењем магнета могуће добити одвојено његов северни и јужни пол. Међутим, сечењем магнета увек се добијају нови магнети са оба пола. Због овог својства магнета, као и својства да магнети не делују силом на *нейокејина* електрична оптерећења, све до почетка прошлог века се сматрало да између електричних и магнетних појава не постоји веза.

Можда најважније откриће у историји магнетизма начинио је 1820. године дански физичар Ерстед (Hans Christian Oersted, 1777—1851). Он је приметио да на магнетну иглу, која се налази у близини проводника у коме постоји електрична струја, делује механичка сила. Убрзо после тог открића низ физичара су установили основне законе магнетизма и његове повезаности са електричном струјом. Француски физичар Ампер открио је постојање електромагнетних сила између проводника у којима постоје електричне струје. Он је такође предложио хипотезу да магнетна својства сталних магнета потичу од елементарних струја унутар магнета. Данас знамо да те елементарне атомске

струје стварно постоје и називамо их Амперове струје, а последица су кружења електрона по орбитама у атомима, као и обртања електрона око сопствених оса (спин). Његови савременици Био (Jean-Baptiste Biot, 1774—1862), Савер (Félix Savart, 1791—1831) и Лаплас (Pierre-Simon Laplace, 1749—1827), формулисали су математички израз према коме се одређује тзв. магнетна индукција, векторска величина којом се описује магнетно поље. Британски физичар Фарадеј открио је 1831. године да је временски променљиво магнетно поље увек праћено електричним пољем, и ту појаву назвао електромагнетна индукција. Професор физике на Петроградском универзитету Емил Христианович Ленц (1804—1865) дао је практично правило за квалитативно одређивање смера електричне струје која прати електромагнетну индукцију. Тиме је утврђена веза између електричних и магнетних појава, али је тек атомска теорија омогућила да се схвати механизам те везе.

Данас знамо да и електричне и магнетне појаве потичу од истих узрочника, елементарних наелектрисаних честица. Једина разлика је у томе што се електрични ефекти јављају и када те честице мирују, док се магнетне појаве јављају само када се наелектрисане честице крећу у односу на посматрача. На пример, магнетне силе које делују између сталних магнета су, у суштини, силе које делују између елементарних честица које се крећу унутар атома материјала од којих су магнети направљени.

При тумачењу међусобних дејстава електричних струја, односно међусобних дејстава магнета или пак струја и магнета, срећемо се са истим питањем, као и у случају међусобних дејстава наелектрисаних тела: како се те силе преносе? Полазећи од истих чињеница као и у случају електричних сила, савремена материјалистичка физика уводи појам физичког поља, овога пута магнетног, које окружује проводнике са електричном струјом, односно магнете, и чијим се посредством преносе силе међусобног дејства. Магнетно поље је неизбежан пратилац и главни показивач постојања електричне струје и кретања електричних оптерећења уопште, а видно се манифестује појавом механичке силе на проводнике са струјом који се у пољу налазе.

Магнетно поље сталних магнета и проводника са временски константном струјом је константно у току времена, па се такво поље назива стално или стационарно поље. Електричне и магнетне појаве су у толикој мери међусобно повезане да се с правом може говорити о јединственом електромагнетном пољу, коме су електростатичко поље и временски константно магнетно поље само специјални случајеви.

4.2. МАГНЕТНО ПОЉЕ ПРОИЗВЕДЕНО ВРЕМЕНСКИ КОНСТАНТНОМ СТРУЈОМ У ВАКУУМУ

Посматрајмо једноставан експеримент као на слици 4.1. Два праволинијска проводника велике дужине l обешена су у тачкама А и В, и пуштена да падају у суд са живом (која је једини течан метал). Тачке А и В су прикључене преко прекидача на генератор једносмерне струје емс E . На слици 4.1а проводници су везани на ред, па су струје у њима (означене су са I_1 и I_2 , мада су оне овде истог интензитета) супротних смерова: једна је усмерена наниже, а друга навише. По затварању прекидача успоставља се струја, а констатоваћемо да се проводници размичу.

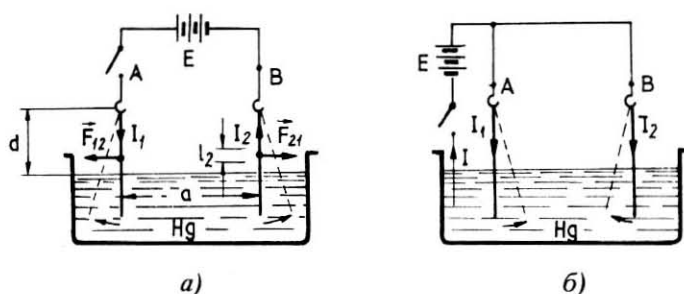
На слици 4.16 проводници су повезани паралелно са генератором тако да су струје I_1 и I_2 истог смера. У овом случају проводници ће се приближавати.

На проводнике делују силе које не могу бити електростатичке, јер се ради о наелектрисањима која се крећу, па се ове силе називају електродинамичке. Оне се јављају у магнетном пољу, односно представљају видну манифестацију магнетног поља.

Померања проводника у овом огледу су једнака: размицање, односно приближавање проводника је исто, одакле се закључује да су силе које делују на проводнике истог интензитета, али супротног смера. Интензитет силе на дужини l_2 проводника сразмеран је јачини струје кроз проводнике и дужини l_2 , а обрнуто сразмеран растојању a између проводника:

$$F_{21} = \mu_0 \frac{I_1 \cdot I_2}{2 \pi a} \cdot l_2. \quad (4.1)$$

У једначини (4.1) F_{21} је интензитет сила којом проводник са струјом I_1 делује на елемент дужине l_2 проводника са струјом I_2 , при чему је неопходно да су дужине проводника l много веће од растојања a међу њима. Величина μ_0 која



Сл. 4.1

се јавља као коефицијент сразмерности је магнетни пермеабилитет (пропусљивост) вакуума (овој вредности је приближна вредност магнетне пермеабилности ваздуха) и износи:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left[\frac{\text{N}}{\text{A}^2} \right]. \quad (4.2)$$

Према једначини 4.1 јединица за μ_0 је N/A^2 , али је уобичајено да се користи еквивалентна јединица хенри по метру (скраћено H/m). Хенри је јединица за величину која се назива индуктивност, а коју ћемо дефинисати касније.

И овде, као и у електростатици, сила се јавља и у вакууму што значи да се при постојању електричне струје у проводницима средина око проводника мења, тј. успоставља се магнетно поље.

4.3. МАГНЕТНО ПОЉЕ И ВЕКТОР МАГНЕТНЕ ИНДУКЦИЈЕ $\vec{B}$

Основна манифестација постојања магнетног поља је појава механичке силе која делује на наелектрисање у кретању. Напишимо израз (4.1) у нешто преуређеном облику:

$$F_{21} = \left(\frac{\mu_0 I_1}{2\pi a} \right) I_2 \cdot l_2. \quad (4.3)$$

Видимо да израз у загради зависи једино од растојања између проводника и ни од једне друге величине другог проводника. Ако бисмо наместо проводника са струјом I_2 поставили проводник са струјом I_3 , електромагнетну силу на њему бисмо израчунали просто замењујући $I_2 \cdot l_2$ у једначини 4.3 са $I_3 \cdot l_3$. Стога израз у загради једначине 4.3 можемо узети као основну величину која описује магнетно поље проводника са струјом I_1 , у вакууму или ваздуху у тачи P на растојању a од проводника. Та величина назива се магнетна индукција. То је векторска величина и обележава се симболом B , а израз у загради једначине (4.3) представља његов интензитет:

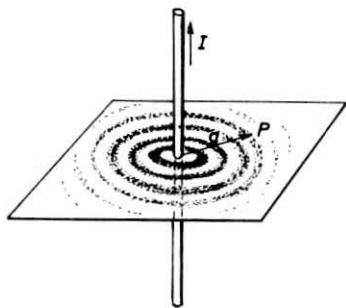
$$B = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi a}. \quad (4.4)$$

Једначина 4.4 представља Био-Саваров закон у математичком облику. Наиме, понављајући Ерстедове огледе Био и Савар откривају закон према коме струја у дугом, праволинијском проводнику ствара магнетну индукцију $\vec{B}$, чији је интензитет сразмеран јачини струје I_1 , а обрнуто сразмеран одстојању a посматране тачке P од проводника.

На основу израза 4.3 и 4.4 можемо одредити јединицу за вектор магнетне индукције B_u у SI систему:

$$B_u = \frac{F_u}{I_u \cdot l_u} = \frac{N}{A \cdot m} = T. \quad (4.5)$$

Видимо да је ова јединица $N/A \cdot m$, али пошто је вектор магнетне индукције једна од најважнијих величина којима се описује магнетно поље, јединица је добила име тесла (скраћено T) у част нашег великог научника Николе Тесле (1856–1943). Ред величине интензитета вектора $\vec{B}$ у околини проводника са струјом у ваздуху креће се од око 10^{-6} T до 10^{-2} T.



Сл. 4.2

Да бисмо одредили правац и смер магнетне индукције $\vec{B}$, покажимо још један оглед: на парче хартије ставимо fine опилке од гвожђа. Провуцимо кроз хартију дугачак жичани проводник као на сл. 4.2. Лагано лупкајмо по хартији са стране. Ако у проводнику нема струје, опилци ће бити хаотично распоређени по хартији.

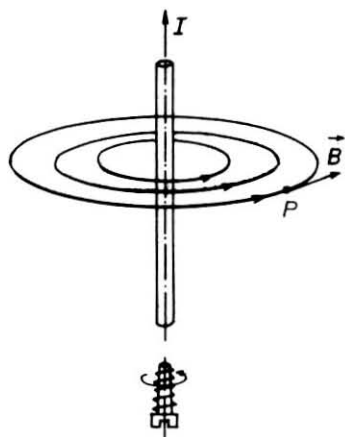
Успостављањем струје I , опилци ће се постављати у концентричне кругове око проводника, што значи да на њих делују силе магнетног поља.

Концентрични кругови формирани од гвоздених опиљака распоредили су се у равни управној на осу проводника са центром на самој оси и визуелно нам показали облик магнетног поља (линије) праволинијског проводника са струјом I . У свакој тачки на кругу полупречника a интензитет вектора магнетне индукције је исти. Са повећањем растојања a интензитет вектора $\vec{B}$ опада, што можемо приметити на основу густине опиљака (слика 4.2) која се смањује са повећањем растојања од проводника.

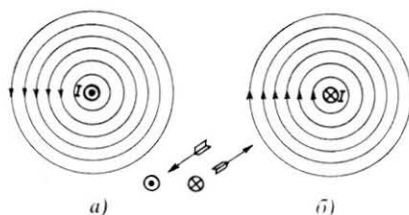
Вектор магнетне индукције увек има правац тангенте на линије магнетног поља, а његов смер ће зависити од смера струје у проводнику. Са променом смера струје у проводнику, подсетимо се огледа на слици 4.1, мења се и смер силе која делује на проводнике, ако је у једном од проводника струја остала истог смера.

Смер вектора магнетне индукције одређује се по тзв. правилу десне завојнице која се састоји у следећем: завртањ се постави тако да му смер продирања има смер струје у проводнику, па је смер његовог окретања уједно и смер вектора магнетне индукције $\vec{B}$, што се означава и стрелицом на самој линији поља као на слици 4.3.

Често се магнетно поље, као што је случај на слици 4.3, приказује графички помоћу линија магнетне индукције, које се понекад једноставно називају магнетне линије. Магнетне линије су оријентисане у смеру вектора $\vec{B}$ што се означава стрелицом на самој линији, а вектор $\vec{B}$ им је тангента у свакој тачки. Слика која се добија приказивањем поља помоћу магнетних линија назива се магнетни спектар и она даје приближну представу о магнетном пољу у одређеној равни. Видели смо да је спектар поља дугачког праволинијског проводника са струјом I скуп концентричних кругова са центром на оси проводника



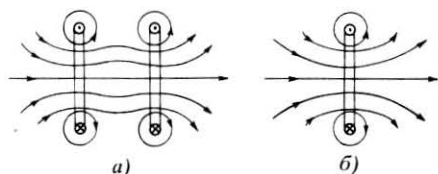
Сл. 4.3



Сл. 4.4

у равни управној на правац проводника. Да не бисмо цртали слику 4.3 у простору, често се спектар поља даје у равни управно на правац проводника. Проводник се тада на ту раван пројектује као кружић чија површина у некој размери одговара попречном пресеку проводника. Смер струје у проводнику означава се тачком у кружићу $\odot$ ако струја има смер ка нама, дакле, наликује на врх стрелице (слика 4.4а). Кружић са крстићем $\otimes$ означава да је смер струје у проводнику од посматрача, односно види се перо стрелице која иде од нас (слика 4.4б).

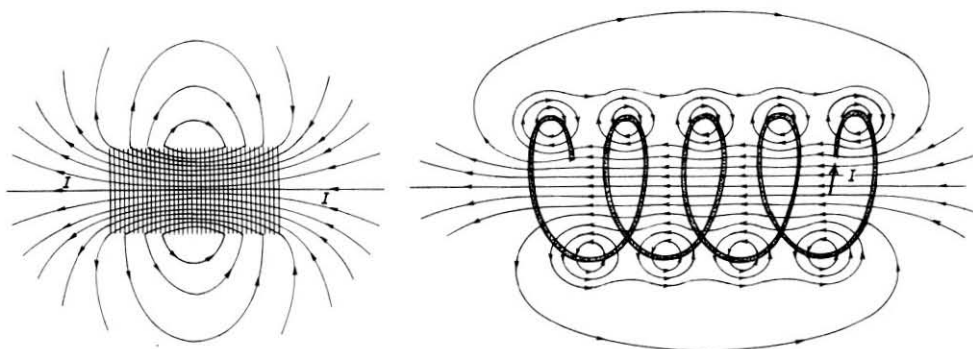
Ако проводник са струјом I има облик круга, онда га називамо кружна контура или завојак (навојак). Спектар магнетног поља у равни која пролази кроз средиште круга има облик приказан на слици 4.5а. И овде се смер



Сл. 4.5

магнетне индукције одређује према правилу десне завојнице, тако што се осовина завојнице постави у осовину круга. Ако се завојница океће у смеру струје смер напредовања завојнице ће показати смер магнетне индукције. На слици 4.5б приказан је спектар поља два коаксијална кружна завојка истих полупречника са једнаким струјама истог смера.

Густина магнетних линија условно одређује интензитет вектора магнетне индукције. Као и електростатичка, тако и магнетна поља могу бити хомогена и нехомогена. Треба уочити да се у случају два блиска завојка (слика 4.5б) у извесном подручју око осе завојка добија практично хомогено поље. Природно је очекивати да са порастом број завојака и смањењем



Сл. 4.6

растојања између њих магнетно поље постаје све хомогеније. Да би се илустровао овај закључак, на слици 4.6а дат је спектар поља у случају густо, а на слици 4.6б у случају преско намотаног соленоида (спирално намотаја калема).

Смер вектора магнетне индукције соленоида са струјом такође се одређује правилу десне завојнице. Завојница се постави у осу намотаја и када се окреће у смеру струје смер напредовања завојнице одређује смер поља.

Уопште, облик магнетних линија зависи од облика проводника са струјом и од равни у којој се посматра магнетно поље. И у изложеним примерима магнетне линије имају друкчије облике када поље посматрамо у неким другим равнима.

Треба уочити да у свим приказаним случајевима линије вектора $\vec{B}$ немају ни почетка ни краја, већ су увек затворене криве линије које се захватају са проводницима као суседне карике на ланцу. Чињеница да су линије вектора $\vec{B}$ у свим случајевима затворене линије може се дати следеће тумачење: у природи око нас нема неких „магнетних оптерећења“ аналогних електричним оптерећењима. Само би таква „магнетна оптерећења“ могла да стварају магнетно поље чије линије имају у неким тачкама почетак, а у другима крај.

4.4. ЈАЧИНА МАГНЕТНОГ ПОЉА И АМПЕРОВ ЗАКОН

За магнетно поље се, поред вектора магнетне индукције $\vec{B}$, дефинише још један вектор који има исти правац и смер, а износи:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}, \quad (4.6)$$

ако је средина вакуум или ваздух. Вектор $\vec{H}$ назива се јачина магнетног поља. По Био-Саваровом закону (релација 4.4) интензитет вектора магнетне индукције B , коју ствара праволинијски проводник велике дужине са струјом I , у тачки P , на растојању a од проводника дат је у изразу:

$$B = \mu_0 \frac{I}{2\pi a}.$$

На основу једначине (4.6) јачина магнетног поља H у тачки P биће:

$$H = \frac{B}{\mu_0} = \frac{I}{2\pi a} = \frac{I}{l}, \quad (4.7)$$

где је $l = 2\pi a$ дужина магнетне линије полупречника a , која пролази кроз тачку P . Димензиона формула јачине магнетног поља је:

$$H (=) \frac{I}{l}, \quad (4.8)$$

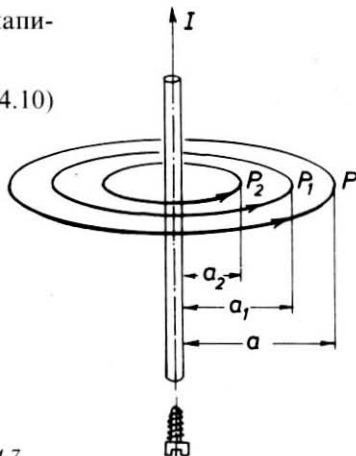
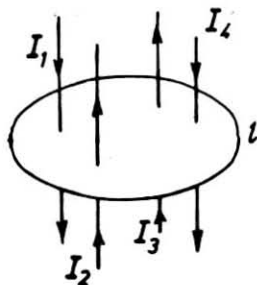
па је одговарајућа јединица у SI систему:

$$H_u = \frac{I_u}{l_u} = \frac{A}{m}, \quad (4.9)$$

која се изговара ампер по метру. Магнетно поље од 1 A/m постоји у тачки на растојању $a = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \text{ m}$ од праволинијског проводника велике дужине са временски константном струјом јачине 1 A .

На основу обрасца 4.7 можемо написати:

$$H \cdot l = I. \quad (4.10)$$



Сл. 4.7

Ако бисмо посматрали магнетно поље H_1 у тачки P_1 на растојању a_1 (слика 4.7) од проводника и помножили га са дужином магнетне линије која пролази кроз ту тачку $l_1 = 2\pi a_1$, добили бисмо да је и овај производ једнак струји I у проводнику. Уопште је:

$$H \cdot l = H_1 \cdot l_1 = H_2 \cdot l_2 = \dots = H_n \cdot l_n = I. \quad (4.11)$$

Овај резултат (4.11) представља посебан израз Амперовог закона.

Амперов закон представља циркулацију вектора поља $\vec{H}$. Скаларни производ неког вектора и елементарног помераја $\vec{\Delta l}$ његове нападне тачке назива се елементарном циркулацијом тог вектора. Елементарна циркулација вектора $\vec{H}$ дата је изразом: $\vec{H} \cdot \vec{\Delta l} = H \cdot \Delta l \cos(\vec{H}, \vec{\Delta l})$. С обзиром на то да је у једначини (4.11) циркулација вршена дуж магнетне линије у смеру поља, сума свих помераја Δl једнака је дужини магнетне линије, l , а како је вектор H тангента на линију у свакој тачки, то је $\cos(H\Delta l) = 1$, па је добијена једначина (4.11). Овде је извршена циркулација вектора $\vec{H}$ увек дуж магнетне линије и у смеру поља.

Другачије речено, дефиниција ове теореме гласи: циркулација вектора $\vec{H}$ који потиче од кола са струјом I , вршена дуж затворене кружне линије дужине l , једнака је тој струји ако се проводник налази унутар те затворене линије, а циркулација се врши у смеру поља.

Ако се циркулација врши у смеру супротном од смера поља, онда је: $H \cdot l = -I$, док у случају да затворена кружна линија не обухвата проводник са струјом I , резултат је:

$$H \cdot l = 0. \quad (4.12)$$

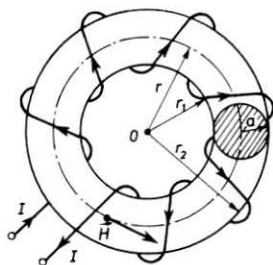
Сложеним математичким прорачуном доказује се да Амперов закон важи за сваки облик затворене линије дуж кје се врши циркулација вектора $\vec{H}$.

Кад магнетно поље $\vec{H}$ настаје услед n проводника са струјом I_k и ако је l дужина затворене линије која обухвата те проводнике (слика 4.7б), тада је производ $H \cdot l$ једнак алгебарском збирку обухваћених струја:

$$H \cdot l = \sum_{k=1}^n I_k. \quad (4.13)$$

Применом Амперовог закона можемо лако одредити магнетно поље $\vec{H}$ или магнетну индукцију $\vec{B}$, с обзиром на једначину (4.6) за дати случај. Показаћемо то на неколико примера који су чести у пракси:

а) *Магнетно поље у торусу*. Торус је прстен по коме су равномерно и густо намотани завоји жице (слика 4.8). Нека је намотано N завојака жице и нека је средњи полупречник торуса



Сл. 4.8

$$r = \frac{r_1 + r_2}{2} \quad (4.14)$$

много већи од димензије попречног пресека тела торуса. Претпоставимо да је пресек торуса кружан, полупречника a :

$$a = \frac{r_2 - r_1}{2}. \quad (4.15)$$

Ако је дебљина торуса мала, онда је $r \gg a$. У том случају линије вектора магнетног поља $\vec{H}$ су кругови са центром у оси торуса (o), и њихове дужине се веома мало разликују. Према Амперовом закону је:

$$H \cdot l = \sum_{k=1}^n I_k = NI, \quad (4.16)$$

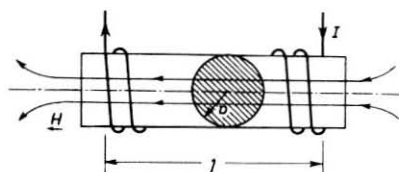
јер су струје I_k у сваком од N завојака једнаке и износе I . Дужина $l = 2\pi r$ је обим средњег круга торуса, па је интензитет магнетног поља у торусу једнак:

$$H = \frac{NI}{2\pi r} = \frac{NI}{l}. \quad (4.17)$$

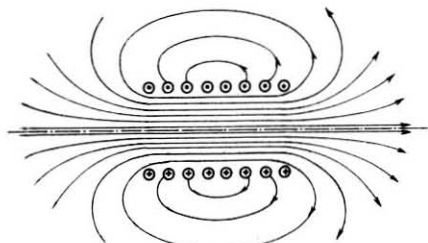
Магнетно поље у торусу је хомогено, а ван торуса једнако нули.

б) *Магнетно поље у соленоиду*. Соленоид или калем је дугачак цилиндрични намотај као на слици 4.9а са густо и равномерно намотаним завојима. Ако је дужина l соленоида много већа од полупречника цилиндра a , тада је поље у соленоиду хомогено (слика 4.9б).

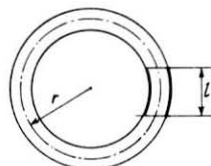
Соленоид можемо схватити и као део торуса веома великог полупречника $r \rightarrow \infty$ као на слици 4.9в. На основу Амперовог за-



а)



б)



в)

Сл. 4.9

кона, као и резултата који је добијен за торус, ако соленоид има N завојака, тада је према једначини (4.16) поље у соленоиду

$$H = \frac{NI}{l}, \quad (4.17a)$$

где је l дужина соленоида. Постојеће поље ван соленоида је слабо.

Уколико се у близини крајева соленоида са струјом I нађе неки комад гвожђа, соленоид ће га привући. За разлику од природних магнета, соленоид са струјом назива се електромагнет, јер укидањем струје губи магнетна својства.

4.5. МАГНЕТНО ПОЉЕ У ПРИСУСТВУ СУПСТАНЦЕ – МАГНЕТНА ПЕРМЕАБИЛНОСТ

До сада смо говорили о појавама у магнетном пољу у вакууму. Константовали смо да ту постоји линеарна зависност интензитета вектора магнет-

ног поља $\vec{H}$ и интензитета вектора магнетне индукције $\vec{B}$ (једначина 4.6). Ставимо сада унутар соленоида неки материјал (језгро), нека то буде чисто гвожђе (назива се и меко гвожђе). Ако успоставимо струју у соленоиду и принесемо комад гвожђа крају соленоида, приметимо да је привлачење снажније него када у соленоиду није било језгра од меког гвожђа. Међутим, према Амперовом закону, ако је струја I истог интензитета, онда ће и поље H бити исто без обзира на то да ли је соленоид са или без језгра. Значи да је супстанца језгра од меког гвожђа утицала на промену интензитета електромагнетне силе којом је поље соленоида деловало на принесени комад гвожђа. Видели смо да је електромагнетна сила директно сразмерна интензитету магнетне индукције $\vec{B}$, па долазимо до закључка да се стављањем језгра у соленоид променила $\vec{B}$. Веза између поља $\vec{H}$ и индукције $\vec{B}$ и даље постоји као у једначини (4.6) што означава да и средина има свој магнетни пермеабилитет μ који се разликује од пермеабилитета вакуума μ_0 . Ако је интензитет вектора магнетне индукције у вакууму једнак B_0 :

$$B_0 = \mu_0 H, \quad (4.18)$$

у присуству меког гвожђа (или неке друге супстанце) биће:

$$B = \mu H. \quad (4.19)$$

Однос нове, B , и претходне, B_0 , индукције показује колико пута се променила електромагнетна сила у присуству супстанце и означава се са μ_r :

$$\mu_r = \frac{B}{B_0} = \frac{\mu}{\mu_0}. \quad (4.20)$$

Величина μ_r је неименован број који показује однос вредности магнетног пермеабилитета неке средине μ према магнетном пермеабилитету вакуума, μ_0 , (веома је приближна и магнетна пермеабилност ваздуха) и назива се релативни магнетни пермеабилитет.

Према вредности релативног магнетног пермеабилитета сви материјали се деле у три групе:

- дијамагнетне, код којих је $\mu_r < 1$,
- парамагнетне, код којих је $\mu_r > 1$ и
- феромагнетне, код којих је $\mu_r \gg 1$.

Већина материјала припада једној од првих двеју група, а само мали број материјала припада трећој групи, и то су: гвожђе, кобалт, никал и њихове легуре. У табели 4.1 дате су вредности μ_r за све три групе материјала.

ТАБЕЛА 4.1

Дијамагнетици ($\mu_r < 1$)		Парамагнетици ($\mu_r > 1$)	
материјал	μ_r	материјал	μ_r
бизмут	0,99984	платина	1,00027
сребро	0,99997	алуминијум	1,000096
олово	0,99998	кисеоник	1,0000018
бакар	0,99999	ваздух	1,00000036
вода	0,999992		

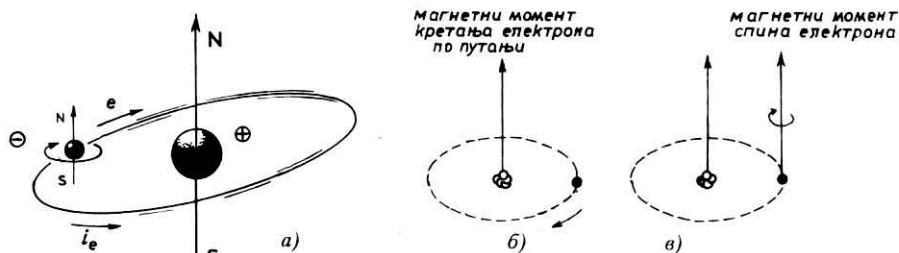
Феромагнетици

Материјал	Почетни магнетни пермеабилитет $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$	Максимални магнетни пермеабилитет $\mu_{r \max} = \frac{\mu_{\max}}{\mu_0}$
супермалој	100 000	300 000
гвожђе	25 000	250 000
пермалој	10 000	50 000
динамо лим (4% Si)	500	7 000
гвоздени лив	70	600

4.6. МАГНЕТНА СВОЈСТВА МАТЕРИЈАЛА

Утврђено је да уношењем неког материјала у магнетно поље долази до измене тог магнетног поља. Ова појава се назива магнећење материјала а објашњење ове појаве захтева шире познавање суштине магнетизма. Магнетна својства материјала леже дубоко у самој структури, односно у процесима који се у структури материјала одвијају и који одређују и електрична својства. С обзиром на то да атомски састав упућује на процесе којима се објашњава настајање електрицитета, можемо одмах закључити да се њему приписују и магнетна својства материје. Управо у овом лежи недељивост електричних и магнетних појава.

Рекли смо да се атоми састоје од тешког позитивно наелектрисаног језгра и од одговарајућег броја електрона који круже око језгра великим брзинама. Како свако кретање наелектрисаних честица представља електричну струју, то сваки електрон који кружи око атомског језгра образује једну струјну контуру. Тиме сваки електрон образује и неко магнетно поље (слика 4.10а). Електрони се обрћу и око сопствене осе (спин), што такође изазива неку струју, а тиме и магнетно поље. Обе ове компоненте магнетног поља електрона у атомима описују се магнетним моментима: постоји значи, обртни момент и момент спина (слика 4.10б, в)



Сл. 4.10

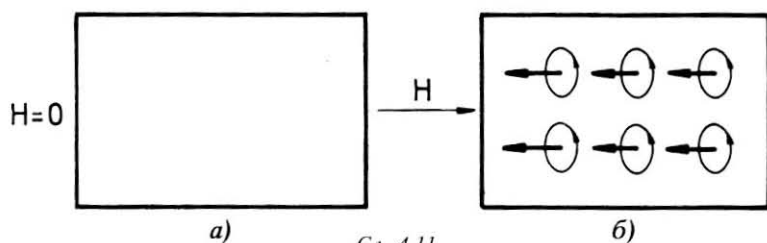
На основу изложеног, сваки атом се може посматрати као компликован систем елементарних струјних контура, које се краће називају Амперове

струје. Понашање свих материјала у магнетном пољу описује се помоћу ових Амперових струја. Ако се материјал не налази у страном магнетном пољу, тада је магнетно поље Амперових струја приметно само у непосредној околини атома и споља се не може констатовати. Смер магнетног поља електрона може се одредити према правилу десне завојнице, али треба имати у виду да је смер (технички) струје супротан кретању електрона (слика 4.10).

У атомима неких материјала резултујући магнетни моменат је једнак нули услед различитих праваца магнетних момената електрона. У другим материјалима резултујући магнетни моменат није једнак нули и такав атом представља елементарни магнет. Сви материјали припадају једној од ове две групе.

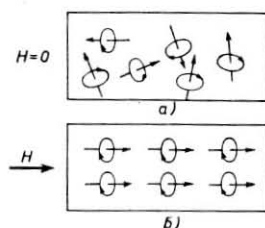
Материјали чији атоми не поседују сопствени магнетни моменат су дијамагнетни материјали ($\mu_r < 1$). При деловању спољашњег магнетног поља у атомима долази до промене кретања електрона — јавља се резултантна струја на нивоу атома која се супротставља деловању поља. Тиме се укупно поље у материјалу смањује. Но ово слабљење поља је мало изражено: релативна магнетна пермеабилност дијамагнетних материјала је незнатно мања од један: нпр. за бакар износи $\mu_r = 0,99999$. У ову групу материјала спадају још сребро, цинк, графит, кадмијум, вода и др. На слици 4.11 приказано је елементарно магнетно поље дијамагнетних материјала пре и после магнећења.

Материјали чији атоми поседују сопствени резултантни магнетни моменат деле се у две подгрупе, према јачини и врсти међусобног деловања атома или молекула супстанце.

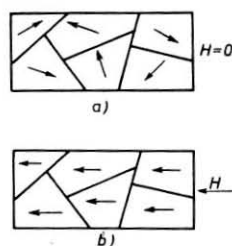


Сл. 4.11

Прву подгрупу чине парамагнетни материјали. Код њих је деловање између атома слабо, те су, у одсуству спољашњег магнетног поља, елементарна магнетна поља атома оријентисана у свим правцима (слика 4.12а). Услед тога је резултујуће магнетно поље материјала, макроскопски гледано, једнако нули. Под утицајем спољашњег магнетног поља долази до оријентације елементарних магнетних поља у правцу и смеру страног поља (слика 4.12б).



Сл. 4.12



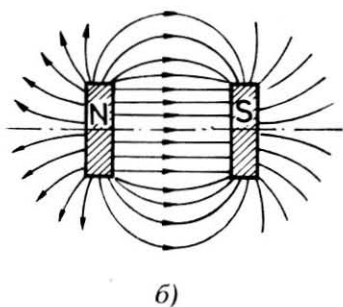
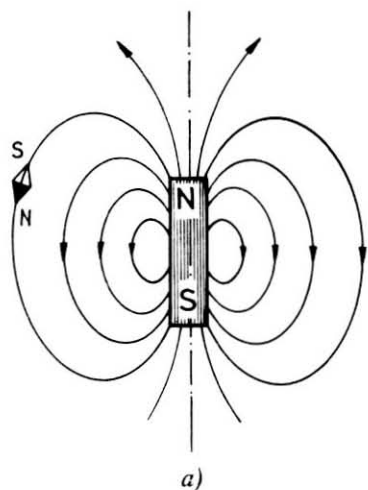
Сл. 4.13

Тиме се укупно поље на материјалу појачава. Ово појачавање поља је незнатно с обзиром на то да је релативна магнетна пермеабилност μ_r ових материјала незнатно већа од један. На пример, за алуминијум је $\mu_r = 1,000096$. У ову групу материјала спадају још платина, манган, кисеоник, ваздух и др.

Другу подгрупу чине материјали код којих је међусобна магнетна спрега између атома, односно молекула, веома велика. Овакви материјали називају се феромагнетни материјали. Као резултат тог међусобног деловања унутар феромагнетних материјала се формирају велике групе атома (молекула) са истом оријентацијом магнетних момената (слика 4.13а). Овакве мале области унутар којих су сви магнетни моменти савршено оријентисани називају се домени. Сваки домен представља један мали стални магнет. Уносећи овакав материјал у страно магнетно поље јачине H долази до оријентације домена у смеру спољашњег поља и укупно поље се знатно појачава (слика 4.13б). Код ових материјала релативна магнетна пермеабилност μ_r је доста већа од један и износи око од 10^2 до око 10^6 . У природи је мали број ових материјала (гвожђе, кобалт, никал). По најизразитијем и најраспрострањеније представнику — гвожђа (ferrum) ови материјали су названи феромагнетни.

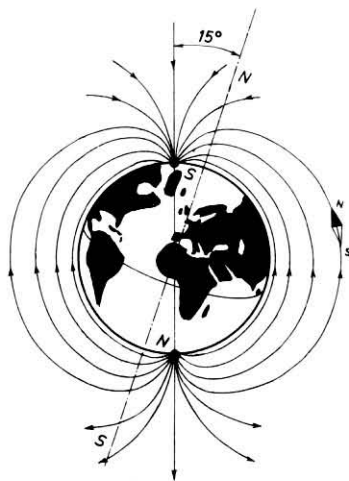
За дијамагнетне и парамагнетне материјале зависност интезитета вектора магнетне индукције B од интензитета вектора магнетног поља H је линеарна: значи, код њих је μ_r константна. Код феромагнетних материјала то није случај — тамо се μ_r мења зависно од јачине поља. При високим температурама нарушава се оријентација магнетних момената, па феромагнетни материјали губе магнетна својства. Критична температура при којој се губи феромагнетно својство назива се Киријева температура (по француском физичару и хемичару Pierre Curie, 1859—1906) и за гвожђе износи 770°C , за кобалт 1145°C , 360°C за никл итд.

У уводном излагању навели смо да постоје природни или стални магнети. Код њих је већина домена оријентисана у истом смеру и такав материјал има већ оријентисано сопствено магнетно поље. Оваквим материјалима, сталним магнетима, најчешће дајемо облик шипке или потковице. Спектри поља вектора магнетне индукције $\vec{B}$ сталног магнета у облику шипке и између полова потковичастог магнета дати су на слици 4.14а и б.



Сл. 4.14

Видимо да су и овде магнетне линије непрекидне, а смер им је ван магнета од северног (N) ка јужном (S) магнетном полу, а унутар магнета од јужног ка северном полу. Вектор магнетне индукције $\vec{B}$ је тангента у свакој тачки магнетне линије. Између полова потковичастог магнета поље је хомогено.



Сл. 4.15

И Земља има своје магнетно поље. Обична магнетна игла пружа доказе о постојању овог поља. Очито је да Земља показује особине сталног магнета. Земљина оса и магнетна оса Земље не поклапају се. Угао међу њима је $\theta = 15^\circ$. На Земљи су уведени еквивалентни магнетни полови — јужни магнетни пол (S) на приближно 70° северне географске ширине и 96° западне географске дужине и северни магнетни пол (N) на 72° јужне географске ширине и 157° источне географске дужине. Утврђено је да интензитет вектора магнетне индукције магнетног поља Земље није сталан. Он је различит у разним местима Земље, а мења се и са временом (магнетне буре). На слици 4.15 приказано је Земљино магнетно поље.

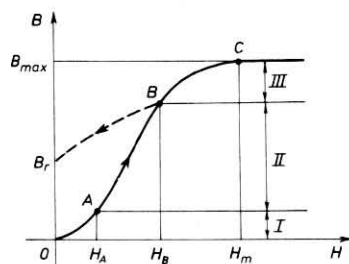
4.7. МАГНЕТИСАЊЕ ФЕРОМАГНЕТНИХ МАТЕРИЈАЛА

Вратићемо се опет феромагнетима као изразито важним магнетним материјалима и проучићемо процес магнетисања ових материјала.

Нека се феромагнетни материјал, који претходно није био намагнетисан, изложи дејству спољашњег магнетног поља чију јачину постепено повећавамо од нуле па до неке вредности H . Са повећањем интензитета поља H повећаваће се и интензитет магнетне индукције B с обзиром на везу $B = \mu \cdot H$. Зависност промене интензитета вектора $\vec{B}$ од јачине поља H (које још називамо и магнетизационим пољем) приказана графички ($B = f(H)$) представља криву магнећења феромагнетног материјала коју приказује слика 4.16.

Криву магнећења делимо на три дела, односно разликујемо три етапе овог процеса.

Први део криве (од нуле до тачке А на слици 4.16) показује почетак магнетисања. Под дејством поља H , које је од вредности 0 до H_A малог интензитета, у феромагнетном материјалу оријентишу се само они домени чији су магнетни моменти подударни са спољашњим пољем или су му приближни по правцу и смеру. Види се да влада прилична пропорционалност између B и H (слично као код пара и дијамагнетних материјала) и ако се у тачки А укине магнетно поље и магнетна индукција B пада одмах на нулу.



Сл. 4.16

Други део криве (од тачке А до тачке В на слици 4.16) показује највећи пораст магнетисања, тј. број оријентисаних домена расте. Ако поље H смањујемо од вредности H_B до нуле, интензитет магнетне индукције B ће спорије опадати у односу на пораст при магнетисању и за $H=0$ имаће неку вредност B_r (цртицама је означена крива $\overline{BB_r}$ која показује зависност B и H ако се поље смањује од вредности H_B до нуле). Ова вредност B_r назива се заостали (реманентни) магнетизам.

Трећи део криве води до подручја засићења у коме наступа усмеравање свих домена (део криве од тачке В до тачке С на слици 4.16). Када поље H достигне одређену вредност H_m (тачка С) сви домени у материјалу су оријентисани у правцу и смеру поља H , и даље повећање поља не доводи до знатног повећања магнетне индукције B изнад B_{max} , па кажемо да је наступило магнетно засићење.

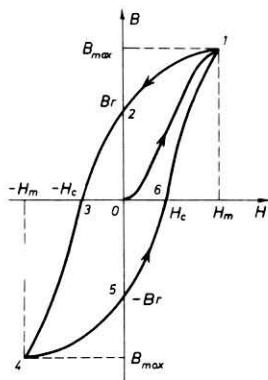
Магнетно засићење је стање намагнетисаног тела у коме су магнетни моменти свих домена оријентисани као и страно поље H (магнетизационо поље).

Математичка зависност $B=f(H)$ изражава се једначином

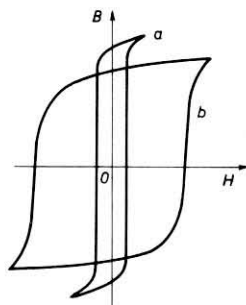
$$B = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot H. \quad (4.19)$$

Како је μ_0 константна величина, а да се зависност B од H (према дијаграму) не представља правом линијом, може се закључити да магнетна пермеабилност феромагнетног материјала није константна величина већ зависна од јачине магнетизационог поља H . Свака врста феромагнета, која се примењује у електротехници, има своју криву магнетисања. Ова крива служи као основна карактеристика при прорачунима и конструкцијама магнетних кола.

Феромагнетни материјал се обично користе као језгра разних уређаја који раде са наизменичним струјама, дакле налазиће се у променљивом магнетном пољу. Отуда је од значаја посматрати тзв. динамичке криве магнетисања које се добијају када се феромагнетни материјал изложи дејству



Сл. 4.17



Сл. 4.18

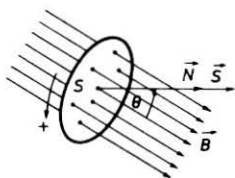
променљивог магнетног поља, што је представљено на слици 4.17. Крива прве магнетизације, део 0—1, већ смо објаснили, па ћемо посматрати шта се дешава када поље од вредности H_m опада. Смањење поља H праћено је сма-

њивањем магнетне индукције по кривој 1—2. У тачки 2 спољашње поље је једнако нули, али индукција у феромагнетном материјалу износи B_r . Ако сада повећавамо поље у супротном смеру ка тачки 3, индукција се смањује и при вредности поља H_c понишава се заостала индукција. Даљом променом поља долази се поново у засићење — тачка 4, а променом поља у супротном смеру циклус се понавља: део 4—5—6—1. Јачина поља H_c супротног смера, неопходна за поништавање заостале индукције B_r , назива се коерцитивно поље. Тиме се затвара циклус магнетисања. Процес магнетисања феромагнетног материјала даје затворену криву која изражава зависност $B=f(H)$. У току магнетисања постоји стално заостајање промена магнетне индукције у језгру за променама јачине поља H , тзв. магнетни хистерезис. На основу тога се и крива цикличног магнетисања назива хистерезисна петља.

У току магнетисања се примењује претварање електричне енергије у топлотну, тј. феромагнетни материјал се загрева и површина хистерезисне петље је пропорционална губицима енергије који се трансформишу у топлоту. Уска хистерезисна петља је карактеристика за „меке“ магнетне материјале који се лако намагнетишу, али се лако и размагнетишу (језгра електромагнета, трансформатора, генератора). Широка и стрма хистерезисна петља је карактеристика „тврдых“ магнетних материјала који имају велику реманентну индукцију B_r и велико коерцитивно поље, а погодни су за израду сталних магнета. На слици 4.18 приказане су хистерезисне петље магнетно меких (а) и магнетно тврдых (б) материјала.

4.8. ФЛУКС ВЕКТОРА МАГНЕТНЕ ИНДУКЦИЈЕ

Уочимо равну површину S у хомогеном магнетном пољу индукције $\vec{B}$ као на слици 4.19. Нацртајмо нормалу на површину и дефинишимо вектор површине $\vec{S}$. Овај вектор има павац управан на површину, а интензитет једнак самој површини S . Смер вектора површине одређује се по правилу десне завојнице, при чему се најпре дефинише референтни смер обилажења по површини, што је на слици 4.19 означено са $\rightarrow +$.



Сл. 4.19

Скаларни производ вектора $\vec{B}$ и $\vec{S}$:

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{S} \quad (4.21)$$

назива се флуks вектора магнетне индукције $\vec{B}$ кроз површину S или краће магнетни флуks $\Phi(\vec{B})$. По дефиницији скаларног производа флуks представља скаларну величину и има вредност:

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos(\vec{B}, \vec{S}) = B \cdot S \cdot \cos \theta, \quad (4.22)$$

где θ означава који се описује при ротирању вектора $\vec{B}$, тако да се најкраћим путем поклопи са вектором површине $\vec{S}$. Када је површина S постављена под правим углом на вектор B , онда су вектори $\vec{B}$ и $\vec{S}$ колинеарни, па је тада флуks максималан, тј.

$$\Phi_m = B \cdot S \cos 0^\circ = B \cdot S. \quad (4.23)$$

На основу претходног израза можемо одредити димензиону једначину и јединицу магнетног флуksа:

$$\Phi(=)B \cdot S, \quad (4.24)$$

односно јединица магнетног флуksа у SI систему је:

$$\Phi_u = B_u \cdot S_u = T \cdot m^2 = Wb. \quad (4.25)$$

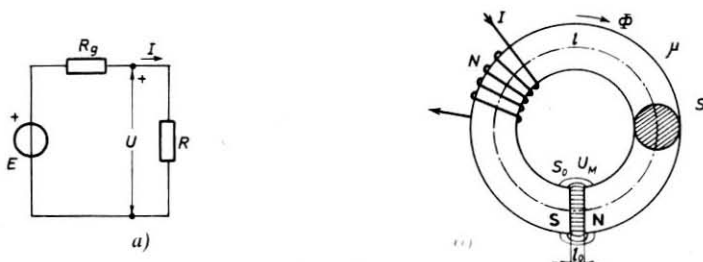
Јединица је добила назив вебер по немачком научнику Веберу (Wilhelm Weber, 1804—1891) и означава се са Wb.

Магнетни флуks од 1 Wb постоји кроз равну површину од $1 m^2$, која се налази у хомогеном магнетном пољу индукције од 1 T при чему је вектор $\vec{B}$ управан на површину S .

Магнетни флуks је једна од најважнијих величина у електротехници, јер се све електричне машине: електрични мотори, трансформатори, генератори и сл. пројектују на основу вредности флуksа. Сем тога, ако се познаје величина магнетног флуksа Φ , тада је могуће једноставно одредити величину магнетне индукције B .

4.9. МАГНЕТНА КОЛА

Под појмом магнетног кола подразумева се систем у којем се, захваљујући особинама феромагнетних материјала, магнетни флуks каналише жељеним путем. За практичне примене потребно је, дакле, имати извор магнетног флуksа, пригодно затворено коло магнетних линија, а по потреби и хомогено поље на неком делу овог кола које ће се користити у одређене сврхе. Део простора у коме постоје овако затворене магнетне линије, односно магнетно коло, може се упоредити са електричним колом, а магнетни флуks Φ са електричном струјом I (слика 4.20).



Сл. 4.20

У електричном колу (слика 4.20а) налази се извор електромоторне силе E која је узрок временски константне струје у колу $I = \frac{E}{R_e}$, где је R_e укупна отпорност кола. Овде је посебно значајан напон U на крајевима пријемника (отпорника), јер је и цело коло формирано зато да се овај пријемник напаја електричном енергијом под одређеним напонем U .

Кроз сваки пресек магнетног кола (слика 4.20б) који се састоји од прстена од меког гвожђа са ваздушним међупростором постоји константан магнетни флуks Φ . Узрок овог флуksа јесте електрична струја I која пролази кроз N завојака.

Намотај, као извор флукса у магнетном колу, карактерише се производом NI исто као генератор електромоторном силом E (напон генератора у празном ходу) па производ NI представља магнетни напон намотаја који се чешће назива магнетомоторна или магнетопобудна сила, и обележава се најчешће симболом F_M (а негде и M) па је:

$$F_M = NI. \quad (4.26)$$

Јединица у SI систему за магнетомоторну силу је ампер, односно ампер-завојак.

Овде је посебно значајно хомогено магнетно поље у ваздушном међупростору магнетног кола са слике 4.20b, па се аналогно напону U на отпорнику електричног кола, између тачака N и S , може констатовати неки магнетни напон U_M . (Магнетно коло електричног мотора, обртног генератора, релеја и електромагнета увек има ваздушни међупростор.)

Магнетно коло има и одређену укупну магнетну отпорност R_{Me} , аналогно отпорности R_e електричног кола, јер се магнетно поље може успоставити у различитим срединама (феромагнетни, пара- и дијамагнетни материјали). Због тога ће магнетни флуks Φ , за исту вредност магнетомоторне силе F_M , бити већи уколико је магнетна отпорност кола мања и обрнуто. Зато се може написати:

$$\Phi = \frac{F_M}{R_{Me}}. \quad (4.27)$$

Израз 4.27 представља Кап—Хопкинсонов закон (Giesbert Kapp, 1842—1922, немачки физичар; John Hopkinson, 1849—1898, енглески физичар), који је за магнетно коло исто што и Омов закон за електрично коло.

Реципрочна величина магнетне отпорности назива се магнетна проводност λ (ламбда), па Кап-Хопкинсонов закон можемо написати у облику једначине:

$$\Phi = \frac{F_M}{R_{Me}} = \lambda F_M. \quad (4.28)$$

Као пример извешћемо Кап-Хопкинсонов закон за торусни намотај са слике 4.8. Према једначини 4.17 јачина магнетног поља H у торусу је:

$$H = \frac{NI}{2\pi r} = \frac{NI}{l},$$

а интензитет вектора магнетне индукције B је:

$$B = \mu_0 \mu_r \cdot H = \mu \cdot H.$$

Ако је S површина попречног пресека тела торуса, онда је флуks вектора $\vec{B}$ у језгру торуса:

$$\Phi = B \cdot S = \mu \frac{NI}{l} \cdot S \quad (4.29)$$

или:

$$\Phi = \frac{NI}{\frac{l}{\mu S}} = \frac{F_M}{R_M}, \quad (4.30)$$

где је:

$$R_M = \frac{l}{\mu S}, \quad (4.31)$$

магнетна отпорност торуса, која зависи од димензија магнетног кола (S и l) и од материјала ($\frac{1}{\mu}$), дакле, исто као што од одговарајућих величина зависи и електрична отпорност ($R = \rho \cdot \frac{l}{S}$).

Сада можемо одредити вредност U_M ваздушног међупростора са слике 4.20b: магнетна отпорност ваздушног процепа R_{M0} је:

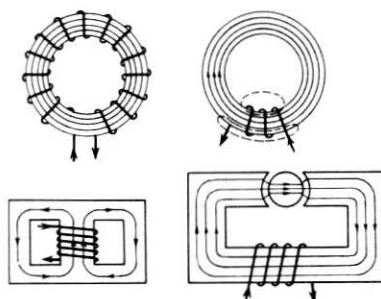
$$R_{M0} = \frac{l_0}{\mu_0 S_0}. \quad (4.31a)$$

Како је напон U на отпорнику отпорности R електричног кола са слике 4.20a: $U = R \cdot I$, на основу уведене аналогије, магнетни напон U_M износи:

$$U_M = R_{M0} \cdot \Phi.$$

Када прорачунамо магнетно коло, задаје нам се вредност магнетног флукса Φ и магнетне отпорности R_{Me} , па на основу ових величина израчунавамо магнетомоторну силу $F_M = N \cdot I$.

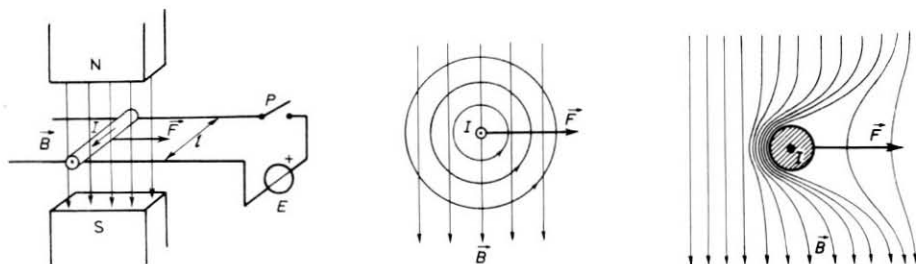
На слици 4.21 дато је неколико типова магнетних кола.



Сл. 4.21

4.10. ПРОВОДНИК СА СТРУЈОМ У СТРАНОМ МАГНЕТНОМ ПОЉУ, ЕЛЕКТРОМАГНЕТНА СИЛА

У уводном делу излагања утврдили смо да на магнетну иглу, када се ова нађе у близини проводника са струјом, делује механичка сила, што је основни доказ постојања магнетног поља. Ово нам казује да се ова сила јавља између два извора магнетног поља, јер и магнетна игла и проводник са струјом стварају сопствена магнетна поља. Одредићемо силу $\vec{F}$ у случају са слике 4.22a. У хомогеном магнетном пољу индукције $\vec{B}$, између магнетних полова N



Сл. 4.22

и S , налазе се две металне шине, везане за извор струје, а преко њих проводник дужине l (размак између шина). Проводник је постављен тако да може слободно клизити по шинама паралелно свом почетном положају. Када

се у проводнику успостави струја I (затвори прекидач P) доћи ће до померања проводника у правцу и смеру силе $\vec{F}$. Сила $\vec{F}$ настала је као последица узајамног дејства два магнетна поља проводника кроз који тече струја.

Слика 4.22b приказује праволинијски проводник са струјом у страном магнетном пољу. Лево од проводника смерови магнетних поља подударају се, док су са десне стране супротни. Зато се са леве стране магнетно поље појачава, а са десне слаби. Спектар резултујућег поља је као на слици 4.22c.

Сила $\vec{F}$ делује тако да се проводник креће у десну страну, тј. у област ослабљеног магнетног поља. Суперпозиција два магнетна поља довела је до збијања и деформације магнетних линија с једне стране проводника што изазива померање проводника у смеру уједначавања магнетног поља, тј. отклањања деформације.

Ако бисмо променили смер струје I у праволинијском проводнику, при истим осталим условима, смер магнетног поља произведеног струјом би се променио, па би и смер силе био супротан ономе на слици 4.22c.

Овако настала сила назива се електромагнетна сила. Мерењима је утврђено да је интензитет силе директно сразмеран интензитету магнетне индукције B страног поља, јачини струје I успостављене у проводнику и активnoj дужини l проводника у страном магнетном пољу, па је:

$$F = B \cdot I \cdot l. \quad (4.32)$$

Видимо да је правац силе управан на раван коју образују вектор $\vec{B}$ и правац проводника дужине l , а смер јој је такав да помери проводник у област слабијег резултујућег магнетног поља.

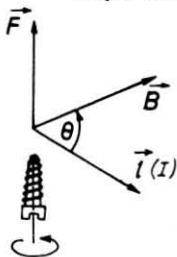
Приметимо да је угао θ између правца проводника и вектора магнетне индукције $\vec{B}$ једнак 90° ($\theta = 90^\circ$). У општем случају, проводник може у односу на вектор $\vec{B}$ да буде постављен под било којим углом, па ће тада интензитет силе бити:

$$F = B \cdot I \cdot l \sin(\angle \vec{l} \vec{B}) = B \cdot I \cdot l \sin \theta. \quad (4.33)$$

Вектор $\vec{l}$ има правац проводника, интензитет l , а смер одређен смером струје I , па θ означава угао по коме се вектор $\vec{l}$ најкраћим путем поклапа са вектором $\vec{B}$.

Израз 4.33 по дефиницији представља интензитет векторског производа вектора $\vec{l}$ и $\vec{B}$, тј.

$$\vec{F} = I (\vec{l} \times \vec{B}) \quad (4.34)$$



Сл. 4.23

који је подесан за одређивање смера електромагнетне силе. Резултат векторског производа је вектор интензитета одређеног обрасцем 4.33, правац му је нормалан на раван одређену векторима $\vec{l}$ и $\vec{B}$, а смер се одређује по правилу десне завојнице на следећи начин: десна завојница се постави управно на раван $\vec{l}$ и $\vec{B}$ (слика 4.23), затим се вектор $\vec{l}$ ротира у равни одређеној са $\vec{l}$ и $\vec{B}$, тако да се најкраћим путем поклопи са вектором $\vec{B}$. Смер напредовања десне завојнице одредиће смер електромагнетне силе $\vec{F}$.

Видимо да је електромагнетна сила максималног интензитета када је угао $\theta = 90^\circ$, а једнака нули ако је проводник паралелан са вектором магнетне

индукције $\vec{B}$ ($\theta=0$). Из обрасца 4.32 можемо одредити интензитет магнетне индукције B мерећи интензитет силе F :

$$B = \frac{F}{I \cdot l} \quad (4.35)$$

Димензина једначина вектора $\vec{B}$ може се изразити као:

$$B (=) \frac{F}{I \cdot l} \quad (4.36)$$

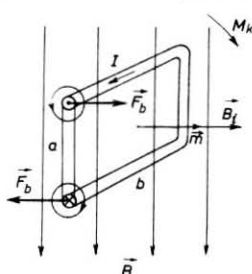
па је јединица за магнетну индукцију B_u у SI систему:

$$B_u = \frac{F_u}{l_u I_u} = - \frac{N}{A \cdot m} = T. \quad (4.37)$$

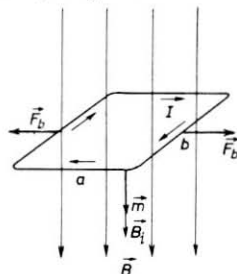
Дакле, исто као једначина 4.5.

Дефиниција ове једначине гласи: магнетну индукцију од 1 T има оно хомогено магнетно поље које на проводник дужине 1 m са струјом од 1 A, постављен управно на правац поља, делује електромагнетном силом од 1 N.

У практичној електротехници је веома важна појава електромагнетне силе. Често се срећу струјна кола са кружним завојцима или правоугаоним рамовима у магнетном пољу. Један такав пример, приказан на слици 4.24, проучићемо. У хомогено магнетно поље индукције $\vec{B}$ постављен је правоугаони рам страница a и b , у којем је успостављена струја I . Страница a је паралелна вектору $\vec{B}$, а страница b је под правим углом у односу на вектор магнетне индукције $\vec{B}$. Очигледно да ће се као резултат суперпозиције два магнетна поља, вектора $\vec{B}$ и поља произведеног струјом I , јавити електромагнетна сила $\vec{F}$. Како су странице a паралелне вектору $\vec{B}$ према једначини 4.33, на њих неће деловати електромагнетна сила, тј. $\vec{F}_a = 0$.



Сл. 4.24



Сл. 4.25

На странице b , које су постављене под правим углом на вектор $\vec{B}$, деловаће силе истог интензитета F_b који на основу једначине 4.32 износи:

$$F_b = B \cdot I \cdot b. \quad (4.38)$$

Правца сила је исти, али им је смер супротан (скуја 4.24). Овакав систем сила, истог интензитета и правца, а супротног смера, образује спрег сила чија је карактеристика кретни моменат M_k . Под дејством спрега сила контура ће се заокренути у односу на почетни положај и поставити тако да линије вектора $\vec{B}$ пролазе управно кроз њену површину, као на слици 4.25.

Смер кретања контуре зависи од смера вектора магнетне индукције $\vec{B}$ и смера струје I у контури. Он се може одредити изналажењем смера вектора сопствене магнетне индукције $\vec{B}_1$ контуре. Магнетно поље правоугаоне струје контуре сконцентрисано је унутар контуре (као и код кружног завојка), правац вектора $\vec{B}_1$ је нормалан на површину $S=ab$, а смер му је одређен према правилу десне завојнице (слика 4.24). Смер кретања контуре биће такав да се вектор $\vec{B}_1$ најкраћим путем поклопи са вектором $\vec{B}$ страног магнетног поља.

Како је вектор $\vec{B}_1$ управан на вектор $\vec{B}$, кретни моменат M_k има максималан интензитет који износи:

$$M_k = F \cdot a = B \cdot I \cdot b \cdot a = B \cdot I \cdot S = \Phi_m \cdot I. \quad (4.39)$$

Видимо да је струјна контура под дејством спрега заузела такав положај да њена површина обухвата максималан флуks Φ_m вектора $\vec{B}$.

Ако вектори $\vec{B}_1$ и $\vec{B}$ заклапају неки угао θ , онда интензитет кретног момента M_k зависи и од синуса тог угла, па је:

$$M_k = B \cdot I \cdot S \cdot \sin(\vec{B}_1 \vec{B}) = B \cdot I \cdot S \cdot \sin \theta. \quad (4.40)$$

У једначини (4.40) јавља се производ SI који карактерише струјну контуру. Реч је о интензитету векторске величине која се назива магнетни моменат струјне контуре и обележава се симболом m .

Магнетни моменат $\vec{m}$ дефинише се као производ интензитета струје I , успостављене у контури и вектора површине контуре $\vec{S}$:

$$\vec{m} = I \vec{S}. \quad (4.41)$$

Појам вектора површине $\vec{S}$ већ смо увели (види излагање о флуксу вектора $\vec{B}$). Смер нормале на површину, па и смер вектора $\vec{S}$, одређујемо према правилу десне завојнице тако што завојницу обрћемо у смеру струје I . Вектор $\vec{m}$ је колинеаран са вектором сопствене магнетне индукције $\vec{B}_1$ струјне контуре што је приказано на слици 4.24.

Јединица за магнетни моменат у SI систему је: $m_u = A \cdot m^2$.

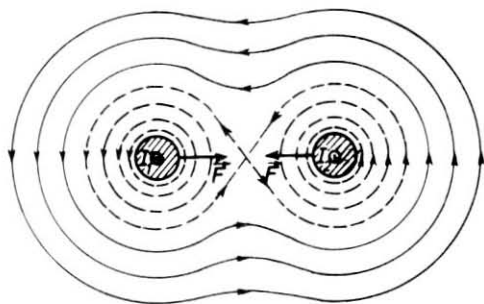
Сада можемо израз за интензитет кретног момента M_k написати у преуређеном облику, уводећи магнетни моменат:

$$M = mB \sin(\vec{m} \vec{B}) = mB \sin \theta. \quad (4.40a)$$

4.11. УЗАЈАМНО ДЕЛОВАЊЕ ДВА ПРОВОДНИКА СА СТРУЈОМ (ЕЛЕКТРОДИНАМИЧКА СИЛА)

Проучили смо појаву електромагнетне силе као последицу узајамног дејства магнетног поља произведеног струјом I и страног хомогеног поља индукције $\vec{B}$. Узмимо сада у разматрање два веома дугачка паралелна праволинијска проводника са временски константним струјама I_1 , односно I_2 истог смера. Растојање проводника a је много мање од њихове дужине l , а средина у којој се налазе проводници је вакуум или ваздух.

Магнетно поље ова два проводника представљено је сликом 4.29. Видимо да је дошло до деформације магнетног поља и да је поље између проводника ослабљено, па ће поље проводника са струјом I_1 деловати на проводник са струјом I_2 силом $\vec{F}_{21}$ у смеру слабијег магнетног поља. Поље произведено струјом I_2 истовремено делује на проводник са I_1 силом $\vec{F}_{12}$ сика 4.26).



Сл. 4.26

Као резултат узајамног дејства два магнетна поља произведена струјом, долази до кретања оба проводника у магнетном пољу. Овако настале електромагнетне силе називамо електродинамичке силе. Видимо да ако су струје I_1 и I_2 истог смера, проводници се привлаче. Одредимо интензитет тих сила:

$$F_{21} = B_1 \cdot I_2 \cdot l = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi a} \cdot I_2 \cdot l \quad (4.42)$$

$$F_{12} = B_2 \cdot I_1 \cdot l = \mu_0 \frac{I_2}{2\pi a} \cdot I_1 \cdot l. \quad (4.43)$$

Дакле, силе су истог интензитета и правца а супротног смера, стога можемо посматрати само једну од тих сила.

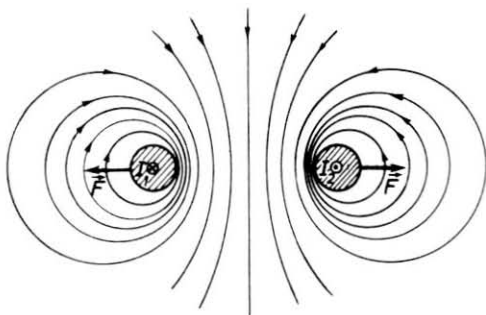
Израчунајмо електродинамичку силу F по дужини проводника $l = 1 \text{ m}$, ако су проводници на растојању $a = 1 \text{ m}$ у вакууму и ако је $I_1 = I_2 = I = 1 \text{ A}$.

$$F = \frac{I^2 \cdot l}{2\pi a} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{1}{2\pi} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ N}. \quad (4.44)$$

Једначином (4.44) дефинисан је ампер као основна јединица SI система за мерење јачине струје (дефиниција је дата у уводном делу уџбеника).

Ако се истовремено промени смер струје у оба проводника, смер електродинамичке силе остаће исти.

Променимо смер струје I_1 , а I_2 нека задржи првобитни смер, тј. нека су смерови струја супротни као на слици 4.27.

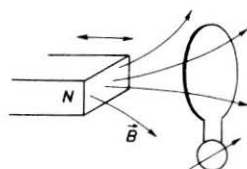


Сл. 4.27

Због промене смера магнетног поља произведеног струјом I_1 , проводници се сада међусобно одбијају: силе су одбојне ако су смерови струја кроз проводнике супротни.

4.12. ЕЛЕКТРОМАГНЕТНА ИНДУКЦИЈА

Сазнање да магнетно поље механички делује на проводник са струјом (појава електромагнетне и електродинамичке силе) дало је идеју да се покуша обрнутим редом: да се добије електрична енергија захваљајући раду механичких сила у магнетном пољу. Тек после низа експеримената енглески физичар



Сл. 4.28

Фарадеј је 1831. године успео да реши овај проблем. Описаћемо укратко његов експеримент. Раван завојак површине S затворен преко галванометра, налази се у близини сталног магнета тако да је завојку окренут северни магнетни пол N као на слици 4.28.

Приближавањем или удаљавањем сталног магнета од завојка дошло је до скретања казальке галванометра на једну или другу страну, тј. кретање извора магнетног поља довело је до појаве струје у завојку. При мировању магнета није било струје, без обзира на удаљеност завојка од магнета. Ако се магнет споро померао, тада је струја у завојку била слаба, док је при брзим померањима струја била већег интензитета.

У стању мировања извора магнетног поља, кроз површину S завојка, флукс Φ је био константан. Удаљавањем или приближавањем сталног магнета завојку, смањује се или повећава број магнетних линија које обухватају површину S завојка. То значи да долази до промене флукса кроз посматрану површину и услед тога до појаве струје у завојку.

С обзиром да у завојку нема извора електричне енергије, појава струје при промени флукса казује нам да се у завојку јавило (индуковало) неко електрично поље чији напон одржава струју у завојку. Овај индуковани напон, аналогно електромоторној сили E генератора, добио је назив индукована електромоторна сила e_i , а саму појаву називамо електромагнетна индукција.

Електромагнетна индукција ће се јавити и у случају када стални магнет мирује, а креће се завојак у његовом магнетном пољу. Исти резултат се добије и када се уместо сталног магнета користи калем кроз који тече струја.

Из наведеног (спорије или брже кретање сталног магнета у односу на завојак), можемо закључити да је величина индуковане емс e_i сразмерна брзини промене флукса, тј.:

$$e_i = - \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad (4.45)$$

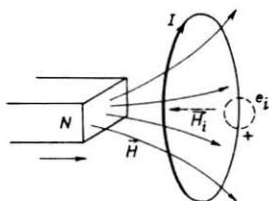
Једначина 4.45 представља Фарадејев закон електромагнетне индукције у математичком облику. С обзиром на то да је индукована емс e_i временски променљива величина, означена је малим словом. Како количник $\Delta \Phi / \Delta t$ има димензију напона јединица за индуковану емс e_i у SI систему је волт.

Скретање казаљке галванометра на једну, односно другу страну, показује нам да смер струје у завојку, па према томе и индуковане емс e_i није исти када се магнет приближава контури ($\Delta\Phi > 0$) или удаљава од контуре ($\Delta\Phi < 0$).

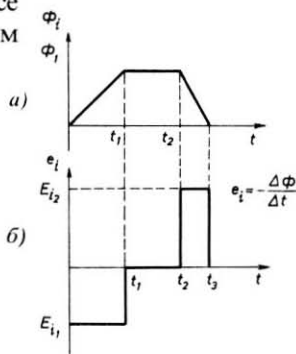
Смер индуковане емс e_i одређује се применом Ленцовог правила: индукована емс има такав смер да у затвореној првобитној контури генерише струју која се својим магнетним пољем супротставља промени флукса која је изазвала индукцију. Ако би се правила аналогича са појавама у механици, Ленцово правило, на неки начин, означава закон акције и реакције.

Знак минус (–) у Фарадејевом закону (4.45) управо одређује смер индуковане емс по овом правилу. Објаснићемо одређивање смера индуковане емс помоћу Ленцовог правила на примеру са слике 4.29.

Нека се магнет приближава завојку. Значи да се флукс кроз завојак повећава, па је његов прираштај $\Delta\Phi > 0$. Да би се спречила ова појава, по Ленцовом правилу следи да индукована струја I_i у контури треба да има такав смер да њено поље $\vec{H}_i$ делује насупрот пољу сталног магнета $\vec{H}$ ($\vec{H}_i$ је означено на слици цртицама). Струја I_i која се индуковала у завојку везана је са пољем $\vec{H}$ по правилу десне завојнице.



Сл. 4.29



Сл. 4.30a и б

Ако нам је задат временски дијаграм промене магнетног флукса обухваћеног неким колом као на слици 4.30a, онда можемо нацртати дијаграм индуковане емс $e_i(t)$ у колу (слика 4.30б).

У временском интервалу $\Delta t_1 = t_1 - 0$ флукс кроз коло линеарно расте, па је $\Delta\Phi = \Phi_1 - 0 > 0$; индукована емс $e_i(t)$ је константног интензитета E_{i1} и има супротан знак у односу на флукс. У времену $\Delta t_2 = t_2 - t_1$ флукс је константан, па је $\Delta\Phi = 0$ и индукована емс је $e_i = 0$. У интервалу $\Delta t_3 = t_3 - t_2$, флукс кроз коло се смањује, па је $\Delta\Phi = 0 - \Phi < 0$. Индукована емс E_{i2} у том интервалу има исти знак као и флукс, а како је $\Delta t_3 < \Delta t'_1$, то је и $E_{i2} > E_{i1}$ (слика 4.30 б).

4.13. ИНДУКОВАНА ЕЛЕКТРОМОТОРНА СИЛА У ПРАВОЛИНИЈСКОМ ПРОВОДНИКУ

Посматрајмо праволинијски проводник CD, дужине l , који се налази у хомогеном магнетном пољу и управан је на правац вектора $\vec{B}$ (слика 4.31).

Нека се под дејством спољашње силе $\vec{F}_{sp}$ проводник креће транслаторно у магнетном пољу константном брзином v , тако да је правац кре-

тања управан на вектор $\vec{B}$. У току временског интервала Δt проводник ће се померити за растојање $v \cdot \Delta t$ и описати површину ΔS која износи:

$$\Delta S = l \cdot v \cdot \Delta t.$$

Све магнетне линије које пролазе кроз ту површину биће пресечене проводником, па ће магнетни флукс вектора $\vec{B}$ кроз површину ΔS , по апсолутној вредности, износити:

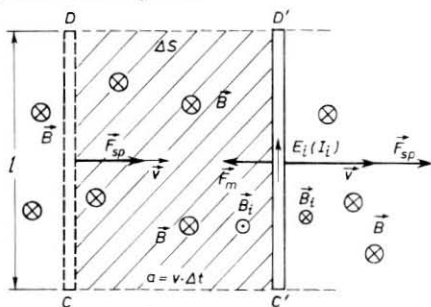
$$\Delta \Phi = B \cdot \Delta S = B \cdot l \cdot v \cdot \Delta t. \quad (4.46)$$

Интензитет индуковане емс је према Фарадејевом закону:

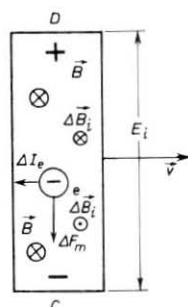
$$e_i = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = \frac{B \cdot l \cdot v \cdot \Delta t}{\Delta t} = B \cdot l \cdot v = E_i. \quad (4.47)$$

Једначина (4.47) показује да емс индукована у праволинијском проводнику има константну вредност E_i пошто су B , l и v временски сталне величине.

Према Ленцовом правилу индукована емс има такав смер при коме се настала струја (када је проводник затворен) својим магнетним пољем $\vec{B}_i$ супротставља узроку који је ову емс изазвао. Према слици 4.31 индукована струја својим магнетним пољем деловала би насупрот спољашњој сили $\vec{F}_{sp}$, а то је управо смер електромагнетне силе $\vec{F}_m$ која делује на проводник са струјом у страном магнетном пољу индукције $\vec{B}$. Како електромагнетна сила помера проводник ка области слабијег резултујућег магнетног поља, то вектор индукованог магнетног поља $\vec{B}_i$ са леве стране проводника треба да буде супротног смера од вектора $\vec{B}$. Смер $\vec{B}_i$ и струје I_i везани су према правилу десне завојнице.



Сл. 4.31



Сл. 4.32

На слици 4.31 стрелицом је означен смер струје I_i од тачке C' ка тачки D' . Како индукована емс E_i одржава ту струју то је смер I_i и E_i исти, па је тачка C' на nižем а D' на вишем потенцијалу, као унутар свих генератора.

Ако је вектор брзине $\vec{v}$ паралелан вектору магнетне индукције $\vec{B}$, приликом кретања проводника у магнетном пољу неће доћи до појаве електромагнетне индукције, с обзиром на то да проводник не пресеца магнетне линије.

У општем случају да би се у проводнику јавила електромагнетна индукција, потребно је да брзина $\vec{v}$ има компоненту управну на правац вектора $\vec{B}$, па интензитет индуковане емс E_i зависи и од синуса угла између $\vec{v}$ и $\vec{B}$, тј.:

$$E_i = l \cdot v \cdot B \sin(\angle \vec{v} \vec{B}). \quad (4.48)$$

Поредећи једначине 4.47 и 4.48 видимо да је интензитет индуковане емс E_i највећи када вектор брзине $\vec{v}$, вектор магнетне индукције $\vec{B}$ и правац проводника дужине l образују просторни триедар.

Настајање индуковане емс у проводнику може се објаснити на следећи начин. Када се проводник CD (слика 4.31 и 4.32) креће у хомогеном магнетном пољу индукције $\vec{B}$, сваки слободни електрон образује елементарну струју ΔI_e .

С обзиром на негативно наелектрисање електрона смер ове струје је супротан од смера брзине $\vec{v}$. Услед сопствене елементарне струје електрона, ΔI_e , настаће елементарно магнетно поље индукције $\Delta \vec{B}_i$ и као резултат суперпозиције два магнетна поља, $(\vec{B}_i \Delta \vec{B}_i)$, на електрон ће деловати елементарна електромагнетна сила $\Delta \vec{F}_m$ у смеру стрелице на слици 4.32. Електрон ће бити померен под дејством ове силе ка крају С проводника. Како у проводнику постоји мноштво слободних електрона на сваки ће деловати елементарна сила $\Delta \vec{F}_m$ и доћи ће до њиховог нагомилавања на крају С, па ће он постати негативно наелектрисан. На Д крају проводника остаће некомпензована позитивна оптерећења. Кретањем проводника у магнетном пољу дошло је до индуковања електричног поља у проводнику, а самим тим и до разлике потенцијала на његовим крајевима, која је једнака индукованој емс E_i .

4.14. ИНДУКТИВНОСТ КОЛА

Закључили смо да сваки проводник са струјом ствара магнетно поље у својој околини. Самим тим магнетни флуks који потиче од сопственог поља називамо сопственим флуksом и означавамо га са Φ_s . Очигледно да је овај флуks сразмеран сопственој струји I , јер је: $\Phi = B \cdot S = \mu \cdot H \cdot S$, а како је $H \sim I$ тако можемо писати:

$$\Phi_s = L \cdot I. \quad (4.49)$$

Коефицијент сразмерности између флуksа и струје која га је изазвала јесте индуктивност кола и означава се са L . Ова величина не зависи (код линеарних магнетних материјала) од електричних величина, већ само од врсте средине, облика и геометријских димензија кола.

На основу једначине 4.49 индуктивност кола L можемо одредити као:

$$L = \frac{\Phi_s}{I}, \quad (4.50)$$

па је јединица за ову величину у SI систему:

$$L_u = \frac{\Phi_u}{I_u} = \frac{\text{Wb}}{\text{A}} = \text{H (хенри)}. \quad (4.51)$$

Индуктивност од 1 Н има коло чији сопствени флуks износи 1 Wb при струји у колу од 1 А. Јединица је добила име по америчком научнику Хенрију (Joseph Henry, 1799 – 1878).

Оредићемо индуктивност торусног намотаја. Подсетимо се израза за флуks у торусном језгру:

$$\Phi_s^{(1)} = \mu_0 \mu_r \frac{N \cdot I}{l} \cdot S. \quad (4.52)$$

Приметимо да је $\Phi_s^{(1)}$ флуks једног завојка, а како је на торус намотано N завојака укупан сопствени флуks Φ_s биће:

$$\Phi_s = N \cdot \Phi_s^{(1)} = \mu_0 \mu_r \frac{N^2 \cdot I}{l} \cdot S = LI, \quad (4.53)$$

односно индуктивност L торусног намотаја је:

$$L = \mu_0 \mu_r \frac{N^2 \cdot S}{l}. \quad (4.54)$$

За навој или калем намотан са N завојака индуктивност L израчунавамо према орасцу 4.54 с тим што l представља дужину калема. Из једначине 4.54 можемо сада одредити јединицу магнетне пермеабилности $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ у SI систему:

$$\mu = \frac{L \cdot l}{N^2 \cdot S}. \quad (4.55)$$

Димензиона једначина за μ је:

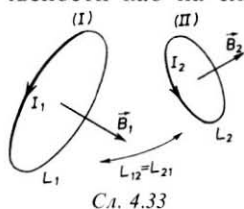
$$\mu (=) \frac{L \cdot l}{l^2} = \frac{L}{l}, \quad (4.56)$$

па јединицу за магнетну пермеабилност одређујемо као:

$$\mu_u = \frac{L_u}{l_u} = \frac{H}{m}. \quad (4.57)$$

4.15. МЕЋУСОБНА ИНДУКТИВНОСТ

Посматрајмо два независна кружна завојка на малој међусобној удаљености као на слици 4.33.



Свако од ова два струјна кола ствара своје сопствено магнетно поље, а налази се и у магнетном пољу другог струјног кола. Посматрајмо укупан флуks Φ_{2u} кроз коло II:

$$\Phi_{2u} = \Phi_{2s} + \Phi_{21}. \quad (4.58)$$

Овде Φ_{2s} представља сопствени флуks другог кола, тј. флуks услед сопствене струје I_2 , а флуks Φ_{21} јесте међусобни флуks, односно флуks који ствара струја I_1 у другом колу. Флуksеви су сразерни струјама који их стварају па је:

$$\Phi_{2u} = L_2 \cdot I_2 + L_{21} \cdot I_1. \quad (4.59)$$

Величина L_2 је сопствена индуктивност другог кола и она постоји и када нема првог кола. L_{21} представља међусобну индуктивност и показује који утицај на флуks у другом колу има струја I_1 првог кола. Ова индуктивност такође зависи од средине, облика оба кола и од њиховог међусобног положаја и растојања.

За прво коло можемо по аналогији написати:

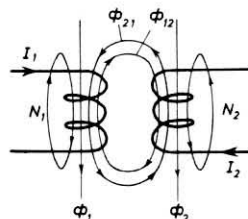
$$\Phi_{1u} = \Phi_{1s} + \Phi_{12} = L_1 I_1 + L_{12} \cdot I_2, \quad (4.60)$$

где је L_1 сопствена индуктивност кола, а L_{12} међусобна индуктивност другог и првог кола. Показује се да су индуктивности L_{12} и L_{21} међусобно једнаке:

$$L_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I_2} = L_{21} = \frac{\Phi_{21}}{I_1} = M. \quad (4.61)$$

Величина $L_{12} = L_{21} = M$ јесте међусобна индуктивност. За струјна кола која имају заједничко магнетно поље каже се да су индуктивно спрегнута.

Одредићемо међусобну индуктивност M два блиска струјна кола велике дужине l , попречног пресека S , броја завојака N_1 и N_2 са струјама I_1 и I_2 као на слици 4.34.



Сл. 4.34

Флуks Φ_{21} израчунаћемо као:

$$\Phi_{21} = B_1 \cdot N_2 \cdot S = \mu \cdot \frac{N_1 \cdot I_1}{l} N_2 \cdot S, \quad (4.62)$$

па је према обрасцу 4.61:

$$L_{21} = \frac{\Phi_{21}}{I_1} = \mu \frac{N_1 \cdot N_2}{l} \cdot S \quad (4.63)$$

аналогно:

$$\Phi_{12} = B_2 N_1 \cdot S = \mu \frac{N_2 I_2}{l} \cdot N_1 \cdot S, \quad (4.64)$$

па је:

$$L_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I_2} = \mu \frac{N_2 \cdot N_1}{l} \cdot S. \quad (4.65)$$

Дакле, исто као образац 4.63, значи: $L_{12} = L_{21} = M$.

Како су сопствене индуктивности L_1 и L_2 једнаке:

$$L_1 = \mu \frac{N_1^2}{l} \cdot S; \quad L_2 = \mu \frac{N_2^2}{l} \cdot S,$$

може се лако доказати да је:

$$M = \sqrt{L_1 \cdot L_2}. \quad (4.66)$$

У пракси постоје магнетна расипања, тако да је међусобна индуктивност M једнака:

$$M = k \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}, \quad (4.67)$$

где је k тзв. коефицијент (сачинилац) индуктивне спреге. Коефицијент k је позитиван неименован број мањи од један ($k < 1$), а зависи од међусобног растојања и положаја индуктивно спрегнутих кола.

4.16. САМОИНДУКЦИЈА

Ако у неком струјном колу имамо променљиву струју, тада ће сопствени флуks струјног кола бити временски променљива величина. Стога се у колу индукује емс коју називамо емс самоиндукције а саму појаву самоиндукција. Емс самоиндукције је временски променљива величина и обележава се малим словом e_L , па је према Фарадејевом закону у линеарним срединама (где нема феромагнетика) одређена изразом:

$$e_L = - \frac{\Delta \Phi_s(t)}{\Delta t} = -L \frac{\Delta i(t)}{\Delta t}. \quad (4.68)$$

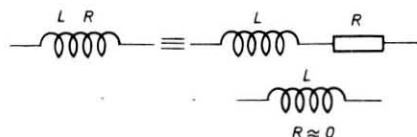
Видимо да је емс самоиндукције сразмерна брзини промене сопствене струје са промењеним знаком. Коефицијент сразмере је индуктивност струјног кола, па се L често назива и коефицијент самоиндукције. Јединица за индуктивност у SI систему је хенри и дефинише се на следећи начин: индуктивност од једног хенрија има струјно коло у коме се при брзини промене струје од 1 А у секунди јави емс самоиндукције од 1 V.

Према Ленцовом правилу, као и свака индукована електромоторна сила, и ова тежи да спречи узрок који ју је изазвао — значи за $\Delta i(t) > 0$ има смер супротан смеру струје, а за $\Delta i(t) < 0$ подржава струју у колу. Ако је струја временски константна, онда је $\Delta i(t) = 0$, па је и $e_L = 0$.

Отуда се калем са N завојака различито понаша у колима временски константне и наизменичне струје. У колу сталне струје калем се не супротставља тој струји, изузев што постоји отпорност жице калема: $R = \rho \cdot \frac{l}{S}$, где l и S представљају дужину и површину попречног пресека жице. О томе треба водити рачуна при коришћењу калема. Наиме, ако калем везујемо редно у коло генератора временски константне електромоторне силе, тада у колу може да настане струја великог интензитета чак и у случају да је емс генератора мале вредности.

Међутим, у колу наизменичне струје у калему се индукује емс самоиндукције, па калем уноси у коло неку индуктивну отпорност.

У електричним схемама калем означавамо као на слици 4.35,



Сл. 4.35

где је L индуктивност, а R сопствена отпорност жице којом је калем намотан.

Калем имају велику примену у електротехници: како у енергетици (за израду пригушница, електромагнета, трансформатора, генератора, мотора), тако и у телекомуникацијама (за израду релеја, осцилаторних кола, пригушница и сл.). Израђују се од проводне жице која се потребним бројем завојака намотава на неко погодено тело, а могу бити без језгра или са језгром (обично од феромагнетног материјала).

4.17. УЗАЈАМНА ИЛИ МЕЋУСОБНА ИНДУКЦИЈА

Појава узајамне или међусобне индукције састоји се у индуковању емс у једном колу услед промене струје у другом колу које је с њим индуктивно спрегнуто.

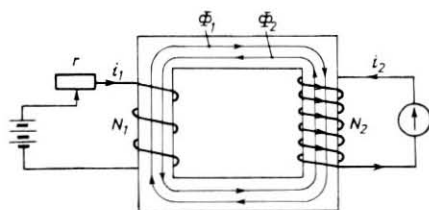
Посматраћемо два затворена спрегнута кола од којих прво садржи извор временски константне емс и реостат, тако да можемо мењати интензитет струје i_1 као на слици 4.36.

Међусобни, временски променљив, флуks Φ_{21} који ствара струја i_2 кроз друго коло је:

$$\Phi_{21} = M \cdot i_1, \quad (4.69)$$

а индукована емс у другом колу услед овог флуksа износи:

$$e_{M21} = -M \cdot \frac{\Delta i_1}{\Delta t}. \quad (4.70)$$



Сл. 4.36

Како је емс e_{M21} променљива у времену, у другом колу ће се успоставити променљива струја i_2 . Међусобни (узајамни) флуks ове струје кроз прво коло је:

$$\Phi_{12} = M \cdot i_2, \quad (4.71)$$

па је емс међусобне индукције у првом колу:

$$e_{M12} = -M \cdot \frac{\Delta i_2}{\Delta t}. \quad (4.72)$$

Једначине 4.70 и 4.72 кажују нам да је емс међусобне индукције у једном колу сразмерна брзини промене струје у другом колу које је с њим индуктивно спрегнуто. Коефицијент сразмере у овим изразима је међусобна индуктивност кола M а понекад се назива и коефицијент међусобне индукције.

Суштина узајамне индукције је у преношењу електричне енергије из једног кола у друго посредством заједничког магнетног поља.

4.18. ПРИНЦИП РАДА ТРАНСФОРМАТОРА

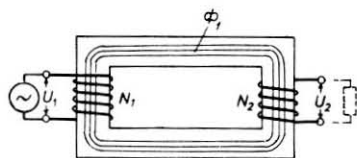
Основна примена међусобне индукције јесте код трансформатора. Трансформатори су уређаји помоћу којих можемо наизменичне напоне да повећавамо или смањујемо у жељеном износу.

Трансформатор се обично састоји од феромагнетног језгра и два намотаја, примарног са N_1 завојака и секундарног са N_2 завојака као на слици 4.37.

Примарни намотај везује се за дати напон (ефективне вредности U_1) а секундарни намотај везује се за пријемник. У трансформатору се јављају губици услед вртложних струја у језгру, због хистерезиса и због отпорности самих намотаја. У овом случају сматраћемо да су губици занемарљиво мали и да нема магнетног расипања, па се такав трансформатор назива саврше-

ним. Посматраћемо случај када су крајеви секундарног намоаја отворени — трансформатор је у режиму празног хода. Услед временски променљивог напона у примарном намотају јавиће се временски променљива струја. Ова струја проузрокује променљиви магнетни флуks $\Phi_1(t)$ кроз језгро трансформатора, такав да је:

$$e_1(t) = -N_1 \frac{\Delta\Phi_1(t)}{\Delta t}. \quad (4.73)$$



Сл. 4.37

Пошто је флуks кроз примар и секундар по завојку исти, у секундару се индукује емс једнака:

$$e_2(t) = -N_2 \frac{\Delta\Phi_1(t)}{\Delta t}, \quad (4.73a)$$

па се на крајевима секундарног кола јавља наизменичан напон ефективне вредности U_2 . Однос ефективних вредности индукованих емс E_1 и E_2 биће сада

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1}{N_2} = n, \quad (4.74)$$

при чему се n назива преносни број трансформатора или однос трансформације. Како је трансформатор савршен то је:

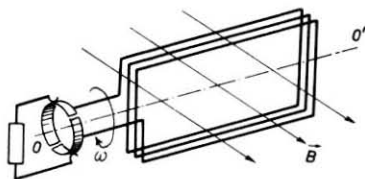
$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2} = n. \quad (4.75)$$

Према томе, подесним избором односа N_1/N_2 може се напон U_1 трансформисати било у нижи, било у виши напон U_2 .

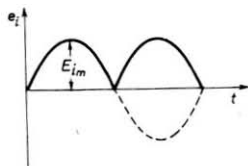
4.19. ГЕНЕРАТОР ЈЕДНОСМЕРНЕ ЕМС

У калему који ротира у хомогеном магнетном пољу јавља се синусоидна наизменична емс. Међутим, из овог истог ротирајућег калема се може, за спољашњи део кола, добити једносмерни пулсирајући напон. Да би се ово постигло, треба крајеве калема уместо за клизне прстенове везати на колектор (комутатор), што је схематски приказано на слици 4.38. У ствари, сваки крај калема се спаја са по једним од два сегмента пресеченог проводног прстена који ротира са осовином и од ње је изолован.

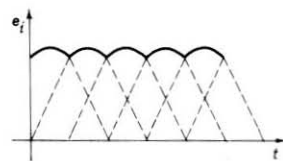
Клизне контакте, преко којих се остварује веза са спољашњим делом кола, треба поставити тако да кратко спајају сегменте пресеченог прстена



Сл. 4.38



Сл. 4.39



Сл. 4.40

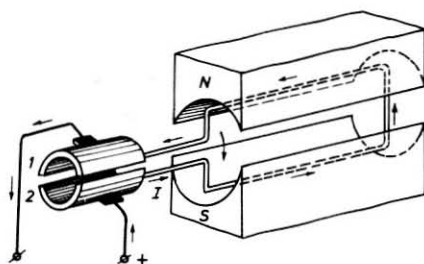
управо у тренутку када емс у калему пролази кроз нулу и мења смер. На тај начин један клизни контакт стално задржава исти поларитет. У односу на спољашњи део кола, захваљујући колектору, емс има стално исти смер, али пулсира у току времена. Дијаграм зависности емс од времена приказан је пуном линијом на слици 4.39.

Равномернија емс се може добити ако се на осовину постави већи број n независних и индентичних калема, који међусобно заклапају углове $360^\circ/2n$. При томе крајеве сваког калема треба везати за дијаметрално постављене сегменте колектора којих има n пари. На тај начин клизни контакти, који су такође постављени дијаметрално, успостављају контакт са сваким калемом за време кратког интервала времена када је емс у том калему близу своје максималне вредности. Дијаграм зависности емс од времена на клизним контактима приказан је на слици 4.40 пуном линијом.

4.20. ПРИНЦИП РАДА ЕЛЕКТРИЧНОГ МОТОРА

Уређаји помоћу којих се врши претварање електричне енергије у механичку називају се електрични мотори. Поједностављен електрични мотор временски константне струје, који претварање електричне у механичку енергију врши посредством спрега електромагнетних сила, приказан је на слици 4.41.

Главни делови мотора су: електромагнети — који стварају временски константно магнетно поље и називају се статор, намотаји са струјом I који се налазе у том магнетном пољу и представљају ротор мотора и колектор. Већ је речено да се струјна контура у страном магнетном пољу, услед деловања спрега електромагнетних сила, поставља у положај максималног флукса. У мотору је потребно обезбедити непрекидност обртања ротора у магнетном пољу, а то се постиже применом колектора.



Сл. 4.41

На слици 4.41 статор мотора представљен је сталним магнетом N—S, а ротор правоугаоним рамом. Бакарне плочице колектора спојене су са крајевима рама и окрећу се заједно са њим. Преко непокретних четкица и колектора доводи се струја у рам из генератора временски константне емс.

У горњем проводнику струја је усмерена према посматрачу, а у доњем од посматрача. Услед узајамног дејства магнетног поља рама и магнетног поља сталног магнета, рам се заокреће у смеру окретања казаљке на часовнику. Неутралан положај рам прелази по инерцији, па се плочица колектора

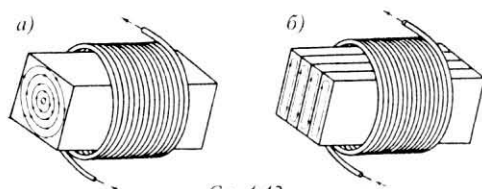
(1) спаја са доњом четкицом, а плочица (2) са горњом четкицом, тако да се у односу на половине магнета одржава исти смер струје. Тиме ће кретни момент спрега електромагнетних сила које делују на рам имати увек исти смер и рам ће ротирати у назначеном смеру. Ако променимо поларитет генератора временски константне емс, промениће се смер струје а рам ће се обртати у супротном смеру од назначеног на слици 4.41.

4.21. ВРТЛОЖНЕ СТРУЈЕ

У претходним излагањима проучили смо појаву индуковане емс и струје у проводницима који се крећу у временски константном магнетном пољу или који мирују у променљивом магнетном пољу. Међутим, индукована емс и струја јавиће се и у сваком комаду проводног материјала, масивном проводнику, ако је изложен променама магнетног флукса. Унутар масивног проводника може се замислити мноштво затворених проводних контура, те ће се у њему индуковати струје. Ове струје унутар проводних тела, које настају под дејством индукованог електричног поља, називају се вихорне или вртложне струје. Као последица тих струја долази до загревања проводника услед Џуловог ефекта, а и до појаве секундарног временски променљивог магнетног и електричног поља које потиче од тих струја.

Магнетна кола (језгра) електричних машина и трансформатора се израђују од феромагнетних материјала који су најчешће и добри проводници. Код трансформатора и машина за наизменичну струју, магнетно поље у магнетном колу је наизменично, па се у феромагнетном материјалу образују вртложне струје. Због тога се у феромагнетном делу кола развија топлота која машину бескорисно загрева, а истовремено погоршава и њен степен корисног дејства. Овако настали губици енергије у електричним машинама називају се губици услед вртложних струја.

Губици у магнетном колу биће мањи уколико се смањи интензитет вихорних струја. То се може постићи тако што се уместо масивног језгра, као на слици 4.42а, користи језгро од танких, међусобно изолованих лимова као на слици 4.42б.



Сл. 4.42

Интензитет вихорних струја у језгру на слици 4.42б је мањи, јер струје у појединим лимовима настају само услед малог дела укупног флукса у језгру. Ако је укупан флукс језгра једнак Φ , онда је флукс у једном од K лимова једнак Φ/K . Може се показати да је средња снага губитака услед вртложних струја дата изразом:

$$P = \sigma \cdot V \cdot f^2 \cdot B_m^2, \quad (4.76)$$

где је:

f — фреквенција промене магнетне индукције B поља у коме се налази феромагнетно језгро,

V — запремина језгра,

σ_v — специфични губитак који зависи од врсте материјала и

B_m — максимална вредност магнетне индукције.

Специфични губици за лим од одређеног материјала зависе од дебљине лима a и његове специфичне отпорности ρ :

$$\sigma_v = 1,64 \frac{a^2}{\rho}. \quad (4.77)$$

Одавде се види да су специфични губици мањи за лимове мање дебљине и за материјале са већом специфичном отпорношћу. Феромагнетном материјалу додаје се изваншарни проценат силицијума (4%) што му повећава специфичну отпорност, а не утиче битније на магнетна својства материјала.

У пракси се користе лимови дебљине $0.1 \div 0.5$ mm (тзв. трансформаторски лим). Још бољи резултати постижу се применом феритних језгара: феромагнетни материјал, велике магнетне пермеабилности, у виду праха, меша се са везивним диелектричним материјалом и пресује у жељени облик. Феромагнетна зрна су међусобно изолована, те су вихорне струје сведене на минимум.

Дејства вртложних струја могу се и корисно употребити. Топлота настала услед појаве вихорних струја може се искористити за загревање или чак топљење масе од проводног материјала. На овом принципу раде индукционе пећи чији се снажнији ефекат загревања постиже применом струја већих учестаности.

4.22. ЕНЕРГИЈА МАГНЕТНОГ ПОЉА

Посматрајмо просто електрично коло на слици 4.43 састављено од редне везе генератора временски константне емс E_0 и реалног калема параметара L и R , који не садржи феромагнетни материјал (што значи да магнетна пермеабилност не зависи од јачине поља H).

У тренутку затварања прекидача $P(t=0)$ под дејством емс E_0 у колу ће се успоставити електрична струја која неће одмах достићи своју коначну вредност већ ће се поступно повећавати. Разлог овоме је појава емс самоиндукције која се супротставља промени интензитета струје у колу. У ствари, по затварању прекидача, у колу делују две емс: временски константна E_0 и емс самоиндукције e_L , тако да једначина кола написана по II Кирхофовом закону гласи:

$$E_0 + e_L = E_0 - L \cdot \frac{\Delta i}{\Delta t} = R \cdot i. \quad (4.78)$$

За време успостављања струје у колу од $i=0$ до $i=I$, генератор улаже рад који се једним делом претвара у отпорнику у топлоту, а другим делом троши на савлађивање емс самоиндукције, тј. на успостављање магнетног поља, што ћемо и показати.

Ако релацију 4.78 помножимо производом $i \cdot \Delta t$, после преуређивања добићемо енергетску једначину кола са слике 4.43:

$$E_0 \cdot i \cdot \Delta t = R \cdot i^2 \cdot \Delta t + L \cdot i \cdot \Delta i. \quad (4.79)$$

Члан на левој страни једначине представља рад који изврши генератор у интервалу времена Δt на успостављање струје у колу. Чланови на десној страни једначине 4.79 показују како се тај рад распоређује. Како је $L \cdot i \cdot \Delta i$ увек позитивна величина, струја стално расте при успостављању, видимо да генератор у овом временском интервалу врши већи рад у односу на рад који се према Џуловом закону трансформише у топлоту. Тај допунски рад генератор изврши против емс самоиндукције и он се претвара у енергију магнетног поља.

При достизању устаљене вредности интензитета I струје у колу, емс самоиндукције ће бити једнака нули (јер је $\Delta i = 0$). Генератор ће вршити само рад који се претвара у топлоту. Магнетно поље калема садржаће енергију која је једнака:

$$W_L = \frac{1}{2} L \cdot I^2. \quad (4.80)$$

Израз 4.80 аналоган је изразу за енергију електростатичког поља садржану у кондензатору капацитивности C :

$$W_C = \frac{1}{2} C \cdot U^2.$$

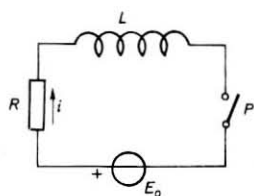
При сваком повећању интензитета струје у колу са калемом генератор изврши неки допунски рад који условљава повећање енергије у магнетном пољу калема.

При отварању прекидача P струја у колу се смањује, али неће тренутно достићи вредност $i=0$. У временском интервалу од отварања прекидача до тренутка ишчезавања струју одржава, по Ленцовом правилу, емс самоиндукције на рачун акумулисане енергије магнетног поља.

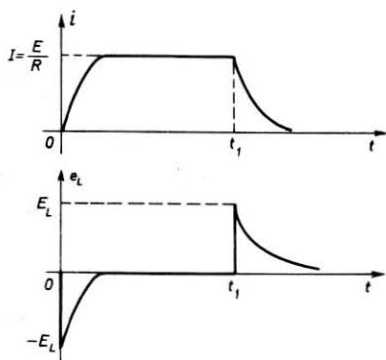
При сваком смањењу интензитета струје енергија магнетног поља се смањује и долази до претварања енергије магнетног поља у електричну енергију.

На слици 4.44 дати су временски дијаграми струје и емс самоиндукције у колу са слике 4.43.

Подсетимо се да при искључењу неког уређаја често настаје електрична варница између контаката прекидача. И ова појава се може објаснити помоћу самоиндукције и акумулисане енергије магнетног поља.



Сл. 4.43



Сл. 4.44

ПИТАЊА

1. Шта је основна манифестација електромагнетног поља?
2. Којом величином се карактерише магнетно поље у свакој тачки у простору?
3. О чему говори Амперов закон?
4. Шта су дијамагнетни, парамагнетни, а шта феромагнетни материјали?
5. Како се магнетни феромагнетни материјали?
6. Шта је хистерезисна петља?
7. Дефиниши флуks вектора $\mathbf{B}$ кроз површину S .
8. Шта је магнетно коло?
9. Како гласи Каи-Хенкисонов закон?
10. Под којим условима настаје електромагнетна сила?
11. Колика је електромагнетна сила на проводник са струјом ако је он постављен паралелно вектору $\mathbf{B}$ страног поља?
12. Како се понаша равна струјна контура у хомогеном магнетном пољу?
13. Шта је магнетни моменат струјне контуре?
14. Који су основни делови инструмената са крешним калемом?
15. Како гласи основна једначина инструмената са крешним калемом?
16. Како настаје електродинамичка сила?
17. Како се дефинише јачина струје од једног ампера?
18. Шта је ватметар, на ком принципу ради и како гласи његова основна једначина?
19. Како долази до појаве електромагнетне индукције?
20. Шта је индуктивност а шта међусобна индуктивност?
21. Шта је самоиндукција?
22. На ком принципу се заснива рад трансформатора, генератора наизменичне и временски константне емс и мотора?
23. Како се израчунава енергија магнетног поља произведене струјом у линеарним срединама?