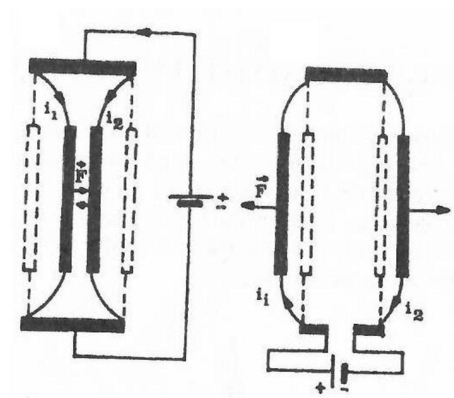
8. ЕЛЕКТРОМАГНЕТИЗАМ

8.1. Узајамно дејство електричне струје

Магнетно дејство електричне струје открио је Оестерд 1820. године. Он је приметио да се слободна магнетна игла увек поставља нормално на правац проводника кроз који тече струја. Може се констатовати да се у свакој тачки простора у близини проводника осећа магнетно дејство. Поље које ствара електрична струја идентично је са пољем сталних магнета. Како електричну струју чини усмерено кретање наелектрисаних честица може се претпоставити да магнетно поље стварају покретна наелектрисања.

Годину дана касније Ампер је показао да два проводника, кроз које тече електрична струја, делују један на други силом која није електростатичке природе, јер се величина силе не мења ако се између проводника постави метална плоча. То је и разумљиво јер су проводници кроз које тече електрична струја електрично неутрални. Ове силе називају се електродинамичке или магнетне и делују на наелектрисања у покрету, а не на проводнике.

Проводници кроз које тече струја у истом смеру међусобно се привлаче, а ако су струје супротног смера проводници се одбијају (слика 8.1).



Слика 8.1.

Из експерименталних проучавање констатовано је следеће:

а) Силе којом се два проводника, кроз које тече струја, међусобно привлаче или одбијају увек су нормалне на правац проводника, односно на правац кретања наелектрисања.

б) Величина силе сразмерна је јачинама струје и дужине проводника, а обрнуто сразмерна растојању између проводника.

Између два бесконачно дуга паралелна проводника, кроз које теку стује i_1 и i_2 сила међудејства је:

$$F = 2K\frac{i_1 \cdot i_2}{d}l, \tag{8.1}$$

где су: l – дужина проводника, d – растојање између проводника, K – константа која ће бити касније одређена. Једначина (8.1) представља Амперов закон. На основу овог закона, у SI систему је дефинисана јединица за јачину електричне струје – ампер на следећи начин: Ампер је јачина сталне струје која, када се одржава у два права паралелна проводника, неограничене дужине и занемарљиво малог кружног попречног пресека, који се налазе у вакууму на међусобном растојању од једног метра, производи силу која је једнака $2 \cdot 10^{-7}$ њутна по метру дужине.

Константа у једначини (8.1) може се написати у облику:

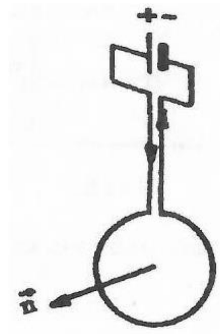
$$K = \frac{\mu_o}{4\pi}, \tag{8.2}$$

где је μ_o магнетна константа која представља пермеабилитет вакуума. На основу дефиниције ампера може се одредити вредност константе μ_o, однос K, на следећи начин: за i = 1A, при d = 1 m i l = 1 m, је $\frac{F}{l} = 2 \cdot 10^{-7}\,\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{m}}$. После замене вредности у једначину (8.1) добија се да је $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}\,\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{A}^2}$. Тако да се Амперов закон може написати у облику:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{i_1 \cdot i_2}{d}l. \tag{8.3}$$

8.2. Магнетно поље

При пролазу струје кроз проводник мења се физичко стање простора у његовој околини. То се манифестује дејством силе на други струјни проводник у његовој близини. Значи, да се у свим тачкама простора око електричне струје ствара поље. Природа ових поља је иста као и у близини сталних магнета, па се због тога ово поље назива магнетно поље. Интеракција између струјних проводника врши се посредством магнетног поља. За испитивање магнетног поља користи се проводник у облику мале контуре (слика 8.2) кроз коју тече струја *I*. Величина ове контуре мора бити мала у односу на растојање од проводника кроз који тече струја образујући магнетно поље. Нека је смер нормале на раван контуре одређен десним завртњем, који се обрће у смеру струје кроз контуру.



Слика 8.2.

Испитивано магнетно поље делује на пробну струјну контуру тако да увек оријентише њену нормалу у одређени правац. Оријентација контуре зависи од смера струје кроз њу. Када се смер контурне струје промени контура се обрће за 180°. Оријентација пробне контуре у магнетном пољу указује на постојање оријентације самог магнетног поља. За смер магнетног поља узима се смер оријентисане нормале пробне струјне контуре. У току оријентације пробна контура се обрће око неке осе, што значи да на њу делује неки момент силе. Величина овог обртног момента зависи од угла између нормале $\vec{n}$ и правца магнетног поља и има максималну вредност када је угао 90°. Експеримент је показао да да величина овог момента зависи и од јачине магнетног поља и особина саме контуре. Уносећи у исту тачку поља различите пробне контуре примећено је да је максимални обртни момент M_{max} сразмеран јачини струје I у контури и површине контуре, а не зависи од облика контуре. Дејство магнетног поља на пробну контуру површине S кроз коју протиче струја I одређује се величином:

$$p_m = I \cdot S, \tag{8.4}$$

која се назива магнетни момент контуре. Магнетни момент је векторска величина:

$$\vec{p}_m = p_m \cdot \vec{n} = IS\vec{n}, \tag{8.5}$$

где је $\vec{n}$ јединични вектор површине контуре.

У датој тачки поља однос максималног обртног момента и магнетног момента струјне контуре је исти за било коју контуру и не зависи од њеног магнетног момента. Због тога се овај однос узима као квантитативна карактеристика мереног магнетног поља. Физичка величина B, која је сразмерна овом однос назива се магнетна индукција:

$$B = k\frac{M_{max}}{p_m}. \tag{8.6}$$

Магнетна индукцијаје је вектор чији је правац и смер одређен нормалом пробне контуре у равнотежном стању и тај правац се назива правцем магнетног поља:

$$\vec{B} = B \cdot \vec{n} = \frac{M_{max}}{p_m}\vec{n}. \tag{8.7}$$

8.3. Магнетни флукс вектора $\vec{B}$

Број линија магнетне индукције по јединици површине нормалне на њихов правац бројно је једнак вредности магнетне индукције B. Магнетни флукс кроз површину dS, где је магнетна индукција $\vec{B}$, дефинише се:

$$d\phi = \vec{B} \cdot d\vec{S} = B \cdot dS\cos(\alpha). \tag{8.9}$$

Укупан магнетни флукс кроз неку коначну површину S је онда:

$$\phi = \int_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B \cdot \cos(\alpha)\,dS = \int_S B_n dS, \tag{8.10}$$

где је B_n компонента магнетне индукције у правцу нормале на површину. У случају хомогеног магнетног поља чије линије стоје нормално на равну површину S магнетни флукс је:

$$\phi = BS, \tag{8.11}$$

одакле је магнетна индукција:

$$B = \frac{\phi}{S}. \tag{8.12}$$

У SI систему јединица за магнетски флукс је један вебер. Ознака за ову јединицу Wb. Јединица за магнетну индукцију, на основу једначине (8.12) је један тесла:

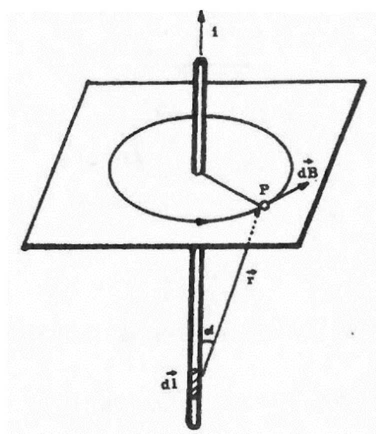
$$1\ \mathrm{T} = \frac{1\ \mathrm{W_b}}{1\ \mathrm{m}^2}$$

8.3. Биот – Савартов закон

Био и Саварт су 1820. године вршили мерења магнетног поља електричне струје кроз проводнике различитих облика. Они су нашли да је јачина магнетног поља, у свим случајевима, линеарно сразмеран јачини струје, која протиче кроз проводник, и на мање или више сложен начин од растојања тачке у којој се мери поље. Лаплас је на основу ових резултата закључио да се магнетна индукција у било којој тачки поља може представити као векторски збир елементарних магнетних поља која потичу од сваког струјног елемента (струјни елемент $i{\cdot}dl$ је део проводника дужине dl кроз који тече струја i). Сваки струјни елемент ствара у тачки P (слика 8.3) магнетну индукцију:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_o}{4\pi}\frac{i{\cdot}d\vec{l}\mathrm{x}\vec{r}}{r^3}, \tag{8.13}$$

где је $\vec{r}$ радијус вектор који полази од струјног елемента и показују положај тачке P у којој се рачуна магнетна индукција. Вектор $d\vec{l}$ има смер струје кроз проводник.



Слика 8.3.

Интензитет магнетне индукције коју ствара струјни елемент $i{\cdot}dl$ у тачки P је:

$$dB = \frac{\mu_o}{4\pi}\frac{i{\cdot}dl sin(\alpha)}{r^2}, \tag{8.14}$$

где је α угао између радијус вектора и правца струјног елемента. Укупна магнетна индукција једнака је векторском збиру свих $d\vec{B}$ од појединих струјних елемената:

$$\vec{B} = \frac{\mu_o i}{4\pi}\int_l \frac{d\vec{l}\,\mathrm{x}\,\vec{r}}{r^3} \tag{8.15}$$

8.4. Магнетно поље бескрајно правог струјног проводника

Коришћењем Биот – Савартовог закона треба израчунати магнетну индукцију бесконачно дугог праволинијског проводника кроз који тече струја i. То је магнетна индукција у тачки P (слика 8.4) чији је правац нормалан на раван цртежа. Изразимо координате r и l у једначини (8.14) у функцији угла α. Како је α туп угао, у нашем случају можемо га изразити помоћу угла φ:

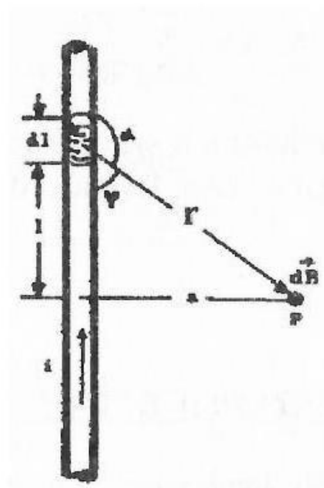
$$\alpha = \pi - \varphi. \tag{8.16}$$

Тада је:

$$\sin(\alpha) = \sin(\pi - \varphi) = \sin(\pi)\cos(\varphi) - \sin(\varphi)\cos(\pi) = \sin(\varphi), \tag{8.17}$$

и заменом у једначину (8.14) добија се:

$$dB = \frac{\mu_o}{4\pi}\frac{i \cdot dl sin(\varphi)}{r^2}, \tag{8.18}$$



Слика 8.4.

Са слике 8.4 се види да је:

$$l = a \cdot \mathrm{ctg}(\varphi), \tag{8.19}$$

$$r = \frac{a}{\sin(\varphi)}, \tag{8.20}$$

одакле следи да је:

$$dl = -\frac{a \cdot d\varphi}{\sin^2(\varphi)}. \tag{8.21}$$

Из једначина (8.18), (8.20) и (8.21) добија се:

$$dB = -\frac{\mu_o i}{4\pi a}\sin(\varphi) d\varphi, \tag{8.22}$$

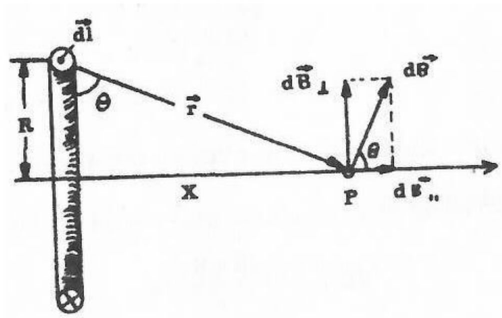
и након интеграције се добија:

$$B = -\frac{\mu_o i}{4\pi a}\int_{\pi}^{0} \sin(\varphi) d\varphi = \frac{\mu_o i}{4\pi a}\cos(\varphi)\Big|_{\pi}^{0} = \frac{\mu_o i}{2\pi a}. \tag{8.23}$$

Дакле, магнетна индукција B сразмерна је јачини електричне струје i, а обрнуто сразмерна растојању a од проводника.

8.5. Магнетно поље кружне струје

На слици 8.5 приказана је кружна струјна контура. Треба израчунати магнетну индукцију ове кружне струје у правцу x – осе (оси кружног проводника).



Слика 8.5.

Вектор $d\vec{l}$ струјног елемента стоји нормално на раван цртежа и има смер цртежа. Угао између $d\vec{l}$ и $\vec{r}$ је $\alpha = 90^{\text{o}}$, а раван коју чине $d\vec{l}$ и $\vec{r}$ нормална је на цртеж. Магнетна индукција $d\vec{B}$ у тачки P, коју ствара струјни елемент $id\vec{l}$ нормалан је на раван коју стварају $d\vec{l}$ и $\vec{r}$, па према томе лежи у равни цртежа нормално на $\vec{r}$. Магнетна индукција $d\vec{B}$ може се разложити у две компоненте: једна паралелна са осом x ($B_{\parallel}$) и другу нормалну на осу x ($B_{\perp}$). Само компонента $B_{\parallel}$ одређује укупну магнетну индукцију B у тачки P. То је због тога што све компоненте $B_{\parallel}$, за све струјне елементе леже на оси и просто се сабирају, док се због симетрије све компоненте $B_{\perp}$ поништавају. Према томе, имамо:

$$B = \int dB_{\parallel}, \tag{8.24}$$

где интеграл представља обичну скаларну интеграцију по свим струјним елементима. На основу једначине (8.14) имамо:

$$dB = \frac{\mu_o i}{4\pi}\frac{dl sin(90^{o})}{r^2} = \frac{\mu_o i}{4\pi}\frac{dl}{r^2}. \tag{8.25}$$

Са слике 8.5 се види да је:

$$dB_{\parallel} = dB\cos(\theta) = \frac{\mu_o i}{4\pi}\frac{dl\cos(\theta)}{r^2}. \tag{8.26}$$

Ако се r изрази у зависности од R и x имамо:

$$r = \sqrt{R^2 + x^2}, \tag{8.27}$$

односно:

$$\cos(\theta) = \frac{R}{r} = \frac{R}{\sqrt{R^2+x^2}}, \tag{8.28}$$

И заменом ових израза у једначину (8.26) добија се:

$$dB_{\parallel} = \frac{\mu_o i}{4\pi} \frac{R}{\sqrt{(R^2+x^2)^3}} dl. \tag{8.29}$$

Како i, R, и x имају исте вредности за све струјне елементе, интеграција се врши само по dl:

$$B = \int dB_{\parallel} = \frac{\mu_o i}{4\pi} \frac{R}{\sqrt{(R^2+x^2)^3}} \int_0^{2R\pi} dl = \frac{\mu_o i}{2} \frac{R^2}{\sqrt{(R^2+x^2)^3}}. \tag{8.30}$$

Из једначине (8.30) следи да је магнетна индукција у центру кружне струје (x= 0):

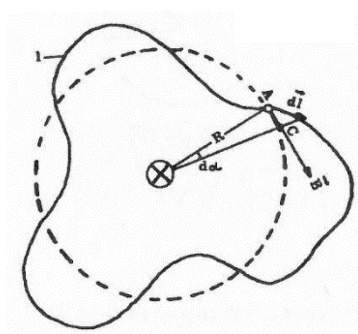
$$B = \frac{\mu_o i}{2R}. \tag{8.31}$$

8.5. Амперов закон

Линије сила магнетног поља увек су затворене, за разлику од линија сила електростатичког поља које су увек отворене. Посматрајмо праволинијски струјни проводник који је опкољен контуром *l* (слика 8.6). Нека је контура у равни цртежа. У свакој тачки контуре вектор магнетне индукције $\vec{B}$ усмерен је у правцу тангенте на кружницу која пролази кроз ту тачку. Струја кроз праволинијски проводник тече нормално у цртеж. Циркулација вектора магнетне индукције је по дефиницији:

$$\Gamma_B = \oint_l \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint_l B \cdot dl_B, \tag{8.32}$$

где је dl_B пројекција dl на правац вектора $\vec{B}$.



Слика 8.6.

Са слике 8.6 се види да је:

$$dl_B = R \cdot d\alpha, \tag{8.33}$$

док је магнетно поље праволинијског проводника на растојању *R* је дато једначином (8.31), тако да једначина (8.32) постаје:

$$\Gamma_B = \frac{\mu_o i}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\alpha = \mu_o i\ , \tag{8.34}$$

односно:

$$\Gamma_B = \oint_l \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_o i. \tag{8.35}$$

Ако контура *l* обухвата неколико струја онда је:

$$\Gamma_B = \oint_l \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_o \sum i. \tag{8.36}$$

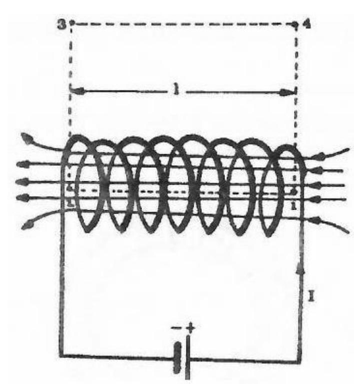
Када контура *l* обухвата струје различитих густина тада је:

$$\Gamma_B = \oint_l \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_o \int_S \vec{\mathrm{j}}\cdot d\vec{S}. \tag{8.37}$$

где се интеграција врши по површини *S* која је обухваћена контуром *l*.

8.5. Магнетно поље соленоида

Жица намотана у облику завојнице (слика 8.7) назива се соленоид. Магнетно поље електричне струје у соленоиду има облик као на слици. Кад прсти десне руке обухватају соленоид у смеру струје онда опружени палац показује смер линија магнетног поља. Ако је дужина соленоида *l* много већа од његовог дијаметра онда је унутар соленоида, изузимајући крајеве, магнетно поље хомогено.



Слика 8.7.

Због симетрије у односу на било коју раван, која је нормална на осу соленоида, може се користити Амперов закон за одређивање магнетног поља. Циркулација магнетне индукције по затвореној контури правоугаоног облика 1–2–3–4–1 је:

$$\oint_l B_l dl = \int_1^2 B_l dl + \int_2^3 B_l dl + \int_3^4 B_l dl + \int_4^1 B_l dl. \tag{8.38}$$

Други и четврти интеграл су једнаки нули јер је вектро магнетне индукције нормалан на делове контуре 2–3 и 4–1. Ако се узме да је део контуре 3–4 на врло великом растојању од соленоида, онда је на том растојању магнетна индукција занемарљиво мала тако да се и трећи интеграл у једначини (8.38) може занемарити, тако да се добија да је:

$$\oint_l B_l dl = \int_1^2 B_l dl = B \cdot l = \mu_o \cdot N \cdot i, \tag{8.39}$$

односно:

$$B = \mu_o \cdot i \frac{N}{l}, \tag{8.40}$$

где је N – број навојака соленоида

8.6. Магнетно поље торуса

На слици 8.8 приказан је торус чији је полупречник много већи од дијаметра његовог пресека. Због симетрије, линије магнетне индукције имају облик концентричних кругова у торусу па се може применити Амперов закон:

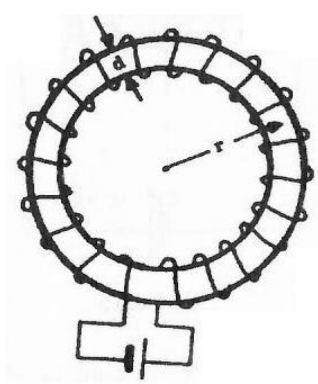
$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_o \cdot i, \tag{8.41}$$

односно:

$$B 2\pi r = \mu_o \cdot i_o N \tag{8.42}$$

где је i_o укупна струја кроз намотаје торуса, а N укупан број навојака торуса. Одакле се добија:

$$B = \frac{\mu_o}{2} \cdot \frac{i_o N}{r\pi}, \tag{8.43}$$



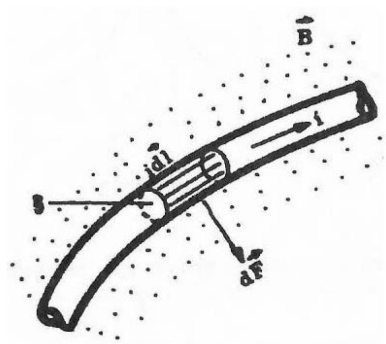
Слика 8.8

8.7. Дејство магнетног поља на струју

Сила спољашњег магнетног поља на струјни проводник зове се електродинамичка сила. Експериментално је нађено да је сила $d\vec{F}$, којом делује магнетно поље $\vec{B}$ на проводник дужине dl кроз који тече струја i, једнака:

$$d\vec{F} = i \cdot d\vec{l} \times \vec{B} \tag{8.44}$$

где је $d\vec{l}$ вектор који има смер електричне струје. Из овог се види да је сила увек нормална на раван коју чине струјни проводник и правац магнетног поља (слика 8.9).



Слика 8.9.

Сила магнетног поља на струју у проводнику једнака је збиру сила на сваки покретни електрон. Струја кроз проводник је:

$$i = neS\overline{v}, \tag{8.45}$$

где је $\overline{v}$ средња усмерена брзина електрона, а n број слободних електрона у јединици запремине. Из једначина (8.44) и (8.45) добија се:

$$d\vec{F} = neS \cdot d\vec{l}(\vec{v} \times \vec{B}) = nedV(\vec{v} \times \vec{B}), \tag{8.45}$$

где dV представља елемент запремине проводника на које делује сила $d\vec{F}$. Сила по јединици запремине проводника је:

$$\vec{F}_P = \frac{d\vec{F}}{dV} = ne(\vec{v} \times \vec{B}). \tag{8.46}$$

Сила која делује на једно наелектрисање је:

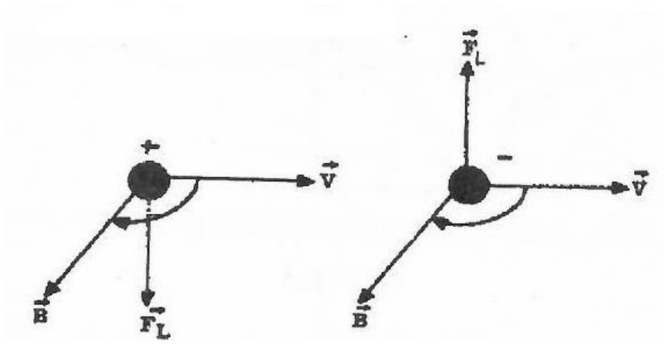
$$\vec{F}_L = \frac{\vec{F}_P}{n} = e(\vec{v} \times \vec{B}). \tag{8.47}$$

и то је позната Лоренцова сила. Интензитет Лоренцове силе је:

$\vec{F}_L = evB\sin(\vec{v}, \vec{B}).$ (8.48)

Лоренцова сила је електромагнетна сила којом магнетно поље делује на покретно наелектрисање. Ова сила је увек нормална на правац кретања наелектрисане честице и на правац магнетног поља. Она не зависи од масе честице. На основу једначине (8.48). Лоренцова сила једнака је нули ако наелектрисана честица мирује или ако се креће у правцу линија магнетног поља.

Ако се позитивно и негативно наелектрисане честице крећу у истом смеру кроз магнетно поље на њих делује Лоренцова сила у истом правцу али у супротном смеру (слика 8.10). На тај начин могу се раздвајати супротна наелектрисања.



Слика 8.10.

Лоренцова сила је увек нормална на правац брзине наелектрисане честице и зато је рад ове силе на наелектрисаној честици:

$dA = \vec{F} \cdot d\vec{l} = \vec{F} \cdot d\vec{v} \cdot dt = Fv\cos(\vec{v}, \vec{F})dt = 0.$ (8.49)

У магнетном пољу не мења се кинетичка енергија наелектрисане честице. Величина брзине, у хомогеном магнетном пољу, остаје иста али се стално мења правац брзине. Такву особину има и тело при равномерном кружном кретању. Значи, да се наелектрисана честица у хомогеном магнетном пољу креће кружно или хеликоидно. Полупречник кружне путање може се израчунати помоћу Њутновог закона:

$F = ma = m\frac{v^2}{r} = qvB,$ (8.50)

односно:

$r = \frac{mv}{qB},$ (8.51)

где је q наелектрисање честице. Време обиласка честице по целом кругу је:

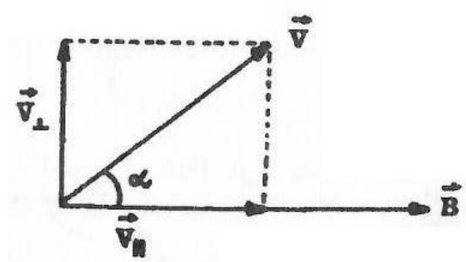
$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}. \tag{8.52}$$

Значи, период обилажења честице по кругу у хомогеном магнетном пољу не зависи од полупречника круга и њене брзине, већ само од специфичног наелектрисања и јачине поља.

Уколико наелектрисана честица не улази нормално на линије магнетног поља, већ $\vec{v}$ и $\vec{B}$ граде неки угао $\alpha \neq \pi/2$, тада се почетна брзина честице може разложити на компоненту паралелну магнетном пољу и на компоненту нормалну на правац магнетног поља. Са слике 8.11 се види да су компоненте брзине:

$$v_{\parallel} = v\cos(\alpha), \tag{8.53}$$

$$v_{\perp} = v\sin(\alpha). \tag{8.54}$$



Слика 8.11.

Компоненте Лоренцове силе су:

$$\vec{F}_{\parallel} = q\vec{v}_{\parallel} \times \vec{B} = qv_{\parallel}B\sin(\vec{v}_{\parallel}, \vec{B}) = 0, \tag{8.55}$$

$$\vec{F}_{\perp} = q\vec{v}_{\perp} \times \vec{B} = qv_{\perp}B\sin(\vec{v}_{\perp}, \vec{B}) = qvB\sin(\alpha). \tag{8.56}$$

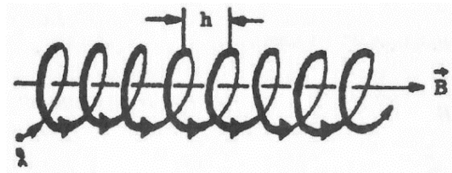
Компонента брзине дуж линија магнетног поља $v_{\parallel}$, не мења се ни по интензитету ни по правцу, јер је је Лоренцова компонента силе у правцу поља једнака нули. Међутим, компонента брзине нормална на магнетно поље остаје стална по интензитету али континуирано мења правац. Резултујуће кретање наелектрисане честице састоји се од две компоненте:

(а) кретања по кругу, под дејством силе $\vec{F}_{\perp}$, полупречника:

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{mv}{qB}\sin(\alpha). \tag{8.57}$$

(б) кретање по оси у правцу $\vec{B}$ са константном брзином $v_{\parallel} = \text{const}$.

У том случају путања има обилк хеликоиде (слика 8.12).



Слика 8.12.

8.8. Електромагнетна индукција

До сада су разматрана само електрична поља наелектрисања која мирују или се крећу константном брзином знатно мањом од брзине светлости и магнетна поља стационарних струја непокретних струјних проводника. Та поља се не мењају у току времена и називају се сталним пољима. Међутим, временски промењиве струје и магнетна поља узрокују нове појаве.

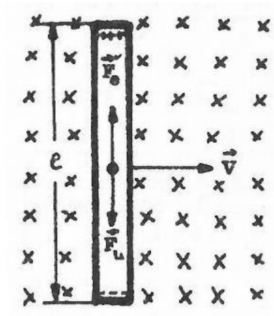
После Оестердовог екесперимента, којим је показано да свака електрична струја ствара магнетно поље, очекивало се да морају постојати и обрнути ефекти, тј. да магнетно поље ствара електричну струју. М. Фарадеј је 1831. године нашао да се појављује промењива струја у затвореној проводној контури када се кроз њену површину мења флукс магнетне индукције. Само промена магнетног флукса ствара или индукује струју у затвореном колу. Ова појава назива се електромагнетна индукција, а настала струја индукована струја. Електромагнетном индукцијом добија се у ствари електромоторна сила, а не директно индукована струја, јер се променом отпора R у колу струја мења обрнуто сразмерно виличини отпора кола. Према томе:

$$Ri = \varepsilon_i, \tag{8.58}$$

је увек исто за било који отпор у колу, при једнакој промени магнетног флукса. Електромагнетна индукција представља основни принцип електричних генератора, трансформатора и многих урећеја у свакодневној употреби.

Посматрајмо величину индуковане електромоторне силе при кретању проводника кроз магнетно поље. Нека се метални проводник дужине l, креће брзином $\vec{v}$ нормално на линије магнетне индукције $\vec{B}$ (слика 8.13). На свако такво наелектрисање делује Лоранцова сила:

$$\vec{F}_L = q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right) = q\vec{E}_s. \tag{8.58}$$



Слика 8.13.

Ова сила, на позитивна и негативна наелектрисања, има исти правац а супротан смер. Значи, под дејством Лоренцове силе врши се раздвајање наелектрисања. У металу су једино покретни проводни електрони, док су позитивна наелектрисања непокретна и везана за одређена места у кристалној решетки. Према томе, померањем проводника на десно Лоренцова сила делује на електроне према доле, где се због тога повећава концентрација слободних електрона. Доњи део проводника постаје негативно а горњи део, због мањка електрона, позитивно наелектрисан.

За време кретања проводника кроз магнетно поље, одређеном брзином, електрони неће непрекидно да се крећу према доле под дејством Лоренцове силе. Први електрони који који су доспели у доњи део проводника одбијају преостале електроне. То значи да се у проводнику, због раздвајања наелектрисања, створило електрично поље. Електрони се под дејством Лоренцове силе крећу све дотле док се сила створеног електричног поља на њима не изједначи са овом силом. Лоренцова сила и сила овог електричног поља имају исти правац а супротан смер, па је у случају равнотеже:

$$-e\vec{E}_c = e(\vec{v} \times \vec{B}), \tag{8.59}$$

одакле је:

$$\vec{E}_c = -(\vec{v} \times \vec{B}). \tag{8.60}$$

Претпоставили смо да је магнетно поље хомогено, а сви електрони у проводнику крећу се заједно са њим, истом брзином. Према томе, електрично поље E_c, на основу једначине (8.60), има дуж проводника исту вредност. Тада је разлика потенцијала на крајевима проводник, уствари индукована ЕМС:

$$\varepsilon = V_2 - V_1 = -\int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = \int_1^2 (\vec{v} \times \vec{B}) d\vec{l}. \tag{8.61}$$

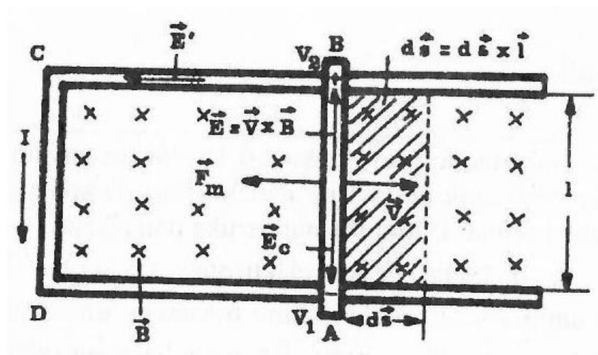
Вектор $(\vec{v} \times \vec{B})$ је константан дуж проводника па је:

$$\varepsilon = (\vec{v} \times \vec{B})\vec{l}. \tag{8.62}$$

Ако су вектори $\vec{v}$, $\vec{B}$ и $\vec{l}$ међусобно нормални, као на слици 8.13, онда је индукована електромоторна сила:

$$\varepsilon = Blv. \tag{8.63}$$

Индукована ЕМС у покретном проводнику (слика 8.13) не ствара струју јер коло није затворено. Кад се такав проводник постави на метални рам по коме може да клизи, као на слици 8.14, кроз коло тече струја.



Слика 8.14.

У том случају разлика потенцијала $V_2 - V_1$ је мања него када је коло отворено, јер се смањује јачина електричног поља $\vec{E}_c$ унутар покретног проводника. Назовимо унутрашњи део кола – дужину покретног проводника, а спољашњи део – непокретни део кола. Јачину електричног поља $\vec{E}'$ у спољашњем делу кола одређује брзина кретања проводника $\vec{v}$ и јачина магнетне индукције $\vec{B}$. Значи, спољашње поље, за дату дужину покретног проводника, не зависи од елемената кола већ само од величине $Bv\sin(\vec{B},\vec{v})$. Према томе, ако је у проводнику, кад је коло отворено, јачина Кулоновог поља $\vec{E}_c$ једнака страних сила, онда је јачина овог поља у затвореном колу мања од спољашњег поља ($\vec{E}_c < \vec{E}'$).

Нађимо укупан рад на преношењу позитивног наелектрисања дуж затвореног кола BCDAB. У спољашњем делу кола позитивно наелектрисање q се креће, под дејством спољашњег поља $\vec{E}'$, од вишег потенцијала V_2 ка нижем потенцијалу V_1. Тада је рад силе овог поља:

$$A' = q(V_2 - V_1). \tag{8.64}$$

Међутим, у унутрашњем делу кола смер струје је супротан јер се позитивна наелектрисања крећу од нижег ка вишем потенцијалу. То је могуће само због тога што је спољашња сила (која ствара Лоренцову силу) већа од Кулонове силе која делује у супротном смеру. Према томе, рад на преношењу наелектрисања q, у унутрашњем делу кола, је:

$$A_u = q(E_s - E_c) \cdot l. \tag{8.65}$$

Како је еквивалентно поље E_s бројно једнако:

$$E_s = \frac{F_L}{q} = vB, \tag{8.66}$$

док је:

$$E_c = \frac{V_2 - V_1}{l}, \tag{8.67}$$

добијамо:

$$A_u = qBvl - q(V_2 - V_1). \tag{8.68}$$

Укупан рад по затвореној контури је:

$$A = A' + A_u = qBvl. \tag{8.69}$$

Према томе, рад на премештању наелектрисања по затвореном колу једанак је раду спољашњих сила:

$$\varepsilon = \frac{A}{q} = Bvl. \tag{8.70}$$

До Фарадејевог закона електромагнетне индукције може се доћи на следећи начин. Кад кроз проводни рам, као на слици 8.14, тече индукована струја и онда на покретни проводник делује сила магнетног поља:

$$\vec{F}_m = i(\vec{l} \times \vec{B}). \tag{8.71}$$

Ако се силом $\vec{F}$, једнаком по интензитету сили $\vec{F}_m$ а супротног смера, делује на покретни проводник тако да се овај креће константном брзином $\vec{v}$, онда је рад ова сила:

$$dA = \vec{F} d\vec{s}, \tag{8.72}$$

односно:

$$dA = -i(\vec{l} \times \vec{B}) d\vec{s}. \tag{8.73}$$

Користећи идентичност из векторске алгебре $(\vec{a} \times \vec{b})\vec{c} = (\vec{c} \times \vec{a})\vec{b}$, једначина (8.73) може се написати у облику:

$$dA = -i(d\vec{s} \times \vec{l})\vec{B}. \tag{8.74}$$

Са слике 8.14 се види да је:

$$d\vec{S} = d\vec{s} \times \vec{l}, \tag{8.75}$$

и користећи дефиницију за јачину струје $i = dq/dt$, елементарни рад је:

$$dA = -\frac{\vec{B}\cdot d\vec{S}}{dt}dq = -\frac{d\phi}{dt}dq. \tag{8.76}$$

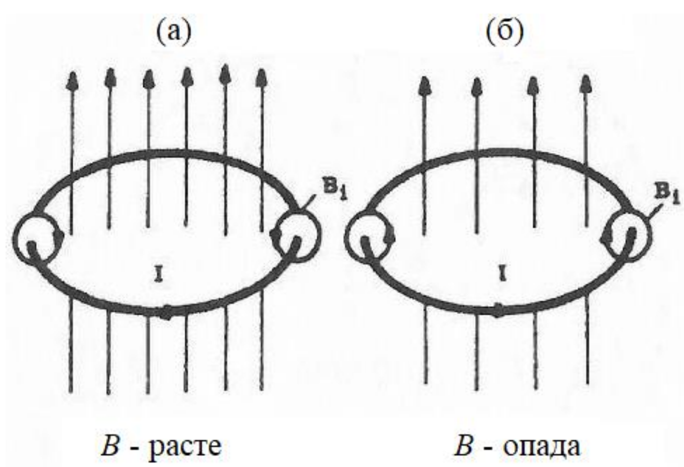
Како је рад страних сила по јединици наелектрисања једнака ЕМС добија се:

$$\varepsilon_i = \frac{dA}{dt} = -\frac{d\phi}{dt}, \tag{8.77}$$

познати Фарадејев закон електромагнетне индукције. Мада је овај закон изведен за проводник који се преће кроз магнетно поље он важи уопште.Уколико проводна контура мирује, а кроз њену површину се мења флукс магнетне индукције, у њој се индукује ЕМС чија је величина дата једначином (8.77). Кад је контура начињена од N намотаја онда се у њој, при промени магнетног флукса, индукује ЕМС:

$$\varepsilon_i = -N\frac{d\phi}{dt}. \tag{8.78}$$

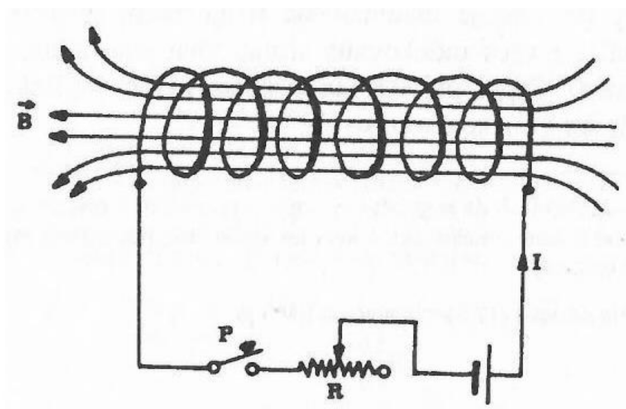
Смер индуковане струје у неком затвореном колу одређен је Ленцовим законом. Индукована струја, на основу овог закона, има такав смер да својим магнетним пољем спречава промену магнетног флукса, који изазива индукцију. Ако магнетни флукс кроз неку проводну контуру расте онда магнетно поље $\vec{B}_i$ индуковане струје има супротан смер од поља $\vec{B}$, које изазива електромагнетну индукцију (слика 8.15а). Кад магнетни флукс опада онда магнетно поље $\vec{B}_i$ индуковане струје има исти смер са опадајућим пољем (слика 8.15б).



Слика 8.15.

8.8. Самоиндукција

До појаве електромагнетне индукције долази у свакој контури или калему кад год се кроз њих мења магнетни флукс. На слици 8.16 приказано је коло у које је прикључен соленоид. При промени струје, на основу једначине (8.40), мења се и магнетна индукција у соленоиду. Промена магнетне индукције мења магнетни флукс па се у самом соленоиду индукује електромоторна сила. Ова појава, да се у колу кроз које се мења флукс властитог магнетног поља индукује ЕМС, назива се самоиндукција. Смер индуковане ЕМС самоиндукције одређује се Ленцовим законом.



Слика 8.16.

Магнетна индукција у било каквом колу, на основу Амперовог закона, сразмерна је јачини струје. Због тога је флукс магнетног поља кроз соленоид:

$$\Psi = N\phi = L \cdot i, \tag{8.79}$$

где је фактор сразмерности L коефицијент самоиндукције или индуктивитет струјног кола. Коефицијенат самоиндукције зависи од облика и димензије контуре и магнетних особина средине у којој се налази контура. Јединица индуктивитета је један хенри, који де означава са 1 H.

За коефицијенат самоиндукције дугог соленоида чији је пресек S, дужина l, а број навојака N, на основу једначине (8.79) може се написати:

$$L = \frac{N\phi}{i}, \tag{8.80}$$

где је флукс магнетне индукције:

$$\phi = BS, \tag{8.81}$$

а B је на основу једначине

$$B = \mu_o \cdot i\frac{N}{l}. \tag{8.82}$$

Из претходних једначина следи да је:

$$L = \mu_o S\frac{N^2}{l}. \tag{8.83}$$

Када се у колу мења јачина струје онда се мења и магнетни флукс па се на основу Фарадејевог закона, једначина (8.78), индукује ЕМС самоиндукције:

$$\varepsilon_s = -N\frac{d\phi}{dt}. \tag{8.84}$$

Из једначина (8.80) и (8.84) се добија да је:

$$\varepsilon_s = -\frac{d}{dt}(Li). \tag{8.85}$$

Ако се контура не деформише или не налази у феромагнетној средини, тада је L = const., и једначина (8.85) постаје:

$$\varepsilon_s = -L\frac{di}{dt}. \tag{8.86}$$

8.9. Енергија магнетног поља

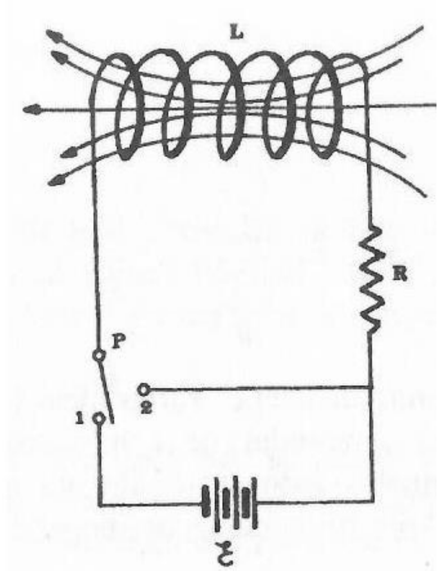
Магнетно поље поседује потенцијалну енергију.То се може показати на следећи начин. Док се прекидач *P* налази у положају 1 (слика 8.17) кроз коло тече струја и која кроз соленоид ствара магнетно поље. Од момента пребацивања прекидача из положаја 1 у 2 електромоторна сила извора је искључена. Међутим, струја наставља да тече још извесно време опадајући експоненцијално. То значи да у колу постоји још нека енергија.

Опадањем струје смањује се магнетна индукција B кроз соленоид, односно опада флукс због чега се индукује ЕМС самоиндукције дата једначином (8.86), која спречава опадање струје. Дакле, струја наставља да тече кроз коло због индуковане ЕМС. На померање количине наелектрисања dq кроз коло, за време dt, троши се износ енергије:

$$dW = \varepsilon_s dq = \varepsilon_s i dt = -iL\frac{di}{dt}dt = -Lidi. \tag{8.87}$$

Кад је L константно, онда се интеграцијом једначине (8.87) добија укупан рад који је извршен на рачун енергије која је у колу постојала у моменту када је електрични извор искључен:

$$W = \int dW = -L\int_1^0 i di = \frac{1}{2}Li^2. \quad (8.88)$$



Слика 8.17.