Curs 9
FENOMENE MAGNETICE

Existența proprietăților magnetice a fost descoperită încă din antichitate, numele de magnet provenind de la numele unei regiuni din Asia Mică - "Magnesia" - unde se găseau roci cu astfel de proprietăți. De-a lungul istoriei, magnetismul a fost văzut ca un domeniu separat dar în strânsă legatură cu electricitatea. În realitate, magnetismul şi electricitatea sunt organic legate, studierea lor separată făcandu-se mai mult din motive didactice.

Din viața de toate zilele cunoaştem expresia „magnet" prin care înțelegem un obiect cu proprietăți magnetice care are doi poli magnetici, polul nord şi polul sus. Se defineşte noțiunea de ***dipol magnetic*** care reprezintă entitate formată din asocierea celor doi poli magnetici, nord şi sud, cu care se operează în studiul magnetismului. Această noțiune joacă un rol important în magnetism, asemănător cu cel jucat de dipolul electric în electricititate.

9.1 Câmpul magnetic

Christian Oersted a fost cel care a observat deviația acului magnetic în apropierea unui conductor străbătut de curent electric. El a tras concluzia că în vecinătatea conductorului se produce un câmp magnetic care acționează asupra acului de busolă.

Câmpul magnetic *este o formă de existență a materiei care se manifestă prin acțiunea unor forțe asupra obiectelor introduse în câmp atunci când acestea prezintă proprietăți magnetice sau sunt încărcate cu sarcină electrică, precum şi asupra conductorilor parcurşi de curent electric.* Câmpul magnetic este descris cu ajutorul vectorului ***inducția a câmpului magnetic***, $\vec{B}$, şi a ***liniilor câmpului magnetic*** (curbe tangente la vectorul $\vec{B}$ în fiecare punct al campului magnetic). În figura 9.1 sunt reprezentate liniile de câmp ale unui magnet în formă de bară. Numărul de linii pe unitatea de volum este proportional cu intensitatea câmpului magnetic (câmpul magnetic este mai intens acolo unde liniile de câmp magnetic sunt mai dese).

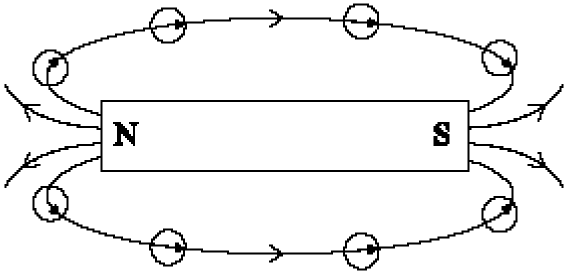

Fig.9.1 Liniile de câmp magnetic ale unui magnet.

Pentru definirea inducției câmpului magnetic se utilizează forța Lorentz $\vec{F}$ care acționează asupra unei particule încărcate cu sarcina electrică q ce se deplasează cu viteza $\vec{v}$ în câmpul magnetic de inducție $\vec{B}$

$$\vec{F} = q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{9.1}$$

al carei modul este

$$F = qvB \cdot \sin\theta \tag{9.2}$$

unde θ reprezintă unghiul dintre vectorii $\vec{v}$ şi $\vec{B}$.

În figura 9.2 sunt prezentate direcția şi sensul forței Lorentz în raport cu direcția vitezei şi a câmpului magnetic

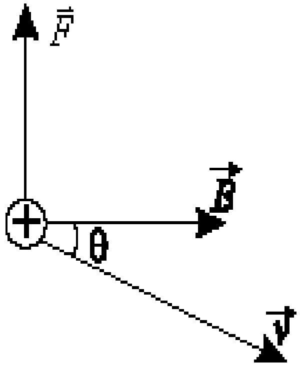

Figura 9.2 Direcția forței Lorentz față de direcția vitezei şi a câmpului magnetic

Să observăm că forța Lorentz este perpendiculară pe viteză (deci pe direcția de deplasare). Astfel, lucrul mecanic efectuat de forța Lorentz este nul. Atunci, conform teoremei variației energiei cinetice rezultă că variația acesteiea este nulă. Astfel într-un câmp magnetic o sarcină în mişcare nu-şi poate modifica viteza în modul, ea variind doar în direcție.

Din relația (9.2) rezultă că inducției $\vec{B}$ a câmpului magnetic reprezintă forța cu care câmpul acționează asupra sarcinii electrice de $1C$ ce se deplasează în câmp cu viteza de $1m/s$. Unitatea de măsură pentru inducția câmpului magnetic, în SI, poartă numele de *Tesla (1 Tesla reprezintă inducția câmpului magnetic ce acționează cu forța de 1N asupra sarcinii electrice de 1C ce se deplasează în câmpul magnetic cu viteza de 1 m/s)*

$$1T = 1\frac{N}{C \cdot \frac{m}{s}} = \frac{N}{A \cdot m} \tag{9.3}$$

9.2 Deplasarea particulelor încărcate cu sarcini electrice în câmpul magnetic

Fie o particula încărcate cu sarcina electrică q ce intră într-un câmp magnetic uniform cu viteza $\vec{v}$ care face unghiul $\theta = 90^0$ cu $\vec{B}$ (fig.9.3).

Am văzut că asupra particulelor încărcate cu sarcini electrice ce se deplasează în câmpul magnetic acționează forța Lorentz. Fiind perpendiculară pe traiectoria sarcinii electrice, această forță nu va schimba energia cinetică a particulelor, ci le modifică traiectoria. Astfel, traiectoria particulei se curbează ajungându-se la echilibru atunci când forța Lorentz devine egală cu forța centrifugă

$$q \cdot v \cdot B = \frac{mv^2}{r} \tag{9.4}$$

unde r reprezintă raza traiectoriei

$$r = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} \tag{9.5}$$

Să observăm faptul că traiectoria particulei la echilibru este una circulară, raza traiectoriei depinzând de viteza particulelor, de sarcina lor specifică (q/m), respectiv de inducția câmpului magnetic. Să observăm de asemenea că particulele cu viteză mare se mişcă pe cercuri de raze mai mari.

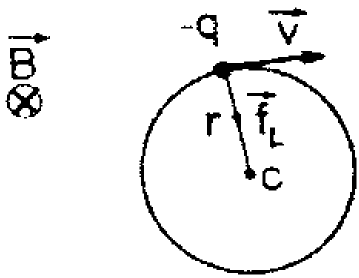

Fig.9.3 Mişcarea particulei încărcate cu sarcini electrice în câmpul magnetic.

Viteza unghiulară a particulei pe o traiectorie circulară este

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{q \cdot B}{m} \tag{9.6}$$

iar frecvența este dată de relația

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{q \cdot B}{2\pi \cdot m} \tag{9.7}$$

Fie o particula încărcate cu sarcina electrică q ce intră într-un câmp magnetic uniform cu viteza $\vec{v}$ care face un unghi oarecare θ cu $\vec{B}$. Descompunem viteza particulei pe direcțiile paralelă la $\vec{B}$, respectiv perpendiculară la $\vec{B}$. Mişcarea datorată componentei perpendiculare a vitezei $v_{\perp} = v \sin\theta$ este aceea descrisă mai sus. Componenta vitezei, paralelă cu $\vec{B}$, $v_{//} = v\cos\theta$ nu este afectată de câmpul magnetic; aşadar, rămâne constantă. Aşa cum se vede din figura 9.4, drumul parcurs de particulă este o spirală.

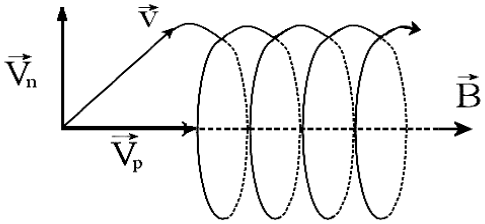

Fig.9.4 Traiectoria electronului în câmp magnetic

9.3 Forța electromagnetică (forța Laplace)

Considerăm un conductor de lungime l prin care trece un curent electric de intensitate $I = nqSv$ (vezi relația 8.2), introdus în câmp magnetic $\vec{B}$ (fig.9.5). Asupra fiecărei sarcini electrice q care străbate conductorul acționează o forță Lorentz:

$$\vec{f} = q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{9.8}$$

În porțiunea de conductor considerată, numărul de purtători de sarcină este

$$N = nlS \tag{9.9}$$

unde n este concentrația electronilor liberi. Atunci forța totală care acționează asupra porțiunii de conductor este

$$\vec{F} = N \cdot \vec{f} = nlSe\left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{9.10}$$

Vom introduce în loc de $\vec{v}$ vectorul $\vec{l}$ care are modulul egal cu lungimea porțiuni de conductor şi sensul în sensul vitezei. Aşadar, deoarece $l\vec{v} = v\vec{l}$ rezultă că

$$\vec{F} = nvSe\left(\vec{l} \times \vec{B}\right) \tag{9.11}$$

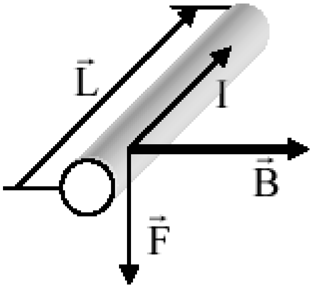

Fig.9.5 Conductor parcurs de curent electric introdus în câmp magnetic.

Forța exercitată asupra conductorului parcurs de curent situat în câmpul magnetic

$$\vec{F} = I \cdot \vec{l} \times \vec{B} \tag{9.12}$$

şi se numeşte ***forța electromagnetică***. Forma scalara a relației (9.12) este

$$F = I \cdot l \cdot B \sin\alpha \tag{9.19}$$

unde α este unghiul dintre conductorul electric şi inducția câmpului magnetic.

9.4 Calculul inducției magnetice (legea Biot-Savart-Laplace)

La puțin timp după ce Oersted a observat deviația acului magnetic în apropierea unui conductor străbătut de curent electric şi a publicat rezultatele experimentelor sale în reviste de specialitate, J.B.Biot şi F.Savart au observat că atunci când printr-un conductor foarte lung trece un curent stațional, acesta produce în plan perpendicular pe direcția conductorului un câmp magnetic (liniile de câmp magnetic au fost vizualizate prin dispunerea piliturii de fier în forma unor linii închise, formând un spectru magnetic). Concluziile experimentale ale lui Biot şi Savart au fost următoarele:

- câmpul magnetic într-un punct oarecare este perpendicular pe planul care conține firul conductor şi punctul respectiv;
- liniile de câmp magnetic formează curbe închise;
- câmpul magnetic este invers proporțional cu distanța dintre fir şi punctul în care se observă efectele acestuia;
- sensul câmpului magnetic obținut este asociat cu sensul curentului electric care parcurge firul conductor, prin regula burghiului drept.

Pornind de la rezultatele experimentale obținute Biot şi Savart au ajuns la o expresie matematică care dă câmpul mangetic produs de un conductor liniar într-un punct situat la distanța $\vec{r}$ de conductor

$$\vec{B} = \mu_o \frac{I}{2\pi r} \tag{9.20}$$

unde μ_0 este permitivitatea magnetică a vidului şi are valoarea

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left[N/A^2 \right] \tag{9.21}$$

Mai târziu, Laplace a găsit o expresie matematică care dă câmpul mangetic produs de un conductor de o formă oarecare. Astfel, inducția mangetică $d\vec{B}$ produsă într-un punct situat la distanța $\vec{r}$ de un element de lungime $d\vec{l}$ dintr-un conductor străbătut de curentul electric I (fig.9.6) este

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \tag{9.22}$$

unde θ este unghiul dintre vectorii $d\vec{l}$ şi $\vec{r}$.

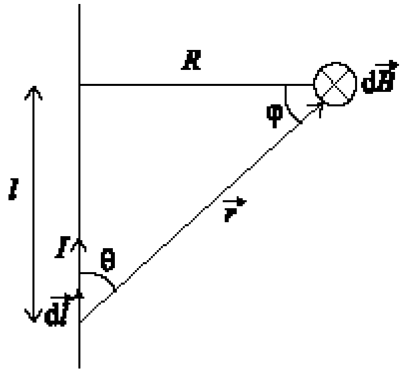

Fig.9.6 Câmpul magnetic produs de un conductor parcurs de curent electric.

Pentru calculul inducției magnetice totale în acel punct trebuie însumate contribuțiile elementare provenind de la toate elementele infinit mici ale conductorului

$$\vec{B} = \int d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \tag{9.23}$$

9.5 Forța de interacție între două conductoare paralele

Să considerăm doi conductori, lungi, drepți paraleli aflați la distanța *a* unul față de celălalt (fig.9.7).

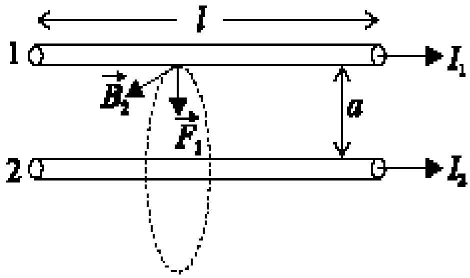

Fig.9.7 Conductoare paralele parcurse de curenți electrici

Conductorul 2 prin care trece curentul I_2 crează câmpul magnetic $\vec{B}_2$ în locul unde se află primul conductor.

$$B_2 = \mu_0 \frac{I_2}{2\pi \cdot a} \tag{9.24}$$

Direcția lui $\vec{B}_2$ este perpendiculară pe conductorul 1, aşa cum este prezentat în figură. Atunci forța care acționează asupra primului conductor este de forma

$$F = I_2 \cdot l \cdot B_1 = \mu_0 \frac{I_1 \cdot I_2 \cdot l}{2\pi \cdot a} \tag{9.25}$$

Conform legii acțiunii şi reacțiunii forța F_2 care acționează asupra primului conductor este egală şi de sens contrar cu forța F_1: Trebuie observat că dacă curenții care trec prin cele două conductoare au acelaşi sens, conductoarele se atrag, iar dacă curenții sunt de sensuri contrare conductoarele se resping.

9.6 Legea lui Ampere

Să considerăm un conductor rectiliniu infinit, străbătut de curentul I. Mărimea inducției magnetice în jurul unui conductor parcurs de curent este dată de relația (9.20).

Circulația câmpului inducției magnetice în jurul conductorului se obține integrând pe o întreagă linie de câmp magnetic expresia

$$\begin{aligned} &\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint_C B \cdot dl = B \cdot 2\pi \cdot r = \mu \frac{I}{2\pi \cdot r} 2\pi \cdot r \\ &\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu \cdot I \end{aligned} \tag{9.26}$$

Rezultatul este cunoscut drept ***forma integrală a legii lui Ampere*** *care afirmă că circulația inducției magnetice $\vec{B}$ de-a lungul unei bucle închise (C) este egală cu produsul dintre permeabilitate magnetică a mediului şi curentul total în interiorul buclei.* Deşi aceasta a fost determinată pentru cazul special al unui cerc, rezultatul este valabil pentru orice curbă închisă ce înconjoara un curent I. Trebuie remarcat că legea lui Ampere scrisă în această formă este valabilă numai în cazul câmpului electric constant în timp.

9.7 Câmp magnetic în solenoid

Un sistem de spire paralele parcurse de curent electric, unde lungimea grupului este mai mare decât diametrul acestora, formează un solenoid denumit şi bobină sau self. Câmpul magnetic creat este asemănător cu cel creat de un magnet permanent sub formă de bară. Liniile de câmp au circuit închis, în interior ele sunt paralele, iar inducţia câmpului magnetic creat în interior este dată de relaţia:

$$B = \mu \frac{N \cdot I}{l} \tag{9.27}$$

unde l reprezintă lungimea bobinei iar N numărul de spire.
Sensul liniilor de câmp magnetic din interiorul bobinei este obţinut cu ajutorul regulii burghiului sau a mâinii drepte.

9.8 Buclă de curent in camp magnetic uniform

Să considerăm o buclă de curent de formă dreptunghiulară într-un câmp magnetic uniform ca în figurile 9.8 şi 9.9.

Asupra laturilor 1 şi 3 nu acţionează nici o forţă deoarece conductorii respectivi sunt paraleli cu liniile câmpului magnetic. Forţele electromagnetice acţionează doar asupra laturilor 2 şi 4 deoarece acestea sunt orientate perpendicular pe liniile câmpului magnetic $\vec{B}$. Valorile acestor forţe sunt

$$F_2 = F_4 = I \cdot a \cdot B \tag{9.28}$$

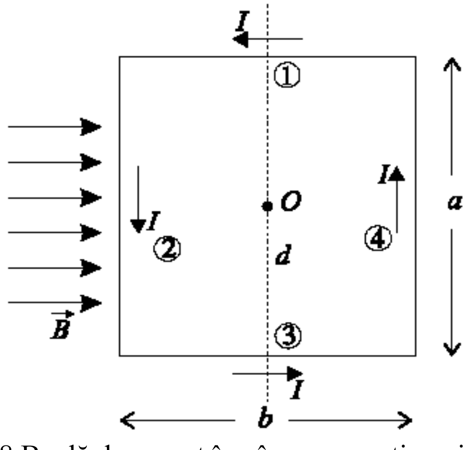

Fig.9.8 Buclă de curent în câmp magnetic uniform.

Mărimea totală a momentului care poate roti bucla în jurul punctului O (mai degrabă în jurul axei d) este

$$M = F_2 \frac{b}{2} + F_4 \frac{b}{2} = IaB \frac{b}{2} + IaB \frac{b}{2} = IabB = ISB \qquad (9.29)$$

Dacă câmpul magnetic face un unghi $\theta < 90^\circ$ cu normala pe suprafața buclei momentul forței care acționează asupra buclei este

$$M = F_2 \frac{b}{2} \sin\theta + F_4 \frac{b}{2} \sin\theta$$
$$M = IaB \frac{b}{2} \sin\theta + IaB \frac{b}{2} \sin\theta \qquad (9.30)$$
$$M = IabB \sin\theta = ISB \sin\theta$$

unde $S = ab$ reprezintă aria delimitată de buclă.

Generalizând, momentul forțelor care acționează asupra unei bucle de curent de orice formă este

$$\vec{M} = I\left(\vec{S} \times \vec{B}\right) \qquad (9.31)$$

unde $\vec{S} = S \cdot \vec{n}$, iar $\vec{n}$ este normala pe suprafața buclei.

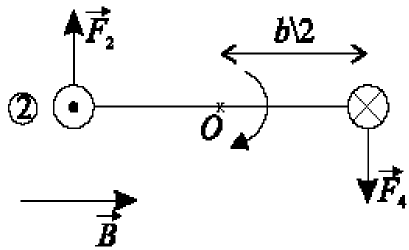

Fig.9.9 Forțe ce acționează asupra unei bucle de curent aflată în câmp magnetic.

Comparând relația (9.31) cu relația obținută pentru momentul forțelor ce acționează asupra dipolului electric introdus în câmp electric (7.49), ajungem la concluzia că mărimea

$$\vec{m} = I \cdot \vec{S} \qquad (9.32)$$

(ce apare în relația (9.31) reprezintă un ***moment magnetic de dipol.*** Să reținem deci faptul că o buclă de curent este echivalentă cu un dipol magnetic. Momentul forțelor care tinde să alinieze bucla de curent perpendicular pe câmpul magnetic (sau, altfel zis, dipolul magnetic paralel cu câmpul magnetic) este

$$M = \vec{m} \times \vec{B} \tag{9.33}$$

având o expresie similară cu aceea a momentului forțelor ce aliniază dipolul electric plasat în câmp electric (7.35).

Pentru a defini energia potențială a buclei de curent (dipolului magnetic) introdusă în câmp magnetic calculăm lucrul mecanic pe care îl efectuează câmpul asupra buclei când aceasta se roteşte cu un anumit unghi θ

$$L = \int M(-d\theta) \tag{9.34}$$

Deoarece în cursul rotirii unghiul θ scade, rezultă

$$L = -\int_{\theta_1}^{\theta_2} IS \sin\theta d\theta = BIS(\cos\theta_2 - \cos\theta_1) \tag{9.35}$$

Ştiind că:

$$\Delta E_p = -L = -ISB(\cos\theta_2 - \cos\theta_1) \tag{9.36}$$

rezultă că

$$E_p = -ISB\cos\theta = -mB\cos\theta \tag{9.37}$$

adică

$$E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B} \tag{9.38}$$

expresie asemănătoare cu (7.52) care ne dă energia de interacțiune dintre dipolul electric şi câmpul electric.

9.9 Originea magnetismului

Din cele discutate până acum am constatat faptul că magnetismul este produs de sarcinile electrice în mişcare. Tinând cont de asemănarea existentă între câmpul magnetic şi cel electric se pune întrebarea dacă nu există cumva şi posibilitatea producerii câmpurilor magnetice de către nişte „sarcini" magnetice. Altfel spus, se pune întrebarea dacă divizând un magnet în bucăți tot mai mici putem ajunge la situatia de a separa polul nord de polul sud al magnetului, obținând astfel „sarcinile" magnetice „nord" şi „sud". Există comunicări ale unor cercetători americani care au anunțat în anul 1975 că au identificat „sarcini” magnetice. Cu toate acestea, ținând cont de puținătatea dovezilor raportate în acest sens vom continua analiza noastră pe baza concepției clasice privind magnetismul. Aceasta atribuie existența proprietăților magnetice ale substanței existenței unor dipoli magnetic la scară atomică. Într-adevăr, în structura atomului există particule încărcate cu sarcină electrică (electronii, nucleul) şi care se deplasează pe traiectorii închise, fiind echivalente cu bucle de curent, respectiv cu nişte dipoli magnetici.

9.10 Mişcarea electronului pe o traiectorie circulară în câmp magnetic uniform

Electronul în mişcarea sa pe traiectoria orbitală este echivalent cu un curent de intensitate

$$I = \frac{q}{T} = \frac{q \cdot \omega}{2\pi} = \frac{q \cdot v}{2\pi \cdot r} \tag{9.39}$$

Momentul magnetic de dipol asociat mişcării electronului este

$$\begin{aligned} m &= SI = -\pi \cdot r^2 \frac{e \cdot v}{2\pi \cdot r} = -\frac{e \cdot v \cdot r}{2} \\ m &= -\frac{e \cdot v \cdot r \cdot m_e}{2 \cdot m_e} \end{aligned} \tag{9.40}$$

unde m_e este masa electronului.

Momentul cinetic orbital este

$$L = m_e \cdot v \cdot r \tag{9.41}$$

Astfel, momentul magnetic de dipol devine

$$m = -\frac{e}{2 \cdot m_e} L = -\gamma L \tag{9.42}$$

Vectorial putem scrie

$$\vec{m} = -\frac{e}{2 \cdot m_e} \vec{L} = -\gamma \vec{L} \tag{9.43}$$

Mărimea

$$\gamma = \frac{e}{2 \cdot m_e} \tag{9.44}$$

poartă numele de factor giromagnetic orbital al electronului.

9.11 Legea lui Gauss pentru câmp magnetic (legea fluxului magnetic)

Pentru a caracteriza densitatea liniilor de câmp magnetic ce interceptează o suprafață se utilizează mărimea fizică scalară, numită flux magnetic. Fluxul magnetic printr-o suprafață elementară dS este

$$d\Phi = \vec{B} \cdot d\vec{S} = \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot dS \tag{9.45}$$

Aşadar

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot dS \tag{9.46}$$

În cazul în care liniile de câmp formează unghiul α cu normala la suprafață,, câmpul magnetic este uniform, iar suprafața este plană (figura 9.10), fluxul are expresia

$$\Phi = BS \cos\alpha \tag{9.47}$$

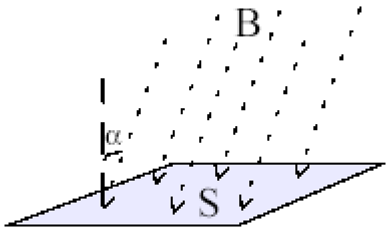

Figura 9.10 Liniile câmpului magnetic printr-o suprafață oarecare.

Dacă liniile de câmp interceptează mai multe arii, fluxul total este

$$\Phi = BNS \cos\alpha \tag{9.48}$$

Unitatea de măsură a fluxului, în SI, se numeşte Weber. $\langle \Phi \rangle_{SI} = 1Wb$.

Când s-a stabilit *legea lui Gauss pentru câmp electric* a rezultat că fluxul câmpului electric printr-o suprafață închisă este proporțională cu sarcina din interiorul ei. În cazul în care sarcina totală este nulă rezultă că şi fluxul total al câmpului electric este nul.

Deoarece în cazul câmpului magnetic nu există sarcini magnetice, prin analogie cu situația câmpului electric rezultă că fluxul câmpului magnetic prin orice suprafață închisă este nul – ***legea lui Gauss pentru câmp magnetic***

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot dS = 0 \tag{9.49}$$

9.12 Legea lui Faraday (legea inducției electromagnetice)

Din momentul obținerii câmpului magnetic cu ajutorul curentului electric, a încolțit ideea de a crea curent electric cu ajutorul câmpului magnetic.

În anul 1831, Faraday descoperă experimental fenomenul *inducției electromagnetice*, care constă în apariția unei tensiuni electromotoare într-un circuit electric străbătut de un flux magnetic variabil în timp. Astfel, mişcarea unui magnet permanent în interiorul unei bobine, mişcarea unui conductor într-un câmp magnetic, rotirea unui cadru de sârmă într-un câmp magnetic (fig.9.11) sau închiderea şi deschiderea circuitului electric primar al unui sistem de bobine cuplate magnetic, face să apară în circuit o tensiune *indusă* care poate genera un curent electric indus prin circuit.

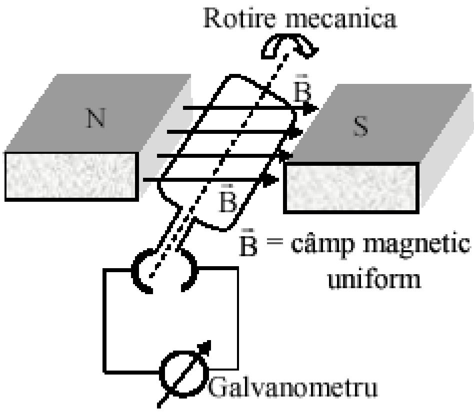

Figura 9.11 Schema principială folosită în experiențele lui Faraday.

Faraday analizează fenomenul de inducție electromagnetică şi stabileşte legea care guvernează acest fenomen: *tensiunea electromotoare (t.e.m.) indusă într-un circuit este egală cu viteza de variație a fluxului magnetic prin acel circuit*

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \tag{9.50}$$

Sensul curentului indus în circuit este stabilit cu ajutorul regulii lui Lenz: *tensiunea electromotoare indusă şi curentul indus au un astfel de sens, încât fluxul magnetic produs de curentul indus să se opună variației fluxului magnetic inductor.* Astfel, se explică semnul minus în legea lui Faraday, ca o opoziție a t.e.m. indusă la variația fluxului magnetic inductor.

Pentru a înțelege conceptul de tensiune electromotoare să considerăm o bară perpendiculară pe liniile câmpului magnetic care se deplasează pe o direcție perpendiculară pe direcția liniilor de câmp (figura 9.12).

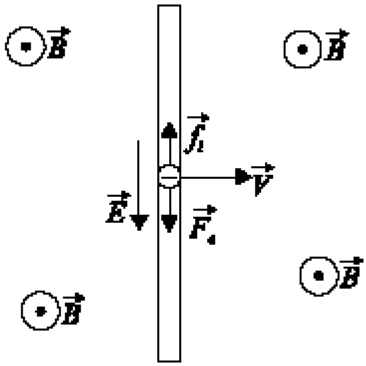

Figura 9.12 Acțiunea câmpului magnetic extern $\vec{B}$ asupra unei bare perpendiculară pe liniile câmpului

Asupra electronilor acționează forța Lorentz.

$$\vec{f}_l = q\left(\vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{9.51}$$

Ea este direcționată de-a lungul conductorului astfel că sarcinile negative se adună la un capătul conductorului. Celălalt capăt rămâne încărcat pozitiv. Apare astfel un câmp electric $\vec{E}$ în interiorul conductorului care va acționa şi el cu o forță asupra electronilor. Sarcinile se acumulează la capetele conductorului până când forța Lorentz este echilibrată în conductor de forța electrică: $F_e = qE$. Astfel

$$qE = qvB \Rightarrow E = vB \tag{9.52}$$

Apare astfel o diferență de potențial

$$\Delta V = El = vBl \tag{9.53}$$

Considerăm că această diferență de potențial este determinată de apariția tensiunii electromotoare. Relația este adevărată în orice situație în care fluxul magnetic variabil străbate circuitul.

Să considerăm, acum, o spiră circulară aflată într-un câmp magnetic variabil. În spiră apare un curent datorat deplasării sarcinilor electrice doar dacă există un câmp electric. Astfel tensiunea electromotoare indusă în spiră este dată de relația (9.53).

Câmpul electric indus trebuie să fie tangent la spiră pentru a putea deplasa sarcinile electrice. Deoarece forța electrică care acționează asupra unei sarcinii q este $F_e = qE$ lucrul mecanic efectuat la deplasarea sarcinii de-a lungul spirei este $L = q \cdot E \cdot 2\pi \cdot r$. Atunci:

$$\begin{aligned} q\varepsilon &= q \cdot E \cdot 2\pi \cdot r \\ \varepsilon &= E \cdot 2\pi \cdot r \end{aligned} \tag{9.54}$$

Tensiunea electromotoare pentru orice curbă închisă este

$$\varepsilon = \oint \vec{E} d\vec{l} \qquad (9.55)$$

Aşadar, din relațiile (9.55), respectiv (9.50) rezultă

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \qquad (9.56)$$

care reprezintă ***legea lui Faraday*** – *tensiunea electromotoare de inducție este proporțională cu viteza de variație a fluxului magnetic prin suprafața măturată de conductor sau - în cazul unui circuit închis – prin suprafața mărginită de acest circuit.*

9.13 Autoinducția

La trecerea curentului electric printr-o bobină se crează un câmp magnetic ale cărui linii de câmp intersectează spirele bobinei, determinând fluxul magnetic:

$$\Phi = B \cdot N \cdot S \qquad (9.57)$$

Dacă intensitatea curentului electric este variabilă, atunci şi fluxul magnetic este variabil, determinând apariția t.e.m. în propriile spire: $\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$ numită tensiune autoindusă.

Pentru un solenoid inducția magnetică este:

$$B = \frac{\mu N I}{l} \qquad (9.58)$$

iar fluxul magnetic prin bobină este:

$$\Phi = \frac{\mu N^2 S}{l} I \qquad (9.59)$$

Făcând notația:

$$L = \frac{\mu N^2 S}{l} \qquad (9.60)$$

fluxul magnetic prin bobină este

$$\Phi = L \cdot I \qquad (9.61)$$

unde L este constanta bobinei numită ***inductanță***

Unitatea de măsură pentru inductanță, în SI, este Henry

$$\langle L \rangle_{SI} = H \qquad (9.62)$$

Având în vedere legea lui Faraday şi ultima expresie a fluxului deducem că tensiunea electromotoare autoindusă are expresia:

$$\varepsilon = -L\frac{dI}{dt} \qquad (9.63)$$

Autoinducția *este fenomenul de inducție electromagnetică produs într-un circuit datorită variației intensității curentului electric din acel circuit.*

Fenomenul de autoinducție se poate observa efectuând experimentele din figura 9.13

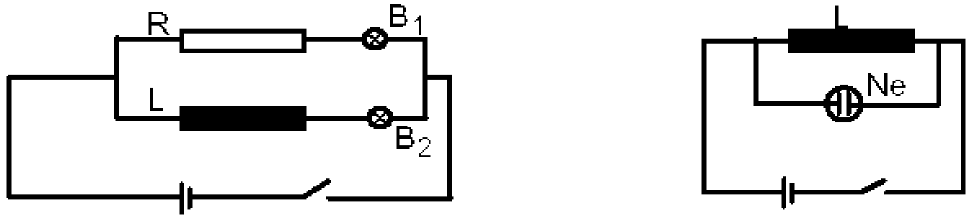

Figura 9.13 Montaje care pun în evidență efectul autoinducției.

La închiderea circuitului din primul montaj se constată că becul B_2 se aprinde mai târziu decât becul B_1 deoarece curentul autoindus este opus curentului principal, opunându-se creşterii acestuia.

În cazul celui de-al doilea circuit tensiunea de alimentare de 12-14V, este insuficientă pentru ca becul cu neon (Ne) să se aprindă, dar se constată că la întreruperea circuitului, pentru un interval de timp scurt, becul luminează. Explicația este că la întreruperea circuitului, curentul principal tinde să scadă la zero, iar curentul autoindus are acelaşi sens, la fel şi tensiunea autoindusă se adună cu cea aplicată, rezultând o tensiune suficientă pentru aprinderea becului cu neon (80V).

Fenomenul de autoinducție poate fi observat prin scânteile de la periile unui motor electric sau de la întrerupătoarele instalațiilor casnice, unde au rol distructiv. Pentru a preveni uzarea contactelor electrice se conectează în paralel cu acestea condensatori care preiau energia autoindusă.

9.14 Energia câmpului magnetic

La întreruperea curentului electric printr-o bobină se constată că datorită t.e.m. induse, curentul continuă să treacă pentru un timp scurt. În acest timp intensitatea curentului electric scade de la I la 0, deci şi inducția câmpului magnetic a curentului scade, până la anulare. Acest fenomen dovedeşte că *prin câmpul magnetic se înmagazinează energie care apoi face un lucru mecanic în vederea deplasării sarcinii electrice q prin circuit.*

Energia câmpului magnetic poate fi calculată astfel

$$W_m = L = q \cdot \varepsilon \qquad (9.64)$$

iar t.e.m. autoindusă este

$$\varepsilon = -L\frac{dI}{dt} = -L\frac{0-I}{\Delta t} = \frac{LI}{\Delta t} \tag{9.65}$$

Sarcina electrică q transportată prin circuit în intervalul de timp Δt poate fi exprimată folosind valoarea medie a curentului electric

$$I_{med} = \frac{I+0}{2} = \frac{I}{2} \tag{9.66}$$

Ştiind că $I = \dfrac{q}{\Delta t}$, putem scrie relația

$$q = I_{med} \cdot \Delta t = \frac{I}{2}\Delta t \tag{9.67}$$

Astfel, energia câmpului magnetic se poate exprima prin relația

$$W_m = \frac{I}{2}\Delta t \cdot \frac{L \cdot I}{\Delta t} = \frac{L \cdot I^2}{2} \tag{9.68}$$

Ştiind expresia inductanței unei bobine, $L = \dfrac{\mu \cdot N^2 \cdot S}{l}$, şi a inducției magnetice a câmpului magnetic, $B = \dfrac{\mu \cdot N \cdot I}{l}$, având intensitatea $I = \dfrac{B \cdot l}{\mu \cdot N}$ rezultă formula energiei magnetice

$$W_m = \frac{B^2 \cdot S \cdot l}{2\mu} \tag{9.69}$$

Volumul ocupat de bobină fiind

$$V = S \cdot l \tag{9.70}$$

densitatea de energie se defineşte ca energia unității de volumul

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu} \tag{9.71}$$

În câmp magnetic neuniform energia magnetică totala este

$$W_m = \int_v w_m \cdot dV = \frac{1}{2 \cdot \mu} \cdot \int_v B^2 dV \tag{9.72}$$