~ CURS 3 ~

2. Regim electrocinetic

2.1. Starea de conducţie electrică

Experimental, s-a constatat că există o stare specifică numai corpurilor conductoare, în care acestea suferă acţiuni din partea câmpului electromagnetic, stare numită *de conducţie electrică* sau *stare electrocinetică*. Corpurile aflate în stare de conducţie electrică sunt sediul unui fenomen numit *curent electric de conducţie*.

Identificarea şi recunoaşterea acestei stări se face (ca şi în cazul stării de electrizare) prin intermediul efectelor caracteristice ce o însoţesc:

- *mecanică*: câmpul electromagnetic exercită asupra conductoarelor aflate în stare electrocinetică forţe diferite de cele electrice şi magnetice;
- *magnetică*: conductoarele aflate în această stare îşi asociază un câmp magnetic;
- *termică*: starea electrocinetică a conductoarelor este de obicei însoţită de dezvoltare de căldură (cu excepţia corpurilor supraconductoare);
- *optică*: emisie de lumină directă (descărcări electrice în gaze rarefiate) sau ca urmare a încălzirii conductoarelor (incandescenţă);
- *electrică*: sarcina electrică a conductoarelor poate varia;
- *chimică*: la unele conductoare, această stare este însoţită de procese şi transformări chimice.

Starea de conducţie electrică, deci curentul electric de conducţie poate avea loc numai în conductoare din care se realizează un circuit închis, indiferent cât este de mare lungimea acestuia.

Starea electrocinetică a corpurilor este diferită în conductoare aflate în stări diferite de agregare. Astfel, în *conductoarele de speţa I* - conductoarele solide, realizate din materiale metalice, materiale având la bază carbonul sub diferite forme (cum ar fi grafit, negru de fum, pulbere de cărbune presate sau sinterizate) şi unele săruri solide, are loc o conducţie electrică electronică (deplasarea electronilor slabi legaţi în sens opus câmpului). A doua categorie de conductoare, numite de *conductoare de speţa a II-a*, sunt soluţii lichide ale unor baze, acizi sau săruri. În urma procesului de dizolvare a substanţei în solvent are loc un proces de disociere electrolitică a moleculelor în ioni pozitivi şi negativi, conducţia se face pe baza deplasării ionilor pozitivi în sensul câmpului electric şi a ionilor negativi în sens opus câmpului electric). Aceste conductoare în starea de conducţie electrică sunt sediul unor procese chimice, deci în acestea se manifestă şi efectul chimic. Ele sunt plasate în doze electrolitice pentru închiderea circuitului electric.

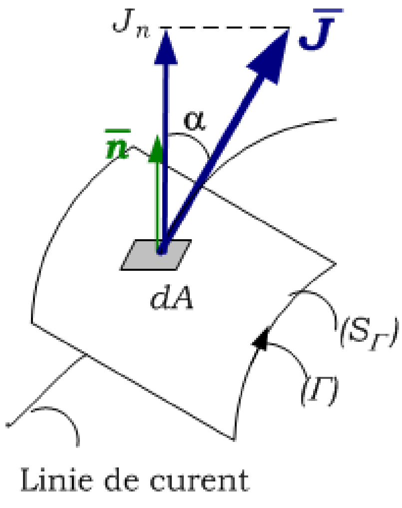


Fig. 2.1. Densitatea curentului electric

Starea de conducţie electrică este caracterizată de mărimile:

- $\overline{\mathbf{J}}[A/m^2]$ – numită *densitatea curentului electric de conducţie*, mărime derivată vectorială ce caracterizează local fenomenul de conducţie;

- $i[A]$ – numită *intensitatea curentului electric de conducţie*, mărime primitivă scalară orientată ce caracterizează global fenomenul de conducţie.

Relaţia dintre cele două mărimi este:

$$i = \int_{S_\Gamma} \overline{\mathbf{J}} \cdot \overline{\mathbf{n}} \cdot dA = \int_{S_\Gamma} J \cdot dA \cdot cos\,\alpha = \int_{S_\Gamma} J_n \cdot dA$$

În fiecare punct al conductoarelor în stare de conducţie electrică există un vector $\overline{\mathbf{J}}$ densitate a curentului electric de conducţie, situaţie similară cu existenţa unui câmp vectorial caracterizat de linii de câmp, tangente în fiecare punct la vectorul câmp. Prin similitudine cu câmpul vectorial, se definesc „liniile de câmp" ale vectorului densitate a curentului electric de conducţie, numite linii de curent. Câmpul electric solenoidal, creat de corpuri în stare de conducţie electrică, este caracterizat de aceleaşi mărimi ca şi câmpul coulombian creat de corpuri electrizate.

Conductorul filiform este conceput ca un conductor de lungime foarte mare în raport cu dimensiunile transversale, cu o secţiune constantă A ($l >> \sqrt{A}$). Densitatea de curent $\overline{\mathbf{J}}$ are aceeaşi valoare în orice punct al secţiunii transversale. Densitatea de curent are orientarea normală faţă de secţiunea transversală, deci este coliniară cu versorul normalei la aceasta şi cu elementul de arc pe curba mediană: $\overline{\mathbf{J}} \,||\, \overline{\mathbf{n}} \,||\, \overline{\mathbf{dl}}$ (Fig. 2.2) astfel că:

$$i = \int_S \overline{\mathbf{J}} \cdot \overline{\mathbf{n}} \cdot dA = \int_S J \cdot dA = J \int_S dA = J \cdot A$$

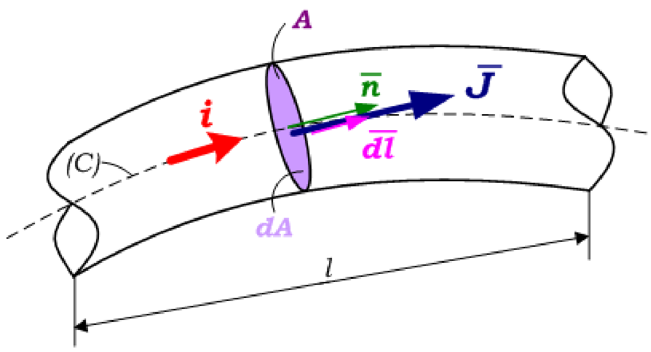


Fig. 2.2. Conceptul de conductor filiform.

2.2. Legea conservării sarcinii electrice

A. Forma integrală

Enunţ: Intensitatea curentului electric de conducţie ce iese printr-o suprafaţă închisă Σ este egală cu viteza de scădere în timp a sarcinii electrice conţinute în domeniul V_Σ delimitat de acea suprafaţă:

$$i_{\Sigma} = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \cdot q_{V_{\Sigma}}$$

sau, în forma dezvoltată, presupunând sarcina electrică repartizată numai în volumul corpurilor:

$$\oint_{\Sigma} \bar{\mathbf{J}} \cdot \bar{\mathbf{n}}_{\Sigma} \cdot \mathrm{d}A = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \int_{V_{\Sigma}} \rho_v \mathrm{d}v$$

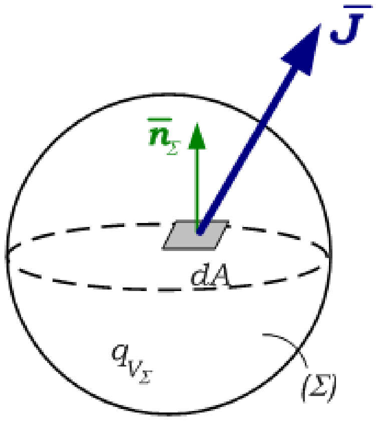


Fig. 2.3. Explicativă pentru legea conservării sarcinii electrice.

Considerând suprafaţa ataşată corpurilor în mişcare şi calculând derivata substanţială a integralei, aplicând apoi teorema Gauss-Ostrogradsky se obţine forma integrală dezvoltată a legii:

$$\oint_{\Sigma} \bar{\mathbf{J}} \cdot \bar{\mathbf{n}}_{\Sigma} \cdot \mathrm{d}A = -\int_{V_{\Sigma}} \left[\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + div(\bar{\mathbf{v}} \rho_S) \right] \mathrm{d}v = -\int_{V_{\Sigma}} \frac{\partial \rho_v}{\partial t} \mathrm{d}v - \oint_{\Sigma} \bar{\mathbf{v}} \rho_v \bar{\mathbf{n}}_{\Sigma} \mathrm{d}A$$

Mişcarea dirijată a sarcinilor electrice „legate" de corpuri (asociate lor), în raport cu o anumită suprafaţă, se numeşte convecţie electrică, iar mărimea:

$$i_{cv\Sigma} = \oint_{\Sigma} \bar{\mathbf{v}} \rho_v \bar{\mathbf{n}}_{\Sigma} \mathrm{d}A\,,$$

se numeşte intensitatea curentului electric de convecţie.

B. Forme locale

Relaţia anterioară se poate rescrie:

$$\oint_{\Sigma} \left(\bar{\mathbf{J}} + \bar{\mathbf{v}} \rho_V \right) \bar{\mathbf{n}}_{\Sigma} \mathrm{d}A = -\int_{V_{\Sigma}} \frac{\partial \rho_V}{\partial t} \mathrm{d}v$$

Această relaţie arată că sarcina electrică dintr-un domeniu delimitat de Σ scade atât datorită curentului de conducţie cât şi a celui de convecţie care părăseşte suprafaţa Σ.

Aplicând teorema Gauss-Ostrogradski se obţine:

$$div\left(\bar{\mathbf{J}}+\bar{\mathbf{v}}\rho_v\right)=-\frac{\partial\rho_v}{\partial t}$$

care reprezintă forma locală a legii pentru domenii de continuitate şi netezime a proprietăţilor fizice locale.

Utilizând forma integrală a legii, în care sarcina se presupune localizată numai pe suprafeţe de discontinuitate dintre două medii imobile, rezultă:

$$div_s\bar{\mathbf{J}}=\bar{\mathbf{n}}_{12}\cdot(\bar{\mathbf{J}}_2-\bar{\mathbf{J}}_1)=-\frac{\partial\rho_s}{\partial t}$$

Se remarcă faptul că dacă suprafaţa de discontinuitate este neîncărcată electric $(\rho_S=0)$ sau sarcina localizată pe ea este invariabilă în timp $(\rho_S=\text{const.})$, traversarea ei de către liniile de curent se face astfel încât să se conserve componenta normală a densităţii curentului electric de conducţie.

$$\bar{\mathbf{n}}_{12}\cdot(\bar{\mathbf{J}}_2-\bar{\mathbf{J}}_1)=0\Rightarrow J_{2n}-J_{1n}=0\Rightarrow J_{1n}=J_{2n}$$

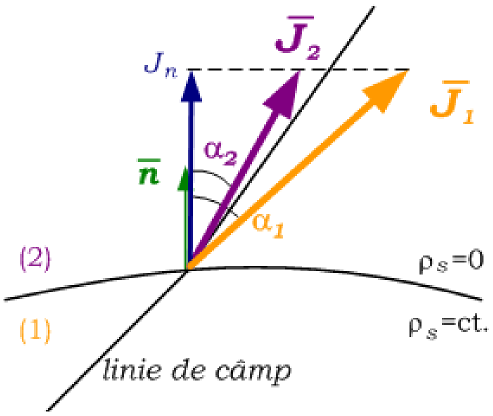


Fig. 2.4. Conservarea componentei normale a densităţii curentului electric.

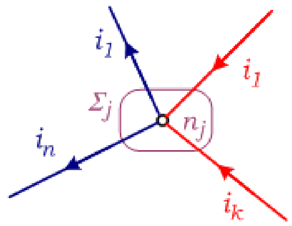


Fig. 2.5. Explicativă pentru teorema I a lui Kirchhoff.

<u>OBS:</u> În regim electrocinetic staţionar şi cvasistaţionar, legea conservării sarcinii electrice devine:

$$i_\Sigma=\sum_{i_k\in nj}i_k=0$$

şi reprezintă *teorema întâi a lui Kirchhoff*, cu enunţul: *suma algebrică a curenţilor din laturile* l_k *incidente într-un nod* n_j *al unui circuit electric este nulă.*

2.3. Starea electrocinetică datorată unor motive neelectrice

Experienţa arată că starea electrocinetică a conductoarelor este produsă uneori de cauze de natură neelectromagnetică (de exemplu, pila galvanică). Efectul acestor cauze se echivalează cu efectul unui câmp electric ce ar determina aceeaşi stare electrocinetică, numit *câmp electric imprimat*.

Intensitatea câmpului electric imprimat $(\overline{\mathbf{E}}_i)$ este o mărime de material ce caracterizează conductoarele neomogene din punct de vedere structural, termic, chimic şi/sau accelerate.

Se poate astfel introduce mărimea scalară:

$$e_{i(\Gamma)} = \oint_{(\Gamma)} \overline{\mathbf{E}}_i \cdot \overline{\mathbf{dl}}$$

ce poartă denumirea de *tensiunea electromotoare imprimată*.

2.4. Legea conducţiei electrice

Aceasta este o lege de material care stabileşte cauzele fenomenului de conducţie electrică într-un conductor.

A. Forma locală

Enunţ: Suma vectorială dintre intensitatea câmpului electric $(\overline{\mathbf{E}})$ și intensitatea câmpului electric imprimat $(\overline{\mathbf{E}}_i)$ din interiorul unui conductor izotrop este proporţională în orice punct cu densitatea curentului de conducţie din acel punct.

Pentru materiale omogene se obţine forma:

$$\overline{\mathbf{J}} = \sigma \cdot (\overline{\mathbf{E}} + \overline{\mathbf{E}}_i)$$

în care mărimea σ este o constantă de material denumită *conductivitate electrică*.

Relația anterioară se mai poate scrie şi sub forma:

$$\overline{\mathbf{E}} + \overline{\mathbf{E}}_i = \rho \overline{\mathbf{J}}$$

în care mărimea $\rho = \frac{1}{\sigma}$ se numește *rezistivitate electrică*.

Rezistivitatea (sau conductivitatea) electrică depinde de mai mulți parametri fizici, dintre care importantă este temperatura:

$$\rho = \rho_0[1 + \alpha_1(\theta - \theta_0) + \alpha_2(\theta - \theta_0)^2 + \ldots] = \rho_0 [1 + \alpha_1(\theta - \theta_0)]$$

unde ρ și ρ_0 reprezintă rezistivitatea la temperaturile θ si θ_0, iar α_k se numesc coeficienți termici (ei scad rapid cu ordinul lui *k*, de aceea se pot ignora termenii la α_2, α_3 ….)

Pentru unele dintre cele mai uzuale conductoare avem:

Al:	ρ_o =2,65*10^{-8} [Ωm]	α_1=4,3*10^{-3} K^{-1}
Fe:	ρ_o =10…15*10^{-8} [Ωm]	α_1 =6,5*10^{-3} K^{-1}
Cu:	ρ_o =1,7*10^{-8} [Ωm]	α_1=4,3*$10^{-3}$$K^{-1}$

B. Forma integrală a legii pentru conductoare filiforme

Integrând forma generală între două puncte *M* şi *N*, de-a lungul unei curbe *C* a unui conductor filiform se obţine:

$$\int_{M(C)}^{N} \overline{\mathbf{E}}\overline{\mathbf{dl}} + \int_{M(C)}^{N} \overline{\mathbf{E}}_i\, \overline{\mathbf{dl}} = \int_{M(C)}^{N} \rho \overline{\mathbf{J}}\overline{\mathbf{dl}}$$

unde termenii din membrul stâng poartă următoarele denumiri:

$u_b = \int_{M(C)}^{N} \overline{\mathbf{E}}\overline{\mathbf{dl}}$ – tensiunea electrică de-a lungul conductorului.

$e_i = \int_{M(C)}^{N} \overline{\mathbf{E}}_i \overline{\mathbf{dl}}$ – tensiunea electromotoare a câmpului electric imprimat.

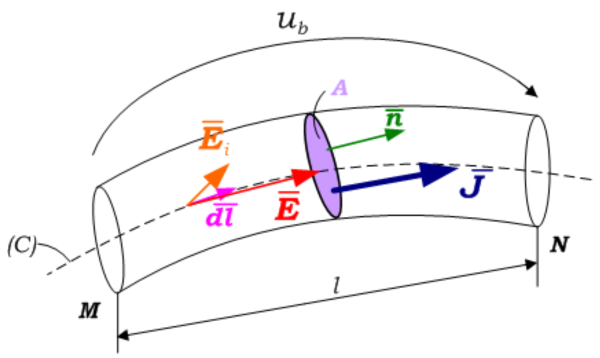


Fig.2.6. Explicativă pentru forma integrală a legii conducţiei electrice.

Dezvoltând succesiv integrala din membrul drept se obține:

$$\int_{M(C)}^{N} \rho \overline{\mathbf{J}}\overline{\mathbf{dl}} = \int_{M(C)}^{N} \rho \frac{i}{A} dl = i \int_{M(C)}^{N} \rho \frac{dl}{A}$$

Pentru un conductor de secțiune constantă, neramificată, mărimea: $R = \int_{(C)} \frac{\rho}{A} dl$ se definește ca fiind *rezistenţa electrică* a conductorului.

Pentru un conductor omogen (ρ = const.), de secţiune constantă:

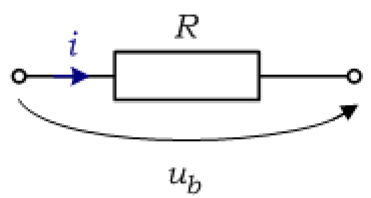
$$R = \rho \frac{l}{A}$$

Revenind la forma integrală iniţială se obţine:

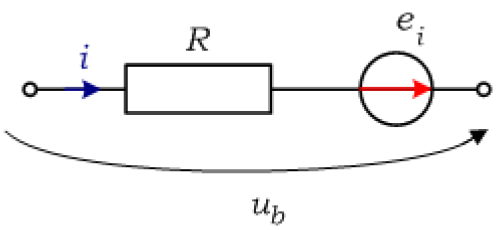
$$u_b + e_i = R \cdot i \text{ sau } i = G(u_b + e_i)$$

unde $G = 1/R$ – conductanța electrică.

Un conductor având o anumită rezistenţă, dar lipsit de câmp electric imprimat se reprezintă ca în cazul *a*), iar dacă el este şi sediul unui câmp electric imprimat, conductorul se reprezintă ca o sursă reală de tensiune – cazul *b*.

a) 

$$u_b = R \cdot i$$

b) 

$$u_b = R \cdot i - e_i$$

<u>OBS</u>: Există o clasă de materiale utilizate în tehnică pentru care relaţia $J(E)$ sau $u_b\,(i)$ este neliniară, reprezentată de conductoarele neliniare.

C. Condiția de echilibru electrostatic. Conductoare în câmp electrostatic

Pentru conductoarele în regim electrostatic fiind valabil $\bar{\mathbf{J}} = 0$, legea capătă forma:

$$\bar{\mathbf{E}} + \bar{\mathbf{E}}_i = 0$$

numită *condiția de echilibru electrostatic*.

Dacă avem un conductor perfect omogen structural, mecanic, termic şi chimic şi imobil (adică nu este sediul unui câmp electric imprimat $\bar{\mathbf{E}}_i = 0$), condiția devine:

$$\bar{\mathbf{E}} = 0$$

O consecință a acestui fapt este că la introducerea într-un câmp electric, un conductor neutru se electrizează. Fenomenul, denumit *electrizare prin influență*, constă în repartizarea unor sarcini electrice pe suprafața conductorului, fără modificarea sarcinii sale totale.

Proprietățile conductoarelor omogene şi neaccelerate în regim electrostatic sunt:

A. intensitatea câmpului electrostatic în interiorul acestor conductoare este nulă. În fiecare punct al suprafeței acestor conductoare, câmpul electrostatic are numai componentă normală pe suprafață;

B. toate punctele din interiorul unui conductor au același potențial, deci suprafețele acestor conductoare sunt echipotențiale și liniile de câmp sunt perpendiculare pe ele;

C. sarcina electrică a conductoarelor este repartizată superficial, iar sarcina din interiorul conductoarelor este nulă;

D. inducția electrică este normală pe suprafața acestor conductoare și numeric egală în orice punct cu densitatea superficială a sarcinii electrice;

E. în cavitățile fără sarcini electrice din interiorul conductoarelor câmpul electric este nul (efect Faraday);

F. orice suprafață echipotențială din câmp poate fi înlocuită cu o suprafață conductoare fără a perturba câmpul.