CURS 8

Capitolul VII. ELECTROSTATICĂ (continuare)

8.1 Dielectrici în câmp electric

Dielectricii (izolatorii) *sunt medii în care nu apare curent electric în prezența unui câmp electric extern.* Cu toate acestea dielectricii îşi modifică starea electrică sub acțiunea câmpurilor electrice. Astfel, proprietatea electrică fundamentală a dielectricilor o constituie apariția efectului de polarizare sub acțiunea câmpului electric.

Într-un dielectric, la nivelul atomilor şi moleculelor, există două tipuri de dipoli electrici microscopici:

1. ***dipoli electrici permanenți*** (există indiferent de acțiunea unor factori externi);

2. ***dipoli electrici induşi*** (sunt generați prin acțiunea unui câmp electric exterior asupra dielectricului).

Având în vedere de cele menționate mai sus, la introducerea unui dielectric într-un câmp electric exterior se vor produce în esență următoarele efecte:

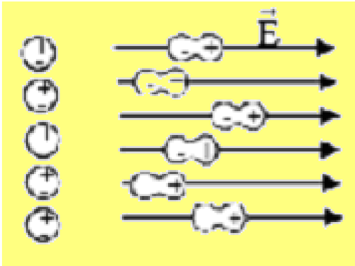
a.Dacă dielectricul nu conține dipoli electrici permanenți, câmpul va deforma distribuția sarcinilor electrice la nivelul atomilor (moleculelor) astfel încât centrul sarcinilor electrice negative să se deplaseze față de centrul sarcinilor electrice pozitive si va genera apariția unor dipoli electrici induşi care vor fi aliniați pe direcția sa;

b.Dacă dielectricul conține dipoli electrici ***permanenți***, câmpul electric va determina alinierea acestora pe direcția sa.

Astfel, sub acțiunea câmpului electric, dielectricul suferă fenomenul de ***polarizare electrică*** *care constă din procesul de ordonare a orientării dipolilor electrici microscopici pe direcția câmpului electric.* Procesul de ordonare a orientării dipolilor microscopici sub acțiunea câmpului electric este perturbat de agitația termică, care are un efect contrar.

Există trei mecanisme prin care un dielectric se poate polariza:

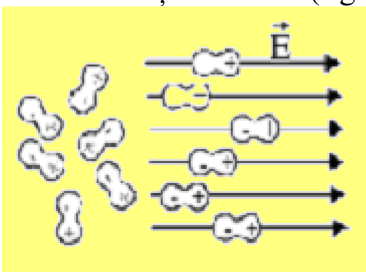
<u>a) Polarizarea electronică</u> se datorează electronilor din dielectricii alcătuiți din atomi, ioni sau moleculele simetrice, în care centrul sarcinilor (de pe nucleu) pozitive coincide cu centrul sarcinilor negative (norul electronic). În prezența unui câmp electric are loc o deplasare relativă a centrului sarcinilor negative (electronii) față de nucleu astfel încât întreg ansamblul atomic (inoc, molecular) se manifestă ca un dipol electric (fig.8.1). Polarizarea electronică nu depinde de agitația termică. Să observăm faptul că în dielectricii cu molecule simetrice (atomi, ioni simetrici) nu există dipoli electrici permanenți, ei fiind induşi prin acțiunea câmpului electric.



a ***b***

Fig.8.1 Polarizare electronică: ***a.*** atomii în câmp electric nul; ***b.***atomi în câmp electric diferit de zero.

<u>b) Polarizarea de orientare dipolară</u> este prezentă în dielectricii constituiți din molecule nesimetrice (molecule polare) în care centrul sarcinilor pozitive nu coincide cu centrul sarcinilor negative, deci în care există dipoli electrici permanenți. Un exemplu în acest sens îl constituie oxidul de carbon în care moleculele posedă un moment dipolar permanent. Din cauza agitației termice dipolii sunt orientați haotic. În prezența unui câmp electric ei tind să se ordoneze orientându-se în direcția acestuia (fig.8.2).



a ***b***

Fig.8.2 Polarizarea de orientare: ***a.*** dipolii permanenți (atomici/moleculari) în câmp electric nul; ***b.*** în câmp electric diferit de zero.

<u>c) Polarizarea ionică</u> apare prin deplasarea ionilor din pozițiile de echilibru sub acțiunea unui câmp electric. Este caracteristică cristalelor ionice.

Este evident faptul că toate substanțele prezintă polarizare electronică. În plus, unele substanțe prezintă şi polarizare ionică sau polarizare de orientare.

Observăm faptul că mecanismele responsabile pentru realizarea procesului de polarizare electrică acționează la scară atomică.

Fenomenul de polarizare a dielectricilor are consecințe extrem de importante, aşa cum rezultă din examinarea figurii 8.3, care prezintă un dielectric polarizat. Observăm că la capetele dielectricului apar sarcini electrice necompensate deşi în dielectric nu se poate produce un curent de conducție. Aceste sarcini electrice constituie efectul ordonării orientării dipolilor microscopici sub acțiunea câmpului electric. Ele produc un câmp electric de polarizare, $\vec{E}_p$, care are sens contrar câmpului electric exterior, $\vec{E}_0$, care generează efectul de polarizare electrică.

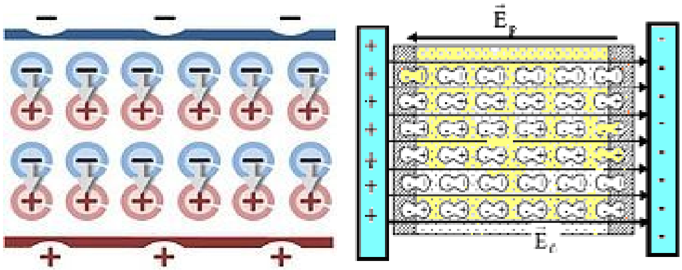


Fig.8.3 Apariția sarcinilor electrice necompensate şi a câmpului electric de polarizare în dielectricul supus acțiunii unui câmp electric.

Fie un dielectric ce conține N dipoli electrici elementari pe unitatea de volum, fiecare având momentul dipolar electric $\vec{p}$. Pentru simplitate vom neglija interacțiunea dintre momentele de dipol precum şi câmpul electric produs de aceştia. Momentul de dipol asociat unui element de volum infinit mic dv este $\vec{p}Ndv$, unde produsul $\vec{p}N$ se numeşte ***densitate de polarizare***, $\vec{P}$ **.**

Datorită alinierii dipolilor elementari în câmp electric, la suprafața dipolului se produce o acumulare de sarcină electrică. Vom încerca să asociem momentele de dipol cu densitatea de sarcină de la suprafața dielectricului. Pentru aceasta se consideră un element de volum de dielectric, de formă paralelipipedică, cu suprafața bazei $dxdy$ şi grosimea d (Fig.8.4). Presupunând dielectricul omogen şi izotrop, direcția vectorului de polarizare generat de elementul de volum de dielectric va coincide cu direcția câmpului electric.

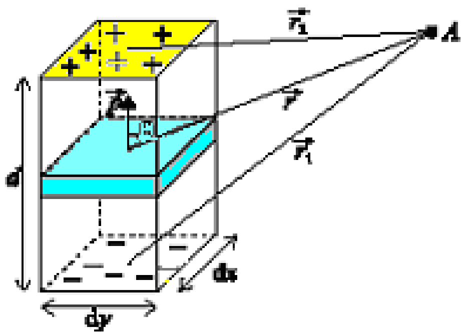


Fig.8.4 Câmp electric creat de un element de volum dintr-un dielectric polarizat.

Fie acum un element de volum volum infinitezimal, $dv = dxdydz$, din paralelipipedul considerat. Conform celor afirmate anterior, acesta va avea un moment dipolar electric

$$\vec{P}dv = \vec{P}dxdydz \tag{8.1}$$

iar potențialul creat de acesta în punctul *A* (situat suficient de departe) este

$$dV = \frac{Pdxdydz\cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \tag{8.2}$$

Notând $dS = dxdy$ şi integrând în raport cu *z* se obține

$$V_A = \frac{PdS}{4\pi\varepsilon_0}\int_{z_1}^{z_2}\frac{dz\cos\theta}{r^2} = \frac{PdS}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = \frac{PdS}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right) \tag{8.3}$$

Rezultatul obținut este echivalent cu expresia potențialului creat de două sarcini punctiforme egale şi de semn contrar având valoarea *PdS*, cu sarcina +*PdS* situată un capăt al paralelipipedului (la distanța $\vec{r}_1$ față de punctul *A*) şi sarcina -*PdS* situată la celălalt capăt al acestuia (la distanța $\vec{r}_2$ față de punctul *A*). Să observăm că *P* joacă rolul unei densități superficiale de sarcină electrică.

O placă dielectrică introdusă între plăcile unui condensator plan poate fi descompusă în elemente de volum paralelipipedice de tipul prezentat anterior. În consecință, pe suprafața plăcii vor apare două distribuții de sarcini electrice plan paralele, având densitățile electrice superficiale $\sigma_+ = +P$ şi $\sigma_- = -P$.

Dacă $\vec{P}$ nu este perpendicular pe suprafața dielectricului, densitatea de sarcină de pe suprafața acestuia este egală cu componenta normală a densității de polarizare

$$\sigma = P_n = P\cos\theta \tag{8.4}$$

unde θ este unghiul dintre $\vec{P}$ şi normala la suprafață.

8.2. Capacitatea condensatorului

Fie un condensator cu fețe plan paralele (Fig.8.5). Introducem între plăcile condensatorului o placă de material dielectric. Sarcinile electrice induse prin polarizare la suprafața dielectricului produc un câmp electric macroscopic în interiorul materialului. Acesta se numeşte *câmp de depolarizare* deoarece el este de sens contrar câmpului electric exterior. Apariția câmpului de depolarizare produce creşterea capacității condensatorului.

Fie S suprafața armăturilor condensatorului, d distanța dintre plăcile sale şi σ densitatea de sarcină electrică de pe plăci. Aplicând legea lui Gauss pentru una dintre plăcile condensatorului rezultă

$$\begin{aligned} ES &= \frac{1}{\varepsilon_0}(\sigma - P)S \\ E\varepsilon_0 &= \sigma - P \end{aligned} \tag{8.5}$$

de unde

$$\sigma = E\varepsilon_0 + P \tag{8.6}$$

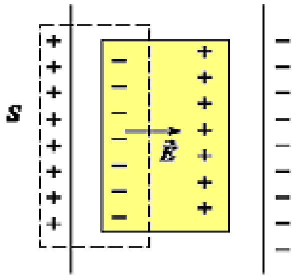


Fig.8.5 Condensator plan cu dielectric între plăci.

Capacitatea condensatorului cu dielectric este

$$C = \frac{q}{U} \tag{8.7}$$

unde q reprezintă sarcina electrică de pe plăcile condensatorului iar U reprezintă diferența de potențial dintre plăci. Tinând cont de relațiile (7.14) şi (8.4) putem scrie mai departe

$$\begin{aligned} C &= \frac{\sigma S}{Ed} = \frac{E\varepsilon_0 + P}{E} \times \frac{S}{d} \\ C &= \left(1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}\right)\frac{\varepsilon_0 S}{d} = \left(1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}\right)C_o \end{aligned} \tag{8.8}$$

Aici

$$C_o = \frac{\varepsilon_0 S}{d} \tag{8.9}$$

reprezintă capacitatea condensatorului în absența dielectricului. Factorul ε_r cu care creşte capacitatea condensatorului la introducerea dielectricului între plăci se numeşte ***permitivitatea electrică relativă*** a dielectricului

$$\varepsilon_r = \frac{C}{C_o} = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} \tag{8.10}$$

Menționăm faptul că ε_r depinde numai de natura dielectricului nu şi de dimensiunile acestuia. Din relație (7.62) se exprimă densitatea de polarizare

$$P = (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 E \tag{8.11}$$

care poate fi scrisă

$$P = \varepsilon_0 \chi E \tag{8.12}$$

unde

$$\chi = (\varepsilon_r - 1) \tag{8.13}$$

şi se numeşte ***susceptibilitatea electrică*** a dielectricului.

8.3 Legea lui Gauss în dielectrici

Într-un dielectric pot exista şi sarcini libere, astfel că densitatea totală de sarcini este egală cu suma dintre densitatea sarcinilor libere ρ_l şi densitatea de sarcini de polarizare ρ_p

$$\rho = \rho_l + \rho_p \tag{8.14}$$

Câmpul macroscopic este legat de densitatea totală de sarcină prin relația

$$\nabla\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{\rho_l + \rho_p}{\varepsilon_0}$$

$$\nabla\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\left(\rho_l - \nabla\vec{P}\right) \tag{8.15}$$

$$\varepsilon_0 \nabla\vec{E} + \nabla\vec{P} = \rho_l$$

Deoarece $\vec{P}$ depinde de $\vec{E}$, $\nabla\vec{P} \neq 0$ numai dacă $\rho_l \neq 0$. Există o densitate de sarcini de polarizare ρ_p numai în regiunile în care există sarcini libere. Se observă că

$$\nabla\left(\varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}\right) = \rho_l \tag{8.16}$$

Se defineşte, astfel, o nouă mărime vectorială, anume vectorul ***inducția câmpului electric***

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \tag{8.17}$$

de unde

$$\nabla \vec{D} = \rho_l \tag{8.18}$$

Cunoscând expresia (8.11) pentru $\vec{P}$ putem scrie pentru vectorul inducție a câmpului electric

$$\vec{D} = (1+\chi)\varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon \vec{E} \tag{8.19}$$

Fluxul inducției câmpului electric printr-o suprafață închisă se calculează utilizând teorema lui Gauss

$$\int_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \nabla \vec{D} dV = \int_V \rho_l dV \tag{8.20}$$

sau

$$\nabla \vec{D} = \rho_l \tag{8.21}$$

Această relație reprezintă ***legea lui Gauss în medii materiale*** *care afirmă că fluxul inducției câmpului electric printr-o suprafață închisă este egal cu sarcina liberă totală din interiorul acelei suprafețe.*

8.4 Polarizarea sistemului de dipoli electrici independenți

Fie un sistem de *N* dipoli electrici independenți având momentul electric dipolar $\vec{p}$. Dacă orientarea dipolilor este haotică, după axa Ox vor fi orientați preponderant un număr de $\frac{1}{3}N$ dipoli. Notăm cu N_1 numărul dipolilor paraleli cu axa *Ox* şi orientați în sensul pozitiv al acesteia, respective cu N_2 numărul celor orientați în sensul negativ al axei. Mărimea vectorului polarizație electrică pe direcția axei *Ox* va fi

$$\vec{P} = \frac{N_1 p - N_2 p}{V} \tag{8.22}$$

Presupunem că dipolii electrici considerați sunt supusi nu numai agitației termice dar şi acțiunii unui câmp electric. Deoarece situația este asemănătoarea cu aceea a moleculelor de gaz plasate în câmpul gravitațional terestru, considerăm că dipolii sistemului considerat pot fi analizați folosind o distribuție de tip Boltzmann. Vom avea atunci

$$N_1 = \frac{N}{6} e^{-\frac{W_1}{kT}} \tag{8.23}$$

$$N_2 = \frac{N}{6} e^{-\frac{W_2}{kT}} \tag{8.24}$$

unde $W_1 = -pE$ şi $W_2 = pE$ sunt energii dipolilor paraleli, respectiv antiparaleli, cu câmpul electric.

Analizăm mărimea parametrilor ce apar ca variabile ale funcției exponențiale în relațiile (8.23) şi (8.24).

$$p = er \cong 1.6\times10^{-19}C\times10^{-10}m = 1.6\times10^{-29}Cm$$

$$pE \cong 1.6\times10^{-29}Cm\times10^{5}\frac{V}{m} = 1.6\times10^{-24} = 10^{-5}eV\ (campul\ uzual\ E \le 10^{5}V/m)$$

$$k_bT \cong 1.38\times10^{-23}\frac{Joule}{grad}\times T \approx 10^{-22} \div 10^{-20}Joule = 10^{-3} \div 10^{-1}eV,\ pentru$$

pentru $T \in 10 \div 10^3 K$.

Aceste date ne permit să constatăm că variabila exponențialei este foarte mică căci kT » W. Aceasta face posibilă dezvoltarea în serie a exponențialei

$$e^x \cong 1 + x + x^2 + ... \tag{8.25}$$

Cu aceasta putem scrie că

$$N_1 = \frac{\text{N}}{6}(1-\frac{W_1}{kT}) = \frac{N}{6}(1+\frac{pE}{kT}) \tag{8.26}$$

$$N_2 = \frac{\text{N}}{6}(1+\frac{W_2}{kT}) = \frac{N}{6}(1-\frac{pE}{kT}) \tag{8.27}$$

Cu acestea polarizația electric a sistemului de dielectrici va fi

$$P = \frac{(N_1 - N_2)p}{V} = \frac{\frac{N}{6}2pE}{kTV} = \frac{Np^2E}{3kTV} = n\frac{p^2E}{3kT} \tag{8.28}$$

Deoarece polarizabilitatea electrică a unui dielectric se defineşte conform relației (8.12) rezultă că

$$\chi = \frac{np^2}{3\varepsilon_0 kT} \tag{8.29}$$

şi se numeşte ***legea lui Curie*** pentru polarizarea electrică. Susceptibilitatea electrica χ se leaga de un alt parametru important pentru definirea proprietatilor electrice ale unui dielectric

$$\chi = n\alpha \tag{8.30}$$

unde α =***polarizabilitatea electrică a dielectricului***.

Capitolul VIII. ELECTROCINETICĂ

8.5 Curentul electric

Electrocinetica studiază regimul dinamic al sarcinilor electrice, în special mişcarea ordonată a acestora în spaţiu. O deplasarea ordonată de particule încărcate cu sarcină electrică sub acţiunea câmpului electric formează un ***curent electric.*** Astfel de particule poartă numele de ***purtători de sarcină***. Curentul se poate datora mai multor tipuri de purtători de sarcină. Spre exemplu, în gaze purtătorii de sarcină sunt atât electronii cât şi ionii încărcaţi pozitiv, în metale ei sunt electronii de conducţie, în semiconductori sunt electronii şi golurile, etc. Deci, pentru a avea un curent electric intr-un mediu oarecare acesta trebuie să conţină purtători de sarcină electrica capabili să se deplaseze sub acţiunea unui câmp electric. Un mediu fără purtători de sarcină capabili să se deplaseze sub acţiunea unui câmp electric poartă numele de ***izolator***. În cazul unui metal, aflat la o temperatură peste 0 *K*, electronii sunt într-o continuă stare de agitaţie termică. Prin aplicarea unui câmp electric, peste mişcarea de agitaţie termică se suprapune o mişcare ordonată a electronilor ce vor fi dirijaţi în sens invers câmpului electric. Un astfel de mediu poartă numele de ***conductor***.

Cele mai importante efecte observate la trecerea curentului electric printr-un conductor parcurs de curent electric sunt

a) ***efecte mecanice*** – exercitare de forţe şi momente de forţe asupra conductorului parcurs de curent electric; acest efect evidenţiază faptul că prin trecerea unui curent electric prin conductor în jurul acestuia se va produce un câmp electric şi un câmp magnetic.
b) ***efecte chimice*** – reacţii de electroliză în soluţii, urmate de depunerea la catod a ionilor pozitivi proveniţi din descompunerea soluţiei, iar anod a ionilor negativ ;
c) ***efecte calorice*** – dezvoltarea de căldură în conductoarele parcurse de curent ;
d) ***efecte luminoase*** – emisia de energie sub formă de lumină.

Aceasta arată că la trecerea curentului electric, conductoarele devin sediul unor transformări energetice puse în evidență prin efecte mecanice, termice, magnetice şi chimice.

8.2 Mărimi caracteristice curentului electric

a. Intensitatea curentului electric.

Intensitatea curentului electric *este o mărime fizică scalară care reprezintă sarcina electrică netă care traversează suprafața transversală a unui conductor, în unitatea de timp*

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \tag{8.31}$$

În SI, intensitatea este considerată ca o mărime fizică fundamentală, unitatea sa de măsură fiind amperul (A). ***Amperul*** este curentul electric care, menținut în două conductoare paralele şi rectilinii, de lungime infinită şi secțiune circulară neglijabilă, aflate în vid la distanța de 1m unul de altul, produce o forță între conductoare de 2×10^{-7}N/m.

b. Densitatea de curent.

Fie un conductorul omogen şi izotrop care conține un singur tip de purtători de sarcină q, densitatea acestora fiind n. Prin aplicarea unui câmp electric conductorului, sarcinilor sale li se imprimă o mişcare ordonată în sensul câmpului dacă sarcinile sunt pozitive şi în sens invers câmpului dacă sarcinile sunt negative. Se consideră că viteza medie a mişcării de transport este $\vec{v}$.

Pentru a defini densitatea de curent vom considera o porțiune de conductor a cărui secțiune transversală este S şi în interiorul căreia există câmpul electric $\vec{E}$ (fig.8.6).

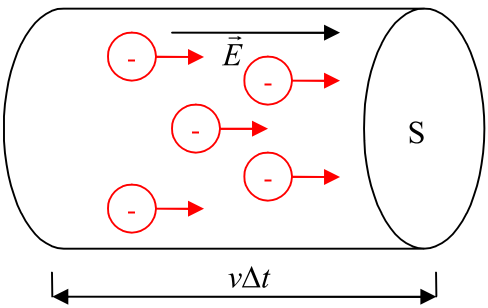


Fig.8.6 Conductor parcurs de curent electric.

În intervalul de timp Δt, numărul purtătorilor de sarcină electrică ce va fi deplasată prin suprafața S va fi aceea conținută în cilindrul cu aria bazei S şi generatoarea $v\Delta t$, adică

$$N = nSv\Delta t \tag{8.32}$$

iar cantitatea de sarcină electrică transportată de aceştia prin suprafața S este

$$\Delta Q = Nq = nSvq\Delta t \tag{8.33}$$

În acest caz, intensitatea curentului este

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = nvqS \tag{8.34}$$

Densitatea de curent *se defineşte ca fiind cantitatea de sarcină electrică care trece în unitatea de timp prin unitatea de suprafață*

$$j = \frac{I}{S} = nqv \tag{8.35}$$

sau ținând cont de caracterul vectorial al acestei mărimi fizice

$$\vec{j} = nq\vec{v} \tag{8.36}$$

Dacă într-un material există mai multe tipuri de purtători de sarcină electrică cu concentrațiile n_i, vitezele medii v_i şi sarcinile q_i, densitatea de curent va fi

$$\vec{j} = \sum_i \vec{j}_i = \sum_i n_i q_i \vec{v}_i \tag{8.37}$$

În SI unitatea de măsură pentru densitatea de curent este A/m^2.

Într-un material neomogen concentrația purtătorilor de sarcină depinde de poziție $n = n(x, y, z)$ astfel încât şi densitatea de curent este diferită de la punct la altul, $\vec{j} = \vec{j}(x, y, z)$, ea fiind o mărime ce caracterizează local curentul electric. Pentru a calcula, în acest caz intensitatea curentului printr-o secțiune S vom considera elementul de arie

$$d\vec{S} = \vec{n}dS \tag{8.38}$$

unde $\vec{n}$ este normala la această suprafață. Dacă vectorul densității curentului nu este perpendicular la elementul de suprafață, la curentul ce trece prin această suprafață contribuie doar componenta normală a densității de curent

$$dI = \vec{j}d\vec{S} \tag{8.39}$$

Intensitatea curentului prin suprafață finită S va fi

$$I = \int_S dI = \int_S \vec{j}d\vec{S} \tag{8.40}$$

Relația (8.40) arată că *intensitatea curentului reprezintă fluxul densității de curent prin suprafața S.*

8.6 Ecuația de continuitate

Fie o suprafață închisă *S* care delimitează volumul *V* în interiorul unui conductor. Deoarece normala la suprafața închisă este îndreptată întotdeauna spre exteriorul acesteia, integrala (8.10) reprezintă sarcina care iese în unitatea de timp din volumul *V* prin suprafața *S*. Conform legii conservării sarcinii electrice, sarcina ce iese din volumul V este egală cu variația sarcinii din acest volum pentru acelaşi interval de timp $(-dq/dt)$, adica

$$\int_S \vec{j}d\vec{S} = -\frac{dq}{dt} \tag{8.41}$$

Exprimând sarcina electrica *q* în funcție de densitatea de sarcină $\rho = \rho(x, y, z)$ conform (7.19) avem

$$q = \int_V \rho(x, y, z)dV \tag{8.42}$$

Atunci relația (8.41) devine

$$\int_S \vec{j}d\vec{S} = -\frac{d}{dt}\int_V \rho dV = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t}dV \tag{8.43}$$

Conform formulei Gauss-Ostrogradski

$$\int_S \vec{j}d\vec{S} = \int_V \nabla\vec{j}dV \tag{8.44}$$

ceea ce face ca relația (8.43) să poată fi scrisă

$$\int_V \nabla\vec{j}dv = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t}dv \tag{8.45}$$

de unde

$$\nabla\vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{8.46}$$

Această relație poartă denumirea de ***ecuația de continuitate***. În regim staționar densitatea volumică de sarcină nu depinde de timp şi ecuația de continuitate conduce la $\nabla\vec{j} = 0$.

8.7 Conducția electrică în metale

Teoria clasică a conducției electrice în metale a fost elaborată în 1900 de Drude, iar mai apoi a fost perfecționată de Lorentz în anul 1910. La baza acestei teorii stă ipoteza existenței *electronilor liberi* în interiorul metalelor. Prin electroni liberi se înțeleg electronii care nu sunt legați de nici un atom al rețelei cristaline şi care se pot deplasa în interiorul acestuia pe distanțe relativ mari. Conform acestei teorii, în absența câmpului electric, electronii se mişcă haotic în toate direcțiile, datorită energiei lor termice. Când se aplică un câmp electric electronii liberi sunt supuşi unei forțe $\vec{F} = q\vec{E}$ care le imprimă o mişcare direcționată cu o accelerația

$$a = \frac{F}{m} = \frac{qE}{m} \qquad (8.47)$$

Dacă rețeaua cristalină ar fi rigidă şi perfectă, electronii s-ar mişca accelerat. Acest lucru nu este posibil deoarece în metale există imperfecțiuni ale rețelei şi impurități, iar ionii rețelei cristaline execută mişcări de vibrație în jurul pozițiilor de echilibru. În mişcarea lor electronii suferă ciocniri cu ionii rețelei cristaline şi cu defectele din rețea. Se admite ca o ipoteză simplificatoare că la fiecare ciocnire electronul pierde energia acumulată între două ciocniri succesive. Astfel, dacă timpul dintre două ciocniri este τ, viteza înainte de ciocnire este

$$v = a\tau = \frac{qE}{m}\tau \qquad (8.48)$$

în ipoteza că viteza inițială este zero. Electronul parcurge drumul dintre două ciocniri succesive cu o viteză medie (fig.8.7)

$$v_m = \frac{v_{\max}}{2} = \frac{qE}{2m}\tau = \mu E \qquad (8.49)$$

numită ***viteza de transport (viteza de deplasare ordonată sau viteza de drift)***. Aici, coeficientul de proporționalitate μ este ***mobilitatea electronului***

$$\mu = \frac{q\tau}{2m} \qquad (8.50)$$

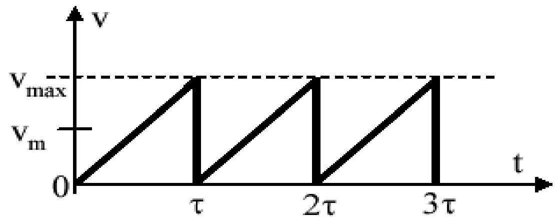


Fig.8.7 Variația vitezei electronului în raport cu timpul în procesul conducției electrice din metale.

Timpul mediu între două ciocniri este

$$\tau = \frac{\lambda}{v_T} \qquad (8.51)$$

adică raportul dintre drumul liber mediu λ şi viteza termică a electronului v_T. Viteza termică a electronilor poate fi estimată pornind de la formula obținută în cazul gazelor ideale:

$$v_T = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \tag{8.52}$$

unde $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}\, J/K$ este constanta lui Boltzmann, iar T este temperatura absolută a metalului. Atunci:

$$j = nqv_m = \frac{nq^2}{2m}\tau \cdot E = \frac{nq^2}{2m}\frac{\lambda}{v_T} \cdot E = \sigma \cdot E \tag{8.53}$$

sau sub forma vectorială

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \tag{8.54}$$

unde

$$\sigma = \frac{nq^2}{2m}\frac{\lambda}{v_T} \tag{8.55}$$

reprezintă ***conductivitatea conductorului***. Conductivitatea electrica este

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \tag{8.56}$$

adică este inversul rezistivității electrice şi este o constantă de material. Relația (8.54) poartă numele de ***legea lui Ohm*** şi reprezintă forma locală a legii lui Ohm macroscopice, $I = \frac{U}{R}$. Ea este valabilă nu numai pentru metale dar şi pentru semiconductori. Dacă în cazul metalelor variația lui σ în funcție de temperatură este foarte mică; în cel al semiconductrilor această dependență este puternică datorită variației concentrației purtătorilor de sarcină cu temperatura.

În cele ce urmează vom arăta că relația (8.24) este într-adevăr legată de legea lui Ohm (macroscopică). Pentru aceasta considerăm un conductor omogen cu secțiunea *S* şi lungimea *l* prin care circulă curentul de intensitate

$$I = \int_S \vec{j}d\vec{S} = \int_S \sigma \cdot \vec{E}d\vec{S} = \int_S \sigma \cdot EdS \tag{8.57}$$

Dacă la capetele conductorului este menținută o tensiune U, câmpul electric în interiorul conductorul va fi $E = \frac{U}{l}$(conform relației(7.13), iar relația (8.57) devine

$$\begin{gathered} I = \sigma \frac{U}{l} S \\ U = \frac{l}{\sigma \cdot S} I \end{gathered} \tag{8.58}$$

Cunoscând că ***rezistență electrică*** a conductorului este

$$R = \frac{l}{\sigma \cdot S} \tag{8.59}$$

relația (8.58) ia forma legii lui Ohm macroscopice, ceea ce era de demonstrat. Să menționăm faptul că ***rezistență*** electrică se măsoară în Ohmi (Ω). Unitatea de măsură a ***rezistivității*** este (Ωm).

Pentru metale rezistivitatea ρ depinde de temperatură după legea

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha T) \tag{8.60}$$

unde ρ_0 este rezistivitatea la $T = 0^\circ C$, iar α este coeficientul de variație cu temperatura al rezistivității. Pentru metale $\alpha > 0$, iar pentru semiconductori $\alpha < 0$.

Elementul de circuit caracterizat prin rezistența *R* se numeşte ***rezistor***, depinde de material, (ρ) şi de caracteristicile dimensionale, (*l, S*) ale conductorului, se simbolizează conform figurii 8.8 şi are valoarea

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{\sigma \cdot S} \tag{8.61}$$

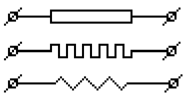


Figura 8.8 Simboluri utilizate pentru rezistența electrică.

Astfel, relația (8.58) devine

$$U = IR \tag{8.62}$$

relație numită ***legea lui Ohm pentru o porțiune de circuit***.

Într-un conductor perfect, câmpul electric este zero şi peste tot există acelaşi potențial. În conductoarele reale potențialul variază în interiorul acestuia. Totuşi, se presupune că firul de cupru, folosit deseori în circuite, este aproape un conductor perfect şi schimbările de potențial de-a lungul lui vor fi neglijate.

8.8 Tensiunea electromotoare

Fie circuitul electric din figura 8.9, alcătuit dintr-o sursă de curent (generator) *G* şi o rezistență *R*. Pentru menținerea curentului electric în circuit este necesar ca purtătorii de sarcină să fie acționați de forțe care să le asigure deplasarea.

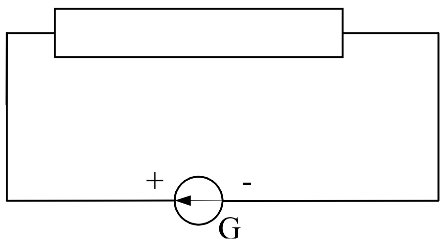


Fig. 8.9 Schema unui circuit electric.

Menționăm că pentru simbolizarea surselor de curent se folosesc şi alte simboluri decât cel folosit în fig.8.9, anume cele prezentate în fig.8.10.

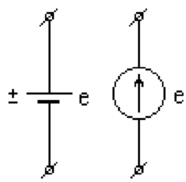


Figura 8.10 Simbolizarea surselor electrice.

Lucrul mecanic efectuat de sursa asupra sarcinii electrice de probă q este

$$L = \oint \vec{F} d\vec{l} = \oint q\vec{E} d\vec{l} = q\oint \vec{E} d\vec{l} \tag{8.63}$$

Prin definiție, ***tensiunea electromotoare a unei surse (tem)*** *este lucrul mecanic efectuat de sursa de curent asupra unității de sarcină electrică de probă pentru a produce deplasarea acesteia de-a lungul întregului circuitului* adică

$$\varepsilon = \frac{L}{q} = \oint \vec{E} d\vec{l} \tag{8.64}$$

relație numită ***legea circuitului electric***.

Ne reamintim că în capitolul anterior am definit ***căderea de tensiune (diferența de potențial)*** între 2 puncte prin relația

$$U_{12} = \frac{L_{12}}{q} = (V_1 - V_2) \tag{8.66}$$

Unitatea de măsură a tensiunii electromotoare, în SI, este voltul (V).