

Capitolul 1. Materiale dielectrice

1.1. Definiții și clasificări

Materialele dielectrice se caracterizează prin stări de polarizație electrică, care sunt stări de electrizare suplimentară și apar în prezența câmpului electric intern sau extern. Pentru caracterizarea locală a stării de polarizare a corpurilor, se utilizează densitatea de volum a momentelor electrice, numită **polarizație electrică** \bar{P} , care este o mărime microscopică locală sau punctuală. Notând cu $\Delta\bar{p} = \Sigma\bar{p}_i$ suma geometrică a momentelor electrice dintr-un domeniu restrâns de volum Δv , polarizația electrică se definește prin relația:

$$P = \lim_{\Delta v \rightarrow 0} \frac{\Delta p}{\Delta v} = \frac{\Delta p}{\Delta v} [C/m^2] \quad (1.1)$$

Momentul electric \bar{p} , care este o mărime macroscopică sau globală, se definește prin relația:

$$p = \int_v P dv [Cm] \quad (1.2)$$

Câmpul electric \bar{E} și polarizația electrică \bar{P} , sunt cele două mărimi care caracterizează din punct de vedere electric starea unui material dielectric. Materialul dielectric poate fi polarizat intrinsec, independent de plasarea sa în câmp electric exterior, sau dimpotrivă, se poate polariza sub efectul câmpului electric exterior. Primul tip de polarizație \bar{P}_p , se numește **polarizație permanentă** sau **spontană** și este asociată prezenței câmpului electric intern, iar al doilea tip de polarizație se numește **polarizație temporară** și depinde de intensitatea câmpului electric aplicat: $\bar{P}_t = \bar{P}_t(\bar{E})$.

Teoria microscopică a câmpului electromagnetic stabilește te relația dintre inducția electrică \bar{D} și mărimile de stare \bar{E} și \bar{P} , sub forma legii de material, (scrisă sub formă vectorială):

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P} = \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P}_t(\bar{E}) + \bar{P}_p [C/m^2], \quad (1.3)$$

unde: $\varepsilon_0 = 1/(4 \cdot \pi \cdot 9 \cdot 10^{-9}) [F/m]$, este permitivitatea vidului.

Legile de material descriu comportarea specifică a materialelor. Ele se deosebesc de legile generale prin gradul diferit de generalitate și exactitate.

După forma relației: $\bar{P}_t = \bar{P}_t(\bar{E})$, dielectricii se pot clasifica în dielectrici liniari și neliniari, izotropi sau anizotropi.

Pentru dielectricii liniari și izotropi, relația este liniara:

$$\bar{P}_t \cong \varepsilon_0 \chi_e \bar{E} \quad (1.4)$$

unde: χ_e reprezintă susceptivitatea electrică, care este în general o mărime complexă adimensională. Astfel, relațiile (1.3) și (1.4) au formele:

$$\bar{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \bar{E} + \bar{P}_p = \varepsilon_0 \varepsilon_r \bar{E} + \bar{P}_p \quad (1.5)$$

$$\bar{P}_t = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \bar{E} \quad (1.6)$$

unde: $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$, este permitivitatea relativă a materialului dielectric, iar $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$ este permitivitatea materialului dielectric.

Permitivitatea relativă complexă $\underline{\varepsilon}_r$, este definită prin relația:

$$\underline{\varepsilon}_r = \underline{D}/(\varepsilon_0 \underline{E}) \quad (1.7)$$

unde prin \underline{D} și \underline{E} s-au notat inducția și intensitatea câmpului electric, considerate mărimi complexe.

Relațiile (1.4) și (1.6) între mărimi vectoriale se pot scrie sub forma unor relații între mărimi complexe dacă forma de variație în timp a mărimilor, este de tip armonic:

$$\underline{P}_t \cong \varepsilon_0 \underline{\chi}_e \underline{E}, \quad (1.8)$$

$$\underline{D} = \varepsilon_0 (1 + \underline{\chi}_e) \underline{E} + \underline{P}_p = \varepsilon_0 \underline{\varepsilon}_r \underline{E} + \underline{P}_p, \quad (1.9)$$

$$\underline{P}_t = \varepsilon_0 (\underline{\varepsilon}_r - 1) \underline{E}. \quad (1.10)$$

Pentru dielectricii liniari și anizotropi, relațiile (1.4) și (1.9) au forma:

$$\overline{P}_t \cong \overline{\varepsilon}_0 \overline{\chi}_e \overline{E}, \quad (1.11)$$

$$\overline{D} = \overline{\varepsilon} \overline{E} + \overline{P}_p, \quad (1.12)$$

unde: susceptivitatea $\overline{\chi}_e$ și permitivitatea $\overline{\varepsilon}$ sunt tensori. Astfel, fiecare componentă a polarizației temporare, respectiv a inducției electrice, depinde de toate componentele câmpului electric.

Experimental, se pun în evidență două tipuri de materiale dielectrice liniare:

- materiale diaelectrice,
- materiale paraelectrice.

Materialele diaelectrice, cum sunt gazele monoatomice inerte: He, Ne și Ar, se caracterizează prin susceptivități de valori scăzute, sunt independente de temperatură și nu prezintă postefect.

Materialele paraelectrice, cum sunt substanțele poliatomice cu molecule nesimetrice: NaCl, KCl, HCl, H₂O, au susceptivități de valori ridicate, care variază în raport invers cu temperatura, și prezintă postefect și deci implicit, dependență a susceptivității electrice de frecvența câmpului electric alternativ aplicat.

Postefectul reprezintă procesul de urmărire întârziată a polarizației temporare la variații rapide ale câmpului electric exterior. Astfel, dacă considerăm o variație bruscă a câmpului electric, valoarea polarizației temporare corespunzătoare câmpului electric aplicat va fi atinsă după un interval de timp Δt (fig.1a).

La o variație sinusoidală a câmpului electric, polarizația temporară se modifică de asemenea sinusoidal, cu un defazaj "în urmă", datorită postefectului:

$$E(t) = E_0 \sin(\omega t) \quad (1.13)$$

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi_e(\omega) E_0 \sin[\omega t - \varphi(\omega)] \quad (1.14)$$

Întrucât χ_e este o mărime complexă, la frecvențe înalte, în conformitate cu relațiile (1.3) și (1.9), vectorii \overline{D} și \overline{E} nu mai sunt coliniari, iar dependența polarizației temporare de intensitatea câmpului electric nu mai este liniară, având forma unei elipse cu vârfuri ascuțite (fig.1.1b).

La o creștere rapidă a câmpului electric: $\Delta E = E_1 - 0$, corespunde o creștere mai redusă a polarizației până în punctul A', iar la o scădere bruscă a câmpului electric: $\Delta E = E_{\max} - E_2$, corespunde o scădere mai redusă a polarizației, până în punctul B'.

Relația $\overline{P}_t = \overline{P}_t(\overline{E})$ pentru dielectricii neliniari, cum sunt materialele feroelectrice, este de tipul unui ciclu de histeresis. Valoarea polarizației

temporare la un moment dat nu este univoc determinată de valoarea câmpului electric aplicat și depinde de evoluția anterioară a materialului.

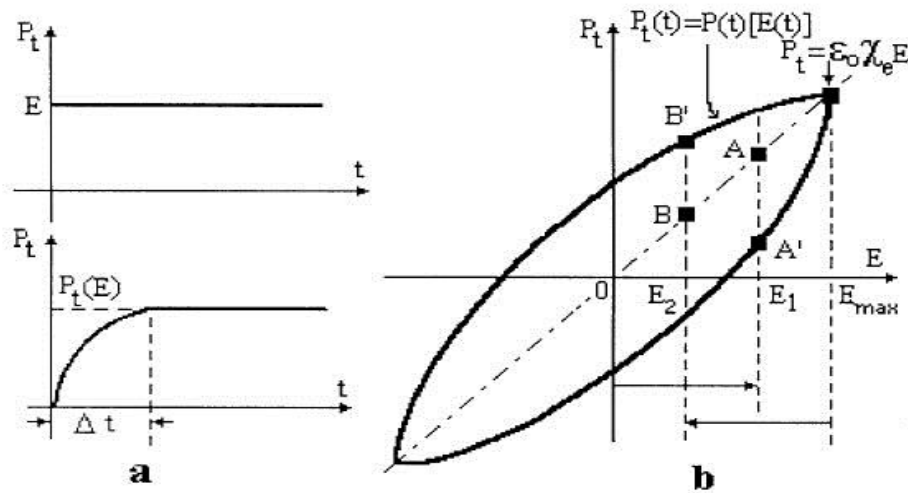


fig. 1.1 Diagrame asociate postefectului la dielectricii liniari la variații bruște (a) sinusoidale (b) ale câmpului electric aplicat.

1.2. Tipuri de polarizări

Materialele dielectrice prezintă trei tipuri de polarizări: temporară, permanentă și cvasipermanentă.

Polarizarea temporară de deplasare electronică sau ionică reprezintă deplasarea limitată elastică și reversibilă a învelișurilor electronice ale atomilor dielectricului (fig.1.2a) respectiv a ionilor dielectricului (fig.1.2b) sub influența câmpului electric și este proprie materialelor dielectrice.

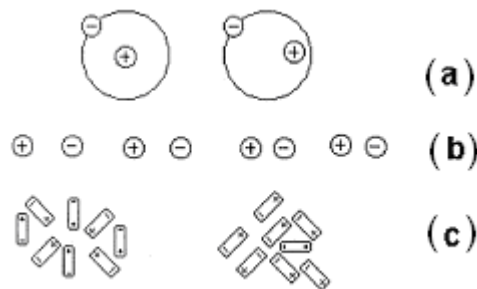


fig.1.2 Polarizarea temporară a dielectricilor:
 (a) polarizare de deplasare electronică;
 (b) polarizare de deplasare ionică;
 (c) polarizare de orientare dipolară.

Polarizarea temporară de orientare dipolară, tipică materialelor paraelectrice, ale căror molecule polare prezintă momente electrice proprii, reprezintă orientarea momentelor electrice pe direcția câmpului electric aplicat, întrucât în absența câmpului, datorită agitației termice, orientarea lor este aleatorie (fig.1.2c).

Polarizarea permanentă este produsă de factori neelectrici și este de două tipuri:

- **Polarizarea spontană sau piroelectrică** este asociată prezenței câmpului electrostatic intern și apare din condiția de minimizare a energiei interne a

materialului dielectric, care depinde pronunțat de temperatură. Astfel și starea de polarizare va avea o puternică dependență de temperatură (fig.1.3a);

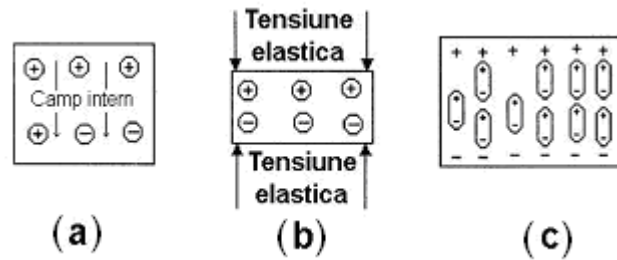


fig.1.3 Polarizarea permanentă a dielectricilor: (a) polarizare spontană; (b) polarizare piezoelectrică; (c) polarizare de tip electret.

-Polarizarea piezoelectrică (fig.1.3b) apare sub acțiunea tensiunilor mecanice aplicate structurii cristaline. Sub influența unui câmp electric exterior apare efectul piezoelectric invers, de deformare a structurii cristaline.

Polarizarea cvasipermanentă de tip electret (fig.1.3c) apare ca o consecință a orientării dipolilor și a deplasării sarcinilor electrice, și se obține fie prin tratament termic, fie prin iluminare în câmp electric intens, fie prin iradiere cu un fascicul de electroni.

1.3. Funcțiile dielectricilor și utilizările lor

1.3.1. Funcția de dielectric pentru condensatoare

Pentru un dielectric liniar și izotrop, admitem că permitivitatea relativă complexă, definită prin relația (1.7), este de forma:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \quad (1.15)$$

și vom arăta deductiv că expresia este teoretic confirmată.

Neglijând efectele de margine, prin definiție, admitanța unui condensator cu dielectric are expresia:

$$\underline{Y}_{C_{ech}} = j\omega\underline{\varepsilon}_r C_0 = j\omega(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'')C_0 = \omega\varepsilon_r'' C_0 + j\omega\varepsilon_r' C_0 \quad (1.16)$$

unde: C_0 reprezintă capacitatea condensatorului în absența dielectricului. Schema echivalentă a condensatorului este reprezentată în fig.1.4a.

Prin urmare, condensatorul cu dielectric este echivalent cu un condensator fără pierderi având capacitatea de ε_r' ori mai mare: $C_{ech} = \varepsilon_r' C_0$ și o rezistență de pierderi conectată în paralel, de valoare: $R_{ech} = 1/(\omega\varepsilon_r'' C_0)$

Din schema echivalentă și relația (1.16), se observă că ε_r' caracterizează dielectricul din punctul de vedere al capacității sale de a se polariza, iar ε_r'' caracterizează dielectricul sub aspectul pierderilor de energie, care se transformă în căldură.

Din diagrama vectorială asociată schemei echivalente (fig.1.4b) se obțin în două etape succesive diagrama permitivității relative complexe confirmând astfel relația (1.15) și diagrama puterilor. Prin definiție, tangenta unghiului de pierderi este raportul dintre puterea activă disipată și cea reactivă și are expresia:

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{P_a}{P_r} = \frac{|U \cdot I_R|}{|U \cdot I_C|} = \frac{1}{\omega C_{ech} R_{ech}} = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} \quad (1.17)$$

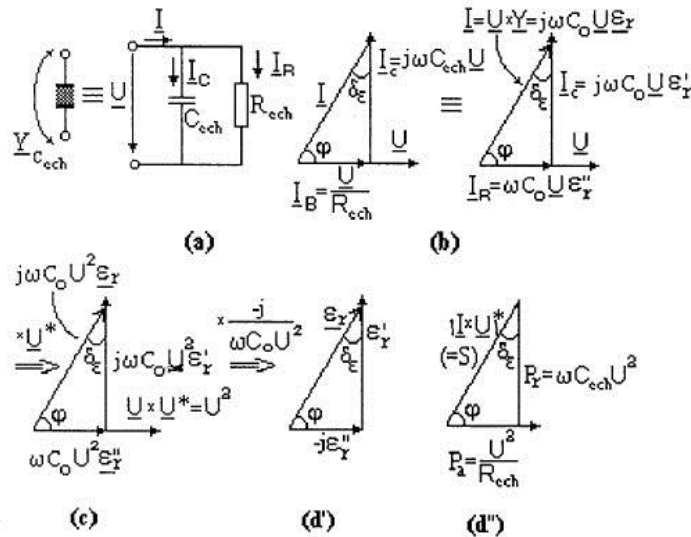


fig.1.4 Schema echivalentă și diagrama vectorială pentru un condensator cu material dielectric liniar și izotrop cu pierderi, între armături.

iar permitivitatea relativă complexă obține forma:

$$\underline{\epsilon}_r = \epsilon_r' (1 + jtg \delta_\epsilon), \quad (1.18)$$

Factorul de calitate al condensatorului are expresia:

$$Q = 1/tg \delta_\epsilon = \omega C_{ech} R_{ech}, \quad (1.19)$$

1.3.2. Funcția de izolație electrică

Materialele dielectrice utilizate la izolarea conductorilor electrici de conexiuni, presupun rezistență de izolație ridicată, pentru a micșoara pierderile datorate curenților de conducție prin dielectric, permitivitate relativă scăzută pentru micșorarea cuplajului capacitiv între conductori, care intervine cu pondere crescută la frecvențe înalte și rigiditate dielectrică ridicată, pentru evitarea străpungerii dielectricului.

Rigiditatea dielectrică R_d este egală cu câmpul electric la care are loc străpungerea dielectricului și are expresia:

$$R_d = \frac{U_{str}}{d} = E_{str}, \quad (1.20)$$

unde: U_{str} este tensiunea la care se străpunge dielectricul de grosime "d". Tensiunile dintre conductorii utilizați în circuitele electronice nu sunt de valori ridicate, însă grosimile "d" sunt reduse. Dielectricii utilizați pentru realizarea condensatoarelor, au grosimi de ordinul micronilor și din acest motiv se impune ca rigiditatea lor dielectrică să fie ridicată.

1.3.3. Funcții neliniare și parametrice

Materialele dielectrice, cum sunt cristalele feroelectrice, pentru care permitivitatea relativă complexă este o funcție de intensitatea câmpului electric continuu E_0 , sau alternativ E_{cf} , pot fi utilizate pentru realizarea unor funcții de circuit neliniare și parametrice. Astfel, utilizarea unui condensator cu cristal feroelectric între armături, într-un circuit oscilant, va permite modificarea frecvenței oscilațiilor, prin aplicarea unei tensiuni continue la bornele

condensatorului. Aceste materiale sunt utilizate în construcția unor amplificatoare, stabilizatoare, modatoare în amplitudine sau fază. Diagramele din fig. 1.5 s-au trasat pentru temperaturi constante inferioare temperaturii T_C peste care proprietățile feroelectrice și polarizația spontană dispar.

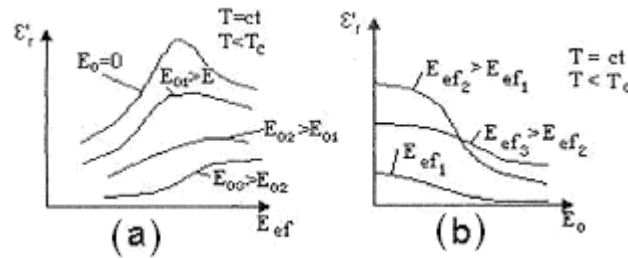


fig.1.5 Dependența permitivității relative reale a cristalelor feroelectrice de valoarea efectivă a câmpului electric alternativ (a) și de intensitatea câmpului electric continuu (b). [Căt]

1.3.4. Funcția de traductor piezoelectric

Prin interacțiuni de natură elastică-electrică, se transformă energia mecanică sau tensiunea mecanică în energie electrică sau tensiune electrică. Efectul piezoelectric direct și invers, este utilizat pentru realizarea de traductoare, microfoane, doze piezoelectrice, traductoare ultrasonice, difuzoare pentru frecvențe înalte. Efectul piezoelectric mai este utilizat și pentru realizarea de dispozitive cu undă elastică de volum (rezonatoare, filtre ceramice) și cu undă elastică de suprafață (filtre trecebandă, optimale, linii de întârziere).

1.3.5. Funcția de traductor electro-optic

Materialele dielectrice cu polarizare spontană, cum sunt unele cristale feroelectrice și cristalele lichide, care în straturi subțiri sunt optic active, permit modularea comandată electric a unui fascicul luminos transmis sau reflectat de dielectric. Aceste materiale sunt utilizate pentru realizarea dispozitivelor de afișaj alfanumerice și a deflectoarelor de flux luminos.

1.3.6. Funcția de traductor de temperatură

Susceptivitatea electrică a cristalelor feroelectrice are o dependență pronunțată de temperatură și determină astfel variația pronunțată a polarizației spontane cu temperatura, proces specific utilizat în conversia energiei fluxului radiant din spectrul infraroșu apropiat și îndepărtat, în energie electrică.

1.3.7. Funcția de electret

Funcția de electret se bazează pe polarizația remanentă de lungă durată a electreturilor, generată de câmpul electrostatic intern și este utilizată pentru realizarea dozimetrelor, a filtrelor pentru gaze sau a microfoanelor.

1.4. Polarizarea de deplasare a dielectricilor

Polarizația electrică temporară \bar{P}_t poate fi exprimată ca sumă a momentelor electrice temporare mediate $\bar{p}_{t\ med}$ ale celor N molecule din unitatea de volum:

$$\bar{P}_t = N \bar{p}_{med} = \frac{\tau}{M} N_A \bar{p}_{med}, \quad (1.21)$$

unde τ este densitatea de masă a materialului, M este masa moleculară, iar N_A

reprezintă numărul lui Avogadro.

Pentru un mediu liniar, omogen și izotrop, se admite ca momentul electric temporar mediat al unei molecule este proporțional cu intensitatea câmpului efectiv E_{ef} , care acționează asupra ei:

$$\overline{P}_{med} = \alpha \varepsilon_0 \overline{E}_{ef}, \quad (1.22)$$

unde α reprezintă polarizabilitatea moleculei și este o mărime complexă microscopică, caracteristică materialului, iar câmpul efectiv E_{ef} se determină considerând că fiecare moleculă ocupă o cavitate vidă practică în mediul dielectric și are expresia:

$$\overline{E}_{ef} \cong \overline{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \overline{P}_t, \quad (1.23)$$

Din relațiile (1.5), (1.6) și (1.21), (1.23), rezultă relația Clausius - Mosotti:

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3}, \quad (1.24)$$

care reprezintă relația de legătură între polarizabilitate - mărime microscopică și permitivitate - mărime macroscopică. Aproximările prin care s-a stabilit relația îi reduc domeniul de valabilitate la dielectricii gazoși.

1.4.1. Modelul teoretic al dielectricului cu polarizare de deplasare fără pierderi prin conducție

Modelul teoretic a fost conceput astfel încât să permită stabilirea relației dintre permitivitatea relativă complexă și frecvența câmpului electric aplicat din exterior. Dependența permitivității relative complexe: $\varepsilon_r(E) = 1 + \chi_e(E)$, de intensitatea câmpului electric aplicat este o lege de material, fiind diferită pentru dielectrici diferiți.

Polarizarea de deplasare presupune existența unor forțe elastice de interacțiune. Astfel, sarcinile electrice sunt presupuse ca fiind legate elastic în pozițiile de echilibru: electronii legați elastic de nucleu și ionii din nodurile rețelei cristaline, legați elastic de ionii vecini. Câmpul electric exterior determină deplasarea sarcinilor din pozițiile lor de echilibru, generând astfel polarizarea de deplasare, iar la anularea câmpului electric, sarcinile revin la pozițiile inițiale.

Presupunem că deplasările sarcinilor electrice sunt orientate pe direcția axei "z" paralelă cu direcția câmpului electric exterior. Ecuația mișcării în regim tranzitoriu de revenire a sarcinii electrice la anularea câmpului electric aplicat este de forma: [Căt].

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + 2\beta \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 z = 0, \quad (1.25)$$

unde: 2β reprezintă factorul de amortizare al mișcării, iar ω_0 este pulsația proprie de rezonanță a particulei încărcate electric.

În situațiile reale, mișcarea de revenire este slab amortizată, iar factorul de amortizare β este redus. Astfel, pentru valori $\beta \ll \omega_0$, soluția ecuației (1.25) este:

$$z(t) = z_0 e^{-t/\tau_e} \cos(\omega_0 t + \psi_0), \quad (1.26)$$

unde: $z(t)$ reprezintă poziția particulei în raport cu poziția de echilibru $z(t=0)$ corespunzătoare momentului inițial când se anulează câmpul electric exterior; z_0

este amplitudinea oscilației, ψ_0 este faza inițială, iar $\tau'_\varepsilon = 1/\beta$ este constanta de timp de relaxare și reprezintă timpul după care amplitudinea scade la $1/e$ din valoarea maximă z_0 . Amplitudinea și faza inițială sunt constante de integrare.

Întrucât momentul electric elementar este în raport direct cu deplasarea particulei încărcate electric față de poziția de echilibru, expresia polarizabilității este analoagă relației (1.26):

$$\alpha(t) = \alpha(0)e^{-t/\tau'_\varepsilon} \cos(\omega_0 t + \psi_0), \quad (1.27)$$

unde: $\alpha(0)$ este polarizabilitatea la momentul inițial.

Considerăm un sistem linear și ca orice sistem fizic, satisface principiul cauzalității. Dacă sunt precizate condițiile inițiale și la limită și dacă sunt cunoscute legile de material, starea materialului stabilită prin mărimile E și P, este univoc determinată. Aplicând principiul suprapunerii efectelor și cunoscând dependența în timp a polarizabilității, expresia permitivității relative complexe în funcție de frecvența câmpului electric aplicat, este de forma:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \int_0^\infty \alpha(t)e^{-j\omega t} dt, \quad (1.28)$$

unde: $\varepsilon_{r\infty} = \varepsilon_{r \text{ inst}}$, este permitivitatea relativă instantanee corespunzătoare unor frecvențe: $f \rightarrow \infty$.

Din relațiile (1.27) și (1.28), rezultă:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \left[\alpha(0)\tau'_\varepsilon / 2 \left[\frac{1+j \operatorname{tg} \psi_0}{1-j(\omega_0-\omega)\tau'_\varepsilon} + \frac{1-j \operatorname{tg} \psi_0}{1+j(\omega_0+\omega)\tau'_\varepsilon} \right] \right] \cos \psi_0. \quad (1.29)$$

Prin identificarea relației (1.29) cu relația (1.15) rezultă:

a) pentru $\omega \ll \omega_0$,

$$\varepsilon'_r = \varepsilon'_{r \text{ st}} = \varepsilon'_{r\infty} + \alpha(0)\tau'_\varepsilon - \frac{(1 - \omega_0 \tau'_\varepsilon \operatorname{tg} \psi_0) \cos \psi_0}{1 + \omega_0^2 \tau'^2_\varepsilon}, \quad (1.30)$$

$$\varepsilon''_r = 0,$$

unde: $\varepsilon'_{r \text{ st}}$ reprezintă permitivitatea relativă în regim staționar: $f=0$.

b) pentru $\omega \cong \omega_0$ și având în vedere că în cazurile reale este îndeplinită condiția $\omega_0 \tau'_\varepsilon \gg 1$,

$$\varepsilon'_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta \varepsilon_r}{2} \frac{\omega_0 \tau'_\varepsilon \Delta \omega}{1 + (\tau'_\varepsilon \Delta \omega)^2}, \quad (1.31)$$

$$\varepsilon''_r = \varepsilon''_{r \text{ max}} = \frac{\Delta \varepsilon_r}{2} \frac{\omega_0 \tau'_\varepsilon}{1 + (\tau'_\varepsilon \Delta \omega)^2}, \quad (1.32)$$

unde:

$$\Delta \varepsilon_r = \varepsilon_{r \text{ st}} - \varepsilon_{r\infty} = \alpha(0)\tau'_\varepsilon \frac{(1 - \omega \tau'_\varepsilon \operatorname{tg} \psi_0) \cos \psi_0}{1 + (\omega_0 \tau'_\varepsilon)^2}; \quad (1.33)$$

c) pentru $\omega \gg \omega_0$,

$$\varepsilon'_r = \varepsilon'_{r\infty}, \quad (1.34)$$

$$\varepsilon''_r = \alpha(0) \cos \psi_0 / \omega. \quad (1.35)$$

Dependențele de frecvențe ale componentelor permitivității relative complexe, în conformitate cu relațiile: (1.30) ÷ (1.35) sunt reprezentate în fig.1.6a.

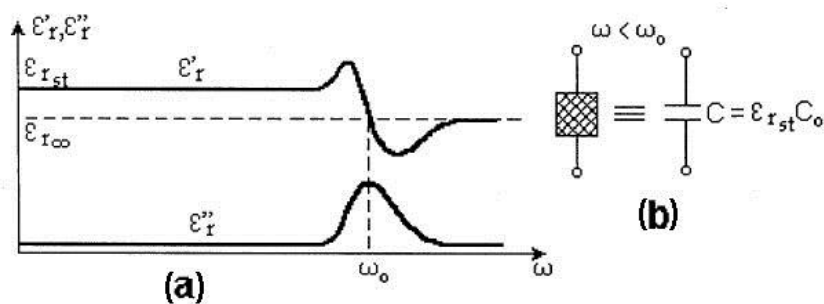


fig.1.6 Dependențele de frecvență ale componentelor permitivității relative complexe (a) și schema echivalentă pentru $\omega < \omega_0$ a condensatorului cu dielectric cu polarizare de deplasare fără pierderi prin conducție (b) [Căt].

Pentru frecvențe relativ joase permitivitatea este constantă: $\varepsilon'_r = \varepsilon'_{rst}$, pierderile prin polarizare fiind ca și cele prin conducție, nesemnificative. Schema echivalentă a unui condensator cu dielectric fără pierderi prin conducție este reprezentată în fig.1.6.b.

Pulsățiile de rezonanță ω_0 ale electronilor se află în spectrul vizibil ($\omega_0 = 2\pi \cdot 10^{15}$ rad/s) iar ale ionilor în spectrul infraroșu ($\omega_0 = 2\pi \cdot 10^{13}$ rad/s). Pentru frecvențe superioare frecvenței de rezonanță, componenta reala a permitivității redevine constantă: $\varepsilon'_r = \varepsilon'_{r\infty}$, iar pierderile prin polarizare, ca și componenta ε''_r , tind rapid spre zero.

Schema echivalentă din fig.1.6a se va completa cu o rezistență echivalentă de pierderi, conectată în paralel, dacă în dielectric apar și pierderi prin conducție electrică.

1.4.2. Pierderi prin conducție în dielectrici

Dielectricii liniari posedă sarcini electrice "libere" în concentrație redusă care se pot deplasa în câmp electric exterior, constituindu-se în curent electric de conducție. Conducția electrică în volumul materialului este caracterizată prin conductivitate volumetrică σ sau rezistivitate volumetrică: $\rho = 1/\sigma$, iar procesul de conducție superficială, care poate interveni la dielectricii solizi, este caracterizat prin aceleași mărimi, dar superficiale: σ_s, ρ_s .

a) Dielectrici gazoși

Curentul electric de conducție în dielectricii gazoși este format din ioni și electroni liberi, generați printr-un proces de ionizare în prezența unor factori externi cum ar fi radiații în spectrul infraroșu și ultraviolet, sau în prezența câmpului electric care determină ionizarea prin ciocnirea moleculelor gazului cu particule încărcate electric și accelerate în câmp.

În fig.1.7 se disting trei domenii specifice conducției prin dielectrici gazoși.

În primul domeniu, pentru intensități relativ reduse ale câmpului electric dependența curent tensiune este liniară, rezistivitatea și rezistența electrica fiind mărimi constante. Pentru intensități medii: $E > 10^5$ V/m, toți purtătorii de sarcină electrică creați de factori externi ajung la electrozi, curentul I de conducție are valoarea constantă și crește brusc pentru tensiuni superioare valorii de

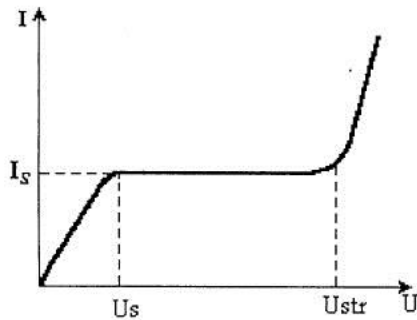


fig.1.7 Dependența curent tensiune în cazul dielectricilor gazoși [Căt].

străpungere U_{str} când sunt create condiții pentru ionizare prin ciocniri ale atomilor dielectricului gazos, datorită vitezelor mari ale purtătorilor de sarcină electrică accelerați de câmpul electric.

b) Dielectrici lichizi

Conducția electrică a dielectricilor lichizi este o funcție de structură moleculară și depinde de tipul și cantitatea de impurități, mai ales la lichidele cu polarizare prin deplasare. Cu creșterea temperaturii conductibilitatea se mărește datorită creșterii gradului de disociere, dar mai ales prin creșterea mobilității purtătorilor de sarcină.

O relație empirică are forma:

$$\sigma = Ae^{-a/T} \quad (1.36)$$

unde: A și a sunt constante caracteristice ale materialului dielectric lichid.

c) Dielectrici solizi

Conducția electrică în dielectricii solizi este asigurată prin electroni și de asemenea prin defecte ale structurii cristaline denumite vacanțe ionice, a căror mobilitate depinde pronunțat de temperatură.

Expresia empirică a conductivității este de forma:

$$\sigma = B/Te^{-b/T} \quad (1.37)$$

unde: B și b sunt constante caracteristice materialului dielectric solid.

Întrucât creșterea exponențială, asociată celui de-al doilea factor, este superioară scăderii de tip hiperbolic asociată primului factor, creșterea temperaturii determină mărirea conductivității.

O relație similară, are forma:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-b/T} \quad (1.38)$$

unde: σ_0 este o constantă de material.

Densitatea curentului de conducție are expresia:

$$\bar{J} = \sigma \bar{E} \quad (1.39)$$

creșcând atât cu temperatura cât și cu intensitatea câmpului electric aplicat.

În fig.1.8 se disting, de asemenea, 3 zone specifice conducției prin dielectricii solizi.

Pentru intensități relativ reduse ale câmpului electric: $E < 10^6 \text{ V/m}$, conducția electrică este neglijabilă datorită lărgimii mari a benzii interzise, astfel încât saltul unui electron de pe nivel energetic corespunzător benzii de valență pe un nivel energetic din banda de conducție se poate efectua numai cu un aport substanțial de energie din exterior. Rezistivitatea și rezistența electrică sunt mărimi constante. Pentru intensități medii ale câmpului electric aplicat, se produc ionizări prin ciocniri ale atomilor cu particule încărcate electric, iar conducția

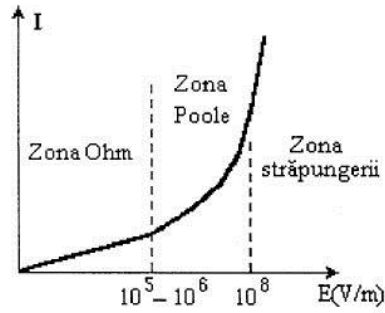


fig.1.8 Dependența curent câmp electric în cazul dielectricilor solizi [Căt].

devine neliniară. Pentru intensități ridicate: $E > 10^8 \text{ V/m}$, procesul de ionizare în avalanșa, conduce la străpungerea distructivă a dielectricului.

Rezistivitatea superficială este ridicată la dielectricii solizi insolubili în apă, și scăzută la cei solubili sau cu structura poroasă.

1.4.3. Modelul teoretic al dielectricilor cu polarizare de deplasare și pierderi prin conducție

Considerăm un material dielectric plasat între două suprafețe metalice, încărcate electric, în regim staționar (fig.1.9 a și b).

Din legea fluxului electric aplicată unei suprafețe Σ care cuprinde suprafața de separație dintre metal și dielectric și din relația (1.39), rezultă relația:

$$q_{V_\Sigma} / I = \frac{\int_{\Sigma} \overline{D} d\overline{A}}{\int_{\Sigma} \overline{I} d\overline{A}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{rst} \int_{\Sigma} \overline{E} d\overline{A}}{\sigma \int_{\Sigma} \overline{E} d\overline{A}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{rst}}{\sigma} \quad (1.40)$$

Relația (1.40) se poate scrie și sub forma:

$$q_{V_\Sigma} / I = \frac{CU}{U/r_p} = \frac{\varepsilon_{rst} C_0 U}{U/r_p} = \varepsilon_{rst} C_0 r_p = C_{r_p} = \tau_p, \quad (1.41)$$

unde: C este capacitatea ansamblului format din dielectric și cele două armături metalice, C_0 este capacitatea ansamblului fără dielectric, r_p este rezistența de pierderi prin conducție, iar τ_p este constanta de timp a grupului $C-r_p$ (fig.1.9c).

Din relațiile (1.40) și (1.41) rezultă expresiile rezistenței de pierderi:

$$r_p = \frac{\varepsilon_0}{\sigma C_0}, \quad (1.42) \quad r_p = \frac{\tau_p}{\varepsilon_{rst} C_0}, \quad (1.43)$$

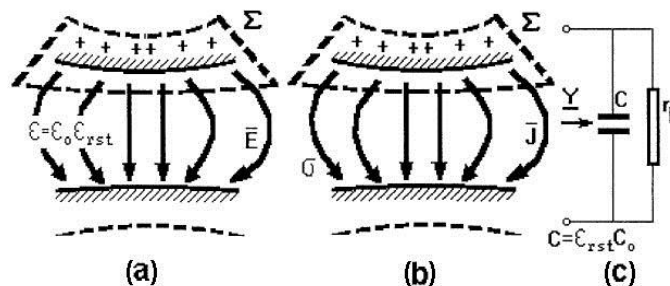


fig.1.9 Forma liniilor de câmp și de curent într-un dielectric cu pierderi prin conducție electrică: (a) forma liniilor de câmp; (b) forma liniilor de curent; (c) schema echivalentă a condensatorului cu dielectric cu polarizare de deplasare și pierderi prin conducție [Căt].

1.4.4. Dependența de frecvență și de temperatură a permitivității relative complexe pentru dielectricii cu polarizare de deplasare și pierderi prin conducție

Din schema echivalentă (fig.1.9c) a condensatorului cu pierderi prin conducție, presupusă valabilă și pentru regimul nestăionar, rezulta expresia admitanței condensatorului:

$$\underline{Y} = 1/r_p + j\omega\varepsilon_{r_{st}}C_0 = j\omega\varepsilon_r C_0 = j\omega(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'')C_0. \quad (1.44)$$

Cu relația (1.42), expresiile componentelor permitivității relative complexe sunt:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r_{st}}, \quad (1.45)$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} = \frac{1}{\omega} \frac{1}{r_p C_0} = \frac{1}{\omega} \frac{\varepsilon_{r_{st}}}{\tau_p}, \quad (1.46)$$

iar tangenta unghiului de pierderi este:

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_{r_{st}}}, \quad (1.47)$$

și scade, ca și ε_r'' cu creșterea frecvenței.

Dacă temperatura este constantă, conductivitatea σ conform relațiilor (1.37), (1.38) este o mărime constantă, iar dacă temperatura se modifică, tangenta unghiului de pierderi se va modifica la fel ca și conductivitatea după o lege exponențială, conform relațiilor (1.37), (1.47). Dependențele de frecvență la temperatura constantă ale permitivității relative reale și ale tangentei unghiului de pierderi sunt mărimi caracteristice materialului dielectric, fiind reprezentate pe baza relațiilor (1.45), (1.47) în fig.1.10.

Componenta reală a permitivității relative caracterizează materialul dielectric din punct de vedere al proprietății sale de a se polariza. În cazul unui condensator cu dielectric, cu cât aceasta proprietate este mai pronunțată sau ε_r' este mai ridicat, cu atât se mărește și capacitatea condensatorului, sau proprietatea lui de a acumula sarcini electrice pe armături. Dielectricii cu polarizare de deplasare au permitivitatea reală constantă până la frecvențele de rezonanță proprie ale ionilor și electronilor și pierderi prin conducție reduse, care scad cu creșterea frecvenței.

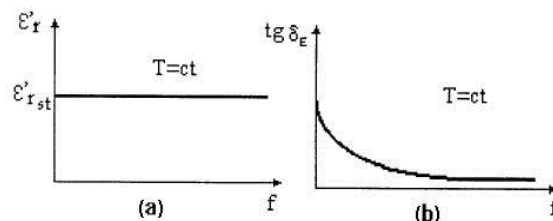


fig.1.10 Dependența de frecvență la temperatura constantă a permitivității reale și a tangentei unghiului de pierderi pentru dielectricii cu polarizare de deplasare și pierderi prin conducție [Căt].

1.5. Polarizarea de orientare a dielectricilor

1.5.1. Modelul teoretic al dielectricilor cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție

În absența câmpului electric exterior momentele electrice elementare sunt distribuite aleatoriu, iar din punct de vedere macroscopic polarizația este nulă.

În prezența unui câmp electric exterior momentele electrice tind să se orienteze în direcția câmpului, iar polarizația temporară este diferită de zero.

Modelul teoretic simplificat presupune două stări stabile ale dipolilor: A și B, în care momentele electrice au aceeași direcție cu a câmpului electric aplicat, dar sensuri opuse. Aceasta ipoteza nu exclude posibilitatea existenței unor stări diferite de stările A și B, doar că aceste stări sunt presupuse mai puțin probabile.

În fig.1.11 sunt reprezentate diagramele electrice corespunzătoare diferitelor stări, în absența sau în prezența câmpului electric exterior. În absența acestuia, cele 2 stări sunt egal probabile, ele fiind separate printr-o barieră de potențial W_0 . Numărul de momente electrice din starea A este egal cu cel corespunzător stării B, în momentul inițial, când se aplică câmpul exterior, sau:

$$N_A(0) = N_B(0) = N/2, \quad (1.48)$$

unde N reprezintă numărul total de stări A și B.

În prezența câmpului electric exterior, cu orientare identică cu cea a momentelor din starea B, bariera de potențial se micșorează cu W_e , favorizând tranzițiile momentelor electrice din starea A în starea B. Energia W_e reprezintă lucru mecanic efectuat de câmp pentru a modifica orientarea momentului electric din starea A în starea B. Astfel, numărul momentelor din starea B va fi superior celui corespunzător stării A, sau:

$$N_B(t) > N_A(t) \quad (1.49)$$

inegalitatea fiind cu atât mai pronunțată, cu cât intensitatea câmpului electric este mai ridicată.

Aplicând sistemului de momente electrice elementare statistica Boltzmann, rezultă că diferența $N_B(t) - N_A(t)$ variază exponențial cu timpul [Căt].

Polarizabilitatea sistemului de momente electrice variază în timp proporțional cu această diferență, conform unei relații de forma:

$$\alpha(t) = \alpha(0) e^{-\frac{t}{\tau_\epsilon}}, \quad (1.50)$$

unde: $\alpha(t)$ este polarizabilitatea la momentul inițial, iar τ_ϵ este constanta de relaxare.

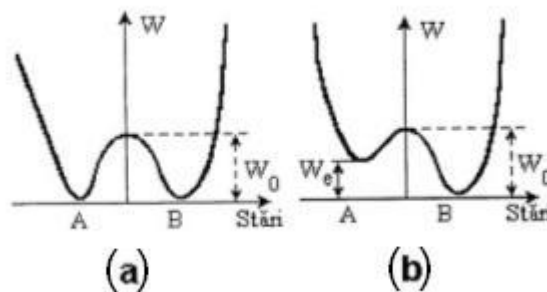


fig.1.11 Relieful de potențial pentru un dielectric cu 2 stări stabile:
(a) - fără câmp electric exterior; (b) - în prezența câmpului electric exterior cu orientare dipolară. [Căt]

Introducând relația (1.50) în relația (1.28), care se aplică și dielectricilor cu polarizare de orientare, se obține:

$$\underline{\epsilon}_r = \epsilon_{r\infty} + \alpha(0) \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau_\epsilon} j\omega t} = \epsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0)\tau_\epsilon}{1 + j\omega\tau_\epsilon}, \quad (1.51)$$

Prin identificare cu relația (1.15), pentru un dielectric fără pierderi prin conducție rezultă:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\varepsilon_r}{1 + (\omega\tau_\varepsilon'')^2}, \quad (1.52)$$

$$\varepsilon_r'' = \Delta\varepsilon_r \frac{\omega\tau_\varepsilon''}{1 + (\omega\tau_\varepsilon'')^2}, \quad (1.53)$$

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\Delta\varepsilon_r (\omega\tau_\varepsilon'')}{\varepsilon_{rst} + \varepsilon_{r\infty} (\omega\tau_\varepsilon'')^2}, \quad (1.54)$$

unde: $\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_{rst} - \varepsilon_{r\infty}$.

Pentru un dielectric cu pierderi prin conducție, relația (1.53) se completează cu valoarea corespunzătoare pierderilor prin conducție dată de relația (1.46). Astfel, expresiile componentelor permitivității relative complexe și tangentei unghiului de pierderi, sunt de forma:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\varepsilon_r}{1 + (\omega\tau_\varepsilon'')^2}, \quad (1.55)$$

$$\varepsilon_r'' = \Delta\varepsilon_r \frac{\omega\tau_\varepsilon''}{1 + (\omega\tau_\varepsilon'')^2} + \frac{\varepsilon_{rst}}{\omega\tau_\rho}, \quad (1.56)$$

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_{rst} [1 + (\omega\tau_\varepsilon'')^2] + \Delta\varepsilon_r \tau_\varepsilon'' \tau_\rho \omega^2}{\omega\tau_\rho [\varepsilon_{rst} + \varepsilon_{r\infty} (\omega\tau_\varepsilon'')^2]}, \quad (1.57)$$

Pe baza relațiilor (1.52) și (1.57), verificate experimental, rezultă schemele echivalente ale condensatoarelor cu și fără pierderi prin conducție, reprezentate în fig.1.12.

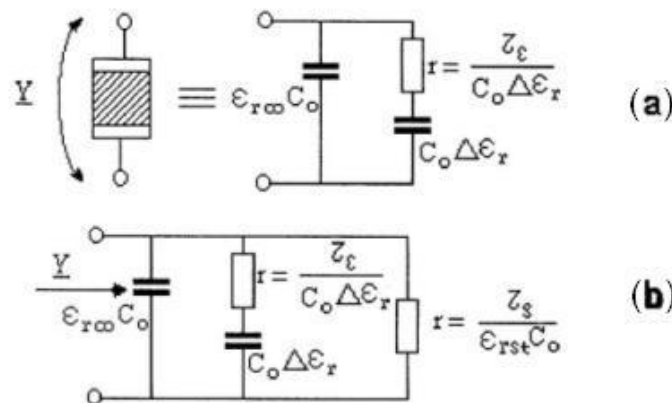


fig.1.12 Schema echivalentă a condensatorului cu dielectric cu polarizare de orientare: (a) fără pierderi prin conducție și (b) cu pierderi prin conducție. [Căt]

1.5.2. Dependența de frecvență și temperatură a permitivității relative complexe pentru dielectricii cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție

Din diagramele reprezentate în fig.1.13, stabilite pe baza relațiilor (1.55), (1.57), se observă că la temperatură constantă, permitivitatea reală descrește monoton cu frecvența, datorită inerției orientării momentelor elementare atunci când frecvența crește. La frecvențe ridicate, dielectricul are permitivitate reală $\varepsilon_{r\infty}$, datorată exclusiv polarizării de deplasare electronică.

Tangenta unghiului de pierderi este puternic dependentă de frecvență. Primul maxim corespunde regimului staționar ($\omega=0$) și este datorat pierderilor prin conducție, iar al doilea maxim este datorat pierderilor prin polarizare.

Permitivitatea reală în regim staționar scade pronunțat cu temperatura după legea Curie: $\epsilon_{rst} = \frac{3T_c}{T - T_c}$. (1.58)

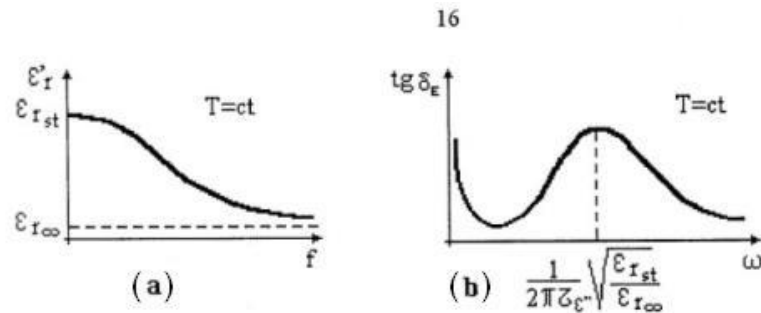


fig.1.13 Dependența de frecvență la temperatură constantă a permitivității reale și a tangentei unghiului de pierderi pentru dielectricii cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție. [Căt]

În figurile (1.14) și (1.15) sunt reprezentate diagramele de variație ale permitivității reale și tangentei unghiului de pierderi cu frecvența și temperatura.

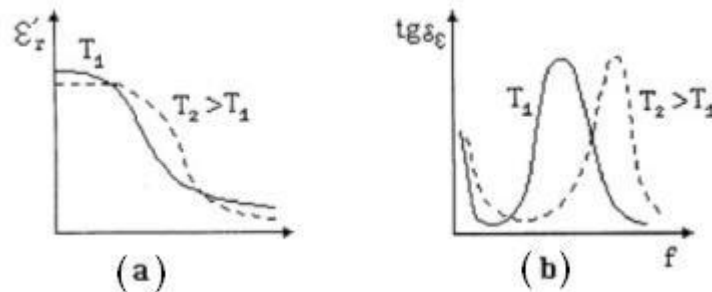


fig.1.14 Dependența de frecvență la două temperaturi diferite a permitivității reale și a tangentei unghiului de pierderi, pentru dielectricii cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție. [Căt]

La frecvențe mici și medii, permitivitatea reală, prezintă o puternică dependență de temperatură, iar la frecvențe ridicate, devine preponderentă contribuția polarizării de deplasare electronică, care se modifică nesemnificativ cu temperatura. Intersecțiile caracteristicilor pentru diferite temperaturi presupun o dependență neunivocă. Astfel, mărimile la un moment dat, depind de evoluția anterioară, comportarea dielectricului fiind diferită la creșterea, respectiv scăderea temperaturii.

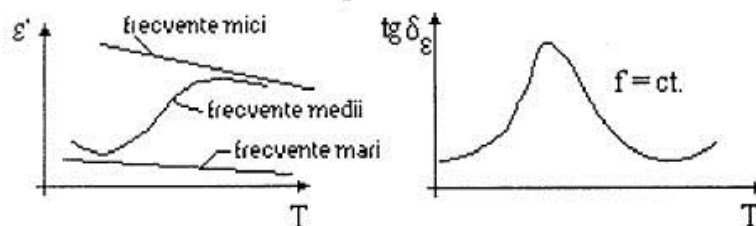


fig.1.15 Dependența de temperatură la frecvență constantă a permitivității reale și a tangentei unghiului de pierderi pentru dielectricii cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție. [Căt]

Tangenta unghiului de pierderi prezintă un maxim datorat pierderilor prin polarizare și crește exponențial la temperaturi ridicate, datorită pierderilor prin conducție.

1.6. Rigiditatea dielectrică

Rigiditatea dielectrică R_d , sau intensitatea câmpului electric la care are loc străpungerea E_{str} , este prin definiție, tensiunea la care se străpunge dielectricul raportată la grosimea dielectricului sau distanța dintre electrozii aplicați pe suprafața dielectricului. Rigiditatea dielectrică are o dependență puternică de formă geometrică a electrozilor, care stabilește configurația și gradul de neuniformitate a câmpului electric.

1.6.1. Rigiditatea dielectricilor gazoși

Străpungerea dielectricilor gazoși are loc atunci când energia cinetică a purtătorilor de sarcină: electroni și ioni, accelerați în câmpul electric, este suficientă pentru a produce ionizarea prin ciocnire a moleculelor gazului.

Presupunem, așa cum se ilustrează în fig.1.16a, că o particulă încărcată cu sarcină electrică q , se deplasează pe direcția câmpului \vec{E} , considerat constant, parcurgând distanța S_1 , în timpul t_1 și S_2 în timpul t_2 . Forța care acționează asupra particulei are expresia:

$$F = Eq = ma, \tag{1.59}$$

unde: m este masa particulei, iar a este accelerația ei.

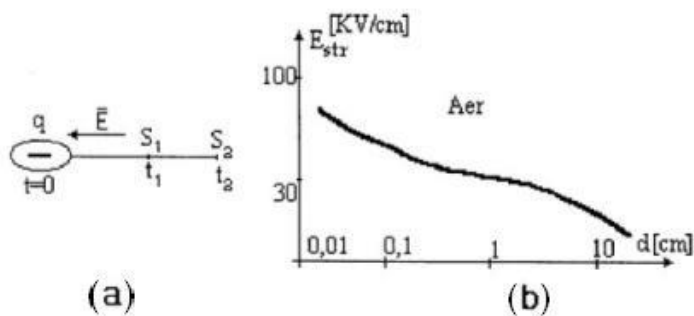


fig.1.16 Parcursul liber mijlociu al unei particule încărcate electric (a) și dependența rigidității aerului de distanța dintre electrozi plani, la presiune și temperatură normale (b).

Viteza particulei depinde de timpul în care acționează câmpul electric asupra ei și are expresia:

$$v = a \cdot t = (Eq) / m \tag{1.60}$$

Presupunând că la momentul $t=0$ are loc o ciocnire a unei particule încărcate electric cu o moleculă a gazului, care are ca efect eliberarea unui electron. Energia cinetică a electronului, proporțională cu viteza lui, până în momentul unei noi ciocniri are valoarea cu atât mai ridicată cu cât parcursul liber mijlociu este mai mare.

Dependența rigidității aerului de distanța dintre electrozi, de formă plană este reprezentată în fig.1.16b.

Creșterea presiunii gazului determină micșorarea parcursului liber mijlociu, scăderea energiei dobândite între două ciocniri succesive, scăderea posibilității de ionizare a gazului și creșterea rigidității. În câmp electric uniform și electrozi

plani, rigiditatea aerului la presiunea de 1atm. este: $R_d=30\text{kV/cm}$, iar la 10atm., $R_d=300\text{kV/cm}$.

Din curbele Pachen (fig.1.17a) se observă că există o tensiune minimă aplicată electrozilor sub care străpungerea nu mai este posibilă, indiferent de presiune sau distanța dintre electrozi. Valoarea acestei tensiuni este cuprinsă între 280 V și 420 V, pentru aer fiind 350 V.

Rigiditatea dielectrică a gazelor în câmp omogen depinde de frecvență. Această dependență este reprezentată pentru aer, în fig.1.17b. La frecvențe ridicate rigiditatea crește pentru că durata procesului de ionizare prin ciocnire devine comparabilă cu semiperioada câmpului electric. Astfel, la un moment dat $t < t_1$ (fig.1.16a), sensul câmpului electric este inversat și particula încărcată cu sarcina electrică, nu va mai parcurge spațiul S_1 corespunzător ciocnirii cu o moleculă a gazului.

În condițiile în care rigiditatea aerului este mult mai redusă decât rigiditatea unui dielectric solid, apare străpungerea aerului la suprafața dielectricului solid, fenomen numit conturnare și care depinde de configurația și frecvența câmpului electric, starea suprafeței dielectricului și presiunea aerului.

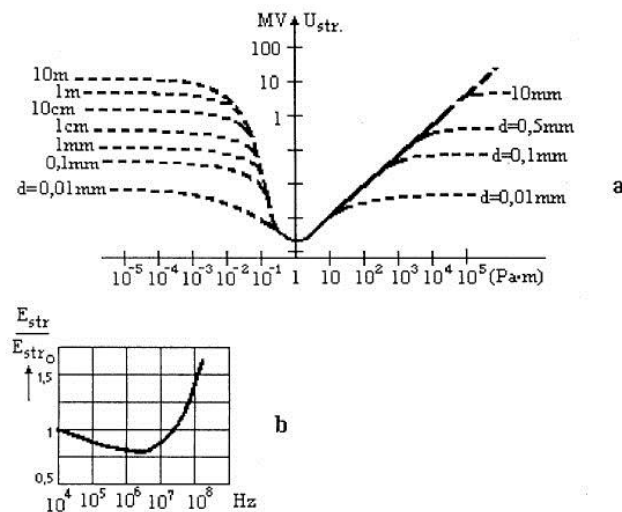


fig.1.17 Curbele Pachen pentru aer (a) și dependenta de frecvența a rigidității aerului (b). [Căt]

1.6.2. Rigiditatea dielectricilor lichizi

Străpungerea are loc printr-un mecanism de ionizare prin ciocnire. Parcursul liber mijlociu fiind mult mai redus decât în dielectricii gazoși, rigiditatea dielectricilor lichizi este crescută, având valori de până la 100 MV/m.

Prezența impurităților, cu valori diferite ale permitivităților în raport cu cea a lichidului, determină micșorarea rigidității. Impuritățile se distribuie de-a lungul liniilor de câmp sub forma unor "lanțuri", favorizând străpungerea.

Pentru câmpuri electrice cu frecvență ridicată, pierderile în dielectric, care sunt importante mai ales la lichide cu polarizare de orientare, produc încălziri locale, favorizând străpungerea prin creșterea numărului de purtători de sarcină.

1.6.3. Rigiditatea dielectricilor solizi. Tipuri de străpungeri

Deși parcursul liber mijlociu este redus, în câmpuri electrice intense, pot avea loc ionizări prin ciocniri care conduc la **străpungerea prin ionizare** a dielectricului. Mecanismul străpungerii se bazează pe multiplicarea în avalanșă a

purtătorilor de sarcină electrică și este distructiv.

Din fig.1.18 se observă că rigiditatea dielectricilor polari este crescută deoarece prezența dipolilor nu favorizează eliberarea electronilor care participă la străpungere. Dielectricii nepolari au rigiditate scăzută, independentă de temperatură până la temperatura de topire.

Incluziunile sau neomogenitățile de material, produc concentrări sau dispersări ale liniilor de câmp electric, favorizând străpungerea. **Străpungerea prin ionizarea incluziunilor gazoase**, în interiorul cărora intensitatea câmpului electric are valori superioare intensității câmpului electric din dielectric, are loc în materiale cu porozitate.

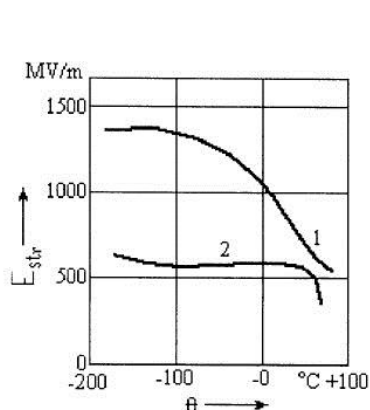


Fig. 1.18

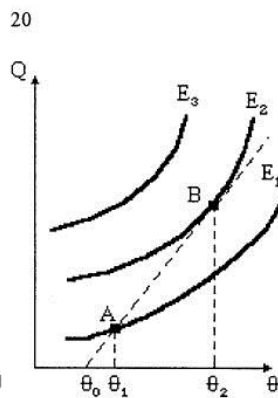


Fig 1.19

fig.1.18 Dependența rigidității de temperatura în cazul străpunerii electrice:

1-dielectric polar (polimetacrilat de metil); 2 - dielectric nepolar (polietilena).

fig.1.19 Străpungerea termică a dielectricilor: dependența de temperatură a cantității de căldură dezvoltată datorita pierderilor în dielectric (linie plină) și a cantității de căldură cedată mediului (linie întreruptă) [Căt].

1.7. Dielectrici solizi cu polarizare temporară [Căt]

Polarizarea de deplasare exclusiv electronică este destul de rar întâlnită, apare la polimeri termoplastici cu molecula neutră, pentru temperaturi inferioare temperaturii de plasticitate peste care devin ușor deformabili. Permitivitatea reală și tangenta unghiului de pierderi au valori reduse: $\epsilon_r' = 2 \div 2,5$; $\text{tg} \delta_\epsilon = n \cdot 10^{-4}$, și prezintă stabilitate cu temperatura și frecvența.

Astfel de materiale sunt polistirenul, politetrafluoretilena, polietilena, polipropilena.

Dielectricii cu molecula neutră, cu legături ionice sau parțial ionice, poseda **polarizare de deplasare electronică și ionică**, au valori relativ ridicate ale permitivității reale și valori reduse ale tangentei unghiului de pierderi: $\text{tg} \delta_\epsilon = n \times 10^{-4}$, fiind stabile la variațiile frecvenței sau temperaturii.

Astfel de materiale sunt oxizii: SiO_2 ($\epsilon_r' = 4$), Al_2O_3 ($\epsilon_r' = 10$), Ta_2O_5 ($\epsilon_r' = 27$), TiO_2 ($\epsilon_r' = 107$), sau combinații care conțin acești oxizi.

Mica muscovit conține oxizi de siliciu și aluminiu; fiind foarte stabilă din punct de vedere termic, este utilizată pentru fabricarea condensatoarelor.

Mica flogopit are proprietăți dielectrice inferioare față de mica muscovit, dar stabilitate termica superioară.

Sticla silicat este compusă din bioxid de siliciu în amestec cu oxizi ai metalelor alcaline Na_2O , K_2O sau alți oxizi, care determină apariția polarizării

structurale, implicând mărirea permitivității reale dar și a tangentei unghiului de pierderi.

Dielectricii ceramici conțin oxizi de aluminiu și siliciu în amestec cu oxizi de bariu BaO sau magneziu MgO. Din prima categorie fac parte ceramica mulțică, celsiana, corund, iar din a doua categorie, ceramica stealit și spinel. Aceste materiale sunt utilizate pentru realizarea părților electroizolante ale dispozitivelor electronice. Dielectricii ceramici care conțin oxizi de titan și zirconiu posedă permitivitate crescută ($\epsilon_r' > 20$), stabilitate termică și în timp, fiind utilizați în fabricarea condensatoarelor.

Dielectricii cu molecule care au momente electrice proprii, distribuite aleatoriu în absența câmpului electric exterior, prezintă polarizare de orientare. Performanțele dielectrice caracterizate prin ϵ_r' și $\text{tg}\delta_\epsilon$, sunt reduse, depinzând de temperatură și frecvență, iar pierderile sunt mari.

Astfel de materiale sunt polimeri cu molecula liniară care le conferă flexibilitate și elasticitate (policlorura de vinil, polietilentereftalat, poliamide și polimetanice), precum și polimeri cu molecula spațială, care le conferă rigiditate mecanică și termică (rășini formaldehidice și epoxidice, celuloză).

1.8. Dielectrici solizi cu polarizare spontană [Căt]

Polarizarea de deplasare electronică a ionilor rețelei cristaline, este asociată prezenței unui câmp electric cristalin intern. Astfel, dacă un ion este plasat într-un centru de simetrie al rețelei, asupra sa vor acționa din motive de simetrie, componente egale și de sens opus ale câmpului intern, iar ionul respectiv nu posedă moment electric propriu. Un ion plasat pe o axă sau într-un plan de simetrie, poate avea moment electric propriu orientat în lungul axei sau în planul de simetrie.

Polarizarea de deplasare ionică apare datorită necoincidenței centrelor sarcinilor electrice pozitive și negative ale celulei elementare. Considerăm o celula elementară cu simetrie tetragonală, reprezentată în fig.1.20.

Cationul este deplasat cu distanța d_2 de-a lungul axei de simetrie Oz, rezultând astfel polarizarea de deplasare ionică. Datorită simetriei rețelei, atât cationii cât și anionii sunt plasați pe axe de simetrie. Sub acțiunea câmpului electric intern, atât cationii cât și anionii au polarizarea de deplasare electronică pe direcția axei. Astfel, polarizarea de deplasare ionică și electronică au aceeași direcție și sens, iar cristalul va prezenta polarizare spontană pe direcția Oz, care este axa de ușoară polarizare. Axele de polarizare grea sunt conținute în plane perpendiculare pe axa de ușoară polarizare, sau de polarizare spontană și au aceeași indici Miller (vezi anexa 1.1).

Pentru apariția polarizației spontane, este necesar ca în interiorul cristalului forțele de interacțiune de natură electrică să depășească forțele de natură elastică.

Prin aplicarea unui câmp exterior intens și orientat antiparalel cu polarizația spontană, există posibilitatea comutării cationului în poziție simetrică față de centrul de simetrie al celulei, ceea ce determină modificarea sensului tuturor momentelor elementare ale ionilor, iar polarizația spontană a cristalului va avea sensul câmpului electric aplicat.

Dielectricii cu polarizare spontană prezintă o puternică dependență a polarizației de temperatură, scăzând cu creșterea temperaturii, iar la temperatura

Curie, polarizația spontană se anulează, cristalul având doar polarizație temporară.

Materialele feroelectrice, pentru care entropia se modifică brusc la temperatura Curie, se numesc cu tranziții de ordinul 1, iar cele pentru care entropia variază continuu, se numesc cu tranziții de ordinul 2. Aceste dependențe sunt reprezentate în fig.1.21. La temperaturi superioare temperaturii Curie T_C , aceste materiale nu mai au proprietăți feroelectrice.

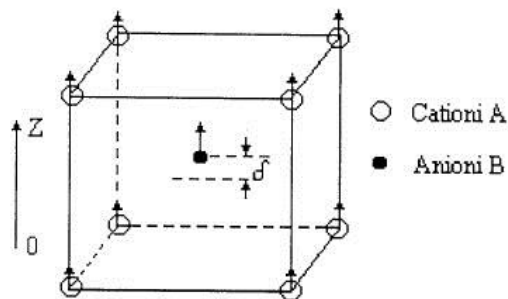


fig.1.20 Celulă elementară cu simetrie tetragonală.

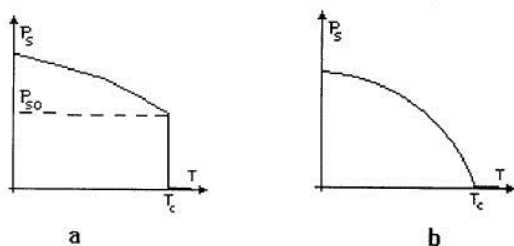


fig.1.21 Dependența modului polarizației spontane de temperatură, pentru feroelectrice cu tranziții de ordinul 1 (a) și de ordinul 2 (b).

1.8.1. Materiale feroelectrice [Căt]

a) Structuri de domenii

În funcție de numărul direcțiilor preferențiale ale vectorului polarizație, materialele feroelectrice se clasifică în uniaxiale cu o axa de ușoară polarizație și axe perpendiculare de polarizație grea, și multiaxiale, în care vectorul polarizație are mai multe direcții de ușoară polarizare.

Din motive energetice, care vor fi discutate detaliat la materialele feromagnetice, polarizația nu are o distribuție uniformă sau aleatoare în volumul unui cristal feroelectric, ci se formează domenii în care polarizația spontană egală cu polarizația de saturație, este uniformă, domenii separate prin pereți de domenii reprezentați în fig.1.22.

Pentru titanatul de bariu $BaTiO_3$, cu simetrie tetragonală, a cărei structură de domenii este reprezentată în fig.1.22c, grosimea pereților de 180° este de 2nm, iar cea a pereților de 90° , care apar în regiunea cubică centrală, este de 10nm.

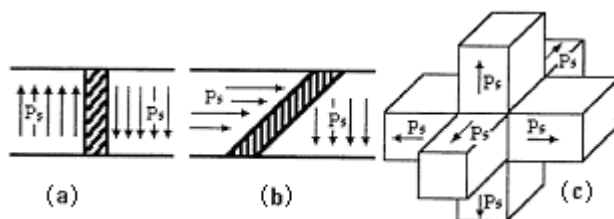


fig.1.22 Pereți de 180° (a) și de 90° (b) în cristale feroelectrice.

Structura de domenii se modifică sub influența câmpului electric, temperaturii și tensiunilor mecanice, cât și în timp.

b) Dependența permitivității relative complexe de câmpul electric aplicat, temperatură și frecvență.

Partea reală a permitivității feroelectricilor are valori foarte mari, de ordinul zecilor sau sutelor de mii, și prezintă o puternică dependență de temperatură, mai ales în apropierea temperaturii Curie. În fig. 1.23, sunt reprezentate dependențele componenteii reale a permitivității, de temperatură și de câmpul electric aplicat din exterior.

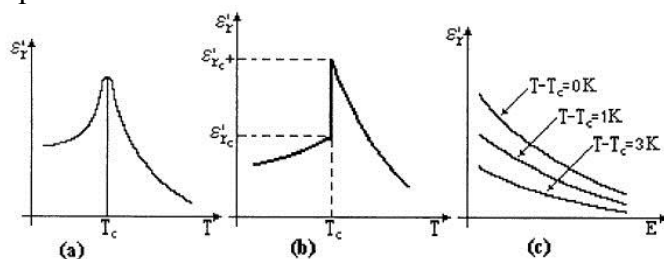


fig.1.23 Dependența părții reale a permitivității complexe de temperatură: feroelectrici cu tranziții de fază de ordin 2 (a); feroelectrici cu tranziții de fază de ordin 1 (b); dependența părții reale a permitivității de câmp, în faza neferoelectrică (c).

În faza neferoelectrică, corespunzătoare unor temperaturi superioare temperaturii Curie, permitivitatea reală se modifică cu temperatura conform unei relații asemănătoare cu relația (1.58):

$$\epsilon'_r = \frac{A}{T - T_0}, \quad (1.64)$$

unde: A este o constantă de material.

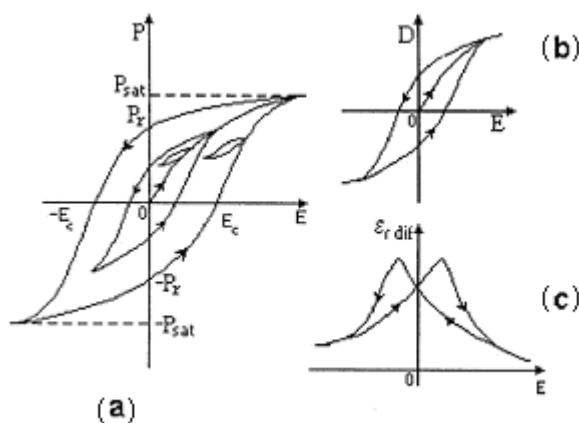


fig.1.24 Ciclul histeresis (a),(b) și dependența permitivității diferențiale de câmpul electric aplicat, în faza feroelectrică (c).

În procesul de polarizare corespunzător fazei feroelectrice, polarizația P, respectiv inducția electrică D, se modifică în funcție de intensitatea câmpului electric aplicat, după un ciclu de histeresis, reprezentat în fig.1.24.

Ciclul histeresis inducție-câmp, este mai înclinat și mai alungit decât ciclul polarizație-câmp, care prezintă două segmente orizontale corespunzătoare saturației, când toate momentele electrice elementare sunt orientate în direcția câmpului electric exterior, suficient de intens. Curba de prima polarizație presupune polarizație și inducție inițial nule pentru câmp nul. Starea materialului

feromagnetic la un moment dat este caracterizată prin polarizație, mărime locală sau moment electric, mărime globală și câmp electric. În fig. 1.24, s-au reprezentat ciclurile de histeresis limită: astfel, numai punctele din interiorul ciclului de histeresis pot caracteriza starea materialului la un moment dat, care depinde de evoluția anterioară a procesului de polarizare. În fig. 1.24a, sunt reprezentate cicluri de histeresis minore, care presupun existența unei componente alternative suprapusă sau nu, peste componenta continuă a câmpului electric exterior.

Pentru ciclul de histeresis, se definesc mărimile:

Câmpul coercitiv E_C , este câmpul electric exterior minim necesar pentru a produce anularea polarizației;

Polarizația remanentă $\pm P_r$, este polarizația materialului corespunzătoare absenței câmpului electric exterior;

Polarizația de saturație $\pm P_{sat}$ este polarizația maximă a materialului, orientată în sensul câmpului electric aplicat;

Permitivitatea relativă diferențială, este panta ciclului de histeresis în punctul considerat:

$$\varepsilon'_{dif} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial D}{\partial E} \right)_{T=const.}; \quad (1.65)$$

Permitivitatea relativă reversibilă este panta ciclului minor care se sprijină pe un punct plasat pe ciclul de histeresis:

$$\varepsilon'_{rev} = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\Delta D}{\Delta E} \right)_{E=E_0; D=D_0} \quad (1.66)$$

și are valoare inferioară permitivității relative diferențiale, pentru că axa ciclului minor este mai puțin înclinată decât tangenta în punctul respectiv al ciclului de histeresis;

Permitivitatea relativă inițială, se definește în originea axelor de coordonate:

$$\varepsilon'_{in.} = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\Delta D}{\Delta E} \right)_{E=0; D=0} \quad (1.67)$$

Dependența permitivității relative reversibile de intensitatea câmpului electric continuu sau alternativ, este reprezentată în fig. 1.5, iar dependența de frecvența câmpului electric este reprezentată în fig. 1.25a. Permitivitatea reversibilă este constantă până la frecvența de relaxare, care are valoarea de 2GHz, pentru titanatul de bariu. Pentru frecvențe inferioare celei de relaxare, partea imaginară a permitivității crește aproape liniar cu frecvența (fig. 1.25b).

Pierderile de energie în materiale feroelectrice au valori ridicate, fiind proporționale cu suprafața ciclului de histeresis și dependente de temperatură. Astfel, în apropierea temperaturii Curie, tangenta unghiului de pierderi, este crescută: $\text{tg} \delta_e \cong 0,1$.

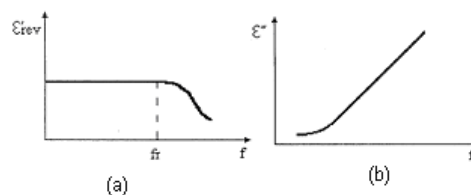


fig.1.25 Dependența de frecvență a permitivității reversibile reale (a) și a părții imaginare a permitivității feroelectrilor (b).

Pierderile ridicate impun utilizarea unei scheme echivalente serie pentru un condensator feroelectric, care este reprezentată împreună cu diagrama vectorială asociată, în figura (1.26).

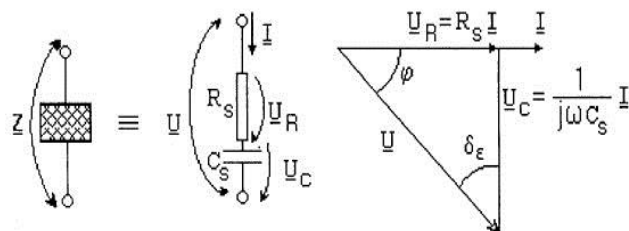


fig.1.26 Schema echivalentă serie și diagrama vectorială pentru un condensator cu feroelectric (cu pierderi semnificative).

Tangenta unghiului de pierderi are expresia:

$$\operatorname{tg}\delta_\epsilon = \epsilon_r'' / \epsilon_r' = \omega r_s C_s \quad (1.68)$$

Experimental se constată că valorile C_s și r_s sunt aproape independente de temperatură și câmpul electric aplicat. Rezultă că dependențele părții imaginare a permitivității relative față de temperatură și câmp, au aceeași formă ca și dependențele părții reale, reprezentate în fig. 1.23.

c) Cristale feroelectrice

Cristalele feroelectrice au structuri de tip perovskit, piroclor sau cu legătură de hidrogen.

Structura perovskit ABO_3 este reprezentată în figura (1.27).

Prin A s-a notat un element mono-, bi-, sau trivalent, iar B reprezintă un element tri-, tetra-, sau pentavalent. Aceste structuri au simetrie cubică și conțin cationi metalici în interstiții octaedrice formate din anioni de oxigen. Structurile tip perovskit pot avea proprietăți feroelectrice, numai atunci când la temperaturi inferioare temperaturii Curie, apar mici deformații față de rețeaua cubică.

În structurile de tip piroclor $A_2B_2O_7$, rețeaua cristalină este formată din octaedrii $[BO_6]$, cu vârfurile comune și ușor deformabile. Acești octaedri deformați determină apariția polarizației spontane.

În structurile cu legătură de hidrogen, polarizația spontană apare ca o sumă a momentelor electrice dipolare ale legăturilor covalente de hidrogen: A-H, dipolul astfel format interacționând electrostatic cu un alt ion de tip B.

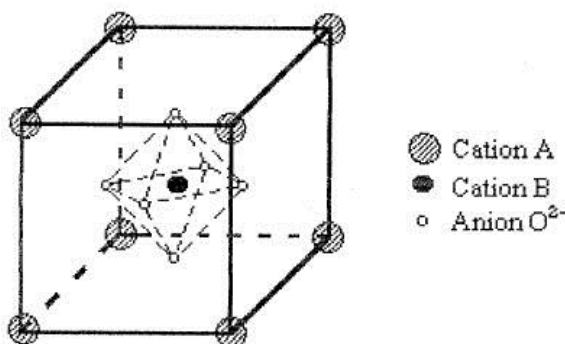


fig.1.27 Celula elementară a structurii perovskit pentru $T > T_c$.

1.8.2. Cristale lichide [Căt]

Cristalele lichide sunt substanțe organice cu molecule lungi, cu secțiuni circulare, care se pot roti în jurul axei proprii și care posedă moment electric

permanent puternic. Ele formează o familie foarte numeroasă. Starea de cristal lichid, caracterizată prin ordonarea moleculelor și anizotropie, se manifestă între două temperaturi de tranziție: pentru temperaturi inferioare temperaturii de topire, cristalul devine solid, iar pentru temperaturi superioare temperaturii de limpezire, cristalul devine izotrop. În figura (1.28) sunt reprezentate cele două tipuri de cristale lichide.

În cristale lichide smectice, moleculele formează straturi cu grosime de aproximativ 20\AA , în care moleculele sunt paralele între ele. Față de planul stratului, moleculele sunt perpendiculare sau înclinate, se pot deplasa în plan, dar nu se pot deplasa dintr-un plan în altul. În cristalele lichide colesterice, direcția de orientare a moleculelor, se modifică de la un strat la altul, într-o manieră elicoidală. Moleculele se pot deplasa în planul stratului și dintr-un strat în altul.

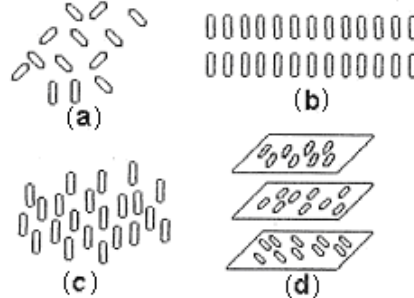


fig.1.28 Modelul ordonării moleculare: lichid izotrop (a); cristal lichid smectic (b); cristal lichid nematic (c); cristal lichid colesteric (d)

Cristalele lichide nematice au de asemenea molecule paralele între ele, care se pot deplasa în toate direcțiile. Cristalele lichide nematice au doar polarizare temporară, care se manifestă anizotrop, având o axa de simetrie care, reprezintă axa de ușoară polarizare. Notăm cu $\epsilon_{r\perp}$, $\epsilon_{r\parallel}$ permitivitățile relative complexe în lungul axei de simetrie, respectiv după o direcție perpendiculară pe axa de simetrie. Pentru un câmp electric aplicat înclinat față de planul dipolilor, expresiile componentelor inducției electrice de-a lungul axei și de-a lungul unei direcții perpendiculare pe axă, sunt [Căt]:

$$D_{\parallel} = \epsilon_{r\parallel}^* \epsilon_0 E \cos \theta \quad (1.69)$$

$$D_{\perp} = \epsilon_{r\perp}^* \epsilon_0 E \sin \theta \quad (1.70)$$

unde: θ este unghiul format între axa de simetrie și direcția câmpului electric aplicat.

Cristalele lichide au anizotropie dielectrică pozitivă, dacă: $\Delta\epsilon_{r\parallel}^* - \epsilon_{r\perp}^* > 0$ și negativă în caz contrar.

Pentru minimizarea energiei interne, moleculele se orientează paralel cu câmpul electric în cristalele lichide cu anizotropie pozitivă și perpendicular pe liniile de câmp, pentru cele cu anizotropie negativă.

În straturi subțiri, cristalele lichide sunt optic active și posedă birefringență pronunțată. Unele structuri de cristal lichid nematic rotesc planul de polarizare al fluxului luminos liniar polarizat, în funcție de intensitatea câmpului electric aplicat.

1.8.3. Cristale piezoelectrice [Căt]

Efectul piezoelectric direct este proprietatea unor cristale de a-și modifica starea de polarizare sub acțiunea tensiunilor mecanice, iar efectul piezoelectric

invers este deformarea rețelei cristaline sub acțiunea câmpului electric. Interacțiunea care transformă prin intermediul cristalului, energia electrică în energie elastică și invers, este folosită pentru realizarea unor dispozitive cu undă elastică de volum sau de suprafață.

Din categoria materialelor utilizate pentru realizarea dispozitivelor cu undă elastică de volum, fac parte cuarțul (SiO_4) și unele cristale feroelectrice cum sunt titanatul de bariu (BaTiO_3), sau niobatul de sodiu și potasiu. Cuarțul este utilizat sub formă de bare sau plachete paralelipipedice pentru fabricarea rezonatoarelor, iar cristalele feroelectrice sunt utilizate pentru realizarea filtrelor, traductoarelor de vibrații acustice, cât și a rezonatoarelor. Frecvența de rezonanță depinde de dimensiunile cristalului.

Dispozitivele cu undă elastică de suprafață utilizează undele Rayleigh polarizate eliptic și atenuate în adâncime (vezi anexa 1.2). Aceste dispozitive sunt formate dintr-un traductor emițător, care transformă semnalul electric în undă elastică, care se propagă pe suprafața unui cristal piezoelectric. Un traductor receptor transformă unda elastică în semnal electric. Cuarțul, niobatul de litiu, germaniatul de bismut, nitratul de aluminiu, sunt doar câteva dintre aceste materiale utilizate la realizarea filtrelor trece bandă, (pâna la frecvențe de ordinul: $n \times \text{GHz}$), linii de întârziere, codoare și decodoare.

1.8.4. Electreți [Căt]

Electreții sunt materiale dielectrice care prezintă polarizație remanentă de lungă durată.

a) Termoelectreții se obțin prin încălzirea în câmp electric a dielectricului până la o temperatură apropiată de temperatura de topire. Mobilitatea sarcinilor electrice se mărește, producându-se acumulări de sarcini pe suprafețele dielectricului. Dipolii se vor orienta după direcția liniilor de câmp electric și vor "îngheța" în pozițiile lor, prin scăderea temperaturii.

Eterosarcina se formează prin orientarea dipolilor, sau deplasarea sarcinilor (fig.1.29a)

Omosarcina este sarcina distribuită superficial transferată de la electrozi prin străpungeri locale ale interstițiului electrod electret, apare în câmpuri electrice intense și, având pondere mai mare decât eterosarcina, stabilește semnul sarcinii electrice superficiale (fig. 1.29b).

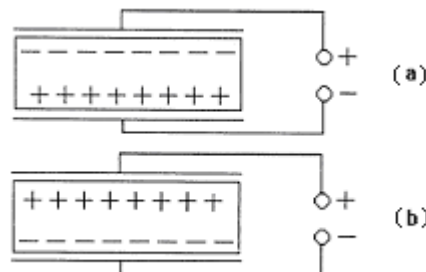


fig.1.29 Formarea sarcinilor termoelectreților: eterosarcini (a); omosarcini (b).

Electreții formați în câmp electric scăzut ($E < 0,5 \text{ MV/m}$), nu prezintă omosarcină (fig. 1.30a), care scade în timp printr-un proces de relaxare a dipolilor. Cei formați în câmp electric intens ($E > 100 \text{ MV/m}$), posedă omosarcină (fig. 1.30b), care scade printr-un proces de conducție. Electreții formați în câmpuri electrice medii, posedă atât eterosarcină cât și omosarcină, care se

compensează la un moment dat.

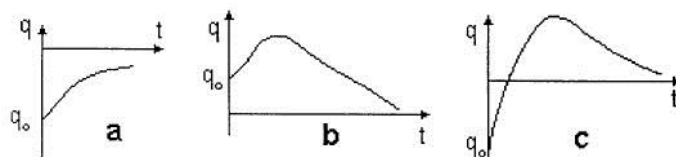


fig.1.30 Variația în timp a densității de sarcină a electreților: termoelectreți formați în câmpuri slabe (a); termoelectreți formați în câmpuri puternice (b); termoelectreți formați în câmpuri medii (c).

b) Fotoelectreții sunt realizați din materiale fotoconductoare (cum este sulfura de zinc), plasate în câmp electric și puternic iluminate.

Dacă energia cuantelor de lumină este suficientă pentru a transfera electroni din banda de valență în banda de conducție, acești electroni sunt captați pe nivele locale, create prin defecte în rețeaua cristalină (fig. 1.31).

După anularea fluxului luminos și a câmpului electric, electronii captați pe nivele locale produc polarizație remanentă, dar revin în pozițiile inițiale prin încălzirea materialului. Iluminarea distruge instantaneu polarizația remanentă, determinând trecerea tuturor electronilor de pe nivelele locale în banda de conducție.

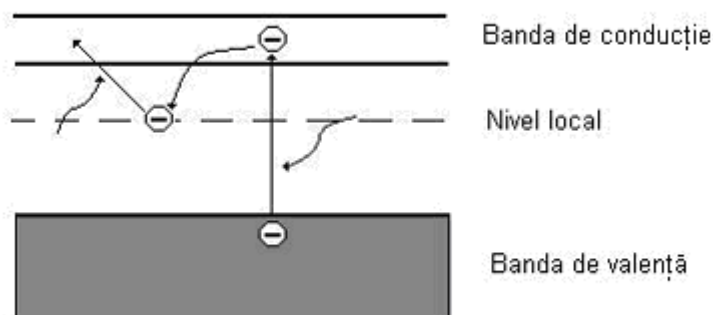


fig.1.31 Diagrama nivelelor energetice într-un fotoelectret.

c) Pseudoelectreții se obțin prin captarea electronilor radiației β (formată din electroni) și pe nivelele locale generate prin defecte ale rețelei cristaline ale suprafeței iradiate (fig. 1.32).

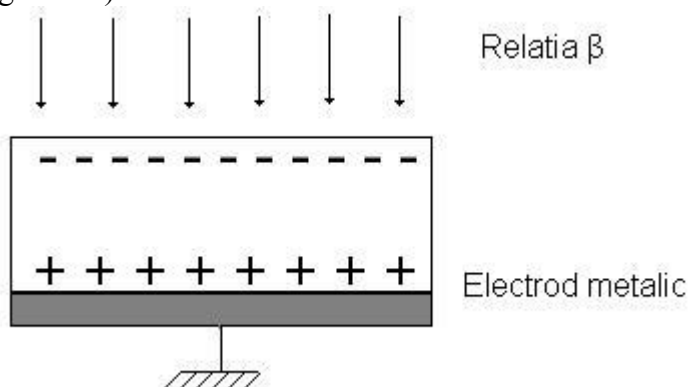


fig.1.32 Structura pseudoelectreților.

Câmpul electric al sarcinii astfel fixate va acționa asupra sarcinii din electrodul metalic, atrăgând sarcina electrică pozitivă pe suprafața inferioară a materialului dielectric.

1.9. Întrebări

1. Definiți starea de polarizare a materialelor dielectrice și mărimile polarizație și moment electric și precizați unitățile lor de măsură;

2. Să se indice criteriul după care se clasifică materialele dielectrice și să se enumere tipurile de materiale dielectrice, precum și semnificațiile mărimilor în funcție de care se efectuează clasificarea materialelor dielectrice.

3. Clasificați materialele dielectrice din punct de vedere al relației cauzale între câmpul electric și polarizația temporară și comentați relația sub aspectul susceptivității electrice și al postefectului;

4. Explicați apariția postefectului în materialele dielectrice pe baza relațiilor și diagramelor asociate;

5. Să se explice necoliniaritatea vectorilor inducție electrică și câmp electric pentru frecvențe înalte și apariția postefectului;

6. Analizați curbele de histeresis ale dependențelor: polarizație-câmp, respectiv inducție-câmp electric, pentru materialele feroelectrice și explicați prin ce diferă cele două diagrame;

Se are în vedere înclinarea diferită a celor două tipuri de curbe, datorită expresiei inducției electrice, care este o funcție de câmpul electric aplicat.

7. Scrieți legea de material pentru materiale dielectrice, utilizând mărimi vectoriale sau complexe și arătați motivul pentru care relația între mărimile complexe este mai susceptibilă interpretării teoretice;

8. Explicați motivul pentru care vectorii asociați inducției electrice și câmpului electric nu mai sunt coliniari atunci când frecvența câmpului electric aplicat materialului dielectric se mărește;

9. Explicați apariția postefectului în materiale dielectrice pe baza relațiilor și diagramelor și analizați comportarea materialelor dielectrice atunci când frecvența câmpului electric aplicat din exterior se mărește;

10. Să se argumenteze corectitudinea expresiei permitivității electrice complexe din diagramele fazoriale ale unui condensator cu dielectric, utilizând schema echivalentă paralel;

11. Pentru determinarea componentei reale a permitivității relative și a tangentei unghiului de pierderi a unui material dielectric, se utilizează un circuit cu rezonanță de tensiune și un Q-metru. Să se stabilească configurațiile circuitelor de măsurare și algoritmul măsurărilor; *(vezi anexa 1.3)*

12. Enumerați și comentați tipurile și subtipurile de polarizații ale materialelor dielectrice;

13. Să se explice motivul intersectării caracteristicilor din familia de caracteristici ale componentei reale a permitivității în funcție de câmpul electric continuu aplicat, pentru materialele feroelectrice;

14. Definiți rigiditatea dielectrică și specificați condițiile impuse unui material dielectric cu funcție de izolație electrică;

15. Să se deducă relațiile Debye pentru dielectricii cu polarizare de deplasare și să se traseze diagramele stabilite pe baza relațiilor.

R: Cunoscând expresia polarizabilității unui material dielectric cu polarizare de deplasare și fără pierderi prin conducție:

$$\alpha(t) = \alpha(0) \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_\varepsilon}\right) \cdot \cos(\omega_0 t + \psi_0), \text{ unde: } \tau_\varepsilon \text{ este constanta de timp de}$$

relaxare, ω_0 este pulsația de rezonanță a particulei încărcate electric, iar ψ_0 este faza inițială, se vor determina expresiile componentelor permitivității relative complexe. Expresia permitivității complexe este:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' = \varepsilon_{r\infty} + \int_0^\infty \alpha(t) \cdot \exp(-j\omega t) dt$$

unde $\varepsilon_{r\infty}$ este permitivitatea relativă instantanee, corespunzătoare frecvenței care tinde spre infinit. În expresia permitivității se introduce expresia polarizabilității, se descompune funcția armonică într-o diferență de funcții armonice și se integrează expresiile astfel obținute, având în final expresia:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0) \cdot \tau_\varepsilon}{2} \left[\frac{1 + jtg \psi_0}{1 - j\omega_0 \tau_\varepsilon} + \frac{1 - jtg \psi_0}{1 + j\omega_0 \tau_\varepsilon} \right] \cdot \cos \psi_0.$$

Pentru $\omega \ll \omega_0$, expresia are forma:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0) \cdot \tau_\varepsilon}{2} \left[\frac{1 + jtg \psi_0}{1 - j\omega_0 \tau_\varepsilon} + \frac{1 - jtg \psi_0}{1 + j\omega_0 \tau_\varepsilon} \right] \cdot \cos \psi_0.,$$

$$\text{sau: } \underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{rst} = \varepsilon_{r\infty} + \alpha(0) \cdot \tau_\varepsilon = \frac{1 + jtdg \psi_0}{1 + (\omega_0 \tau_\varepsilon)^2} \cdot \cos \psi_0. \quad \varepsilon_r'' = 0.$$

Pentru $\omega \approx \omega_0$ și $\omega_0 \cdot \tau_\varepsilon \gg 1$, expresia permitivității complexe este:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0) \cdot \tau_\varepsilon}{2} \left[1 - \frac{tg \psi_0}{2\omega_0 \tau_\varepsilon} + j \left(tg \psi_0 - \frac{1}{2\omega_0 \tau_\varepsilon} \right) \right] \cdot \cos \psi_0., \text{ sau}$$

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta \varepsilon_r}{2} \cdot \frac{\omega_0 \tau_\varepsilon \Delta \omega}{1 + (\tau_\varepsilon \Delta \omega)^2} \quad \varepsilon_r'' = \frac{\Delta \varepsilon_r}{2} \cdot \frac{\omega_0 \tau_\varepsilon}{1 + (\tau_\varepsilon \Delta \omega)^2}$$

unde: $\Delta \omega = \omega - \omega_0$ și:

$$\Delta \varepsilon_r = \varepsilon_{rst} - \varepsilon_{r\infty} = \frac{\alpha(0) \cdot \tau_\varepsilon}{1} \cdot \frac{1 - \omega \tau_\varepsilon tg \psi_0}{1 + (\omega_0 \tau_\varepsilon)^2} \cdot \cos \psi_0$$

La frecvența de rezonanță pierderile de energie care se transformă în căldură și de asemenea ε_r'' , care caracterizează pierderile de energie, sunt maxime.

Pentru: $\omega \gg \omega_0$, expresia permitivității complexe este:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0) \cdot \tau_\varepsilon}{1} \left[\frac{1}{1 + (\omega_0 \tau_\varepsilon)^2} + \frac{j\omega \tau_\varepsilon}{1 + (\omega_0 \tau_\varepsilon)^2} \right] \cdot \cos \psi_0., \text{ sau:}$$

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} \quad \text{si} \quad \varepsilon_r'' = \frac{\alpha(0)}{\omega} \cdot \cos \psi_0$$

16. Definiți polarizabilitatea electrică și precizați semnificația mărimii și cărui aspect al comportării materialului dielectric îi corespunde;

17. Să se arate care este semnificația fizică a polarizabilității și care este legătura dintre polarizabilitatea și permitivitatea reală.

Se are în vedere că amplitudinea mărită a coordonatei liniare (a particulei încărcate electric), sau unghiulare (a dipolului) în procesul de relaxare la

anularea cauzei perturbatoare (câmp electric), implică polarizabilitate mărită, întrucât momentul elementar este în raport direct cu deplasarea liniară sau unghiulară față de poziția de echilibru.

18. Utilizând schema echivalentă paralel a unui condensator cu dielectric să se argumenteze asocierea dintre componenta reală a permitivității și capacitatea dielectricului de a se polariza, precum și asocierea dintre componenta imaginară a permitivității și pierderile de putere activă din dielectric;

19. Să se stabilească diagrama puterilor pentru un condensator cu dielectric utilizând schema echivalentă paralel.

20. Să se argumenteze gradul de generalitate al expresiei permitivității relative complexe în funcție de permitivitatea relativă instantanee și polarizabilitate, expresie care este valabilă atât pentru dielectricii cu polarizare de deplasare cât și pentru cei cu polarizare de orientare.

Se are în vedere procesul de relaxare la anularea cauzei perturbatoare.

21. Să se stabilească ipotezele modelului teoretic al dielectricului ideal cu polarizare de deplasare și fără pierderi prin conducție;

22. Să se compare două materiale dielectrice diferite din punct de vedere al polarizabilității, având în vedere ecuația de mișcare, de revenire a sarcinilor electrice la anularea câmpului electric exterior .

Se va ține cont că un material dielectric are polarizabilitate crescută atunci când pentru același câmp electric aplicat, deplasarea liniară sau unghiulară (pentru dipoli) față de o poziție de echilibru (în absența câmpului electric exterior), este mai mare.

23. Să se descrie modul în care s-a obținut expresia permitivității relative complexe în funcție de polarizabilitate, și să se precizeze motivul pentru care expresia obținută este valabilă atât pentru dielectricii cu polarizare de deplasare cât și pentru cei cu polarizare de orientare;

În cele două cazuri, expresiile polarizabilității sunt diferite, având constante de timp de relaxare diferite, dar procesele sunt asemănătoare cu deosebirea că deplasarea liniară a sarcinilor electrice, sub influența câmpului electric aplicat se transformă în deplasare unghiulară pentru dipoli;

24. Să se determine expresia conductivității materialelor dielectrice solide în funcție de temperatură.

R: *Comportarea materialului dielectric este similară comportării unui material semiconductor. Presupunem cunoscute: lățimea benzii interzise ΔE_g , concentrațiile de electroni din banda de conducție N_c și valență N_v , mobilitățile electronilor μ_n și golurilor μ_p , dependențele de temperatură ale concentrațiilor de electroni: $\mu_{Cy} \approx T^{1.5}$ și ale mobilităților: $\mu_{n,p} \approx T^{-2.5}$.*

La conducția electrică participă ambele tipuri de purtători de sarcină, cu concentrațiile n , p , a căror expresii sunt:

$$n = N_c \cdot e^{\left[\frac{E_c - E_F}{kT} \right]}; p = N_v \cdot e^{\left[\frac{E_F - E_v}{kT} \right]},$$

unde: k este constanta lui Boltzmann, iar E_F este nivelul Fermi. Presupunem nivelul Fermi plasat la mijlocul benzii interzise. În acest caz, expresia conductivității este:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(N_c \mu_n + N_v \mu_p) \cdot e^{\left(\frac{E_F - E_v}{2kT} \right)}, \quad (1)$$

unde: e - este sarcina electronului.

Pentru ca: $N \approx T^{1.5}$ și $\mu \approx T^{-2.5}$. Conductivitatea se poate scrie sub forma:

$$\sigma = \frac{B}{T} e^{-\frac{b}{T}}, \text{ unde: } b \text{ și } B \text{ sunt mărimi independente de temperatură. Această}$$

expresie este valabilă și pentru dielectricii solizi. Cu creșterea temperaturii, creșterea de tip exponențial a conductivității este mai pronunțată decât scăderea de tip hiperbolic, în consecință, conductivitatea va crește cu creșterea temperaturii;

25. Un senzor de temperatură este realizat dintr-o placă din siliciu de grosime l și secțiune S . Se cunosc: lățimea benzii interzise ΔE_g , concentrațiile de electroni din banda de conducție N_c și valență N_v , mobilitatea electronilor μ_n și golurilor μ_p , dependențele de temperatură ale concentrațiilor de electroni: $\mu_{c,v} \approx T^{1.5}$ și ale mobilităților: $\mu_{n,p} \approx T^{-2.5}$. Să se determine sensibilitatea senzorului dR/dT , dacă se cunosc conductivitățile: σ_1, σ_2 la temperaturile T_1 și T_2 .

R: La conducția electrică participă ambele tipuri de purtători de sarcină, cu concentrațiile n, p ; a căror expresii sunt:

$$n = N_c \exp[-(E_c - E_F)/kT], \quad p = N_v \exp[-(E_F - E_v)/kT],$$

unde: k este constanta lui Boltzmann, iar E_F este nivelul Fermi.

Presupunem nivelul Fermi plasat la mijlocul benzii interzise. În acest caz, expresia conductivității este:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(N_c \mu_n + N_v \mu_p) \cdot \exp(-\Delta E_g / 2kT), \quad (1)$$

unde e este sarcina electronului.

Pentru că $N \approx T^{1.5}$ și $\mu \approx T^{-2.5}$, conductivitatea se poate scrie sub forma:

$$\sigma = \frac{B}{T} \exp\left(-\frac{b}{T}\right),$$

unde: B și b sunt mărimi independente de temperatură. Această expresie este valabilă și pentru dielectricii solizi. Cu creșterea temperaturii, creșterea de tip exponențial a conductivității este mai pronunțată decât scăderea de tip hiperbolic, în consecință, conductivitatea va crește cu creșterea temperaturii.

Întrucât se cunosc valorile σ_1, σ_2 la T_1, T_2 , rezultă:

$$b = \frac{\left(T_1 T_2 \ln \frac{\sigma_2 T_2}{\sigma_1 T_1}\right)}{T_2 - T_1}, \quad B = \sigma_1 T_1 \exp(-b/T_1) = \sigma_2 T_2 \exp(-b/T_2).$$

Expresia rezistenței senzorului de temperatură este de forma:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{T}{B S} \exp(b/T),$$

iar panta de conversie, sau sensibilitatea senzorului, este:

$$\frac{dR}{dT} = \frac{1}{BS} \exp \frac{b}{T} (1 - b/T).$$

Valorile conductivităților pentru cele două temperaturi se pot calcula din relația (1), dacă se cunosc concentrațiile N_c și N_v și mobilitățile μ_n și μ_p la două temperaturi diferite.

26. Să se traseze și să se comenteze diagramele componentelor permitivității relative complexe în funcție de frecvența câmpului electric aplicat, obținute pe baza relațiilor Debye;

27. Să se analizeze pierderile prin conducție a materialelor dielectrice gazoase, lichide și solide, cu diagramele și explicațiile aferente.

28. Utilizând legile fluxului electric și a conducției electrice, să se descrie relațiile rezistenței de pierderi a materialelor dielectrice cu polarizare de deplasare și pierderi prin conducție în regim staționar;

29. Să se deducă pe baza schemei echivalente a materialelor dielectrice cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție, expresiile componentelor permitivității electrice și a tangentei unghiului de pierderi și să se descrie dependența acestora în funcție de frecvență și temperatură;

30. Să se descrie ipotezele care stau la baza modelului teoretic al dielectricilor cu polarizare de orientare și să se pună în evidență deficiențele acestor ipoteze simplificatoare;

31. Pe baza modelului teoretic al dielectricilor cu polarizare de orientare, să se stabilească și să se comenteze comparativ cu expresia analoagă pentru dielectrici cu polarizare de deplasare, expresia permitivității relative complexe;

32. Să se determine expresia conductivității materialelor dielectrice solide în funcție de temperatură.

R: *Comportarea materialului dielectric este similară comportării unui material semiconductor. Presupunem cunoscute: lățimea benzii interzise ΔE_g , concentrațiile de electroni din banda de conducție N_c și valență N_v , mobilitățile electronilor μ_n și golurilor μ_p , dependențele de temperatură ale concentrațiilor de electroni: $N_{c,v} \approx T^{1.5}$ și ale mobilităților: $\mu_{n,p} \approx T^{-2.5}$.*

La conducția electrică participă ambele tipuri de purtători de sarcină, cu concentrațiile n , p , a căror expresii sunt:

$$n = N_c e^{\left[\frac{E_C - E_F}{kT} \right]}; p = N_v e^{\left[\frac{E_F - E_V}{kT} \right]},$$

unde: k este constanta lui Boltzmann, iar E_F este nivelul Fermi.

Presupunem nivelul Fermi plasat la mijlocul benzii interzise. În acest caz, expresia conductivității este:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(N_c \mu_n + N_v \mu_p) e^{\left(\frac{-\Delta E_g}{2kT} \right)}, \quad (1)$$

unde: e este sarcina electronului.

Pentru că: $N \approx T^{1.5}$ și $\mu \approx T^{-2.5}$, conductivitatea se poate scrie sub forma: $\sigma = \frac{B}{T} e^{-\frac{b}{T}}$, unde: B și b sunt mărimi independente de temperatură.

Această expresie este valabilă și pentru dielectricii solizi. Cu creșterea temperaturii, creșterea de tip exponențial a conductivității este mai pronunțată decât scăderea de tip hiperbolic, În consecință, conductivitatea va crește cu creșterea temperaturii.

33. Să se traseze și să se comenteze dependențele de frecvență și temperatură al componentei reale a permitivității și ale tangentei unghiului de pierderi pentru dielectrici cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție;

34. Să se deducă relațiile Debye pentru dielectrici cu polarizare de orientare și pierderi prin conducție și să se traseze diagramele permitivității reale și a tangentei unghiului de pierderi, stabilite pe baza relațiilor, în funcție de frecvență, pentru diferite temperaturi;

R: Cunoscând expresia polarizabilității unui material dielectric cu polarizare de orientare și fără pierderi prin conducție $\alpha(t) = \alpha(0) \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_\varepsilon}\right)$; unde τ_ε este constanta de timp de relaxare, se vor determina expresiile componentelor permitivității relative complexe.

Expresia permitivității relative complexe este:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' = \varepsilon_{r\infty} + \int_0^\infty \alpha(t) \cdot \exp(-j\omega t) dt$$

unde $\varepsilon_{r\infty}$ este permitivitatea relativă instantanee, corespunzătoare frecvenței care tinde spre infinit.

Permitivitatea relativă în regim staționar sau pentru frecvență nulă se notează cu ε_{rst} iar $\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_{rst} - \varepsilon_{r\infty} > 0$, pentru că pe măsură ce frecvența se mărește apar pierderi prin polarizare. În expresia permitivității se introduce expresia polarizabilității și prin identificare rezultă:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\varepsilon_r}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2}$$

$$\varepsilon_r'' = \Delta\varepsilon_r \cdot \frac{\omega\tau_\varepsilon}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2}$$

$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\Delta\varepsilon_r \omega\tau_\varepsilon}{\varepsilon_{rst} + \varepsilon_{r\infty} (\omega\tau_\varepsilon)^2}$$

Dacă se consideră un dielectric cu pierderi prin conducție și polarizare de orientare, în expresia componentei ε_r'' mai apare un termen corespunzător pierderilor de putere prin conducție:

$$\varepsilon_r'' = \Delta\varepsilon_r \cdot \frac{\omega\tau_\varepsilon}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} + \frac{\varepsilon_{rst}\varepsilon}{\omega\tau_p}$$

unde: $\tau_p = \varepsilon_0 \varepsilon_{rst} \cdot \rho$, iar tangenta unghiului de pierderi are forma:

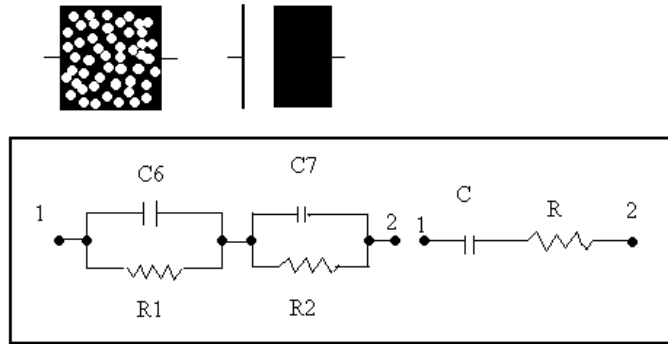
$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} = \frac{\varepsilon_{rst} [1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2] + \Delta\varepsilon_r \omega^2 \tau_\varepsilon \tau_p}{\omega\tau_p [\varepsilon_{rst} + \varepsilon_{r\infty} (\omega\tau_\varepsilon)^2]}$$

Prin anularea derivatei tangentei unghiului de pierderi se obține maximum datorat pierderilor prin polarizare, pentru:

$$\omega \approx \frac{1}{\tau_\delta} \sqrt{\frac{\varepsilon_{rst}}{\varepsilon_{r\infty}}}$$

35. Să se stabilească relațiile Debye pentru materiale dielectrice cu neomogenități;

R: Se vor determina componentele permitivității relative complexe ale unui material dielectric poros introdus între armăturile unui condensator, care are în vid capacitatea C_0 . Condensatorul cu dielectric poros se consideră ca fiind format din două condensatoare cu dielectrici omogeni înseriate, a căror capacități și rezistențe de pierderi sunt cunoscute.



Admitanța schemei echivalente are expresia:

$$Y = \frac{1}{R_1 + R_2} \cdot \frac{(1 + j\omega\tau_1) \cdot (1 + j\omega\tau_2)}{1 + j\omega\tau_\varepsilon} = j\omega \cdot (\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'') \cdot C_0$$

unde: $\tau_1 = R_1 \cdot C_1$, $\tau_2 = R_2 \cdot C_2$ iar τ_ε are forma:

$$\tau_\varepsilon = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \cdot (C_1 + C_2)$$

Prin identificare se obțin expresiile componentelor permitivității relative complexe:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\varepsilon_r}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} \quad \varepsilon_{rst} = \frac{1}{C_0(R_1 + R_2)} \cdot (\tau_1 + \tau_2 + \tau_\varepsilon),$$

$$\varepsilon_r'' = \Delta\varepsilon_r \cdot \frac{\omega\tau_\varepsilon}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} + \frac{\varepsilon_{rst}}{\omega\tau_\rho} \quad \text{unde:} \quad \varepsilon_{r\infty} = \frac{1}{C_0(R_1 + R_2)} \cdot \frac{\tau_1\tau_2}{\tau_\varepsilon}$$

$$\tau_\rho = \varepsilon_{rst} \cdot C_0(R_1 + R_2)$$

Altă variantă de rezolvare se obține considerând schema echivalentă serie. Relațiile de legătură între componentele R_p, C_p ale schemei echivalente și componentele R_s, C_s ale schemei echivalente serie sunt:

$$R_s = R_p \cdot \sin^2 \delta$$

$$C_s = C_p (1 + \tan^2 \delta),$$

unde: $\tan^2 \delta = (\omega)^{-1} C_p R_p = \omega \cdot C_s \cdot R_s$.

Admitanța schemei echivalente serie, este de forma:

$$Y = \frac{j\omega C}{1 + j\omega CR} = j\omega(\varepsilon_r' - j\varepsilon_r'') \cdot C_0,$$

$$\text{unde:} \quad C = C_1 \left[1 + \frac{1}{(\omega C_1 R_1)^2} \right] + C_2 \left[1 + \frac{1}{(\omega C_2 R_2)^2} \right].$$

$$R = \frac{R_1}{(\omega C_1 R_1)^2} + \frac{R_2}{(\omega C_2 R_2)^2}.$$

Prin identificare se obțin expresiile componentelor ε_r' și ε_r'' .

36. Să se explice motivul pentru care caracteristicile din familia de caracteristici $\varepsilon_r(f)$; $\operatorname{tg}\delta_\varepsilon(f)$ - cu parametru temperatură, se pot intersecta, rezultând din punct de vedere matematic: nedeterminarea procesului fizic;

37. Să se traseze și să se explice pentru dielectricii gazoși alura caracteristicilor rigidității dielectrice în funcție de distanța dintre electrozi, forma electrozilor, presiunea și frecvența semnalului de tensiune aplicat electrozilor;

38. Să se analizeze străpungerea dielectricilor solizi prin ionizare proprie și a incluziunilor gazoase;

39. Să se analizeze pe baza relațiilor și diagramelor, străpungerea termică a dielectricilor solizi;

40. Să se argumenteze pe baza relațiilor și diagramelor asociate străpungerii termice a dielectricilor solizi, modalitățile de evitare a acestui tip de străpungere electrică;

41. Enumerați tipurile și subtipurile de materiale dielectrice cu polarizare de deplasare temporară și spontană și precizați proprietățile caracteristice acestor materiale dielectrice;

42. Explicați natura polarizației spontane de deplasare ionică utilizând pentru exemplificare o structură elementară cu simetrie tetragonală, apariția câmpului electric intern și efectele acestuia asupra polarizării de deplasare electronică;

43. Să se exemplifice și să se motiveze apariția polarizării de deplasare ionică în dielectrici solizi cu polarizare spontană, precum și procesul de comutare a sensului polarizației sub influența câmpului electric exterior;

44. Explicați comportarea materialelor feroelectrice în funcție de temperatură și câmpul electric aplicat, pe baza diagramelor polarizației, respectiv ale componentei reale a permitivității electrice;

45. Prin ce se aseamănă materialele feroelectrice în faza neferoelectrică cu materialele dielectrice cu polarizare de orientare;

46. Analizați și comparați curbele de histeresis $P=f(E)$ și $D=f(E)$ pentru materiale feroelectrice și stabiliți pe baza diagramelor, componentele reale ale permitivității electrice;

47. Cunoscând ciclul de histeresis limită pentru un material feroelectric, să se traseze ciclurile de histeresis minore atunci când peste componenta continuă pozitivă sau negativă a câmpului electric aplicat, se suprapune și o componentă alternativă;

Se cere să se traseze diagrama $P(E)$ sau $D(E)$, știind că toate punctele de stare ale materialului care se află în interiorul ciclului de histeresis limită și se consideră cazurile în care peste componenta continuă a câmpului (care stabilește un punct situat pe curba de primă polarizare, pe ciclul limită sau pe un ciclu minor cuprins în interiorul ciclului limită), se aplică și o componentă variabilă în timp (după o lege armonică), care determină deplasarea punctului de stare pe un ciclu minor.

48. Să se motiveze relația de inegalitate dintre permitivitatea reală diferențială și cea reversibilă, pentru un material feroelectric;

49. Să se argumenteze forma diferită a dependențelor inducției electrice, respectiv polarizației electrice în funcție de câmpul electric aplicat unui material feroelectric;

Se are vedere înclinarea diferită a celor două tipuri de curbe, datorită

expresiei electrice, care este o funcție de câmpul electric aplicat.

50. Descrieți comportarea materialelor feroelectrice pe baza dependențelor componente reale a permitivității electrice de câmpul electric exterior: alternativ și continuu, precum și pe baza dependenței de frecvența câmpului electric aplicat;

51. Analizați pierderile de energie din materialele feroelectrice: de care mărimi depind aceste pierderi și explicați pe baza schemei echivalente a materialului feroelectric și pe baza constatărilor experimentale similitudinea alurii dependențelor componentelor imaginare și reale ale permitivității, de temperatură și câmpul electric aplicat;

52. Să se specifice mărimea de care depind preponderent pierderile de energie în materialele feroelectrice mult mai ridicate decât la materiale dielectrice;

53. Enumerați tipurile de cristale lichide și precizați caracteristicile acestor materiale și efectele electrooptice pe care le prezintă;

54. Descrieți procesele care au loc într-un cristal piezoelectric utilizat în dispozitive cu undă elastică de volum și se suprafață;

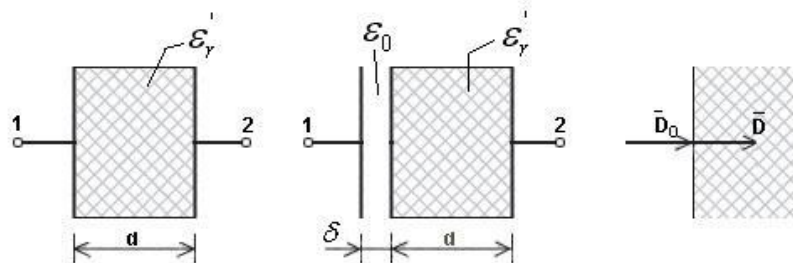
55. Descrieți structura și modul de funcționare a unui filtru trece-bandă cu undă de suprafață, precizând care sunt caracteristicile distinctive ale acestui dispozitiv;

56. Explicați cum se generează eterosarcina și omosarcina electreților și modul în care se modifică densitatea de sarcină superficială și polarizația remanentă în timp.

57. Explicați procesul de distrugere instantanee prin iluminare a polarizației remanente a fotoelectreților.

1.10 Probleme

1. Un condensator plan, având ca material dielectric între armaturi, ceramică multica cu conținut de bariu, cu $\epsilon_r = 7,3$, distanța dintre armaturi fiind: $d = 1\text{cm}$, funcționează la o tensiune aplicată de 12KV . Datorită unui soc mecanic, la una dintre armaturi s-a creat un interstitiu de aer, cu grosime $\delta = 0,5\text{mm}$. Sa se calculeze valoarea câmpului electric în interiorul condensatorului în cele două situații și sa se determine ordinea de strapungere în cazul în care strapungerea are loc. Se cunosc rigiditățile aerului și ceramicii: $E_{\text{str.aer}} = 3\text{MV/m}$, $E_{\text{str.ceramica}} = 19\text{MV/m}$.



Rezolvare:

Tensiunea aplicată armaturilor are expresia:

$$U_{12} = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l} = Ed$$

de unde rezulta:

$$E = \frac{U_{12}}{d} = \frac{12 \cdot 10^3}{10^{-2}} = 1,2\text{MV/m} < E_{\text{str.ceramica}}$$

si condensatorul nu se strapunge.

Pentru condensatorul cu interstitiu de aer, tensiunea aplicata armaturilor, este:

$$U_{12} = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l} = \delta E_0 + dE$$

Din legea fluxului electric rezulta teorema continuitatii inductiei electrice pe suprafete normale pe directia câmpului electric:

$$D_0 = \epsilon_0 E_0 = \epsilon_0 \epsilon_r' E = D$$

Rezolvând sistemul de ecuatii, rezulta:

$$E = \frac{U_{12}}{d + \delta \epsilon_r'} = 0,879 \text{ MV/m} < E_{str.ceramica},$$

$$E_0 = \epsilon_r' E = 6,4 \text{ MV/m} > E_{str.aer}$$

Interstitiul de aer se va strapunge si sub actiunea arcului electric se va deteriora în timp dielectricul ceramic si în final se va distruge condensatorul. Este de subliniat pericolul existentei interstitiilor de aer, chiar si uniforme si cu atât mai mult neuniforme, in interiorul spatiului dintre armaturi.

Presupunem ca se aplica condensatorului tensiunea $U = 12 \text{KV}$, si ulterior se întrerup conexiunile bornelor sursei de tensiune cu armaturile condensatorului. Se va analiza si în acest caz efectul interstitiului asupra strapungerii ansamblului.

Daca suprafata armaturilor este S si sarcina electrica acumulata pe armaturi este q , capacitatea condensatorului fara interstitiu de aer, este:

$$C = \frac{q}{U} = \epsilon_0 \epsilon_r' \frac{S}{d}$$

iar capacitatea condensatorului cu interstitiu de aer, are expresia:

$$C' = \frac{C}{1 + \frac{\delta}{d} \epsilon_r'}$$

Intrucât sarcina electrica acumulata pe armaturi nu se modifica, tensiunea la armaturile condensatorului cu interstitiu de aer are expresia:

$$U' = \frac{q}{C'} = U \left(1 + \frac{\delta}{d} \epsilon_r' \right)$$

S-a constatat ca pentru tensiunea $U = 12 \text{KV}$ aplicata condensatorului cu interstitiu de aer, aerul se va strapunge. Cresterea de tensiune datorita aparitiei interstitiului implica o crestere suplimentara a câmpului în interstitiul de aer:

$$E_0' = \frac{U}{\delta + d/\epsilon_r'} \left(1 + \frac{\delta}{d} \epsilon_r' \right)$$

Prin urmare strapungerea aerului va avea loc si în acest caz.

2. Dielectricul dintre armaturile unui condensator plan cu suprafata armaturilor $S = 100 \text{cm}^2$ si distanta dintre ele: $d = 10 \mu\text{m}$, este o folie din polistiren, fara interstitii de aer, cu: $\epsilon_r' = 2,5$, $\rho = 10^{10} \Omega\text{m}$, $E_{str} = 30 \text{MV/m}$. Sa se calculeze puterea activa dezvoltata prin conductie electrica pentru o tensiune continua aplicata condensatorului: $U = 200 \text{V}$.

Rezolvare:

Initial se verifica daca nu se strapunge condensatorul la tensiunea aplicata.

$$E = \frac{U}{d} = 20 \text{ MV/m} < E_{\text{str}}$$

Densitatea de curent se determina cu expresia:

$$J = \sigma E = E/\rho = 2 \cdot 10^{-3} \text{ A/m}^2$$

Puterea dezvoltata prin conductie electrica se determina in doua moduri:

a) Puterea activa specifica dezvoltata in unitatea de volum, are expresia:

$$p = \vec{J} \cdot \vec{E} = 4 \cdot 10^4 \text{ W/m}^3,$$

iar puterea activa este:

$$P = pSd = 4 \cdot 10^{-3} \text{ W}$$

b) Curentul de conductie prin rezistenta echivalenta paralela a condensatorului este:

$$I = JS = 2 \cdot 10^{-5} \text{ A}, \text{ iar rezistenta echivalenta are expresia:}$$

$$R = \rho \frac{d}{S} = 10^7 \Omega.$$

Rezulta pierderile de putere activa, care se transforma in caldura:

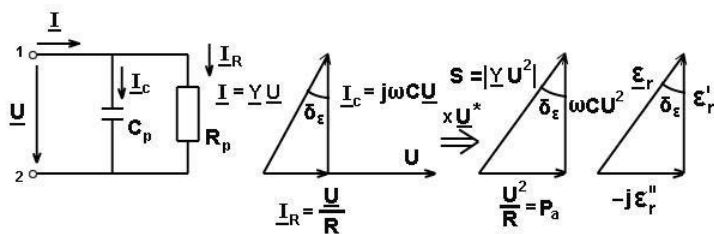
$$P_a = RI^2 = \frac{U^2}{R} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ W}.$$

In conditii stationare, pierderile de putere activa se datoreaza exclusiv curentilor de conductie si prin urmare sunt minime.

3. Sa se considere aceeași problema în condițiile în care tensiunea aplicata condensatorului nu este continua ci alternativa, iar tangenta unghiului de pierderi este: $\text{tg} \delta_\epsilon = 4 \cdot 10^{-4}$. Sa se calculeze puterea activa dezvoltata în condensator pentru o tensiune: $U_{\text{ef}} = 200 \text{ V}$ la frecventa de 5 KHz si modulul permitivitatii relative complexe.

Rezolvare:

Valoarea efectiva a unei marimi sinusoidale se determina prin echivalarea marimii sinusoidale cu aceeași marime - dar continua, care produce aceeași disipatie de putere într-un rezistor a carui rezistenta este data. In curent alternativ, pe lângă pierderile prin conductie apar si pierderi prin polarizare electrica. Consideram schema echivalenta paralel si diagramele fazoriale asociate.



Se determina componentele schemei echivalente paralel:

$$C_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r' S}{d} = 22 \cdot 10^{-9} \text{ F}$$

$$R_p = \frac{1}{\omega C_p \text{tg} \delta_\epsilon} = 3,62 \cdot 10^6 \Omega$$

Puterea activa dezvoltata în rezistenta este:

$$P_a = \frac{U^2}{R_p} = 11 \cdot 10^{-3} \text{ W}$$

Se observa ca puterea disipata în curent alternativ este superioara celei dezvoltate în curent continuu.

Modulul permitivitatii complexe se detrimina din relatia:

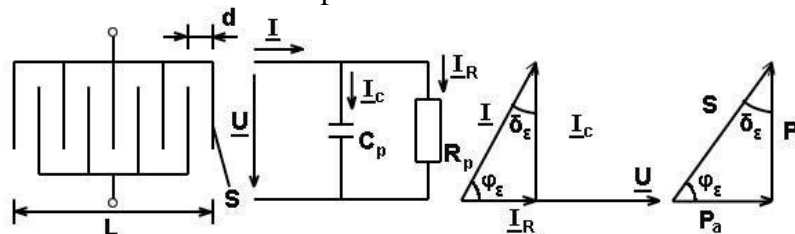
$$|\epsilon_r| = \sqrt{\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2} = \epsilon_r' \sqrt{1 + \text{tg}^2 \delta_\epsilon} \cong \epsilon_r' = 2,5$$

Diagrama puterilor este un triunghi asemenea triunghiului curentilor, din care s-a obtinut, cu deosebirea ca laturile triunghiului sunt segmente de dreapta a caror lungime corespunde puterii respective.

4. O baterie de condensatoare de putere, destinata compensarii factorului de putere: $\cos \Phi$, functioneaza la o tensiune alternativa: $U=220 \text{ V}$ si frecventa: $f=50 \text{ Hz}$, fiind parcursa de un curent: $I=10 \text{ A}$. Uleiul folosit ca dielectric se caracterizeaza prin: $\text{tg} \delta_\epsilon = 300 \cdot 10^{-4}$, $\epsilon_r' = 2,2$ si $E_{str} = 20 \text{ MV/m}$. Sa se calculeze valoarea capacitatii si cresterea de temperatura, atunci când se aplica condensatorului o tensiune corespunzatoare câmpului electric: $E = E_{str}/10$. Puterea disipata se degaja prin convecție cu coeficientul: $\alpha_k = 10 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$. Condensatorul este de forma paralelepipedica si constructie interdigitala având suprafata armaturilor: $S = 1 \text{ m}^2$ si distanta dintre armaturi: $d = 0,675 \text{ mm}$.

Rezolvare:

Consideram schema echivalenta paralel a condensatorului.



Tangenta unghiului de pierderi are expresia:

$$\text{tg} \delta_\epsilon = \text{ctg} \varphi_\epsilon = \frac{P_a}{P_r} = \frac{UI \cos \varphi_\epsilon}{UI \sin \varphi_\epsilon} = \frac{1}{\omega R_p C_p}$$

Stiind ca:

$$S^2 = P_a^2 + P_r^2,$$

rezulta:

$$P_a = 65,97 \text{ W}$$

$$P_r = 2199 \text{ VAR}$$

Rezistenta echivalenta de pierderi a schemei este:

$$R_p = \frac{U^2}{P_a} = 734 \Omega,$$

iar valoarea capacitatii rezulta din expresia tangentei unghiului de pierderi:

$$C_p = \frac{1}{\omega R_p \text{tg} \delta_\epsilon} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r' S_{tot}}{d} = 145 \cdot 10^{-6} \text{ F}.$$

Suprafata totala a armaturilor este:

$$S_{tot} = \frac{C_p d}{\epsilon_0 \epsilon_r} = 4,55 \cdot 10^3 \text{ m}^2,$$

iar grosimea condensatorului este egala cu numarul de armaturi înmultite cu distanta dintre ele:

$$L = \frac{S_{tot} d}{S} = 3,1 \text{ m}$$

Suprafata exterioara a condensatorului prin care se degaja puterea activa disipata, considerând suprafetele S, de forma patrata, este:

$$S_{ext} = 2S + 4L \sqrt{S} = 14,4 \text{ m}^2$$

Cresterea de temperatura, sau diferenta între temperatura θ_e , de echilibru termic si temperatura mediului ambiant θ_o , este:

$$(\theta_e - \theta_o) = \frac{P_d}{S_{ext} \alpha_k} = 0,48 \text{ }^\circ\text{C}$$

Pentru dimensiunile relativ mari ale condensatorului, cresterea de temperatura este nesemnificativa.

5. Un material dielectric cu polarizare de orientare si pierderi prin conductie, are rezistivitatea $\rho = 10^{11} \Omega\text{cm}$ si tangenta unghiului de pierderi $\text{tg}\delta_\epsilon = 300 \cdot 10^{-4}$ la frecventa $f = 1\text{MHz}$. Cunoscând valoarea permitivitatii relative statice: $\epsilon_{rst} = 4,5$ si instantanee: $\epsilon_{ri} = 3,8$, sa se determine constanta de relaxare τ_ϵ si pierderile de putere activa ale unui condensator plan paralel cu suprafata armaturilor: $S = 100\text{cm}^2$ si distanta dintre armaturi, sau grosimea dielectricului: $d = 10\mu\text{m}$, alimentat la o tensiune: $U = 100\text{V}$, cu frecventa: $f = 1\text{MHz}$.

Rezolvare:

Relatiile utilizate sunt:

$$\epsilon_r' = \epsilon_{ri} + \frac{\Delta\epsilon_r}{1 + (\omega\tau_\epsilon)^2},$$

$$\epsilon_r'' = \Delta\epsilon_r \frac{\omega\tau_\epsilon}{1 + (\omega\tau_\epsilon)^2} + \frac{\epsilon_{rst}}{\omega\tau_\rho},$$

$$\text{tg}\delta_\epsilon = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'},$$

unde: $\Delta\epsilon_r = \epsilon_{rst} - \epsilon_{ri}$, iar $\tau_\rho = \epsilon_0 \epsilon_{rst} \rho$ corespunde pierderilor prin conductie.

Notând: $\omega\tau_\epsilon = x$, din expresia tangentei unghiului de pierderi, a carei valoare este cunoscuta, rezulta doua valori pentru constanta de relaxare τ_ϵ :

$$\tau_{\epsilon 1} = 0,945 \cdot 10^{-6} \text{ s}; \quad \tau_{\epsilon 2} = 0,032 \cdot 10^{-6} \text{ s}.$$

Având în vedere modul în care s-a definit constanta de relaxare în cadrul modelului teoretic al dielectricului, valoarea mai mare a constantei de relaxare este conforma cu realitatea fizica.

Pierderile specifice de putere activa în dielectricul dintre armaturile condensatorului se determina considerând schema echivalenta paralel a condensatorului, pentru care:

$$\text{tg}\delta_\epsilon = \frac{1}{\omega C_p R_p} = 300 \cdot 10^{-4}.$$

Pentru frecventa relativ ridicata: $f=1\text{MHz}$, $\epsilon_r = \epsilon_r' \cong \epsilon_r$, iar capacitatea schemei echivalente paralel, este:

$$C_p = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d} = 33,5 \cdot 10^{-9} \text{F} .$$

Rezistenta de pierderi rezulta:

$$R_p = \frac{1}{2\pi f C_p \text{tg}\delta_\epsilon} = 1,58 \cdot 10^2 \Omega ,$$

iar pierderile de putere activa sunt:

$$P_a = \frac{U^2}{R_p} = 63,5 \text{W} .$$

In curent continuu, rezistenta echivalenta de pierderi este:

$$R_p' = \rho \frac{d}{S} = 10^8 \Omega ;$$

iar pierderile de putere activa sunt:

$$P_a' = \frac{U^2}{R_p'} = 0,1 \text{mW} .$$

Din analiza dependentelor componentelor permitivitatii relative complexe de produsul dintre frecventa si constanta τ_ϵ sau τ_ρ au rezultat formele simplificate ale expresiilor acestor componente pentru frecventa $f=1\text{MHz}$. Se observa ca tangenta unghiului de pierderi ca si pierderile de putere activa au valori ridicate pentru aceasta frecventa.

6. Consideram un condensator cu armaturi plan paralele, având suprafetele de forma patrata: $S=100\text{cm}^2$ si distanta dintre armaturi: $d=1\text{mm}$. Dielectricul dintre armaturi se caracterizeaza prin: $\rho_1=10^8\Omega\text{m}$ la $T_1=300\text{K}$ si $\rho_2=1,1 \cdot 10^8\Omega\text{m}$, la $T_2=400\text{K}$, $E_{\text{str}}=10\text{MV/m}$, $\theta_{\text{topire}}=130^\circ\text{C}$. Condensatorului i se aplica o tensiune U , lent crescatoare. Sa se precizeze care tip de strapungere apare mai întâi: cea electrica sau cea termica. Se considera ca puterea disipata se degaja exclusiv prin convecție termica, cu $\alpha_k=10\text{W/m}^2\text{ }^\circ\text{C}$.

Rezolvare :

Presupunem ca se aplica condensatorului o tensiune U .

Puterea dezvoltata prin conductie si puterea degajata prin convecție, au expresiile:

$$P_{\text{cond}} = J \cdot E \cdot S \cdot d = \sigma \cdot E^2 \cdot S \cdot d = (\sigma_0 \cdot E^2 \cdot S \cdot d) e^{\frac{-A}{T_e}} = \left(\sigma_0 \frac{U^2}{d} S\right) e^{\frac{-A}{T_e}} ,$$

$$P_{\text{conv}} = \alpha_k S (T_e - T_1) ,$$

unde: T_e este temperatura de echilibru stabil.

Constantele A si σ_0 , din expresia conductivitatii se determina din valorile rezistivitatii pentru cele doua temperaturi:

$$\sigma_1 = 10^{-8} = \sigma_0 e^{\frac{-A}{300}} ,$$

$$\sigma_2 = 1,1 \cdot 10^{-8} = \sigma_0 e^{\frac{-A}{400}} .$$

Prin dezvoltarea functiei exponentiale în serie Taylor, se obtine: $A=114$ si

$\sigma_0 = 1,46 \cdot 10^{-8}$. Cresterea relativa a conductivitatii cu temperatura determina valoarea A, în timp ce σ_0 depinde de valoarea conductivitatii la o temperatura precizata.

Presupunem ca tensiunea aplicata condensatorului are valoarea maxima: $U = E_{st} \cdot d = 10KV$ si calculam valorile temperaturii de echilibru, care corespund egalitatii dintre puteri. Expresiile temperaturilor de echilibru sunt:

$$T_{e_{1,2}} \cong \frac{1}{2} \left[T_1 + \frac{\sigma_0 U_{\max}^2}{\alpha_k d} \pm \sqrt{T_1^2 + 2 \frac{\sigma_0 U_{\max}^2}{\alpha_k d} (T_1 - 2A) + \frac{\sigma_0^2 U_{\max}^4}{\alpha_k^2 d^2}} \right].$$

Se retine valoarea $T_{e_1} = 405K$, iar valoarea $T_{e_2} = 40K$ se considera necorespunzatoare.

Rezulta ca înainte de a fi atinsa tensiunea corespunzatoare strapungerii electrice, dielectricul - cu rezistivitate redusa, se încalzeste excesiv si se topeste. Daca vom

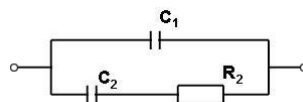
considera un dielectric cu rezistivitate mai mare cu un ordin de marime, tensiunea maxima admisa nu va determina topirea dielectricului.

Pentru o rezolvare mai exacta, se pot retine mai multi termeni din seria Taylor asociata functiei exponentiale, sau conductivitatea poate fi exprimata sub forma:

$$\sigma = \frac{B}{T} e^{-\frac{b}{T}},$$

unde: constantele B si b se determina în mod similar.

7. Prin masurari la diferite frecvente asupra unui ulei sintetic de transformator, introdus între armaturile unui condensator, a carui capacitate în aer este: $C_0 = 1000pF$, s-a obtinut o schema echivalenta, valorile componentelor fiind: $C_1 = 2700pF$, $C_2 = 2300 pF$ si $R_2 = 47 \Omega$. Sa se determine: permitivitatea relativa statica si instantanee, constanta de timp de relaxare, pulsatia si frecventa pentru care tangenta unghiului de pierderi este maxima - datorita pierderilor prin polarizare si valoarea acestui maxim. Pierderile prin conductie sunt neglijabile.



Rezolvare:

1° Permitivitatea relativa statica este: $\epsilon_{rst} = \frac{C_1 + C_2}{C_0} = 5.$

2° Permitivitatea relativa instantanee este: $\epsilon_{r\infty} = \frac{C_1}{C_0} = 2,7.$

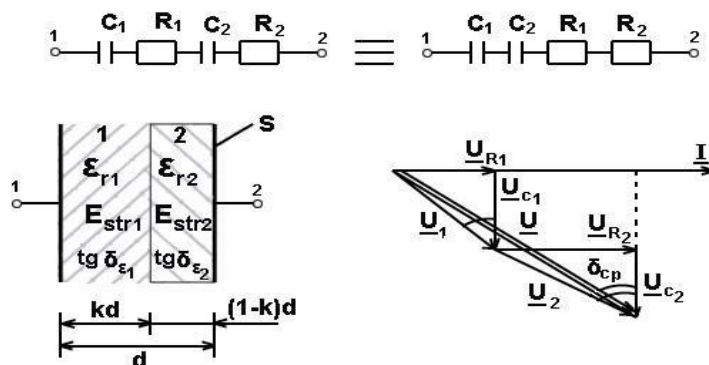
3° Constanta de timp de relaxare este: $\tau_\epsilon = C_2 R_2 = 1,081 \cdot 10^{-7} s$

4° Pulsatia si frecventa corespunzatoare valorii maxime a tangentei unghiului de pierderi, sunt: $\omega_m = \frac{1}{\tau_\epsilon} \sqrt{\frac{\epsilon_{rst}}{\epsilon_{r\infty}}} = 1,26 \cdot 10^7 rad/s$; $f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} \cong 2 \cdot 10^6 Hz.$

5° Valoarea maxima a tangentei unghiului de pierderi este:

$$(\operatorname{tg} \delta_{\varepsilon})_{\max} = \frac{\varepsilon_{rst} - \varepsilon_{r\infty}}{2\sqrt{\varepsilon_{rst}\varepsilon_{r\infty}}} = 0,313.$$

8. Considerăm condensatorul din figura, format din două straturi dielectrice "1" și "2", care sunt caracterizate prin permitivitățile relative: $\varepsilon_{r_1}, \varepsilon_{r_2}$, tensiunile de străpungere: E_{str_1}, E_{str_2} și tangentele unghiurilor de pierderi: $\operatorname{tg} \delta_1, \operatorname{tg} \delta_2$. Suprafața armaturilor este S , distanța dintre ele este d , iar k este un număr cuprins între zero și unu. Să se determine tensiunea maximă care poate fi aplicată condensatorului și tangenta unghiului de pierderi.



Rezolvare:

Inductia electrică - normală pe suprafața de separație, se conservă, iar tensiunea aplicată este suma tensiunilor corespunzătoare celor două straturi dielectrice, sau:

$$U = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l} = E_1 kd + E_2 (1-k)d$$

$$E_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r_1} = E_2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{r_2}$$

unde E_1, E_2 sunt intensitățile câmpurilor electrice din interiorul straturilor dielectrice.

În expresia tensiunii aplicate condensatorului în funcție de intensitățile câmpurilor electrice E_1, E_2 din interiorul dielectricilor, elementul de linie $d\vec{l}$, s-a considerat cu aceeași direcție și sens ca și intensitățile câmpurilor electrice \vec{E}_1, \vec{E}_2 .

Considerăm: $E_1 = E_{str_1}$, rezulta: $E_2 = E_{str_1} \varepsilon_{r_1} / \varepsilon_{r_2}$, iar:

$$U_{\max_1} = E_{str_1} d \left[k + (1-k) \frac{\varepsilon_{r_1}}{\varepsilon_{r_2}} \right].$$

Considerăm: $E_2 = E_{str_2}$, rezulta: $E_1 = E_{str_2} \varepsilon_{r_2} / \varepsilon_{r_1}$, iar:

$$U_{\max_2} = E_{str_2} d \left[k \frac{\varepsilon_{r_2}}{\varepsilon_{r_1}} + (1-k) \right]$$

Tensiunea maximă care se poate aplica condensatorului are valoarea cea mai mică dintre cele două valori obținute.

Condensatorul poate fi considerat ca fiind format din două condensatoare înseriate. Tangenta unghiului de pierderi este de forma:

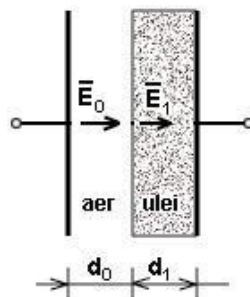
$$\operatorname{tg} \delta_{C_s} = \frac{U_{R_1} + U_{R_2}}{U_{C_1} + U_{C_2}} = \frac{I(R_1 + R_2)}{I(1/\omega C_1 + 1/\omega C_2)} = \frac{C_2 \operatorname{tg} \delta_{C_1} + C_1 \operatorname{tg} \delta_{C_2}}{C_1 + C_2}.$$

Intrucât se cunosc dimensiunile condensatoarelor și permitivitățile dielectricilor dintre armături, rezulta:

$$\operatorname{tg} \delta_{C_s} = \frac{k \varepsilon_{r_2} \operatorname{tg} \delta_{C_1} + (1-k) \varepsilon_{r_1} \operatorname{tg} \delta_{C_2}}{(1-k) \varepsilon_{r_1} + k \varepsilon_{r_2}}.$$

În situația în care suprafața de separație dintre dielectrici ar fi paralelă cu direcția liniilor de câmp, condensatorul se poate considera ca fiind format din două condensatoare conectate în paralel.

9. Un condensator este format dintr-un strat de aer și un strat de ulei. Permitivitățile relative și intensitățile câmpurilor electrice de străpungere pentru aer sau ulei sunt: $\varepsilon_{r_0} = 1$, $\varepsilon_{r_1} = 6,7$, $E_{str_0} = 3,2 \text{ MV/m}$, $E_{str_1} = 30 \text{ MV/m}$. Cunoscând grosimile straturilor: $d_0 = 7,5 \mu\text{m}$, $d_1 = 17,5 \mu\text{m}$, să se determine tensiunea maximă care poate fi aplicată condensatorului. Pentru o tensiune crescătoare să se precizeze ordinea de străpungere a dielectricilor. Să se rezolve problema și în cazul în care stratul de aer se înlocuiește cu un strat dielectric cu $\varepsilon_{r_2} = 3$ și $E_{str_2} = 40 \text{ MV/m}$.



Rezolvare:

Tensiunea aplicată armaturilor condensatorului are expresia:

$$U = E_0 d_0 + E_1 d_1,$$

iar din teorema continuității inducției electrice pe suprafețe normale pe direcția câmpului electric:

$$D_0 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r_0} E_0 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r_1} E_1 = D_1,$$

rezulta că valoarea intensității câmpului electric în aer este mai mare decât în dielectric: $E_0 = \varepsilon_{r_1} E_1$, deci în prima instanță se străpunge stratul de aer.

Tensiunea maximă care se poate aplica condensatorului este:

$$U_{\max} = E_{str_0} \left(d_0 + \frac{d_1}{\varepsilon_{r_1}} \right) = 32,3 \text{ V}.$$

Dacă se înlocuiește stratul de aer cu un strat dielectric, intensitatea câmpului în dielectric este de asemenea mai mare decât în ulei pentru că permitivitatea uleiului are valoare superioară permitivității dielectricului:

$$E_2 = \frac{\varepsilon_{r_1}}{\varepsilon_{r_2}} E_1.$$

Prin aplicarea unei tensiuni crescătoare, dielectricul se străpunge la o

valoare a tensiunii:

$$U_{\max} = E_{str_2} \left(d_2 + \frac{\varepsilon_{r_2}}{\varepsilon_{r_1}} d_1 \right) = 612,5V.$$

10. Cunoscând expresia polarizabilitatii unui material dielectric cu polarizare de deplasare si fara pierderi prin conductie: $\alpha(t) = \alpha(0)e^{-t/\tau_\varepsilon} \cos(\omega_0 t + \Psi_0)$, unde: τ_ε este constanta de timp de relaxare, ω_0 este pulsatia de rezonanta a particulei încarcata electric, iar Ψ_0 este faza initiala, sa se determine expresiile componentelor permitivitatii relative complexe.

Rezolvare:

Expresia permitivitatii relative complexe este:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' = \varepsilon_{r\infty} + \int_0^\infty \alpha(t)e^{-j\omega t} dt$$

unde $\varepsilon_{r\infty}$ este permitivitatea relativa instantanee, corespunzatoare frecventei care tinde spre infinit.

In expresia permitivitatii se introduce expresia polarizabilitatii, se descompune functia armonica într-o diferenta de produse de functii armonice si se integreaza expresiile astfel obtinute, obtinându-se în final expresia:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0)\tau_\varepsilon}{2} \left[\frac{1 + jtg\Psi_0}{1 - j(\omega_0 - \omega)\tau_\varepsilon} + \frac{1 - jtg\Psi_0}{1 + j(\omega_0 + \omega)\tau_\varepsilon} \right] \cos\Psi_0.$$

Pentru: $\omega \ll \omega_0$, expresia are forma:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0)\tau_\varepsilon}{2} \left[\frac{1 + jtg\Psi_0}{1 - j\omega_0\tau_\varepsilon} + \frac{1 - jtg\Psi_0}{1 + j\omega_0\tau_\varepsilon} \right] \cos\Psi_0,$$

sau:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{rst} = \varepsilon_{r\infty} + \alpha(0)\tau_\varepsilon = \frac{(1 - \omega_0\tau_\varepsilon tg\Psi_0) \cos\Psi_0}{1 + \omega_0^2\tau_\varepsilon^2}$$

$$\varepsilon_r'' = 0$$

Pentru: $\omega \cong \omega_0$ si $\omega_0\tau_\varepsilon \gg 1$, expresia permitivitatii complexe este :

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\alpha(0)\tau_\varepsilon}{2} \left[1 - \frac{tg\Psi_0}{2\omega_0\tau_\varepsilon} + j \left(tg\Psi_0 - \frac{1}{2\omega_0\tau_\varepsilon} \right) \right] \cos\Psi_0,$$

sau:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\varepsilon_r}{2} \frac{\omega_0\tau_\varepsilon\Delta\omega}{1 + (\tau_\varepsilon\Delta\omega)^2},$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{\Delta\varepsilon_r}{2} \frac{\omega_0\tau_\varepsilon}{1 + (\tau_\varepsilon\Delta\omega)^2}$$

unde: $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ si:

$$\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_{rst} - \varepsilon_{r\infty} = \alpha(0)\tau_\varepsilon \frac{1 - \omega\tau_\varepsilon tg\Psi_0}{1 + (\omega_0\tau_\varepsilon)^2} \cos\Psi_0$$

La frecventa de rezonanta pierderile de energie care se transforma în caldura si deasemenea ε_r'' , care caracterizeaza pierderile de energie, sunt maxime.

Pentru: $\omega \gg \omega_0$, expresia permitivitatii complexe este:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_{r\infty} + \alpha(0)\tau_\varepsilon \left[\frac{1}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} - \frac{j\omega\tau_\varepsilon}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} \right] \cos \Psi_0$$

sau:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty}$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{\alpha_0}{\omega} \cos \Psi_0$$

11. Cunoscând expresia polarizabilitatii unui material dielectric cu polarizarea de orientare si fara pierderi prin conductie $\alpha(t) = \alpha(0)e^{-t/\tau_\varepsilon}$, unde τ_ε este constanta de timp de relaxare, sa se determine expresiile componentelor permitivitatii relative complexe.

Rezolvare:

Expresia permitivitatii relative complexe este:

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' = \varepsilon_{r\infty} + \int_0^\infty \alpha(t)e^{-j\omega t} dt$$

unde: $\varepsilon_{r\infty}$ este permitivitatea relativa instantanee pentru o frecventa care tinde spre infinit.

Permitivitatea relativa în regim stationar, sau pentru frecventa nula se noteaza cu: ε_{rst} , iar $\Delta\varepsilon_r = \varepsilon_{rst} - \varepsilon_{r\infty} > 0$, pentru ca pe masura ce frecventa se maresta apar pierderi prin polarizare.

In expresia permitivitatii se introduce expresia polarizabilitatii si prin identificare, rezulta:

$$\varepsilon_r' = \varepsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\varepsilon_r}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2},$$

$$\varepsilon_r'' = \Delta\varepsilon_r \frac{\omega\tau_\varepsilon}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2},$$

$$tg \delta_\varepsilon = \frac{\Delta\varepsilon_r \omega\tau_\varepsilon}{\varepsilon_{rst} + \varepsilon_{r\infty}(\omega\tau_\varepsilon)^2}.$$

Daca se considera un dielectric cu pierderi prin conductie si polarizare de orientare, în expresia componentei ε_r'' mai apare un termen corespunzator pierderilor de putere prin conductie:

$$\varepsilon_r'' = \Delta\varepsilon_r \frac{\omega\tau_\varepsilon}{1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2} + \frac{\varepsilon_{rst}}{\omega\tau_\rho},$$

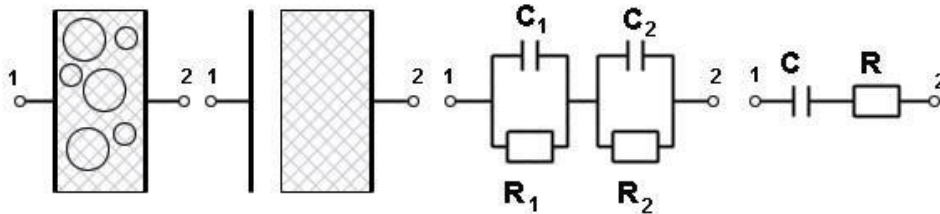
unde: $\tau_\rho = \varepsilon_0 \varepsilon_{rst} \rho$, iar tangenta unghiului de pierderi are forma:

$$tg \delta_\varepsilon = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'} = \frac{\varepsilon_{rst}[1 + (\omega\tau_\varepsilon)^2] + \Delta\varepsilon_r \tau_\varepsilon \tau_\rho \omega^2}{\omega\tau_\rho[\varepsilon_{rst} + \varepsilon_{r\infty}(\omega\tau_\varepsilon)^2]}.$$

Prin anularea derivatei tangentei unghiului de pierderi se obtine maximul datorat pierderilor prin polarizare, pentru:

$$\omega \cong \frac{1}{\tau_\varepsilon} \sqrt{\frac{\varepsilon_{rst}}{\varepsilon_{r\infty}}}$$

12. Sa se determine componentele permitivitatii relative complexe ale unui material dielectric poros introdus între armaturile unui condensator, care are în vid capacitatea C_0 . Condensatorul cu dielectric poros se considera ca fiind format din doua condensatoare cu dielectrics omogeni înseriate, a caror capacitati si rezistente de pierderi sunt cunoscute.



Rezolvare:

Admitanta schemei echivalente are expresia:

$$Y = \frac{1}{R_1 + R_2} \frac{(1 + j\omega\tau_1)(1 + j\omega\tau_2)}{1 + j\omega\tau_\epsilon} = j\omega(\epsilon'_r - j\epsilon''_r)C_0$$

unde: $\tau_1 = R_1C_1, \tau_2 = R_2C_2$ iar τ_ϵ are forma:

$$\tau_\epsilon = \frac{R_1R_2}{R_1 + R_2}(C_1 + C_2)$$

prin identificare se obtin expresiile componentelor permitivitatii relative complexe:

$$\epsilon'_r = \epsilon_{r\infty} + \frac{\Delta\epsilon_r}{1 + (\omega\tau_\epsilon)^2},$$

$$\epsilon''_r = \Delta\epsilon_r \frac{\omega\tau_\epsilon}{1 + (\omega\tau_\epsilon)^2} + \frac{\epsilon_{rst}}{\omega\tau_\rho},$$

$$\text{unde: } \epsilon_{rst} = \frac{1}{C_0(R_1 + R_2)}(\tau_1 + \tau_2 + \tau_3),$$

$$\epsilon_{r\infty} = \frac{1}{C_0(R_1 + R_2)} \frac{\tau_1\tau_2}{\tau_\epsilon},$$

$$\tau_\rho = \epsilon_{rst}C_0(R_1 + R_2).$$

Alta varianta de rezolvare se obtine considerând schema echivalenta serie. Relatiile de legatura între componentele R_p, C_p ale schemei echivalente paralel si componentele R_s, C_s ale schemei echivalente serie sunt:

$$R_s = R_p \sin^2 \delta$$

$$C_s = C_p(1 + tg^2 \delta),$$

$$\text{unde: } tg \delta = \frac{1}{\omega} C_p R_p = \omega R_s C_s.$$

Admitanta schemei echivalente serie, este de forma:

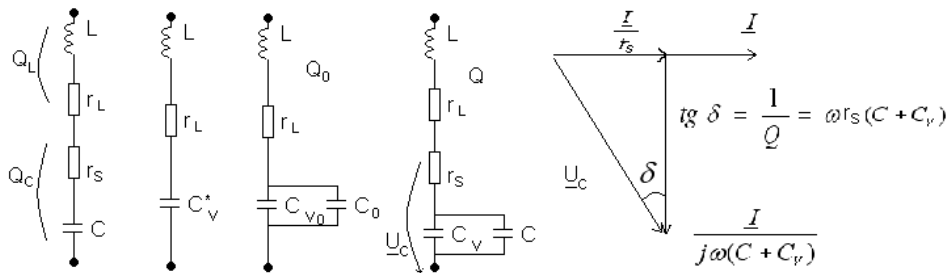
$$\frac{Y}{Z} = \frac{j\omega C}{1 + j\omega RC} = j\omega(\epsilon'_r - j\epsilon''_r)C_0,$$

$$\text{unde: } C = C_1 \left[1 + \frac{1}{(\omega C_1 R_1)^2} \right] + C_2 \left[1 + \frac{1}{(\omega C_2 R_2)^2} \right].$$

$$R = \frac{R_1}{1 + (\omega C_1 R_1)^2} + \frac{R_2}{1 + (\omega C_2 R_2)^2}.$$

Prin identificare se obtin expresiile componentelor $\varepsilon_r', \varepsilon_r''$.

13. Pentru o frecventa de rezonanta f^* , s-au determinat cu un Q-metru, valorile capacitatii variabile si ale factorului de calitate pentru acelasi condensator cu si fara dielectric între armaturi: C_{V0} , Q_0 , respectiv: C_V , Q . Sa se determine valoarea permitivitatii electrice a dielectricului utilizat si tangenta unghiului de pierderi pentru frecventa f^* . Factorul de calitate al bobinei utilizate este mult superior factorului de calitate al condensatorului cu dielectric, iar valoarea capacitatii variabile conectata în serie doar cu inductivitatea L , la frecventa de rezonanta f^* , este C_V^* .



Rezolvare:

Presupunem ca: $\frac{(r_L + r_S)^2}{4L^2} \ll \frac{1}{LC}$ astfel încât pulsatia de rezonanta ω , se poate considera ca fiind egala cu pulsatia oscilatiilor proprii ale circuitului serie:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cong \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{r_L + r_S}{2L}\right)^2}.$$

Aceasta conditie fiind îndeplinita, factorul de calitate al bobinei este:

$$Q_L = \frac{\omega L}{r_L} \cong \frac{1}{\omega C r_L},$$

iar factorul de calitate al circuitului rezonant serie este de forma:

$$Q_{\text{circuit}} = \frac{1}{\omega C (r_S + r_L)} = \frac{Q_C Q_L}{Q_C + Q_L},$$

sau:

$$\frac{1}{Q_{\text{circuit}}} = \frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_L}.$$

Prin urmare, factorul de calitate al circuitului este egal cu factorul de calitate al unei componente, daca factorul de calitate al celeilalte componente are valoare mult superioara.

Pentru cele trei conexiuni, frecventa de rezonanta este aceeași:

$$f^* = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_V^*}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_{V0} + C_0}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_V + C}}.$$

Componenta reala a permitivitatii relative se determina din relatia:

$$\varepsilon'_r = \frac{C}{C_0} = \frac{C_V^* - C_V}{C_V^* - C_{V_0}}$$

Factorii de calitate ai condensatorului cu și fără dielectric sunt:

$$Q = \frac{1}{\omega(r_s + r_L)(C_V + C)}; \quad Q_0 = \frac{1}{\omega r_L(C_{V_0} + C_0)}$$

Presupunând ca: $r_s \gg r_L$, se poate scrie relația:

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \omega C_V^*(r_s - r_L) \cong \omega C_V^* r_s,$$

iar tangenta unghiului de pierdere a condensatorului cu dielectric, rezulta:

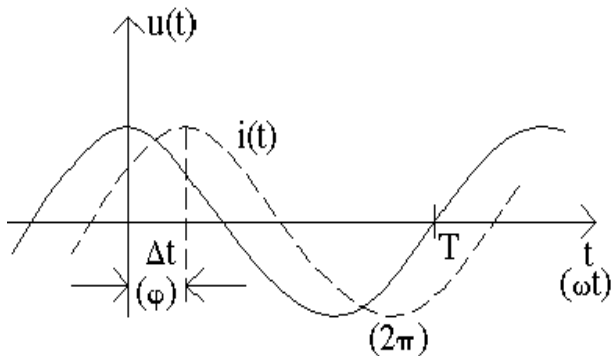
$$\operatorname{tg} \delta_\varepsilon = \omega r_s C = \frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \frac{C_V^* - C_V}{C_V^*}$$

1.11. Anexe

Anexa 1.1. - Reprezentarea mărimilor electrice cu variație sinusoidală în timp

O mărime care variază în timp după o lege armonică $u = U_{\max} \cos \omega t$, se poate reprezenta sub forma unui vector care se rotește cu viteză unghiulară ω , constantă în jurul unui punct de referință. Pentru a obține valoarea instantanee (la un moment dat) a mărimii este suficient să proiectăm vectorul pe o axă oarecare, care trece prin punctul de referință și este preferabil ca axa să fie astfel aleasă încât în momentul inițial, proiecția să fie maximă.

Între mărimile care variază după legi armonice pot apărea defazaje inițiale.



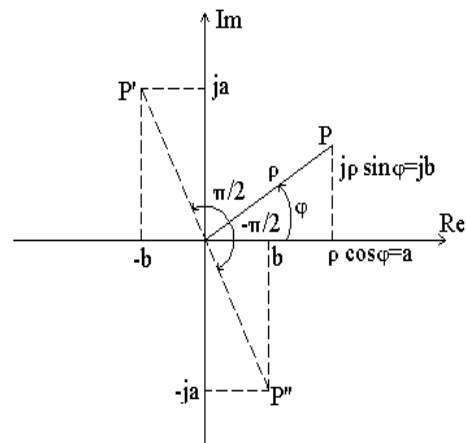
$$u(t) = U_{\max} \cos \omega t$$

$$i(t) = I_{\max} \cos \omega(t - \Delta t)$$

$$i(t) = I_{\max} \cos(\omega t - \varphi)$$

Astfel, curentul poate fi defazat în urma tensiunii pentru că valoarea maximă a curentului se obține după un interval Δt , de timp. Defazajele inițiale se reprezintă în diagramele vectoriale și se păstrează în timpul rotației vectorilor.

Mărimile care variază după o lege armonică cu pulsație „ ω ” sau frecvență „ f ” constante, se pot asocia unei mărimi vectoriale sau care se rotește în plan în jurul unui punct de referință. Dacă mărimea vectorială se poate asocia unei mărimi complexe, o mărime complexă nu se poate asocia unei mărimi vectoriale



$$\underline{M} = \rho e^{j\varphi} = \rho(\cos \varphi + j \sin \varphi) = a + jb$$

decât dacă se precizează centrul de rotație, care se poate alege – pentru simplificarea reprezentării, în originea axelor de coordonate.

Avantajul utilizării reprezentării cu mărimi complexe, care are centrul de rotație precizat, este cel al transformării ecuațiilor integro-diferențiale în ecuații algebrice, întrucât operațiile de derivare și integrare se transformă în înmulțiri sau împărțiri cu „j”. Pe de altă parte, mărimile complexe se pot înmulți sau împărți și se pretează analizei în domeniul frecvență, în timp ce reprezentările sub formă de funcții armonice se pretează analizei în domeniul timp.

Dacă o mărime care variază în timp după o lege armonică se asociază unei mărimi complexe \underline{M} , cu modul $\rho = |\underline{M}|$ și defazaj inițial $\rho = \omega \Delta t$. Valoarea instantanee se obține prin proiecția mărimii complexe pe axa reală. Înmulțirea cu „j” a numărului complex, are ca efect defazarea înainte cu $\pi/2$ a segmentului OP, care va ocupa poziția OP', iar înmulțirea cu „j” determină defazarea în urmă cu $\pi/2$ astfel încât poziția segmentului OP va fi OP''. Înmulțirea cu un număr real (supraunitar sau subunitar) nu modifică unghiul φ ci doar modulul mărimii complexe. Mărimile complexe reprezentate în planul complex sunt segmente care formează între ele diferite unghiuri. Prin înmulțirea sau împărțirea cu un număr complex, a mărimilor complexe care formează o diagramă în planul complex, unghiurilor segmentelor față de axa de referință cresc sau scad cu același unghi:

$$\underline{M} \cdot \underline{N} = \rho_m e^{j\varphi_m} \rho_n e^{j\varphi_n} = \rho_m \rho_n e^{j(\varphi_m + \varphi_n)}$$

Din diagrama tensiunilor sau curenților, se pot obține diagramele puterilor, impedanțelor sau admitanțelor. Pentru a transforma – de exemplu, triunghiul impedanțelor în triunghi al admitanțelor este necesar să se transforme – în prima etapă, schema echivalentă serie în schema echivalentă paralel, iar în etapa a doua, să se traseze diagrama curenților și să se împartă mărimile complexe cu mărimea complexă corespunzătoare tensiunii de alimentare. Prin înmulțirea sau împărțirea cu „j”, diagramele se rotesc cu $\pi/2$ în sens orar, respectiv invers orar.

Anexa 1.2. - Rețele Bravais

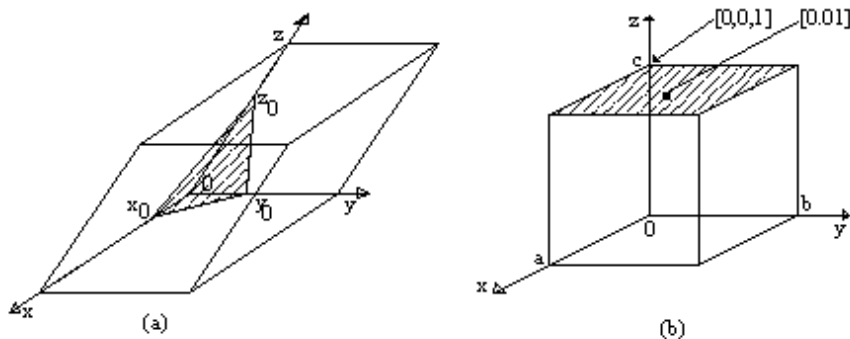


Fig.A.1. Celule Bravais

Celula Bravais este definită prin vectorii $\bar{a}_1, \bar{a}_2, \bar{a}_3$, astfel încât: $a_1 = a$; $a_2 = b$; $a_3 = c$.

Indicii Miller ai unui plan atomic (h,k,l) sunt cele mai mici numere întregi, care sunt în același raport ca și: $\frac{a_1}{x_0} = h; \frac{a_2}{y_0} = k; \frac{a_3}{z_0} = l$.

Direcția perpendiculară pe un plan (h,k,l) se notează:[h,k,l].

Toate planurile paralele și toate direcțiile paralele au aceeași indici Miller- pozitiv, nuli sau negativi.

Pentru celula cu axe ortogonale și simetric tetragonale, (fig. a.1b), intersecțiile planului (0,0,1) cu axele Ox, Oy sunt aruncate la infinit.

Anexa 1.3. - Filtru trece bandă cu unda de suprafață

Dispozitivul electric utilizează unda elastică de suprafață de tip Rayleigh, care este o undă polarizată eliptic și puternic atenuată în adâncime. În fig. A.2.1.a este reprezentată rețeaua cristalină distorsionată de unda Rayleigh.

Punctele materiale ale stratului superficial suferă deplasări longitudinale – paralele cu suprafața monocristalului și transversale (fig.A.2.a). Propagarea este direcțională, nedispersivă, iar viteza de propagare este mai redusă decât a undelor de volum.

Un semnal electric sinusoidal aplicat traductorului interdigital emitor, realizat prin depuneri metalice pe un substrat de niobat de litiu(fig.A.2.b), determină apariția în substrat a unui câmp electric în planul xOy, care produce deplasarea punctelor materiale (fig. A.2.c). Traductorul receptor efectuează conversia în sens invers (fig. A.2.d). Traductoarele sunt conectate la sursa de semnal, respectiv la consumator, prin rețele de adaptare. Undele de suprafață produse de secțiunile vecine ale traductorului interdigital se vor impune în fază numai dacă perioada structurii interdigitale este egală cu lungimea de unda λ_0 . Astfel conversia mărimii electrice în marimea elastică și invers este o conversie selectivă iar filtrul trece bandă are caracteristica atenuare – frecvență cu fronturi abrupte. Domeniul de utilizare este cuprins între sute de MHz și GHz. În același mod se pot realiza filtre adaptate pentru recunoașterea unui semnal modulat în frecvență.

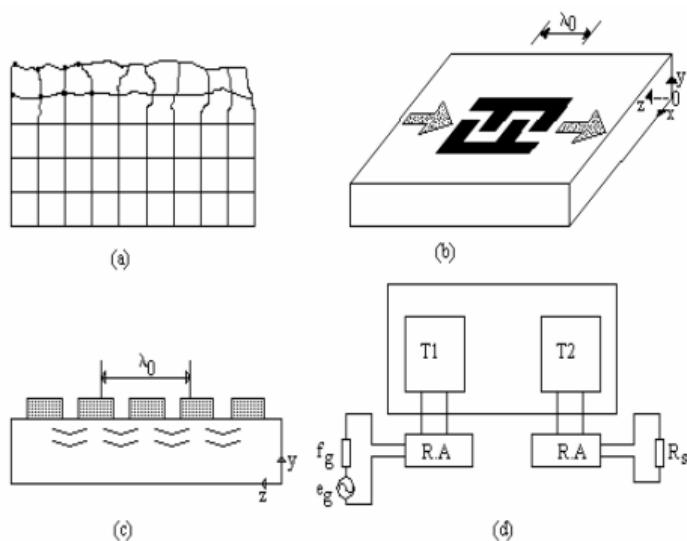


Fig A.2 Reprezentare pentru unda Rayleigh pe suprafața unui monocristal (a); traductor interdigital (b),(c) și filtru cu unda de suprafață.

Anexa 1.4. - Considerații teoretice asupra Q-metrului și măsurări cu Q-metrul

Măsurările efectuate cu Q-metrul se bazează pe rezonanța de tensiune a circuitului serie, format dintr-un inductor și un condensator (fig. 1).

Pulsatia de rezonanță: $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{r}{2L}\right)^2}$$

difera de pulsatia oscilatiilor proprii:

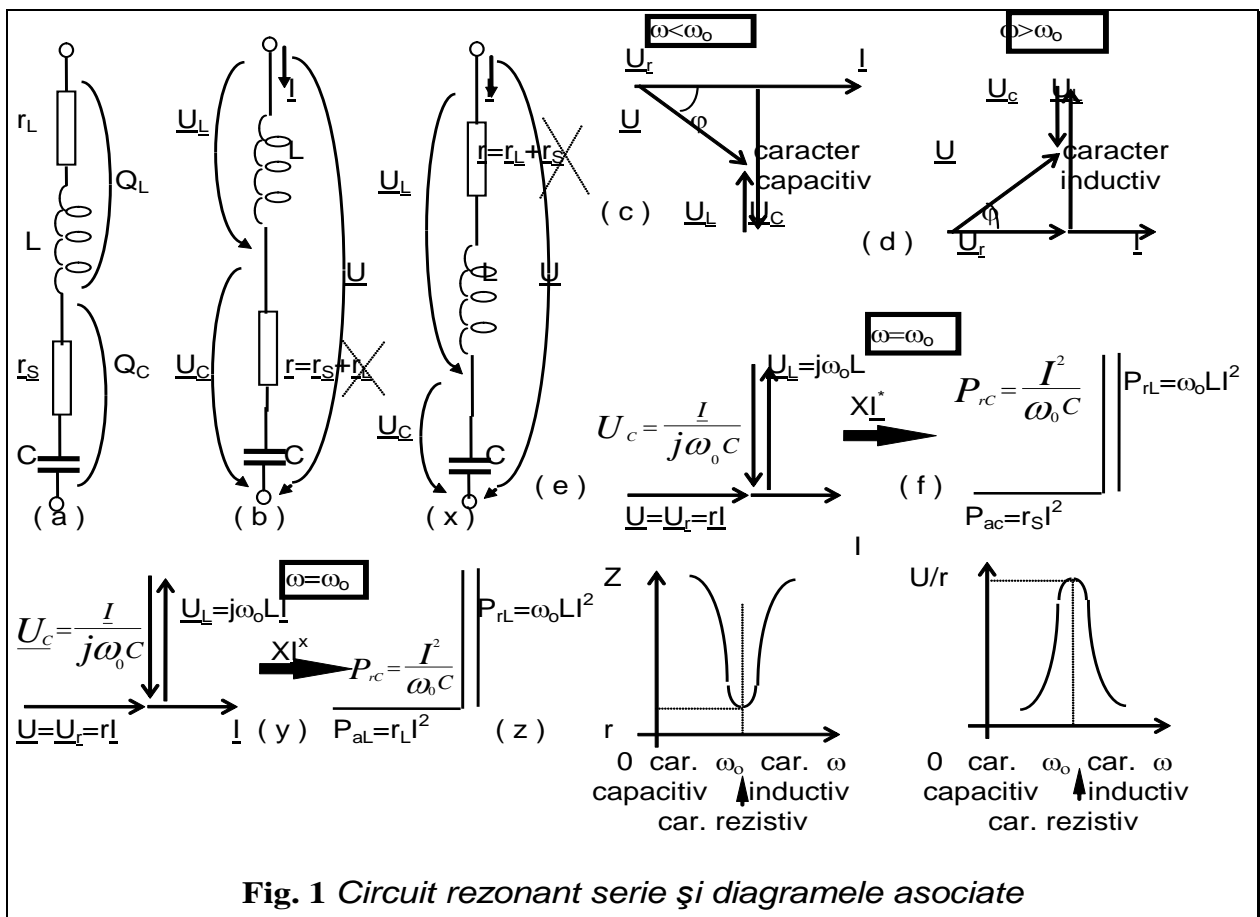
și sunt egale pentru: $\left(\frac{r}{2L}\right)^2 \ll \frac{1}{LC}$

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{r_L}$$

Dacă rezistența bobinei este neglijabilă, factorul de calitate:

are valoare ridicată, iar pentru rezistența serie r_s neglijabilă, factorul de calitate

al condensatorului: $Q_c = \frac{1}{\omega_0 r_s C}$



Regimul rezonant al circuitului serie se poate obține prin modificarea inductivității, capacității sau a frecvenței tensiunii sinusoidale aplicate circuitului. Măsurările curente cu Q-metrul presupun o valoare constantă a inductivității bobinei fără miez magnetic. Proprietățile miezului magnetic se

modifica cu frecventa, determinând modificarea valorii inductivitatii bobinei. Factorul de calitate al bobinei se modifica în acelasi mod ca si raportul: w/r_L , pentru ca inductivitatea L , se considera invarianta în raport cu frecventa. Astfel, factorul de calitate Q_L , poate sa creasca cu frecventa, atunci când frecventa creste în masura mai mare decât rezistenta r_L , sau poate sa scada cu frecventa, atunci când cresterea rezistentei de pierderi r_L este superioara cresterii frecventei. De asemenea, factorul de calitate poate sa fie constant într-un interval limitat de frecvente. Utilizând miezuri magnetice cu pierderi reduse, se pot obtine inductoare cu factori de calitate superiori fata de inductoarele fara miez magnetic pentru aceiași valoare a inductivitatii. Valorile ridicate ale factorului de calitate al bobinelor cu miez magnetic sunt obtinute într-un interval limitat de frecvente. Pentru frecventele superioare, pierderile datorate miezului magnetic se maresc substantial si de asemenea cresc pierderile prin efect pelicular. Factorul de calitate al unui condensator scade cu cresterea frecventei, iar prezenta dielectricului dintre armaturi micsoreaza factorul de calitate, datorita rezistentei de pierderi r_s crescute. Pentru frecvente ridicate, schema circuitului se completeaza cu componente parazite, cum sunt: capacitatea dintre spirele bobinei, sau inductivitatea terminalelor si armaturilor condensatorului, iar diagramele fazoriale si relatiile stabilite sunt valabile.

La rezonanta factorul de calitate al circuitului (fig. 1.a), în ipoteza ca:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \text{ are expresiile:}$$

$$Q_{\text{circ.}} = \frac{1}{\omega C(r_s + r_L)} = \frac{1}{\frac{1}{Q_C} + \frac{1}{Q_L}} \quad (1)$$

$$Q_{\text{circ.}} = \frac{\omega L}{r_s + r_L} = \frac{1}{\frac{1}{Q_L} + \frac{1}{Q_C}} \quad (2)$$

$$\text{sau: } \frac{1}{Q_{\text{circ.}}} = \frac{1}{Q_L} + \frac{1}{Q_C} \quad (3)$$

Q-metrul masoara factorul de calitate al circuitului în regim rezonant. Pentru a masura factorul de calitate al unei componente, este necesar ca factorul de calitate al celeilalte componente sa fie mult mai ridicat. De exemplu, pentru a masura factorul de calitate al unui condensator, este necesar ca bobina sa fie astfel dimensionata si realizata, încât factorul ei de calitate sa fie ridicat, pentru ca factorul de calitate masurat sa fie egal cu: $Q_{\text{circ.}}=Q_C$, iar valoarea inductivitatii sa permita obtinerea rezonantei în intervalul de frecvente pentru care este proiectat Q-metrul respectiv. La rezonanta, tensiunile pe bobina si condensator sunt egale cu tensiunea de alimentare a circuitului, multiplicata cu valoarea factorului de calitate al condensatorului, mult inferioara valorii factorului de calitate al bobinei: $U_L=U_C=Q_C U$, sau: $Q_C=U_C/U$. Astfel, tensiunea pe condensator **este o masura a factorului de calitate** al condensatorului atunci când tensiunea de alimentare a circuitului U are o valoare (standard) constanta. Voltmetrul care masoara tensiunea pe condensator se etaloneaza în unitati "Q", indicatia fiind reala numai atunci când circuitului i se aplica o tensiune egala cu tensiunea

standard. Pentru circuitul din fig.1.b, în ipoteza ca rezistența r_L este neglijabilă, expresia factorului de calitate al condensatorului, este (fig.1.f):

$$Q_C = \frac{P_{rc}}{P_{ac}} = \frac{1}{\omega_0 r_s C} = \frac{U_C}{U} \quad (4) ,$$

iar pentru circuitul din fig. 1.x, în ipoteza ca rezistența r_s este neglijabilă, expresia factorului de calitate al bobinei (fig. 1.z), este:

$$Q_L = \frac{P_{rL}}{P_{aL}} = \frac{\omega_0 L I^2}{r I^2} = \frac{\omega_0 L}{r} = \frac{U_L}{U} = \frac{U_C}{U} \quad (5)$$

Prin urmare, tensiunea pe condensator **este o măsura a factorului de calitate** al bobinei, atunci când valoarea factorului de calitate al condensatorului este mult superioară: $Q_C \gg Q_L$, sau valoarea rezistenței r_s este neglijabilă.

Pentru valori apropiate ale factorului de calitate: $Q_C \cong Q_L$, măsurările cu Q-metrul sunt afectate de erori. Pentru exemplificare, considerăm ca frecvențele regimului rezonant al circuitului de măsurare sunt cuprinse între frecvențele limita: f_1 și f_2 .

Presupunem ca factorul de calitate al bobinei este superior factorului de calitate al condensatorului, valorile fiind însă apropiate. Pentru frecvențe cuprinse în intervalul: sf_1, f_{Mt} , factorul de calitate al circuitului, care conform relației (3), are expresia:

$$Q_{circ} = \frac{Q_L Q_C}{Q_L + Q_C} \quad (6),$$

crește pentru ca factorul de calitate Q_L , crește cu frecvența, conform relației (5), efectul pelicular are pondere redusă în pierderile totale, iar pierderile de putere activă în dielectricul condensatorului nu se măresc sensibil.

Pentru frecvențe cuprinse în intervalul: sf_M, f_{2t} , factorul de calitate Q_C , a cărui valoare este comparabilă cu Q_L , scade conform relației (4), în măsura mai mare decât crește Q_L , iar factorul de calitate al circuitului scade cu creșterea frecvenței, datorită creșterii pronunțate a pierderilor de putere activă în dielectric, cât și datorită efectului pelicular. Prin urmare, se obține un maxim al factorului de calitate al circuitului pentru frecvența f_M , maxim care este rezultatul unor erori de măsurare.

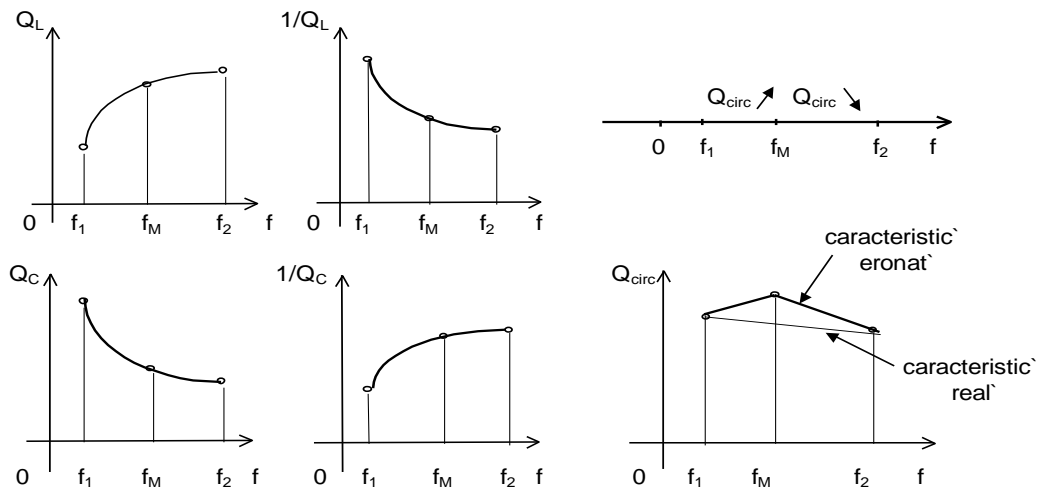


Fig. 2 Ilustrarea posibilităților apariției erorilor de măsurare a factorului de calitate al unui condensator cu dielectric, atunci când valoarea factorului de calitate

Acest exemplu se bazează pe serii de măsurări efectuate cu Q-metrul, pentru determinarea dependenței de frecvență a permitivității relative a unui dielectric plasat între armaturile condensatorului, măsurări care au condus la apariția unui maxim al permitivității, la aceeași frecvență la care s-a obținut și maximul factorului de calitate al circuitului.

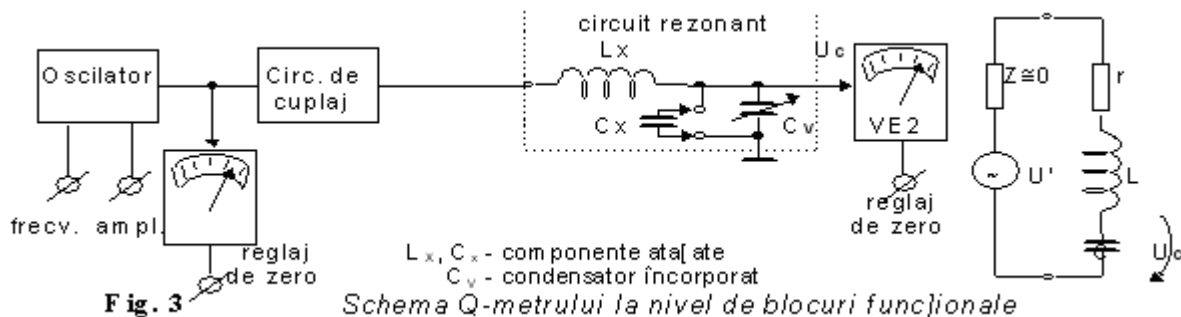
În situația în care factorul de calitate al bobinei este cu mult superior factorului de calitate al condensatorului cu dielectric, factorul de calitate măsurat al circuitului: $Q_{\text{circ}}=Q_C$, scade cu creșterea frecvenței, conform relațiilor (3) și (4), iar măsurările nu mai sunt afectate de erorile menționate.

Schema constructivă a Q-metrului

Schema Q-metrului este reprezentată în fig. 3. Q-metrul este format dintr-un oscilator cu frecvență reglabilă într-un interval, iar amplitudinea tensiunii sinusoidale generate este de asemenea reglabilă, fiind măsurată cu un voltmetru electronic pe a cărui scară este marcată tensiunea standard. Ajustarea indicației voltmetrului pe zero se efectuează anulând tensiunea oscilatorului.

Circuitul de cuplaj realizează o impedanță extrem de redusă de ieșire și este format dintr-un cablu coaxial a cărui lungime "l" este inferioară sfertului de lungime de undă minim, care corespunde frecvenței maxime a oscilatorului. La una din extremitățile cablului se aplică tensiunea U, furnizată de oscilator, iar la cealaltă extremitate, conductorul central se conectează la tresa cablului coaxial.

În cablul coaxial se formează o undă staționară, distribuția amplitudinilor fiind reprezentată în fig. 3



Măsurările cu Q-metrul se pot efectua numai atunci când se atașează bobina L_x . Există posibilitatea conectării în paralel cu condensatorul variabil încorporat C_v a unui condensator C_x .

Voltmetrul electronic care măsoară tensiunea pe condensator U_C este etalonat în unități "Q". Indicația voltmetrului este conformă cu realitatea, numai atunci când tensiunea furnizată de oscilator are valoarea U-standard, pentru care s-a efectuat etalonarea voltmetrului VE2. Reglajul pe zero al indicației voltmetrului VE2 se efectuează prin anularea tensiunii furnizate de oscilator, în aceeași etapă în care se efectuează reglajul pe zero al indicației voltmetrului VE1.

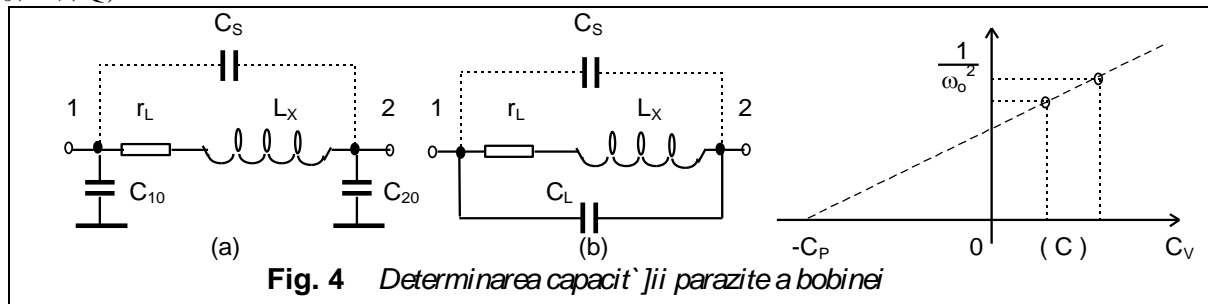
Măsurările cu Q-metrul se bazează pe relația:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_x C_v}} \quad (7)$$

sau:
$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_x (C_v + C_x)}} \quad (8)$$

în situația în care se conectează C_X în paralel cu condensatorul variabil C_V .

Regimul rezonant corespunde valorii maxime a tensiunii U_C și se obține - conform relației (7), prin modificarea frecvenței oscilatorului, sau prin modificarea capacității variabile C_V , întrucât - după cum s-a menționat anterior, valoarea inductivității L_X , a bobinei fără miez magnetic, se poate considera constantă în raport cu frecvența. O măsurare cu Q-metrul presupune citirea frecvenței de rezonanță, a capacității variabile și a factorului de calitate: $(f_0; C_V; Q)$.



Schema echivalentă a bobinei este reprezentată în fig. 4. Capacitățile C_{10} , C_{20} reprezintă, în forma concentrată, capacitatea distribuită a bobinei față de masa electrică sau carcasa Q-metrului, iar C_S este capacitatea spirelor bobinei. Dacă se consideră: $C_L = C_{10} + C_{20}$, iar - cu aproximație relativ mare, C_L (ca și C_S), în paralel cu C_V (fig. 3), rezultă o metodă simplă pentru determinarea capacității parazitare a bobinei: $C_P = C_L + C_S$. Din relația (8), rezultă dependența liniară: $1/\omega_0^2 = L_X(C_V + C_P)$. Întrucât L_X nu se modifică cu frecvența, din două măsurări cu Q-metrul rezultă punctele "A" și "B", iar dreapta care trece prin cele două puncte, prelungită în cadranul II, stabilește - la intersecția cu axa absciselor, valoarea aproximativă a capacității parazitare a bobinei C_P .

Din relația (7), se observă că reglajul fin pentru obținerea rezonanței, se efectuează cu capacitatea variabilă C_V , iar reglajul brut - prin modificarea frecvenței oscilatorului. Astfel, dacă valoarea capacității variabile crește cu 10%: $C_V' = 1,1C_V$, pentru obținerea regimului rezonant, este necesar ca frecvența

oscilatorului să fie: $f' = f / \sqrt{1,1} = 0,95f$

Pentru o modificare pronunțată a capacității variabile, variația corespunzătoare a frecvenței - pentru obținerea rezonanței, este redusă.

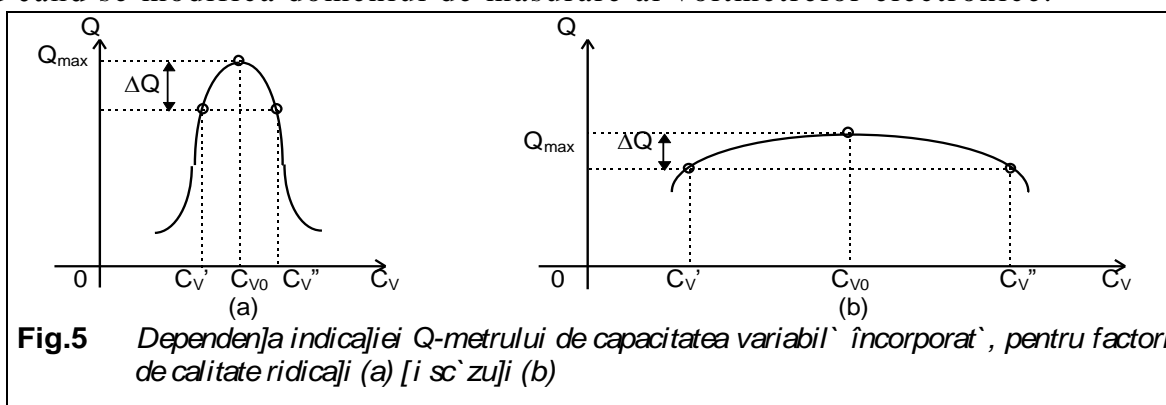
Etapile unei măsurări cu Q-metrul sunt următoarele:

1. Se comută întrerupătorul aparatului pe poziția "pornit".
2. Se reglează pe zero indicațiile celor două voltmetre electronice pentru tensiune nulă a oscilatorului, cursorul de reglaj al amplitudinii tensiunii furnizate de oscilator fiind rotit în sens invers orar, până la limita. Această etapă **se repetă pentru fiecare măsurare**, până când se stabilizează regimul termic al Q-metrului (aproximativ 30 min.).

3. Pentru o tensiune oarecare (a cărei valoare este inferioară valorii - standard), furnizată de oscilator, se modifică - după caz, fie capacitatea variabilă astfel încât să se obțină maximul indicației voltmetrului VE2, fie frecvența oscilatorului. Prin modificarea frecvenței se modifică și amplitudinea tensiunii oscilatorului, însă maximul indicației voltmetrului VE2 se obține numai pentru o frecvență precis stabilită. Din relația (7) rezultă că sensul variațiilor capacității variabile, respectiv a frecvenței, este opus. Să presupunem că frecvența este impusă, iar regimul rezonant se obține prin modificarea capacității variabile. Pentru stabilirea valorii capacității variabile corespunzătoare rezonanței,

capacitatea variabila se modifica într-un sens, astfel încât indicatia maxima a voltmetrului VE2 sa scada cu o valoare ΔQ , minim sesizabila, reținându-se pozitia cursorului. Se modifica apoi capacitatea variabila în sens opus, astfel încât sa se obtina aceeași scadere minim sesizabila ΔQ a indicatiei si se retine noua pozitie unghiulara a cursorului. Pozitia unghiulara mediana a cursorului corespunde regimului rezonant si pentru aceasta pozitie se citeste valoarea capacitatii variabile. Din fig. 5. rezulta ca aprecierea corecta a valorii C_{V0} , corespunde rezonantei, este mai dificila pentru factori de calitate redusi, pentru ca modificarea capacitatii variabile corespunzatoare deviatiei ΔQ , minim sesizabile, este mai pronuntata, iar stabilirea pozitiei mediane a cursorului este mai imprecisa.

Reglajele pe zero ale celor doua voltmetre electronice se vor efectua atunci când regimul termic stabil de functionare a Q-metrului **NU a fost atins**, sau când se modifica domeniul de masurare al voltmetrelor electronice.



Tensiunea oscilatorului se mărește până la valoarea U - standard, inscripționată pe scala voltmetrului VE1. Capacitatea variabila se mai poate ajusta conform instrucțiunilor etapei precedente, pentru ca intervalul de variație a capacitatii variabile, delimitat de valorile: C_V' , C_V'' , corespunzător aceleiași modificări ΔQ , minim sesizabile a indicatiei, se micșorează cu creșterea tensiunii oscilatorului.

Se citesc cele trei mărimi corespunzătoare unei măsurări: f , C_V , Q .

Măsurările cu Q-metrul se caracterizează prin precizie ridicată, datorată regimului rezonant. Cu ajutorul Q-metrului se pot aprecia comportări ale materialelor dielectrice, sau magnetice și ale componentelor electronice pasive la variații ale frecvenței. Rezonanța circuitului de măsurare se va obține prin modificarea frecvenței oscilatorului de la frecvențe joase spre frecvențe înalte. **Procedând invers**, se poate obține **un maxim (fals)** al indicației Q-metrului la o frecvență ridicată, pentru ca în circuitul de măsurare intervine capacitatea parazită a bobinei, iar schema circuitului precum și relațiile utilizate, nu mai sunt valabile.

Determinarea permitivității relative și tangentei unghiului de pierderi a dielectricilor în funcție de frecvență

Pentru determinarea și trasarea grafică a dependentelor funcționale ale permitivității relative și tangentei unghiului de pierderi în funcție de frecvență, este necesar să se efectueze măsurări cu Q-metrul pentru trei tipuri de circuite, frecvența de rezonanță fiind aceeași. În fig. 6 sunt reprezentate intervalele de frecvență corespunzătoare celor trei tipuri de circuite și ordinea efectuării

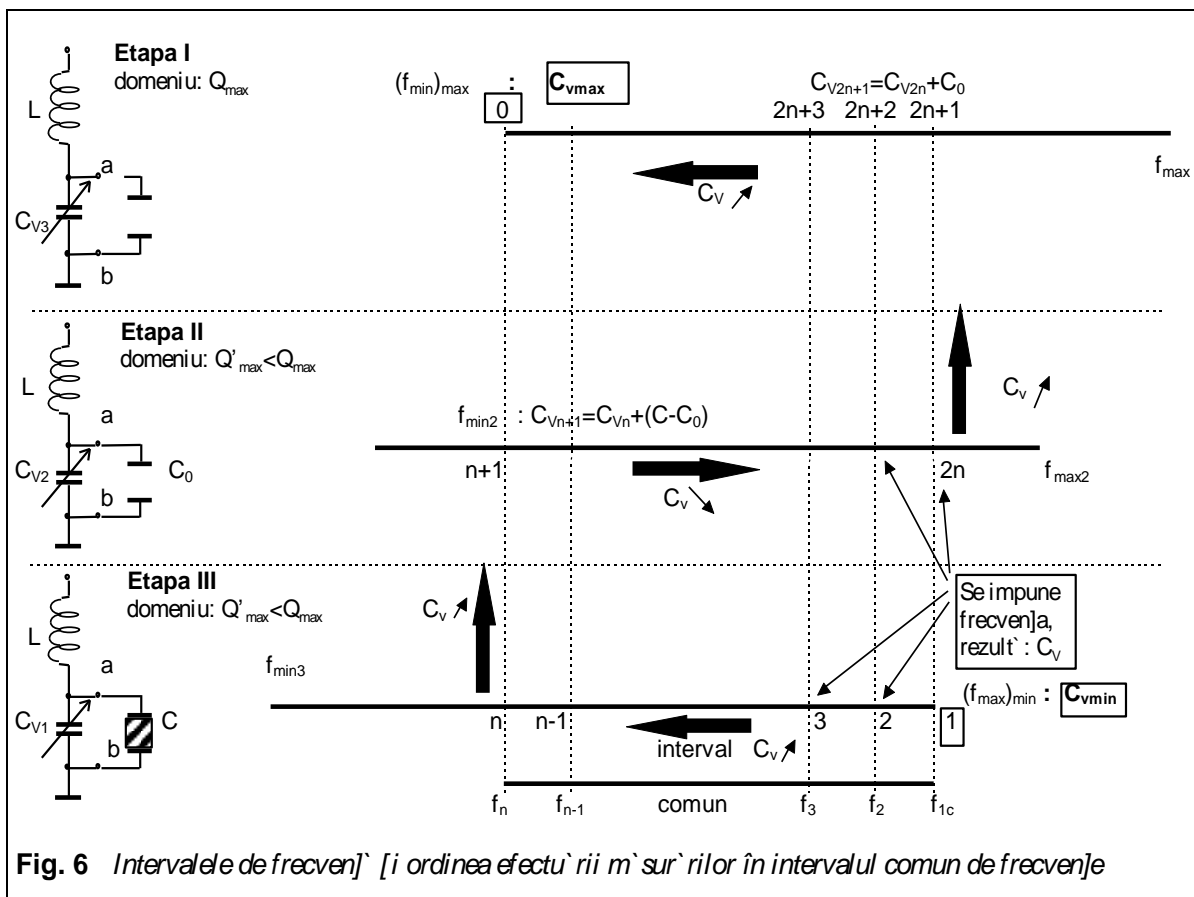
masurarilor. De asemenea este indicat sensul de modificare al capacitatii variabile.

Capacitatea variabila a Q-metrului se poate modifica între limitele: C_{vmin} si C_{vmax} . Pentru o rotatie completa a cursorului în sens orar, capacitatea variabila se mareste cu un pF si se micsoreaza cu aceeasi valoare, pentru o rotatie completa a cursorului în sens invers orar. Din relatia (7), rezulta ca frecventa limita inferioara - pentru un anumit circuit de masurare, se obtine pentru C_{vmax} , iar frecventa limita superioara - pentru C_{vmin} . Pentru o frecventa cuprinsa în intervalul comun, se efectueaza masurari cu Q-metrul în **trei etape**, corespunzatoare celor trei tipuri de configuratii ale circuitului de masurare. În **prima etapa**, circuitul este alcatuit din bobina fara miez magnetic si condensatorul variabil al Q - metrului. În **etapa urmatoare** se conecteaza in paralel cu condensatorul variabil un condensator C_0 fara dielectric între armaturi, iar în **ultima etapa** între armaturile condensatorului se introduce dielectricul a carui comportare cu frecventa este studiata; distanta dintre armaturi fiind constanta, capacitatea C a condensatorului astfel obtinut este superioara valorii C_0 . Dielectricul **NU se poate extrage si reintroduce** între armaturi **fara a se modifica configuratia geometrica** a ansamblului.

Conform relatiei (7), frecventa minima care corespunde capacitatii variabile minime se micsoreaza din aceleasi motive. Prin urmare, intervalul comun de frecvente pentru o valoare prestabilita a inductivitatii L în care se pot efectua masurari cu Q - metrul este delimitat de frecventa minima determinata în etapa I si frecventa maxima determinata în etapa III. Se impun valorile capacitatii variabile si rezulta frecventele limita. Se considera "n" frecvente în intervalul comun pentru care se citesc (la rezonanta) valorile: f, C_v , Q. În prima etapa, factorul de calitate al circuitului are valoarea ridicata, iar domeniul de masurare al Q - metrului se pozitioneaza pe domeniul maxim. În ultima etapa apar pierderi de putere activa în dielectric, iar factorul de calitate al circuitului egal aproximativ cu factorul de calitate al condensatorului, este redus, si domeniul de masurare al Q - metrului se pozitioneaza pe un domeniu inferior. Daca pentru primele doua masurari se impun valorile capacitatii variabile rezultând frecventele limita, pentru celelalte "3n-1" masurari se impune o frecventa din intervalul comun si rezulta valoarea capacitatii variabile si factorul de calitate.

Frecventa ramâne constanta pentru masurarile "n", "n+1" si "2n", "2n+1", iar capacitatea variabila se mareste cu valoarea $C-C_0$, respectiv cu C_0 . Sensurile de variatie ale frecventei si capacitatii sunt opuse — dupa cum s-a aratat anterior. La masurarea a doua, corespunzatoare etapei III, dielectricul se introduce între armaturi astfel încât interstitiile de aer sa fie minime. Se efectueaza toate masurarile etapei III, apoi se scoate dielectricul dintre armaturi fara a modifica pozitia reciproca a armaturilor sau a condensatorului fata de Q - metru. Astfel, interstitiile inevitabile de aer dintre dielectric si armaturi nu se modifica si nu apar surse suplimentare de erori este esential sa nu se modifice pozitia condensatorului în raport cu Q - metrul pentru a nu se modifica configuratia câmpului electromagnetic de dispersie al condensatorului, precum si capacitatile parazite fata de carcasa Q - metrului care sunt surse de erori sistematice, ce nu modifica alura caracteristicilor trasate grafic. Din motive similare, **armatura conectata la borna "b"** a Q - metrului (fig. 6), care este conectata la masa electrica si carcasa aparatului, **nu se va deconecta** pe parcursul masuratorilor, ci doar armatura conectata la borna "a" se va deconecta pentru efectuarea masuratorilor primei etape. Conectarea armaturilor condensatorului la bornele "a"

sau "b" se va efectua astfel încât sa se asigure contacte electrice pe suprafata - pentru a elimina rezistentele de contact.



Pentru o frecvență precizată de rezonanță, valorile capacității variabile corespunzătoare celor trei circuite de măsurare sunt: C_{V3} - pentru etapa I, C_{V2} - pentru etapa II și C_{V1} - pentru etapa III, iar Q_0 este factorul de calitate al condensatorului fără dielectric și Q corespunde condensatorului cu dielectric. Cu aceste notații, expresiile permitivității relative și tangentei unghiului de pierdere, pentru frecvența respectivă, sunt:

$$\epsilon_r' = \frac{C_{V3} - C_{V1}}{C_{V3} - C_{V2}} \quad (9)$$

$$\text{tg } \delta_\epsilon = \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) \cdot \frac{C_{V3} - C_{V1}}{C_{V3}} \quad (10)$$

Determinările se efectuează pentru fiecare frecvență din cele "n" frecvențe cuprinse în intervalul comun, iar rezultatele se trasează grafic. Tangenta unghiului de pierdere se mărește cu creșterea frecvenței, datorită creșterii pierderilor prin polarizarea dielectricului. Pentru intervale comune de frecvențe relativ reduse, componenta reală a permitivității relative a dielectricului se modifică în limite relativ reduse.

Anexa 1.5.

1.5.1. Legea fluxului electric

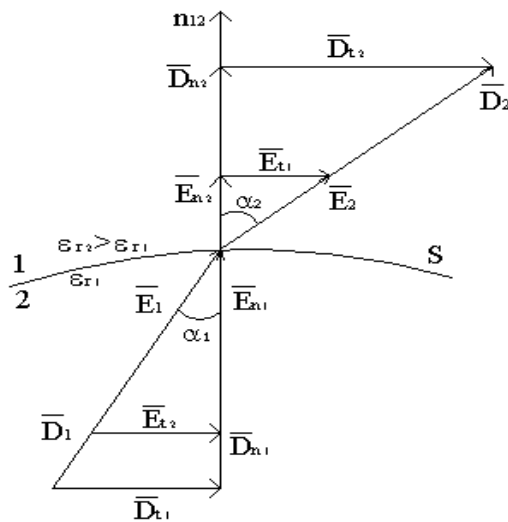
Fluxul electric printr-o suprafață închisă Σ este egal cu sarcina totală q_{Σ} din volumul v_{Σ} , mărginit de această suprafață:

$$\int_{\Sigma} \overline{D} d\overline{A} = q_{v\Sigma}, \quad (\text{A.1})$$

unde: D este inducția electrică, iar elementul de suprafață $d\overline{A}$ este orientat spre exteriorul suprafeței considerate. S-a considerat ca sens pozitiv al fluxului electric sensul normalei pe suprafața, orientată spre exterior.

1.5.2. Teorema refracției liniilor de câmp electric

La trecerea dintr-un mediu cu permitivitate diferită componenta tangențială la suprafața de separație, neîncărcată cu sarcină electrică, a intensității câmpului electric se conservă, componenta normală a inducției electrice se conservă, iar raportul tangentelor unghiurilor între normala la suprafața de separație și liniile câmpului electric este egal cu raportul permitivităților.



$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{r2}}$$

1.5.3. Legea conservării sarcinii electrice

Viteza de scădere în timp a sarcinii electrice din interiorul unei suprafețe închise Σ este egală cu intensitatea curentului de conducție total i_{Σ} , care părăsește suprafața Σ .

$$i_{\Sigma} = -\frac{dq_{v\Sigma}}{dt}$$

1.5.4. Notății utilizate și unități de măsură

- Q – sarcina electrică [C]
- e = 1,6021*10⁻¹⁹ [C] – sarcina electronului
- E – intensitatea câmpului electric [V/m]
- D – inducția electrică [C/m²]
- ε₀ ≅ 1 / (4π*9*10⁹) [F/m] – permitivitatea absolută
- h = 6,6256 * 10⁻³⁴ [Js] – constanta lui Planck
- c = 2,998*10⁸ [m/s] – viteza luminii
- U – tensiunea continuă [V]

u – tensiunea variabilă (cu sau fără componenta continuă)
I – curent continuu [A]
i – curent variabil (cu sau fără componenta continuă)
J – densitate de curent [A/m^2]
 p_a – putere activă specifică (pe unitate de volum) [W/m^3]
 P_a – puterea activă [W]
 P_r – putere reactivă [VAr]
S – putere aparentă [VA]
R – rezistență [ohm] [Ω]
 ρ - rezistivitate [Ωm]
 σ - conductivitate [S/m]
T – temperatura absolută [K]
 θ - temperatura [$^{\circ}C$]
 $k = 1,3804 \cdot 10^{-16}$ [J/K] – constanta lui Boltzmann
H – intensitatea câmpului magnetic [A/m]
B – inducția magnetică [T]
 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m] – permeabilitatea absolută
L – inductivitatea [H]
C – capacitatea [F]
Q – factorul de calitate
 U_H – tensiunea magnetică [A]
 ϕ - flux magnetic [Wb]
W – energie [J]
X – reactanță [Ω]
G – conductanță [S]
Y – admitanță [S]