

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU

Природно-математички факултет
Радна тајница за једнички послова

САНДОВАЛ, САД

Примљено: - 1. okt. 1996		
Орг. јединица	Број	Веснис
0603	9/252	

DIPLOMSKI RAD

DIELEKTRIČNA PROPUSTLJIVOST NEKIH MATERIJALA

MENTOR

dr. DRAGOSLAV PETROVIĆ

STUDENT

MESAROŠ ŠANDOR

NOVI SAD 1996.

Zahvaljujem se dr. Dragoslavu Petroviću, redovnom profesoru univerziteta u Novom Sadu i dr. Svetlani Lukić docentu univerziteta u Novom Sadu, na pomoći u realizaciji ovog diplomskog rada.

Takođe dugujem zahvalnost inženjeru Aleksi Vojnoviću, koji mi je u eksperimentalno - mernom delu stavio na raspolaganje set kondenzatora malih kapaciteta.

Veliku zahvalnost dugujem i tehničkim saradnicima instituta za fiziku : Slobodanu Božiću, Miljanu Stanojeviću i Branislavu Šešonu, na pomoći u izradi potrebne aparature.

U izradi ovog diplomskog rada dugujem zahvalnost i mnogim drugim osobama a pre svega : Mirjani Damjanović, Draganu Draginu, Miti Šajnoviću, Borivoju Maniću, Muchi Leonori, Sandri Avdalović i "kompaniji" Trifke-soft.

SADRŽAJ

I UVOD.....	3
II ENERGIJSKE ZONE.....	4
2.1 Energijske zone u kondenzovanim sistemima.....	4
2.2 Podela materijala po veličini energijskog procepa.....	8
III DIELEKTRIČNA SVOJSTVA MATERIJALA.....	10
3.1 Lokalno električno polje.....	10
3.2 Polje u dielektriku između ploča kondenzatora.....	12
3.3 Dielektrične karakteristike materijala.....	13
3.3.1 Dielektrična propustljivost i polarizabilnost.....	13
Elektronska polarizabilnost.....	15
Jonska polarizabilnost.....	17
Orijentacijska polarizabilnost.....	17
3.3.2 Zavisnost dielektrične propustljivosti od spoljašnjih faktora.....	18
Zavisnost od frekvencije.....	18
Zavisnost od temperature i vlažnosti.....	22
3.3.3 Dielektrična čvrstoća.....	22
IV ODREDIVANJE RELATIVNE DIELEKTRIČNE PROPUSTLJIVOSTI.....	24
4.1 Električni kapacitet.....	24
4.2 Merenje dielektrične propustljivosti.....	25
4.2.1 Principi merenja.....	25
Merenje dielektrične propustljivosti u jednosmernim režimima električnog polja.....	26
Merenje dielektrične propustljivosti u naizmeničnom električnom polju.....	27
4.2.2 Karakteristika realizovane šeme.....	30
Određivanje dielektrične propustljivosti uzoraka relativno velikih dimenzija.....	31
Određivanje dielektrične propustljivosti uzoraka malih dimenzija.....	32
4.3 Rezultati eksperimenta i diskusija.....	35
Dielektrična propustljivost nekih standardnih dielektrika....	35
Dielektrična propustljivost stakla $Ge_{20} As_{14} Se_{52} I_{14}$	36
V ZAKLJUČAK.....	38
LITERATURA.....	39

I UVOD

Veliki prirodni kristali, kao što su kvarc, kamena so i, naravno, dragi kamenje, privlače pažnju čoveka već hiljadama godina. Kroz mnoge vekove reč "kristal" se primenjivala za kvarc a bazirala se na starogrčkoj reči sa značenjem led, /1/. Naime, Stari Grci su živeli u uverenju da je kvarc okamenjeni led.

Temelje kristalografske nauke postavio je Nils Stensen još u 17. veku, mada se za osnivača najčešće ipak smatra Rome de L' Isle, koji je 1783. godine publikovao prvi sistematski kurs iz ove oblasti.

U pokušaju definisanja pojma kristala susrećemo se sa mnogim teškoćama. Sve definicije su najčešće povezane sa aspektom posmatranja kristala. Na primer, u termodinamičkom aspektu pod kristalima se podrazumevaju materijali koji imaju tačno određenu tačku topljenja. Ova definicija je tačna za najveći broj kristala ali je činjenica da postoje i tečni kristali kao i kristali koji sublimišu.

Po ideji Max von Lauea 1912. godine W. Friedrich i P. Knipping su eksperimentalno ostvarili difrakciju rendgenskih zraka na kristalnoj rešetki. Nakon ovog uspešnog eksperimenta razvio se čitav niz metoda koji omogućava utvrđivanje i najsuptilnijih strukturnih karakteristika kristala. Do sada je difrakcija elektromagnetskog zračenja na kristalu i najezaktnija i najuniverzalnija metoda za identifikaciju kristalne uredenosti.

U modernoj nauci se pod pojmom fizike čvrstog stanja najčešće podrazumeva proučavanje elektronske strukture u uredenim sistemima kao i fizičkih osobina proizašlih iz ovakvog stanja materijala.

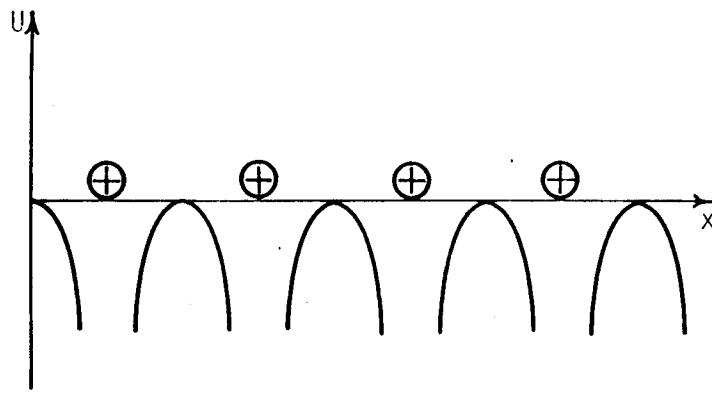
Razvojem novih materijala pokazalo se da neki sistemi koji nemaju uredenost većeg dometa, kao što su amorfni poluprovodnici, parakristali, polimeri itd., imaju relevantne osobine analogne kristalima. Da bi se obuhvatili svi pomenuti materijali koji po prirodi fizičkih osobina i primjenjenoj metodici danas ipak predstavljaju jedinsvenu oblast, upotrebljava se termin fizika kondenzovane materije.

U ovom radu su prikazani osnovni elementi karakterizacije dielektričnih svojstava materijala, kao i mogućnosti za određivanje jednog od parametara koji definišu dielektrik. U drugoj glavi je, u osnovnim crtama opisana teorija o energijskim zonama u kristalima, sa osvrtom na postojanje ovih zona i u amorskim materijalima. U trećoj glavi su opisana dielektrična svojstva i dielektrične karakteristike materijala, teorija polarizabilnosti, kao i zavisnost dielektrične propustljivosti od spoljašnjih faktora. Četvrta glava sadrži neke metode za određivanje relativne dielektrične propustljivosti materijala. Tu su opisane razne mogućnosti i šeme, kao i eksperimentalno određivanje relativne dielektrične propustljivosti nekih materijala.

II ENERGIJSKE ZONE

2.1 Energijske zone u kondenzovanim sistemima

Zbog periodično raspoređenih atoma, jona ili molekula u čvorovima kristalne rešetke, potencijalna energija elektrona u kristalu nije stalna, već se periodično menja. Na slici 2.1 prikazana je jednodimenzionala raspodela potencijalne energije elektrona, sa jonica kao strukturnim jedinicama u kristalu /2/. U mestima gde su raspoređeni joni, potencijalne energije elektrona su minimalne (tzv. potencijalne lame). Dakle jasno je da pozitivni joni, raspoređeni u čvorovima kristalne rešetke, for-

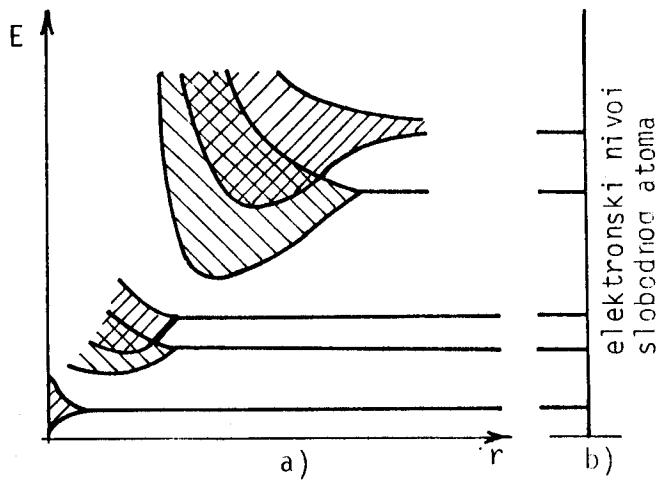


Sl. 2.1 Raspodela potencijalne energije elektrona u jonskim kristalima.

miraju periodičan potencijal u kojem se elektroni kreću.

U procesu približavanja atoma, pri obrazovanju kristalne strukture, periodično električno polje kristala (interakcija među atomima) dovodi do cepanja energijskih nivoa elektrona slobodnih atoma. Zbog Paulijevog principa isključenja umesto jednog energijskog nivoa, jednakog za svih N izolovanih atoma, u kristalu se pojavljuju N blisko raspoređenih nivoa,

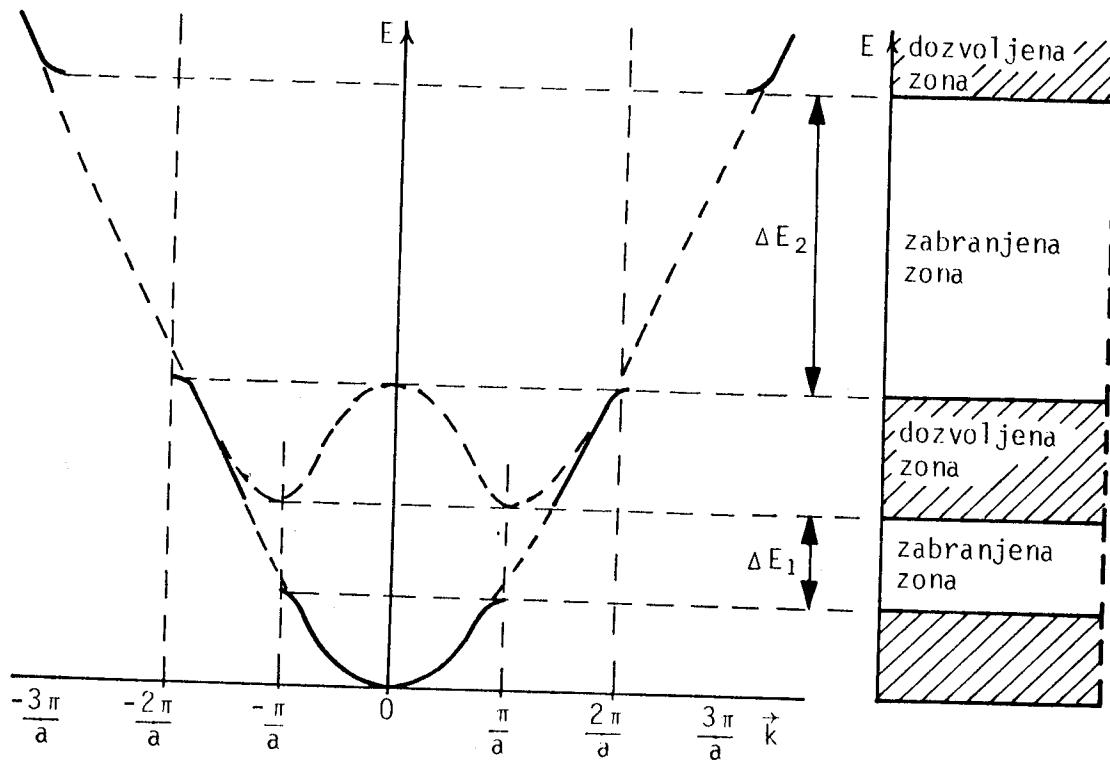
koji obrazuju energijsku zonu. Na slici 2.2 je prikazan raspored energijskih nivoa (zone) u kristalu (a) i istog atoma kada je on izolovan (b) /2/. Vidi se da je širina zona, utoliko veća ukoliko su one udaljenije od jezgra. Manja širina zona bližih jezgru objašnjava se time da su one više zaklonjene od spoljašnjih uticaja, nego periferni elektro-



Sl. 2.2 Cepanje atomskih nivoa u energijske zone pri "kondenzovanju" atoma u kristalu (a) i energijski nivoi slobodnog atoma (b).

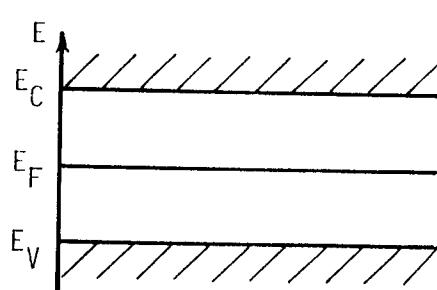
Ovde je $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Oblasti vrednosti talasnog broja k , pri kojima se energija elektrona E menja neprekidno, a na granicama doživljava prekid, nazivaju se Briluenovim (Brillouin) zonama /2,3,4/.

Na slici 2.3 prikazan je grafik energije slobodnog elektrona (isprekidana linija), a isto tako i grafik $E(k)$ za elektron u jednodimenzionalnoj rešetki konstante a . Šema dozvoljenih i zabranjenih zona je data na slici 2.3 b) /2/.



Sl 2.3 Formiranje energijskih zona u aproksimaciji kvazislobodnih elektrona. Sa ΔE_1 i ΔE_2 su obeleženi energijski procepi.

Energijske zone atoma u kristalima mogu biti različito popunjene elektronima. U graničnim slučajevima, one su ili sasvim popunjene ili prazne. Poslednja zona (naj udaljenija od atomskog jezgra), u kojoj se elektroni još uvek nalaze u vezanom stanju, naziva se valentna zona. Zona u kojoj se elektroni mogu kretati slobodno, naziva se provodna zona.



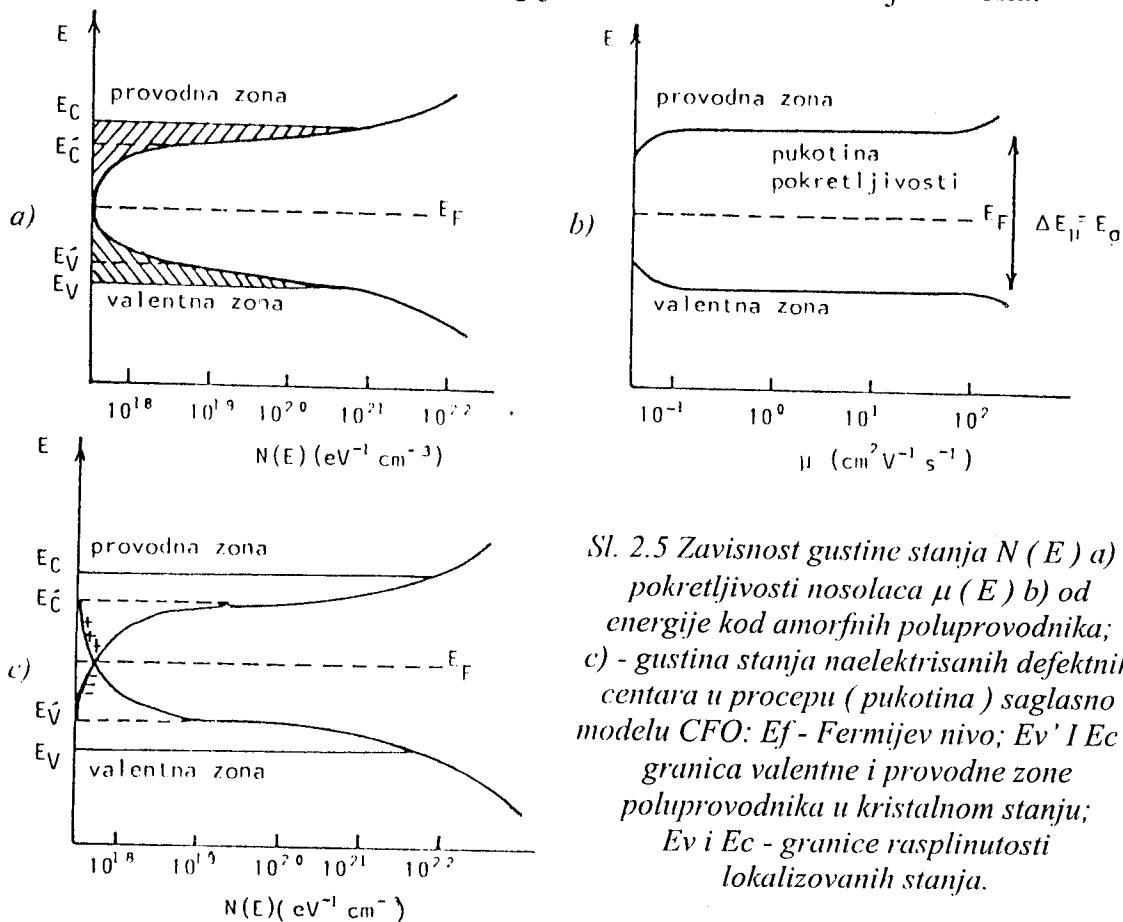
Sl 2.4 Skala energija kod bezprimesnih kristala

U uobičajenoj prezentaciji, obično se prikazuje samo vrh valentne zone E_V i dno provodne zone E_C , koji su razdvojeni tzv. širinom energijskog procepa $E_g = E_C - E_V$. Kod bezprimesnih kristala, Fermijev nivo E_F /3/ leži na sredini zabranjene zone. Na slici 2.4 šematski je prikazan vrh valentne zone E_V , Fermijev nivo E_F i dno provodne zone E_C .

Teorija zona, zasnovana na rasejanju Blohovskih (Bloch) talasa na periodičnoj rešetki, daje dobre rezultate u opisivanju uredenih sistema. Međutim, kada je pokretljivost nosilaca nanelektrisanja (μ) manja od $100 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, slaganja sa eksperimentom su sve manja /7/. Ova pojava naročito dolazi do izražaja pri prelazu sa kristalne na amorfnu strukturu. Npr. u slučaju germanijuma, pokretljivost elektrona u kristalnom stanju, na sobnoj temperaturi, je skoro 27000 puta veća, nego kada je germanijum u amorfnom stanju.

P. V. Anderson /8/, N. F. Mott /9/, M. H. Cohen /10/ su pokazali da mogu postojati "rasplinuta" stanja, odnosno stanja sa talasnom funkcijom, koja se rasprostire na oblast makroskopskih dimenzija. Pored toga, postoje i "vezana" stanja, sa talasnom funkcijom lokalizovanom u oblastima dimenzija nešto većih od međatomskih rastojanja. Za datu energiju ne postoje oba stanja.

Rasplinuta stanja, daju energijsku zonu slično kao kod kristala, dok lokalizovana stanja definišu energijske nivoce u blizini krajeva zona.



Sl. 2.5 Zavisnost gustine stanja $N(E)$ a) i pokretljivosti nosilaca $\mu(E)$ b) od energije kod amofnih poluprovodnika; c) - gustina stanja nanelektrisanih defektnih centara u procepu (pukotina) saglasno modelu CFO: E_F - Fermijev nivo; E_V' i E_C' - granice valentne i provodne zone poluprovodnika u kristalnom stanju; E_V i E_C - granice rasplinutosti lokalizovanih stanja.

Ovako dobijamo sliku zabranjene zone sa proširenjem energijskih nivoa. Pokazano je /11,12/ da se ivice provodne i valentne zone rasplinjuju na račun lokalizovanih fluktuacionih stanja, čiji je spektar kvazineprekidan i distribuiran po Gauss - ovom zakonu, sa gustinom stanja koja opada pri pomeranju dublje u zabranjenu zonu (sl. 2.5 a).

Granice između delokalizovanih i lokalizovanih stanja, obično se obeležavaju sa E_c i E_v . Kada energija nosilaca prolazi kroz graničnu vrednost, dolazi do nagle promene pokretljivosti (sl. 2.5 b), a procep te veličine se određuje kao razlika energije ($E_c - E_v$).

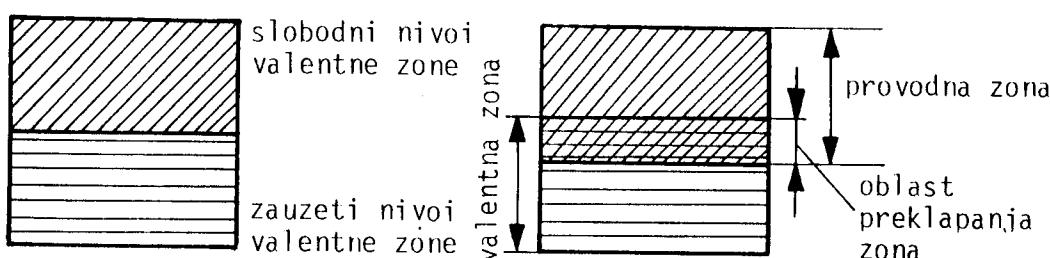
Predloženo je više modela zonske strukture kod amorfnih poluprovodnika. Najpoznatiji su model Koena - Fričea - Ovšinskog (Cohen - Fritzche - Ovswinsky) /10/ (CFO) i model Devisa i Mota (Devis - Mott) /13/.

Osnovna razlika između kristalnih i amorfnih poluprovodnika je pojava repova na krajevima provodne i valentne zone, kod amorfnih poluprovodnika. Razlike između pojedinih modela su u veličini ovih repova. Na slici 2.5 c) je prikazan model CFO.

2.2 Podela materijala po veličini energijskog procepa

Pomoću teorije energijskih zona mogu se objasniti električna svojstva provodnika, poluprovodnika i izolatora (dielektrika). Najopštija podela bila bi podela na provodne i neprovodne materijale.

Provodni materijali. Kod provodnika su provodna i valentna zona razdvojene energijskim proceppom, relativno male širine. Zato je za prelazak elektrona iz valentne u provodnu zonu potrebna vrlo mala energija. Usled toga se pod dejstvom, npr. električnog polja, elektroni mogu premeštati u susedne, više nivoce, ostvarujući električnu struju u kolu. Zonska struktura kod provodnika može biti dvojaka. Na slici 2.6 a)



Sl. 2.6 Zonska struktura a) jednovalentnog b) dvovalentnog provodnika /2/.

prikazana je zonska struktura metala iz prve grupe Mendeljejevog periodnog sistema, koji imaju samo jedan valentni elektron (npr. Cu, Ag, Au itd.). U izolovanom atomu, taj elektron na energijskom nivou Enl određen je kvantnim brojevima (n,l) = ($n,0$). Da bi se taj nivo sasvim popunio, potreban je još jedan elektron sa suprotnim spinom. Kada se takvi atomi nalaze u kristalu (metalu), zbog cepanja energijskih nivoa, dobija se dopola popunjena valentna zona. Pošto u ovoj zoni ima nepotpunjenih obližnjih energijskih nivoa, to su ovi materijali provodnici.

Materijal može biti provodnik i u slučaju prekrivanja valentne i provodne zone (Sl. 2.6 b) . Ovakvu zonsku strukturu imaju kristali iz druge grupe periodnog sistema (Be, Mg, Cd itd.). Oblast prekrivanja

provodne i valentne zone nazivamo hibridnom zonom /2/. Hibridnu zonu valentni elektroni samo delimično zauzimaju, pa ovakav materijal može provoditi struju.

Neprovodni materijali imaju sasvim popunjenu valentnu zonu. Pošto je energijski razmak do susedne slobodne zone nekoliko eV , elektron ne može preći iz valentne u provodnu zonu. Zato su ovakvi materijali neprovodni. Neprovodni materijali su kovalentni ili jonski kristali, kod kojih dolazi do popunjavanja valentnih podljuski i postizanja stabilne konfiguracije susednih inertnih gasova.

Prema veličini energijskog procepa Eg uobičajena je podela neprovodnih materijala na poluprovodnike ($Eg < 3,5 \text{ eV}$) i izolatore ($Eg > 3,5 \text{ eV}$) /2/.

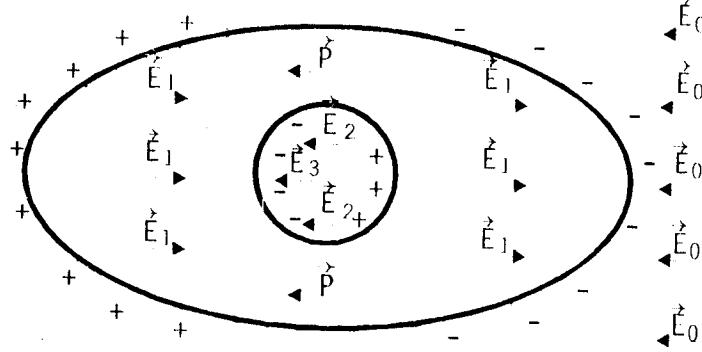
Kod poluprovodnika se, između valentne i provodne zone, nalazi energijski procep, relativno male širine (npr. kod germanijuma je $Eg=0,72 \text{ eV}$ a kod silicijuma je $Eg=1,1 \text{ eV}$). Pošto energijski procepi kod poluprovodnika nisu veliki, toplotna energija oscilovanja atoma je, i na sobnoj temperaturi, dovoljna da izvestan broj elektrona prede iz valentne u provodnu zonu. To je ipak još uvek mali broj elektrona u odnosu na broj slobodnih elektrona u metalima, pa je zbog toga električna provodljivost poluprovodnika mala.

III DIELEKTRIČNA SVOJSTVA MATERIJALA

3.1. Lokalno električno polje

Električno polje koje deluje na jedan, bilo koji, atom (jon ili molekul), nazivamo lokalnim električnim poljem \vec{E}_{loc} . Električno polje \vec{E} , definisano Maksvelovim (Maxwell) jednačinama, razlikuje se od lokalnog električnog polja. Polje \vec{E} , u Maksvelovim jednačinama, je srednja vrednost električnog polja, po zapremini elementarne celije kristala.

Na slici 3.1 je prikazan dielektrik sa kubičnom kristalnom strukturu u obliku elipsoida /3/. Elipsoid se nalazi u spoljašnjem električnom polju



Sl. 3.1 Čvrst dielektrik u spoljašnjem električnom polju

potiče od polarizacionih nanelektrisanja na unutrašnjoj površini elipsoida.

\vec{E}_3 - električno polje koje je nastalo od atoma u unutrašnjosti šupljine.

U slučaju homogenog elipsoida lokalno električno polje je zbir \vec{E}_0 i \vec{E}_1 . Pošto je smer polja \vec{E}_1 suprotan polarizaciji \vec{P} kao i polju \vec{E}_0 , nazivamo ga depolarizaciono polje. Depolarizaciono električno polje \vec{E}_1 će biti srazmerno vektoru polarizacije \vec{P} /16/, pa je

$$\vec{E}_1 = -\frac{N}{\epsilon_0} \vec{P} \quad \dots \dots \dots \dots \dots \quad (3.2)$$

Ovde je:

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} F/m$ - dielektrična propustljivost vakuuma;

\vec{P} - vektor polarizacije (dipolni momenat po jedinici zapremljive);

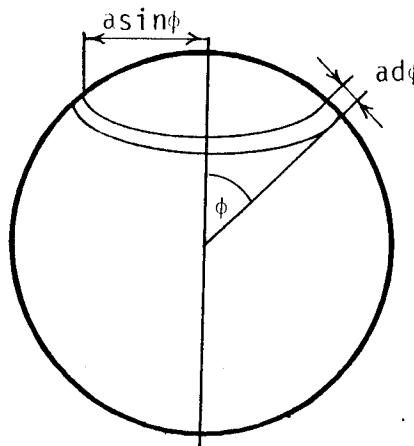
N - faktor depolarizovanja koji zavisi od odnosa dužine elipsoida. Za neke granične slučajeve, N ima vrednosti kao u tabeli 3.1 /15/

oblik	osa	N
sfera	proizvoljna	1/3
tanka ploča	normalna	1
tanka ploča	u ravni	0
dugačak kružni cilindar	longitudinalna	0
dugačak kružni cilindar	transferzalna	1/2

Tabela 3.1

Polje \vec{E}_2 prvi je izračunao Lorenc (Lorentz), pa ga nazivamo i Lorensovim poljem. Proračun Lorensovog polja \vec{E}_2 može se lako obaviti pomoću slike 3.2 /3/. Ako je φ polarni ugao, u odnosu na smer polarizacije, površinska gustina nanelektrisanja na površi šupljine je $\vec{P} \cos \varphi$. Električno polje u centru sferične šupljine poluprečnika a je:

$$\vec{E}_2 = \int_0^{\pi} \frac{1}{4\pi\epsilon_0 a^2} \cdot (2\pi a \sin \varphi) \cdot ad\varphi \cdot (\vec{P} \cos \varphi) \cdot \cos \varphi = \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \quad (3.3)$$



Polje \vec{E}_3 , koje potiče od dipola u unutrašnjosti šupljine, je jedini član koji zavisi od kristalne strukture. Ako okolina dipola ima kubičnu ili sferičnu simetriju, može se pokazati da je jačina ovog polja jednaka nuli. Električno polje koje potiče od tačkastog dipolnog momenta \vec{P} dato je klasičnim rezultatom elektrostatike /2/.

Sl. 3.2 Nanelektrisanje na prstenu je
 $2\pi a \sin \varphi a d\varphi P \cos \varphi$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{3(\vec{p} \cdot \vec{r}) \cdot \vec{r} - r^2 \vec{p}}{r^5} \quad (3.4)$$

Ukoliko svi atomi mogu biti zamenjeni tačkastim dipolima, paralelnim jedan drugom, i ako za osu dipola uzmemos Z osu; u referentnoj tački polje koje potiče od drugih dipola je :

$$E_{3Z} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{3p_i z_i^2 - p_i r_i^2}{r_i^5} \quad (3.5)$$

Zbog simetrije rešetke i šupljine sledi :

$$\sum(z_i^2 / r_i^5) = \sum(y_i^2 / r_i^5) = \sum(x_i^2 / r_i^5)$$

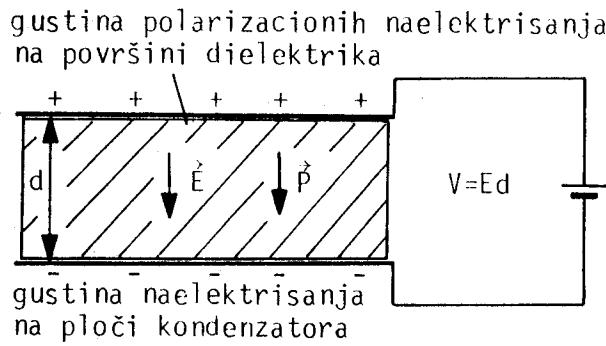
pa je:

$$\sum(r_i^2 / r_i^5) = 3 \sum(z_i^2 / r_i^5), \text{ odakle sledi:}$$

$$\vec{E}_3 = 0 \quad (3.6)$$

3.2. Polje u dielektriku između ploča kondenzatora

Merenje relativne dielektrične propustljivosti ϵ ili polarizacije \vec{P} , obično se vrši merenjem kapaciteta kondenzatora C , ispunjenog dielektrikom (Sl. 3.3).

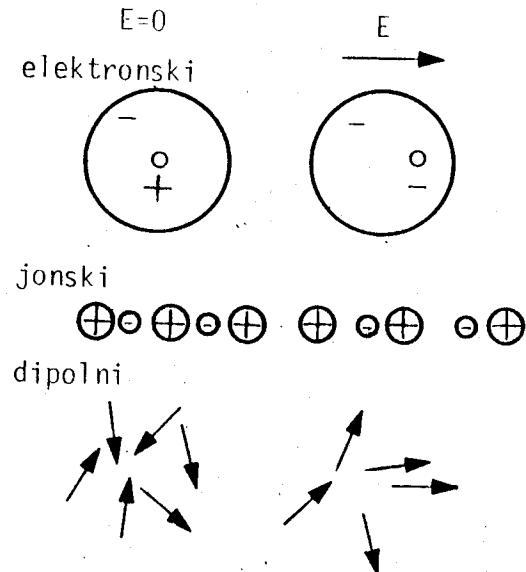


Sl. 3.3 Pločasti kondenzator ispunjen dielektrikom i priključen na spoljašnji izvor struje

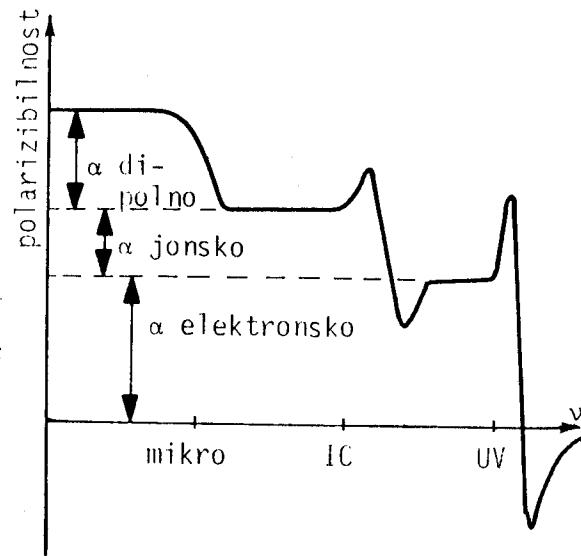
$E_1 = -P/\epsilon_0$, koje potiče od polarizovanih nanelektrisanja na dielektriku i $E_0 = E' - P/\epsilon_0$, koje potiče od prvobitnih i neutrališućih nanelektrisanja na

U odsustvu dielektrika, neka je jačina električnog polja između ploča kondenzatora E' . Kada se prostor između ploča kondenzatora umetne dielektrik, na površini dielektrika se usled polarizacije pojavljuju polarizaciona nanelektrisanja. Ta nanelektrisanja se neutralizuju proticanjem nanelektrisanja kroz kolo na ploče kondenzatora. Srednja vrednost polja u dielektriku je zbir polja

orientaciju u primjenjenom električnom polju. Na slici 3.5 /3/ je prikazan način razdvajanja različitih doprinosova polarizabilnosti. Vidi se da u optičkom intervalu frekvencija polarizabilnosti zavisi, skoro isključivo, od elektronske polarizabilnosti.



Sl. 3.4 Doprinosi polarizabilnosti



Sl. 3.5 Šematski prikaz frekventne zavisnosti doprinosova polarizabilnosti

ELEKTRONSKA POLARIZABILNOST

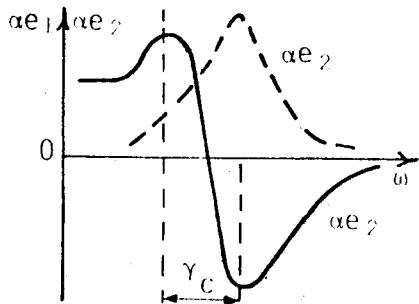
U najjednostavnijem modelu za određivanje elektronske polarizabilnosti elektron je vezan za atom harmonijskom silom konstante β , pa je jednačina kretanja u lokalnom električnom polju /17/ :

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = -\beta x + eE_{loc} \sin \omega t \quad \dots \dots \dots \quad (3.16)$$

Ovde je $\beta = m\omega_0^2$ (ω_0 je rezonantna frekvencija apsorpcije); m - masa elektrona; e - nakelektrisanje elektrona a ω - frekvencija polja. Za rešenje $x = x_0 \sin \omega t$ je :

$$m(-\omega^2 + \omega_0^2) \cdot x_0 \sin \omega t = e E_{loc} \sin \omega t \quad \text{pa je :}$$

$$\alpha_e = \frac{P}{E_{loc}} = \frac{ex_0}{E_{loc}} = \frac{e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad \dots \dots \dots \quad (3.17)$$



Sl. 3.6 Disperziona zavisnost realnog (α_{e1}) i imaginarnog (α_{e2}) dela elektronske polarizabilnosti.

γ_e predstavlja meru prigušenja odziva dielektrika na spoljašnju pobudu.

Kako je α_{e1} u fazi sa spoljašnjom pobudom, ona karakteriše električne deformacije elektronske ljudske atoma, dok α_{e2} , koji je pomaknut za $\pi/2$ u odnosu na pobudu, karakteriše gubitke.

JONSKA POLARIZABILNOST

U jonskim kristalima pored elektronske polarizacije, doprinos polarizaciji daju i pomeraji jona pod dejstvom lokalnog električnog polja. Sličnim rezonovanjem kao i kod elektronske polarizabilnosti jednačina kretanja je :

$$M \left(\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma_j \cdot \frac{dx}{dt} + \omega^2 x \right) = eE_{loc} \sin \omega t \quad (3.22)$$

gde je $M = M_+ \cdot M_- / (M_+ + M_-)$ redukovana jonska masa. Rešenje ove jednačine po jonskoj polarizabilnosti daje izraz :

$$\alpha_j = \frac{e^2}{M(\omega_{nj}^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega)} \quad (3.23)$$

Realni i imaginarni delovi jonske polarizabilnosti α_j imaju analogna svojstva, kao i kod elektronske polarizabilnosti.

ORIJENTACIJSKA POLARIZABILNOST

Orijentacijska polarizabilnost je uglavnom prisutna u gasovima i tečnostima. Ne ulazeći u relativno dugotrajno teorijsko razmatranje ovde je dat samo krajnji izraz za orijentacijsku polarizabilnost /2/.

$$\alpha_{0r} = \frac{p^2}{3kT(1 - i\omega\tau_{0r})} \quad (3.24)$$

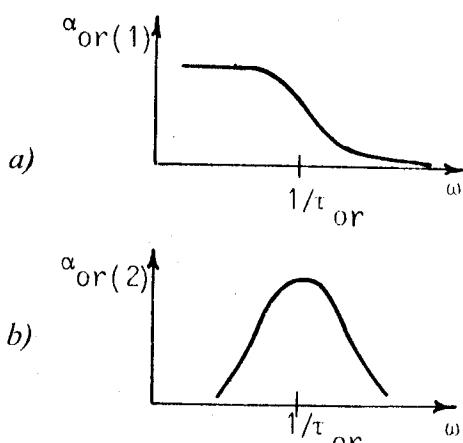
p - dipolni moment molekula sa permanentnim dipolom;
 k - Boltmanova konstanta;

T - apsolutna temperatura materijala sa permanentnim dipolima;
 ω - primenjena frekvencija električnog polja;
 τ_{0r} - vreme relaksacije za koje se postigne ravnotezna raspodela dipolnih momenata.

Kada je u jednačini (3.24) $\omega \ll 1/\tau_{0r} \sim 10^9 \text{ Hz}$ tada je :

$$\alpha_{0r}(0) = \frac{\rho^2}{3kT} \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots(3.25)$$

pa je polarizabilnost nezavisna od frekvencije (statička orijentacijska polarizabilnost). Iz izraza (3.24) se vidi da je orijentacijska polarizabilnost kompleksna veličina.



Sl. 3.7 Disperziona zavisnost realnog (α_{0r1}) i imaginarnog (α_{0r2}) dela orijentacijske polarizabilnosti

Iz sliki (3.7) su prikazani realni (a) i imaginarni (b) delovi orijentacijske polarizabilnosti u funkciji frekvencije ω . Sa slike se vidi da realni deo orijentacijske polarizabilnosti ispoljava relaksaciono ponašanje u okolini frekvencije $\omega = 1/\tau_{0r}$. Imaginarni deo polarizabilnosti karakteriše gubitke u dielektriku.

3.3.2. Zavisnost dielektrične propustljivosti od spoljašnjih faktora

ZAVISNOST OD FREKVENCIJE

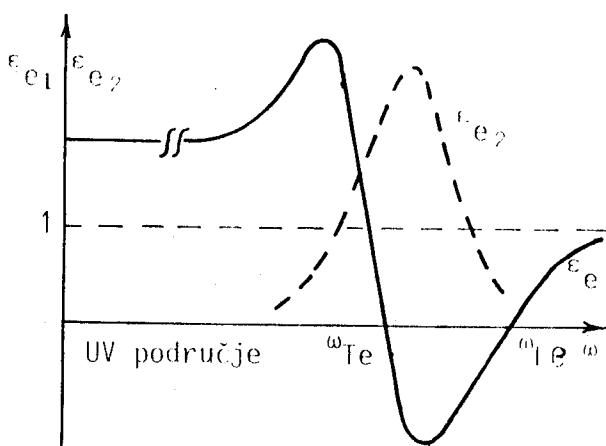
U odeljku 3.3.1. je pokazana zavisnost elektronske, jonske i orijentacijske polarizabilnosti od frekvencije. Kako je polarizabilnost povezana sa dielektričnom propustljivošću, preko Klauzijus - Mosotijeve relacije, jasno je da i dielektrična propustljivost zavisi od frekvencije.

Zavisnost elektronske dielektrične propustljivosti od frekvencije može se dobiti iz jednačina (3.15) i (3.20) :

$$\epsilon_e = 1 + \frac{[\epsilon_e(0) - 1]\omega_{re}^2}{(\omega_{re}^2 - \omega^2) - i\gamma_e \cdot \omega} \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots(3.26)$$

$\epsilon_e(0)$ je statička elektronska dielektrična propustljivost (tj. kada $\omega \rightarrow 0$); sa ω_{re}^2 je obeležen izraz :

$$\omega_{re}^2 = \frac{3\omega_{0e}^2}{\varepsilon_e(0) + 2} \quad \dots \dots \dots (3.27)$$



Sl. 3.8 Frekventna zavisnost realnog (puna linija) i imaginarnog dela dielektrične propustljivosti (isprekidana linija)

Kod jonskih kristala, pored elektronske, postoji i jonska polarizabilnost. Sličnim postupkom kao i kod čisto elektronske polarizabilnosti, dobijaju se dva rešenja za jonsku dielektričnu propustljivost (za $\omega \ll \omega_{0e}$ i $\omega \gg \omega_{0j}$) /2/.

Za $\omega \ll \omega_{0e}$ je :

$$\varepsilon_j = \varepsilon_j(\infty) + \frac{[\varepsilon_j(0) - \varepsilon_j(\infty)]\omega_{Tj}^2}{(\omega_{Tj}^2 - \omega^2) - i\gamma_j \cdot \omega} \quad \dots \dots \dots (3.28)$$

a za $\omega \gg \omega_{0j}$ je :

$$\varepsilon_j = 1 + \frac{[\varepsilon_j(\infty) - 1]\omega_{re}^2}{(\omega_{re}^2 - \omega^2) - i\gamma_e \cdot \omega} \quad \dots \dots \dots (3.29)$$

gde su sa ω_{Tj}^2 i ω_{re}^2 obeleženi izrazi :

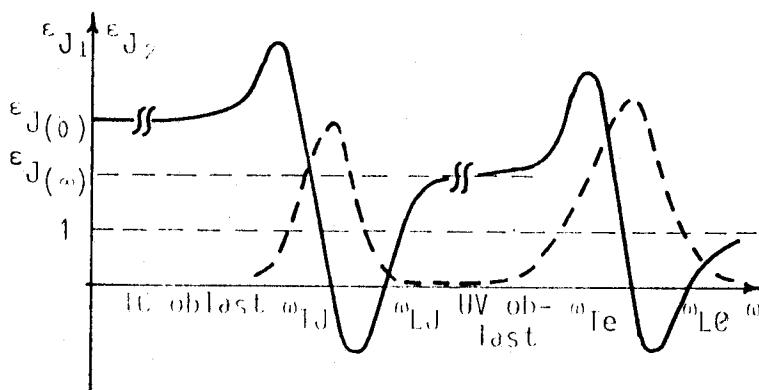
$$\omega_{Tj}^2 = \omega_{0j}^2 \frac{\varepsilon_j(\infty) + 2}{\varepsilon_j(0) + 2} \quad \text{i} \quad \omega_{re}^2 = \frac{3\omega_{0e}^2}{\varepsilon_e(\infty) + 2} \quad \dots \dots \dots (3.30)$$

$\varepsilon_j(\infty)$ predstavlja jonsku dielektričnu propustljivost pri visokim frekvencijama. Relacija (3.28) odgovara jonskoj rezonanciji a (3.29) elektronskoj.

Na slici 3.8 /2/ prikazana je frekventna zavisnost realnog (ε_{e1}) i imaginarnog (ε_{e2}) dela elektronske dielektrične propustljivosti. Vidi se da u frekventnoj oblasti ispod ultraljubičaste, elektronska dielektrična propustljivost ne zavisi od frekvencije. Realni deo (ε_{e1}) karakteriše elastična deformaciona svojstva, dok imaginarni karakteriše neelastična svojstva, tj. gubitke u dielektriku.

Frekventna zavisnost realnih i imaginarnih delova jonske dielektrične propustljivosti su prikazani na slici 3.9 /2/. Sa slike se vidi da

je ispod infracrvene oblasti prisutna samo statička jonska dielektrična propustljivost $[\epsilon_j(0)]$.



Sl. 3.9 Frekventna zavisnost realnih (ϵ_{j1}) i imaginarnih (ϵ_{j2}) delova jonske dielektrične propustljivosti

Transferzalna i longitudinalna (ω_{Tj} i ω_{Lj}) jonska frekvencija su povezane Liden - Saks - Telerovom (Lyddane - Sachs - Teller) relacijom /18/ :

$$\frac{\omega_{Tj}^2}{\omega_{Lj}^2} = \frac{\epsilon_j(0)}{\epsilon_j(\infty)} \dots \quad (3.31)$$

Kod analognih elektronskih frekvencija važi slična relacija /2/.

$$\frac{\omega_{Te}^2}{\omega_{Le}^2} = \epsilon_e(\infty) \dots \quad (3.32)$$

Kod polarnih dielektrika, za dielektričnu propustljivost u oblasti frekvencija manjim od ω_{0r} , dobija se /2/ :

$$\epsilon_{0r} = \epsilon_{0r}(\infty) + \frac{\epsilon_{0r}(0) - \epsilon_{0r}(\infty)}{1 - i\omega\tau'_{0r}} \dots \quad (3.33)$$

gde je :

$$\tau'_{0r} = \tau_{0r} \frac{\epsilon_{0r}(0) + 2}{\epsilon_{0r}(\infty) + 2} \dots \quad (3.34)$$

$\epsilon_{0r}(0)$ je statička orijentacijska dielektrična propustljivost a

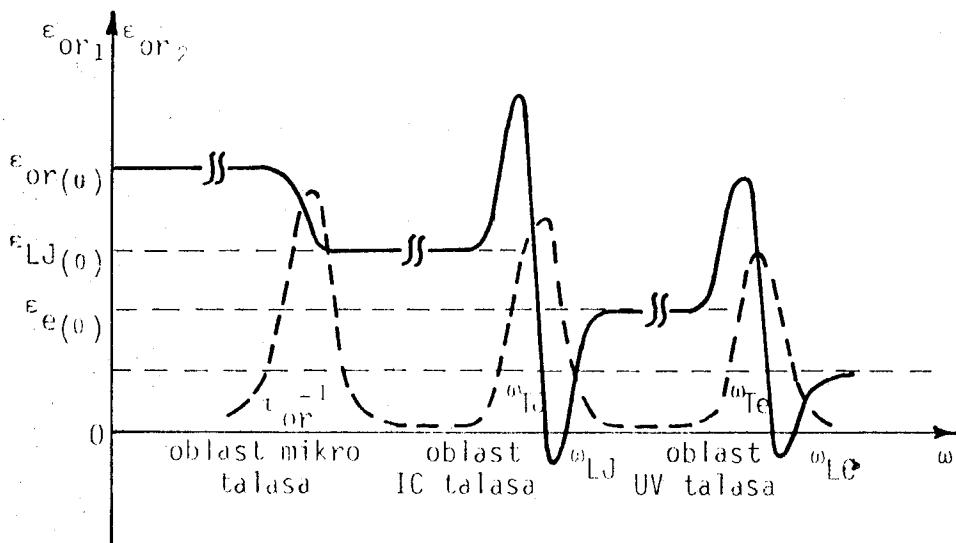
$\epsilon_{0r}(\infty)$ orijentacijska dielektrična propustljivost pri visokim frekvencijama.

Za frekventnu oblast u intervalu $1/\tau_{0r} \ll \omega \ll \omega_{0e}$ dobija se izraz analogan izrazu (3.28) dok je za oblast frekvencija $\omega \gg \omega_{0e}$ izraz analogan relaciji (3.29), pa se rešenje svodi na superpoziciju tri rešenja. Realni i imaginarni delovi izraza (3.33) su :

$$\epsilon_{0r} = \epsilon_{0r}(\infty) + \frac{\epsilon_{0r}(0) - \epsilon_{0r}(\infty)}{1 + (\omega \cdot \tau'_{0r})^2} \quad (3.35)$$

$$\epsilon_{0r} = \frac{\epsilon_{0r}(0) + \epsilon_{0r}(\infty)}{1 + (\omega \cdot \tau'_{0r})^2} \cdot \omega \cdot \tau'_{0r} \quad (3.36)$$

Relacije (3.35) i (3.36) nazivaju se Debajevim (Debye) jednačinama, a opisuju ponašanje polarnog dielektrika u naizmeničnom električnom polju u frekventnoj oblasti bliskih sa $1/\tau'_{0r}/19/$.



Sl. 3.10 Disperziona zavisnost realnog (ϵ_{0r_1}) i imaginarnog (ϵ_{0r_2}) dela relativne dielektrične propustljivosti polarnog dielektrika /2,17/

Na slici 3.10 prikazana je zavisnost orijentacijske dielektrične propustljivosti od frekvencije. Punom linijom je prikazana zavisnost realnog, a isprekidanom imaginarnog dela orijentacijske dielektrične propustljivosti.

Na osnovu do sada izloženog, jasno se vidi da je pri niskim frekvencijama ($\omega < \sim 1MHz$), dielektrična propustljivost dielektrika praktično jednaka statičkoj dielektričnoj propustljivosti.

Dielektrična propustljivost zavisi od temperature. U oblastima izvan rezonantnih i relaksacionih pojava (Sl. 3.10), imaginarni deo dielektrične propustljivosti raste sa porastom temperature, zbog povećanja Džulovih gubitaka u dielektriku. U oblasti frekvencije $\omega_{T_j} < \omega < \omega_{T_e}$, realni deo dielektrične propustljivosti opada sa rastom temperature, zbog smanjenja gustine dielektrika. Kod frekvencija $1/\tau'_{0r} < \omega < \omega_{T_j}$ realni deo dielektrične propustljivosti raste sa porastom temperature jer raste i jonska polarizabilnost (brže od opadanja gustine). Kada je frekvencija $\omega < 1/\tau'_{0r}$, realni deo dielektrične propustljivosti prvo raste sa porastom temperature, zbog rasta orijentacijske polarizabilnosti, međutim, kada temperatura dostigne neku kritičnu vrednost za dati materijal, topotno haotično kretanje smanjuje orijentacijsku polarizabilnost a time i realni deo dielektrične propustljivosti.

Kod rezonantnih i relaksacionih pojava (Sl. 3.10), povećanjem temperature u dielektriku dolaze sve više do izražaja anharmonijske pojave, što dovodi do porasta faktora prigušenja (kako γ_c tako i γ_i), a time i smanjenja rezonantnih maksimuma, kako za realni tako i za imaginarni deo dielektrične propustljivosti. Kod relaksacionih pojava, rastom temperature smanjuje se " viskoznost " dipola u dielektriku, čime se povećava sposobnost orijentacije dipola pod dejstvom električnog polja, pa se $1/\tau'_{0r}$ pomera udesno na slici 3.10, pri čemu se povećava maksimum imaginarnog dela dielektrične propustljivosti, zbog povećanja međusobnih sudara dipola. Kada, međutim, temperatura dostigne neku kritičnu vrednost za dati materijal, topotno haotično kretanje dipola otežava mogućnost njihove orijentacije pod dejstvom polja ($1/\tau'_{0r}$ se pomera uлево), pa se smanjuje maksimum imaginarnog dela dielektrične propustljivosti zbog smanjene sposobnosti orijentacije dipola.

Značajan spoljašnji faktor koji ima uticaja kako na realni, tako i na imaginarni deo relativne dielektrične propustljivosti je i vlažnost. Naime, pošto voda ima veliku statičku dielektričnu propustljivost ($\epsilon = 81$), povećanjem vlažnosti povećava se dielektrična propustljivost dielektrika.

3.3.3 Dielektrična čvrstoća

Povećanje električnog polja u dielektriku do neke kritične vrednosti za dati materijal dovodi do proboga. Kritična jačina električnog polja koja dovodi do proboga, naziva se dielektričnom čvrstoćom datog dielektrika.

Dielektrična čvrstoća zavisi od spoljašnjih uslova (od pritiska, temperature, vlažnosti), oblika elektroda i uzorka, debljine i od agregatnog stanja dielektrika.

U gasovima i tečnostima probaj nastaje usled udarne ili fotojonizacije (najčešće kombinacijom ova dva procesa). Pri normalnim spoljašnjim uslovima dielektrična čvrstoća gasova manja je od 5 kV/mm , a kod tečnosti može dostići vrednost i do 30 kV/mm .

Kod čvrstih dielektrika, pri probaju se primiče otvor nepravilnog oblika (ne dolazi do regeneracije materijala kao kod tečnosti i gasova posle pada jačine električnog polja). Ovde je pored udarne i fotojonizacije, prisutna i termička ionizacija usled zagrevanja dielektrika (kao posledica raznih vidova gubitaka u njemu), a prisutne su i hemijske promene u materijalu. U čvrstim dielektricima, dielektrična čvrstoća dostiže vrednosti i do 160 kV/mm [2].

IV ODREĐIVANJE RELATIVNE DIELEKTRIČNE PROPUSTLJIVOSTI

4.1. Električni kapacitet

Određivanje dielektrične propustljivosti dielektrika se najčešće zasniva na merenju kapaciteta kondenzatora.

Može se pokazati da je naelektrisanje Q ma kog izolovanog provodnika srazmerno njegovom potencijalu φ , odnosno:

$$Q = C \cdot \varphi \quad \text{ili} \quad C = \frac{Q}{\varphi} \quad \dots \quad (4.1)$$

Konstanta srazmernosti C naziva se električni kapacitet datog provodnika. Ova konstanta zavisi od veličine i oblika provodnika, a definiše se kao odnos naelektrisanja i potencijala provodnika. Jedinica kapaciteta je Farad (F).

Ako se naelektrisanom izolovanom provodniku približi drugi provodnik, naelektrisan suprotnom suprotnom količinom naelektrisanja, potencijal prvog provodnika će opasti. Kako je prvi provodnik izolovan, znači da mu se količina naelektrisanja nije promenila, pa saglasno relaciji (4.1) sledi da mu se kapacitet povećao.

Sistem od dva provodnika koji su naelektrisani količinom naelektrisanja suprotnog znaka naziva se kondenzator. Najelementarniji kondenzator je tzv. pločasti kondenzator. Ovaj kondenzator se sastoji iz dve međusobno paralelne provodne ploče naelektrisane suprotnim količinama naelektrisanja.

Električno polje pločastog kondenzatora lokalizovano je u oblasti između ploča. Strogo govoreći, postoji neznatno rasipanje polja na spoljnim granicama ploča, ali je ovo rasipanje utoliko manje ukoliko su ploče bliže jedna drugoj. Električno polje između ploča je homogeno i usmereno od pozitivno naelektrisane ka negativno naelektrisanoj ploči.

Kapacitet pločastog kondenzatora je srazmeran odnosu površine jedne od ploča (A) i razmaka između njih (d). Kada je prostor između ploča prazan (vakuum), tada je kapacitet kondenzatora

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{A}{d} \quad \dots \quad (4.2)$$

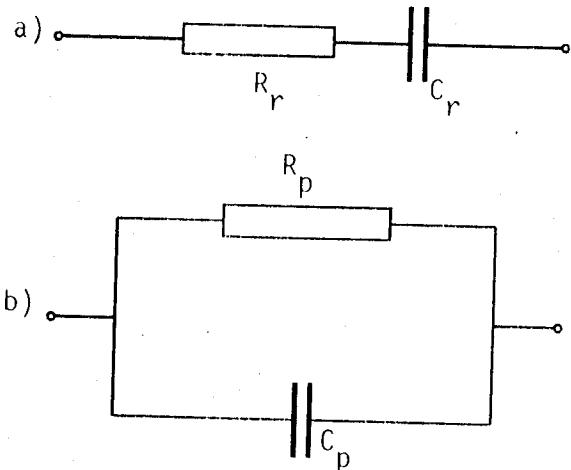
Ako se u prostor između ploča umetne dielektrik, tada se kapacitet kondenzatora poveća na

$$C = \epsilon \cdot \epsilon_0 \frac{A}{d} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (4.3)$$

Konstanta ϵ predstavlja relativnu dielektričnu propustljivost materijala i očito je da se može izraziti kao:

$$\epsilon = \frac{C}{C_0} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (4.4)$$

Korišćenjem ovog obrasca se, najčešće eksperimentalno, određuje relativna dielektrična propustljivost dielektrika ϵ . Glavni uzrok grešaka pri određivanju relativne dielektrične propustljivosti je debljina mernog uzorka kao i ivični efekti.



Sl. 4.1 Ekvivalentna šema kondenzatora sa gubicima
a) - redna veza
b) paralelna veza

Svaki kondenzator sa gubicima, može se, za bilo koju frekvenciju, prikazati ili rednom ili paralelnom vezom kapaciteta i otpornosti, kao na slici 4.1. Tangens ugla gubitaka ($\operatorname{tg} \delta$) je mera faznog pomeranja između priključenog napona i rezultujuće struje, u odnosu na idealnih $\pi/2$ radijana. Saglasno šemama na slici 4.1, tangens ugla gubitka je /2/:

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{tg} \delta_r = \omega \cdot C_r R_r \\ \operatorname{tg} \delta_p = 1 / (\omega \cdot C_p R_p) \end{array} \right\} \dots \dots \dots \quad (4.5)$$

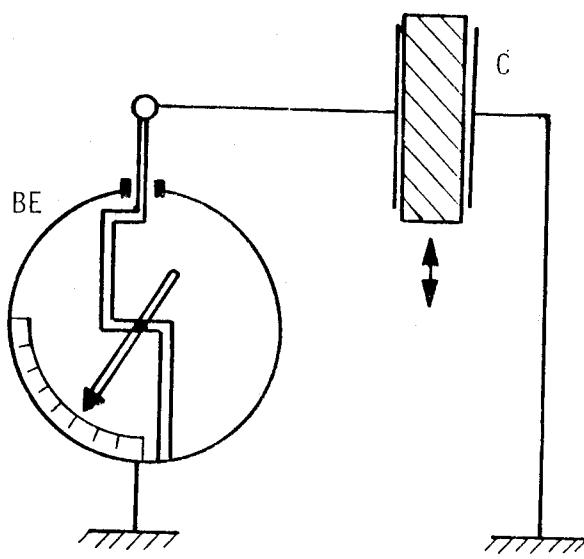
4.2. Merenje dielektrične propustljivosti

4.2.1. Principi merenja

Metodi za merenje relativne dielektrične propustljivosti, korišćenjem izraza (4.4), u principu mogu biti podeljeni na merenje dielektrične propustljivosti u jednosmernom i naizmeničnom režimu polja između ploča kondenzatora. Metodi zasnovani na naizmeničnom režimu daju preciznije rezultate, dok se jednosmerni više koriste za procenu vrednosti relativne dielektrične propustljivosti.

MERENJE DIELEKTRIČNE PROPUSTLJIVOSTI U JEDNOSMERNIM REŽIMIMA ELEKTRIČNOG POLJA

Ovde je dat opis dva metoda za eksperimentalno određivanje relativne dielektrične propusnljivosti. Prvi metod je zasnovan na Faradejevom (Faraday) eksperimentu, dok se drugi, nešto precizniji metod, baziran na radu balističkog galvanometra.



Sl. 4.2 Faradejev eksperiment (šematski)

kondenzatora je, saglasno izrazu (4.4), $C_0 = Q/\varphi_0$. Kada se u kondenzator umetne dielektrik, kapacitet kondenzatora će biti $C = Q/\varphi$ (jer se količina nanelektrisanja ne menja), pa je

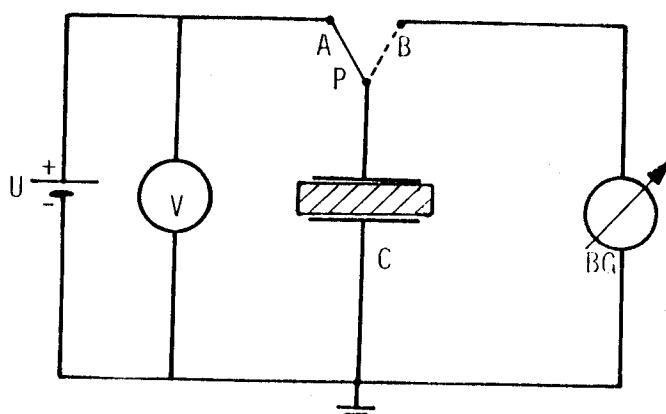
$$\epsilon = \frac{C}{C_0} = \frac{\varphi_0}{\varphi} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (4.6)$$

S obzirom da će otklon elektrometra biti srazmeran potencijalu između kondenzatorskih ploča, relativna dielektrična propusnljivost određuje se upravo kao količnik odgovarajućih odstupanja kazaljke na B.E. :

$$\epsilon = \frac{x_0}{x} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (4.7)$$

b) Metod određivanja relativne dielektrične propustljivosti zasnovan na korišćenju balističkog galvanometra podrazumeva da se napon između ploča kondenzatora održava konstantnim. Šema uredaja je data na

slici 4.3 /15,20/. Elementi ovog strujnog kola sa prekidačem (*p*) su: Jednosmerni izvor struje (*U*), voltmeter (*V*), pločasti kondenzator kapaciteta (*C*) (odnosno C_0 kada je prostor između ploča prazan) i balistički galvanometar (*B.G.*). Balistički galvanometar je instrument koji meri količinu nanelektrisanja *Q* (odnosno Q_0 kada je



Sl. 4.3 Određivanje dielektrične propustljivosti pomoću balistočkog galvanometra

kondenzator prazan), koja za veoma kratko vreme (vreme pražnjenja kondenzatora) protekne kroz njega.

Tok merenja je sledeći : prvo se umetne dielektrik u prostor između ploča kondenzatora. Položaj prekidača (*p*) se postavi u položaj A, pa se tačno odredeno vreme (reda 10s) puni kondenzator (*C*), izvorom jednosmernog napona (*U*) konstantne vrednosti (reda 50V). Nakon toga se prekidač (*p*) prebaci u položaj B i očita maksimalni otklon balističkog galvanometra *x* (odnosno x_0 kada je kondenzator prazan). Ovaj otklon je srazmeran količini nanelektrisanja *Q* (odnosno Q_0 kada je kondenzator prazan), koja protekne kroz balistički galvanometar. Potom se iz kondenzatora izvadi dielektrik, te se ceo postupak ponovi (rastojanje između ploča se održava stalnim). Saglasno jednačini (4.4) dielektrična propustljivost materijala se izračunava po formuli :

$$\epsilon = \frac{C}{C_0} = \frac{Q/U}{Q_0/U} = \frac{kx}{kx_0} = \frac{x}{x_0} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (4.8)$$

MERENJE DIELEKTRIČNE PROPUSTLJIVOSTI U NAIZMENIČNOM ELEKTRIČNOM POLJU

Merenje relativne dielektrične propustljivosti u naizmeničnim režimima ima čitav niz prednosti u odnosu na jednosmerne režime. Najznačajnije su :

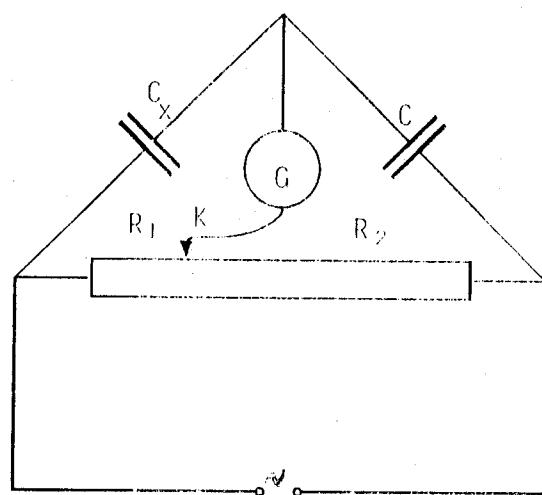
1) U jednosmernim kolima mere se samo statičke vrednosti dielektrične propustljivosti (glava III), dok se u naizmeničnim kolima može odrediti, pored statičke dielektrične propustljivosti, i zavisnost dielektrične propustljivosti od frekvencije.

2) U jednosmernim strujnim kolima kondenzator predstavlja prekid toka struje, pa su zbog toga merenja znatno otežana.

3) Uticaj statičkog elektriciteta u jednosmernim električnim poljima, može značajno povećati grešku u merenju.

Slede opisi tri metode merenja dielektrične propustljivosti u naizmeničnom električnom polju. Prvi se zasniva na radu Vitstonovog (Wheatstone) mosta, drugi na rezonanciji u RLC kolu, dok treći prikaz predstavlja stvarno realizovano kolo kojim su eksperimentalno odredene vrednosti nekoliko odabralih materijala u čvrstom agregatnom stanju. Realizovano električno kolo je jedna od mogućih modifikacija uobičajenih metoda merenja dielektrične propustljivosti zasnovanih na poređenju kapaciteta kondenzatora ispunjenog dielektrikom i kapaciteta praznog kondenzatora.

a) Most koji služi za merenje kapaciteta kondenzatora (a time i ϵ)



Sl. 4.4

naziva se Vienov (Wien) most /15/. Ovaj most je šematski prikazan na slici 4.4, a sastoji se iz dva kondenzatora (C_x) i (C), galvanometra (G), klizača (K) i otporne žice (R_1) i (R_2) dužine (l_1) i (l_2). Ceo uređaj je priključen na izvor naizmenične struje, kao na slici 4.4. Princip rada ovog mosta je isti kao kod klasičnog Vitstonovog mosta. Kapacitet poznatog kondenzatora (C) se bira tako, da bude istog reda veličine kao nepoznati kapacitet C_x .

Ako su u pitanju čisto kapacitivni otpori kondenzatora (Z poznatog i Z_x nepoznatog), i ako se klizač (K) nalazi u takvom položaju, da kroz galvanometar (G) ne protiče struja ; važi sledeći odnos :

$$\frac{Z_x}{Z} = \frac{R_1}{R_2} \text{ ili } \frac{-j/(C_x \cdot \omega)}{-j/(C \cdot \omega)} = \frac{\rho \cdot l_1 / A}{\rho \cdot l_2 / A} \quad (4.9)$$

Ovde je ω frekvencija naizmenične struje, j je imaginarna jedinica, ρ specifičan otpor provodnika R_1 i R_2 , dužine l_1 i l_2 a A je površina poprečnog preseka provodnika. Iz izraza (4.9) dobijamo :

$$\frac{C_x}{C} = \frac{l_2}{l_1} \quad (4.10)$$

U eksperimentu se prvo izmeri kapacitet (C_x) kondenzatora kada se u prostoru između njegovih ploča nalazi dielektrik, a zatim kapacitet istog kondenzatora (C_{x0}) (razmak između ploča je konstantan), kada je u prostoru između ploča vazduh.

Ako sa indeksima nula (0) obeležimo veličine vezane za prazan kondenzator, a bez indeksa (0) veličine vezane za kondenzator sa umetnutim dielektrikom, tada je :

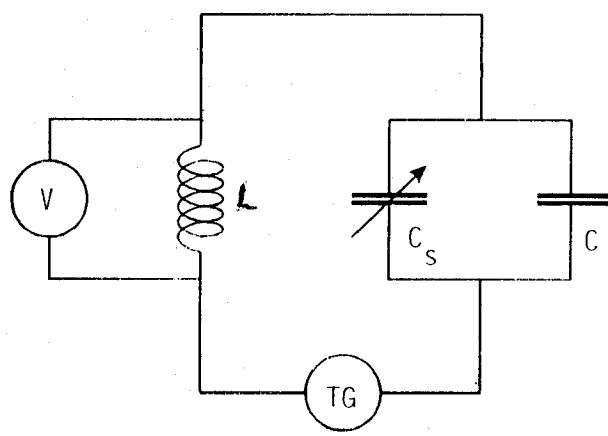
$$\epsilon = \frac{C_x}{C_{x0}} = \frac{l_2/l_1}{l_{02}/l_{01}} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (4.11)$$

Preciznost ovog merenja je odredena odnosom l_2/l_1 kao i l_{02}/l_{01} . Što su ovi odnosi bliži jedinici, preciznost je veća. Kada se traži veća preciznost, korisno je posle merenja kapaciteta C_x ($l_1 \approx l_2$), smanjiti kapacitet poznatog kondenzatora C za oko tri puta (kolika je prosečna vrednost relativne dielektrične propustljivosti), pre merenja kapaciteta praznog kondenzatora. Ako se sa C obeleži kapacitet poznatog kondenzatora kada je u C_x kondenzatoru dielektrik, a sa C_0 kapacitet poznatog kondenzatora (smanjenog za oko tri puta), kada je u prostoru između ploča kondenzatora C_{x0} vazduh, dobija se :

$$\epsilon = \frac{C_x}{C_{x0}} = \frac{C}{C_0} \cdot \frac{l_2/l_1}{l_{02}/l_{01}} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \quad (4.12)$$

b) Smatra se da su merenja dielektrične propustljivosti zasnovana na rezonanciji RLC kola najpreciznija. Principska šema jednog od takvih uredaja je data na slici 4.5 /3/. Osnovni delovi ovog uređaja su : izvor visokofrekventnog napona (T.G.), kalem (L), baždareni promenljivi kondenzator (C_s), pločasti kondenzator (C) i voltmeter (V).

Tok merenja je sledeći : prvo se u pločasti kondenzator (C) umetne uzorak, pa se pomoću galvanometra visokofrek-



Sl. 4.5 Principijelna šema RLC uredaja za merenje dielektrične propustljivosti

ventnog napona nade rezonantna frekvencija ovog kola (v). Kada je kolo u rezonanciji, voltmeter (V) pokazuje maksimalnu vrednost napona. Zatim se iz kondenzatora C izvadi uzorak, pa se pomoću baždarenog promenljivog kondenzatora C_s , kolo opet dovodi u rezonanciju pri istoj frekvenciji (v) i istim razmaku između ploča kondenzatora. Ako sa C_0 i C_{s0} obeležimo kapacitete pločastog i promenljivog kondenzatora, kada je između ploča kondenzatora vazduh, a sa C i C_s kapacitet istih kondenzatora, kada je u kondenzatoru C umetnut dielektrik, iz uslova rezonancije je :

$$C_0 = \frac{1}{(2\pi v)^2 \cdot L} - C_{s0} \dots \dots \dots (4.13)$$

$$C = \frac{1}{(2\pi v)^2 \cdot L} - C_s \dots \dots \dots (4.14)$$

Deobom (4.14) sa (4.13) dobijamo :

$$\epsilon = \frac{C}{C_0} = \frac{D - C_s}{D - C_{s0}} \dots \dots \dots (4.15)$$

Gde je sa D obeležen izraz $1/[(2\pi v)^2 \cdot L]$. Iz poslednje jednačine se vidi da je $C_{s0} > C_s$.

4.2.2. Karakteristika realizovane šeme

U eksperimentalnom delu ovog rada pristupilo se određivanju relativne dielektrične propustljivosti. Izmerena je ta veličina za neke klasične materijale relativno velikih dimenzija, kao i za jedan sasvim novi materijal. To je bio četvorokomponentni amorfni poluprovodnički halogenid $\text{Ge}_{20} \text{As}_{14} \text{Se}_{52} \text{I}_{14}$ (b).

Zajednički elementi aparature, u oba merenja, su : kalem (L), generator visokofrekventnog napona ($T.G.$) i voltmeter (V).

Kalem, nemačke firme Laybold, je kvadratnog oblika, ima 10 000 navoja bakarne žice, debljine 0,2 mm. Induktivnost ovog kalema je eksperimentalno određena i iznosi 4,60(5) H, a termogeni (omski) otpor 1,71 $k\Omega$.

Generator visokofrekventnog napona ($T.G.$) je proizvod firme Voltcraft. Frekvencija napona ovog generatora može se menjati od 0 - 1 MHz. Izlazni napon, koji može biti sinusnog, kvadratnog i testerastog

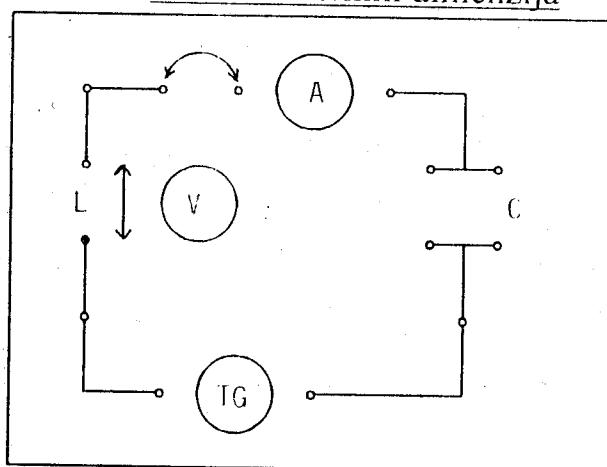
oblika, je opseg od 0 - 150 V. U merenju je korišćen sinusni napon u opsegu od 0 - 10 V.

Napon na kalemu (odnosno kondenzatoru) meren je pomoću veoma osetljivog instrumenta (Solid State Multimeter MA3033). Ovaj instrument može da meri napon i jačinu struje u jednosmernim i naizmeničnim režimima rada. U eksperimentu instrument je korišćen za merenje napona naizmenične struje u opsegu 0 - 1,5 V (a) i 0 - 0,15 V (b).

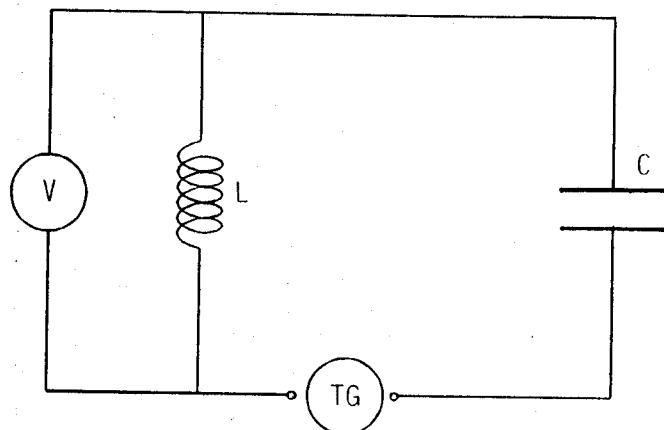
Šema za priključivanje elemenata aparature data je na slici 4.6.

Postolje je napravljeno od izolacionog materijala (drveta) a sa donje strane postolja su zaledmljeni kontakti.

a) Određivanje dielektrične propustljivosti uzorka relativno velikih dimenzija



Sl. 4.6 Šema realizovanog električnog kola



Sl. 4.7 Šema kola za određivanje dielektrične propustljivosti uzorka velikih dimenzija

frekvencije od 100 Hz i 1 MHz visokofrekventnom generatoru podesi se tako da voltmeter pokazuje, takođe, tačno određenu vrednost (u eksperimentu je korišćen napon od

Kod određivanja relativne dielektrične propustljivosti materijala velikih dimenzija korišćena je šema data na slici 4.7 . Pored pomenutih delova: kalem (L), generator visokofrekventnog napona (T.G.) i voltmeter (V), u sastav uređaja ulazi i pločasti kondenzator (C).

Proizvođač kondenzatora, korišćenog u ovom merenju je nemačka firma Leybold. Razmak između ploča kondenzatora se proizvoljno može menjati. Ploče kondenzatora su kružnog oblika, prečnika 26,00 (5) cm.

Tok merenja je sledeći : prvo se u prostor između ploča kondenzatora (C) umetne materijal čija je relativna dielektrična propustljivost meri. Zatim se frekvencija visokofrekventnog generatora naizmenične struje podesi na određenu vrednost (po JUS propisima / 21 / koriste se). Amplituda napona na

0,8 V). Nakon toga, pomenuti dielektrik se izvadi iz kondenzatora, a razmak između ploča se postepeno smanjuje, sve dok se ne postigne isti napon na voltmetu (tj. 0,8 V), pri istoj frekvenciji na visokofrekventnom generatoru.

Merenjem razmaka između ploča kondenzatora kada je između njegovih ploča dielektrik (d), i razmaka ploča, kada je u prostoru između ploča vazduh (d_0), može se jednostavno izračunati relativna dielektrična propustljivost materijala. Pošto su u oba merenja frekvencija struje i napon isti, znači da se kapacitet kondenzatora kada je između njegovih ploča bio dielektrik (C), i kapacitet istog kondenzatora bez dielektrika (C_0), nije promenuo tj.

$$C = C_0$$

ili

$$\varepsilon_0 \varepsilon \frac{A}{d} = \varepsilon_0 \frac{A}{d_0} \dots \dots \dots \quad (4.16)$$

a ovde je očito da je

$$\varepsilon = d / d_0 \dots \dots \dots \quad (4.17)$$

b) Određivanje dielektrične propustljivosti uzorka malih dimenzija

U eksperimentalnom određivanju relativne dielektrične propustljivosti (ε) četvorokomponentnog amorfognog poluprovodničkog halogenida neophodno je bilo konstruisati poseban pločasti kondenzator.

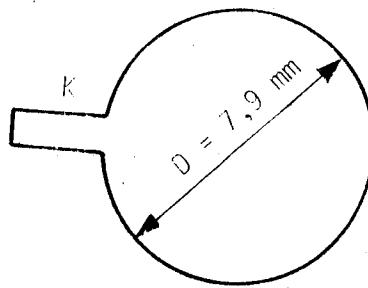
Zbog male dimenzije uzorka potrebno je bilo izraditi ploče čije su linearne dimenzijs manje od 1 cm.

Radi zadovoljenja mehaničke i hemijske otpornosti, ploče kondenzatora su morale biti izradene od takvog materijala, koji je relativno čvrst i otporan na koroziju.

Dalje, trebalo je konstruisati poseban mehanizam pomoću kojeg se razmak između ploča kondenzatora može proizvoljno menjati.

I na kraju, neophodno je bilo ploče električno izolovati od mehanizma za pomeranje ploča materijalom čija je tačka topljenja viša od 600 K, radi eventualnog merenja zavisnosti relativne dielektrične propustljivosti uzorka od temperature.

U cilju zadovoljavanja pomenutih zahteva, načinjen je kondenzator od srebra, čije su ploče kružnog oblika, prečnika 7,90 (5) mm (sl. 4.8) Debljina ploče je 1 mm, a efektivna površina je $A=49,0 (6) \text{ mm}^2$. Na slici je sa K obeležen deo na ploči, koji služi za spajanje ploče sa realizovanom

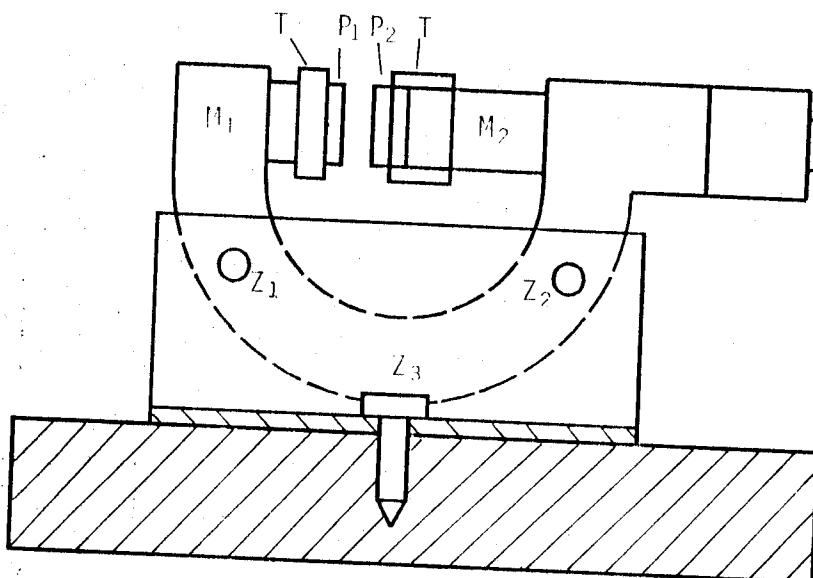


Sl. 4.8 Jedna od ploča minijaturnog kondenzatora

sa p_1 i p_2 obeležene ploče kondenzatora, sa T je obeležen teflonski izolator, dok su sa M_1 i M_2 respektivno označeni nepokretni i pokretni delovi mikrometarskog zavrtanja. Mikrometar je montiran na postolje šeme (sl. 4.6), pomoću gvozdenih limova L oblika. Na slici su sa z_1 i z_2

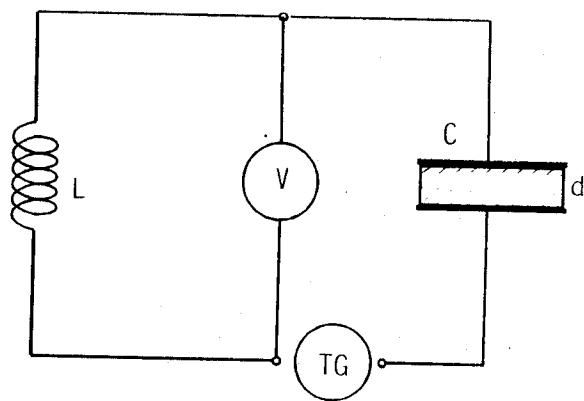
šemom, datom na slici 4.6. Spajanje pomenutog dela sa šemom je postignuto lemljenjem posrebrenog provodnika za K .

Ploče su montirane na mikrometarski zavrtanj, a izolovane su od njega teflonom. Spajanje ploča sa teflonskim izolatorom i mikrometrom je izvršeno pomoću super lepka. Šematski prikaz celog uređaja, sa delom postolja šeme datoj sa slike 4.6 , je dato na slici 4.9. Na slici su obeleženi zavrtaji koji spajaju pomenuti lim sa mikrometarskim zavrtnjem, dok je sa z_3 obeležen zavrtanj koji spaja lim sa postoljem šeme.



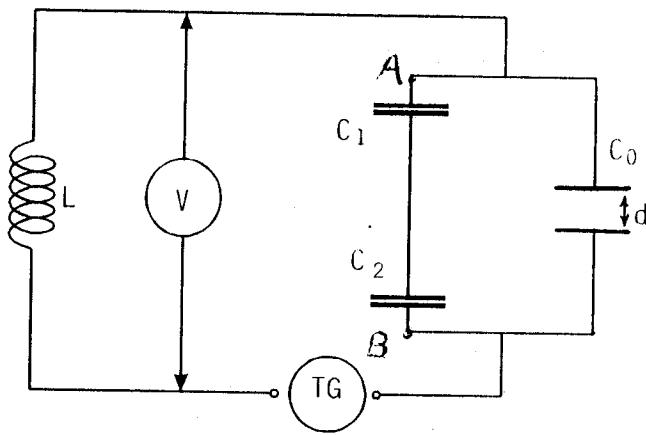
Sl. 4.9 Specijalno konstruisani kondenzatorski sistem

Zbog veoma malog kapaciteta ovog minijaturnog kondenzatora ($\sim 1 \text{ pF}$), postupak merenja relativne dielektrične propustljivosti uzorka malih dimenzija razlikuje se od opisanog postupka za materijale relativno velikih dimenzija.



Sl. 4.10 Šematski prikaz specijalno konstruisane aparature za merenje dielektrične propustljivosti malih uzoraka očitava na voltmetru (V).

Nakon toga se iz pločastog kondenzatora izvadi uzorak, a mikromerar se podesi tako da razmak između ploča (d) bude isti kao i sa umetnutim uzorkom. Sada je kapacitet pločastog kondenzatora C_0 (vazduh). Potom se realizuje šema data na slici 4.11. Frekvencija struje i izlazni napon visokofrekventnog generatora ostaju isti kao kad je između ploča kondenzatora bio uzorak. Umesto kondenzatora C_1 i C_2 , mogao bi se koristiti promenljiv kondenzator baždarenog kapaciteta.



Sl.4.11 Šematski prikaz aparature pri kompenzovanom merenju pločastog kondenzatora sa umetnutim dielektrikom (C), odnosno:

$$C_e = C \text{ ili}$$

$$C_e = C_0 + C_R = C \dots \dots \dots \quad (4.18)$$

Tok merenja je sledeći : prvo se realizuje šema data na slici 4.10. U prostor između ploča kondenzatora (C), koji je montiran na mikrometar umetne se dielektrik. Debljina dielektrika (d) se direktno očita na mikrometru. Zatim se frekvencija i amplituda napona na visokofrekventnom generatoru naizmenične struje podeše na tačno određenu vrednost. Frekvencija se očita na visokofrekventnom generatoru, dok se napon na kalemu (odnosno kondenzatoru)

Umetanjem (kompenzacijom) jednog ili više kondenzatora, poznatih kapaciteta (reda $2pF$), između tačaka A i B na šemi datoj na slici 4.11, može se ostvariti isti napon na kalemu (odnosno sistemima kondenzatora), kao kad je merenje vršeno prema šemi sa slike 4.10.

Kada se ovaj napon ostvari (pri istoj frekvenciji), jasno je da je ukupni kapacitet opisanog sistema kondenzatora (C_e) isti kao i kapacitet pločastog kondenzatora sa umetnutim dielektrikom (C), odnosno:

gde je $C_0 = \epsilon_0 \cdot A/d$ - kapaciitet praznog pločastog kondenzatora montiranog na mikrometar, a C_R - rezultujući kapacitet kondenzatora između tačaka A i B. Iz izraza (4.18) se lako izračunava relativna dielektrična propustljivost uzorka po formuli

$$\varepsilon = \frac{C}{C_0} = 1 + \frac{C_R}{C_0} \dots \dots \dots \quad (4.19)$$

4.3. Rezultati eksperimenta i diskusija

a) Dielektrična propustljivost nekih standardnih dielektrika

U zadatku eksperimenta, opisanog u poglavlju 4.2.2. a), trebalo je izmeriti relativnu dielektričnu propustljivost klasičnih materijala dovoljno velikih dimenzija. Rezultati merenja sa ocenom apsolutne merne nesigurnosti (apsolutne greške) dati su u tabeli 4.1

materijal	d [mm]		d ₀ [mm]		ε	
	100 Hz	1 MHz	100 Hz	1 MHz	100 Hz	1 MHz
Leybold (plexiglas)	3,00 (5)	3,00 (5)	1,20 (5)	1,20 (5)	2,50 (11)	2,50 (11)
staklo	3,10 (5)	3,10 (5)	0,60 (5)	0,60 (5)	5,2 (4)	5,2 (4)
papir (hartija)	1,30 (5)	1,30 (5)	0,60 (5)	0,60 (5)	2,17 (20)	2,17 (20)
plastika (okrugla)	3,20 (5)	3,20 (5)	1,20 (5)	1,20 (5)	2,67 (12)	2,67 (12)
stiropor	20,20 (5)	20,20 (5)	20,10 (5)	20,10 (5)	1,005 (4)	1,005 (4)

tabela 4.1 Eksperimentalno odredene vrednosti relativne dielektrične propustljivosti nekih standardnih dielektrika

Apsolutna merna nesigurnost relativne dielektrične propustljivosti σ(ε) izračunata je po formuli :

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{\sigma(d)}{d_0} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{d}{d_0} \right)^2}$$

Ovde je $\sigma(d)$ merna nesigurnost debljine uzorka, a iznosi $0,05 \text{ mm}$ (merenje nonijusom); a d i d_0 su razmaci između ploča kondenzatora kada su u prostoru između njih respektivno dielektrik i vazduh. Merna nesigurnost za d je ista kao i za d_0 .

Iz tabele 4.1 jasno se vidi da je relativna dielektrična propustljivost ista, kako za frekvencije od 100 Hz , tako i za frekvencije od 1 MHz . Ovo potvrđuje teorijsku postavku, datu na kraju glave III, da u oblasti frekvencije manjih od 1 MHz , relativna dielektrična propustljivost ne zavisi od frekvencije, te da je tada, u ovoj oblasti, dielektrična propustljivost praktično jednaka statičkoj dielektričnoj propustljivosti datog materijala.

Izmerene vrednosti relativne dielektrične propustljivosti materijala datih u tabeli 4.1 se uglavnom, manje više, slažu sa vrednostima istih veličina kod drugih autora.

b) Dielektrična propustljivost stakla $\text{Ge}_{20} \text{As}_{14} \text{Se}_{52} \text{I}_{14}$

Iz literature /22,23/ je poznato da se na osnovu merenja dielektričnih svojstava mogu izvesti važni zaključci o struktorno - hemiskoj gradi stakla. To je bio razlog da se pristupi određivanju dielektrične propustljivosti stakla $\text{Ge}_{20} \text{As}_{14} \text{Se}_{52} \text{I}_{14}$, čime bi se kompletirala istraživanja ranije izvršena /5/ na seriji amorsnih halkogenida u koju spada i ovaj materijal.

Da bi se eksperiment mogao izvršiti bilo je neophodno odabran homogeni komad sintetisanog stakla mehanički obraditi tako da merenja budu dovoljno precizna. U tu svrhu je šlifovanjem pomoću specijalnog abraziva uzorak doveden na debljinu od $d=0,530 (5) \text{ mm}$, te se pristupilo merenju opisanom u poglavљу 4.2.2. b).

Kapacitet praznog kondenzatora za ovu debljinu je

$$C_0 = \epsilon_0 \cdot A/d = 0,819 (13) \text{ pF}.$$

Napon na kalemu je podešen na vrednost od $0,10 \text{ V}$ pri frekvenciji od 1 MHz . Sa slike 4.11 rezultujući kapacitet kondenzatora između tačaka A i B je :

$$C_R = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} = 1,16 (17) \text{ pF}$$

Ova merenja su omogućila da se prema izrazu (4.19) izračuna relativna dielektrična propustljivost uzorka :

$$\varepsilon = 1 + \frac{C_R}{C_0} = 2,42 \quad (21)$$

S obzirom da se radi o prvom podatku iz nove serije materijala teško se može proceniti pouzdanost ovog rezultata. Međutim, kao što je poznato, klasična stakla imaju ovu konstantu baš reda 2—3. Takođe je poznato da su neki autori za dvokomponentna stakla sistema As-Se i Ge-Se odredili dielektričnu propustljivost koja je veća od 3 /23/.

Posebno treba istaći da merenja na ovom materijalu nisu pokazala zavisnost dielektrične propustljivosti od frekvencije, što je takođe nadeno i za seriju stakala sistema As-Se /23/.

V ZAKLJUČAK

Основни циљ овог дипломског рада био је пре свега израда такве апаратуре помоћу које се може мерити relativna dielektrična propustljivost (ϵ) amorfnih višekomponentних полупроводничких материјала којима се задњих десетица година придаје велики значај.

На идеју да се минијатurnи пластиčни кондензатор монтира на микрометарски завртанју, дошло се из разлога што се оваквим склопом веома лако рукује и истовремено прецизно очитава дебљина испитиваног узорка.

Добијени резултати својим вредностима у односу на друга мерења и величину грешке са којима су одредени, могу се сматрати задовољавајућим.

Сматра се да је уређај, описан у поглављу 4.2.1., који ради на принципу rezonancije *RLC* кола наизменičне струје (sl. 4.5), најподеснији за мерење relativne dielektrične propustljivosti материјала. Описани кондензатор, монтиран на микрометар, може да се примени и у оваквом струјном колу, уз калибрисање променљивог кондензатора (C_s) малог капацитета.

LITERATURA

1. Majnarić - Gorski "Grčko - Hrvatski ili Srpski rječnik" (1983)
2. Dejan Raković "Fizičke osnove i karakteristike elektrotrhničkih materijala" (1995)
3. Charles Kittel "Uvod u fiziku čvrstog stanja" (1970)
4. Budó Á. Tátrai T. "Kisérleti fizika III" (1983)
5. Miladin I. Avramov doktorska disertacija "Amorfna halkogenidna poluprovodnička stakla sistema $Ge_{20} As_{14} (Se_x S_{1-x})_{52} I_{14}$ " Novi Sad (1991)
6. S. Lukić doktorska disertacija "Fizičke osobine amorsnih materijala u sistemu Cu-As-Se-I" Novi Sad (1991)
7. Smith R. A. " Semiconductors ", Cambridge University Press i Cambridge (1978 / st. 560)
8. Anderson P. W. , Phis. Rev. , 109 (1958) 1492
9. Mott N. F. , Adv. Phys. , 16 (1967) 49
10. Cohen M. H. Fritzsche H. , Ovshinsky, s. r. Phys. Rev. Lett, 22 (1969) 1065
11. Губанов А. И. , ФТТ. , 1410 (1962) 2873
12. Губанов А. И. , ФТГ. , 6,7 (1972) 1378
13. Davis, E. A. , Mott , N. F. , Phil. Mag. , 22 (1970) 903
14. Gémesi József "Kristályok a technikában" (1961)
15. Budó Á. , "Kisérleti fizika II" (1989)
16. J. Tessman , A. Kahn i W Shockley , Phys. Rev. 92 (1953) 890
17. J. S. Blakemore " Solid state physics" (1970)
18. W. Cochren , Z. Kist. 112 , (1959) 465
19. P. Debye , Polar Molecules , Chemical Catalog Co. , New York (1929)
20. Budó Á. , "Kisérleti fizika I" (1989)
21. Č. Petrović "Priručnik za vežbe iz ispitivanja materijala" Beograd (1990)
22. Борисава З.У. , "Халькогенидные полупроводниковые стекла", Ленинград (1983)
23. Ефимов А. М. , Харыбзов Б. А. , Труды 5 - го Всесоюз. совенц. Ленинград , (1971) 370