



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Neke električne osobine nanočestičnog nikl-ferita dopiranog itrijumom

- diplomski rad -

Mentor: Dr Željka Cvejić

Kandidat: Svetlana Šešum

Novi Sad, 2012

SADRŽAJ

1. UVOD	1
1.1. Pojam nanomaterijala	1
1.2. Primena nanomaterijala	2
1.3. Dobijanje materijala nanostrukturnog tipa	3
2. STRUKTURNA ANALIZA	5
2.1. Struktura spinela.....	5
2.2. Rendgenostrukturna analiza	7
2.2.1 Analiza podataka dobijenih difrakcijom X-zraka	10
3. ELEKTRIČNE OSOBINE.....	13
3.1. Električna provodljivost materijala	14
3.2. Dielektrična propustljivost	15
3.3. Električne osobine $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$	19
3.3.1 Korekcija za realne uzorke	21
3.3.2 Analiza rezultata dielektričnih merenja	24
4. ZAKLJUČAK	32
5. LITERATURA.....	33

1. Uvod

U ovom radu ispitivana je struktura i neke električne osobine nanočestičnog $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ dobijenog taloženjem iz tečne faze. Rendgenostrukturnom analizom je potvrđena spinelna struktura i nanočestični karakter ispitivanog uzorka. Određena je veličina kristalita i parametar kristalne rešetke. Ispitivana je zavisnost dielektrične propustljivosti, provodljivosti i tangensa gubitka od frekvencije i temperature.

Rad je u svojoj osnovi eksperimentalnog karaktera, a nastao je kao rezultat saradnje Katedre za opštu fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu i Katedre za inženjerstvo materijala Tehnološkog fakulteta u Novom Sadu u okviru projekta III 45021 koji je finansiran od strane Ministarstva za prosvetu i nauku Republike Srbije

1.1. Pojam nanomaterijala

Pojam nanomaterijali opisuje klasu materijala nanostrukturnog tipa, koja makroskopski posmatrano, predstavlja voluminizirani – balk (*bulk*) materijal, koji se sastoji od kristalita (zrna) reda veličine nanometra. Nanotehnologija se odnosi na fenomene koji se javljaju u sistemima nanometarskih dimenzija. Obuhvata proizvodnju, primenu, ispitivanje, dizajn kao i manipulaciju nanomaterijala [1].

Postoji nekoliko definicija nano domena, od kojih je jedna ta da su to veličine do 100 nm, drugi da su elementi sub-mikronske veličine ili da su čestice na nivou atoma odnosno molekula. Naziv nano potekao je iz grčkog jezika (nanos - patuljak) i označava milijarditi deo nečega, pa je tako nanometar 10^{-9} deo metra. Veoma važna osobina nanotehnologije je kontrolisana proizvodnja i dizajniranje materijala, prema željenoj primeni.

Ričard Fejnman (Feynman) je 1959. godine održao govor, "*There is plenty of room at the bottom*" u Američkom Društvu Fizičara, gde je predstavio mogućnosti i posledice manipulacije na nano nivou i često se uzima kao izvor inspiracije za pojavu nanotehnologije, iako je u početku bio shvaćen kao čista naučna fantastika. Pojava brzih računara, mikroskopa visoke rezolucije, kao i skenirajućeg tunneling mikroskopa (STM) omogućili su popularizaciju nanotehnologije. Razlog ovome leži u jeftinoj i lakoj izradi STM-a, čime je i nanotehnologija postala pristupačnija [2].

Kada se jedna ili više dimenzija materijala približi talasnoj dužini elektrona, tada kvantno mehaničke osobine koje se nisu javljale u bulk materijalu počinu da doprinose ili dominiraju fizičkim odlikama materijala. Ponašanje materijala je promenjeno i zbog površinskog efekta koji dominira kada se veličina nanokristala smanjuje tako da specifičnost nanomaterijala predstavlja i veliki odnos dodirne površine i zapremine.

1.2. Pime na nanomaterijala

Nanotehnologija je prisutna u prirodi i korišćena je kroz istoriju. Karakteristične dlačice na stopalima gekona predstavljaju inspiraciju za dizajn adheziva.

Za dalji napredak u nanotehnologiji potrebni su veoma sofisticirani instrumenti kojima se može manipulirati česticama u nanodomenu. Razvoj ovih instrumenata doprinosi globalnom tehnološkom razvoju. Nanotehnologija je interdisciplinarna i istraživanja imaju uticaja na razne grane ne samo nauke, nego i industrije. Ta interdisciplinarnost zajedno sa mogućnošću proizvodnje materijala sa tačno definisanim osobinama daje veoma široku primenu.

Napredak u nanotehnologiji ima najviše uticaja na elektronske, opto-elektronske i optičke uređaje. Prelaz sa poluprovodničke tehnologije na nanometarsku poboljšava svojstva i rezoluciju, npr . florescentno označavanje, skenirajući mikroskop i konfokalna mikroskopija. Uređaji za skladištenje podataka zasnovani na nanostrukturama su manjih dimenzija i brži, sa manjom potrošnjom energije. Takođe, postoji i veliki potencijal za primenu u energetici gde se razvijaju nove solarne ćelije za efikasnije skladištenje i konverziju energije. U medicini se nanomaterijali već dosta koriste pri dijagnostici, za prenos lekova na željeno mesto u organizmu, kao i za protetiku.

1.3. Dobijanje materijala nanostrukturnog tipa

Postoje dva smera dobijanja nanomaterijala: “*top-down*” kada mehaničkom obradom smanjujemo dimenzije čestice i “*bottom-up*” u kojem se hemijskim procesima koristi osobina čestica da se samo-organizuju [3].

U “top down” prilazu koriste se mehanohemijske metode.

U ove metode spadaju drobljenje, mlevenje i mehaničko legiranje. Mlevenje se primenjuje u proizvodnji metalnih i keramičkih nanomaterijala. Za smanjivanje dimenzija se koriste različiti tipovi mlinova: vibracioni, atricioni, planetarni i horizontalni kuglični mlinovi. Mehanohemijsko tretiranje prahova korišćenjem mlinova ima za posledicu da se dobijaju čestice različitih veličina i primenom ovog metoda se ne može kontrolisati oblik čestica. Tokom mlevenja može doći do hemijskih reakcija koje utiču na promene odlika materijala, stoga se mlevenje može svrstati u mehanohemijske metode.

U “top down” tehnike spada i štampanje na podlozi (litografija) što se često koristi u elektronici.

“Bottom up” metode se zasnivaju na hemijsko fizičkim principima samo-organizovanja molekula i atoma. Ove metode proizvode kompleksnije strukture, i moguće je kontrolisati njihovu veličinu i oblik. Tu spadaju sinteza iz parne faze i tečne faze.

Sinteza iz gasne faze se najčešće koristi za dobijanje tankih filmova i finih prahova. Nanočestice se dobijaju prevođenjem polaznog materijala u parnu fazu fizičkim ili hemijskim procesima (isparavanje, u plazmi, pomoću lasera, hemijskih reakcija...). U zavisnosti od procesa i proizvoda dalji rast nanočestica može biti usled kondenzacije, koagulacije i srastanja čestica ili hemijskih reakcija na površini čestica.

Sinteza iz tečne faze se obično dešava na nižim temperaturama nego iz gasne faze. Najvažniji procesi za dobijanje nanomaterijala su taloženje, sol-gel metod i hidrotermalna sinteza.

Taloženje je jedan od procesa koji se najčešće koristi za dobijanje nanomaterijala. Zasniva se na reakcijama soli u rastvorima, odnosno mešanju rastvora različitih jona u tačno

definisanim odnosima pod kontrolisanom temperaturom, pritiskom i koncentracijom. Veličina, raspored česica, kristaličnost i morfologija zavise od brzine reakcija.

Sol-gel metoda se koristi za dobijanje poroznih nanomaterijala i keramičkih nanostrukturnih polimera. Do sinteze dolazi u umerenim uslovima, na relativno niskim temperaturama. Termin sol se odnosi na disperziju čestica čvrstog stanja nanodomena homogeno raspoređenih u vodi ili organskim rastvaračima. U sol-gel procesu materijal nastaje pri prelazu iz tečnog sol stanja u čvrsto gel stanje.

Mana mokrih hemijskih sinteza je ta što je termička stabilnost dobijenog proizvoda niska, dok je prednost što se dobijaju porozni materijali, što uglavnom nije moguće iz gasne faze zbog visokih temperatura. Osim nekoliko izuzetaka, iz gasne faze se takođe ne mogu dobiti ni organske nanočestice.

Metode formiranja *in situ*, odnosno na licu mesta uključuju procese litografije, vakuumskog taloženja (fizičkog i hemijskog neparavanja) i tehnologiju sprejnih premaza. Njihovim korišćenjem se mogu dobijati gotovi proizvodi, poput tranzistora, integrisanih kola, senzora i ostalih elektronskih komponenti. Pored toga, ove metode su namenjene i za dobijanje nanostrukturnih slojeva i premaza, ali se mogu koristiti i za proizvodnju nanomaterijala skidanjem ovih nanosa sa kolektora [4].

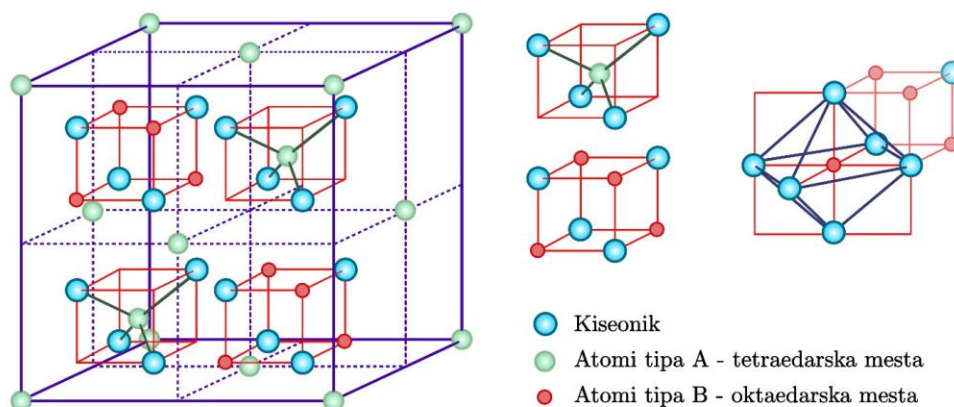
2. Strukturna analiza

2.1. Struktura spinela

Spinelima se naziva klasa izostrukturnih jedinjenja sa karakterističnom, spinelnom strukturom. Tipični predstavnici ove strukture su: spinel (MgAl_2O_4), po kome je cela klasa i imenovana, magnetit (Fe_3O_4), jakobsit (MnFe_2O_4) i hromit ($(\text{Fe}\cdot\text{Mg})\text{Cr}_2\text{O}_4$). Njihove karakteristike su poznate od 1915. godine, kada su rešene strukture magnetita i spinela.

Struktura spinela se u opštem slučaju može prikazati kao AB_2O_4 gde:

- **A** – predstavlja dvovalentne katjone koji se nalaze u tetraedarskim položajima,
- **B** – predstavlja trovalentne katjone koji se nalaze u oktaedarskim položajima,
- **O** – predstavlja dvovalentne anjone kiseonika koji se nalaze u temenima tetraedara, tj. oktaedara.



Slika 2.1.1. Struktura spinela

Osnovu elementarne ćelije čini površinski centrirana kubna struktura sačinjena od atoma tipa B, dok se njeno popunjavanje vrši sa četiri grupe oktanata od kojih su po dve iste. Jedan oktant sadrži i oktaedarsku i tetraedarsku strukturu, pri čemu se javlja naizmenično slaganje oktanata tipa tetraedar - oktaedar i oktaedar - tetraedar. Isti oktanti imaju zajedničku ivicu, a različiti zajedničku stranu.

Ukupan broj molekula u jednoj elementarnoj ćeliji je 8, što znači da jedinična ćelija sadrži 32 anjona koji formiraju 64 tetraedarske i 32 oktaedarske šupljine, od kojih je 8 tetraedarskih mesta zauzeto od strane A katjona, a 16 oktaedarskih mesta zauzeto od strane B katjona. Koordinate atoma unutar elementarne ćelije su:

- **8a:** $(0\ 0\ 0; \frac{3}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{3}{4})$
- **16d:** $(\frac{5}{8}\ \frac{5}{8}\ \frac{5}{8}; \frac{3}{8}\ \frac{7}{8}\ \frac{1}{8}; \frac{7}{8}\ \frac{1}{8}\ \frac{3}{8}; \frac{1}{8}\ \frac{3}{8}\ \frac{7}{8})$
- **32e:** $(u\ u\ u; \frac{1}{4}-u\ \frac{1}{4}-u\ \frac{1}{4}+u; \frac{3}{4}-u\ \frac{3}{4}+u\ \frac{1}{4}+u; \frac{1}{2}+u\ -u\ \frac{1}{2}-u; -u\ \frac{1}{2}-u\ \frac{1}{2}+u; \frac{1}{2}-u\ \frac{1}{2}+u\ u; \frac{3}{4}+u\ \frac{1}{4}+u\ \frac{3}{4}-u; \frac{1}{4}+u\ \frac{3}{4}-u\ \frac{3}{4}+u)$

Za idealnu spinelnu strukturu parametar položaja kiseonika u iznosi $3/8$, dok u realnom slučaju ovaj parametar ima nešto veću vrednost.

Katjonska raspodela u spinelnim strukturama se odnosi na raspodelu katjona u tetraedarskim (A) i oktaedarskim (B) položajima.

Opšta formula spinela može se predstaviti kao: $(A_{1-\delta}^{2+}B_{\delta}^{3+})[A_{1-\delta}^{2+}B_{2+\delta}^{3+}]O_4^{2-}$ gde mala i srednja zagrada označavaju tetraedarska A mesta i oktaedarska B mesta respektivno, a δ predstavlja stepen inverzije tj. pokazuje koji deo tetraedarskih mesta A je zauzet od strane B katjona.

Normalna spinelna struktura se javlja za $\delta = 0$, pri čemu je oblik jedinjenja AB_2O_4 , što znači da svi A katjoni zauzimaju tetraedarske položaje a svi B katjoni oktaedarske položaje.

Inverzna spinelna struktura nastaje za $\delta = 1$. Oblik jedinjenja je $B(AB)O_4$, tj. jedna polovina B katjona je u tetraedarskim položajima, a druga polovina, zajedno sa A katjonima zauzima oktaedarske položaje.

Mešovita spinelna struktura za vrednost faktora inverzije $\delta = 1/3$, sa raspodelom katjona između normalne i inverzne spinelne strukture.

Da li će nastati normalni, inverzni ili neki prelazni tip između ova dva spinela zavisi od jona koji ga izgrađuju. Takođe treba uzeti u obzir i energijske faktore kao što su Kulonova (*Coulomb*) energija, Bornova (*Born*) energija i energija uređenja različitih katjona u jednoj podrešetki. Ovi faktori zavise od parametra rešetke a , parametra položaja kiseonikovog atoma u i same katjonske raspodele. Ravnotežna katjonska raspodela se može dobiti minimalizacijom totalne energije rešetke.

Na niskim temperaturama samo su dve konfiguracije stabilne: normalni spinel i inverzni spinel. Sa porastom temperature javlja se narušavanje uređenja, s obzirom da A i B katjoni razmenjuju mesta preko tri katjonske pozicije iz polazne formule (jedno tetraedarsko i dva oktaedarska mesta). Narušavanje uređenja kod spinela je nekonvencionalnog tipa, jer nema izmene simetrije.

Kulonova energija data preko relacije:

$$V_c = -A_M \frac{e^2}{a}, \quad (2.1.1)$$

je povezana sa parametrom kristalne rešetke a , i parametrom položaja kiseonika (preko Madelungove (*Madelung*) konstante A_M koja direktno zavisi od ovog parametra) i raspodelom naelektrisanja između tetraedarskih i oktaedarskih položaja.

Treba napomenuti da se katjonska raspodela kod nanomaterijala u većini slučajeva razlikuje od katjonske distribucije voluminoznih materijala, kao i to da je ova distribucija kod nanomaterijala, pre svega, uslovljena metodom sinteze.

2.2. Rendgenostruktorna analiza

Osnovni cilj analize pomoću difrakcije X zraka ili difrakcije neutrona je da se dobije detaljna trodimenziona slika strukture kristala na atomskom nivou. Kada se ova slika dobije, moguće je izračunati međuatomska rastojanja, uglove između veza i druge karakteristike

geometrije molekula, kao što su planarnost grupe atoma, uglovi između pljosni i konformacijski uglovi. Trodimenziona predstava često daje i strukturne formule i geometrijske detalje koji su do sada bili nepoznati. Tako da se difrakcijom X zraka mogu dobiti tačne dimenzije molekula, način pakovanja, informacije o kretanju molekula i raspodeli naelektrisanja. Ovi rezultati doprinose otkrivanju elektronske strukture, napreznja i međumolekulske interakcije.

$\text{NiFe}_{1,85}\text{Y}_{1,15}\text{O}_4$, ima periodično prostorno uređene strukturne jedinice, stoga se pomoću difrakcije X zraka mogu uspešno identifikovati njegova stuktura i ostale karakteristike.

Generalni problem je taj što se X zraci rasejani na elektronima atoma ne mogu rekombinovati nijednom poznatom tehnikom. Do sada korišćena električna i magnetna polja ne prelamaju dovoljno X zrake da bi se mogli primeniti kao sočivo, kao ni nijedan materijal. Stoga se ne mogu posmatrati kroz mikroskop, već se difraktovani X zraci presreću sistemima za detekciju koji mere samo intenzitete, a razlike u fazama su izgubljene. Prikladnim, iako komplikovanim matematičkim aparatom može se simulirati rekombinacija X zraka, kao da je sočivo bilo prisutno, čime se dobija mapa elektronske gustine, odnosno slika visoke rezolucije materijala na kome su se zraci rasejali. Ovaj matematički račun, Furije (*Fourier*) sinteza rasejanog ili difraktovanog zračenja, je metod za sumiranje sinusoidnog talasa da bi se dobile informacije o materijalu na kom se zračenje rasejalo. Takva Furije sinteza je osnovni korak u određivanju strukture kristala metodama difrakcije.

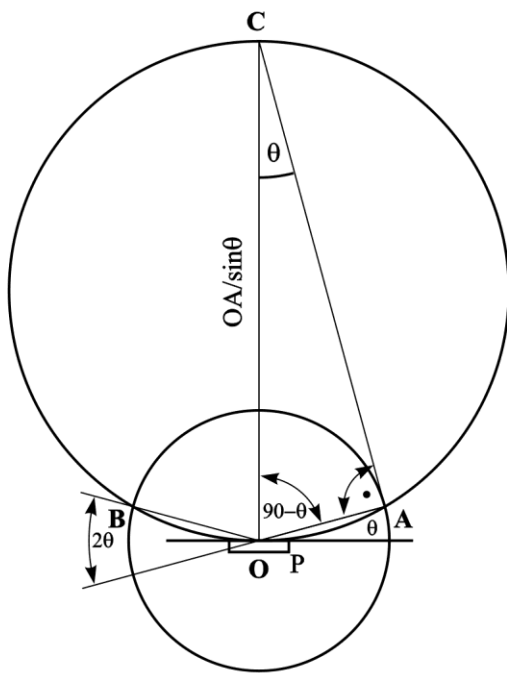
Kada je metod za analiziranje kristalne strukture uspešan daje nedovsmislene rezultate i kompletnu trodimenzionu predstavu atoma u kristalu. Druge metode se takođe mogu koristiti u određivanju strukture, ali na primer, korišćenjem elektronskog mikroskopa mogu se posmatrati veliki molekuli ali ne i atomi duboko unutar njih.

Uspeh difrakcije visoke rezolucije zahteva da je uzorak pripremljen sa visokom uređenošću niza npr. kristal. Kretanje molekula i statički defekti u uređenom kristalu mogu uticati da se struktura dobije kao zavisna od vremena ili prostora. Kretanje molekula u čvrstom stanju je mnogo ograničenije nego u gasovima ili tečnosti, ali nije zanemarivo, i precizni rezultati difrakcije mogu otkriti bitne informacije o atomskom i molekularnom kretanju [5].

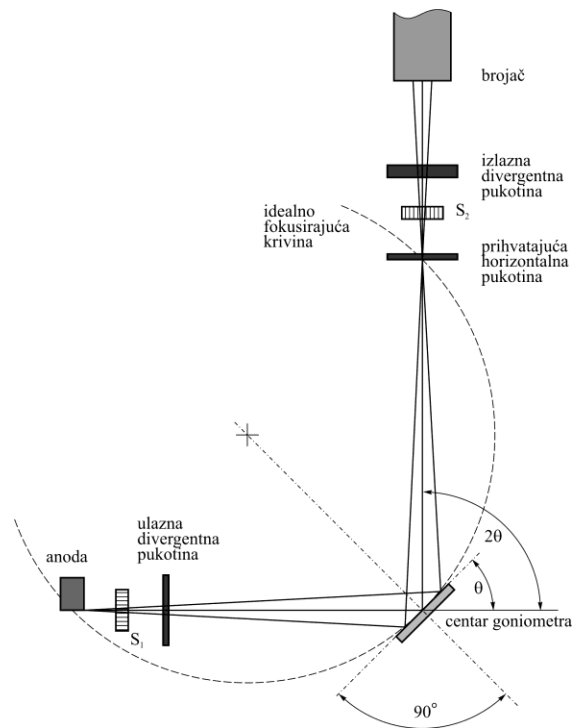
Za ispitavanje različitih osobina materijala najčešće se koristi difraktometar za prah kao instrument, koji koriste parafokusnu Bragg-Bretano (*Bagg-Brentano*) geometriju. Osnove ove geometrije, gde detektor rotira zajedno sa uzorkom, ali dvostruko većom ugaonom brzinom, pri

kojoj se pri okretanju uzorka za ugao θ detektor okrene za ugao 2θ su prikazane na slici (2.2.1). Ovim se obezbeđuje da difraktovani zraci budu fokusirani na detektor.

Pomoću difraktometra za prah mere se intenziteti difraktovanog zračenja na odgovarajućim uglovima 2θ . Položaj pika zavisi od međuravanskih rastojanja i popunjenosti atomima, dok su ove dve veličine u potpunosti određene parametrima elementarne ćelije. Položaji pikova, kao i druge relevante veličine, mogu se odrediti grafičkom metodom ili analitički, uz pomoć računara, gde se najčešće koristi Ritveldova (*Rietveld*) metoda.



Slika 2.2.1. Osnove parafokusne Brag - Brentano geometrije



Slika 2.2.2. Šematski prikaz kompletnog difraktometarskog sistema

2.2.1. Analiza podataka dobijenih difrakcijom X zraka

Snimanje praha $\text{NiFe}_{1,85}\text{Y}_{15}\text{O}_4$ urađeno je SIEMENS D5000 difraktometrom, “*step-scan*” tehnikom u rasponu uglova 2θ 10° - 100° i korakom od $0,0334^\circ$, dok je vreme zadržavanja na svakom koraku je bilo 100 sekundi. Korišćeno je zračenje talasne dužine $\lambda=1,54 \text{ \AA}$. Grafičkom metodom se sa difraktograma (slika 2.3.1.) određuje položaj maksimuma difrakcione linije, pika, odnosno 2θ , i širina linije na poluvisini, kao najvažnija veličina u analizi.

Na širinu linije utiču brojni instrumentalni i strukturni faktori. Širenje linija koje potiče od instrumentalnih faktora zavisi od monohromatskog izvora zračenja, tipa rendgenske cevi i veličine proreza - što je uži snop, širenje pika je manje. Ovi faktori utiču na simetrično širenje. Među strukturne faktore spadaju: bočno rasipanje snopa X-zraka koje ima uticaja na malim uglovima 2θ , transparentnost uzoraka na rendgenske zrake (što je manji apsorpcioni koeficijent uzorka, širenje je veće), kao i veličina kristalita i mikronaprezanja u uzorku. Strukturni faktori dovode do asimetričnog širenja difrakcionih linija. [6]

Kako na širenje profila linije utiču veličina kristalita i mikronaprezanje, ove dve veličine se mogu odrediti analizom pikova.

Dimenzija kristalita D je povezana sa širinom linije na poluvisini preko Šererove (*Scherrer*) formule

$$D_{hkl} = \frac{K \lambda}{\beta \cos\theta} \quad (2.3.1)$$

Gde K predstavlja Šererovu konstantu, čija je vrednost za kubne strukture približno jednaka jedinici ($K \sim 1$), λ talasnu dužina rendgenskog zračenja i jednaka je $\lambda=1,54\text{\AA}$, a β širinu na poluvisini difrakcione linije koja se nalazi na uglu θ .

Mikronaprezanje se može odrediti preko obrasca

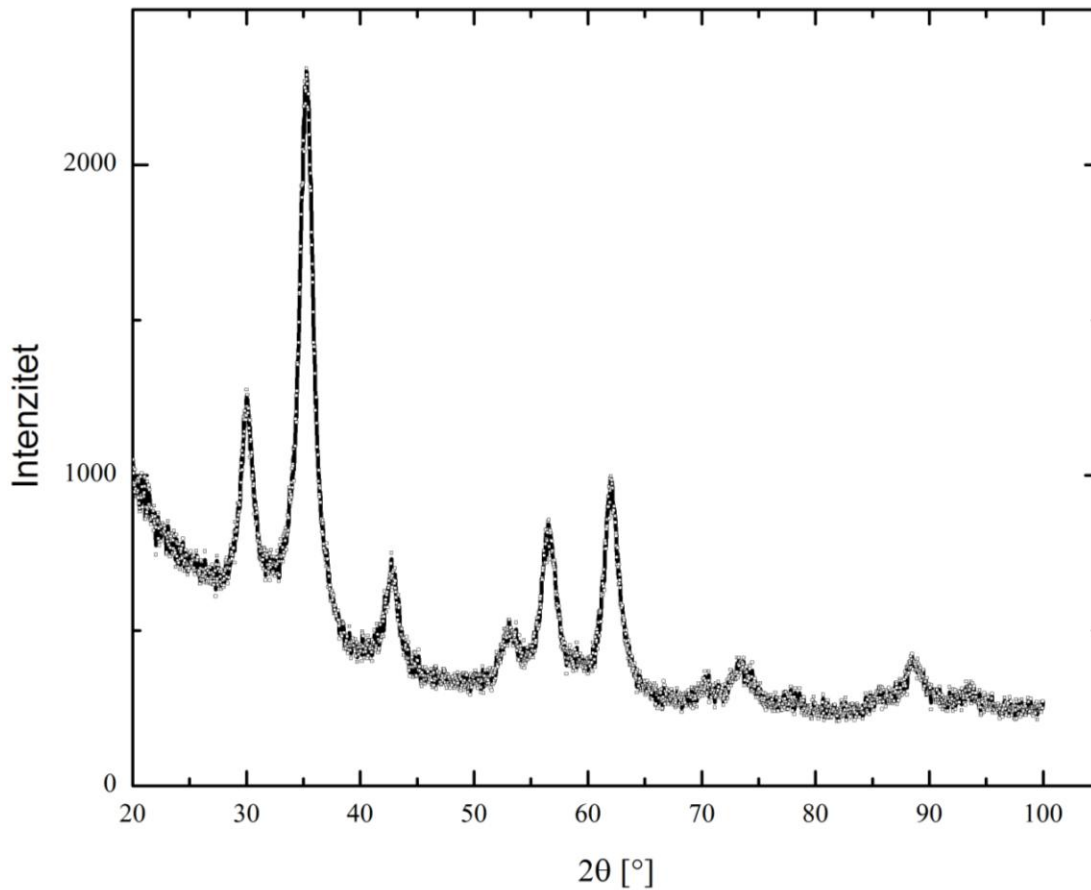
$$\frac{\Delta l}{l} = e_{hkl} = \frac{\beta}{4 \operatorname{tg}\theta} \quad (2.3.2)$$

Δl je promena dimenzije usled mikronaprezanja.

Osim gore pomenutih mikrostrukturnih parametrara mogu se izračunati, međuravansko rastojanje d_{hkl} preko Bragove formule, kao i parametar ćelije dobijen iz zakona ekstinkcije a .

$$d_{hkl} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2.3.3)$$

$$a = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad (2.3.4)$$



Slika 2.3.1. Difrakcioni snimak $NiFe_{1.85}Y_{1.15}O_4$

Tabela 3.1: Proračun parametra strukture i mikrostrukture

<i>hkl</i>	2θ [°]	β [rad]	d_{hkl} [nm]	a [nm]	e_{hkl}	D_{hkl} [nm]
220	30.00(3)	0.0213(7)	0.298(17)	0.842(48)	0.019(9)	7.5(25)
311	35.28(3)	0.0248(7)	0.254(12)	0.842(40)	0.019(8)	6.5(18)
400	42.73(3)	0.0164(7)	0.211(8)	0.846(32)	0.010(5)	10.1(40)
333	56.57(3)	0.0242(7)	0.163(4)	0.845(21)	0.011(4)	7.2(21)
440	62.01(3)	0.0244(7)	0.150(3)	0.846(17)	0.010(3)	7.4(21)

Difrakcioni snimci su potvrdili spinelnu strukturu i nanočestični karakter materijala. Kako se može i uočiti iz tabele 2.3.1. srednja dimenzija kristalita iznosi 7.7(6) nm.

3. Električne osobine

Kod metala i poluprovodnika javlja se transport naelektrisanja, dok ga kod dielektričnih materijala, kao izolatora, nema. Na temperaturama bliskim apsolutnoj nuli kod dielektričnih materijala valentna zona je potpuno popunjena, dok je provodna prazna i razdvojene su zabranjenom zonom. Kod dielektrika širina zabranjene zone je veća od 3 eV.

Tako da se poluprovodnici mogu razlikovati od izolatora i po optičkim osobinama, odnosno u izolatorima se par elektron-šupljina ne stvara vidljivom svetlošću jer je zabranjena zona šira od 3 eV a foton talasne dužine 400 nm ima energiji oko 3 eV.

Električne osobine materijala se odnose na njegovo ponašanje u spoljašnjem električnom polju.

Ako se uzorak dielektričnog materijala postavi u spoljašnje polje, odnosno ako se postave dve elektrode na njegovu površinu dolazi do razdvajanja naelektrisanja i pojave provodne i pomerajne struje.

Provodni deo električne struje je posledica usmerenog kretanja slobodnih naelektrisanja, kojih u dielektriku ima zanemarljivo malo pa je i doprinos ove struje zanemarljiv.

Pomerajna struja nastaje kao posledica polarizacije.

U većini materijala, svaka negativno naelektrisana čestica je čvrsto vezana za pozitivno naelektrisanu česticu i centri naelektrisanja im se poklapaju. Ako se primeni električno polje ove čestice se pomere iz njihovih ravnotežnih položaja, dolazi do razdvajanja centara naelektrisanja, stvaraju se dipoli i dolazi do njihovog usmeravanja pod dejstvom polja. Preraspodela naelektrisanja u dielektriku pod dejstvom spoljašnjeg polja naziva se polarizacija.

Do pomeranja naelektrisanja dolazi kada se uspostavi spoljašnje električno polje i kada njegovo dejstvo prestane, jer naelektrisanja teže da se vrate u početan položaj. Pomeranje naelektrisanja pri polarizaciji će trajno postojati ako se dielektrik nalazi u promenljivom električnom polju. U zavisnosti o kojim česticama se radi i kakav je sam process polarizacije postoji više vidova polarizacije. Neke od najvažnijih su elektronska, jonska, dipolna (orijentaciona) polarizacija i međuslojna.

Električni dipol je opisan dipolnim momentom koji je jednak proizvodu naelektrisanja e i vektora položaja pozitivnog naelektrisanja u odnosu na negativno \vec{d} , a usmeren je od negativnog ka pozitivnom, odnosno $\vec{p} = e\vec{d}$, gde \vec{p} predstavlja dipolni moment. Materijali se mogu podeliti na polarne, oni koji imaju permanetne magnetne dipole, i nepolarne, odnosno one koji ga nemaju. U zavisnosti od toga da li je u odsustvu spoljašnjeg polja električni dipolni moment njihovih molekula jednak nuli, odnosno različit od nule [7].

3.1. Električna provodljivost materijala

Električna provodljivost materijala predstavlja sposobnost materijala da provodi stuju. U najvećoj meri zavisi od koncentracije kvazislobodnih naelektrisanja kao i od defekata u kristalnoj strukturi.

Kako je pokretljivost, a i koncentracija nosilaca naelektrisanja mala kod dielektričnih materijala, sledi da je specifična provodljivost takođe jako mala, a otpornost velika.

Specifična provodljivost se može predstaviti relacijom

$$\sigma = en\mu \quad (3.1.1)$$

gde n predstavlja koncentraciju slobodnih naelektrisanja, μ pokretljivost elektrona.

$$\mu = \frac{en\tau}{m^*}, \quad (3.1.2)$$

Gde je τ srednje vreme slobodnog puta naelektrisanja, a m^* efektivna masa.

Recipročna vrednost specifične električne provodljivost daje specifičnu otpornost materijala

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{en\mu} \quad (3.1.3)$$

Vrednost specifične otpornosti može se uzeti kao jedan od kriterijuma za klasifikaciju materijala.

3.2. Dielektrična propustljivost materijala

Dielektrik je okarakterisan svojom dielektričnom konstantom (propustljivost) ϵ . Ako se između ploča kondenzatora umetne neki dielektrik, kapacitet tog kondenzatora će se povećati za vrednost dielektrične konstante datog dielektrika.

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d} = \epsilon \frac{S}{d} \quad (3.2.1)$$

gde ϵ_0 predstavlja dielektričnu propustljivost vakuumu, S površina ploča kondenzatora a d rastojanje između njih. U SI sistemu ϵ je proizvod permitivnosti vakuumu ϵ_0 i relativne dielektrične konstante ϵ_r .

Kako se dielektrici dele na polarne i nepolarne, makroskopska veličina kojom se definiše stepen polarizovanosti je vektor polarizacije \vec{P} . Vektor polarizacije je definisan kao količnik vektorskog zbira električnih momenata svih dipola u elementarnoj zapremini i te zapremine. Dakle predstavlja gustinu dipolnih momenata u dielektriku. Pored vektora \vec{P} za opisivanje stanja u nekoj tački dielektričnog materijala koristi se vektor jačine električnog polja \vec{E} i vektor električnog pomeraja \vec{D} . Ove veličine nisu međusobno nezavisne.

Veza među njima data je relacijom,

$$\vec{P} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{E} \quad (3.2.1)$$

ako definišemo električnu susceptibilnost kao

$$\chi = \epsilon_r - 1 \quad (3.2.3)$$

možemo dobiti sledeće obrasce

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E} \quad (3.2.4)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (3.2.5)$$

Ove veličine karakterišu makroskopske pojave u dielektriku.

Mikroskopski prilaz objašnjava pojave na atomskom nivou, i prikaz odziva individualnih atoma na primenjeno električno polje.

Indukovan dipolni moment jednak je $\vec{p} = e\vec{d}$, ako se sada vratimo na makroskopski prilaz i uzmemo da je broj molekula po jedinici zapremine N_m možemo pisati da je vektor polarizacije jednak

$$\vec{P} = N_m e \vec{d} \quad (3.2.6)$$

Za slaba električna polja možemo smatrati da je dipolni moment proporcionalan lokalnom električnom polju

$$\vec{p} = \gamma \vec{E}_{lok} \quad (3.2.7)$$

γ je koeficijent polarizacije molekula.

Dakle,

$$\vec{P} = N_m e \vec{d} = \gamma \vec{E}_{lok} \quad (3.2.8)$$

\vec{E}_{lok} je za kristale sa kubnom rešetkom dato relacijom

$$\vec{E}_{lok} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} = \frac{2+\epsilon_r}{3}\vec{E} \quad (3.2.9)$$

Odnosno ,

$$\vec{P} = \frac{N_m\gamma}{1 - \frac{N_m\gamma}{3\epsilon_0}} \vec{E} \quad (3.2.10)$$

$$\alpha = \frac{N_m\gamma}{1 - \frac{N_m\gamma}{3\epsilon_0}} \quad (3.2.11)$$

α je koeficijent polarizacije dielektričnog materijala $\alpha = \epsilon_0\chi = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)$

dobije se

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N_m\gamma}{3\epsilon_0} \quad (3.2.12)$$

Relacija daje vezu između makroskopskih parametra dielektričnog materijala i mikroskopskih parametara materijala N_m i γ .

Ovo je poznata Klauzijus - Mosotijeva relacija.

Kada se dielektrik nalazi u promenljivoj spoljašnjem električnom polju, u njemu se javljaju efekti do kojih ne dolazi u stalnom polju. Ukupna polarizacija P , odnosno koeficijent polarizacije α , a samim tim i dielektrična propustljivost ϵ_r zavise od sposobnosti dipola da prate promene u polju.

Postoji više mehanizama polarizacije, a svaki tip ima različit odziv na frekvenciju. Polarizacija dielektrika se javlja nakon nekog vremena, koje je karakteristično za dati tip polarizacije, a dielektrična konstanta se menja sa frekvencijom na komplikovan način. Vreme potrebno da se dostigne ravnotežno stanje naziva se vreme relaksacije. Ako frekvencija primenjenog polja postane veća od frekvencije relaksacije, dipoli ne stižu da se preorijentišu i proces polarizacije prestaje [8].

Mehanizam elektronske polarizacije pokriva najširi deo frekventnog područja, jonska polarizacija mikrotalasno, infracrveno i vidljivo područje, orijentaciona polarizacija samo oblasti mikrotalasa, dok se međuslojna polarizacija javlja samo u oblasti radio talasa. [9].

Pošto je čestice vrše periodično kretanje dobija se da je rešenje diferencijalne jednačine kretanja kompleksno, a samim tim je i jednačina električnog dipolnog momenta kompleksna. Prema tome elektronska polarizacija se dobija kao suma njenog realnog i imaginarnog dela. Korišćenjem Klausijus-Mosotijeve jednačine dolazi se do jednačina za realni i imaginarni deo dielektrične konstante.

Imaginarni deo dielektrične konstante karakteriše gubitke u dielektriku, ali je uobičajeno da se kao parametar gubitaka koristi tangens ugla gubitaka. Do gubitaka energije u promenljivom spoljašnjem polju dolazi usled postojanja kondukcione struje, usled nehomogenosti, kao i pri polarizaciji dielektrika na relaksacionim i rezonantnim frekvencijama.

Osim frekvencije primenjenog polja na vrednost dielektrične konstante utiču temperatura, pritisak, vlažnost kao i mnogi drugi spoljašnji faktori.

Pritisak ima najveći uticaj na gasne dielektrike, ali utiče i na tečne i čvrste.

Kod higroskopskih dielektrika dielektrična konstanta raste sa povećanjem vlažnosti. Međutim, povećanje vlažnosti nepovoljno utiče na druge bitne karakteristike dielektričnih materijala.

Zavisnost ϵ_r od temperature je uslovljena širenjem materijala, odnosno smanjenjem koncentracije molekula. Iako se iz teorijskog modela, odnosno Klausijus – Mosotijeve jednačine ne vidi da dielektrična konstanta zavisi od temperature to je eksperimentalno potvrđeno.

3.3. Električne osobine $\text{NiFe}_{1,85}\text{Y}_{15}\text{O}_4$

Merenje električnih osobina nanokristalnog uzorka $\text{NiFe}_{1,85}\text{Y}_{15}\text{O}_4$ je izvršeno pomoću uređaja Dielectric Analyzer 2970 (DEA 2970) američkog proizvođača DuPont. Uređaj je upravlján preko računara a za sve potrebne operacije razvijeni su upravljački programi koji rade pod operativnim sistemom TA.

Princip koji ovaj uređaj koristi se principijalno zasniva na merenju kapaciteta kondenzatora između čijih elektroda je smešten ispitivani materijal i kapaciteta praznog kondenzatora. Prilikom merenja korišćen je metod paralelnih elektroda. Donja elektroda koja se nalazi na površini grejača, okružena je platinastim detektorom temperature koji meri temperaturu uzorka i kontroliše temperaturu grejača.

Gornja elektroda pričvršćena za okvir uređaja, služi kao deo kola za merenje izlazne struje. Zaštitni prsten oko kruga gornje elektrode koriguje rasipanje električnog polja i kapacitet na ivici ploča. Obe elektrode su zlatne.

DEA meri električne osobine materijala kao funkcije vremena, temperature i frekvencije. Merenje se bazira na dve fundamentalne električne karakteristike materijala: kapacitivnost i provodljivost. Same po sebi ove veličine su vrlo bitne, ali povezane sa dejstvom na molekularnom nivou, imaju još veću važnost.

Koristeći izmereni kapacitet i provodljivost, mogu se dobiti vrednosti za dielektričnu propustljivost ε' – koja je proporcionalna kapacitetu i mera je uređenja dipola

$$\varepsilon' = C \frac{d}{\varepsilon_0 S} \quad (3.3.1)$$

i faktor gubitaka ε'' – koji je proporcionalan provodljivosti i meri energiju potrebnu za uređenje dipola.

$$\varepsilon'' = \frac{1}{R} \frac{d}{2\pi\nu\varepsilon_0 S} \quad (3.3.2)$$

gde je C predstavlja kapacitet, d razmak među elektrodama, S površinu elektrode i otpornost.

Takođe se dobija i tangens gubitaka kao

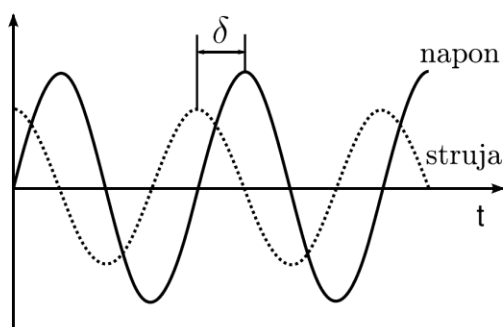
$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (3.3.3)$$

Prilikom dielektrične analize, uzorak se stavlja između dve zlatne elektrode i primenom sinusoidnog napona, stvara se naizmenično električno polje. Ovim se dobija polarizacija uzorka, koji osciluje istom frekvencijom kojom i električno polje, ali je fazni ugao δ pomeren (slika 3.3.a.). Ovo pomeranje se meri poređenjem primenjenog napona i izmerene struje.

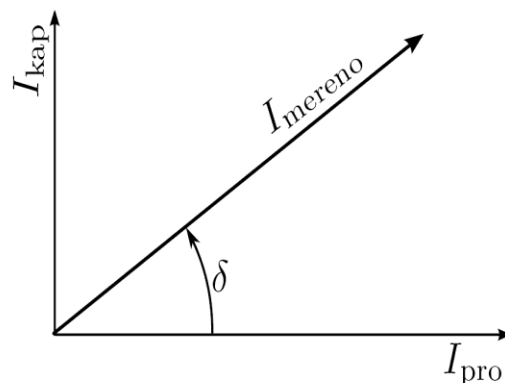
Izmerena struja je podeljena na kapacitivnu i provodnu komponentu (slika 3.3.b.), a kapacitet i provodljivost se dobijaju:

$$C = \frac{I_{\text{izmereno}} \sin \delta}{V_{\text{primenjeno}} 2\pi\nu}; \quad \frac{1}{R} = \frac{I_{\text{izmereno}} \cos \delta}{V_{\text{primenjeno}}} \quad (3.3.4)$$

Gde je I struja, V napon i ν -frekvencija..



Slika 3.3.a Fazni pomeraj između primenjenog napona i rezultujuće struje



Slika 3.3.b. Odnos kapacitivne, merene i provodne struje

3.3.1. Korekcija za realne uzorke

Pošto je površina elektroda veća od površine uzorka, uređaj očitava i dielektrične karakteristike vazduha. Odnosno dobijene vrednosti predstavljaju vrednost paralelne veze uzorka i vazduha. Stoga treba uvesti izvesne korekcije na izmerene vrednosti za realne uzorke.

Prvo je potrebno odrediti odnos površine uzorka i nepokrivenog dela elektrode.

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{S - S_1}{S_1} = \frac{d^2 - d_1^2}{d_1^2} = 3 \quad (3.3.1.a)$$

S_2 predstavlja površinu nepokrivenog dela elektrode, S_1 površinu uzorka, a S površinu elektrode. d_1 i d predstavljaju prečnike uzorka i elektrode ($d_1 = 0.01m$, $d = 0.02m$).

Ako uvedemo ekvivalentu (izmerenu) propustljivost i ekvivalentu kapacitivnost paralelne veze

$$\varepsilon_{ekv} = C_{ekv} \frac{d}{\varepsilon_0 S} \quad (3.3.1.b)$$

$$C_{ekv} = C_1 + C_2 = \frac{\varepsilon_0}{d} (\varepsilon'_1 S_1 + \varepsilon'_2 S_2) \quad (3.3.1.c)$$

pri čemu je C_1 kapacitivnost kondenzatora u kome se nalazi uzorak, C_2 kapacitet kondenzatora ispunjenog vazduhom, ε'_1 propustljivost samog uzorka, ε'_2 propustljivost vazduha, čija je vrednost 1. Zamenom (3.3.1.c) u (3.3.1.b) dobijamo:

$$\varepsilon'_1 = \left(1 + \frac{S_2}{S_1}\right) \varepsilon_{ekv} - 3 \quad (3.3.1.d)$$

Korekcija za provodljivost se može izračunati na sličan način kao i korekcija za provodljivost, polazeći od izraza

$$\sigma = \frac{1}{R} \frac{d}{S} \quad (3.3.1.e)$$

gde R predstavlja otpornost, i $R = R_{ekv}$ pošto sloj vazduha između elektroda nema provođenja.

$$\frac{1}{\sigma_{ekv}} \frac{1}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{S_1} \quad (3.3.1.f)$$

odnosno

$$\sigma = 4\sigma_{ekv} \quad (3.3.1.g)$$

Preko izraza za provodljivost može se doći do faktora gubitaka:

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 2\pi\nu} \quad \varepsilon''_{ekv} = \frac{\sigma_{ekv}}{\varepsilon_0 2\pi\nu} \quad (3.3.1.h)$$

onda je

$$\varepsilon'' = \varepsilon''_{ekv} \frac{\sigma}{\sigma_{ekv}} \quad (3.3.1.k)$$

dakle

$$\varepsilon'' = 4\varepsilon''_{ekv}. \quad (3.3.1.l)$$

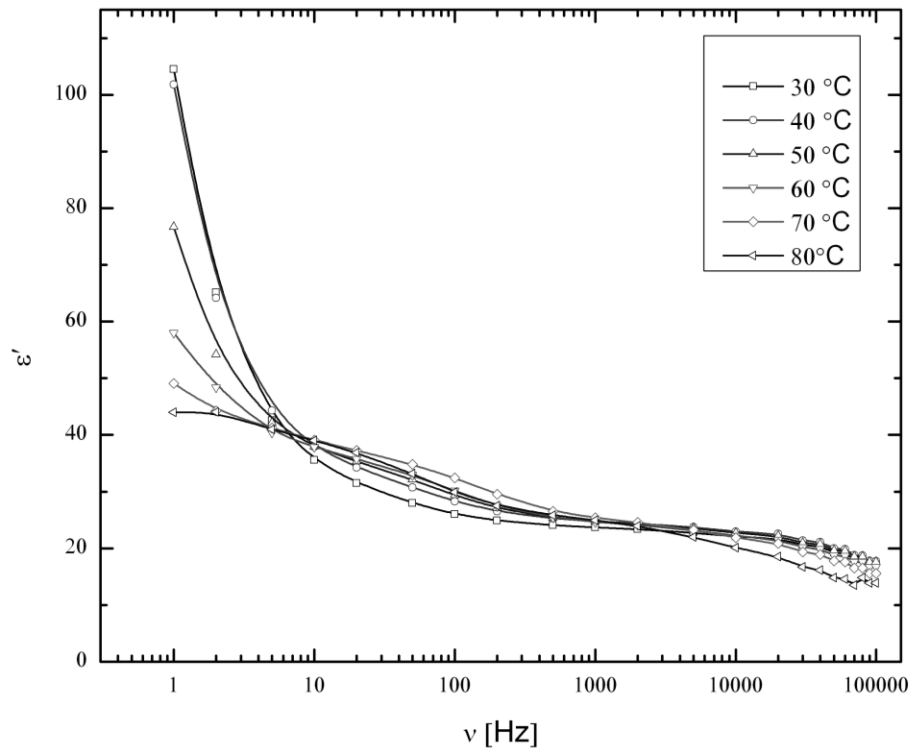
Tehničke karakteristike uređaja:

- opseg frekvencije	0.003 Hz – 100 KHz
- max. broj skeniranih frekvencija po eksperimentu	28
- opseg temperature	150 - 500°C
- primenjen napon	1 V
- preciznost merne amplitude	0.1 %
- tačnost faznog ugla na 1 KHz	10^{-4} rad
- osetljivost $\tan \delta$ na 1 KHz (na 10 sec)	10^{-4}
- osetljivost dielektrične konstante	0.01
- opseg dielektrične konstante	1 - 10^5
- opseg faktora gubitaka	0 - 10^8
- opseg jonske provodljivosti	10^{-5} – 10^{10} S/cm
- opseg sila	0 – 500 N
- preciznost dimenzija uzorka	1.0 μ m

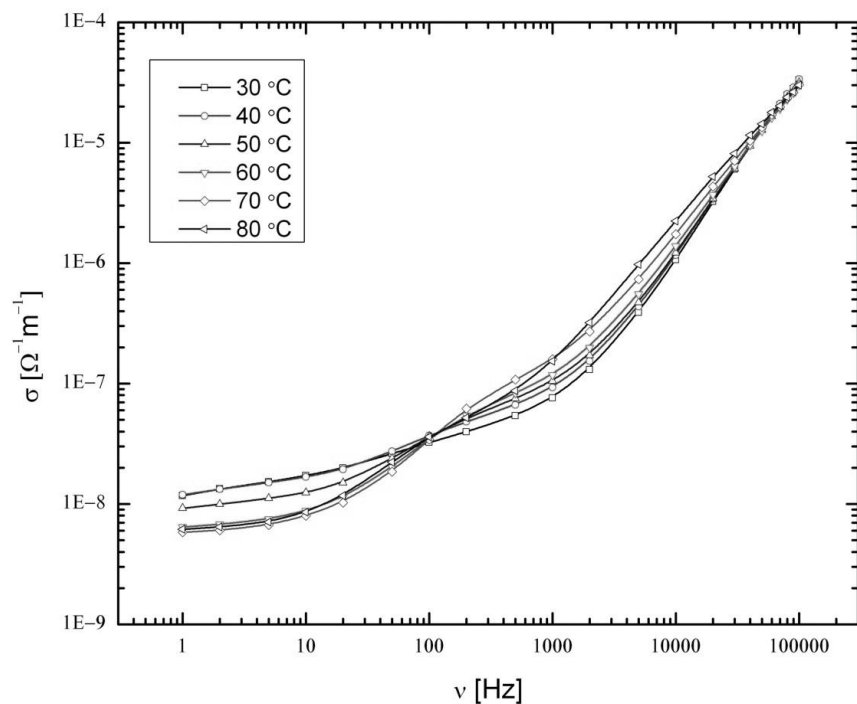
3.3.2. Analiza rezultata dielektričnih merenja

Frekventna zavisnost dielektrične propustljivosti, tangensa ugla gubitaka i provodljivosti uzoraka

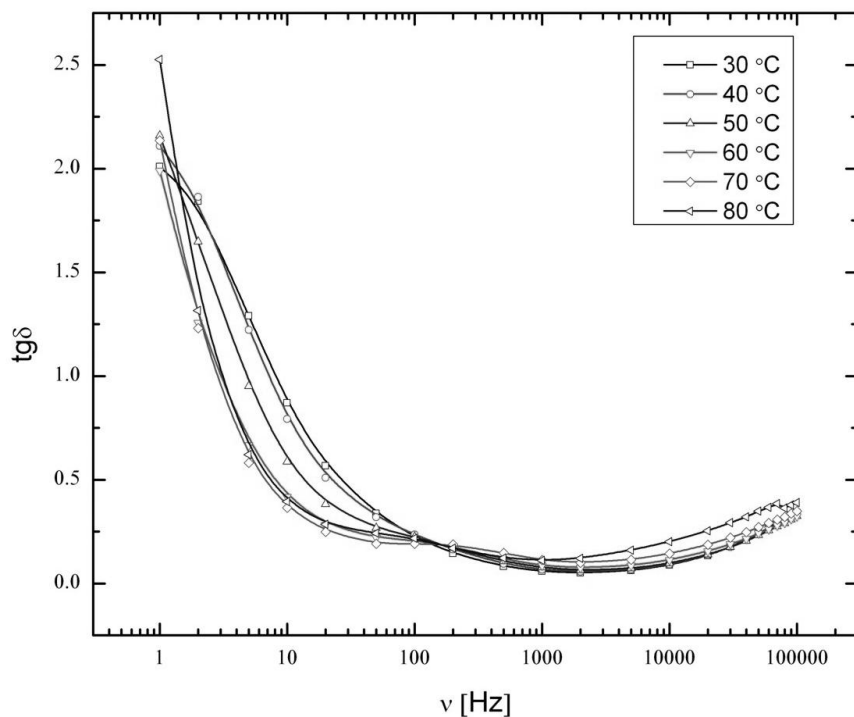
Frekventna zavisnost dielektrične propustljivosti, tangensa ugla gubitaka i provodljivosti uzoraka $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ ispitivana je u intervalu od 1 Hz do 100 kHz, i pri temperaturama zagrevanja od 30°C, 40°C, 50°C, 60°C, 70°C i 80°C.



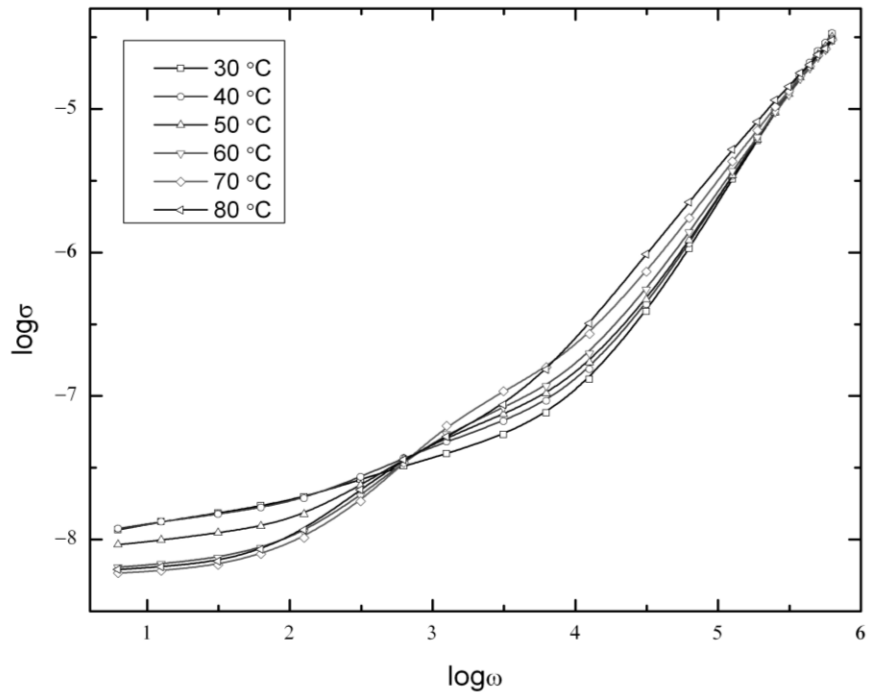
Slika 3.4.1.a. Frekventna zavisnost dielektrične propustljivosti $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ na temperaturama od 30 °C do 80 °C.



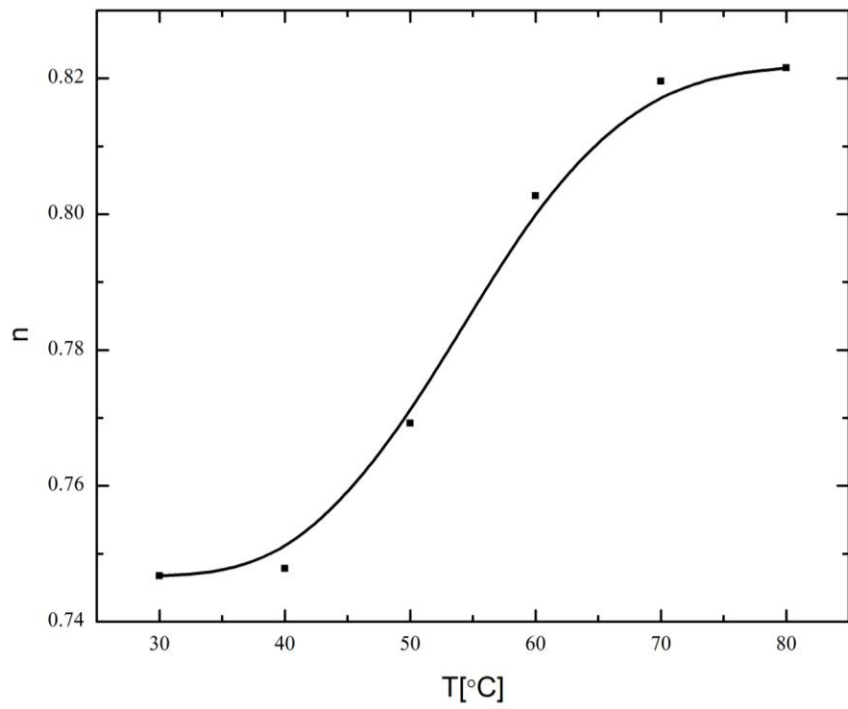
Slika 3.4.1.b. Frekventna zavisnost provodljivosti $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ na temperaturama od 30 °C do 80 °C.



Slika 3.4.1.c. Frekventna zavisnost tangensa gubitka $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ na temperaturama od 30 °C do 80 °C.



Slika 3.4.1.d. Funkcionalna zavisnost $\log \sigma = f(\log \omega)$



Slika 3.4.1.e. Zavisnost univerzalnog eksponenta n od temperature zagrevanja

Sa slike 3.4.1.a. se može primetiti da dielektrična propustljivost $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ opada sa porastom frekvencije, kao i da se pri visokim frekvencijama 1000 kHz do 100000 kHz vrednost ϵ' zamenarljivo menja sa promenom temperature i frekvencije. Zanimljivo je da sa porastom temperature zagrevanja, tokom merenja vrednost dielektrične propustljivosti uzorka opada.

Ovo se može objasniti razmatranjem koncentracije Fe^{2+} jona na oktaedarskim mestima. Na sobnoj temperaturi $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ je inverzni spinel, što znači da se u tetraedarskom položaju nalaze Fe^{3+} joni, dok su oktaedarska mesta zauzeta sa Ni^{2+} , Fe^{2+} i Fe^{3+} jonima. Itrijum se zbog svoje veličine ugrađuje na oktaedarska mesta [10]. Prilikom sinterovanja uzorka na 500°C moguće je preuređenje na taj način što će joni nikla zauzeti tetraedarska mesta a joni gvožđa oktaedarska mesta. Prilikom hlađenja takva konfiguracija je “zamrznuta”, što znači da će na sobnoj temperaturi biti najveći udeo katjona Fe^{2+} u oktaedru. Ovo će za posledicu imati da je propustljivost na najnižoj temperaturi merenja najveća. Sa povećavanjem temperature dolazi do migracije jona nikla iz tetraedarskih položaja u oktaedarske, čime se koncentracija gvožđa na oktaedarskim položajima smanjuje što dovodi do smanjenja propustljivosti.

Slika 3.4.1.b. predstavlja frekventnu zavisnost provodljivosti $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ na temperaturama od 30°C do 80°C . Analizirajući dati grafik može se primetiti da se provodljivost uzorka povećava sa porastom frekvencije.

Ovo se može objasniti istim mehanizmom koji objašnjava ponašanje dielektrične propustljivosti $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$.

Tangens gubitaka predstavlja odnos faktora gubitaka i dielektrične propustljivosti.

Sa slike 3.4.1.c. se vidi da tangens gubitaka opada sa porastim frekvencije, dok na višim frekvencijama, oko 1 kHz počinje blago da raste.

Povećanje električne provodljivosti σ i smanjenje dielektrične konstante ϵ sa povećanjem frekvencije može biti objašnjeno Kopsovim (*Koops*) modelom [11], koji tretira dielektrik kao nehomogenu strukturu koju čine dva sloja Maksvel–Vagner (*Maxwell–Wagner*) tipa [12]. Po ovom modelu jedan sloj čine zrna i predstavljaju provodan sloj, a drugi sačinjavaju granice zrna i predstavljaju slabo provodan sloj. Zrna poseduju malu dielektričnu konstantu i imaju dominantnu ulogu pri visokim frekvencijama, a granice zrna čija je uloga dominantna na niskim frekvencijama imaju visoku dielektričnu konstantu.

Opadanje ugla gubitaka $\tan\delta$ prema Kopsovom modelu se objašnjava činjenicom da na nižim frekvencijama gde je otpornost velika i efekat granice zrna dominantan, potrebno je više energije za izmenu elektrona između Fe^{2+} i Fe^{3+} jona lociranih na granicama zrna, odnosno energija gubitaka ($\tan\delta$) je velika. Na visokim frekvencijama kada je otpornost mala a sama zrna imaju dominantnu ulogu potrebno je malo energije za preskok elektrona između Fe^{2+} i Fe^{3+} jona lociranih u zrnu pa stoga i $\tan\delta$ manifestuje malu vrednost. Maksimalna vrednost ugla gubitaka se zapaža kada frekvencija preskoka odgovara frekvenciji spoljašnjeg polja.

Provodljivost uslovljena preskočnim mehanizmom može se predstaviti zakonom $\sigma = A(T)\omega^{n(T)}$, ($\omega = 2\pi\nu$), gde je $A(T)$ parametar karakterističan za dati materijal, a $n(T)$ univerzalni eksponent, čije vrednosti leže između 0 i 1. Sa slike 3.4.1.d. određen je eksponent $n(T)$, vrednosti su date u tabeli 3.4.1., a na slici 3.4.1.e. je predstavljeno kako se menja u zavisnosti od temperature merenja.

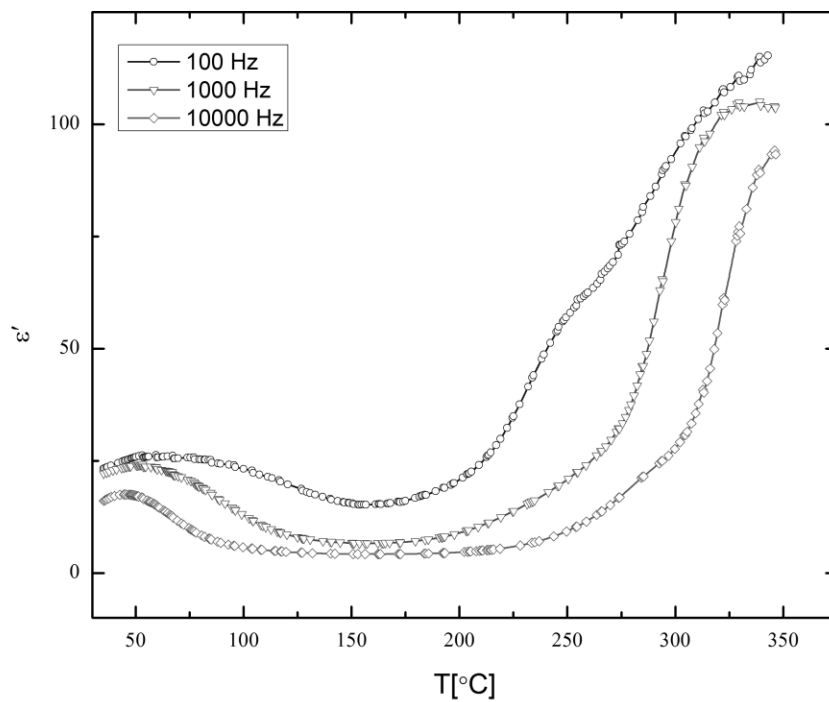
Tabela 3.4.1. Vrednosti eksponenta $n(T)$ za temperature 30°C- 80°C

T [°C]	$n(T)$
30	0.75(6)
40	0.75(5)
50	0.77(5)
60	0.80(4)
70	0.82(4)
80	0.82(4)

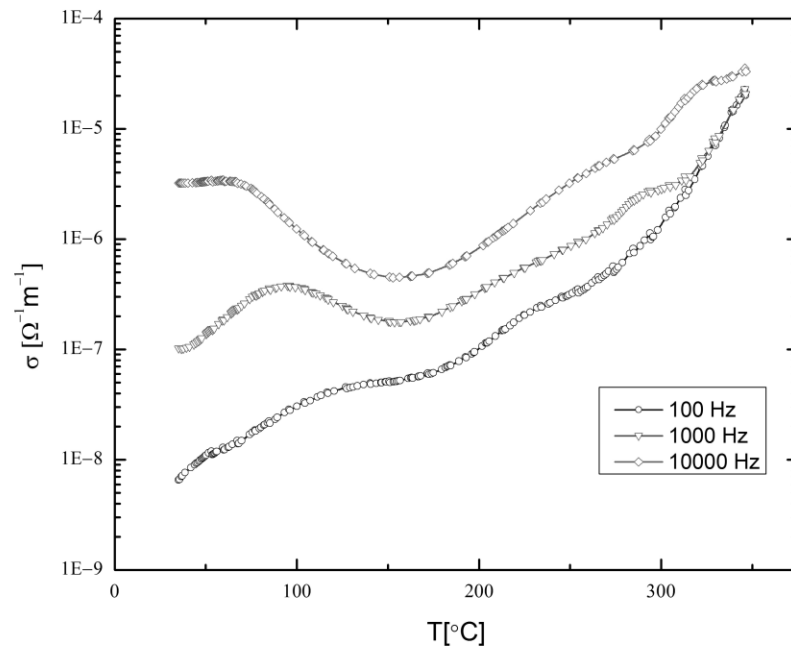
S' obzirom da $n(T)$ raste sa porastom temperature, zaključuje se da se radi o polaronskoj provodljivosti. [13]

Temperaturna zavisnost dielektrične propustljivosti, tangensa ugla gubitaka i provodljivosti uzoraka

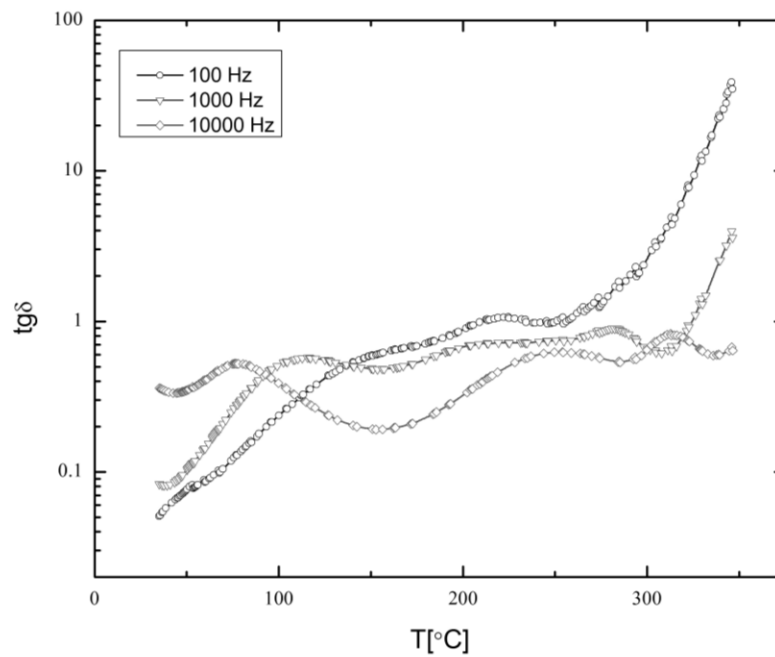
Temperaturna zavisnost dielektrične propustljivosti, provodljivosti i tangensa ugla gubitaka uzoraka $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ ispitivana je u intervalu od 35 °C do 350 °C, pri frekvencijama: 100 Hz, 1 kHz i 10 kHz.



Slika 3.4.2.a Temperaturna zavisnost dielektrične propustljivosti $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$



Slika 3.4.2.b. Temperaturna zavisnost provodljivosti $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$



Slika 3.4.3.c. Temperaturna zavisnost tangesa ugla gubitaka

Na slici 3.3.4.a. predstavljena je zavisnost dielektrične propustljivosti od temperature pri frekvencijama od 100 Hz, 1000 Hz i 10000 Hz. Može se primetiti da se pri niskim temperaturama ϵ' slabo menja, dok se na temperaturama većim od 200 °C naglo povećava. Takođe je dielektrična propustljivost veća na manjim frekvencijama.

Visoke vrednosti dielektrične konstante na nižim frekvencijama i visokim temperaturama javljaju se zbog prisustva permanentnog dipolnog momenta, što ukazuje na malo efektivno razdvajanje naelektrisanja.

U većini slučajeva atomi ili molekuli u uzorku se ne mogu orijentisati u niskotemperaturnom delu. Sa porastom temperature orijentacija dipola je olakšana što za posledicu ima povećanje dielektrične polarizacije.

Zavisnost provodljivosti uzorka $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ od temperature data je na slici 3.3.4.b. Povećanje provodljivosti sa porastom temperature i frekvencije može biti zbog povećanja koncentracije nosilaca naelektrisanja ili povećanja pokretljivosti. U slučaju ferita, nagli rast provodljivosti sa povećanjem temperature može se objasniti sa povećanjem driftovske pokretljivosti temperaturno aktiviranih elektrona prema preskočnom modelu. Naime, sa porastom temperature povećava se izmena elektrona između Fe^{2+} i Fe^{3+} jona na oktaedarskim mestima. [9]

Tangens ugla gubitaka u zavisnosti od temperature dat je na slici 3.3.4.c. Na nižim temperaturama tangens ugla gubitaka je veći pri višim frekvencijama. Na višim temperaturama ovaj trend se menja i pri temperaturi od 350 °C najveća vrednost tangensa ugla gubitka je pri frekvenciji od 100 Hz.

4. Zaključak

U ovom radu potvrđena je struktura i date su neke električne osobine nanočestičnog Ni-ferita dopiranog itrijumom $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$. Uzorak je dobijen taloženjem iz tečne faze.

Rendgenostrukturnom analizom potvrđena je spinelna struktura uzorka. Takođe je izračunata i srednja veličina zrna $\text{NiFe}_{1.85}\text{Y}_{0.15}\text{O}_4$ preko Šererove formule i ona iznosi 7.7(6) nm.

Određeno je mikronaprezanje, međuravansko rastojanje i parametar rešetke.

Ponašanje dielektrične propustljivosti u zavisnosti od frekvencije pokazuje da se ona smanjuje sa porastom frekvencije i da se pri visokim frekvencijama, većim od 1MHz zanemarljivo menja. Porastom temperature zagrevanja tokom merenja vrednost dielektrične propustljivosti uzorka opada. Sa povećavanjem temperature jona nikla migriraju iz tetraedarskih položaja u oktaedarske, što dovodi do smanjenja koncentracija gvožđa na oktaedarskim položajima usled čega se smanjuje propustljivosti. Ovim mehanizmom se može objasniti i povećanje električne provodljivosti sa porastom frekvencije.

Pokazano je da električna provodljivost raste sa povećanjem frekvencije.

Kopsovim modelom se mogu objasniti povećanje električne provodljivosti σ i smanjenje dielektrične konstante ε sa povećanjem frekvencije.

Tangens ugla gubitaka opada povećanjem frekvencije i može se opisati činjenicom da je na nižim frekvencijama gde je otpornost velika i efekat granice zrna dominantan.

Iz nagiba krive zavisnosti $\log \sigma = f(\log \omega)$, slika 3.4.1.d. dobija se univerzalni eksponent. Univerzalni eksponent predstavljen je u zavisnosti od temperature zagrevanja i zaključeno je da se radi o polaronskoj provodljivosti.

Merenja frekventnih zavisnosti vršena su na temperaturama zagrevanja od 30°C do 80°C.

Temperaturne zavisnosti merene su na frekvencijama od 100 Hz, 1 kHz i 10 kHz. Pokazano je da se usled lakše orijentacije dipola pri porastu temperature dolazi do naglog povećavanja dielektrične propustljivosti na temperaturama oko 200 °C. Električna povodljivost takođe raste sa porastom temperatue, dok tangens ugla gubitaka zavisi kako od temperature, tako i od frekvencije.

5. Literatura

- [1] S.M.Lindsay, *Introduction to Nanosciences*, Oxford University Press (2010)
- [2] S.Logothetidis et al., *Nanostr. Materials and Their Applications*, Springer (2011)
- [3] NanoTrust-Dossier No. 006en, February 2011, *epub.oeaw.ac.at/ita/nanotrust-dossiers/dossier006en.pdf* [pristupljeno 28. Aprila 2012]
- [4] Vladimir V. Srdić, *Procesiranje novih keramičkih materijala*, Univerzitet u Novom Sadu, Tehnološki fakultet, Novi Sad (2004)
- [5] J.P.Glusker and L.N.Trueblood, *Crystal Structure Analysis*, Oxford Univ. Press (2010)
- [6] Ljiljana Karanović. *Primenjena kristalografija*, Univerzitet u Beogradu, Beograd (1996)
- [7] Dejan Raković, *Fizičke osnove i karakteristike elektrotehničkih materijala*, Akademski misao, Beograd, (2000)
- [8] Charles Kittel, *Uvod u fiziku čvrstog stanja*, Savr. administracija, Beograd (1970)
- [9] Ž. Cvejić. *Strukturne, magnetne i električne osobine nanočestičnih ferita tipa $Fe_{3-x}Me_xO_4$, $Fe_2Zn_yMe_{1-y}O_4$ (Me: Y; In)*, Novi Sad, (2008)
- [10] Ž. Cvejić, S. Rakić, A Kremenović, B. Antić, C. Jovalekić, P. Colombar. Nanosize ferrites obtained by ball milling: Crystal structure, cation distribution, size-strain analysis and Raman investigations. *Solis State Sciences*, 8:908-915, 20
- [11] C. G. Koops, *Phys. Rev.* **83** 121 (1951)
- [12] K. W. Wagner, *J. Amer. Phys* **40**, 317 (1973)
- [13] E. Veena Gopalan, K. A. Malini, S. Sagar, D. Sakthi Kumar, Yasuhiko Yoshida, I. A. Al-Omari, M.R. Anantharaman: *Mechanism of ac conduction in nanostructured manganese zinc mixed ferrites*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **42** (2009)165005 (8pp)

Biografija

Svetlana Šešum, rođena je 27.01.1985 u Novom Sadu, gde je završila osnovnu školu i gimnaziju “Jovan Jovanović Zmaj”, prirodno-matematički smer.

2004. upisuje Prirodno-matematički fakultet, odsek za fiziku, smer diplomirani fizičar.

Akademsku godinu 2006/07 provodi na Univerzitetu u Aveiru, Portugal, preko programa razmene studenata Campus Europae.

Tokom studiranja aktivno se bavila studentskim pitanjima i promocijom mobilnosti studenata.

Govori engleski i portugalski jezik.

