

Magnetska svojstva $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala

Mario Rušec*

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička 32, Zagreb

(Dated: 27. siječnja 2020.)

U ovom seminaru obrađena su magnetska mjerenja visoko temperaturnog supravodiča YBCO kuprata. Opisana je fenomenološki supravodljivost, te svojstva visokotemperaturnog YBCO supravodiča i njegove kristalne strukture ovisno o dopiranosti. Opisana je proces sinteze i mjerenja magnetizacije YBCO supravodiča. Iz magnetskih mjerenja magnetskih svojstva $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala dobivena je temperatura supravodljivog prijelaza i koherentna duljina supravodljivog stanja, anizotropnost YBCO monokristala, te je izračunato kritično magnetsko polje H_{c2} . Ovi rezultati su uspoređeni i komentirani na kraju rada.

I. UVOD

Supravodljivost je otkrivena 1911. godine. Otkrio ju je H. Kamerlingh Onnes u Leidenu na živi (Hg), samo 3 godine nakon što je prvi napravio tekući helij (He). Niskotemperaturna supravodljivost je teoretski objašnjena 1950-ih i 1960-ih. Niskotemperaturnu supravodljivost u potpunosti objašnjava BCS teorija. Godine 1986. su Bednorz i Müller pronašli visokotemperaturne supravodiče. Visokotemperaturni supravodiči se generalno fenomenološki ponašaju kao i klasični supravodiči, ali osnovni mikroskopski mehanizmi nisu još do danas razjašnjeni. Supravodiči s temperaturom supravodljivog prijelaza T_c dosta nižom od 20K^7 se zovu niskotemperaturni supravodiči, dok supravodiči sa višom T_c se zovu visokotemperaturni supravodiči. Optimalno dopiran YBCO ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$) ima temperaturu supravodljivog prijelaza $T_c = 92\text{K}$.

Supravodljivo stanje je kondenzat Cooperovih parova. Cooperovi parovi su elektroni sparni preko fonona po spinu i impulsu ($\mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow$). Budući da su Cooperovi parovi cjelovitog spina, ponašaju se kao Bozoni prema Bose-Einstein statistici, te na niskim temperaturama tvore kondenzat, odnosno svi Cooperovi parovi spuštaju se u najniže energetske stanje koje je pomaknuto za "Energy gap" ispod Fermijeve razine. Energy gap ispod Fermijeve razine prva je pretpostavila BCS teorija. Eksperimentalni dokaz postojanja energetskog pomaka, odnosno niže energije kondenzata Cooperovih parova od Fermijeve razine je absorpcija elektromagnetskog zračenja u mikrovalnom spektru.

Za niskotemperaturne supravodiče negativni elektroni (elektroni se međusobno odbijaju) su sparni u Cooperove parove preko fonona (kvanata titranja rešetke). Eksperimentalni dokaz sparivanja preko fonona u niskotemperaturnim supravodičima dobiven je tzv. izotopnim efektom (koji predviđa BCS teorija).

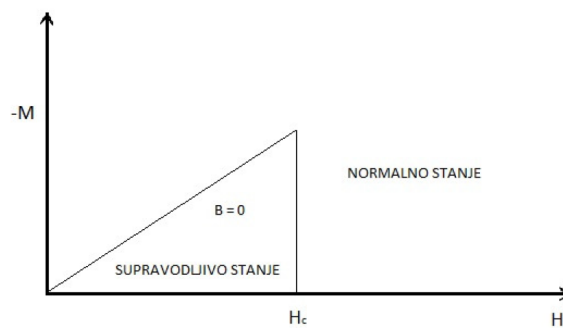
Energy gap niskotemperaturnih supravodiča ima ovisnost $\Delta \sim \hbar\omega_c$, a $\omega_c \sim M^{-1/2}$, masi izotopa. Pri promjeni elemenata supravodiča njihovim izotopima, uz energy gap između Fermijeve razine i energije kondenzata, ovis-

nost kritičnog magnetskog polja H_c i temperature supravodljivog prijelaza T_c ovisi kao $\sim M^{-1/2}$. Ova ovisnost se zove izotopni efekt.

Supravodljivo stanje je stanje koje se nalazi unutar površine definirane sa 3 vezane veličine (strujom kroz vodič J , magnetskim poljem u okolini supravodiča H i temperaturom supravodiča T). Za svaku od ovih veličina uz konstantne druge veličine postoji kritična vrijednost iznad koje prestaje supravodljivost (J_c, H_c, T_c).

Supravodljivo stanje nije stanje gdje je očuvan ukupan broj Cooperovih parova, ali je stanje makroskopsko, gdje su elektroni sparni na skali cijelog materijala.

Supravodiči vode struju bez otpora. Prvi opis idealnog vodiča dao je London u Londonovom modelu idealnog vodiča, gdje se unutar supravodiča u magnetskom polju javljaju supravodljive struje koje smanjuju magnetsko polje kao $H(x) = H_{ext}e^{-x/\lambda}$, gdje je λ London penetracijska duljina. Supravodljivost pri niskim temperaturama karakterizira tzv. Meissner stanje, stanje u kojem je supravodič idealni dijamagnet, kao što je prikazano na slici 1. Tijekom Meissner stanja, na površini supravodiča teku supravodljive struje koje ne daju magnetskom polju da prodire u materijal.



Slika 1. Na slici je prikazana ovisnost magnetizacije o magnetskom polju za supravodiče I vrste, tzv. Meissner stanje. Za magnetsko polje iznad H_c magnetsko polje toliko podigne energiju Cooperovih parova, da vezano stanje postane nemoguće, te se "uguši" supravodljivost.

Visokotemperaturne supravodiče i njihova svojstva BCS teorija ne može objasniti, te se za njihov opis koristi Ginzburg-Landau teorija. Ginzburg-Landau teorija su-

* Mentor: prof. dr. sc. Ivan Kokanović

pravodljivo stanje opisuje pomoću G-L slobodne energije:

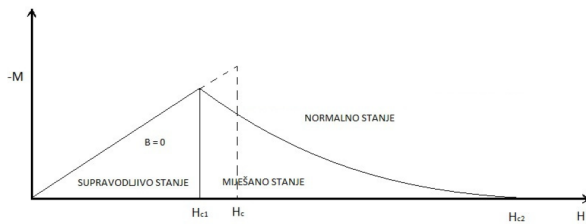
$$F = \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - 2e\vec{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (1)$$

gdje slobodna energija ima minimum za $T < T_c$ koji opisuje supravodljivo stanje. U izrazu slobodne energije parametar α ima temperaturnu ovisnost $\alpha = \alpha_0(T - T_c)$, a parametar β nema temperaturnu ovisnost, \vec{A} je magnetski vektorski potencijal, B vanjsko polje, ψ valna funkcija Cooperovih parova, \hbar reducirana Planckova konstanta, m masa elektrona, e naboj elektrona, μ_0 permeabilnost vakuumu. G-L teorija ne opisuje fenomenološki vrstu privlačne veze između parova elektrona, te je uzrok veze još u debati. (Postoji dosta dokaza da je vrsta veze Cooperovih parova unutar YBCO kristala tzv. d-wave pairing⁸, iako postoji i teorija da je vrsta veze Cooperovih parova zapravo veza koja se prenosi preko spinskih pobuđenja⁵...)

Supravodiči se dijele na supravodiče I. i II. vrste prema Ginzburg-Landau parametru κ .

Ginzburg-Landau parametar¹ $\kappa = \lambda(T)/\xi(T)$, je omjer London penetracijske dužine λ , i koherentne duljine ξ , koja je prirodna skala koja opisuje valnu funkciju unutar G-L teorije. (Uloga koherentne duljine ξ postane jasnija pri opisu tzv. vortexa u miješanom stanju supravodiča II. vrste, što će biti kasnije razjašnjeno.)

Supravodiči I. vrste imaju Ginzburg-Landau parametar $\kappa < 1/\sqrt{2}$, te imaju samo Meissner stanje unutar supravodljivog dijela faznog diagrama. Supravodiči II. vrste imaju Ginzburg-Landau parametar $\kappa > 1/\sqrt{2}$, gdje uz Meissner stanje (koje poništi temperatura supravodljivog prijelaza T_{c1}), imaju i miješano stanje, u kojem magnetsko polje probija u virovima, odnosno tzv. vortexima kroz materijal. Vortexi su kvantizirani, međusobno se odbijaju, pa međusobno tvore heksagonalnu rešetku vortexa¹. Supravodič druge vrste održava supravodljivo stanje do više temperature $T_{c2} > T_{c1}$. Ovisnost magnetizacije o magnetskom polju za supravodiče druge vrste je prikazana na slici 2.



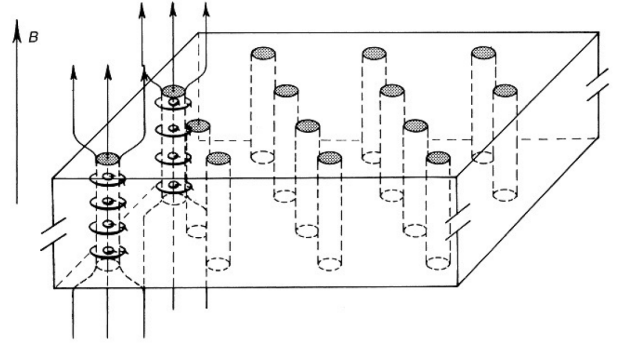
Slika 2. Na slici je prikazana ovisnost magnetizacije o magnetskom polju za supravodiče II vrste. Na slici je prikazano tzv. Meissner stanje, miješano stanje i njihova pripadna kritična magnetska polja H_{c1} i H_{c2} .

U miješanom stanju supravodič se ne može potpuno oduprijeti prolasku vanjskog magnetskog polja kroz supravodič, te on da bi zadržao supravodljivo stanje propušta magnetsko polje kroz vortexe, gdje svaki vortex nosi kvant magnetskog toka (Flukson) $\phi_0 = h/2e$.

Činjenica da kvant magnetskog toka kroz supravodič $\phi_0 \sim (2e)^{-1}$ govori da su elektroni sparni u Cooperove parove.

U klasičnom supravodiču druge vrste, magnetski vrtlozi se mogu gibati kroz kristal. Gibanje magnetskih vrtloga kroz kristal pomoću Faradejevog zakona indukcije inducira vrtložne struje koje rezultiraju pojavom električnog otpora te guše supravodljivo stanje. Gibanje magnetskih vrtloga se sprječava induciranjem magnetskih nečistoća, defekata rešetke u materijal, gdje se tada, vrtlozi "zalijepe" ("pinning of magnetic vortices"¹), te se ne gibaju za dobar raspon magnetskih polja.

Rešetka magnetskih vrtloga je prikazana na slici 3.



Slika 3. Na slici je prikazano miješano stanje supravodiča II vrste. Magnetsko polje prolazi kroz supravodič kroz virove, odnosno vortexe. Jezgra vortexa nije supravodljiva (dimenzije $\sim \xi$), dok oko jezgre vortexa teku supravodljive struje koje smanjuju magnetsko polje unutar supravodiča (dimenzije $\sim \lambda$), tako da je duboko unutar supravodljivog dijela magnetsko polje 0. Propuštanje vortexa kroz materijal je energetski povoljnije od Meissner faze, gdje bi jako magnetsko polje poništilo supravodljivu fazu.

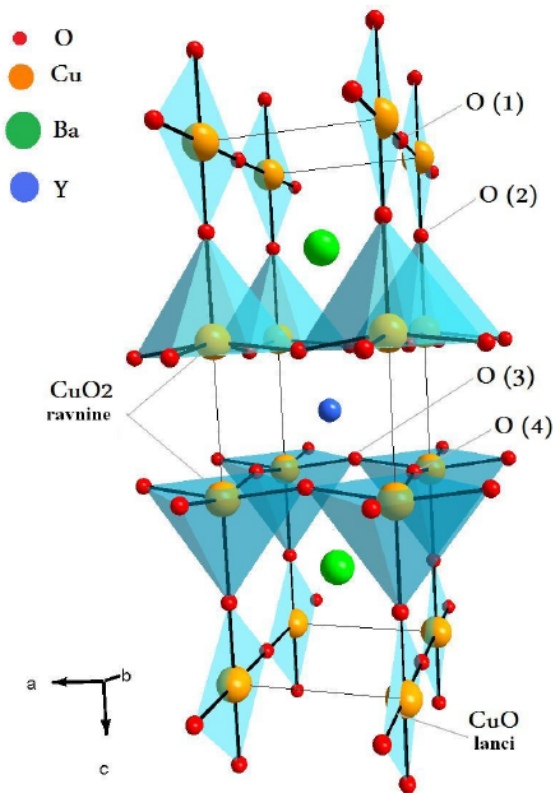
U visokotemperaturnim keramikama ili kupratima postoje elementi u kristalnoj strukturi na koje se vortexi "zalijepe".

II. KRISTALNA STRUKTURA YBCO MONOKRISTALA

Unutar YBCO kristala, nalaze se dvije CuO_2 ravnine po jediničnoj ćeliji, razmaknute za približno 3.2Å razmaknute atomom yitrija. Tetragonalna struktura YBCO je prikazana na slici 4.

Parovi CuO_2 ravnina su međusobno razdvojeni atomima barija, kisika i bakra koji tvore rezervoar naboja. Udaljenost između susjednih parova CuO_2 ravnina iznosi približno 8.2Å . Broj nosioca unutar CuO_2 ravnina ovisi o količini naboja koja se može prenijeti između CuO_2 ravnina i slojevima rezervoara naboja.

Unutar YBCO postoje atomi bakra unutar rezervoara naboja. U kombinaciji sa kisikom oni tvore CuO lance u b smjeru, što navodi na ortorompsku distorziju. Cu - O udaljenost je približno 1.9Å , kao i u ravninama. Za $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, ili $x=1$, lanci su dobro definirani, ali u



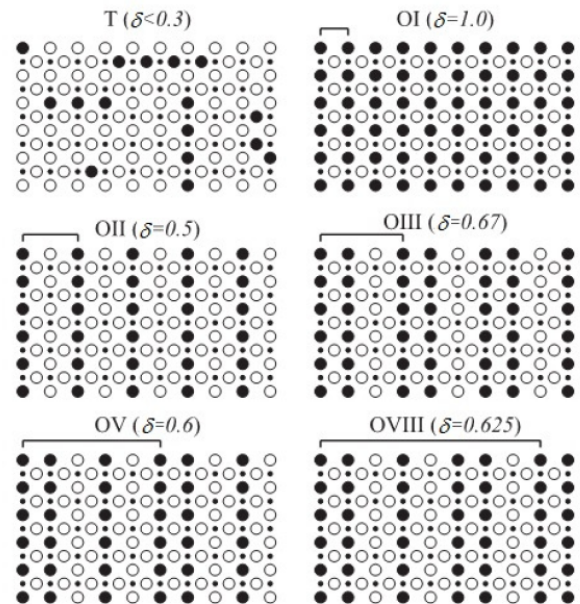
Slika 4. Na slici je prikazana kristalna struktura YBCO monokristala. YBCO se sastoji od dvije supravodljive CuO_2 ravnine koje su međusobno razdvojene atomom ytrija. CuO lanci se nalaze iznad i ispod para CuO_2 ravnina. Slaganje CuO lanaca utječe na Curieov član magnetske susceptibilnosti. Dopiranjem kisikom YBCO₆ monokristal kisik ulazi u CuO lance, te se lanci grade ovisno o dopiranosti. Sa aspekta supravodljivosti, supravodljivost nastaje u paralelnim CuO_2 ravninama, da bi struja tekla u c smjeru, Cooperovi parovi moraju tunelirati između susjednih parova CuO_2 ravnina. Dok CuO lanci imaju ulogu rezervoara naboja.

njima nedostaje nedopiranog $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Postoje uvjerenja da dodavanje kisika u lance je ekvivalentno dodavanju šupljina u CuO_2 ravnine⁵.

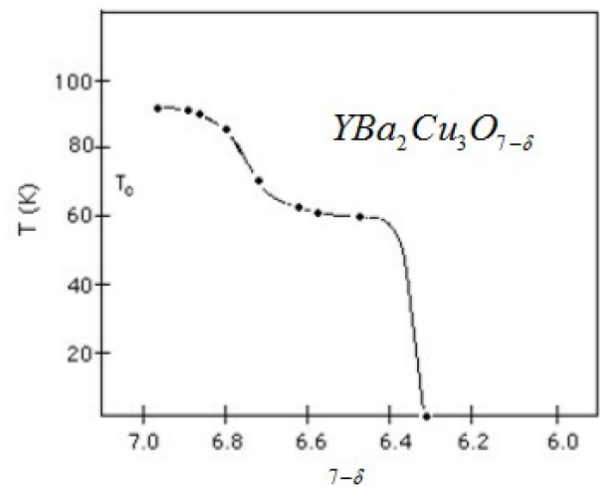
YBCO se sastoji od dvije supravodljive CuO_2 ravnine koje su međusobno razdvojene atomom ytrija, u kojima nastaje supravodljivost. Atomska struktura YBCO monokristala je prikazana na slici 4. CuO lanci se nalaze iznad i ispod para CuO_2 ravnina. Slaganje CuO_2 lanaca utječe na Curieov član magnetske susceptibilnosti. Dopiranjem kisikom, YBCO₆ monokristal, kisik ulazi u CuO lance, te se lanci grade ovisno o dopiranosti. Slaganje CuO lanaca ovisno o dopiranosti prikazano je na slici 5.

Ovisno o strukturi CuO lanca (slika 5) ovise temperatura supravodljivog prijelaza T_c i Curieov član magnetske susceptibilnosti pri magnetskim mjerenjima.

Ovisno o dopiranosti YBCO monokristala raste temperatura supravodljivog prijelaza T_c , kao što je prikazano na slici 6.



Slika 5. Na slici je prikazano slaganje CuO lanaca ovisno o dopiranosti YBCO monokristala kisikom. Sa većim uredjenjem lanaca raste temperatura supravodljivog prijelaza i pada Curieov član magnetske susceptibilnosti. Kasnije je diskutirano i u rezultatima mjerenja pokazano da za mjerenja 7 mjeseci nakon sinteze u odnosu na mjerenja nakon dopiranja (koje završava kaljenjem ("quenchanjem")), izmjereni T_c poraste, a Curieov član magnetske susceptibilnosti padne zbog slaganja CuO lanaca unutar YBCO monokristala.



Slika 6. Na slici je prikazana ovisnost temperature supravodljivog prijelaza T_c o koncentraciji kisika za $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ monokristala, odnosno o dopiranosti. Eksperimentalno najviše izmjereni T_c za YBCO iznosi 92K za $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$.

U ovom seminaru mjerena su magnetska svojstva slabodopiranog $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala.

III. MAGNETSKI ODZIV ANIZOTROPNOG SUPRAVODIČA

Visokotemperaturne keramike, (pa i YBCO) imaju veliku anizotropiju (odnosno gibanje elektrona je lakše u ab smjeru nego u c smjeru (ovaj proces se opisuje uvođenjem efektivne mase)). Jednostavan model koji opisuje anizotropne supravodiče, a bazira se na Ginzburg-Landau teoriji je Lawrence-Doniach model.

III.1. Lawrence-Doniach model

Lawrence-Doniach model je dobar model za analizu anizotropne slojevite strukture u supravodljivim materijalima. Iako je model razvijen za niskotemperaturne supravodiče može se pokazati da dobro funkcionira za visokotemperaturne supravodiče. L-D model pretpostavlja da je 3d rešetka podijeljena na n slojeva 2d rešetki gdje svaka 2d ploha ima valnu funkciju $\psi_n(x, y)$. 2D Plohe međusobno interagiraju preko Josephson tuneliranja Cooperovih parova. Slojevi definiraju ab ravninu, te c os okomitu na nju. Tada Ginzburg-Landau slobodna energija 1 može se zapisati kao suma po slojevima i integral po površini ab ravnine:

$$F = \sum_n \int dA f_n, \quad f_n = \alpha |\psi_n|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi_n|^4 - \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \psi_n^* \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} \right) \psi_n + \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} |\psi_n - \psi_{n-1}|^2. \quad (2)$$

Uvedene su različite mase m_{ab} i m_c koje opisuju različite modove vodljivosti naboja u ab i c smjeru. Derivacija valne funkcije u z smjeru zamijenjena je aproksimacijom za diskretne sustave. Uz pretpostavku da su sve valne funkcije jednake ψ_n , te pomoću zapisa $\psi_n = |\psi_n| e^{i\phi_n}$, zadnji član slobodne energije 2 postaje

$$\frac{\hbar^2}{2m_c s^2} |\psi_n|^2 [1 - \cos(\phi_n - \phi_{n-1})], \quad (3)$$

što je ekvivalentan izraz Josephson energije vezanja između paralelnih ravnina ¹ ($\sim 1/m_c$). Minimizirajući slobodnu energiju (LDF) po varijaciji ψ_n^* dobiva se Lawrence-Doniach jednadžba za ψ_n :

$$\alpha \psi_n + \beta |\psi_n|^2 \psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} \right) \psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} (\psi_{n+1} + \psi_{n-1} - 2\psi_n). \quad (4)$$

Iz strukture izraza 2 je jasno da slobodna energija bude reducirana na G-L slobodnu energiju u dugovalnom limesu sa elipsoidalnom anizotropijom, tako da $(\psi_n - \psi_{n+1})/s$ može biti zamijenjen sa $d\psi/dz$. U dugovalnom limesu, minimum slobodne energije prema izrazu 2 se reducira na

$$\alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi - \frac{\hbar^2}{2} \left(\vec{\nabla} - i \frac{2e}{\hbar c} \vec{A} \right) \left(\frac{1}{m} \right) \left(\vec{\nabla} - i \frac{2e}{\hbar c} \vec{A} \right) \psi = 0, \quad (5)$$

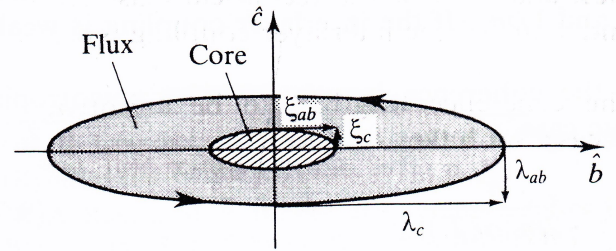
gdje su $\vec{\nabla}$ i \vec{A} 3D veličine, a $(1/m)$ je recipročni tenzor mase sa dijagonalnim vrijednostima $1/m_{ab}$, $1/m_{ab}$ i $1/m_c$. Ako je vezanje među slojevima malo, tada $m_c \gg m_{ab}$. Neizotropnost mase uzrokuje neizotropnost koherentne duljine ξ . Definira se prirodna skala varijacija valne funkcije:

$$\xi_i^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m_i |\alpha(T)|}, \quad (6)$$

gdje subskript i opisuje specifičnu os. Budući da je $\alpha(T)$ izotropan i proporcionalan sa $(T - T_c)$, ξ se skalira sa $1/m_i$ a divergira kao $|T - T_c|^{-1/2}$. U dovoljnoj blizini T_c , ξ varira dovoljno glatko da opravdava ovu kontinuiranu T_l aproksimaciju. U ovom Ginzburg-Landau režimu vrijedi relacija¹ 7, koja se može zapisati kao

$$2\sqrt{2}\pi H_c(T) \xi(T) \lambda(T) = \Phi_0. \quad (7)$$

Budući da je H_c izotropno, anizotropija penetracijske dubine λ_i mora biti inverzna anizotropiji koherentne duljine ξ_i . Treba napomenuti da λ_i opisuje zasjenjenje od supravodljivih struja koje teku u smjeru i-te osi, a ne zasjenjenje magnetskog polja u smjeru i-te osi. Npr. treba promotriti Abrikosov vortex u uzorku u magnetskom polju oko a osi. U izotropnom suprovodiču, ovaj vortex ima cirkularnu simetriju. U anizotropnom supravodiču, radijus jezgre u smjeru ravnine je ξ_{ab} , gdje će radijus u c smjeru biti $\xi_c \ll \xi_{ab}$. S druge strane radijus penetracije toka će biti λ_c u c smjeru. Posljedično tome jezgra i strujne linije koje omeđuju tok iz ravnine su elipse sa dugom osi paralelnom sa ravninom (b osi), sa omjerom $(m_c/m_{ab})^{1/2}$, kao što je prikazano na slici 7.



Slika 7. Na slici je prikazan shematski presjek vorteksa u smjeru a osi u anizotropnom supravodiču. Dimenzije se odnose sa $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab} = \xi_{ab}/\xi_c = (m_c/m_{ab})^{1/2}$. Slika je preuzeta iz¹.

Unutar Ginzburg Landau teorije kritično magnetsko polje je dano izrazom⁸ 1.

$$H_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi^2. \quad (8)$$

Prema izrazu 8 kritično magnetsko polje H_{c2} je određeno sa vortexima od struje koje teku u ravnini okomitoj na polje, relevantne vrijednosti ξ_i su od onih osi okomite na smjer polja. Tako za polja usmjerena u smjeru dvije principalne osi dobiva se

$$H_{c2||c} = \Phi_0/2\pi\xi_{ab}^2 \quad (9a)$$

$$H_{c2||ab} = \Phi_0/2\pi\xi_{ab}\xi_c, \quad (9b)$$

tako da je $H_{c2||ab} \gg H_{c2||c}$, jer je $\xi_{ab} \gg \xi_c$. Budući da je $H_{c1} \sim 1/\lambda^2$, H_{c2} će biti obrnuto proporcionalan sa H_{c1} . Također, može se izvesti slijedeća relacija

$$\gamma \equiv \left(\frac{m_c}{m_{ab}}\right)^{1/2} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} = \left(\frac{H_{c2||ab}}{H_{c2||c}}\right) = \left(\frac{H_{c1||c}}{H_{c1||ab}}\right). \quad (10)$$

U izrazu 10 je uveden bezdimenzionalni parametar anizotropije γ . Za YBCO omjer masa m_c/m_{ab} je aproksimativno 50. Tako da je $\gamma \sim 7$ za YBCO. Ovako velika anizotropija je jedan od razloga koji omogućuju da se visokotemperaturni supravodiči ponašaju drugačije od klasičnih supravodiča. Ako je magnetsko polje pod kutem θ u odnosu na ab ravninu, pomoću ovih relacija dobiva se izraz

$$H_{c2}(\theta) = \frac{H_{c2||ab}}{\sqrt{\cos^2 \theta + \gamma^2 \sin^2 \theta}}. \quad (11)$$

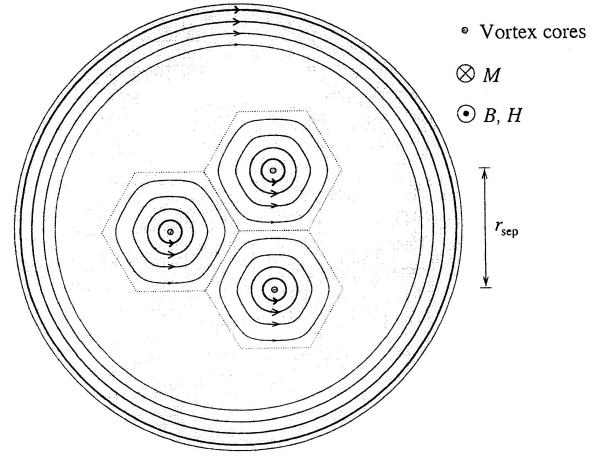
III.2. Magnetski moment sile na supravodič druge vrste

U ovom poglavlju razmotren je odziv supravodiča II vrste na magnetsko polje. Savršeni dijamagnetizam supravodiča II se dobije za polja manja od H_{c1} . U miješanom stanju za magnetska polja $H_{c1} < H_{app} < H_{c2}$ magnetski tok počinje penetrirati kroz uzorak, supravodič još ima dijamagnetsku magnetizaciju manju od idealne dijamagnetske dijamagnetizacije $-B_{app}/\mu_0$. Unutar režima $H_{c1} < H_{app} < H_{c2}$ vorteksi koji penitri- raju uzorak razmaknuti su za karakterističnu udaljenost $\xi \ll r_{sep} \ll \lambda$, gdje je ξ koherentna duljina (koja je ugrubo veličina jezgre vortexa), a λ je London penetracijska dubina. Magnetsko polje unutar supravodiča B varira na skali λ , a periodičnost r_{sep} rešetke vrtloga je puno manja od λ . Raspodjela polja unutar supravodiča je prilično homogena. Tipični raspored vortexa i supras- truja je prikazan na slici 8.

Ginzburg-Landau slobodna energija 1 se može zapisati kao

$$F = \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{\hbar^2}{4m} \left| \nabla\psi - \frac{2e}{i\hbar} \mathbf{A}\psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (12)$$

gdje su α i β konstantni parametri, m masa, a e naboj elektrona, a \mathbf{A} magnetski vektorski potencijal.



Slika 8. Na slici je prikazana trokutasta mreža vortexa i superstruja u supravodiču II vrste. Jezgre vortexa su tipične veličine ξ , dok su vrtlozi međusobno razdvojeni za udaljenost r_{sep} , gdje $\xi \ll r_{sep} \ll \lambda$. Na površini uzorka magnetsko polje B stvara suprastruje zasjenjenja. (Suprastruje zasjenjenja su manje nego u Meissner stanju, jer one postaju zasjenjene sa mrežom vortexa prije nego oni dostignu svoju "prirodnu veličinu skale" λ .) \mathbf{B} i \mathbf{H} gledaju van ravnine, dok dijamagnetska magnetizacija \mathbf{M} gleda u ravninu.

Van jezgre vortexa, iznos modula valne funkcije postaje ravnotežna vrijednost $|\psi|^2 = n_s/a$, gdje je n_s suprafluidna gustoća.

Parametriziranjem valne funkcije kao

$$\psi = \sqrt{\frac{n_s}{2}} e^{i\phi}, \quad (13)$$

unutar GL slobodne energije (12) postaje jednostavniji

$$F = \frac{1}{2}\mu_0\lambda^2 j^2 + \frac{1}{2\mu_0}B^2, \quad (14)$$

gdje je penetracijska dubina

$$\lambda^2 = \frac{m}{\mu_0 n_s e^2}, \quad (15)$$

gustoća suprastruje

$$\mathbf{j} = -\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2} \left(\nabla\phi + \frac{2\pi}{\phi_0} \mathbf{A} \right), \quad (16)$$

i kvant magnetskog toka

$$\phi_0 = \frac{h}{2e}, \quad (17)$$

su uvedeni. Minimizacijom F u odnosu na $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, sa konstantnim $\phi(\mathbf{r})$ dobije se Maxwelllova jednačnja

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}. \quad (18)$$

Za distribuciju polja unutar supravodiča za $\xi \ll r_{sep} \ll \lambda$, najveći doprinos slobodnoj energiji dolazi iz člana sa suprastrujom iz izraza 14, pogotovo blizu jezgara vortexa. Ako se poretpostavi rotaciono simetrična promjena faze za 2π za prolazak jednom oko vortexa prema izrazu 16 dobije se suprastruja

$$j = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2 r}, \quad (19)$$

koja teče tangencijalno².

Ukupna slobodna energija po vortexu po jediničnoj duljini može se integrirati po površini vortexa, koja je aproksimativno kružnica radiusa $r_{sep}/2$, i ne uključuje jezgru vortexa radijusa ξ , jer jezgra vortexa nije supravodljiva.

$$\int_{\xi}^{r_{sep}/2} 2\pi r F_j(r) dr = \frac{\phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{r_{sep}}{2\xi}\right) \quad (20)$$

Budući da svaki vortex nosi tok ϕ_0 , njihova gustoća površine je B/ϕ_0 , a tipična vortex separacija se ponaša kao $r_{sep} \sim \sqrt{\phi_0/B}$.

Ako se slobodna energija 20 prevede u volumnu gustoću slobodne energije dobije se

$$F = \frac{\phi_0 B}{8\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{B}\right) + \frac{1}{2\mu_0} B^2, \quad (21)$$

gdje je H_{c2} približno polje gdje $r_{sep} \rightarrow \xi$. Na kritičnom magnetskom polju H_{c2} materijal gubi supravodljiva svojstva, te potpuno propušta magnetsko polje.

Magnetizacija se dobije lako iz Gibbsove slobodne energije, gdje je Gibbsova slobodna energija $G = F - BH$, a ravnotežna vrijednost polja B dobije se za $\partial G/\partial B = 0$, ili

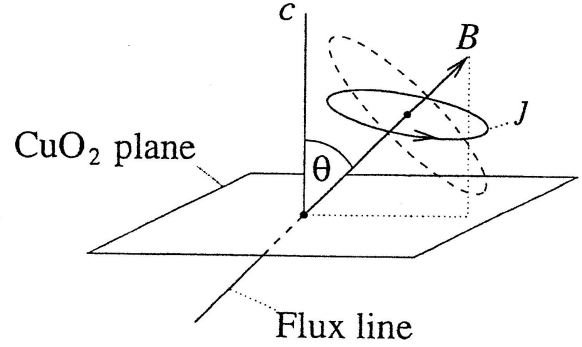
$$M = \frac{B}{\mu_0} - H = -\frac{\phi_0}{8\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{B}\right), \quad (22)$$

gdje je η "faktor naštimavanja", u kojem je apsorbiran ostatak derivacije. Magnetizacija je reda veličine H_{c1} , mala u odnosu na B/μ_0 . Tada se desna strana izraza 22 aproksimativno može zamijeniti vanjskim poljem B_{app} .

III.3. Magnetski moment na anizotropični supravodič

U visokotemperaturnim supravodičima slojevita perovskitna kristalna struktura je jako anizotropna, a ta anizotropija utječe na supravodljiva svojstva materijala: suprastruje mogu teći puno lakše unutar CuO_2 ravnina, nego u smjeru c-osi kristala kao što je prikazano na slici 9.

Ova pojava se rješava uzimanjem anizotropične efektivne mase sa parametrima povećanja γ_ν unutar GL slobodne energije kao



Slika 9. Na slici su prikazane suprastruje oko vortex linije u anizotropičnom supravodiču. Suprastruje imaju tendenciju da teku unutar lagane ravnine, a za sve visoke temperaturne kuprate, ove ravnine su CuO_2 slojevi.

$$F = +\alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{\hbar^2}{2\gamma_\nu^2 m} \left| \nabla\psi - \frac{2e}{i\hbar} \mathbf{A}\psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (23)$$

u ovom slučaju malo povećanje mase korespondira otežanom toku suprastruja.

Kao i u izrazu 14 GL slobodna energija (23) može se pojednostaviti na anizotropičnu London slobodnu enrengiju

$$F = \frac{1}{2}\mu_0\lambda^2(\gamma_1^2 j_1^2 + \gamma_2^2 j_2^2 + \gamma_3^2 j_3^2) + \frac{1}{2\mu_0} B^2, \quad (24)$$

izvan regije jezgara vortexa, gdje su komponente suprastruje \mathbf{j}

$$j_\nu = -\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2\gamma_\nu^2} \left(\partial_\nu\phi + \frac{2\pi}{\phi_0} A_\nu \right), \quad (25)$$

a penetracijska dubina λ je još uvijek definirana kao $\lambda^2 = m/\mu_0 n_s e^2$.

Radi pojednostavljenja izraza 25 reskalirane su koordinatne osi za faktor γ_ν koristeći slijedeću transformaciju:

$$\tilde{x}_\nu = \gamma_\nu x, \quad \tilde{\partial}_\nu = \partial_\nu/\gamma_\nu, \quad \tilde{j}_\nu = \gamma_\nu j_\nu, \quad \tilde{A}_\nu = A_\nu/\gamma_\nu,$$

$$\tilde{B}_1 = B_1/\gamma_2\gamma_3, \text{ i analogno za } B_2 \text{ i } B_3,$$

$$\tilde{B} = \sqrt{B_1^2/\gamma_2^2\gamma_3^2 + B_2^2/\gamma_3^2\gamma_1^2 + B_3^2/\gamma_1^2\gamma_2^2}, \quad \tilde{V} = \gamma_1\gamma_2\gamma_3 V,$$

gdje je V volumen. Tada član sa strujom gustoće slobodne energije postaje 24

$$\gamma_1\gamma_2\gamma_3 \tilde{F}_j = \frac{1}{2}\mu_0\lambda^2 \tilde{\mathbf{j}}^2. \quad (26)$$

Gdje struja izgleda slično izotropnom slučaju

$$\tilde{\mathbf{j}} = -\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0\lambda^2} \left(\tilde{\nabla}\phi + \frac{2\pi}{\phi_0} \tilde{\mathbf{A}} \right) \quad (27)$$

i svaki vortex nosi jedan kvant ϕ_0 . Integriranjem slobodne energije po površini vortexa analogno 21 dobije se

$$\gamma_1\gamma_2\gamma_3\tilde{F}_j = \frac{\phi_0\tilde{B}}{8\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right) + \frac{1}{2\mu_0} B^2, \quad (28)$$

gdje je H_{c2} gornje kritično polje za sistem sa nepovećanom efektivnom masom.

Tada Gibbsova slobodna energija $G = F - BH$ iznosi

$$G = \frac{\phi_0\tilde{B}}{8\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right) + \frac{1}{2\mu_0} B^2 - BH. \quad (29)$$

Ekvivalentno izrazu 22, minimizirajući Gibbsovu energiju u odnosu na \mathbf{B} dobiva se magnetizacija

$$M_1 = -\frac{\phi_0}{8\pi\mu_0\lambda^2} \frac{B_1}{\gamma_2^2\gamma_3^2\tilde{B}} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right), \quad (30)$$

i analogni rezultati za M_2 i M_3 . Gustoća momenta sile na anizotropičan supravodič u vanjskom magnetskom polju $\tau = \mathbf{M} \times \mathbf{B}$ iznosi

$$\tau_1 = -\frac{\phi_0}{8\pi\mu_0\lambda^2} \frac{(\gamma_2^2 - \gamma_3^2)B_2B_3}{\gamma_1^2\gamma_2^2\gamma_3^2\tilde{B}} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{\tilde{B}}\right). \quad (31)$$

Analogni rezultati za komponente τ_2 i τ_3 .

U slučaju YBCO monokristala anizotropija $\gamma_1 = \gamma_2 = 1$, $\gamma_3 = \gamma$. Ako vanjsko polje djeluje pod kutem θ u odnosu na c os, i izborom $B_1 = B \sin\theta$, $B_2 = 0$, $B_3 = B \cos\theta$, gustoća momenta sile oko y- osi iznosi

$$\tau(\theta) = -\frac{\phi_0 B}{8\pi\mu_0\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right) \frac{\sin\theta \cos\theta}{\epsilon\theta} \ln\left(\frac{\eta H_{c2}}{B\epsilon\theta}\right), \quad (32)$$

gdje

$$\epsilon(\theta) = \sqrt{\sin^2\theta/\gamma^2 + \cos^2\theta}. \quad (33)$$

U ovome poglavlju pokazano je kako vanjsko polje magnetizira izotropan i anizotropan supravodič II. vrste. Kako propuštanje vortexa utječe na slobodnu energiju, te moment sile na supravodič u miješanom stanju.

Prema ¹¹ magnetska susceptibilnost YBCO monokristala χ_c , χ_{ab} ima nekoliko ovisnosti.

$$\chi(T) = \chi_{PG}(T) + \chi_{FL}(T) + C/T + \chi_{VV} + \chi_{core}, \quad (34)$$

gdje je $\chi_{PG}(T)$ doprinos pseudogapa magnetskoj susceptibilnosti $\chi(T)$, $\chi_{FL}(T)$ je doprinos supravodljivih

fluktuacija magnetskoj susceptibilnosti, a $\chi_{VV} + \chi_{core}$ su doprinosi magnetskoj susceptibilnosti koji ne ovise o temperaturi (Van Velck paramagnetizam, i paramagnetizam vezanih elektrona u atomima).¹⁰. Curiev doprinos ovisi o spinskom uređenju kristalne rešetke, te za visoke temperature Curieova konstanta iznosi

$$C \approx \frac{N\mu_B^2 g_L^2 J(J+1)}{3}, \quad (35)$$

gdje je N broj atoma, μ_B Bohrov magnetron, g_L giromagnetski faktor, te J ukupni angularni moment.

Doprinos pseudogapa magnetskoj susceptibilnosti prvi je uveo Loriam u svom modelu¹², gdje unutar gustoće stanja postoji trokutasti usjek širine $2E_G$ u Fermionskoj gustoći stanja, centriran na Fermijevoj energiji. Ova gustoća stanja je empirijski određen način opisivanja jakih elektronskih korelacija u kupratima dopiranim šupljinama. E_G je karakteristična energija, gdje: $E_G = 0$ za $p \geq 0.19$ i ima ovisnost kao $E_G = E_0(1 - p/0.19)$, za $p \leq 0.19$ gdje je p broj dodanih šupljina po ravninskom Cu. $E_0 \approx 0.1\text{eV}$ te je jednak energiji razmjene između Cu spinova u antiferomagnetskom stanju $p = 0$. Za uzorak $\text{YBa}_2\text{C}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala $p=0.064$. Loriam empirijski model¹² daje dobar opis magnetskih susceptibilnosti i elektronske entropije za širok spektar p dopiranih kuprata, te je opisan izrazom 36.

$$\chi_{PG} = N_0\mu_B^2 \left[1 - \frac{2k_B T}{E_G} \ln \left[\cosh \left(\frac{E_G}{2k_B T} \right) \right] \right], \quad (36)$$

gdje je N_0 broj čestica, μ_B Bohrov magnetron, a k_B Boltzmannova konstanta. Za $T < 0.3E_g/k_B$, što za $\text{YBa}_2\text{C}_3\text{O}_{6.4}$ uzorak znači $T < 240\text{K}$, vrijedi aproksimacija

$$\chi_{PG} \approx A \frac{2k_B T}{E_G} \ln 2, \quad (37)$$

gdje je $A = N_0\mu_B^2$. U rasponu temperatura u blizini temperature supravodljivog prijelaza T_c , kada je magnetsko polje H usmjereno paralelno c osi, doprinos Gausijskih supravodljivih fluktuacija u smjeru c osi iznosi ¹³:

$$M_c^{FL} = -\frac{\pi k_B T H}{3\phi_0^2} \frac{\xi_{ab}^2}{s\sqrt{1 + \left(\frac{2\xi_{ab}}{\gamma s}\right)^2}}, \quad (38)$$

gdje je: γ anizotropija, $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}/\sqrt{\epsilon}$ i $\xi_c(T) = \xi_c/\sqrt{\epsilon}$, $\epsilon = \ln(T/T_c)$ su temperaturno ovisne koherentne duljine u ab slojevima i c osi. $s = 1.17\text{nm}$ je udaljenost između paralelnih CuO_2 slojeva, ϕ_0 je kvant magnetskog toka Cooperovih parova i k_B Boltzmannova konstanta. Izraz 38 vrijedi kada magnetsko polje $H \leq \phi_0/(2\pi\xi_{ab}^2) = H_{c2||c}$ je manje od kritičnog magnetskog polja ¹, tada susceptibilnost $\chi_c^{FL} \equiv M_c^{FL}/H$ ne varira sa H. Za magnetsko polje H usmjereno u ab smjeru, $\xi_{ab}^{FL} = 0$ u dvodimenzionalnom 2D limesu, $s \geq \xi_c(T)$, a u suprotnom 3D limesu $\xi_{ab}^{FL} = \xi_c^{FL}/\gamma$.

IV. METODE IZRADE YBCO MONOKRISTALA I METODE MAGNETSKIH MJERENJA

IV.1. Svojstva dopiranog YBCO monokristala

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ za razliku od drugih visokotemperaturnih keramika koje imaju perovskitna strukturu ima defektnu perovskitna strukturu koja se sastoji od predopirane $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ koji ima ortorompsku jediničnu ćeliju s parametrima ćelije ($a=0.38189\text{nm}$, $b=0.38849\text{nm}$ i $c=1.16762\text{nm}$), dok nedopirana komponenta $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ima tetragonsku jediničnu ćeliju s dimenzijama ($a=0.38570\text{nm}$ i $c=1.18194\text{nm}$).

IV.2. Metoda izrade dopiranog YBCO monokristala

Za sintezu YBCO monokristala se danas koriste polazne substance: Y_2O_3 , BaCO_3 i CuO , koje se u pravom omjeru pomiješaju, te se mrve u tarioniku (kao što je prikazano na slici 10).

Uzorak se nakon toga preša pomoću hidrauličke preše, kao što je prikazano na slici 10 c), d). Uzorak se zatim tri puta termički obrađuje, gdje je treća termička obrada uzorka provedena u struji atmosfere kisika, kao što je prikazano na slici 10 e), f). Zbog toga što sinteza YBCO monokristala spada u kemijske reakcije u čvrstom stanju, potrebno je uzorak prije svake termičke obrade ponovo smrviti i sprešati hidrauličkom prešom, kako bi doveli u kontakt što veći broj površina.

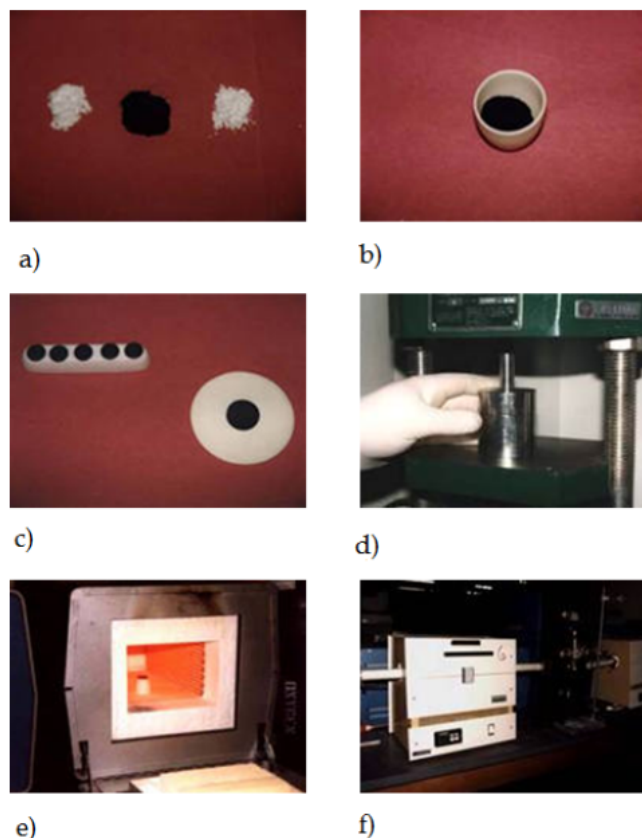
YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C . Nakon dopiranja uzorak YBCO monokristala je "quenchan" (kaljen) stavljanjem uzorka na bakrenu ploču. Tim postupkom je na brzinu ohlađen uzorak, te je dopirana koncentracija kisika ostala zarobljena u uzorku.

Nakon sinteze YBCO kristala, njegova svojstva (temperatura supravodljivog prijelaza T_c i koherentna dužina ξ), se mijenjaju kroz vrijeme kako se Cu-O lanci slažu unutar YBCO uzorka, što utječe na Curieov član magnetske susceptibilnosti i na temperaturu supravodljivog prijelaza (T_c), i do nekoliko mjeseci nakon sinteze (kao što je pokazano u poglavlju magnetska mjerenja).

IV.3. Metode mjerenja magnetskih svojstava YBCO monokristala

Magnetska svojstva malih uzoraka mogu se mjeriti pomoću dvije metode: SQUID metode ili piezoleverom.

SQUID metoda koristi SQUID (Superconducting-quantum-interference-device) za mjerenje magnetizacije uzorka. SQUID je izrađen od dva supravodiča razdvojenih sa tankim slojevima izolatora, te tvore paralelni Josephson junction (mali prekid između dva supravodljiva sloja. Cooperovi parovi tuneliraju između slojeva stvarajući struju koreliranjem kvantnih faza). SQUID može mjeriti jako mala magnetska polja. Puštajući struju



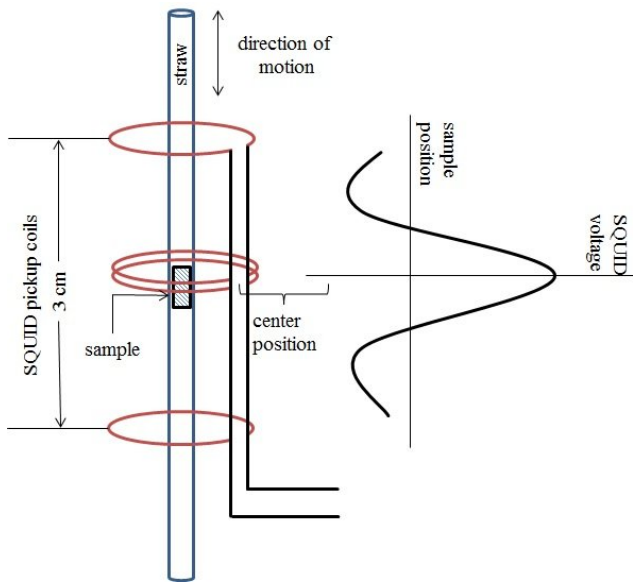
Slika 10. Na slici je prikazan proces izrade YBCO monokristala. (Slika je podjeljena na 6 dijelova a),b),c),d),e),f)). Na slici a) su prikazane polazne substance prije sinteze YBCO monokristala: Y_2O_3 , BaCO_3 i CuO . Na slici b) se nalaze homogeno izmiješane substance Y_2O_3 , BaCO_3 i CuO . Na slici c) je prikazan uzorak sprešan u palete preko preše koja je prikazana na slici d). Na slici d) je prikazana hidraulička preša. Na slikama e) i f) se nalaze peć za termičku obradu uzorka i peć za termičku obradu s dovodom kisika. Slika je preuzeta iz ⁶.

kroz SQUID, nastaju oscilacije Josephsonove struje kao funkcija magnetskog polja, odnosno magnetskog toka kroz SQUID. Mjerenjem frekvencije Josephsonove struje određuje se jakost magnetskog polja. Budući da je SQUID napravljen od supravodljivog materijala, on se hladi tekućim helijem i/ili dušikom, gdje se cijeli mjerni postav nalazi u kriostatu.

Pri mjerenju uzorak se nalazi na polugi koja se giba između SQUID-ova u magnetskom polju kao što je prikazano na slici 11.

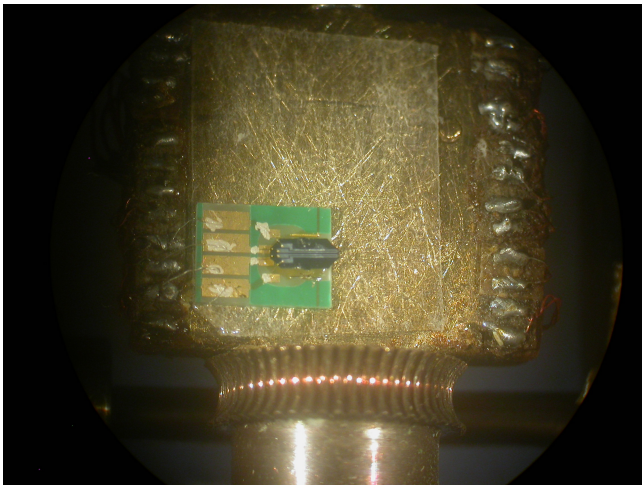
SQUID metoda, omogućava mjerenje na magnetskim poljima do 7 T, te zahitjeva dobivanje do 10 mg uzorka (velik monokristal) za precizna mjerenja.

Magnetska mjerenja obrađena u ovom radu rađena su SQUID metodom. Mjerenje piezoleverom daje puno preciznije rezultate za male uzorke (lakše je sintetizirati manji monokristal). Piezolever tehnika se ne može koristiti za snažna magnetska polja sa velikim uzorcima, jer onda



Slika 11. Na slici je prikazan shematski prikaz magnetskih mjerenja pomoću SQUID metode. Uzorak je pričvršćen na polugu koja se tijekom mjerenja giba između SQUID-ova. Cijeli postav se nalazi u magnetskom polju, u kriostatu koje je usmjereno u smjeru gibanja uzorka.

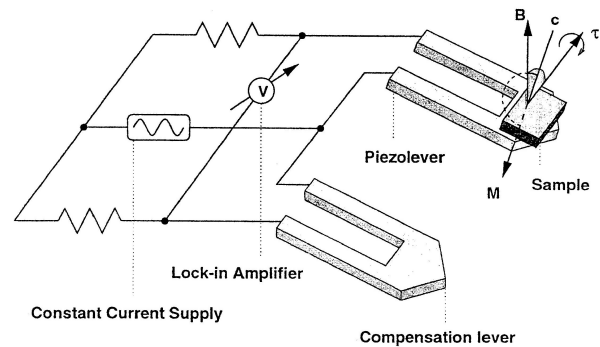
poluga puca.



Slika 12. Na slici je prikazana poluga na kojoj se nalazi pločica sa piezoleverom. Na pločici se nalaze 4 kontakta te dva piezolevera koji su spojeni u Wheatstonov most. Na jednom od piezolevera se nalazi uzorak YBCO monokristala zalijepljen na piezolever na ravninu sa Millerovim indeksima (1,1,2). Poluga sa uzorkom se može precizno rotirati unutar magnetskog polja.

Važno je da uzorak nema preveliku masu jer u jakom magnetskom polju moment sile može postati dovoljno velik da slomi polugu. Mjereni postav u magnetskom spoju se sastoji od dva piezolevera koji su međusobno spojeni u Wheatstonov most kao što je prikazano na slici 13. Moment sile savija piezolever, gdje se savijanjem piezole-

veru mijenja otpor. Promjena otpora sustava piezolevera mjeri se pomoću Wheatstonovog mosta.



Slika 13. Na slici je prikazan shematski spoj Wheatstonovog mosta sa dva piezolevera. Na jednom od piezolevera je zalijepljen uzorak YBCO monokristala. Magnetizacijom YBCO monokristala u magnetskom polju nastaje moment sile koji zakreće i deformira uzorak. Pomoću Wheatstonovog mosta sa dva piezolevera, jednim s uzorkom i jednim bez, nakon kalibracije, dobiva se samo električni signal koji odgovara deformaciji piezolevera zbog magnetizacije YBCO monokristala.

Na jedan od para piezolevera je pomoću brzusušećeg (*Biston Epoxy 5 minutes*) ljepljiva koji nema magnetska svojstva i koji drži na kriogenim temperaturama zalijepljen uzorak YBCO monokristala. Piezopoluga se nalazi na većem silicijskom čipu na kojem se nalaze kontakti spojeni s piezosenzorom. Pomoću dvije poluge (jednoj na kojoj se nalazi uzorak i poluzi s uzorkom) koje su međusobno spojene u Wheatstonov most, se može mjeriti razlika signala dva piezosenzora i na taj način se reducira pozadinski signal koji dolazi od magnetootpora samog senzora, termonapona, itd.

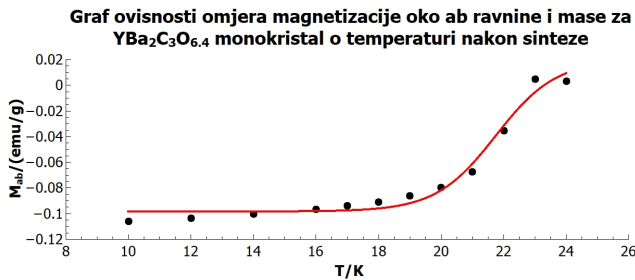
Na uzorak u magnetskom polju djeluje moment sile. Moment sile savija piezolever, i time mijenja njegov otpor.

Piezolever je dimenzija $170 \times 50 \times 5 \mu\text{m}$. Širina poluge nije ista kao debljina, jer je poluga oblika U pa je efektivna širina oko $30 \mu\text{m}$. Minimalna vrijednost momenta sile koja se može mjeriti ovom metodom je $\tau_{min} \sim 2 \cdot 10^{-13} \text{Nm}$, a magnetskog momenta $m_{min} \sim 2 \cdot 10^{-14} \text{Am}^2$.

V. MAGNETSKA MJERENJA $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ MONOKRISTALA

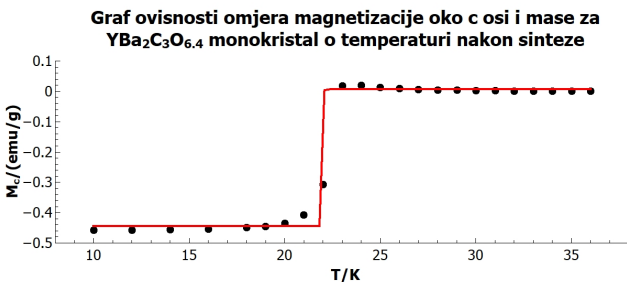
Najprije su napravljena magnetska mjerenja pomoću SQUID tehnike za uzorak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Mjerenja su ovisnost magnetske susceptibilnosti χ_{ab} , χ_c o temperaturi, gdje je tijekom mjerenja magnetsko polje $H = 100\text{e}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 1\text{mT}$), usmjereno u smjeru ab ravnine ili c osi. Na slikama 20 i 19 je prikazana mjerena

ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_{ab} , χ_c o temperaturi uzorka.



Slika 14. Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C , te su mjerenja vršena nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10\text{Oe}$, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Dvije točke su izbačene u obradi rezultata. Na rezulate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp\{-(-x - T_c)/c\})$, sa koeficijentima: $a = (-0.098 \pm 0.003)\text{emu/g}$, $b = (0.12 \pm 0.01)\text{emu/g}$, $c = (1.0 \pm 0.2)\text{K}$, $T_c = (21.7 \pm 0.3)\text{K}$.

Sa slike 20 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala, nakon sinteze: $T_{c0} = (21.7 \pm 0.3)\text{K}$.



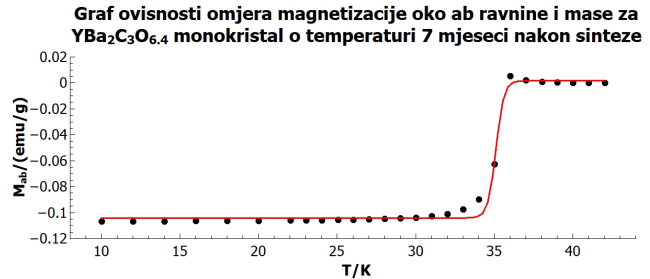
Slika 15. Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi, okomite na ab ravnine. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C , te su mjerenja vršena nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10\text{Oe}$, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Jedna točka je izbačena u obradi rezultata. Na rezulate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp\{-(-x - T_c)/c\})$, sa koeficijentima: $a = (-0.007 \pm 0.003)\text{emu/g}$, $b = (0.451 \pm 0.003)\text{emu/g}$, $c = (-0.0157425452 \pm 0.0000000001)\text{K}$, $T_c = (22.004 \pm 0.002)\text{K}$.

Sa slike 19 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala, nakon sinteze: $T_{c0} = (22.004 \pm 0.002)\text{K}$.

Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$, za mjerenja izvršena nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c0} \rangle = (22.004 \pm 0.002)\text{K}$.

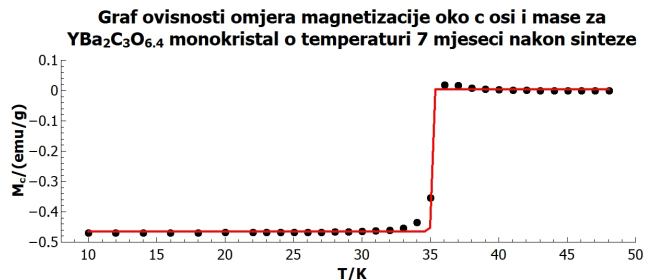
Mjerenja su ponovljena 7 mjeseci nakon sinteze u is-

tim uvjetima (magnetska svojstva kristala mjerena su pomoću SQUID tehnike u magnetskom polju $H = 10\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 1\text{mT}$)). Mjerenja je ovisnost magnetske susceptibilnosti χ_{ab} , χ_c o temperaturi, te su mjereni rezultati prikazani na slikama 27 i 28.



Slika 16. Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru ab ravnina. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C , te su mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10\text{Oe}$, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Jedna točka je izbačena u obradi rezultata. Na rezulate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp\{-(-x - T_c)/c\})$, sa koeficijentima: $a = (-0.098 \pm 0.003)\text{emu/g}$, $b = (1.058 \pm 0.002)\text{emu/g}$, $c = (0.25 \pm 0.08)\text{K}$, $T_c = (35.11 \pm 0.05)\text{K}$.

Sa slike 27 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala, za mjerenja 7 mjeseci nakon sinteze: $T_{c7} = (35.11 \pm 0.05)\text{K}$.



Slika 17. Na slici je prikazan graf ovisnosti omjera magnetizacije i mase $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala o temperaturi, gdje je magnetsko polje usmjereno u smjeru c osi okomite na ab ravnine. YBCO je dopiran u atmosferi 1% kisika na temperaturi 620°C , te su mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze. Mjerenja su rađena u magnetskom polju $H = 10\text{Oe}$, što je ekvivalentno magnetskom polju od 1mT u vakuumu. Jedna točka je izbačena u obradi rezultata. Na rezulate je prilagođena krivulja $y = a + b/(1 + \exp\{-(-x - T_{c2})/c\})$, sa koeficijentima: $a = (-0.464 \pm 0.002)\text{emu/g}$, $b = (0.469 \pm 0.03)\text{emu/g}$, $c = (0.015 \pm 0.001)\text{K}$, $T_{c2} = (35.02703 \pm 0.00005)\text{K}$.

Sa slike 28 određena je temperatura supravodljivog prijelaza dopiranog $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala, za mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze: $T_{c7} = (35.02703 \pm 0.00005)\text{K}$.

Pomoću ovih izmjerenih podataka izračunata je srednja temperatura supravodljivog prijelaza za $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$, za mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze te iznosi: $\langle T_{c7} \rangle = (35.02703 \pm 0.00005)\text{K}$.

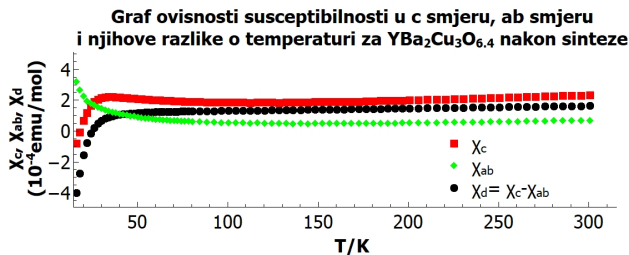
Širine faznih prijelaza na T_c ovise o uređenosti kristalne strukture YBCO monokristala. Usporedbom grafova prikazanim na slikama 20, 27, 28 može se uočiti da nakon 7 mjeseci fazni prijelaz je nagliji, nego u mjerjenima nakon sinteze, što odgovara pravilnijoj kristalnoj strukturi.

Usporedbom temperatura supravodljivog prijelaza T_c za magnetska mjerenja nakon sinteze i 7 mjeseci nakon sinteze očit je porast T_c -a sa $\langle T_{c0} \rangle = (22.004 \pm 0.002)\text{K}$ na $\langle T_{c7} \rangle = (35.02703 \pm 0.00005)\text{K}$.

Ovaj porast temperature supravodljivog prijelaza je posljedica poslagivanja kristalne strukture nakon sinteze, točnije CuO lanaca. Ova teza je potvrđena slijedećim magnetskim mjerenjima.

Na dopiranom uzorku $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala vršena su magnetska mjerenja u magnetskom polju jakosti $H = 50000\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5\text{T}$), nakon sinteze i 7 mjeseci nakon sinteze.

Tijekom mjerenja magnetsko polje je usmjereno u smjeru c ili ab osi. Na slici 18 je prikazana ovisnost magnetske susceptibilnosti o temperaturi za mjerenja vršena nakon sinteze.



Slika 18. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala u c, ab, smjeru i njihova razlika o temperaturi. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c ili ab smjeru ovisno o mjerenju, i iznosi $H = 50000\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5\text{T}$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze.

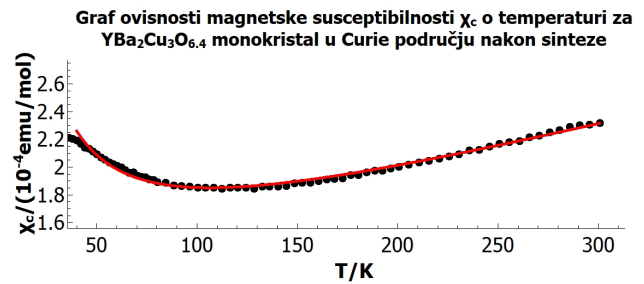
Na grafu prikazanom na slici 18 može se uočiti da u području temperatura (40 – 300)K $\chi_c(T)$ i $\chi_{ab}(T)$ imaju Curie ponašanje $\chi \sim T^{-1}$, dok njihova razlika $\chi_c(T) - \chi_{ab}(T)$ nema Curievu ovisnost jer je Curiev član izotropan.

Na grafovima prikazanim na slikama 20 i 19 prikazane su mjerene magnetske susceptibilnosti χ_c i χ_{ab} sa grafa 18 u području Curie ovisnosti.

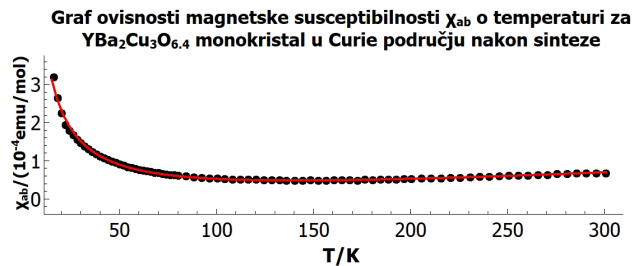
Sa grafa prikazanog na slici 19 određena je Curieva konstanta $C_c = (42.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

Sa grafa prikazanog na slici 20 određena je Curieva konstanta $C_{ab} = (50 \pm 6) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

Pomoću rezultata prikazanih na slikama 19 i



Slika 19. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala u c smjeru o temperaturi, u Curie području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5\text{T}$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ sa parametrima $A = (3.71 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}\text{emu/molK}$ $B = (1.06 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$ $C = (42.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.



Slika 20. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala u c smjeru o temperaturi, u Curie području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5\text{T}$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ sa parametrima $A = (2.52 \pm 0.08) \cdot 10^{-7}\text{emu/molK}$ $B = (-0.22 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$ $C = (50 \pm 6) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

20 određena je srednja Curieva konstanta za uzorak YBCO monokristala nakon sinteze, te iznosi $C_0 = (42.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

Na grafu prikazanom na slici 21 je prikazana ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab} .

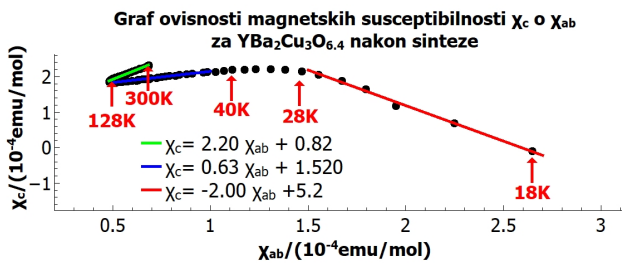
Sa grafa prikazanog na slici 21 dobivena je ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab} za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c = 2.20\chi_{ab} + 0.82 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}.$$

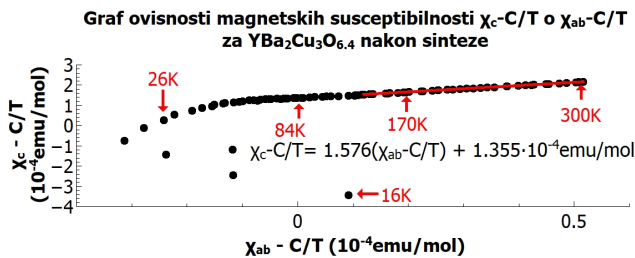
Na grafu prikazanom na slici 22 je prikazana ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu ovisnost.

Sa grafa prikazanog na slici 22 dobivena je ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$ za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c(T) - C/T = 1.576(\chi_{ab} - C/T) + 1.355 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$$

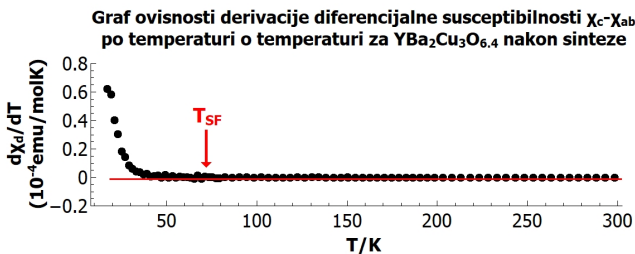


Slika 21. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru o magnetskoj susceptibilnosti u ab smjeru. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti tri linearna područja, za koje su nađeni najbolji pravci sa koeficijentima: Visoke temperature (300K - 128K): $A_v = 2.20 \pm 0.05$, $B_v = (0.82 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}$ emu/mol, srednje temperature (128K - 40K): ($A_s = 0.63 \pm 0.01$, $B_s = (1.520 \pm 0.007) \cdot 10^{-4}$) emu/mol, niske temperature (28K - 18K): ($A_n = -2.00 \pm 0.07$, $B_n = (5.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$) emu/mol.



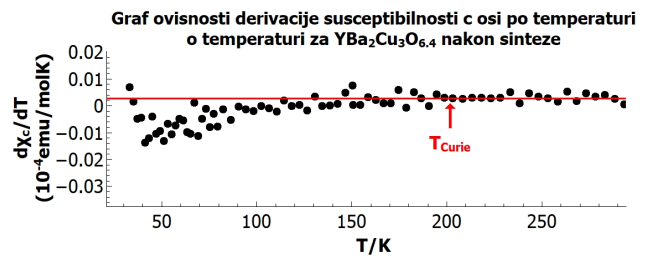
Slika 22. Na slici je prikazan graf ovisnosti reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja. Kroz linearno područje za visoke temperature nađen je najbolji pravac sa koeficijentima: $A = 1.576 \pm 0.005$, $B = (1.355 \pm 0.002) \cdot 10^{-4}$ emu/mol.

Grafovi ovisnosti derivacije magnetskih susceptibilnosti χ_c , χ_d po temperaturi o temperaturi su prikazane na slikama 23, 24.



Slika 23. Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu se mogu uočiti supravodljive fluktuacije na temperaturi reda veličine $T_c + 35K$.

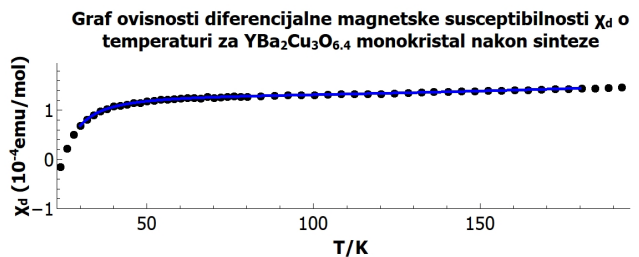
Sa grafova prikazanih na slikama 23, 24 određena je



Slika 24. Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije magnetske susceptibilnosti χ_c po temperaturi o temperaturi za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Na grafu može se uočiti Curievo ponašanje i Curieva temperatura reda veličine 200K.

temperatura supravodljivih fluktuacija koja iznosi približno 65K, te Curieva temperatura T_{Curie} reda veličine 200K.

Na grafu prikazanom na slici 33 je prikazana ovisnost razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 18. Graf je "fitan" prema izrazu 34 u rasponu temperatura (30 - 180)K.

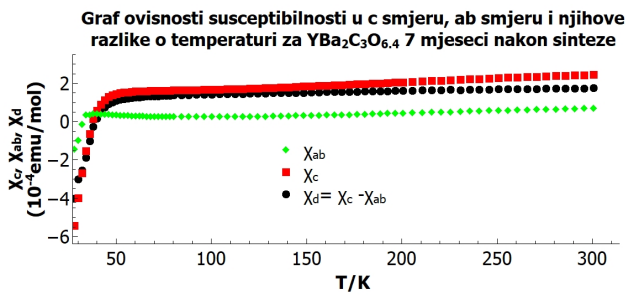


Slika 25. Na slici je prikazan graf ovisnosti razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 18. Graf je "fitan" prema izrazu 34. U rasponu temperatura (30 - 180)K na graf je "fitana" krivulja $-\frac{A \cdot x}{\sqrt{(\ln(x/T_c))^2 + B \cdot \ln(x/T_c)}} + C \cdot x + D$ sa koeficijentima: $A = (6.4 \pm 0.9) \mu\text{emu/molK}$, $B = 2.0 \pm 0.3$, $C = (1.6 \pm 0.2) \mu\text{emu/molK}$, $D = (250 \pm 10) \mu\text{emu/mol}$, $T_c = (22.2 \pm 0.6)K$.

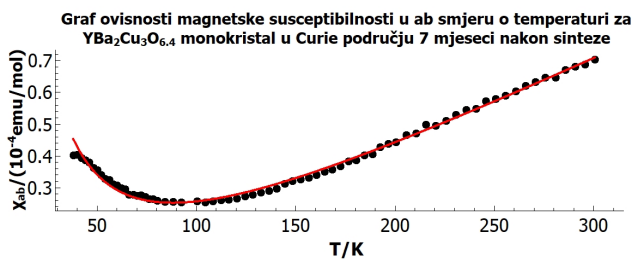
Sa grafa prikazanog na slici 33 određena je koherentna duljina $\xi_{ab} = (4.7 \pm 0.3)nm$, i faktor izotropnosti $\gamma = 5.6 \pm 0.6$ za uzorak $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Pomoću izraza 9 izračunato je kritično magnetsko polje $YBa_2Cu_3O_{6.4}$ monokristala nakon sinteze, te iznosi $H_{c2} = (15 \pm 2)T$. Dobivene vrijednosti faktora izotropije i koherentne duljine u ab smjeru pokazuju dobro slaganje sa mjerenjima ¹⁰.

Ista mjerenja rađena na YBCO uzorku nakon sinteze ponovljena su 7 mjeseci nakon sinteze. Tijekom mjerenja magnetsko polje je usmjereno u smjeru c ili ab osi. Na slici 26 je prikazana ovisnost magnetske susceptibilnosti o temperaturi za mjerenja vršena 7 mjeseci nakon sinteze.

Na grafovima prikazanim na slikama 27 i 28 prikazane su mjerene magnetske susceptibilnosti χ_c i χ_{ab} sa grafa 26 u području Curie ovisnosti.



Slika 26. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala u c, ab, smjeru i njihova razlika o temperaturi, gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c ili ab smjeru ovisno o mjerenju i iznosi $H = 50000\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5\text{T}$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak 7 mjeseci nakon sinteze.



Slika 27. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala u ab smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5\text{T}$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak 7mj. nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ sa parametrima $A = (-0.283 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}\text{emu/molK}$ $B = (-3.04 \pm 0.05) \cdot 10^{-7}\text{emu/mol}$ $C = (23.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

Sa grafa prikazanog na slici 27 određena je Curieva konstanta $C_{ab} = (23.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

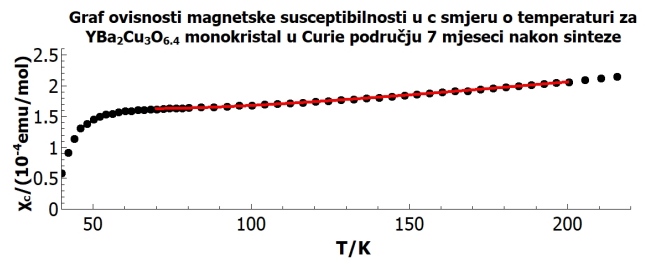
Sa grafa prikazanog na slici 28 određena je Curieva konstanta $C_c = (23 \pm 1) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

Pomoću rezultata prikazanih na slikama 19 i 20 određena je srednja Curieva konstanta za uzorak YBCO monokristala 7 mjeseci nakon sinteze, te iznosi $C_7 = (23.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.

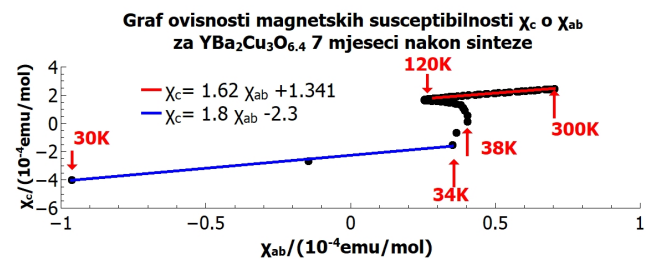
Uspoređivanjem Curievih konstanti dobivenih magnetskim mjerenjima YBCO monokristala nakon sinteze i 7 mjeseci nakon sinteze može se uočiti da Curieva konstanta padne sa $C_0 = (42.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$ na $C_7 = (23.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$, što prema 35 govori o složenosti spinova CuO lanaca. Mjerenjima je utvrđeno da su CuO lanci pravilnije složeni sedam mjeseci nakon sinteze.

Na grafu prikazanom na slici 29 prikazana je ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab} .

Sa grafa prikazanog na slici 21 dobivena je ovisnost magnetskih susceptibilnosti χ_c o χ_{ab} za visoke tempe-



Slika 28. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti po molu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala u c smjeru o temperaturi, u Curievom području. Gdje je za svako mjerenje magnetsko polje usmjereno u c smjeru, i iznosi $H = 50000\text{Oe}$ (što odgovara magnetskom polju u vakuumu $B = 5\text{T}$). Mjerenje je rađeno za YBCO uzorak 7mj nakon sinteze. Na graf je "fitana" funkcija $y = Ax + B + C/x$ sa parametrima $A = (4.95 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}\text{emu/molK}$ $B = (0.96 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$ $C = (23 \pm 1) \cdot 10^{-4}\text{emuK/mol}$.



Slika 29. Na slici je prikazan graf ovisnosti magnetske susceptibilnosti u c smjeru o magnetskoj susceptibilnosti u ab smjeru. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti tri linearne područja. Nađeni su najbolji pravci sa koeficijentima: visoke temperature (300K - 128K): ($A_v = 1.62 \pm 0.01$, $B_v = (1.341 \pm 0.007) \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$), niske temperature (28K - 18K): ($A_n = 1.8 \pm 0.2$, $B_n = (-2.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$).

rature te iznosi

$$\chi_c = 1.62\chi_{ab} + 1.341 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}.$$

Na grafu prikazanom na slici 30 je prikazana ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu.

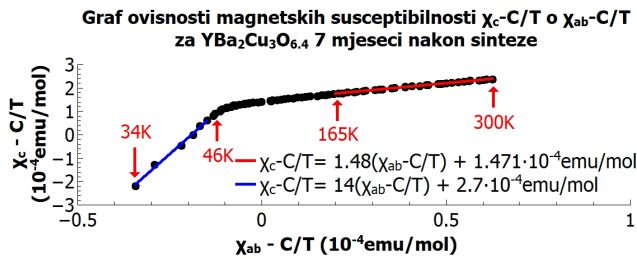
Sa grafa prikazanog na slici 30 dobivena je ovisnost reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$. za visoke temperature te iznosi

$$\chi_c(T) - C/T = 1.48(\chi_{ab} - C/T) + 1.471 \cdot 10^{-4}\text{emu/mol}$$

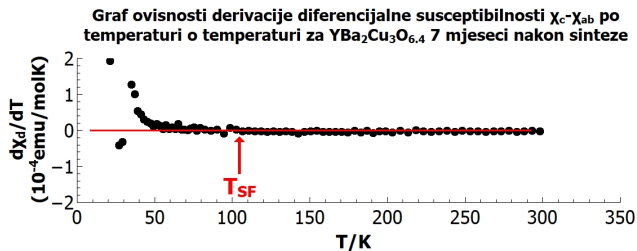
Grafovi ovisnosti derivacije magnetskih susceptibilnosti χ_c , χ_d po temperaturi o temperaturi su prikazane na slikama 31, 32.

Sa grafova prikazanih na slikama 23, 24 određena je temperatura supravodljivih fluktuacija koja iznosi približno $(110 \pm 5)\text{K}$, te Curieva temperatura T_{Curie} reda veličine 250K .

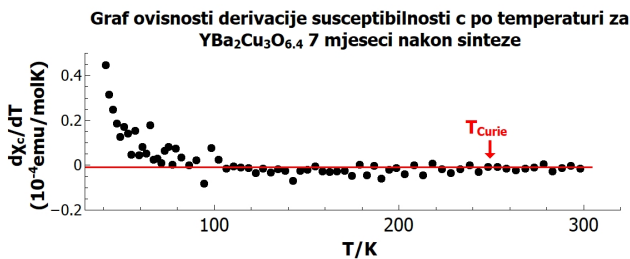
Na grafu prikazanom na slici 33 je prikazana ovisnost razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi



Slika 30. Na slici je prikazan graf ovisnosti reduciranih magnetskih susceptibilnosti $\chi_c(T) - C/T$ o $\chi_{ab} - C/T$, za ranije određenu Curievu konstantu. Na grafu su prikazane temperature specifičnih točaka. Na grafu se mogu uočiti dva linearna područja. Kroz linearno područje za visoke temperature nađen je najbolji pravac sa koeficijentima: $A = 1.48 \pm 0.01$, $B = (1.471 \pm 0.005) \cdot 10^{-4} \text{emu/mol}$, dok za niske temperature najbolji pravac ima koeficijente: $A = 14.0 \pm 0.7$, $B = (2.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} \text{emu/mol}$



Slika 31. Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije diferencijalne magnetske susceptibilnosti χ_{ab} po temperaturi o temperaturi za uzorak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze. Na grafu može se uočiti temperatura kvantnih fluktuacija.

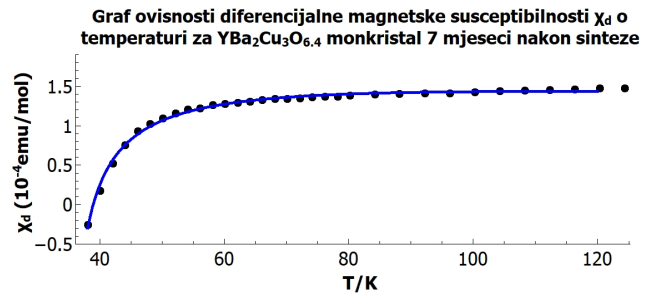


Slika 32. Na slici je prikazan graf ovisnosti derivacije magnetske susceptibilnosti χ_c po temperaturi o temperaturi za uzorak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala 7 mjeseci nakon sinteze. Na grafu može se uočiti Curieovo ponašanje i Curieova temperatura.

za magnetska mjerenja 18. Graf je "fitan" prema izrazu 34 u rasponu temperatura (45 - 300)K.

Sa grafa prikazanog na slici 33 određena je koherentna duljina $\xi_{ab} = (3.6 \pm 0.2) \text{nm}$, i faktor izotropnosti $\gamma = 4.9 \pm 0.4$ za uzorak $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala nakon sinteze. Pomoću izraza 8 izračunato je kritično magnetsko polje $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala nakon sinteze, te iznosi $H_{c2} = (26 \pm 2) \text{T}$.

Usporedbom između magnetskih mjerenja nakon sin-



Slika 33. Na slici je prikazan graf ovisnosti razlike magnetskih susceptibilnosti $\chi_c - \chi_{ab}$ o temperaturi za magnetska mjerenja 26. Graf je "fitan" prema izrazu 34. U rasponu temperatura (40 - 120)K na graf je "fitana" krivulja $-\frac{A \cdot x}{\sqrt{(\ln(x/T_c))^2 + B \cdot \ln(x/T_c)}} + C \cdot x + D$ sa koeficijentima: $A = (3.6 \pm 0.3) \mu\text{emu/molK}$, $B = 1.5 \pm 0.2$, $C = (794.04 \pm 0.02) \mu\text{emu/molK}$, $D = (280 \pm 10) \mu\text{emu/mol}$, $T_c = (34.4 \pm 0.3) \text{K}$.

teze i 7 mjeseci nakon sinteze, uočava se: povećanje temperature supravodljivog prijelaza, smanjenje koherentne duljine, povećanje kritičnog magnetskog polja $H_{c2||c}$, smanjenje Curievog doprinosa magnetskoj susceptibilnosti. Poveća se temperatura supravodljivih fluktuacija i Curieva temperatura.

VI. ZAKLJUČAK

U ovom seminaru, ukratko objašnjena su svojstva supravodiča, opisana je struktura YBCO monokristala, te je objašnjena metoda sinteze dopiranog YBCO monokristala i metode izrade magnetskih mjerenja $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala. Obradena su magnetska mjerenja $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala nakon dopiranja i 7 mjeseci nakon sinteze mjerena pomoću SQUID metode. Određena je temperatura supravodljivog prijelaza T_c $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala nakon sinteze i 7 mjeseci nakon sinteze. Uočen je porast temperature supravodljivog prijelaza sa $\langle T_{c0} \rangle = (22.004 \pm 0.002) \text{K}$ na $\langle T_{c7} \rangle = (35.02703 \pm 0.00005) \text{K}$, sedam mjeseci nakon sinteze. Pomoću magnetskih mjerenja određena je Curieva konstanta za $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala nakon sinteze i 7 mjeseci nakon sinteze. Uočen je pad Curieove konstante sa $C_0 = (42.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-4} \text{emuK/mol}$ na $C_7 = (23.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{emuK/mol}$. Prema 35 pad Curieove konstante je posljedica slaganja dopiranog kisika u Cuo lance, tako da ukupan spinski doprinos dopiranog kisika pada. Pomoću χ_c o χ_{ab} ovisnosti pokazano je da Curieov član doprinosa magnetskoj susceptibilnosti 35 izotropan. Ova izotropnost je također pokazana $\chi_d(T)$ ovisnostima, te izmjerenim vrijednostima Curieove konstante. Pokazano je da temperatura supravodljivih fluktuacija i Curieva temperatura poraste u odnosu na mjerenja nakon sinteze. Također, pokazano je da 7 mjeseci nakon sinteze kritično magnetsko polje H_{c2} poraste kao posljedica poslagivanja kisika u kristalnoj rešetci, te pada

koherentne duljine. Određena je koherentna duljina ξ i izotropnost γ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.4}$ monokristala nakon sinteze

i 7 mjeseci nakon sinteze, te su dobivena dobra slaganja sa ¹⁰.

-
- ¹ Introduction to superconductivity, by: Michael Tinkham, second edition
- ² Christoph Bergemann, Magnetic Effects in Unconventional Superconductors, PhD Thesis, Trinity College, Cambridge, UK.
- ³ Filip Orbančić, Kvantni transport i magnetska svojstva odabranih topoloških izolatora i Diracovih polumetala, Doktorski rad, 2018, Sveučilište u Zagrebu, PMF.
- ⁴ Ruthenate and Rutheno-Cuprate Materijals, by: C.Noce, A.Vecchione, M.Cuoco, A.Romano (Eds.)
- ⁵ Theory of Unconventional Superconductors Cooper-Pairing Mediated by Spin Excitations, by: Dirk Manske
- ⁶ Diplomski rad, Supravodljivost YBCO kristalnih materijala, Martina Vuković
- ⁷ <http://cesur.en.ankara.edu.tr/low-high-temperature-superconductivity/>
- ⁸ D wave pairing YBCO <http://cmms.triumf.ca/theses/Sonier/MSc/node17.html>
- ⁹ Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure, by: M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang Phys. Rev. Lett. 58, 908-910 (1987)
- ¹⁰ Magnetization of underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ above the irreversibility field, by Jing Fei Yu, B. J. Ramshaw, I. Koganović, K. A. Modic, N. Harrison, James Day, Ruixing Liang, W. N. Hardy, D.A Bonn, A. McCollam, S.R. Julian, and J.R. Cooper DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180509 (2015)
- ¹¹ The in- and out-of-plane magnetisation of highly underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ single crystals, by Ivan Koganović and John R. Cooper DOI: 10.1103/PhysRevB.92.180509 (2015)
- ¹² J. W. Loram, J. Luo, J. R. Cooper, W. Y. Liang and J. L. Tallon, J. Phys. Chem. Sol. 62, 59 (2001).
- ¹³ A. Larkin and A. Varlamov, "Theory of Fluctuations in Superconductors", Clarendon Press, Oxford (U.K.) (2005).
- ¹⁴ Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure, by: M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu Phys. Rev. Lett. 58, 908 – Published 2 March 1987: DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.908>
- ¹⁵ R. Liang, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, Phys. Rev. B 73, 180505 (2006).
- ¹⁶ <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010PhRvL.104u7001B/abstract>
- ¹⁷ <https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.93.140502>
- ¹⁸ https://en.wikipedia.org/wiki/Yttrium_barium_copper_oxide