

Proučavanje supravodljivosti u nanostrukturama zlata s perkolacijskim uzorcima tankog filma niobija

Livio Žužić*

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Sveučilište u Zagrebu, Zagreb, Hrvatska

Mentor: izv. prof. dr. sc. Emila Tafra†

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Zavod za eksperimentalnu fiziku, Zagreb, Hrvatska

Siječanj 2024.

Svrha ovog istraživanja bila je provjera postojanja supravodljivog prijelaza za perkolacijske uzorke tankog filma niobija u nanostrukturama zlata parametrizirane perkolacijskim parametrima $p = 0.2$ i Γ^2 . U seminaru je dan kratak pregled povijesti supravodljivosti, opisane su osnovne supravodičke karakteristike i podijele te je ilustriran mehanizam nastajanja supravodljivog stanja kroz objašnjenja Cooperovih parova. Nadalje su navedene metode izrade i pripreme samih uzoraka te je opisan i tok mjerenja. Na kraju slijedi objašnjenje i obrada rezultata te usporedba s prijašnjim mjerenjima.

I. UVOD U TEMU

Supravodljivost je stanje materije karakterizirano savršenom električnom vodljivošću i idealnim dijamagnetizmom.

Fenomen je 1911. prvi otkrio nizozemski fizičar H. K. Onnes koji je, mjereći ovisnost otpora o temperaturi žive, uočio nagli nestanak otpora pri temperaturi od 4.2 K. Drugi se važan događaj odvio 1933. kada su F. W. Meissner i R. Ochsenfeld otkrili da supravodiči u primijenjenom magnetskom polju teže to polje u potpunosti "izbaciti" iz sebe. Danas je to poznato kao Meissnerov efekt.

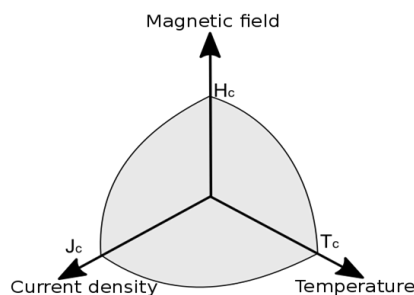
Supravodljivost je makroskopski kvantni fenomen koji nije moguće opisati klasičnom fizikom. Fenomenološka teorija koja je prva dala uvid mehanizam stvaranja supravodljivosti je Ginzburg–Landau teorija (V. L. Ginzburg, L. D. Landau, 1950.). Prva mikroskopska teorija supravodljivosti je BCS teorija koju su 1957. predložili J. Bardeen, L. N. Cooper i J. R. Schrieffer za koju su 1972. dobili Nobelovu nagradu iz fizike. [1][2]

II. TEORIJSKI UVOD

A. Karakteristike supravodiča

Supravodljivo stanje definiraju tri parametra: kritična temperatura T_c , kritično magnetsko polje H_c i kritična gustoća struje j_c . Navedena su tri parametra međuoavisna, a supravodljivost postoji samo kada je vrijednost svakog parametra niža od kritične vrijednosti za pojedini materijal.

Veliki se broj poznatih supravodljivih elemenata, legura i spojeva može podijeliti na nekoliko načina. Prvi je način podjela na niskotemperaturne (LTS¹), visokotemperaturne (HTS²) i "anomalne" supravodiče.



Slika 1: Slika prikazuje shemu međuoavisnosti kritične temperature T_c , kritičnog magnetskog polja H_c i kritične gustoće struje j_c . [3]

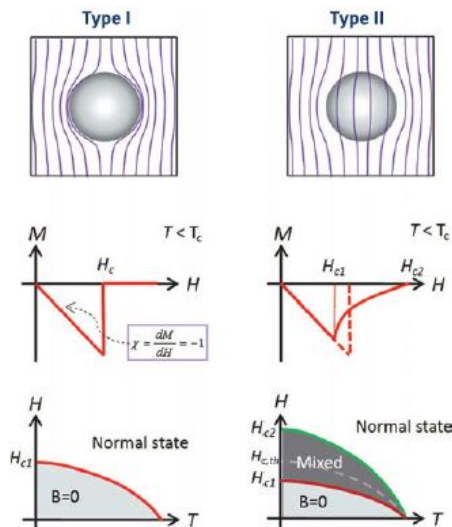
U LTS ubrajamo materijale čiji je T_c manji od 25 K, u HTS spadaju oksidni supravodiči za koje je je maksimalni poznati T_c (u vrijeme pisanje ovog seminara) 138 K³, dok u "anomalne" supravodiče spadaju materijali vrlo različitih sastava, npr. organski materijali, fulereni, legure s rijetkim zemljama itd. (oni bi po vrijednostima svojih kritičnih temperatura pretežito spadali u LTS kategoriju). [4]

Fundamentalnija bi podjela supravodljivih materijala bila na supravodiče tipa I i II, zasnovana na njihovim fizikalnim svojstvima. Vrijednosti H_c i j_c ovise o dva mikroskopska parametara - dubini prodiranja λ i duljina koherencije ξ . Dubina prodiranja je karakteristična duljina opadanja magnetskog polja u unutrašnjost supravodljivog materijala, dok je duljina koherencije udaljenost dva elektrona u Cooperovom paru. Sada možemo definirati Ginzburg-Landau parametar kao $\kappa = \lambda/\xi$ čija vrijednost određuje tip supravodiča. U slučaju $\kappa < 1/\sqrt{2}$ riječ je o supravodiču I vrste, dok je za $\kappa > 1/\sqrt{2}$ riječ o supravodiču II vrste. Razlika između supravodiča tipa I i II ogleda se u postojanju miješanog stanja kod supravodiča tipa II kao što je prikazano na Slici 2.

¹ eng. *Low-temperature superconductors*

² eng. *High-temperature superconductors*

³ $\text{Hg}_{0.8}\text{Tl}_{0.2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{Ca}_8$. [4]



Slika 2: Slika prikazuje ponašanje supravodiča tipa I i II u vanjskom magnetskom polju. [5]

Supravodiče I vrste⁴ karakterizira oštar prijelaz u supravodljivo stanje i idealan dijamagnetizam, dok su vrijednosti njihovih kritičnih temperatura i kritičnih magnetskih polja vrlo niske. Iznos magnetizacije raste linearno s povećanjem magnetskog polja, "izbacujući" pritom ukupno magnetsko polje iz sebe, sve do kritične vrijednosti magnetskog polja. Kada se supravodič I vrste nađe u magnetskom polju većem od kritičnog magnetskog polja, on prestaje biti supravodič i magnetsko polje prolazi kroz njega kao i kod normalnih metala.

Kod supravodiča tipa II iznos magnetizacije raste linearno s povećanjem vanjskog magnetskog polja sve do vrijednosti H_{c1} koju nazivamo donje kritično magnetsko polje. Za razliku od supravodiča tipa I, gdje iznos magnetizacije naglo padne na nulu za kritično magnetsko polje, kod supravodiča tipa II pad iznosa magnetizacije nije trenutačan nego se, s daljnjim povećavanjem magnetskog polja, eksponencijalno smanjuje. Iznos vanjskog magnetskog polja za koji iznos magnetizacije padne na nulu nazivamo gornjim kritičnim poljem i označavamo ga s H_{c2} . U području između H_{c1} i H_{c2} postoje dijelovi supravodiča kroz koje silnice magnetskog polja prolaze kao da je riječ o normalnom metalu te, s obzirom da sustav više nije idealan dijamagnet, to područje nazivamo miješano stanje.

U supravodiče II vrste spadaju čisti elementi vanadij, tehnecij i niobij, legure i spojevi (uključujući i HTS oksidne materijale).

Jedna od relacija koja opisuje ovisnost gornjeg kritičnog magnetskog polja o temperaturi je:

$$H_{c2}(T) = \frac{4\pi}{\phi_0} \lambda^2(T) H_c^2(T) \quad (1)$$

⁴ Prvi otkriveni, nazivaju se još i 'meki' supravodiči

gdje je $\phi_0 = 2.067 \cdot 10^{-15}$ Wb kvant magnetskog toka, $\lambda(T)$ temperaturnu ovisnost dubine prodiranja, a $H_c(T)$ temperaturna ovisnost kritičnog magnetskog polja. Iz Gorter-Casimirove teorije, za temperaturnu ovisnost dubine prodiranja i temperaturnu ovisnost kritičnog magnetskog polja uzimamo:

$$\lambda(T) = \lambda(0)(1 - t^4)^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$H_c(T) = H_c(0)(1 - t^2) \quad (3)$$

gdje je $t=T/T_c$ (T_c je iznos kritične temperature bez prisustva vanjskog magnetskog polja). Relaciju 1 onda možemo zapisati kao:

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0) \frac{(1 - t^2)}{1 + t^2} \quad (4)$$

gdje je $H_{c2}(0) = \frac{4\pi}{\phi_0} H(0)^2 \lambda^2(0)$ vrijednost gornjeg kritičnog magnetskog polja na 0 K.

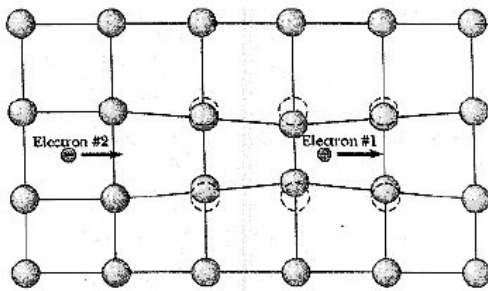
Poznato je da povećanje vanjskog tlaka generalno utječe na povećanje⁵ kritične temperature te da neki elementi postanu supravodljivi tek na visokim tlakovima (npr. germanij, fosfor, litij itd.). Kritična temperatura ovisi i o obliku materijala tj. vrijednost T_c nije ista ako je element u makroskopskoj formi⁶ ili u obliku tankog filma. [1][4] Niobij u makroskopskoj formi ima T_c od 9.22 K [6], dok u obliku filma T_c varira od 7.6 K (za sloj debljine 20 nm) pa sve to 1.19 K (za sloj debljine 1.4 nm) [7].

B. Cooperovi parovi

BCS teorija polazi od pretpostavke da između dva elektrona postoji privlačna fononska interakcija koja može nadvladati uobičajenu odbojnu Coulombsku interakciju (pri tome, razlika energije između dva elektrona treba biti manja od neke karakteristične fononske energije). Pojednostavljeno rečeno, negativno nabijeni elektron svojim prolazom deformira kristalnu rešetku što rezultira emisijom fonona, odnosno formira se područje pozitivnog naboja koje utječe na drugi elektron kao što je vidljivo na Slici 3. To vodi na vezanje ta dva elektrona u tzv. Cooperov par. Oni nastaju vezanjem elektrona blizu Fermijeve plohe koji su suprotnih momenata i spinova (pošto je to najniže energetska stanje) te im je energija manja od pripadnih slobodnih elektrona. Sparivanje elektrona, na taj način, vodi na procjep u energijskom spektru. Energija vezenja Cooperovog para reda je veličine meV, što je dovoljno za njihovo povezivanje, no samo na niskim temperaturama. [4][8]

⁵ Postoje izuzeci, npr. niobiju se T_c smanji pod visokim tlakom.

⁶ eng. *bulk*



Slika 3: Shematski prikaz međudjelovanja dva elektrona izmjennom virtualnog fonona te nastanak Cooperovog para. [4]

Prostornu udaljenost elektrona u Cooperovom paru, odnosno duljinu koherenciju, možemo procijeniti (pri temperaturi od 0 K) izrazom:

$$\xi(0) = \sqrt{\frac{\phi_0}{2\pi H_{c2}(0)}} \quad (5)$$

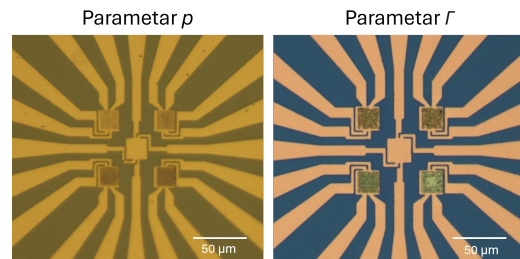
gdje je ϕ_0 kvant magnetskog polja, μ_0 magnetska permeabilnost vakuuma, a $H_{c2}(0)$ vrijednost gornjeg kritičnog magnetskog polja na 0 K iz Relacije 4. [1]

Cooperovi parovi su kompozitni bozoni⁷. To znači da im je ukupna valna funkcija simetrična na zamjenu čestica te, za razliku od pojedinih elektrona, Cooperovi parovi mogu zaposjedati isto kvantno stanje. Prijelaz iz normalnog u supravodljivo stanje je kondenzacija Cooperovih parova u novo energetsko stanje koje je od ostalih elektrona odvojeno energetskim procjepom. Porastom temperature jačaju fononske vibracije rešetke koje, na kritičnoj temperaturi T_c , razbijaju sve Cooperove parove (tj. termalna je energija veća od energetskog procjepa) što vodi na nagli nestanak supravodljivog stanja. [4][8]

III. MJERNI POSTAV I TOK MJERENJA

A. Pločice s uzorcima

Pločice korištene u ovom istraživanju sastoje se od zlatne nanostrukture, koja nije supravodljiva, na koji je nanesen tanki film niobija u nekom perkolacijskom uzorku. Svi uzorci proizvedeni su u timu prof. dr. sc. Nine Marković s Goucher Collegea, Baltimor, Maryland, SAD u čistim sobama na Singh Center for Nanotechnology, University of Pennsylvania, Philadelphia, SAD.



Slika 4: Slika prikazuje pločice s nanosenim perkolacijskim uzorcima određenim različitim perkolacijskim parametrima. Lijeva slika - $p = 0.2$ (gore lijevo), $p = 0.3$ (gore desno), $p = 0.4$ (dolje lijevo) i $p = 0.5$ (dolje desno). Desna slika - $\Gamma 2$ (gore lijevo), $\Gamma 2$ (gore desno), $\Gamma 3$ (dolje lijevo) i $\Gamma 4$ (dolje desno).

Sve su pločice izrađeni na isti način. Prvo se silicijska podloga⁸ čisti u acetonu i metanolu. Zatim se, pomoću uređaja za UV fotolitografiju (**Karl Suss MA-6 mask aligner**), nanese tanak sloj zlata s pripadajućim kontaktima. To se radi tako da se na očišćenu silicijsku podlogu nanese organski fotoosjetljiv materijal (fotorezist) koji se, uz pomoć maske (rešetka s uzorkom kojeg želimo nanijeti na podlogu), selektivno izlaže UV zračenju. Obasjani se dijelovi razgrade na manje molekule te se, tako oslabjeli fotorezist, može ukloniti pomoću organskog otapala. Zlato se nanese tehnikom termalne evaporacije preko cijele podloge te se nakon toga preostali fotorezist uklanja zajedno s viškom zlata čime dobijemo željeni uzorak na silicijskoj podlozi. Niobij se nanosi *lift-off* metodom gdje je prvi korak ponovno prekriti sve fotorezistom. Perkolacijski se uzorak zatim nanosi litografijom elektronskim snopom⁹ (**Elionix e-beam writer**), a sam se niobij taloži DC raspršivanjem¹⁰. To je tehnika nanošenja tankih filmova materijala koja koristi ubrzane ione plina (npr. Ar) da izbacuje atome željenog materijala u plazmu. Tako se raspršeni atomi deponiraju na supstrat kao tanki film. Na kraju se organskim otapalom ukloni fotorezist zajedno s viškom niobija. [1][9]

Na Slici 4 prikazane su korištene pločice s nanosenim perkolacijskim uzorcima niobija. Na lijevoj se pločici nalaze uzorci koje određuje perkolacijski parametar p . On predstavlja vjerojatnost da u pojedinom pikselu ima niobija što znači da je tako dobiveni uzorak, na kraju, slučajan. Na desnoj se pločici nalaze uzorci određeni parametrom Γ . Tu gledamo progresije *cluster-a*, odnosno prva raspodjela je i dalje slučajna, no u sljedećoj iteraciji raspodjele (progresija) ti pikseli rastu tako da je i dalje slučajno hoće li u nekom pikselu biti niobija, no vjerojatnije da hoće što je bliže popunjenom pikselu iz prve raspodjele.

Uzorci koje promatramo u ovom istraživanju su uzorci s perkolacijskim parametrima $p = 0.2$ (lijeva pločica, gornji lijevi kut), $p = 0.5$ (lijeva pločica, donji desni kut) i $\Gamma 2$ (desna pločica, gornji desni kut).

⁷ Svaki elektron ima spin 1/2 td. Cooperov par, kao njihovo vezano stanje, može imati ukupan spin 0 ili 1.

⁸ eng. *silicon wafer*

⁹ eng. *e-beam lithography*

¹⁰ eng. *DC sputtering*

B. Priprema uzorka

Pločica sa željenim uzorcima se lijepi na adaptivnu pločicu pomoću posebne smole koja može podnijeti vrlo niske temperature. Adaptivna se pločica onda utiskuje u ležište nosača pomoću kojeg spuštamo uzorak u kriostat. Izvodi iz ležišta su spojeni s izvodima od ulaza na vrhu nosača gdje možemo spojiti potrebne instrumente.

Spajanje uzorka s adaptivnom pločicom vrši se pomoću uređaja za ultrazvučno zavarivanje¹¹ (**HB05 Wire Bonder**). To je metoda za spajanje metala i plastika pomoću ultrazvučnih vibracija koje se pod pritiskom lokalno primjenjuju na dijelove koje želimo spojiti. [1]

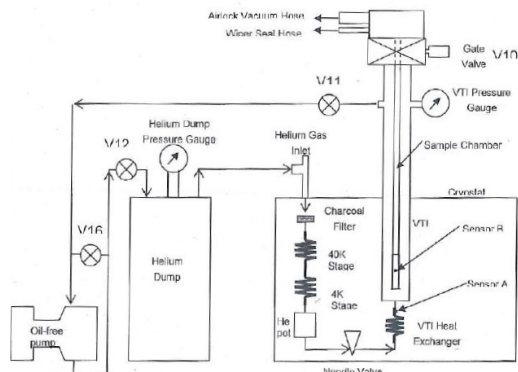
Za uzorke s perkolacijskim parametrima $p = 0.2$ i $\Gamma 2$ otpor mjerimo metodom četiri kontakta dok je uzorak s perkolacijskim parametrom $p = 0.5$, radi poteškoća prilikom ultrazvučnog zavarivanja, mjereno metodom tri kontakta (mjerena preuzeta iz [8]).

C. Uređaj za hlađenje

U istraživanju je korišten uređaj sa zatvorenim sustavom hlađenja koji koristi hlađenje pulsnom cijevi¹² (**Cryogenic Ltd Cryogen-Free Magnet System**). Prednost ovakvog uređaja je ta što se, umjesto hladnog pomičnog klip, koristi cijev ispunjenu plinom i spremnik s plinom pod konstantnim tlakom. Takav "plinski klip" eliminira potrebu za hladnim pokretnim dijelovima što rezultira jednostavnijom konstrukcijom kriostata i povećava njegovu pouzdanost. [10]

Ciklus hlađenja započinje ispuhavanjem helija iz posude u kojoj se nalazi te pumpanjem u sustav za hlađenje. Helij se zatim pročišćava od nečistoća prolaskom kroz ugljeni filter. U prvoj se fazi hlađenja ohladi do 40 K (u ovoj se fazi ohladi i zaštitni sloj oko hladnog dijela sustava), dok se u drugoj hladi do 4 K i kondenzira u posudu. U drugoj se fazi direktnim kontaktom ohladi i supravodljiva zavojnica koja se nalazi oko *VTI-a*¹³. Nakon toga, kondenzirani helij teče kroz ventil na kojem se ekspandira i dodatno ohladi na temperaturu od oko 1.6 K. Na kraju prolazi kroz *VTI* (u kojem se nalazi uzorak) gdje možemo podešavati temperaturu kontroliranim uvođenjem helija te, na taj način, kontrolirano hladiti uzorak. Shematski prikaz uređaja za hlađenje može se pronaći na Slici 5. [1][8]

Supravodljiva je zavojnica napravljena od supravodiča II vrste¹⁴ te, radi toga, kroz nju možemo pustiti vrlo jaku struju, odnosno generirati vrlo jaka magnetska polja. Jednom kad se uspostavi željeno magnetsko polje, vanjsko napajanje više nije potrebno (pošto je otpor nula) te struja može beskonačno teći kroz nju. [1]



Slika 5: Slika prikazuje shemu sustava za hlađenje. [11]

D. Tok mjerenja

Eksperimentalni se postav sastoji od izvora struje (**Keithley 6221**), nanovoltmetra (**Keithley 2182A**) i već spomenutog uređaja za hlađenje.

Uzorak se na početku ohladi na 6 K. Nakon što se uzorak ohladi, puštamo struju od $\pm 10 \mu A$ (u oba smjera), mjerimo napon te računamo otpor. Kao rezultat mjerenja uzmemo prosječnu vrijednost otpora u oba smjera. Na ovaj se način eliminiraju eventualni termoelektrični naponi. Mjerenja se ponavlja dok se uzorak hladi, a mjerimo ga u temperaturnom rasponu od 6 K do 1.6 K¹⁵. Cijeli postupak zatim ponavljamo za različite vrijednosti magnetskog polja koje je okomito na uzorak.

Mjerenja su provedena za uzorke s perkolacijskim parametrom $p = 0.2$ s prve pločice i $\Gamma 2$ s druge pločice, dok su mjerenja za $p = 0.5$ i čisto zlato s prve pločice preuzeta iz [8].

Svi su podaci obrađeni koristeći programski jezik python.

IV. REZULTATI I DISKUSIJA

A. Uzorci parametrizirani perkolacijskim parametrom p

Na Slici 6 prikazana su pod a) mjerenja ovisnosti otpora o temperaturi za vrijednosti vanjskog magnetskog polja u rasponu od 0 T do 2.5 T za perkolacijske parametre $p = 0.2$ i $p = 0.5$, te pod b) proizvoljno razmaknute krivulje ovisnosti otpora o temperaturi kako bismo jasnije vidjeli njihove značajke. Na Slici 7 prikazane su i uspoređene normalizirane vrijednosti ovisnosti otpora o temperaturi za perkolacijske parametre $p = 0.2$, $p = 0.5$ i čistog zlata za iznose magnetskog polja 0 T, 0.9 T i 2.1 T.

Prva stvar koju primjećujemo je da, u ni jednom mjerenju, vrijednost otpora nije pala na nulu. Naprotiv, otpor se promijenio tek na trećoj decimali za uzorak s perkolacijskim uzor-

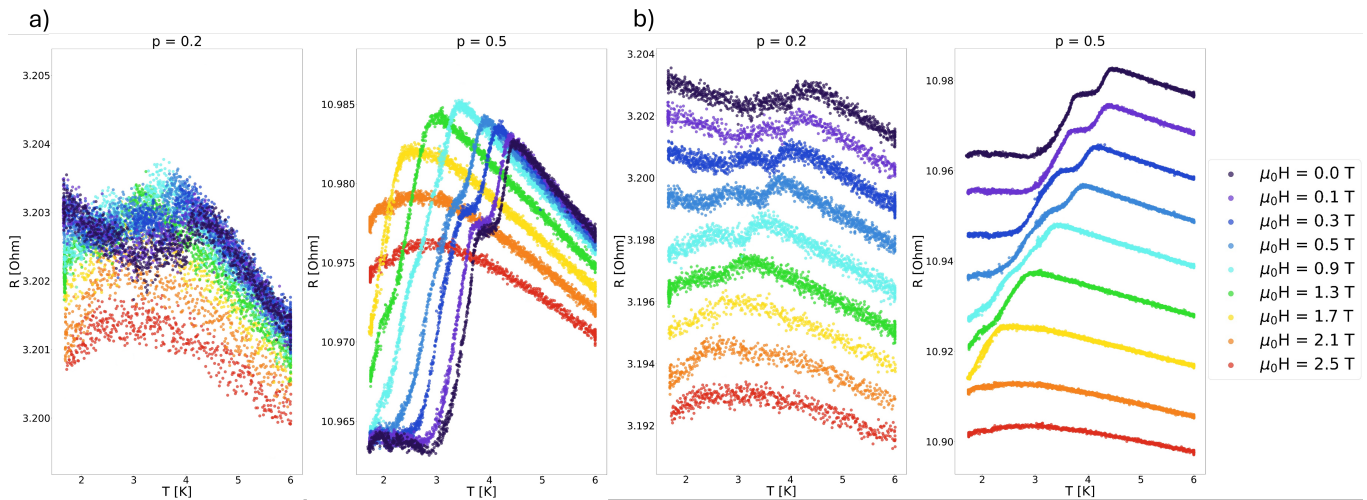
¹¹ eng. *bonder*

¹² eng. *pulse-tube cooling*

¹³ eng. *Variable Temperature Insert*

¹⁴ NbTi [4][11]

¹⁵ Razlog zašto krećemo od 6 K, a ne 9.22 K, je zato što je T_c manji za tanke slojeve niobija u usporedbi s njegovom *bulk* formom.



Slika 6: a) Grafovi ovisnosti otpora o temperaturi za različite vrijednosti vanjskog magnetskog polja za perkolacijske parametre $p = 0.2$ i $p = 0.5$. b) Grafovi na kojem su umjetno razmaknute krivulje $R(T)$ kako bismo lakše vidjeli njihove značajke. Mjerenja za uzorak s perkolacijskim parametrom $p = 0.5$ preuzeta su iz [8].

kom $p = 0.2$ i drugoj decimali za uzorak s perkolacijskim uzorkom $p = 0.5$. Također, uočavamo dva prijelaza (umjesto jedan) i njihov pomak u lijevo za jača magnetska polja te značajno spuštanje krivulja za magnetska polja od 1.3 T do 2.5 T.

Iako otpor nije pao na nula, sa Slike 6 jasno uočavamo pomake prijelaza u lijevo, odnosno, uočavamo smanjivanje kritične temperature supravodljivo prijelaza T_c za jača magnetskog polja. Ovo se slaže s očekivanim ponašanjem supravodljivih materijala kao što je to prikazano na Slici 2 (treći red desna slika).

Za postojanje "drugog" prijelaza može biti više razloga. Moguće je da sloj niobija nije nanesen uniformno¹⁶ što vodi na to da na uzorku postoje područja različitih debljina, odnosno, da različita područja imaju različitu kritičnu temperaturu supravodljivog prijelaza T_c . Drugo objašnjenje je da to potpis *proximity* efekta. Naime, supravodljive se korelacije ne pojavljuju samo kod supravodiča, one postoje i na granici supravodiča i normalnog metala. Kao što se u normalnom metalu mijenjaju svojstva u doticaju sa supravodičem (induciranje supravodljivog efekta kojeg mi i mjerimo), tako se i svojstva supravodiča mijenjaju u doticaju s normalnim metalom. Kao što je vidljivo na Slici 7, oba prijelaza se događaju na približno istoj temperaturi što vodi na zaključak da je to najvjerojatnije uzrok podloge, odnosno zlata.

Na Slici 7 vidimo da se za jača magnetska polja, krivulje ovisnosti otpora o temperaturi za perkolacijske uzorke, sve više poklapaju sa krivuljom zlatom. Za magnetsko polje od 2.1 T sve su tri krivulje približno preklapljene. To nam govori da, u našim mjerenjima, zlatna podloga ima jako veliki utjecaj (a da se taj utjecaj ne očituje samo kao *proximity* efekt). Ako

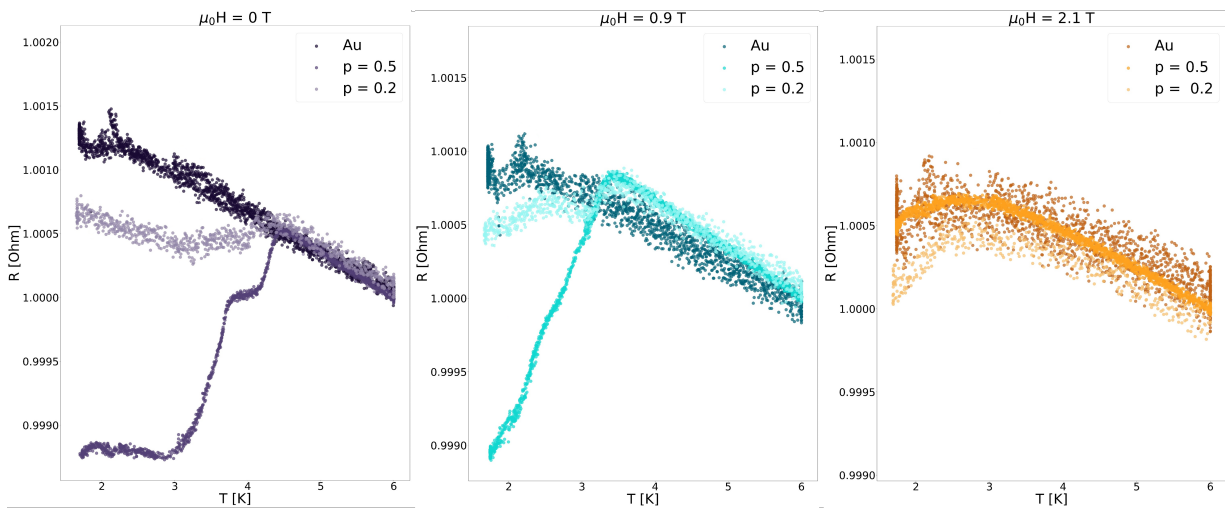
međusobno usporedimo krivulje ovisnosti otpora o temperaturi za zlato za različite jačine magnetskog polja, primijetimo da, za vrlo niske temperature i slabo polje, otpor u nekom trenutku naraste, dok taj porast nije prisutan za jača magnetska polja. Uobičajeno je ovisnost otpora o temperaturi za normalne metale linearna za više, a konstantna za niže temperature (rezidualna otpornost koja dolazi od nesavršenosti kristala: defekata, nečistoća i sl.). Opaženi je porast otpora pri padu temperature vjerojatno posljedica efekta slabe lokalizacije elektrona¹⁷. To može bit posljedica nekog dodatnog nereda, veće količine nečistoća i sl. Ono što se dogodi jest da se snižavanjem temperature dio elektrona lokalizira na defektima što dovede do porasta otpora. Primjenom magnetskog polja elektroni se delokaliziraju, što znači da će krivulje mjerenje u jačem magnetskom polju imati manji otpor. Slično ponašanje vidimo na Slikama 6 i 7. To nam govori da je efekt slabe lokalizacije elektrona moguće objašnjenje za uočeno spuštanje krivulja za jača magnetska polja.

Najvjerojatnije je objašnjenje za opažene anomalije sama pločica s uzorcima. Zaključak koji se može dovesti iz mjerenja je da se zlato i niobij međusobno "ne vide" kako treba, odnosno, zaključujemo da postoji neka vrsta onečišćenja koja se nakupila između ta dva sloja radi kojih njihov međusobni kontakt nije dobar. Zagađenje se moglo dogoditi u bilo kojem trenutku opisanih metoda izrade uzorka. Također, treba spomenuti da je ova pločica značajno drugačije boje na slikama s optičkog mikroskopa (Slika 4) od pločice s perkolacijskim parametrom Γ te činjenicu da je jedino kod ove pločice bilo problema s ultrazvučnim zavarivanjem kontakata (najvjerojatnije radi površinskih nečistoća).

Unatoč svemu navedenom, pokazali smo postojanje supravodljivog prijelaza za uzorak s perkolacijskim parametrom p

¹⁶ Odstupanja u debljini sloja uzorka dobivenih korištenom metodom su generalno 10% (to podrazumijeva da ništa nije pošlo po krivu tijekom proizvodnje).

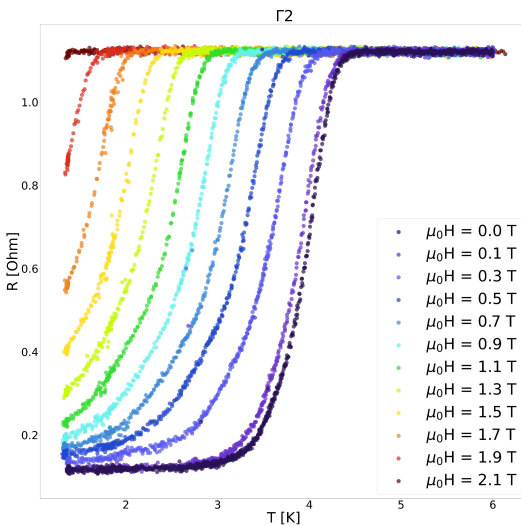
¹⁷ eng. weak localization



Slika 7: Slika prikazuje usporedbu normalizirane ovisnosti otpora o temperaturi za uzorke s perkolacijskim parametrom $p = 0.2$, $p = 0.5$ i zlata za različite vrijednosti magnetskog polja. Mjerenja za uzorak s perkolacijskim parametrom $p = 0.5$ i zlato preuzeta su iz [8].

= 0.2 što opravdava daljnje istraživanje malih perkolacijske parametre te sugerira da se perkolacijski prag za supravodljivi prijelaz niobija najvjerojatnije nalazi još niže.

B. Uzorak parametriziran perkolacijskim parametrom $\Gamma 2$



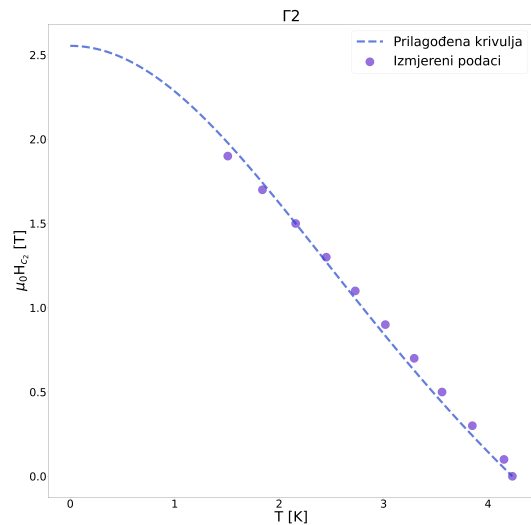
Slika 8: Grafov ovisnosti otpora o temperaturi za različite vrijednosti vanjskog magnetskog polja za perkolacijski parametar $\Gamma 2$.

Na Slici 8 vidimo ovisnost otpora o temperaturi za uzorak s perkolacijskim parametrom $\Gamma 2$ za vrijednosti magnetskog polja u intervalu od 0 T do 2.1 T.

Primjećujemo da je, za razliku od uzorka perkolacijskim parametrima p , otpor ovdje približno nula. Razloga zašto otpor nije u potpunosti iščeznuo je to što u ovakvom sus-

tavu nije moguće u potpunosti izbaci otpor zlatnih kontakata. Također, uočavamo i pomak krivulji u lijevo što je očekivana pojava koja, ponovno, predstavlja snižavanje kritične temperature supravodljivog prijelaza za jača magnetska polja.

Sada je moguće definirati kritičnu temperaturu kao temperaturu u kojoj otpor padne na 90% svoje normalne vrijednosti te, koristeći Relaciju 4, prilagoditi krivulju ovisnosti gornjeg kritičnog magnetskog polja o temperaturi. Na Slici 9 vidimo ovisnosti gornjeg kritičnog magnetskog polja o temperaturi zajedno s prilagođenom krivuljom.



Slika 9: Graf ovisnosti gornjeg kritičnog magnetskog polja o temperaturi.

Dobivena vrijednost gornjeg kritičnog magnetskog polja na 0 K jest (2.55 ± 0.04) T. Koristeći Relaciju 5 možemo procijeniti i dužinu koherencije na 0 K kao (11 ± 2) nm.

Rezultati su u skladu s već dobivenim rezultatima za uzorke

parametrizirane perkolacijskim parametrom p iz [1] te u svrhu ovog preliminarnog mjerenje uzorka s *cluster – skom* progresijom Γ^{18} nije potrebna daljnja analiza.

V. ZAKLJUČAK

Cilj ovog istraživanja bilo je provjera postojanja supravodljivog prijelaza za perkolacijske uzorke tankog filma niobija u nanostrukturama zlata parametrizirane perkolacijskim parametrima $p = 0.2$ i Γ^2 , te ako je moguće, odrediti njihovo gornje kritično magnetsko polje i dužinu koherencije na 0 K.

Radi detektiranih anomalija u izmjerenim podacima uzorka parametriziranim perkolacijskim parametrom $p = 0.2$ te, usporedbom s prijašnjim mjerenjima za $p = 0.5$, sumnjamo da se u nekom koraku tijekom proizvodnje nešto dogodilo s ci-

jelom pločicom. Naspram toga, detektirali smo supravodljivi prijelaz za perkolacijski parametar $p = 0.2$, no radi već spomenute kvalitete uzorka, nije bilo moguće obraditi te podatke. Također vjerujemo da smo potencijalno detektirali i proximity efekt uzrokovan zlatnom podlog.

Supravodljivi je prijelaz detektiran i za progresijski perkolacijski uzorak parametrizirani parametrom Γ^2 , te smo tu, pošto je kvaliteta pločice bila bolja, bili u mogućnosti obraditi izmjerene podatke. Dobivena vrijednost za gornje kritično magnetsko polje na 0 K je (2.55 ± 0.04) T, dok je dobivena dužina koherencije na 0 K (11 ± 2) nm. Rezultati su u skladu s očekivanim vrijednosti.

Neki od daljnjih mogućih smjerova istraživanja su potraga za perkolacijskim pragom za uzorke niobija parametriziranim parametrom p , daljnje proučavanje uzoraka s progresijskim perkolacijskim parametrom Γ na još nižim temperaturama ili proučavanje drugačijih progresijskih parametra rasta.

-
- [1] A. Fluksek, *Supravodljivost u nanostrukturama od zlata s mrežom tankog filma niobija*, diplomski rad, Fizički odsjek, Prirodoslovno-Matematički Fakultet, Sveučilište u Zagrebu, 2023.
- [2] D. Van Delft and P. Kes, *The discovery of superconductivity*, *Physics today* **63** (2010) 38.
- [3] A.S. Srikanth, *Innovative Techniques for Enhancement of Superconducting Characteristic of Bulk MgB_2* , *phdthesis, ShūburaInstituteofTechnology*, 2020.
- [4] A. Hamzić, *Niskotemperaturna fizika is supravodljivos* (2005).
- [5] R. Wördenweber, *Superconductors at the Nanoscale: From Basic Research to Applications*, de Gruyter (2017).
- [6] D. Kimhi and T. Geballe, *Superconducting tunneling in the amorphous transition metals mo and nb*, *Physical Review Letters* **45** (1980) 1039.
- [7] I. Zaytseva, A. Abaloszew, B.C. Camargo, Y. Syryanyy and M.Z. Cieplak, *Upper critical field and superconductor-metal transition in ultrathin niobium films*, *Scientific Reports* **10** (2020) 19062.
- [8] A. Cerović, *Supravodljivi prijelaz u nanostrukturama od zlata s mrežom tankog filma niobija* (2023).
- [9] *Liftoff Procedure SOP*, Univerity of Louisville (2020).
- [10] D. Pelc, *Hladnjak s pulsnom cijevi*.
- [11] *Cryogen-Free Magnet System User Manual*, Cryogenic Limited, London, UK (2016).

¹⁸ Postoje uzorci s progresijama α , Γ itd.