

# Terahercna spektroskopija stroncijevog titanata

Noah Somun\*

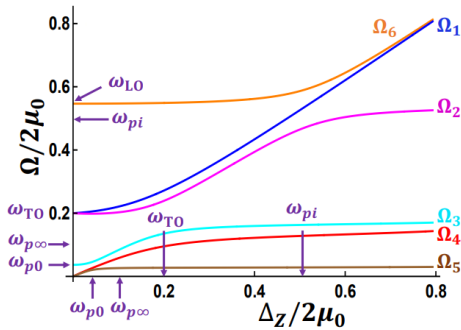
Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička 32, Zagreb

(Dated: 22. siječnja 2023.)

Supravodljivi mehanizam u metalnom stroncijevom titanatu,  $\text{SrTiO}_3$  (STO), dosad nije objašnjen, no nedavno je kao odgovor predloženo elektron-fonon vezanje potpomognuto spin-orbitom. Takvo vezanje vodi na promjene frekvencije modova u magnetskom polju, pa je pomoću kvazioptičkog spektrometra proučen koeficijent apsorpcije u uzorcima STO-a slabo dopiranih niobijem (STO-Nb) i vakancijama kisika (STO-OVD). U oba uzorka su u dalekom infracrvenom području uočeni plazmوني i fononski modovi; u STO-Nb se njihova promjena s magnetskim poljem slaže s teorijskim predviđanjem, dok u STO-OVD promjene nisu toliko vidljive zbog slabijeg magnetskog polja i manjeg dopiranja.

## I. UVOD

Stroncijev titanat ( $\text{SrTiO}_3$  - STO) jedan je od najistraživanijih kvantnih materijala, zbog svoje gotovo idealne perovskitne strukture, izbjegnuto g feroelektriciteta i supravodljivosti koja se pojavljuje pri vrlo malim gustoćama nosioca naboja [1, 2]. Međutim, šest desetljeća nakon otkrića njegove supravodljivosti, temeljni mehanizam sparivanja je i dalje nepoznat. Nedavno je predloženo da je elektron-fonon vezanje na meki polarni fononski mod, potpomognuto spin-orbitom, mikroskopski mehanizam odgovoran za supravodljivo sparivanje [3]. Takvo vezanje može se predstaviti kao dinamička Rashba spin-orbit interakcija, a rezultira složenom hibridizacijom plazmonskih, fononskih i elektronskih spin-flip modova u prisustvu magnetskog polja. Kao što je prikazano na slici 1, teorija predviđa šest svojstvenih frekvencijskih modova u granici niske gustoće nosioca naboja i uz pretpostavku kubične simetrije [3].



Slika 1. Teorijski predviđena hibridizacija modova centra zone za elektron-fonon vezanje slično Rashbi, u režimu niske gustoće nosioca naboja i u prisutnosti magnetskog polja (Zeemanova energija  $\Delta_z$ ). Sve energetske skale su u jedinicama od  $2\mu_0$ , gdje je  $\mu_0$  kemijski potencijal u odsutnosti magnetskog polja.  $\omega_{TO}$  ( $\omega_{LO}$ ) je TO (LO) frekvencija fonona u centru zone.  $\omega_{pi}$ ,  $\omega_{p\infty}$  i  $\omega_{p0}$  redom predstavljaju frekvenciju ionske, gole i zasjenjene elektronske plazme. [3]

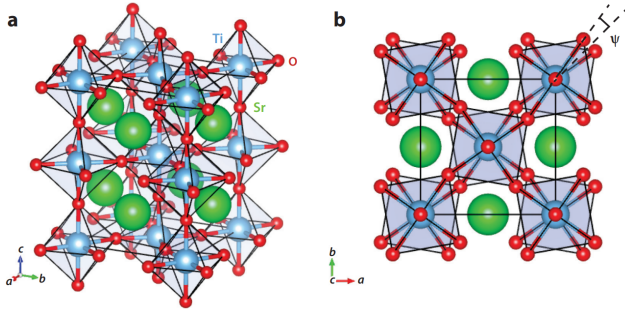
U režimu niske gustoće nosioca naboja elektronski plazmوني mod je zasjenjen longitudinalnim fononima, te je za mala magnetska polja hibridizacija između različitih fonona, plazmona i spin-flip modova slaba. U takvim uvjetima, svojstveni modovi  $\Omega_1 - \Omega_6$  (prikazani na slici 1) mogu se razumjeti na sljedeći način [3]. Modovi  $\Omega_1$  i  $\Omega_2$  odgovaraju transverzalnim optičkim (TO) fononima koji nastaju cijepanjem TO fonona koji je bez magnetskog polja dvostruko degeneriran, dok  $\Omega_6$  odgovara longitudinalnom optičkom (LO) fononu. Mod  $\Omega_3$  odgovara zasjenjenom plazmonu, dok  $\Omega_4$  i  $\Omega_5$  predstavljaju spin-flip modove energija koje linearno rastu s poljem. S povećanjem polja, spin-flip modovi hibridiziraju s plazmonom, TO i LO fononima, što dovodi do miješanja modova i izbjegnuto g križanja (engl. *anticrossing*) na  $\Delta_Z \sim \omega_{p0}$ ,  $\Delta_Z \sim \omega_{TO}$  te  $\Delta_Z \sim \omega_{LO}$ .

Iz podataka o modovima moguće je izračunati jačinu vezanja, odnosno mikroskopski parametar  $\delta t$  koji predstavlja efektivnu promjenu matričnog elementa preskoka u aproksimaciji čvrsto vezanih elektrona, nastalu zbog elektron-fonon vezanja. Prema [3], ako je  $\delta t \gtrsim 1$  eV, elektron-fonon vezanje je dovoljno jako da bi objasnilo kritičnu temperaturu supravodljivosti stroncijevog titanata.

## A. Karakteristike STO-a

Nedopirani STO je proziran i bezbojan poluvodič, zabranjenog pojasa širine 3.22 eV [4], između popunjene  $2p$  vrpce kisika i prazne  $3d-t_{2g}$  vrpce titanija. Na sobnoj temperaturi ima kubičnu strukturu  $Pm\bar{3}m$  simetrije i parametra rešetke  $a = 3.9053$  Å. Pri temperaturi  $T_{AFD} = 105$  K, on mijenja strukturu i postaje tetragonalan, izdužujući svoju  $c$  os tako da je  $c/a = 1.0005$  (slika 2a). Ovakav prijelaz zove se antiferodistortivan (AFD) zbog antifazne rotacije  $\text{TiO}_6$  oktaedara (slika 2b), čiji je kut rotacije  $\phi = 1.4^\circ$  pri temperaturi od 70 K. Također, postoji omekšavanje fonona na granici prve Brillouinove zone, tj. u blizini R-točke, koje prestaje na  $T_{AFD}$  i on se pomiče u centar zone. U tetragonalnoj fazi, taj trostruko degenerirani meki mod dijeli se na singlet za rotacije oko  $c$  osi i dublet za rotacije oko  $a$  i  $b$  osi. [5]

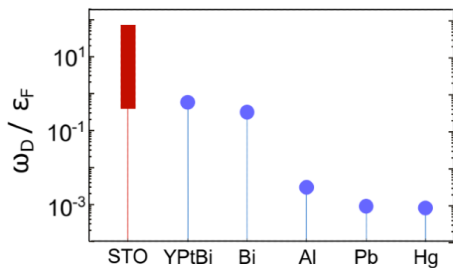
\* nsomun.phy@pmf.hr



Slika 2. Struktura  $\text{SrTiO}_3$ . (a) Struktura rešetke u tetragonalnoj fazi; atomi titana (plavo) su u središtu poliedara kisika (crveno), dok je stroncij prikazan zelenom bojom. (b) Pogled duž  $c$  osi antiferodistortivne faze. Jedinična ćelija je prikazana crnom bojom. [1]

STO, kao i sve poluvodiče, možemo dopirati kako bismo dobili slobodne nosioce naboja, a ako je gustoća tih nosioca mala, to nazivamo razrijeđenim sustavom. Motov kriterij za metal-izolator prijelaze [6] navodi da je kritično dopiranje  $n_c$  za takav prijelaz određeno efektivnim Bohrovim radijusom,  $a_{Bohr}^*$ , budući da vrijedi  $n_c a_{Bohr}^* \approx 0.25$ . Kod stroncijevog titanata Bohrov radijus je neobično velik zbog velike statičke električne permitivnosti [7]. Posljedica toga je izolator-metal prijelaz na dopiranjima ispod  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , što je nekoliko redova veličine manje nego za standardne poluvodiče. Dopirani STO bio je prvi primjer supravodiča koji, budući da je njegova kritična temperatura puno previsoka s obzirom na malu gustoću nosioca naboja, ne može biti opisan Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) niti Eliashberg teorijom [8], što ga čini prvim nekonvencionalnim supravodičem.

Teorija supravodljivosti dopiranih poluvodiča koju su razvili Gurevich, Larkin i Firsov (GLF teorija) [9] zamjenjuje Debyeovu frekvenciju  $\omega_D$  akustičnih fonona u uobičajenoj BCS teoriji s longitudinalnom frekvencijom optičkog fonona,  $\omega_L$ . U STO-u,  $\omega_L$  je reda veličine 100 meV, a Fermijeva energija  $\epsilon_F$  varira između 2 – 60 meV, što jasno krši uvjete primjenjivosti standardne Migdal-Eliashbergove teorije ( $\omega_D \ll \epsilon_F$ ). Štoviše, STO ima najveći  $\omega_D/\epsilon_F$  omjer među svim supravodičima, uključujući i ostale razrijeđene sustave (slika 3).



Slika 3. Migdalov omjer  $\omega_D/\epsilon_F$  za različite materijale. Crvena traka odgovara  $\epsilon_F$  u rasponu gustoće supravodljive kupole. [2]

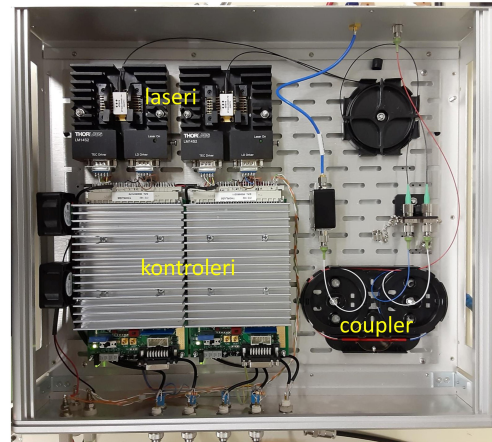
Zbog svega navedenog, primjenjiva teorija supravodljivosti u stroncijevom titanatu još uvijek ne postoji i predmet je aktivnih istraživanja [1].

## II. MATERIJALI I METODE

### A. Kvazioptički infracrveni spektrometar

Karakteristične frekvencije modova u stroncijevom titanatu su jako niske, pa je izrađen kvazioptički spektrometar za daleko infracrveno područje. Glavne karakteristike su izvor zračenja koji radi na principu fotomiksera te jedinstvena konstrukcija probe koja omogućava izravnu termalnu detekciju apsorbirane snage zračenja u uzorku. Moguća su kontinuirana mjerenja u rasponu frekvencija od otprilike 50 – 800 GHz, s vrlo visokom frekventnom rezolucijom i osjetljivošću.

Izvor zračenja u našem postavu (slika 4) spojen je na probu optičkim vlaknima, a sastoji se od dva lasera, s pripadajućim kontrolnim jedinicama za preciznu regulaciju temperatura dioda (0 – 50 °C), optičkog veznog elementa (engl. *coupler*) koji zbraja dvije laserske zrake u jednu, brze fotodiode za kontrolna mjerenja, te komercijalnog InGaAs fotomiksera. Frekventna ovisnost emitirane snage približno prati ponašanje nisko-propusnog filtera prvog reda,  $P_{gen} \sim 1/(1 + \nu^2/\nu_0^2)$ , gdje je  $\nu$  frekvencija zračenja, a  $\nu_0$  granična frekvencija [10].

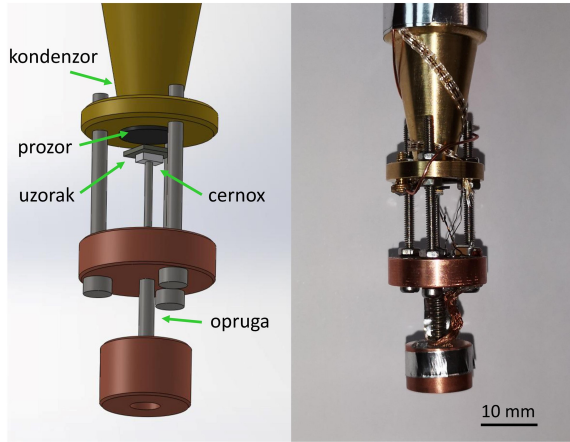


Slika 4. Optički dio infracrvenog spektrometra. Čitav sustav je povezan optičkim vlaknima, a njegove ključne komponente su DFB laserske diode s kontrolerima i optički vezni element (*coupler*) koji zbraja izlaze lasera.

Proba se sastoji od dvije koncentrične cijevi, od kojih unutarnja služi kao svjetlovod, a vanjska za vakuumsku izolaciju sustava od okoline, kako bi se postiglo slabo i kontrolirano termalno vezanje uzorka na nosač. Prijenos topline između vanjske i unutarnje cijevi po-boljšan je dodirnim točkama napravljenim od bakra, kako

bi se ubrzalo hlađenje unutarnjeg dijela probe. Filtriranje nepoželjnog termalnog i vidljivog zračenja postignuto je dodavanjem polietilenskog prozora na gornji kraj cijevi i hladnog usidrenog začađenog kvarcnog prozora. Takvi prozori su gotovo potpuno prozirni na frekvencijama manjim od 1 THz, pa ne utječu na mjerenje apsorbirane snage.

Apsorbirana snaga svjetlosti se određuje mjerenjem temperature samog uzorka, budući da temperatura uzorka direktno ovisi o koeficijentu apsorpcije na danoj frekvenciji zračenja. Uzorak se nalazi na poluvodičkom temperaturnom senzoru male mase (Cernox™, LakeShore Cryotronics) koji je spojen na bakrenu platformu preko nosača niske termalne vodljivosti (slika 5).



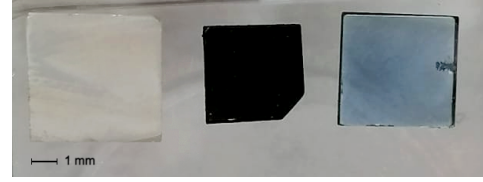
Slika 5. Shematski prikaz (lijevo) i fotografija (desno) prostora za uzorak u kvazioptičkom infracrvenom spektrometru. Uzorak je zalijepljen na poluvodički temperaturni senzor (Cernox) kojim se izravno određuje promjena temperature, uzrokovana apsorpcijom zračenja. Konični kondenzor koncentrira zračenje na uzorak, dok sustav bakrenih platformi osigurava dobar termalni kontakt baze nosača uzoraka s dnom vanjske cijevi.

## B. Uzorci

Promatrani uzorci su komercijalno nabavljeni (MTI Corporation, USA) kristal stroncijevog titanata 0.2% dopiranog niobijem (STO-Nb) te kristal stroncijevog titanata dopiranog vakancijama kisika (STO-OVD, engl. *oxygen vacancy doped*). Kristali su orijentirani uzduž njihovih kubičnih osi te imaju tamniju boju od nedopiranog stroncijevog titanata, koji je proziran i bezbojan (slika 6).

STO-OVD je dobiven grijanjem nedopiranog uzorka u vakuumu uz prisustvo titanija, dva sata na 800°C i sat vremena na 1000°C [11, 12]. U takvim uvjetima je parcijalni tlak kisika mali, pa on izlazi iz uzorka i oksidira titan, čime se povećava koncentracija nosioca naboja u uzorku. STO-Nb ima koncentraciju nosioca naboja oko  $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , dok za STO-OVD nije poznat točan iz-

nos, no procjenjuje se na otprilike  $5 \cdot 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  s obzirom na uvjete dobivanja.



Slika 6. Redom slijeva nadesno: nedopirani STO za usporedbu te STO-Nb i STO-OVD korišteni u mjerenjima.

## C. Obrada podataka

Eksperimentalni podaci su obrađeni u programskom jeziku *Python*. Apsorbirana snaga, koju se mjeri u eksperimentu, ovisi o frekvenciji ulaznog zračenja  $\nu$  kao

$$P(\nu) = P_0 \frac{1 - R(H)}{1 + (\nu/\nu_0)^2}, \quad (1)$$

gdje je  $R(H)$  koeficijent refleksije pri magnetskom polju jačine  $H$ ,  $P_0 \approx 10^4$  faktor konverzije između upadne snage i koeficijenta apsorpcije te  $\nu_0 = 80 \text{ GHz}$  granična frekvencija fotomiksera, budući da se fotomikser ponaša kao nisko-propusni filter.

Dobiveni sirovi podaci za apsorpciju pri magnetskom polju normirani su pomoću podataka bez magnetskog polja, kako bi se uklonila karakteristika izvora i dobila jasnija slika. Provedena je prilagodba krivulje koeficijenta apsorpcije pomoću funkcije *curve\_fit* iz programskog paketa *scipy.optimize*. Teorijska funkcija za apsorpciju koja je korištena u prilagodbi je oblika:

$$\mathcal{A}(\omega) = A \frac{1 - R(H)}{1 - R(0)}, \quad (2)$$

gdje je  $A$  amplituda koja je jedan od parametara prilagodbe, a  $R(H)$  i  $R(0)$  koeficijent refleksije pri magnetskom polju jačine  $H$ , odnosno 0 T.

Koeficijenti refleksije dobiveni su standardnom provedbom računara, čiji je glavni dio bio izračunati dielektričnu funkciju, koja je ovisna o ulaznoj frekvenciji  $\omega$ ,

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty + C \sum_i w_i \frac{f \omega_{TO,i}^2}{\omega_{TO,i}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} + \frac{1}{\omega\epsilon_0} \frac{\sigma_{dc}}{1 - i\omega\tau}, \quad (3)$$

gdje drugi član dolazi od fonona [13], a treći od vodljivih elektrona (Drudeov model). Parametar  $w_i$  je težinski udio,  $\omega_{TO,i}$  frekvencija  $i$ -tog fonona, a  $C$  konstanta uzeta kao parametar prilagodbe. Dielektrična konstanta pri visokim frekvencijama  $\epsilon_\infty$  uzeta je kao  $\epsilon_\infty = 5$ . Fononske frekvencije  $\omega_{TO,i}$ , mjera jačine fonona  $f = 420$ , parametar gušenja  $\gamma = 90 \text{ GHz}$  i vrijeme života elektrona  $\tau$  procijenjeni su iz [14]. Vodljivost na nultoj frekvenciji  $\sigma_{dc}$

uzeta je iz [12] i slaže se s vrijednostima iz [14]. Za STO-Nb vrijedi  $\tau = 0.015 \text{ GHz}^{-1}$  i  $\sigma_{dc} = 15000 \text{ S/cm}$ , a za STO-OVD je procijenjeno  $\tau = 0.045 \text{ GHz}^{-1}$  i  $\sigma_{dc} = 5000 \text{ S/cm}$ . Također, promjena  $\tau$  s magnetskim poljem uzeta je kao parametar prilagodbe i slaže se s procjenom iz magnetooptora u [11, 12] koja iznosi otprilike 20%.

Budući da je STO tetragonalan na temperaturama pri kojima se izvodi eksperiment (izdužen u smjeru  $c$ -osi, s tri vrste relativno malih,  $\sim 1 \mu\text{m}$ , tetragonalnih domena koje su homogeno raspoređene), dolazi do već spomenutog cijepanja trostruko degeneriranog kubičnog TO moda na jedan dvostruko degenerirani TO mod  $\omega_{TO,1}$ , koji je u ravnini okomitoj na  $c$ -os, te jedan TO mod  $\omega_{TO,2}$  u ravnini paralelnoj s  $c$ -osi. Prema [3], promjena frekvencije modova s poljem proporcionalna je  $\cos \theta_{\mathbf{q}}$ , gdje je  $\theta_{\mathbf{q}}$  kut između smjera magnetskog polja i vektora propagacije fonona. Također, apsorpciji koju vidimo u eksperimentu doprinose samo fononi polarizacije paralelne sa smjerom polarizacije upadne svjetlosti. Kombinacija te dvije činjenice daje broj slučajeva u kojima postoji promjena modova s poljem i u kojima ne postoji, koji u isto vrijeme pridonose apsorpciji. Njihov odgovarajući omjer je 4 : 6 za  $\omega_{TO,1}$  te 2 : 2 za  $\omega_{TO,2}$ . Odnosno, međusobni omjer težina  $w_i$  je

$$w_{11} : w_{12} : w_{21} : w_{22} = 2 : 3 : 1 : 1. \quad (4)$$

Prva znamenka u indeksu označava je li TO mod u ravnini okomitoj (1) ili paralelnoj (2)  $c$ -osi, dok druga označava mod koji se mijenja (1) ili ne mijenja (2) s magnetskim poljem. Odgovarajuće frekvencije povezane su kao:

$$\omega_{11/21} = \omega_{12/22} \pm \Delta\omega, \quad (5)$$

gdje je  $\Delta\omega$  promjena frekvencija s magnetskim poljem, uzeta kao parametar prilagodbe.

U našem eksperimentu još je vidljiv i mod  $\omega_{TO,3}$ , što je plazmon koji hibridizacijom poprima fononski karakter - budući da se čisti plazmoni ne vežu na elektromagnetsko zračenje, pretpostavljamo da je vidljiv samo fononski udio plazmona. Njegov težinski udio  $w_3$  je stoga uzet kao parametar prilagodbe.

Iz izračunate dielektrične funkcije možemo dobiti indeks loma  $\tilde{n}$ , čiji su realni i imaginarni dio:

$$\Re(\tilde{n}) \equiv n = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\epsilon' + \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}}, \quad (6a)$$

$$\Im(\tilde{n}) \equiv k = \frac{\epsilon''}{2n}, \quad (6b)$$

gdje je  $\epsilon'$  realni, a  $\epsilon''$  imaginarni dio dielektrične funkcije. Koeficijent refleksije je onda

$$R = \frac{(1-n)^2 + k^2}{(1+n)^2 + k^2}, \quad (7)$$

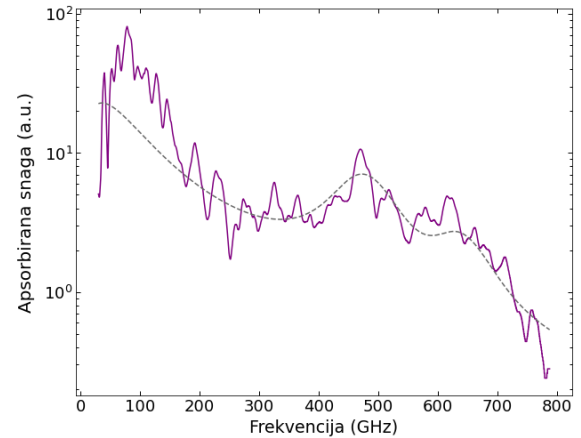
iz kojeg se mogu izračunati apsorbirana snaga i normirani koeficijent apsorpcije.

### III. REZULTATI I RASPRAVA

Kvazioptičkim infracrvenim spektrometrom provedena su mjerenja snage apsorpcije lagano dopiranih kristala stroncijeva titanata (STO-Nb i STO-OVD) pri temperaturi od 1.5 K u magnetskom polju. Za hlađenje magneteta i uzorka STO-Nb korišten je klasičan helij-4 kriostat. U nedostatku ukapljenog helija, za STO-OVD korišten je *cryo-free* sustav, s manjim rasponom magnetskog polja. Uzorak STO-Nb izmjeren je prošli semestar, no ovdje je dana nova obrada i usporedba s novim mjerenjima uzorka STO-OVD. Dobiveni podaci su normirani na mjerenja bez magnetskog polja kako bi se umanjio utjecaj pozadine i obrađeni metodom opisanom u potpoglavlju IIC.

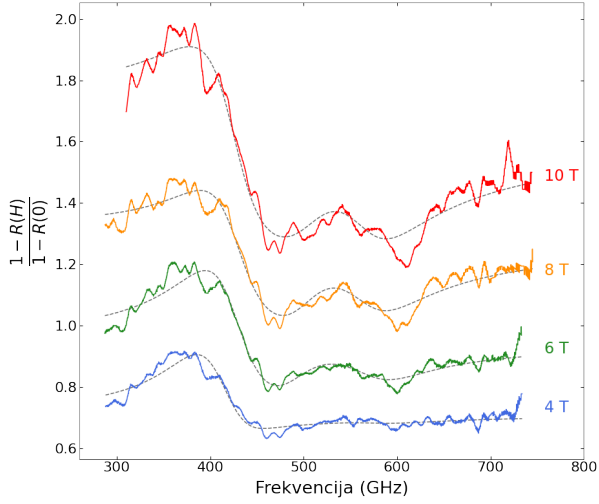
#### A. STO-Nb

Mjerenja su provedena bez magnetskog polja i u prisustvu magnetskog polja jačine 4, 6, 8 i 10 T. Sirovi podaci apsorbirane snage pri polju od 0 T dani su na slici 7 u proizvoljnim jedinicama. Na njih je prilagođena krivulja pomoću izraza 1 i dana je sivom isprekidanom linijom. Pri manjim frekvencijama je vidljiva razlika zbog pozadine, koja nastaje zbog dodatne apsorpcije zračenja koje uspije proći oko uzorka. Oštri minimumi i maksimumi duž krivulje nisu šum, nego kombinacija karakteristike samog izvora i stojnih valova u cijevi.

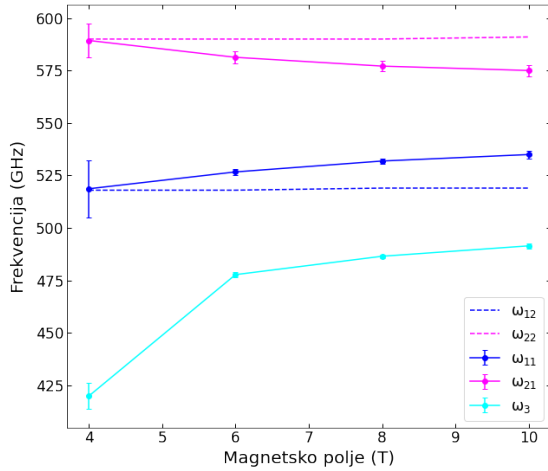


Slika 7. Sirovi podaci apsorbirane snage u proizvoljnim jedinicama, u ovisnosti o frekvenciji. Prilagođena krivulja dana je sivom isprekidanom linijom.

U normiranom koeficijentu apsorpcije (slika 8) uočena su dva minimuma te je prilagodbom teorijske krivulje dobiveno da su u blizini prvog minimuma dva moda,  $\omega_{TO,3}$  i  $\omega_{TO,1}$ , a u blizini drugog jedan,  $\omega_{TO,2}$ . Mod  $\omega_{TO,3}$  je plazmon koji hibridizacijom poprima fononski karakter, dok su druga dva moda fononi nastali cijepanjem zbog tetragonalnog prijelaza stroncijeva titanata (vidi potpoglavlje IIC).



Slika 8. Normirani koeficijenti apsorpcije u ovisnosti o frekvenciji, za četiri različite jačine magnetskog polja (4, 6, 8 i 10 T). Krivulje za 6, 8 i 10 T su radi bolje preglednosti pomaknute prema gore, redom za 0.08, 0.25 i 0.5. Prilagođene krivulje dane su sivom isprekidanom linijom. Dobivena je frekvencija plazmona oko 480 GHz te prvog i drugog TO fonona na otprilike 520 i 580 GHz.

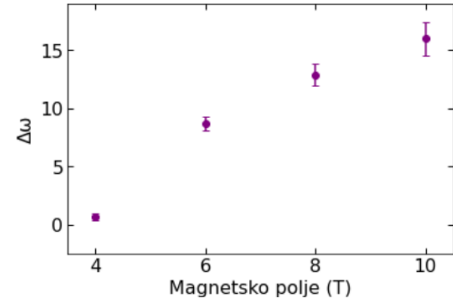


Slika 9. Ovisnost frekvencije modova o magnetskom polju i njihove pripadne greške. Tamnoplavom (rozom) linijom i točkama dan je fononski mod  $\omega_{TO,1}$  ( $\omega_{TO,2}$ ) a tirkiznom plazmonski mod  $\omega_{TO,3}$ . Pripadnim isprekidanim crtama prikazani su modovi koji se ne mijenjaju s magnetskim poljem zbog orijentacije domena.

Prilagodnom krivulje dobivene su frekvencije  $\omega_{TO,11}$ ,  $\omega_{TO,12}$ ,  $\omega_{TO,21}$ ,  $\omega_{TO,22}$  i  $\omega_{TO,3}$  na slici 9. Vidimo da se  $\omega_{TO,11}$ ,  $\omega_{TO,21}$  i  $\omega_{TO,3}$  mijenjaju s poljem te uspo-

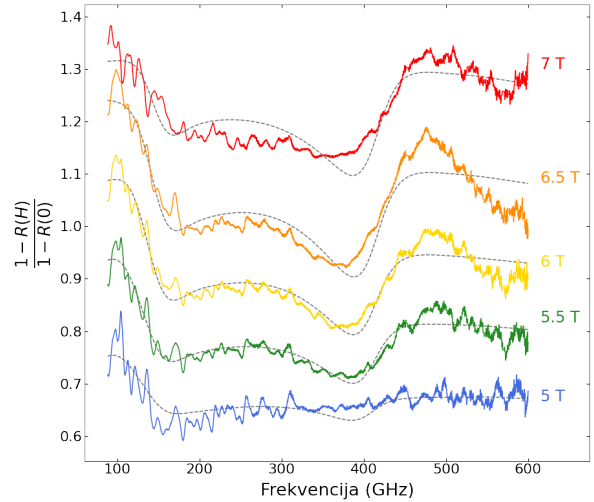
redbom sa slikom 1 dobivamo da frekvencijski modovi međusobno odgovaraju kao  $\omega_{TO,11} \sim \Omega_1$ ,  $\omega_{TO,21} \sim \Omega_2$  te  $\omega_{TO,3} \sim \Omega_3$ , uzevši u obzir činjenicu da  $\omega_{TO,1}$  i  $\omega_{TO,2}$  ne počinju iz iste točke zbog nedostatka kubične simetrije. Pri magnetskom polju 4 T vidljiva je nešto veća greška kod određivanja frekvencija budući da su fononi slabo vidljivi pri manjem magnetskom polju, pa je prilagodba krivulje teža.

Promjena frekvencija s magnetskim poljem,  $\Delta\omega$ , prikazana je na slici 10. Vidljivo je da promjena raste s magnetskim poljem, kao što je i očekivano.



Slika 10. Proporcionalna ovisnost promjene fononskih frekvencija o polju.

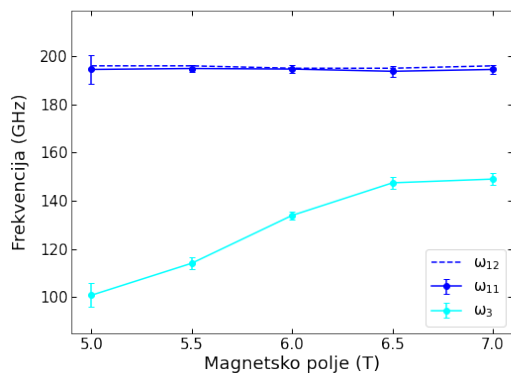
## B. STO-OVD



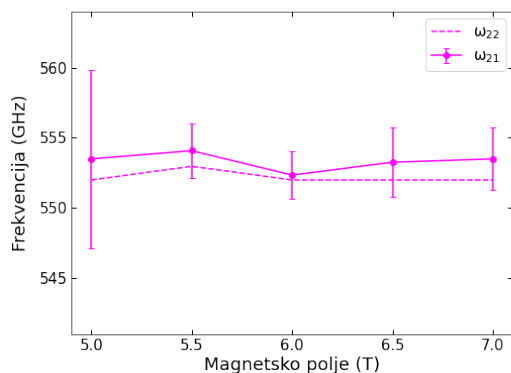
Slika 11. Normirani koeficijenti apsorpcije u ovisnosti o frekvenciji, za pet različitih jačina magnetskog polja (5, 5.5, 6, 6.5 i 7 T). Krivulje za 5.5, 6, 6.5 i 7 T su radi bolje preglednosti pomaknute prema gore, redom za 0.15, 0.3, 0.45 i 0.7. Prilagođene krivulje dane su sivom isprekidanom linijom. Dobivena je frekvencija plazmona oko 120 GHz te prvog i drugog TO fonona na otprilike 200 i 550 GHz.

Mjerenja su provedena u prisustvu magnetskog polja jačine 0, 5, 5.5, 6, 6.5 i 7 T te su normirani na podatke od 0 T. Slično kao i kod STO-Nb, u normiranom koeficijentu apsorpcije (slika 11) uočena su dva minimuma, a pri višim poljima vidljiv je i treći. Frekvencija plazmona  $\omega_{TO,3}$  i frekvencija prvog TO fonona  $\omega_{TO,1}$  su u blizini prvog minimuma, a u blizini trećeg je frekvencija drugog TO fonona,  $\omega_{TO,2}$ .

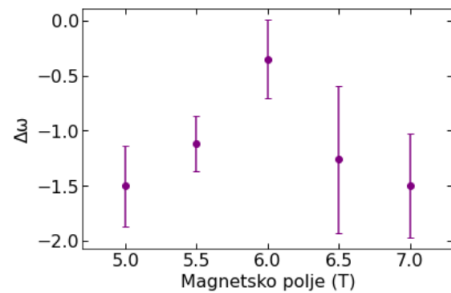
Na slikama 12 i 13 prikazane su frekvencije dobivene prilagodbom krivulje;  $\omega_{TO,11}$ ,  $\omega_{TO,12}$ ,  $\omega_{TO,21}$ ,  $\omega_{TO,22}$  i  $\omega_{TO,3}$ . Plazmonska frekvencija se povećava s poljem, no promjena modova  $\omega_{TO,1}$  i  $\omega_{TO,2}$  je neznatna - iznosi otprilike nula s velikim greškama (slika 14). Nedostatak promjene, u usporedbi s STO-Nb, je zbog manjeg dopiranja, ali i premalog raspona magnetskog polja korištenog magneta.



Slika 12. Ovisnost frekvencije modova o magnetskom polju i njihove pripadne greške. Tamnoplavom linijom i točkama dan je fononski mod  $\omega_{TO,1}$ , a tirkiznom plazmonski mod  $\omega_{TO,3}$  koji se povećava s poljem. Promjena  $\omega_{TO,1}$  s poljem je neznatna te su  $\omega_{TO,11}$  (puna linija) i  $\omega_{TO,12}$  (isprekidana linija) gotovo isti.



Slika 13. Ovisnost frekvencije  $\omega_{TO,2}$  o magnetskom polju i pripadne greške. Promjena s poljem je neznatna te su  $\omega_{TO,21}$  (puna linija) i  $\omega_{TO,22}$  (isprekidana linija) gotovo isti.



Slika 14. Promjena fononskih frekvencija u ovisnosti o polju je slaba i nepravilna.

#### IV. ZAKLJUČAK

Elektron-fonon vezanje potpomognuto spin-orbitom u stroncijevom titanatu prema teoriji [3] vodi na šest različitih frekvencijskih modova koji se mijenjaju s poljem. Terahercnom spektroskopijom proučena su tri moda u dva kristala STO-a; jedan dopiran niobijem (STO-Nb), a drugi vakancijama kisika (STO-OVD).

U STO-Nb uočen je plazmon na frekvenciji oko 480 GHz te dva TO fonona na otprilike 520 i 580 GHz. Njihov oblik i frekvencije se očekivano mijenjaju kroz magnetska polja od 4, 6, 8 i 10 T - plazmonska moda se fononski težinski udio povećava s poljem, a promjene TO fonona su istog iznosa i suprotnog predznaka. Opaženi modovi redom odgovaraju teorijskim poljima  $\Omega_3$ ,  $\Omega_1$  i  $\Omega_2$  pri malim magnetskim poljima (slika 1) i ukazuju na postojanje spomenutog elektron-fonon vezanja.

U STO-OVD uočen je plazmon na frekvenciji oko 120 GHz te dva TO fonona na otprilike 200 i 550 GHz. Plazmonska moda se fononski težinski udio očekivano povećava kroz magnetska polja od 5, 5.5, 6, 6.5 i 7 T, no promjene TO fonona su gotovo zanemarive. Budući da STO-OVD ima manju gustoću nosioca naboja, frekvencije modova su niže, no i njihove promjene s magnetskim poljem.

Ovaj rad postavlja temelj za daljnja kvantitativna istraživanja vektorskog elektron-fonon vezanja pri jačim magnetskim poljima, koja će pridopriniti dugoočekivanom objašnjenju supravodljivosti u stroncijevom titanatu.

- 
- [1] C. Collignon, X. Lin, C. W. Rischau, B. Fauqué, and K. Behnia, *Annual Review of Condensed Matter Physics* **10**, 25 (2019).
- [2] M. N. Gastiasoro, J. Ruhman, and R. M. Fernandes, *Annals of Physics* **417**, 168107 (2020).
- [3] A. Kumar, P. Chandra, and P. A. Volkov, *Phys. Rev. B* **105**, 125142 (2022).
- [4] J. A. Noland, *Phys. Rev.* **94**, 724 (1954).
- [5] C. Verdi, L. Ranalli, C. Franchini, and G. Kresse, Quantum paraelectricity and structural phase transitions in strontium titanate beyond density-functional theory, arXiv preprint arXiv:2211.09616 (2022).
- [6] P. P. Edwards and M. J. Sienko, *Phys. Rev. B* **17**, 2575–81 (1978).
- [7] K. A. Muller and H. Burkard, *Phys. Rev. B* **19**, 3593–602 (1979).
- [8] G. M. Eliashberg, *Sov. Phys. JETP* **11**, 696 (1960).
- [9] L. V. Gurevich, A. I. Larkin, and Y. A. Firsov, *Sov. Phys. Sol. State* **4**, 131 (1962).
- [10] S. N. et al., *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **41**, 343 (2020).
- [11] S. H. et al., *Nature Materials* **21**, 54 (2022).
- [12] A. Spinelli, M. A. Torija, C. Liu, C. Jan, and C. Leighton, *Phys. Rev. B* **81**, 155110 (2010).
- [13] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8th ed. (2004) p. 463.
- [14] J. L. M. van Mechelen et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 226403 (2008).