

# Fermijeve površine kuprata u modelu četiri vrpce

---

**Nebl, Mislav**

**Master's thesis / Diplomski rad**

**2023**

*Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj:* **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

*Permanent link / Trajna poveznica:* <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:992084>

*Rights / Prava:* [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

*Download date / Datum preuzimanja:* **2025-02-20**



*Repository / Repozitorij:*

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Mislav Nebl

Fermijeve površine kuprata u modelu četiri vrpce

Diplomski rad

Zagreb, 2023.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA I INFORMATIKA; SMJER NASTAVNIČKI

**Mislav Nebl**

Diplomski rad

**Fermijeve površine kuprata u modelu  
četiri vrpce**

Voditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Denis Sunko

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2023.

Ovaj rad izrađen je na Zavodu za teorijsku fiziku kondenzirane tvari na Fizičkom odsjeku Prirodoslovno-matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu.

Zahvaljujem se mentoru prof. dr. sc. Denisu Sunku na prihvaćanju mentorstva, uloženom trudu i vremenu, a najviše na strpljenju prilikom prenošenja znanja i vođenja kroz istraživanje. Zahvaljujem svim profesorima Fakulteta koji su mi svojom podrškom i savjetima pomogli tijekom studija. Posebno se zahvaljujem roditeljima, najužoj obitelji i prijateljima na velikoj podršci tijekom trajanja studija.

## Sažetak

Analizom Fermijevih površina više vrsta kuprata modelom četiri vrpce pokazano je da je takav model prikladan za ugađanje Fermijevih površina. Promjene oblika Fermijeve površine u ovisnosti o dopiranju i materijalu modelirane su promjenama parametara energije atomskih orbitala, dok su preklopi bili konstantni. Primijećeno je da je ugađanje najosjetljivije na energiju bakrove  $4s$  orbitale. Ona se mijenja kontinuirano u funkciji dopiranja kod jednoravninskog, a diskontinuirano kod dvoravninskog bizmutovog kuprata. Moguće je da ta razlika potječe od različitog efekta kulonskih polja dopanada na kristalno polje u ravninama.

Ključne riječi: kupratni supravodiči, Fermijeva površina, model četiri vrpce.

# Fermi surfaces of cuprates in four-band model

## **Abstract**

By analysis of Fermi surfaces of several cuprates with the four band model it is shown that it is adequate for Fermi surface curve fitting. The changes in Fermi surface shape were modeled by changes in the site energy parameters, while the overlaps were kept constant. The fits were most sensitive to the energy of the copper  $4s$  orbital. It changes continuously as function of doping in one-layer and discontinuously in two-layer bismuth cuprate. It is possible that that difference is due to different effects of dopant Coulomb fields on the crystal field in the plane.

Keywords: cuprate superconductors, Fermi surface, four-band model

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod . . . . .</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Model četiri vrpce . . . . .</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Ovisnost Fermijevih površina o dopiranju . . . . .</b>	<b>10</b>
3.1	Bi2201 . . . . .	13
3.2	Bi2212 . . . . .	14
3.3	Rezultati i rasprava . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Zaključak . . . . .</b>	<b>19</b>
	<b>Literatura . . . . .</b>	<b>20</b>

# 1 Uvod

Fermijeva površina (FP) je definirana kao površina u impulsnom prostoru unutar koje su sva stanja popunjena valentnim elektronima, dok su sva stanja van površine slobodna. Ako zamislimo slobodne elektrone u sferi, u prostoru impulsa, radijus te sfere bio bi Fermijev impuls  $p_F$ . Odnos Fermijevog impulsa i Fermijeve energije za slobodni plin dan je izrazom [1]:

$$\varepsilon_F = \frac{p_F^2}{2m}. \quad (1.1)$$

Stanja u prostoru oko sfere nisu popunjena jer je njihova energija veća od  $\varepsilon_F$  te takva stanja nisu okupirana za  $T = 0K$ . Sve točke unutar sfere su popunjene i takva sfera zove se Fermijeva sfera, a njena površina Fermijeva površina [2]. Fermijeva površina od iznimnog je značaja u fizici čvrstog stanja jer povišenjem temperature tek mali broj elektrona prijeđe u pobuđeno stanje koje je izvan FP. Iz tog razloga FP treba smatrati osnovnom fizikalnom karakteristikom metala. Iznos Fermijeve energije ovisi o koncentraciji elektrona. Što je veća koncentracija potrebna je veća energija kako bi svi elektroni mogli popuniti FP. Pozicija Fermijevog nivoa različita je za razne vrste materijale ovisno o tome je li materijal vodič ili izolator. Iznos Fermijeve energije u idealnom plinu ovisi isključivo o koncentraciji elektrona. Takav izraz dobivamo pomoću gustoće stanja:

$$\int_0^{\varepsilon_F} g(\varepsilon) d\varepsilon = n, \quad (1.2)$$

gdje lijeva strana daje broj stanja od dna vrpce do  $\varepsilon_F$ , dok je desna strana koncentracija elektrona. Uvrštavanjem

$$g(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2|m|}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\varepsilon)^{1/2}, \quad (1.3)$$

u (1.2) i rješavanjem integrala dobivamo izraz

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}. \quad (1.4)$$

Značaj FP u fizici čvrstog stanja proizlazi iz činjenice da samo elektroni u blizini FP sudjeluju u termalnim pobudama i transportnim procesima. Sad je potrebno uključiti efekte kristalne rešetke na FP. Uključivanjem takvih efekata njen izgled može postati



znatno kompleksniji. Ono što određuje izgled FP je geometrija ploha konstante energije u vrpci. Promjenom koncentracije valentnih elektrona  $n$  može se primijetiti da su za mali  $n$  popunjena samo ona stanja koja su u blizini dna vrpce, u centru zone, a taj volumen je sfera. Kako se  $n$  povećava, više stanja je popunjeno stoga je i FP veća. Tad počinje deformacija FP koja se vidi kao deformaciju izoenergetskih ploha kad se ona približi granicama zone. Najznačajnija deformacija zone pojavljuje se kada FP presijeca granicu zone. Alkalijski metali kao što su Li, Na i K imaju bcc strukturu kristala. U slučaju polupopunjenja valentne vrpce takvih metala FP je prilično daleko od granica zone i može se reći da je sfernog oblika. Plemeniti metali Cu, Ag, Au imaju fcc kristalnu strukturu. Kod plemenitih metala, pri polupopunjenoj valentne vrpce, većina FP nalazi se unutar zone. FP se mjestimično približi granicama zone što rezultira jakim deformacijama. Na tim mjestima FP gotovo dira granicu zone te joj se izgled promjeni iz sfernog u sferu sa osam "šiljaka". Glavna razlika između vodiča i izolatora leži u tome da je kod vodiča valentna vrpca djelomično popunjena, a  $\varepsilon_F$  nalazi se unutar vrpce dok je kod izolatora valentna vrpca u potpunosti popunjena, a  $\varepsilon_F$  nalazi se u procjepu između vrpca. Za alkalijske, a donekle i plemenite metale i dalje otprilike vrijedi jednadžba (1.4). Kod polivalentnih metala vrpce se preklapaju stoga FP presijeca obje vrpce. Iz tog razloga obje vrpce doprinose vodljivim procesima. Tamo gdje FP presijeca vrpcu niže energije u onom dijelu gdje je vrpca orijentirana prema dolje, nalazi se područje negativne mase. Takva pojava najbolje se opisuje tako da su nositelji naboja šupljine. U slučajevima kada postoje dvije vrpce električni prijenos odvija se u obje vrpce. U višim vrpcama električni prijenos odvija se putem elektrona, a u nižim vrpcama se električni prijenos odvija putem šupljina. U kasnijem poglavlju biti će prikazane FP kuprata s različitim koncentracijama dopanada. Kod njih FP potječu od jedne vrpce i uglavnom su šupljinskog tipa.

## 2 Model četiri vrpce

Sintetizirano je puno spojeva sa slojevima  $\text{CuO}_2$  gdje fazni dijagram sa  $T_c$  ima maksimum kao funkcija dopiranja [3].  $T_c$  za optimalno dopiranje,  $T_{c \text{ max}}$ , ovisi o materijalu gdje za materijale s više slojeva  $\text{CuO}_2$ ,  $T_{c \text{ max}}$  raste s brojem slojeva  $n$ , do  $n \sim 3$ . Nije u potpunosti jasno zašto za fiksni  $n$ ,  $T_{c \text{ max}}$  jako ovisi o spoju [3]. Najčešća korelacija strukture i  $T_c$  promatra se kao funkcija tlaka, jednoosnog naprezanja, dopiranja i vrsti spoja. Osim dopiranja teško je primijetiti, zbog kompleksnosti kompozicija, o kojim još parametrima ovisi supravodljivost. Glavni strukturalni parametar koji određuje normalno stanje i stanje supravodljivosti su ravnine  $\text{CuO}_2$  [4, 5]. Prilikom promatranja modela s jednom  $\text{Cu } d_{x^2-y^2}$  orbitalom po  $\text{CuO}_2$  sloju, može se za početak prikazati disperzija otvorene vrpce na FP shematskim modelom jednoatomne kvadratne rešetke:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = -2t(\cos k_x - \cos k_y) + 4t' \cos k_x \cos k_y - 2t''(\cos k_x + \cos k_y) + \dots, \quad (2.1)$$

Integrali preskoka na redom sve dalje susjede su  $t, t', t''$ . Rezultati kutno razlučene fotoemisije (ARPES) [6–8] i aproksimacije lokalne gustoće (LDA) pri računanju strukture vrpce [9] pokazali su da nije dovoljno uzeti u obzir samo  $t$ , nego se mora promatrati i  $t'$ . Za  $\text{La}_2\text{CuO}_4$   $t'/t \sim 0.1$ , a za  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  i  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8 \sim 0.3$  izoenergijske plohe iz izraza (2.1) postanu zaobljeni kvadrati [3]. Kompliciranije strukture ne mogu biti opisane  $t$ - $t'$  modelom, ali značajke vezane uz nisko-energetsku fiziku jednog  $\text{CuO}_2$  sloja jedine su generičke te se mogu opisati modelom čvrste veze samo s najbližim susjedima. Minimalan kemijski smislen model ima četiri ortogonalne orbitale po jediničnoj ćeliji u ravnini [3, 23]:  $\text{Cu } 3d_{x^2-y^2}$ ,  $\text{Cu } 4s$ ,  $\text{O}_a 2p_x$  i  $\text{O}_b 2p_y$ . Želimo li opisati vezanje  $\text{O } 2p_{x,y}$  s  $\text{Cu } 3d_{x^2-y^2}$  i  $\text{Cu } 4s$  u  $k$ -prostoru Hamiltonijan je:

$$\begin{array}{cccc} |d, \mathbf{k}\rangle : & |s, \mathbf{k}\rangle : & |x, \mathbf{k}\rangle : & |y, \mathbf{k}\rangle : \\ \varepsilon_d & 0 & 2t_{pd} \sin k_x/2 & -2t_{pd} \sin k_y/2 \\ 0 & \varepsilon_s & 2t_{sp} \sin k_x/2 & 2t_{sp} \sin k_y/2 \\ 2t_{pd} \sin k_x/2 & 2t_{sp} \sin k_x/2 & \varepsilon_p & 0 \\ -2t_{pd} \sin k_y/2 & 2t_{sp} \sin k_y/2 & 0 & \varepsilon_p \end{array} \quad (2.2)$$

Izraz za plohe konstante energije  $\varepsilon_i = \varepsilon$  može se izraziti kao [9]:

$$1 - u - d(\varepsilon) + (1 + u)p(\varepsilon) = \frac{v^2}{1 - u + s(\varepsilon)}. \quad (2.3)$$

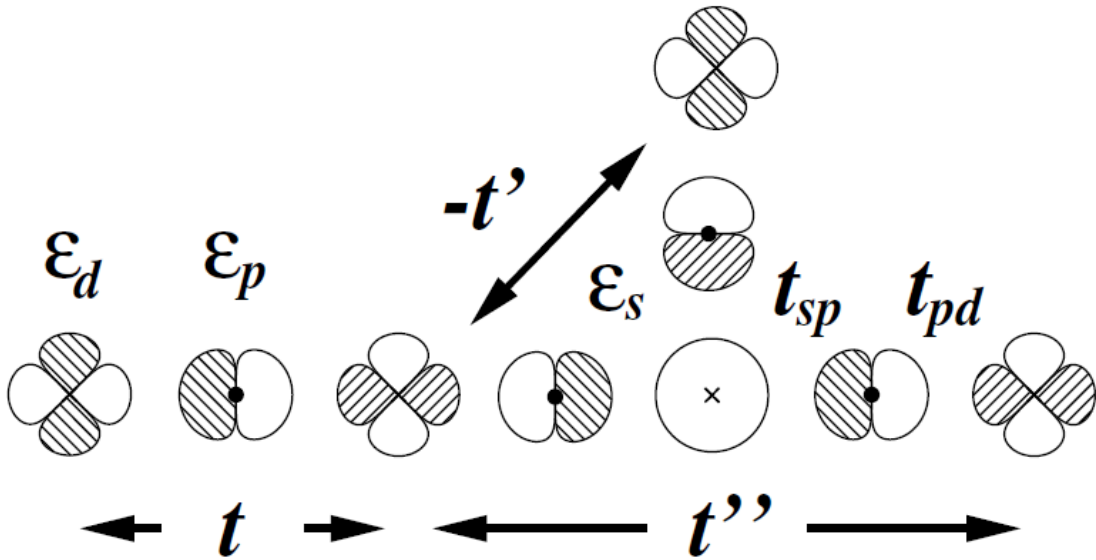
Pri tome su uvedene pokrate:

$$u \equiv \frac{1}{2}(\cos k_x + \cos k_y) \quad \text{i} \quad v \equiv \frac{1}{2}(\cos k_x - \cos k_y), \quad (2.4)$$

i kvadratne funkcije energije:

$$d(\varepsilon) \equiv \frac{(\varepsilon - \varepsilon_d)(\varepsilon - \varepsilon_p)}{(2t_{pd})^2} \quad \text{i} \quad s(\varepsilon) \equiv \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon)(\varepsilon - \varepsilon_p)}{(2t_{sp})^2}. \quad (2.5)$$

Izraz proporcionalan s  $p(\varepsilon)$  u (2.3) opisuje primjesu  $O_{a/b}p_z$  orbitala za neravne slo-



Slika 2.1: Usporedba između modela jedne orbitale sa parametrima  $t, t', t''$  i model četiri orbitale sa parametrima  $\varepsilon_d - \varepsilon_p \sim 1\text{eV}$ ,  $t_{pd} \sim 1.5\text{eV}$ ,  $\varepsilon_s - \varepsilon_p \sim 4 - 16\text{eV}$  i  $t_{sp} \sim 2\text{eV}$  [3].

jeve što zapravo proširuje model četiri orbitale na model šest orbitala [2, 9]. Kvadratne funkcije  $d(\varepsilon)$ ,  $s(\varepsilon)$  i  $p(\varepsilon)$  pozitivne su za  $\varepsilon$  blizu sredine vodljive vrpce. Ovisnost o  $s(\varepsilon)$  i  $p(\varepsilon)$  mogu se zanemariti dok  $d(\varepsilon)$  ima linearnu ovisnost. Ako promatramo slučaj gdje je  $\varepsilon_s$  beskonačno udaljen od vodljive vrpce, a  $t_{sp}$  zanemarivo malen, desna strana jednadžbe (2.3) izčezava. Plohe konstante energije tada ovise samo o  $u$ . U tom slučaju disperzija vodljive vrpce blizu Fermijevog nivoa je ista modelu jedne orbitale (2.1) s  $t = (1 - p)/4d$  i  $t = t' = 0$ . Vodljiva vrpca sadrži vrijednost proporcionalnu  $v^2$

iz Cu 4s za realne vrijednosti  $\varepsilon_s$  i  $t_{sp}$ , gdje iščezava u smjeru  $k_x = k_y$ , a ima maksimum u  $(\pi, 0)$ . Kako bismo dobili eksplicitne vrijednosti integrala preskoka  $t, t', t''$  moramo preći iz jednadžbe (2.3) u jednadžbu (2.1). Jednadžbu (2.6) moramo proširiti sa  $2ru$

$$\frac{1}{(1-u+s)} \equiv \frac{2r}{(1-2ru)}, \quad (2.6)$$

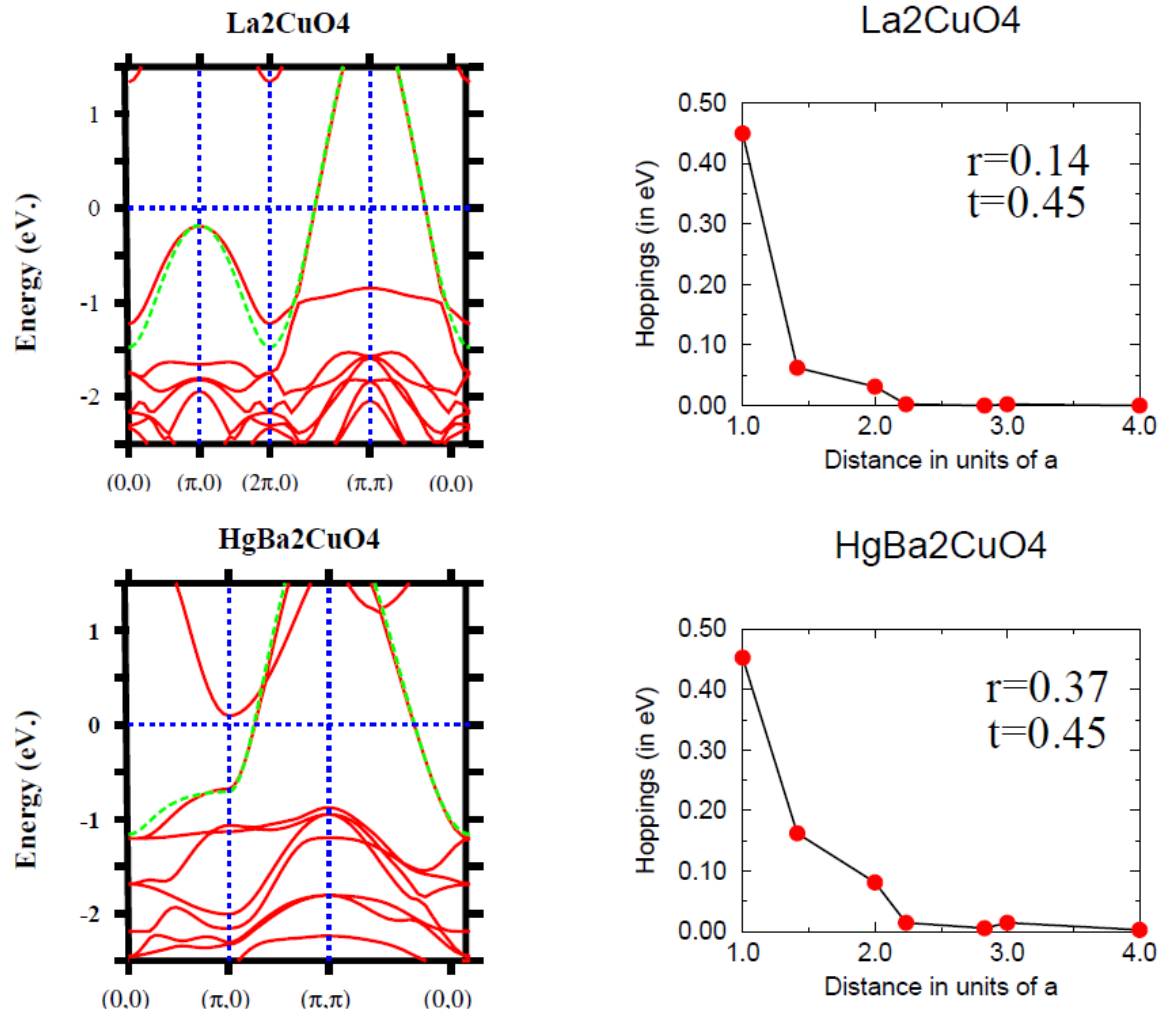
gdje je

$$r \equiv \frac{1}{2(1+s)}. \quad (2.7)$$

Tako za integrale preskoka dobijemo jednadžbe:

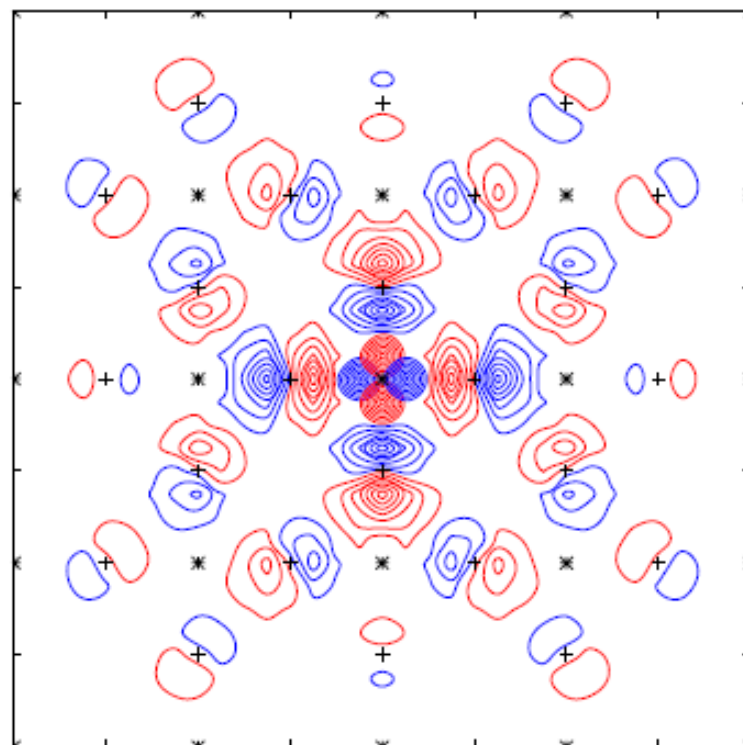
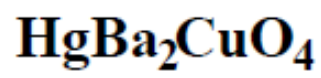
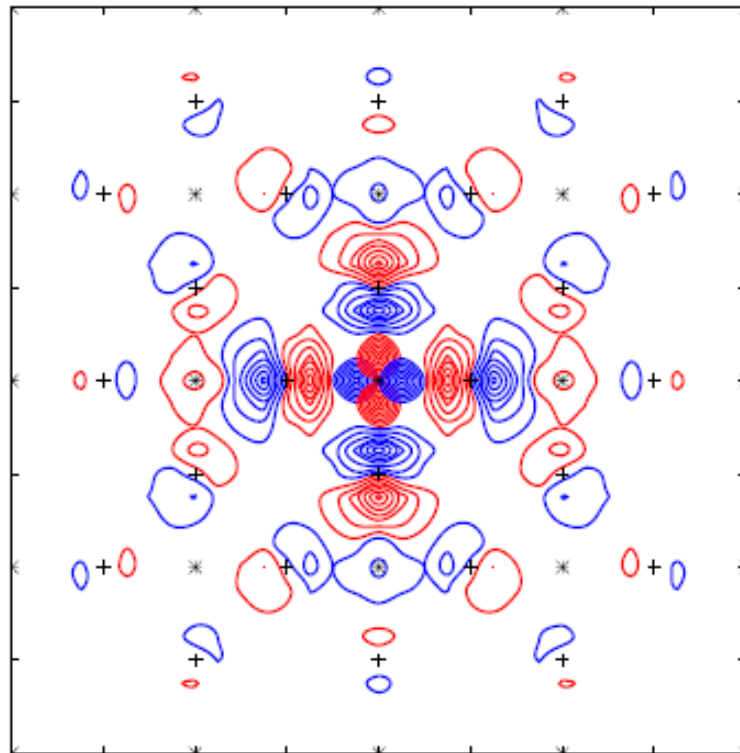
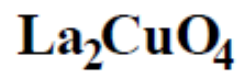
$$t = \frac{1-p-o(r)}{4d}, \quad t' = \frac{r+o(r)}{4d} \quad \text{i} \quad t'' = \frac{1}{2}t' + o(r), \quad (2.8)$$

koje vrijede za model jedne orbitale, ali sadrže parametre modela šest orbitala i energiju ekspanzije  $\sim \varepsilon_F$ . Parametar  $r$  je onaj koji opisuje sve preskoke unutar slojeva koji su dalje od najbližeg susjeda. Promatramo li ravne slojeve u slučaju  $r < 0.2$  tada možemo reći da je  $r$  isto što i  $t'/t$ . Za slučajeve  $r > 0.2$  jednadžba (2.1) mora se raspisati dalje od  $t''$ . Pokazalo se da neravnost slojeva ne utječe na preskoke unutar slojeva [3], ali se  $t$  smanjuje utjecajem  $O_{a/b} p_z$  koji k tome dodatno smanjuje i  $t_{pd}$ . Energija  $\varepsilon_s$  dominantno unosi ovisnost o materijalu i nju zovemo energija aksijalne orbitale. Aksijalna orbitala je efektivni hibrid Cu 4s, Cu  $3d_{3z^2-1}$ ,  $O_c 2p_z$  i udaljenijih orbitala na La ili Hg. Struktura i kemijski sastav okomito na  $\text{CuO}_2$  sloj kontroliraju raspon ( $r$ ) preskoka unutar samog sloja. Primijećeno je da materijali s većim  $r$  odnosno manjim  $\varepsilon_s$  imaju veće vrijednosti  $T_{c \max}$  [3]. Kod takvih materijala aksijalna orbitala je skoro čisti Cu 4s. Slika 2.2 [3] pokazuje LDA vrpce za materijale koji imaju samo jedan sloj,  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  i  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$ . Vodljiva vrpca koja je nisko energetska (iscrtkane linije) prikazuje generičke značajke dok su visoko energetske vrpce komplicirane i ovisne o materijalu. Disperzija duž  $(0,0) - (\pi,\pi)$  je ista, a duž  $(0,0) - (\pi,0)$  je potisnuta za komponente s višim  $T_{c \max}$ . Integrali preskoka dobiveni Fourierovom analizom nisko energetskih vodljivih vrpca za  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  one su  $t \sim 4.45$  eV i  $t'/t \sim 0.15$ . Za  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$  je  $t'/t \sim 0.35$ , a  $t''/t' \sim 1/2$  zbog toga što je  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$  kuprat s višim  $T_{c \max}$ . Slika 2.3 [3] prikazuje orbitale vodljivih vrpca  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  i  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$  u  $xy$  ravnini odnosno u ravnini  $\text{CuO}_2$  sloja. Promatraju li se integrali preskoka kao integrali preklapanja za takve orbitale, može se zaključiti da je glavna značajka većeg

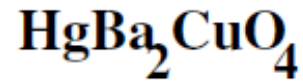
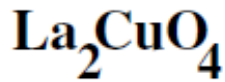
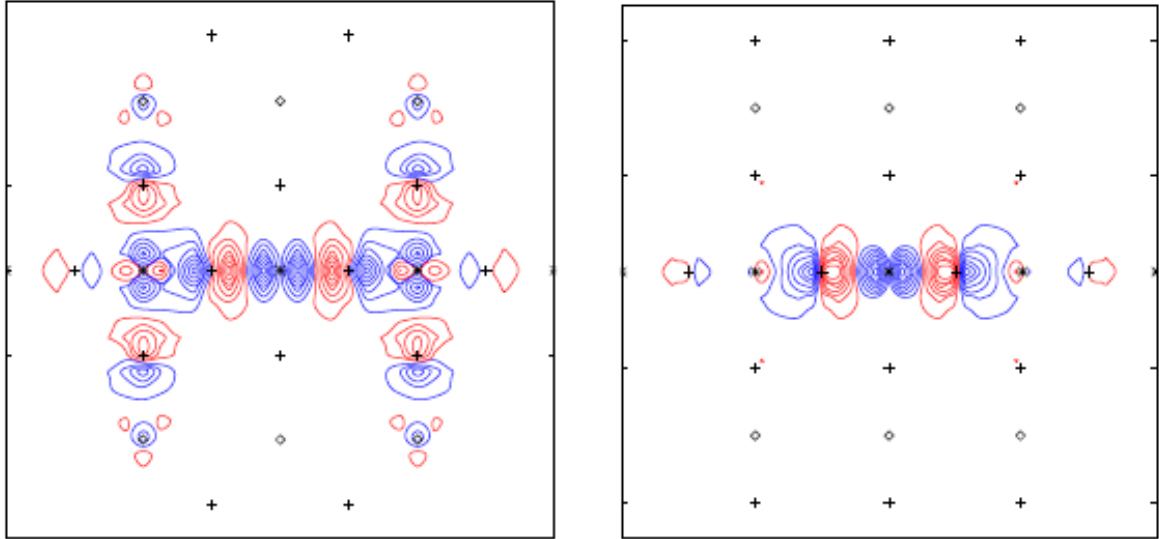


Slika 2.2: LDA vrpce (ispunjena linija) i nisko-energetska vodljiva vrpca (iscrtkana linija) za bct kuprate. Desno: integrali preskoka ( $t$ ) unutar ravnine za nisko-energetsku vrpcu [3].  $t \equiv t(a)$ ,  $t' \equiv t(a\sqrt{2})$ ,  $t'' \equiv t(2a)$ .

$t'$  veća amplituda kisika koji je drugi susjed centralnom bakru. Slika 2.4 [3] prikazuje orbitale vodljive vrpce u  $xz$  ravnini okomito naspram CuO<sub>2</sub> sloja. U slučaju La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> može se primijetiti, gledajući od srednjeg Cu atoma u  $x$  smjeru,  $3d_{x^2-y^2}$  koja se razvezuje sa susjednim O<sub>a</sub>  $p_x$  koji se vezuje s  $4s$  te se razvezuje s  $3d_{x^2-y^2}$  na sljedećem bakru. U  $z$  smjeru  $4s$  i  $3d_{x^2-y^2}$  se razvezuje s O<sub>c</sub>  $2p_z$  koji se najčešće veže s orbitalom  $5d_{3z^2-1}$  na La. Za HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> vidimo više Cu  $4s$ , puno manje O<sub>c</sub>  $2p_z$ , zanemarivo malo  $3d_{3z^2-1}$ , i otprilike jednake količine  $3d_{x^2-y^2}$  i O<sub>a/b</sub>  $2p_{x/y}$  stoga možemo zaključiti da je aksijalni dio vodljive vrpce primarno Cu  $4s$ . Zbog izgleda orbitala vodljivih vrpca može se zaključiti da svi preskoci unutar sloja (međusloja) mogu biti opisani modelom četiri orbitale. Koristeći model četiri orbitale, za razne materijale, može se uočiti da se od svih parametara jedino  $\varepsilon_s$ , energija aksijalne orbitale značajno mijenja. To se može shvatiti ako se pogleda sustav aksijalne orbitale u LDA računu [3], u kojem



Slika 2.3: Orbitala vodljive vrpce u  $\text{CuO}_2$  ravnini za  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  i  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$  [3].



Slika 2.4: Vodljive vrpce u  $xz$ -ravnini za La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> i HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> [3].

je ona hibrid tri orbitale Cu  $4s$ , Cu  $d_{z^2}$  i O  $2p_z$  vršnog kisika, tj. model četiri vrpce nastao je redukcijom modela šest vrpce:

$ d, \mathbf{k}\rangle :$	$ z^2, \mathbf{k}\rangle :$	$ \bar{s}, \mathbf{k}\rangle :$	$ x, \mathbf{k}\rangle :$	$ y, \mathbf{k}\rangle :$	$ \bar{c}, \mathbf{k}\rangle :$
$\varepsilon_d$	0	0	$2t_{pd} \sin k_x/2$	$-2t_{pd} \sin k_y/2$	0
0	$\varepsilon_z^2$	0	$-2t_{pz^2} \sin k_x/2$	$-2t_{pz^2} \sin k_y/2$	$\sqrt{2}t_{cz^2}$
0	0	$\varepsilon_{\bar{s}}$	$2t_{sp} \sin k_x/2$	$2t_{sp} \sin k_y/2$	$\sqrt{2}t_{sc}$
$2t_{pd} \sin k_x/2$	$-2t_{pz^2} \sin k_x/2$	$2t_{sp} \sin k_x/2$	$\varepsilon_p$	0	0
$-2t_{pd} \sin k_y/2$	$-2t_{pz^2} \sin k_y/2$	$2t_{sp} \sin k_y/2$	0	$\varepsilon_p$	0
0	$\sqrt{2}t_{cz^2}$	$\sqrt{2}t_{sc}$	0	0	$\varepsilon_{\bar{c}} - t_{cc}c_xc_y c_z$

(2.9)

U ovako zapisanoj matrici  $\varepsilon_{\bar{s}}$ ,  $\varepsilon_{\bar{c}}$  označavaju energije mikroskopskih orbitala Cu  $s$  i O<sub>c</sub>  $p_z$ , a  $\varepsilon_z^2$  energiju Cu  $d_{3z^2-r^2}$ . Preskoke između Cu  $s$  i O<sub>c</sub>  $p_z$  označava  $t_{sc}$ , a  $t_{pz^2}$  i  $t_{cz^2}$  označavaju preskoke između Cu $d_{3z^2-r^2}$  i O<sub>a/b</sub>  $p_{x/y}$ , O<sub>c</sub>  $p_z$ . Sparivanje unutar sloja kod La<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> uglavnom se odvija preko  $t_{cc}$  između O<sub>c</sub>  $2p_z$  na  $(0,0,zc)$  i njegova četiri najbliža susjeda na  $(\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}, (\frac{1}{2} - z)c)$ . Ovisnost  $k_z$  stoga je sadržana u izrazu  $t_{cc}c_xc_y c_z \equiv 8t_{cc} \cos \frac{k_x}{2} \cos \frac{k_y}{2} \cos \frac{k_z}{2}$ . Isto tako za HgBa<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub> sparivanje unutar sloja

odvija se sa  $O_c 2p_z$  na  $(0,0,z_c)$  preko Hg  $6s/6p_z$  na  $(0,0,c/2)$  na  $O_c 2p_z$  na  $(0,0,(1-z)c)$ . Sve dok je:

$$\frac{t_{pz}^2}{t_{sp}^2} \ll \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_{z^2}}{\varepsilon_{\bar{s}} - \varepsilon_F} \quad \text{i} \quad \frac{t_{pd}^2}{t_{sp}^2} \ll \frac{\varepsilon_F - (\varepsilon_p + \varepsilon_d)/2}{\varepsilon_F - (\varepsilon_p + \varepsilon_s)/2}, \quad (2.10)$$

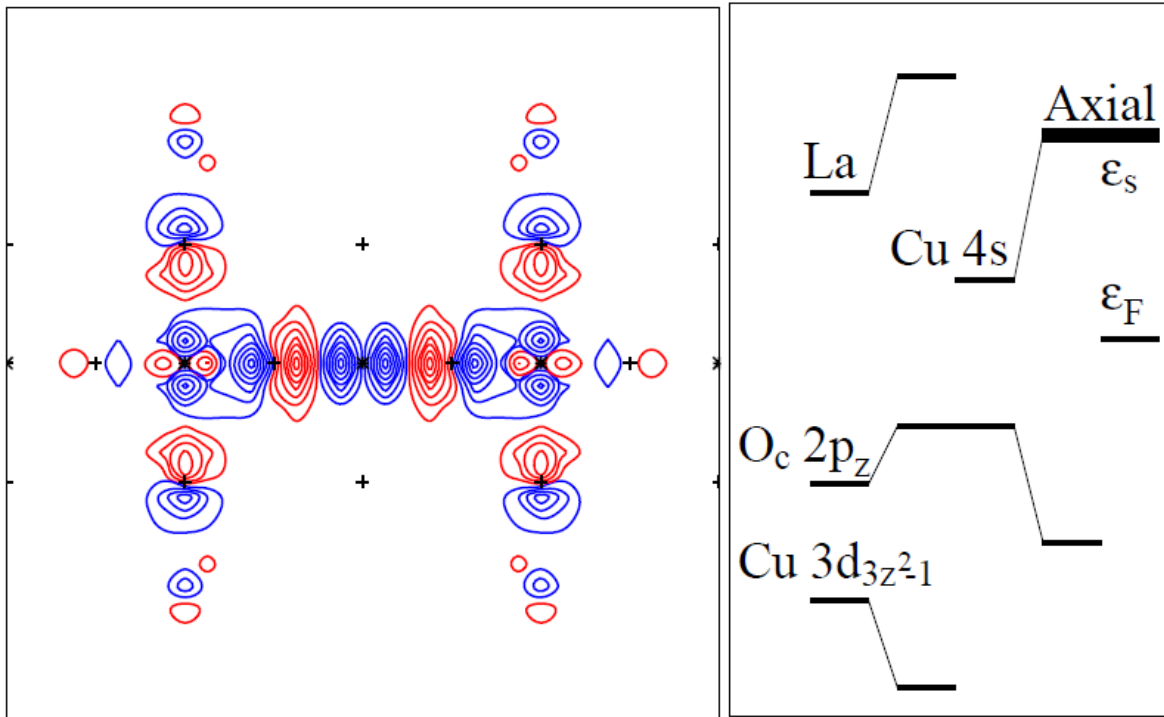
model šest vrpca može se efektivno zamijeniti modelom četiri vrpce prikazanim jednadžbama (2.3-2.7). Tada je energija aksijalne orbitale

$$\varepsilon_s = \varepsilon_{\bar{s}} + \frac{2t_{sc}^2}{\varepsilon_F - \varepsilon_c}, \quad (2.11)$$

gdje energija:

$$\varepsilon_c = \varepsilon_{\bar{c}} + \left(1 + \frac{t_{sc}t_{pz}^2}{t_{sp}t_{cz}^2}\right)^2 \frac{4\bar{r}t_{cz}^2}{\varepsilon_F - \varepsilon_{z^2}} - \frac{t_{cLa}^2}{\varepsilon_{La} - \varepsilon_F} - t_{cc}c_xc_y c_z, \quad (2.12)$$

opet reflektira da je i  $O_c p_z$  nastao kao hibrid 5 mikroskopskih orbitala Cu  $d_{3z^2-r^2}$  -  $2O_c p_z$  -  $2La$ . Izrazi (2.11) i (2.12) za energije aksijalnih orbitala ilustrirane su dijagramom na slici 2.5 [3]. Promatranjem jednadžbi (2.3) i (2.5) za jednoslojne



Slika 2.5: Vodljiva vrpca za  $La_2CuO_4$  u  $xz$ -ravnini i shematski dijagram energije  $\varepsilon_s$  aksijalne orbitale izražene energijom orbitalama od kojih se sastoji i njihovo sparivanje [3].

materijale, vidljivo je da  $r$  raste sa  $d_{Cu-O_r}$ , gdje je  $d_{Cu-O_r}$  udaljenost između vršnog



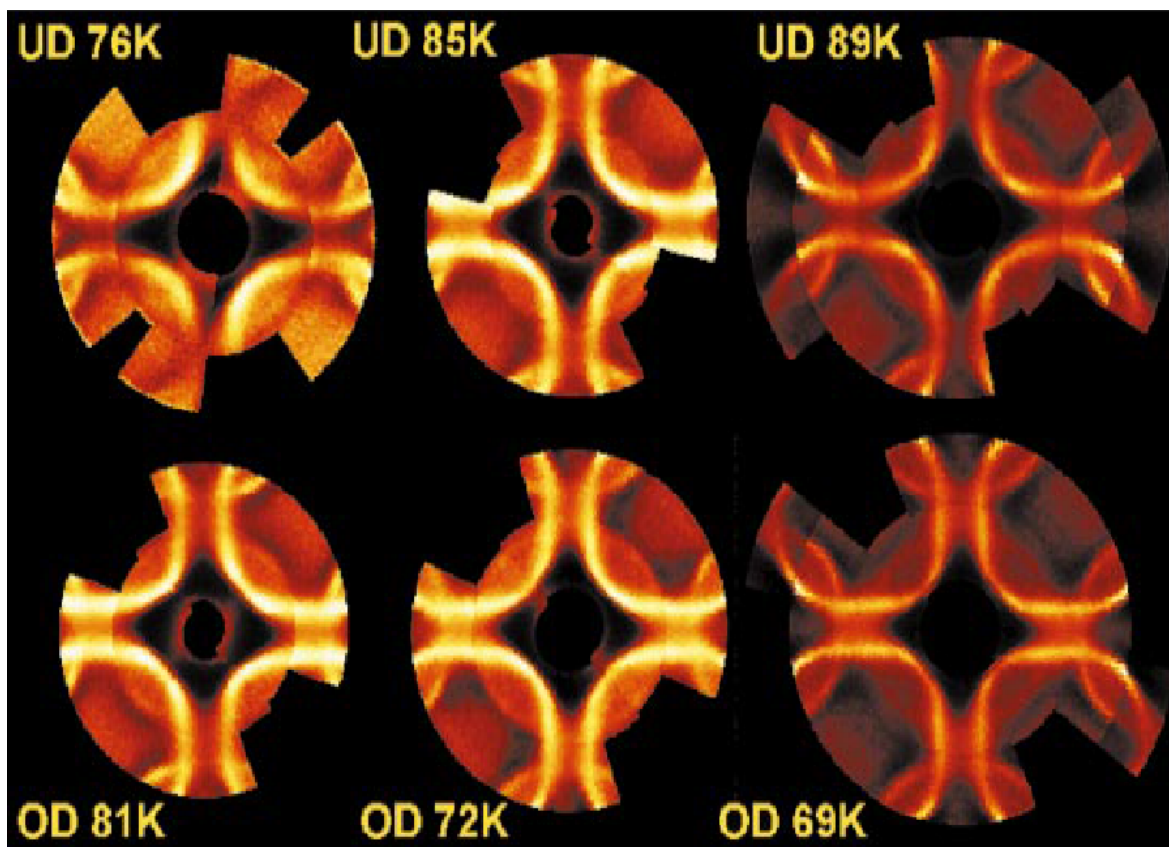
kisika i Cu. Do ovoga dolazi zato što je  $\varepsilon_s$  bliže  $\varepsilon_F$  kad su preskoci  $t_{cz^2}$  i  $t_{sc}$  sa  $O_c$   $p_z$  na Cu  $d_{3z^2-r^2}$  i Cu  $s$  oslabljeni. Zbog povećanja udaljenosti preskoka, potiskuje se Cu  $d_{3z^2-r^2}$  što je bitno kod  $La_2CuO_4$ , a zanemarivo kod  $HgBa_2CuO_4$ . Kod  $HgBa_2CuO_4$  nema takve promjene, jer je  $r$  saturiran odnosno  $\varepsilon_s \sim \varepsilon_{\bar{s}}$ , a aksijalna orbitala je skoro čisti Cu  $4s$ . Kod jednoslojnih materijala postoji jaka korelacija  $r$  i  $T_{c\max}$ , što se nastavlja i u vezujućoj kombinaciji slojeva kod višeslojnih materijala. To govori da su elektroni delokalizirani preko više slojeva [10, 11].  $T_{c\max}$  se povećava s brojem slojeva iz istog razloga kao i kod jednoslojnih materijala, a razlog tome je što višeslojnost dodatno smanjuje  $\varepsilon_s$ . Ovo se događa zbog vezujućeg stanja Cu  $s$ -Cu  $s$  među slojevima. Daljnjim povećanjem broja slojeva vjerojatno se gubi fazna koherencija pa se  $T_{c\max}$  smanjuje. Pri koherentnom sparivanju međuslojeva  $\varepsilon_s$  ovisi o  $k_z$ , čime vodljiva vrpca postaje disperzivna u  $z$  smjeru. Zaključno, osjetljivost energije aksijalne orbitale na konkretni materijal i dopiranje u modelu četiri vrpce potječe od toga što ona jedina efektivno uvodi ovisnost o orbitalama izvan ravnine, dok su ostale tri ravninske orbitale kemijski slične u svim kupratima.

### 3 Ovisnost Fermijevih površina o dopiranju

Oblik i topologija FP visoko-temperaturnih supravodiča (HTSC) stvar su rasprave čak i danas. U prošlosti, kao potvrda Luttingerovog teorema za supravodljivost kuprata, uzimalo se postojanje velikih, šupljinskih FP [15, 16] gdje primjer takvog izgleda FP prikazuje slika 3.1. [14]. Na slici 3.1 može se vidjeti da FP ostaju šupljinske za razliku od rezultata dobivnih za predopirani LSCO [17]. Također, primijećeno je da se povećanjem šupljinskog dopiranja povećava veličina Fermijevih površina koje uz to mijenjaju oblik iz zaobljenih u kvadrate sa zaobljenim vrhovima. Računanje razine dopiranja može se izvesti tako da se ugodni mjerenje modelom četiri vrpce te se izračuna dopiranje pomoću jednadžbe:

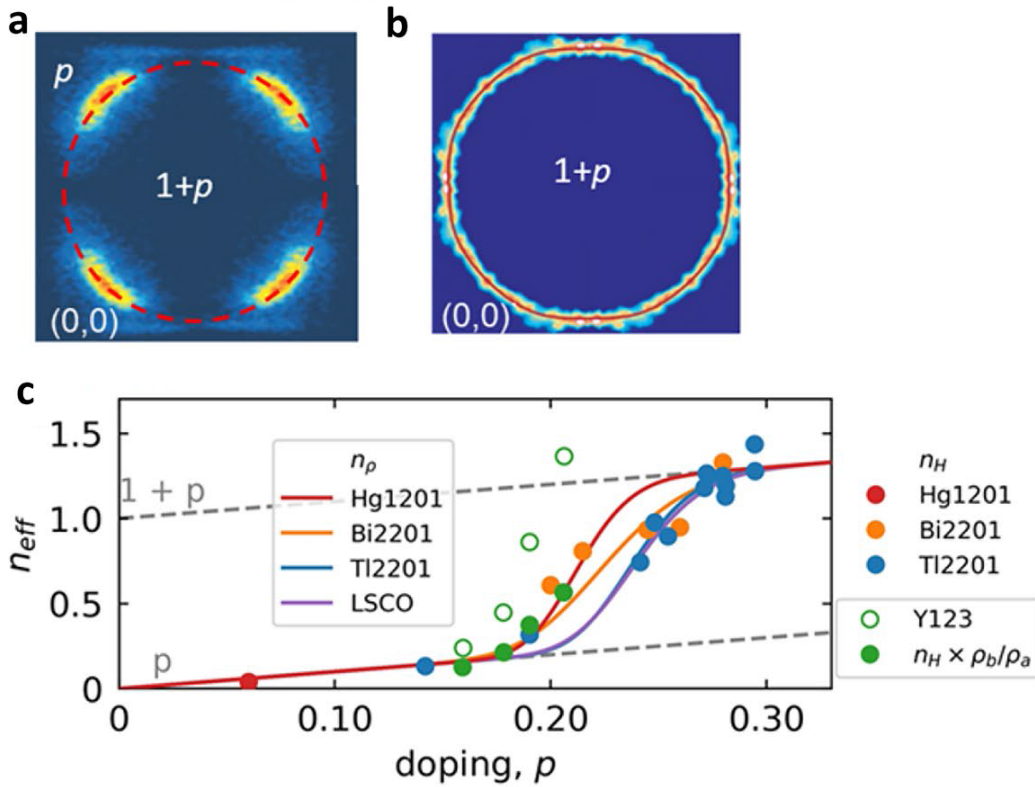
$$p = \frac{2S_{Fs}}{S_{Bz}} - 1, \quad (3.1)$$

gdje je  $S_{Fs}$  površina Fermijeve površine, a  $S_{Bz}$  površina Brilluonove zone (BZ). Zanimljivo je da FP ima točno  $1 + p$  stanja dok je  $p$  razina dopiranja što je eksperimentalno dokazano fotoemisijom spektroskopijom [18–20]. Pri niskom dopiranju loka-



Slika 3.1: Fermijeve površine Bi2212, slika preuzeta iz [14].

lizirana je točno jedna šupljina po CuO sloju, dok pri povećanju dopiranja ta šupljina postaje mobilna [21]. Na sam izgled FP dopiranje utječe i tako da se pri visokom dopiranju stvarna i modelska FP preklapaju dok se pri smanjenju dopiranja pojavljuju procjepi na antinodalnim djelovima FP što dovodi do stvaranja lukova. Takvo stanje prikazano je na slici 3.2 [21]. Takvi Fermi lukovi imaju vodljiva stanja koja su identičnih karakteristika kao i kod Fermi tekućina u [18, 22]. Zbog toga se normalno stanje poddopiranih kuprata još naziva i pseudogapirana Fermi tekućina [18]. Hallova mobilnost  $\mu_H = R_H/\rho$  invarijantna je na dopiranje [22]. Zbog univerzalnosti  $\mu_H$ , najjednostavniji način opisivanja razlike između poddopiranog i predopiranog stanja je jednostavno promjena  $n_{eff}$  [21]. Mjera broja nositelja naboja  $n_{eff}$  je otpornost  $\rho = R_H/\mu_H$  [13, 18]. Analizom  $n_{eff}$  u ovisnosti o temperaturi i dopiranju, dobiveni su rezultati koji prikazuju prijelaz iz  $p$  u  $p + 1$  (Slika 3.2) za promjene  $n_{eff}$  pri  $T = 0K$  [19]. Bi2201 ima FP koja se sastoji od jedne vrpce. Hallov broj  $n_H$  kao funkcija u ovisnosti o  $p$  pokazuje gladak prijelaz kroz predopiran pojas, te dostiže  $p+1$  tek blizu kraja supravodljivog područja [29], što se dobro slaže s rezultatima za  $n_{eff}$ . Kako bi se dobili mikroskopski parametri kuprata može se odabrati neki model i fino

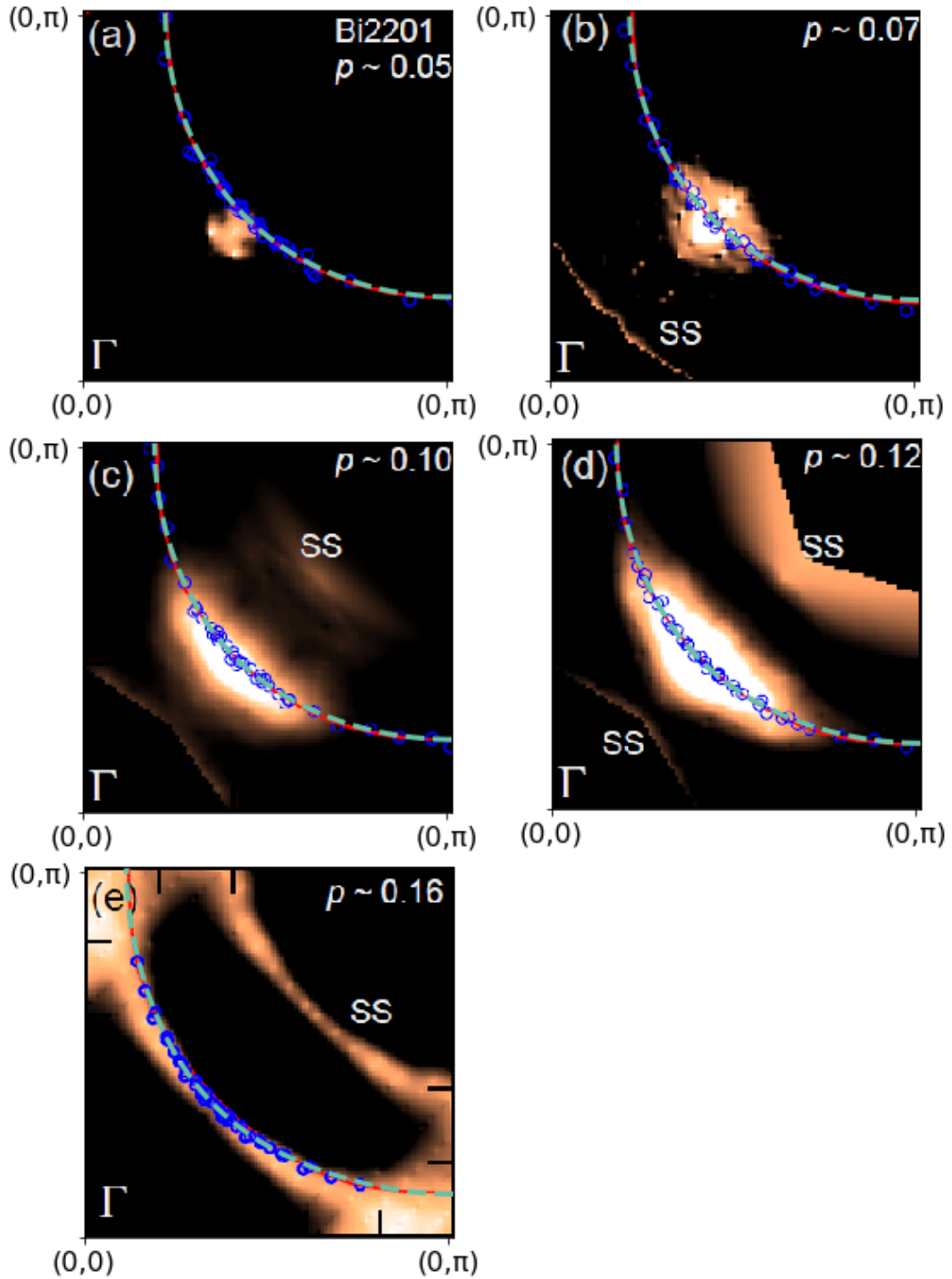


Slika 3.2: (a-b) ARPES [24–26] ili SMT [27] mjerenja pokazuju da se stvara procjep na FP. Duljina luka u a) je  $p/(1+p)$  ukupne duljine ruba FP, koji okružuje modelsku površinu  $1+p$  [21]. Modelska FP prikazana je iscrtkanom linijom u a), a punom linijom u b). c) pokazuje prijelaz koncentracije vodljivih elektrona iz  $p$  u  $p+1$  u ovisnosti o dopiranju.

ugoditi krivulje na FP. U ovom radu koristit će se model četiri vrpce jer je fizikalniji od modela jedne vrpce s više preskoka, koji se svodi na podešavanje Fourierovim razvojem bez mikroskopskih uvida [23]. U tom modelu jednačba kojom fino ugađamo FP je druga svojstvena vrijednost Hamiltonijana (2.2) koja odgovara orbitalama  $p_x$  i  $p_y$  gdje se nalazi otvorena FP. Od parametara modela značajno se mijenja jedino  $\varepsilon_s$  koji je aksijalna orbitala tj. hibrid Cu  $s$ , Cu  $d_{3z^2-r^2}$  i  $O_c p_z$  kako je gore navedeno [27]. Opisana kao takva, istovremeno je dvodimenzionalna i sadržava orbitalu odgovornu za vezanje elektrona u okomitom smjeru [21]. Značajna simetrija ovog modela je ta da se sekularna determinanta faktorizira uz dijagonalu Brilluonove zone tako da disperzija na dijagonali nije ovisna o energiji  $s$ -orbitale [28]. Ovo zapravo govori da su nodalni fermioni stvarno dvodimenzionalni bez obzira na antinodalno vezanje na  $s$ -orbitalu. Ovakvo vezanje izlaže antinodalne fermione kulonskim poljima iona između ravnina, koja stvaraju procjep kod poddopiranih sustava.

### 3.1 Bi2201

Na slici 3.3 [12] prikazano je mjerenje FP u  $k$ -prostoru za više razina dopiranja. Kod



Slika 3.3: Ovisnost Fermijevih površina o dopiranju u Bi2201, crvena krivulja prikazuje fino ugađanje modela jedne vrpce [12]. (a)-(e) mapiranje u  $k$ -prostoru spektralne težine za  $\varepsilon_F \pm 30$  meV od lagano do optimalno dopiranog Bi2201 mjenjenog u drugoj Brilluonovoj zoni. Nadstrukture nastale zbog Bi-O modulacije označene su sa SS. Plave točke označavaju poziciju  $k_f$  određenu vršnom pozicijom krivulja distribucije momenta dobivene iz prve i druge Brilluonove zone. Zelena krivulja prikazuje ugađanje modela četiri vrpce. Razina dopiranja određena jednađbom (3.1).

dopiranja  $p = 0.05$  FP je prekinuta na cijeloj površini i tek se vidi mali intenzitet oko nodalne točke. Za  $p = 0.07$  intenzitet se povećava ali je pri tom dopiranju kuprat i dalje izolator. Za daljnje dopiranje luk se povećava, a za  $p = 0.12$  postaje supravodljiva. Kao što je navedeno ranije, topologija FP nije se promjenila dopiranjem te je i dalje ostala šupljinska. U tablici 3.1 nalaze se parametri ugađanja i dopiranje dobiveno jednadžbom (3.1). Promjena  $\varepsilon_s$  rezultira promjenom izgleda Fermijeve površine iz

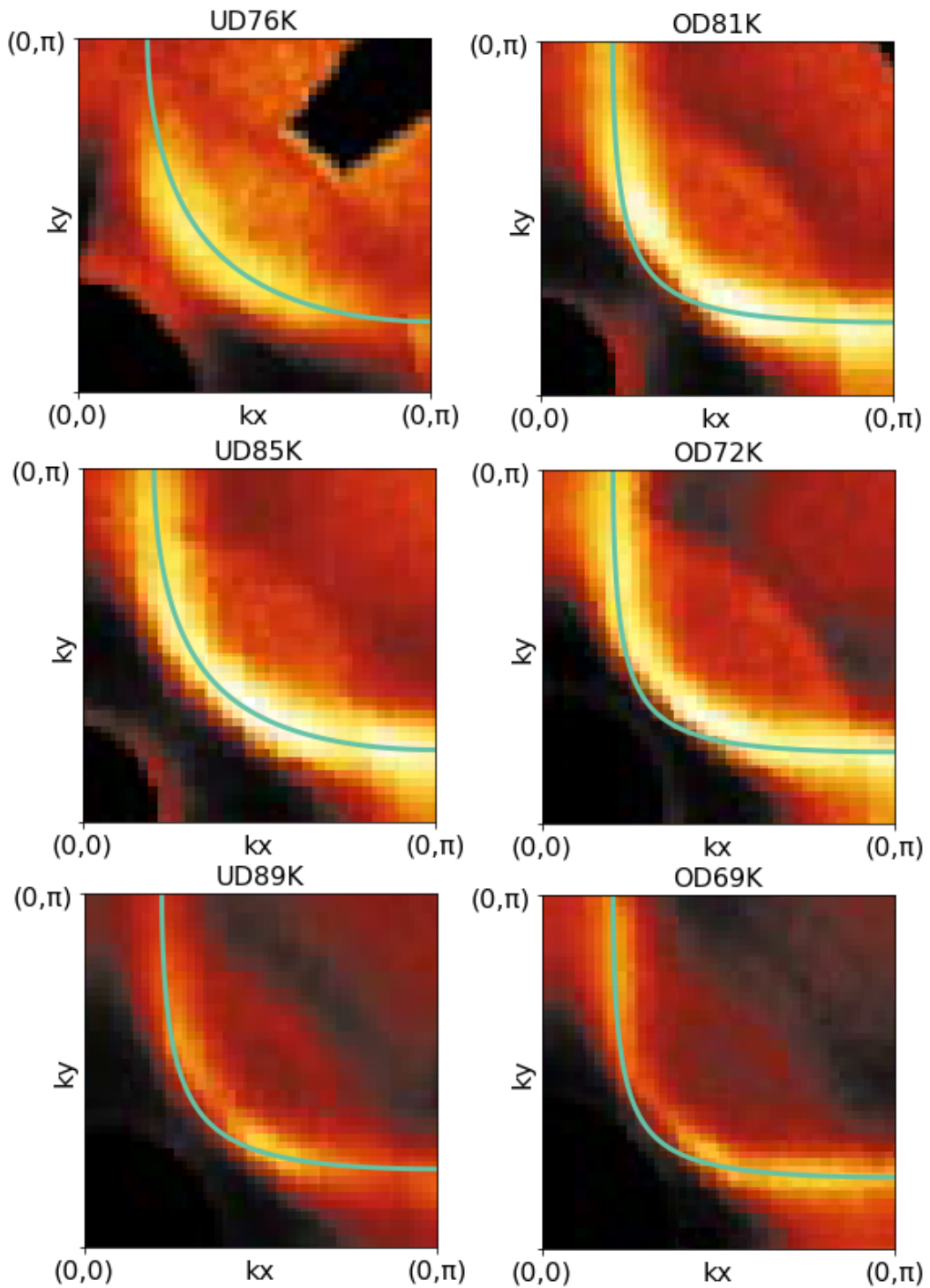
	a)	b)	c)	d)	e)
$t_{pd}(eV)$	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
$t_{sp}(eV)$	2	2	2	2	2
$\varepsilon_s$	-9.1	-9	-8.8	-8.6	-8.1
$\varepsilon_p(eV)$	1	1	1	1	1
$\varepsilon_d(eV)$	0	0	0	0	0
$p$	0.0550	0.0720	0.970	0.113	0.159

Tablica 3.1: Parametri finog ugađanja modela za sliku 3.3 i pripadajuće dopiranje izračunato jednadžbom (3.1).

zaobljenog oblika u kvadrat sa zaobljenim vrhovima. Njegovim povećanjem krivulja postaje sve manje zaobljena. Iz takvih rezultata može se zaključiti da će Fermijeva površina za dovoljno malen  $\varepsilon_s - \varepsilon_p$  postati nalik kvadratu dok je za dovoljno velik  $\varepsilon_s - \varepsilon_p$  nalik na romb. U analizi FP često se koristi model jedne vrpce. To se može iskoristiti kako bi se provjerila točnost i preciznost modela četiri vrpce tako da se ugodni model jedan preko drugoga. Analizom rezultata oba modela vidljivo je da su modelirane FP približno jednake, što potvrđuju približno jednake vrijednosti dopiranja. Iz toga se može zaključiti da je model četiri vrpce prikladan fizikalni alat za ugađanje i analizu FP kuprata.

### 3.2 Bi2212

Bi2212 ima dodatni sloj  $\text{CuO}_2$  u odnosu na Bi2201. Na slici 3.4 prikazane su Fermijeve površine u  $k$  prostoru s fino ugođenim modelom četiri vrpce. Za UD76K vidljivo je da je FP prekinuta na manjim dijelovima. Na sljedećem uzorku se već može primjetiti razlika između Bi2201 i Bi2212, a to je da je za slično dopiranje (UD85K  $p = 0.85$ ) FP u potpunosti zatvorena. Na daljnjim uzorcima može se primijetiti da se izgled FP mijenja, odnosno da se povećanjem dopiranja izgled FP pretvara u kvadrat sa zaobljenim rubovima. Također, na uzorku OD72K i OD69K vidljivo je da sami rubovi nisu

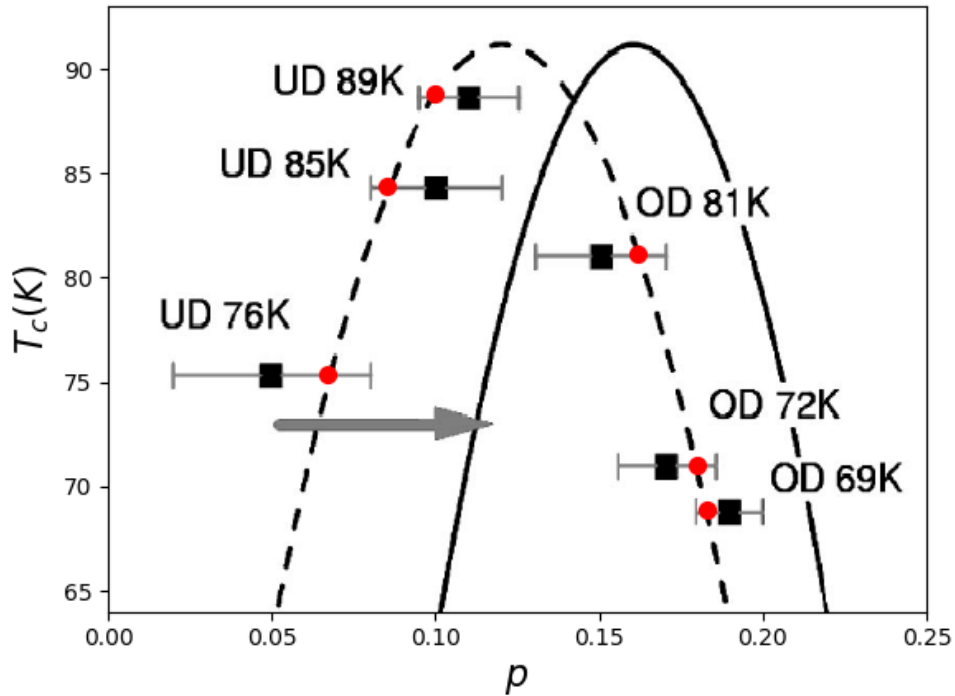


Slika 3.4: Fermijeve površine predopiranog i poddopiranog Bi2212 sa pripadajućim  $T_c$ , zelene krivulje prikazuju fino ugađanje modela četiri vrpce u  $k$  - prostoru. Sve FP nalaze se u prvoj Brilluonovoj zoni.

samo zaobljeni već i "odrezani". Primijećeno je da se topologija kao i kod Bi2201 nije promijenila te je ostala šupljinska. U tablici 3.2 nalaze se parametri ugađanja i dopiranja dobiveno jednađbom (3.1). Koristeći jednađbu (3.1) izračunate su razine dopiranja koje se slažu s onima dobivenim u [14] što se može vidjeti i na slici 3.5 koja

	UD76K	UD85K	UD89K	OD81K	OD72K	OD69K
$T_c(K)$	76	85	89	81	72	69
$t_{pd}(eV)$	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
$t_{sp}(eV)$	2	2	2	2	2	2
$\varepsilon_s(eV)$	-6	-5.5	-3.5	-3.15	-2.95	-2.8
$\varepsilon_p(eV)$	1	1	1	1	1	1
$\varepsilon_d(eV)$	0	0	0	0	0	0
$p$	0.067	0.085	0.100	0.162	0.180	0.183

Tablica 3.2: Parametri finog ugađanja modela za sliku 3.4 i pripadajuće dopiranje izračunato jednadžbom (3.1).

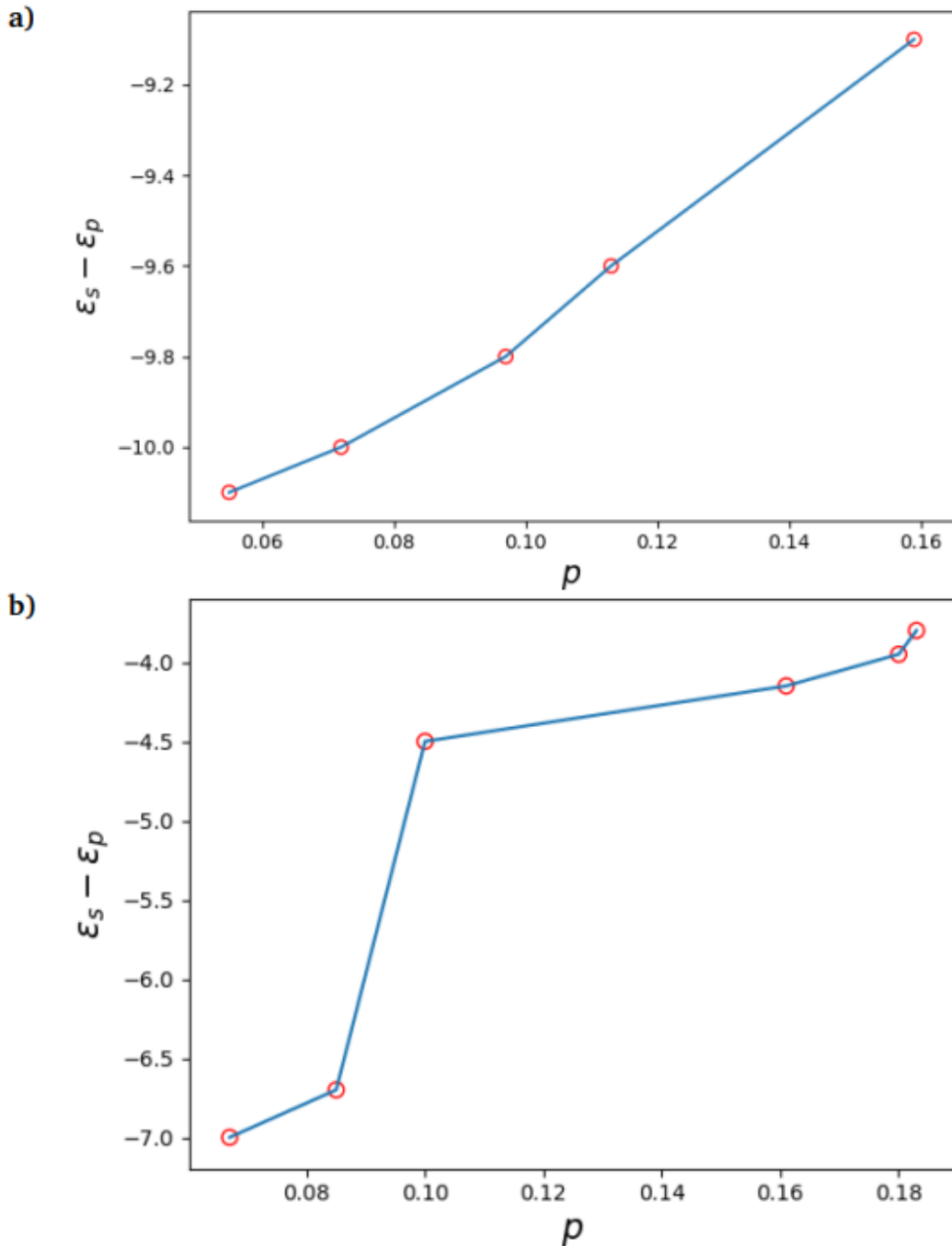


Slika 3.5: Graf ovisnosti kritične temperature  $T_c$  o razini šupljinskog dopiranja  $p$  dobivenu računom direktno iz FP iz slike 3.1 [14]. Crvene točke prikazuju ovisnost  $T_c$  o dopiranju koje je dobiveno modelom četiri vrpce. Puna linija prikazuje empirijsku relaciju  $T_c$  i  $p$ .

prikazuje rezultate analize FP iz slike 3.1. Puna linija prikazuje empirijsku relaciju  $T_c$  i  $p$  dok iscrtkana linija prikazuje rezultate dobivene analizom FP. Tako dobivena krivulja je jednaka onoj empirijskoj, ali pomaknuta za 0.05 prema poddopiranoj strani što je posljedica dvoslojnog cijepanja Cu-O vrpce [14].

### 3.3 Rezultati i rasprava

Uspoređujući parametre modela za Bi2212 s onima za Bi2201 primijećeno je da je  $\varepsilon_s - \varepsilon_p$  puno manji što govori da su FP Bi2212 oštrijeg oblika, a to nam je najlakše usporediti u slučajevima kad je  $p = 0.10$  i  $p = 0.16$ . Za  $p = 0.10$  FP Bi2201 se tek zatvorila, dok FP Bi2212 počinje poprimati oblik kvadrata, a zatvorila se za  $p = 0.085$ . Slika 3.6 prikazuje grafove ovisnosti  $\varepsilon_s - \varepsilon_p$  o  $p$  za Bi2201 i Bi2212. Kod Bi2212



Slika 3.6: Graf ovisnosti  $\varepsilon_s - \varepsilon_p$  o  $p$ . a) Graf za Bi2201. b) Graf za Bi2212 Između  $p = 0.085$  i  $p = 0.100$  vidljiv je diskontinuitet.



primijećeno je da se između  $p = 0.085$  i  $p = 0.100$  pojavljuje velika razlika u  $\varepsilon_s - \varepsilon_p$ , prije nego počne prijelaz iz  $p$  u  $p + 1$  (Slika 3.2), kako se vidi na slici 3.6. Može se naslutiti da je promjena  $\varepsilon_s$  odraz istih kulonskih interakcija koje delokaliziraju šupljinu prilikom povećanja dopiranja.

## 4 Zaključak

Model četiri vrpce pokazao se prikladnim za ugađanje FP kuprata. Do takvog zaključka može se doći iz slike 3.3 koja prikazuje grafičku usporedbu modela četiri vrpce i modela jedne vrpce. Numerički rezultati dvaju modela uvelike se slažu, te se može zaključiti da model četiri vrpce daje zadovoljavajuće rezultate. Razlika najviše proizlazi iz činjenice da je model jedne vrpce Fourierov red te je njime praktički moguće ugoditi bilo koju krivulju. Kako bi se to postiglo moraju se uključiti preskoci dalji od prvog susjeda što nije realistično. Model četiri vrpce zbog svoje realističnosti ima fizikalna ograničenja te samim time je krivulju teže ugoditi. Zbog toga rezultati imaju više fizikalnog značaja i gube manje bitnih informacija. Mjerenja pri šupljinskom dopiranju pokazuju približavanje nodalne točke FP točki (0,0) i izobličenje Fermijevih cijevi iz kružnih u kvadrate zaobljenih rubova, a model je to uspješno pokazao. Analiza FP ovim modelom isto tako ukazuje na moguće kulonske efekte. Evolucija parametra  $\varepsilon_s$  modela u ovisnosti o dopiranju pokazuje diskontinuitet kod Bi2212 kojeg nema za ista dopiranja kod Bi2201, kako se vidi na slici 3.6 Takva razlika bi mogla potjecati od drugačijeg odgovora jednostrukih i dvostrukih ravnina na kulonska polja dopanada. Zaključeno je da je model četiri vrpce minimalan model potreban za kemijski realističnu analizu FP kuprata.

## Literatura

- [1] Kittel, C. Introduction to solid state physics. 8th ed., (2004), John Wiley & Sons.
- [2] Omar, M. A. Elementari solid state physics: Principles and Applications. (1993), Addison-Wesley Publishing Company.
- [3] Andersen, O.K.; Pavarini, E.; Dasgupta, I.; Saha-Dasgupta, T.; Jepsen, O. In: Proceedings of the 4th Asian Workshop on First-Principles Electronic Structure Calculations. Taipei, Taiwan (2001), <https://www2.fkf.mpg.de/andersen/Taipei/TaipeiPDF.pdf>, 05.10.2022.
- [4] Locquet, J.P.; Perret, J.; Fompeyrine, J.; Mächler, E.; Seo, J. W.; Van Tendeloo, G. Doubling the critical temperature of  $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$  using epitaxial strain, Nature. Vol. **394**, 6692 (1988), str. 453-456, <https://doi.org/10.1038/28810>, 05.10.2022.
- [5] Sato, H.; Tsukada, A.; Naito, M.; Matsuda, A.  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  epitaxial thin films ( $x = 0$  to 2): Structure, strain, and superconductivity, Phys. Rev. Vol. **61**, 18 (2000), str. 12447-12456 <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.12447>, 05.10.2022.
- [6] Shen, Z.X.; Dessais, D.D. Electronic structure and photoemission studies of late transition-metal oxides — Mott insulators and high-temperature superconductors, Phys. Chem. Rep. Vol. **253**, 1 (1995), str. 1 - 162, [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(95\)80001-A](https://doi.org/10.1016/0370-1573(95)80001-A), 22.10.2022.
- [7] Fretwell, H. M.; Kaminski, A.; Mesot, J.; Campuzano, J. C.; Norman, M. R.; Randeria, M.; Sato, T.; Gatt, R.; Takahashi, T.; Kadowaki, K. Fermi Surface of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , Phys. Rev. Lett. Vol. **84**, 19 (2000), str. 4449-4452, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4449>, 22.10.2022.
- [8] Borisenko, S. V.; Golden, M. S.; Legner, S.; Pichler, T.; D'urr, C.; Knupfer, M.; Fink, J.; Yang, G.; Abell, S.; Berger, H. Joys and Pitfalls of Fermi Surface Mapping in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Using Angle Resolved Photoemission, Phys. Rev. Lett. Vol. **84**, 19 (2000), str. 4453-4456, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4453>, 22.10.2022.

- [9] Andersen, O.K.; Liechtenstein, A.I.; Jepsen, O.; Paulsen, F. LDA energy bands, low-energy hamiltonians,  $t'$ ,  $t''$ ,  $t_{\perp}(k)$ , and  $J_{\perp}$ , Journal of Physics and Chemistry of Solids. Vol. **56**, 12 (1973), str. 1573-1591, [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(95\)00269-3](https://doi.org/10.1016/0022-3697(95)00269-3), 22.10.2022.
- [10] Feng, D. L.; Armitage, N. P.; Lu, D. H.; Damascelli, A.; Hu, J. P.; Bogdanov, P.; Lanzara, A.; Ronning, F.; Shen, K. M.; Eisaki, H.; Kim, C.; Shen, Z.-X.; Shimoyama, J.-i.; Kishio, K. Bilayer Splitting in the Electronic Structure of Heavily Overdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , Phys. Rev. Lett. Vol. **86**, 24 (2001), str. 5550-5553, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.5550>, 10.11.2022.
- [11] Chuang, Y.-D.; Gromko, A. D.; Fedorov, A.; Aiura, Y.; Oka, K.; Ando, Yoichi; Eisaki, H.; Uchida, S. I.; Dessau, D. S. Doubling of the Bands in Overdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : Evidence for  $c$ -Axis Bilayer Coupling, Phys. Rev. Lett. Vol. **87**, 11 (2001), 117002, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.117002>, 10.11.2022.
- [12] Hashimoto, M., Photoemission Study of Single-Layer Cuprate High-Temperature Superconductors. Doktorski rad. Tokyo. Department of Physics, University of Tokyo, (2007), 30.11.2022.
- [13] Barišić, N.; Chan, M.K.; Veit, M.J.; Dorow, C.J.; Ge, Y.; Tang, Y.; Tabis, W.; Yu, G.; Zhao, X.; Greven, M. Evidence for a universal fermi-liquid scattering rate throughout the phase diagram of the copper-oxide superconductors (2015), <https://arxiv.org/abs/1507.07885v1>, 30.11.2022.
- [14] Kordyuk, A. A.; Borisenko, S. V.; Golden, M. S.; Legner, S.; Nenkov, K. A.; Knupfer, M.; Fink, J.; Berger, H.; Forró, L.; Follath, R. Doping dependence of the Fermi surface in  $(\text{Bi, Pb})_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , Phys. Rev. B. Vol. **66**, 1 (2002), 014502, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.014502>, 30.11.2022.
- [15] Olson, C. G.; Liu, R.; Lynch, D. W.; List, R. S.; Arko, A. J.; Veal, B. W.; Chang, Y. C.; Jiang, P. Z.; Paulikas, A. P. High-resolution angle-resolved photoemission study of the Fermi surface and the normal-state electronic structure of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , Phys. Rev. B **42**, 1 (1990), str. 381-386, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.381>, 12.12.2022.

- [16] Campuzano, J. C.; Jennings, G.; Faiz, M.; Beaulaigue, L.; Veal, B. W.; Liu, J. Z.; Paulikas, A. P.; Vandervoort, K.; Claus, H.; List, R. S.; Arko, A. J.; Bartlett, R. J. Fermi surfaces of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$  as seen by angle-resolved photoemission, *Phys. Rev. Lett.* Vol. **64**, 19 (1990), str. 2308-2311, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.2308>, 12.12.2022.
- [17] Ino, A.; Kim, C.; Nakamura, M.; Yoshida, T.; Mizokawa, T.; Fujimori, A.; Shen, Z.-X.; Kakeshita, T.; Eisaki, H.; Uchida, S. Doping-dependent evolution of the electronic structure of  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  in the superconducting and metallic phases, *Phys. Rev. B.* Vol. **65**, 9 (2002), 094504, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.094504>, 12.12.2022.
- [18] Barišić, N.; Chan, M.K.; Veit, M.J.; Dorow, C.J.; Ge, Y.; Li, Y.; Tabis, W.; Tang, Y.; Yu, G.; Zhao, X.; Greven, M. Evidence for a universal Fermi-liquid scattering rate throughout the phase diagram of the copper-oxide superconductors, *New J. Phys.* Vol. **21**, 11 (2019), 113007, <https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab4d0f>, 15.02.2023.
- [19] Pelc, D.; Popčević, P.; Požek, M.; Greven, M.; Barišić, N. Unusual behavior of cuprates explained by heterogeneous charge localization, *Sci.Adv.* Vol. **5**, 1 (2019), str. 4538, <https://doi.org/10.1126/sciadv.aau4538>, 15.02.2023.
- [20] Drozdov, I.K.; Pletikosić, I.; Kim, C.K.; Fujita, K.; Gu, G.D.; Davis, J.C.S.; Johnson, P.D.; Božović, I.; Valla, T. Phase diagram of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  revisited, *Nat. Commun.* Vol. **9**, 1 (2018), str. 5210, <https://doi.org/10.1038/s41467-018-07686-w>, 17.03.2023.
- [21] Barišić, N.; Sunko, D.K. High- $T_c$  Cuprates: a Story of Two Electronic Subsystems, *J Supercond Nov Magn.* Vol. **35**, 7 (2022), str. 1781–1799, <https://doi.org/10.1007/s10948-022-06183-y>, 12.05.2023.
- [22] Barišić, N.; Chan, M.K.; Li, Y.; Yu, G.; Zhao, X.; Dressel, M.; Smontara, A.; Greven, M. Universal sheet resistance and revised phase diagram of the cuprate high-temperature superconductors, *PNAS* Vol. **110**, 30 (2013), str. 12235-12240, <https://doi.org/10.1073/pnas.1301989110>, 12.05.2023.

- [23] Pavarini, E.; Dasgupta, I.; Saha-Dasgupta, T.; Jepsen, O.; Andersen, O.K. Band-Structure Trend in Hole-Doped Cuprates and Correlation with  $T_{cmax}$ , Phys. Rev. Lett. Vol. **87**, 4 (2001), 047003, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.047003>, 12.05.2023.
- [24] Norman, M.R.; Ding, H.; Randeria, M.; Campuzano, J.C.; Yokoya, T.; Takeuchi, T.; Takahashi, T.; Mochiku, T.; Kadowaki, K.; Guptasarma, P.; Hinks, D.G. Destruction of the Fermi surface in underdoped high- $T_c$  superconductors, Nature. Vol. **392**, 6672 (1998), str. 157–160, <https://doi.org/10.1038/32366>, 23.06.2023.
- [25] Hossain, M.A.; Mottershead, J.D.F.; Fournier, D.; Bostwick, A.; McChesney, J.L.; Rotenberg, E.; Liang, R.; Hardy, W.N.; Sawatzky, G.A.; Elfimov, I.S.; Bonn, D.A.; Damascelli, A. In situ doping control of the surface of high-temperature superconductors, Nature Phys. Vol. **4**, 7 (2008), str. 527–531, <https://doi.org/10.1038/nphys998>, 23.06.2023.
- [26] Platé, M.; Mottershead, J.D.F.; Elfimov, I.S.; Peets, D.C.; Liang, R.; Bonn, D.A.; Hardy, W.N.; Chiuzbaian; Falub, M.; Shi, M.; Patthey, L.; Damascelli, A. Fermi Surface and Quasiparticle Excitations of Overdoped  $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ , Phys. Rev. Lett. Vol. **95**, 7 (2005), 077001, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.077001>, 23.06.2023.
- [27] McElroy, K.; Simmonds, R.W.; Hoffman, J.E.; Lee, D.H.; Orenstein, J.; Eisaki, H.; Uchida, S.; Davis, C. Relating atomic-scale electronic phenomena to wave-like quasiparticle states in superconducting  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ , Nature **422**, 6932 (2003), str. 592-596, <https://doi.org/10.1038/nature01496>, 04.07.2023.
- [28] Lazić, P.; Sunko, D.K. Fermi arcs and pseudogap emerging from dimensional crossover at the Fermi surface in  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  Europhys. Lett. Vol. **112**, 3 (2015), 37011, <https://doi.org/10.1209/0295-5075/112/37011>, 04.07.2023.
- [29] Putzke, C.; Benhabib, S.; Tabis, W.; Ayres, J.; Wang, Z.; Malone, L.; Licciardello, S.; Lu, J.; Kondo, T.; Takeuchi, T.; Hussey, N.E.; Cooper, J.R.; Carrington, A. Reduced Hall carrier density in the overdoped strange metal regime of cuprate

superconductors, Nat. Phys. Vol. **17**, 7 (2021), str. 826-831, <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01197-0>, 04.07.2023.