

Doktori értekezés

Pallinger Ágnes

2010

VORTEXDINAMIKA ERŐSEN ANIZOTROP MAGASHŐMÉRSÉKLETŰ SZUPRAVEZETŐKBEN

Doktori értekezés

Pallinger Ágnes

Témavezető: Sas Bernadette
a fizikai tudományok kandidátusa
tudományos főmunkatárs, MTA-SZFKI

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
SZILÁRDTESTFIZIKAI ÉS OPTIKAI KUTATÓINTÉZET



ELTE Fizika Doktori Iskola
vezetője: Dr. Horváth Zalán egyetemi tanár
Anyagtudomány és szilárdtestfizika program
vezetője: Dr. Lendvai János egyetemi tanár

Budapest
2010

Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék	i
Bevezetés	1
1. Irodalmi összefoglaló	3
1.1. Klasszikus másodfajú szupravezetők	3
1.1.1. Vortexek tulajdonságai	6
1.1.2. Vortexmozgás, disszipáció	7
1.1.3. Kritikus állapot, Bean-modell	8
1.1.4. Fluxuscúszás	9
1.1.5. Fluxusáramlás	10
1.2. Magashőmérsékletű szupravezetők	12
1.2.1. Lawrence–Doniach-modell	12
1.2.2. Anizotrop Ginzburg–Landau-modell	13
1.2.3. Fázisdiagram, a vortexek között ható erő	14
1.2.4. A pinning hatása	19
1.2.5. Árameloszlás	21
1.2.6. Kritikus áram	23
1.3. Hall-effektus	27
2. Kísérleti technika, minták	29
2.1. Minták és előállításuk	29
2.2. Kriotechnika, mérőfej	31
2.3. Impulzustechnika	32
2.4. Fűtés	38
3. Kísérleti eredmények	41
3.1. Áram–feszültség karakterisztikák	42
3.2. Kritikus áram	44

3.3. Mágnesezettség mérések	51
3.4. Fázisdiagram	54
3.5. Differenciális ellenállás	56
3.6. Teraszos minta	61
3.7. Hall-effektus	67
3.7.1. Hall-effektus normál állapotban és vortexfolyadék fázisban	67
3.7.2. Hall-effektus a rögzített vortex fázisban	72
4. Diskusszió	75
4.1. A fázisdiagram értelmezése	75
4.2. Árameloszlás disszipatív szupravezetőkben	85
4.2.1. Modell	85
4.2.2. Kvalitatív megfontolások a disszipatív tartomány alakjára .	87
4.2.3. Numerikus módszer	90
4.2.4. Numerikus eredmények: a disszipatív tartomány alakja . .	91
4.2.5. Numerikus eredmények: az áram–feszültség karakterisztika	93
4.2.6. A lépcsős felszínű minták áram–feszültség karakterisztikáinak értelmezése	94
4.3. Nagyáramú differenciális ellenállás	99
4.4. Hall-feszültség a rögzített vortex fázisban	107
Összefoglalás	113
Irodalomjegyzék	115

Bevezetés

A magashőmérsékletű kuprát szupravezetőket Georg Bednorz és Alex Müller fedezte fel 1986-ban [1]. A felfedezés a fizika történetében páratlan lelkesedést váltott ki nem csak a fizikusokból, de a nagyközönségből is. Noha ebben legnagyobb szerepe természetesen a szobahőmérsékletű szupravezetők – sajnos azóta is beteljesületlen – víziójának volt, a felfedezés számos új, azóta is lezáratlan fejezetet nyitott a szilárdtestfizikában. Ma, amikor már megtanultuk a gyakorlatban is alkalmazni ezeket az anyagokat, még mindig nem értjük jól azokat a disszipációs mechanizmusokat, melyek korlátot szabnak az alkalmazásoknak.

A másodfajú szupravezetők műszaki alkalmazásainak legtöbbszörében a szupravezetőben folyó nagy áramok által keltett nagy mágneses tereket használják. A gyakori hiedelemmel ellentétben ilyenkor nem a felső kritikus tér szab határt a nulla ellenállású vezetésnek, hanem a mágneses tér által keltett örvényáramok (vortexek) mozgása. A vortexáramlásból származó disszipáció lehetősége nem sokkal a vortexek felfedezése után merült föl – a szuperfolyékony héliummal való analógia alapján. Ezt a disszipációt a vortex normál elektronokat tartalmazó magja okozza. Konvencionális szupravezetőkre Bardeen és Stephen megmutatta [2], hogy a vortexek áramlásából származó ellenállás arányos a mágneses térrel és a felső kritikus mágneses térnél eléri a normál fázis ellenállását [3, 4]. Magashőmérsékletű szupravezetőknél is többen vizsgálták a Bardeen–Stephen-törvény érvényességi körét, de az egyezés nem volt egyértelmű. A kételkedő álláspontot erősíti, hogy a magashőmérsékletű szupravezetőkben a rendparaméter d -hullámszimmetriájú, bizonyos irányokban csomópontjai vannak, tehát a kvázirészecske gerjesztések spektruma lényegesen eltér a konvencionális szupravezetőkétől [5].

A vortexáramlásnak gátat szabhat az, hogy a rácshibák lehorgonyozhatják az örvényeket és így nagy mágneses térben is folyhat áram disszipáció nélkül. A vortexek mozgásának és lehorgonyzásának problémája beleillik a véletlen

elrendezésű hibákkal kölcsönható rugalmas, periodikus közeg sokkal szélesebb körben felmerülő paradigmájába [6, 7].

A magashőmérsékletű szupravezetők felfedezése számos új elemmel gazdagította az amúgy is összetett kérdést. Ezen anyagok anizotrop és réteges szerkezete folytán egészen más disszipációs mechanizmussal kell számolni a szupravezető rétegeken belül, mint merőleges irányban [8, 9]. Ugyancsak az anizotropia miatt számos kutatás foglalkozott a vortexrendszer dimenziójával.

Jelen értekezés tárgya a nagy áramoknál mágneses térben fellépő disszipáció kísérleti vizsgálata a magashőmérsékletű szupravezetők egyik leg többet vizsgált modellanyagán, a $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO) vegyületben. Kísérleteim többségét a Magyar Tudományos Akadémia Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézetében végeztem, ahol 20 éves hagyománya van a magashőmérsékletű szupravezetés tanulmányozásának. Ezen kívül lehetőségem nyílt Franciaországban is dolgozni F. I. B. Williams laboratóriumában (Saclay, CEA, SPEC). Fő eszközőm az egykristály mintán végzett nagyáramú transzportmérés volt, amihez továbbfejlesztettem egy impulzusüzemű mérőberendezést. Legtöbb következtetésemet a nagy áramtartományban felvett áram–feszültség karakterisztikák elemzéséből vontam le. Széles mágneses tér- és hőmérséklet-tartományban vizsgáltam a disszipáció felléptének kritikus áramát és magát a disszipációt a kritikus áram felett. A transzportméréseket egyéb vizsgálatokkal – többek között mágneseszettség mérésekkel – is kiegészítettem. Ötvözés segítségével tanulmányoztam a szupravezető síkok elektronkoncentrációjának hatását. Transzportméréseim jobb értelmezhetősége céljából különleges alakú és kontaktus-elrendezésű kristályokat is vizsgáltam. Sok esetben fordultam a numerikus modellezés eszközához is.

Dolgozatom 4 fő fejezetből áll. Az első fejezetben az irodalom alapján összefoglalom a vortexrendszerek viselkedését, a magashőmérsékletű szupravezetők fontosabb tulajdonságait és a Hall-effektust mozgó elektronok illetve vortexek esetén. A második fejezetben ismertetem a kísérleteim során használt mintákat, a mérési technikát és a mérési összeállítást. A harmadik fejezetben bemutatom a kísérleti eredményeket, a mért áram–feszültség karakterisztikákat és mágneszettség görbéket, illetve az ezek jellegzetes paramétereinek hőmérséklettől és mágneses tértől való függését. Az utolsó fejezetben a kísérleti eredményeimet értelmezem.

1. fejezet

Irodalmi összefoglaló

Doktori munkám során magas kritikus hőmérsékletű, erősen anizotrop szupravezetők transzport és mágneses tulajdonságait vizsgáltam. Ahhoz, hogy a kísérletek során tapasztalt jelenségeket értelmezhessek, elsőként áttekintjük a klasszikus másodfajú szupravezetők főbb jellemzőit.

1.1. Klasszikus másodfajú szupravezetők

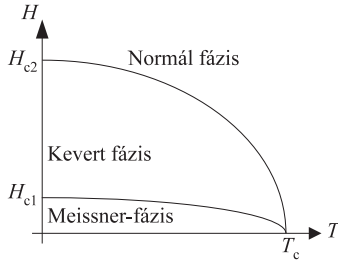
A szupravezetők jellegzetes tulajdonsága, hogy egy T_c kritikus hőmérséklet alatt ellenállás nélkül vezetik az elektromos áramot (H. Kamerlingh Onnes, 1911) [10]. Ennek oka, hogy az egyébként egymást taszító elektronok kölcsönhatnak a rácsrezgésekkel, így gyenge vonzóerő lép fel közöttük, melynek hatására kötött párokba rendeződnek. A kötött elektronpárok bozonok, ezért az összes pár a legkisebb energiájú állapotba kondenzálódik [11], amit egy Δ energiárés választ el a gerjesztett állapotoktól. A párt alkotó elektronok átlagos távolságát a ξ koherenciahossz jellemzi.

Másik fontos jellemzőjük, hogy alacsony hőmérsékleten tökéletes diamágnesként viselkednek. Ha a szupravezető állapotban lévő anyagot H mágneses térbe helyezzük, akkor a tér nem hatol be a minta belsejébe, csupán a minta felületi rétegébe. A behatolási mélységet a λ paraméter adja. Hasonlóan, ha a szupravezető anyagot H mágneses térbe helyezzük, majd az anyagra jellemző $T_c(H)$ kritikus hőmérséklet alá hűtjük, akkor a mágneses tér kiszorul a szupravezetőből. Ez a Meissner-effektus [12].

A klasszikus szupravezetőket két fő csoportba sorolhatjuk. Ezek szerint megkülönböztetjük az elsőfajú szupravezetőket, amelyekben a zérus elektromos

ellenállást adó mágneses tér- és hőmérséklet-tartomány egészében tökéletesen kiszorul a mágneses tér a mintából.

A másik csoportot a másodfajú szupravezetők alkotják. Ezekbe a mágneses tér részben behatolhat. Az 1.1. ábra a másodfajú szupravezetők mágneses tér–hőmérséklet fázisdiagramját szemlélteti. Ha a $H(T)$ mágneses tér kisebb, mint a $H_{c1}(T)$ kritikus tér, akkor a mágneses tér tökéletesen kiszorul a szupravezetéből, ez a Meissner-fázis. A $H_{c1}(T) < H(T) < H_{c2}(T)$ tartományban a mágneses tér kvantált fluxusvonalak – vortexek – formájában behatol a mintába, azonban a minta továbbra is szupravezető marad. Ezt nevezzük kevert- vagy Subnyikov-fázisnak. Ha a $H(T)$ tér nagyobb $H_{c2}(T)$ -nél, a minta normál fázisban van.



1.1. ábra. Klasszikus másodfajú szupravezető fázisdiagramja

Hagyományos másodfajú szupravezető rendszerek leírására a Ginzburg–Landau-elméletet (GL) alkalmazzuk [13]. Feltételezzük, hogy mind a $\Psi(\mathbf{r})$ helyfüggő komplex rendparaméter, mind az $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ vektorpotenciál térben lassan változik. A GL-elmélet kiválóan alkalmas a szupravezetők makroszkopikus tulajdonságainak leírására, amikor a szabadenergia ismerete lényeges a gerjesztési spektrum pontos leírásával szemben. Ily módon alkalmazható a kritikus terek illetve a $\Psi(\mathbf{r})$ rendparaméter térbeli struktúrájának meghatározására. Az

$$f = f_{n0} + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*}|(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})\Psi|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (1.1)$$

szabadenergia-függvény Ψ illetve \mathbf{A} szerinti variációjával kapjuk a GL-differenciálegyenleteket:

$$0 = \alpha\Psi + \beta|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m^*}(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})^2\Psi \quad (1.2)$$

$$\mu_0\mathbf{J} = -\frac{ie^*\hbar}{2m^*}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{e^{*2}}{m^*}|\Psi|^2\mathbf{A}. \quad (1.3)$$

A fenti összefüggésekben f a szabadenergia-sűrűség a szupravezető állapotban, $f_n = f_{n0} + B^2/(2\mu_0)$ a szabadenergia-sűrűség a normál állapotban, $m^* = 2m$ és $e^* = 2e$ az elektronpárok tömege illetve töltése, α és β csak a hőmérséklettől függő paraméterek. $|\Psi(\mathbf{r})|^2 = 1/2 n_s$, a szupravezető elektronok lokális sűrűsége.

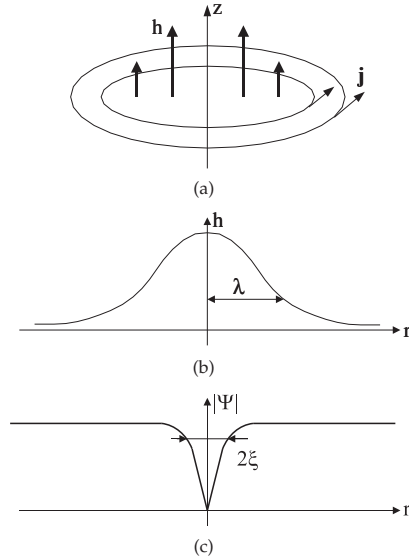
A szupravezetők tulajdonságait két karakterisztikus hossz befolyásolja. A λ mennyiség a mágneses tér szupravezető tartományba való behatolási mélysége, a ξ koherenciahossz pedig a szupravezető rendparaméter perturbációinak térbeli lecsengését adja. A ξ és λ karakterisztikus hosszak viszonya határozza meg, hogy első- vagy másodfajú-e a szupravezető. Ha a $\kappa = \lambda/\xi$ Ginzburg–Landau-paraméter $1/\sqrt{2}$ -nél nagyobb, akkor a szupravezető másodfajú, a szupravezető és normál tartományok közötti határfelületek kiépülése energetikailag kedvező, $H > H_{c1}$ külső mágneses tér esetén a mágneses tér vortexvonalak formájában behatol a mintába. $\kappa < 1/\sqrt{2}$ esetén a mágneses tér nem tud behatolni a mintába, ekkor elsőfajú szupravezetőről beszélünk. Az 1.1. táblázatban néhány klasszikus szupravezetőre jellemző karakterisztikus hosszakat, κ Ginzburg–Landau-paramétert és a kritikus hőmérsékletet láthatjuk.

	T_c (K)	ξ (nm)	λ (nm)		κ
			elméleti	kísérleti	
Al	1,175	16000	530	490–515	$\sim 0,03$
Sn	3,72	2300	560	510	$\sim 0,24$
Pb	7,196	830	480	39	$\sim 0,58$
Nb	9,3	39	50		1,28
Nb-Ti	9,5	4	300		75
Nb ₃ Sn	18,2	3	65		22

1.1. táblázat. Karakterisztikus hosszak és kritikus hőmérséklet első- (Al, Sn, Pb) illetve másodfajú (Nb, Nb-Ti, Nb₃Sn) szupravezetőkben.

1.1.1. Vortexek tulajdonságai

Egy különálló vortexvonal szerkezetét az 1.2. ábra szemlélteti. A vortexvonalon (z -tengely) a szupravezető rendparaméter zérussá válik. A vortexvonaltól távolodva a rendparaméter lineárisan nő és $\sim \xi$ távolságon éri el egyensúlyi értékét (1.2(c) ábra). A z -tengelyt körbejárva a rendparaméter 2π -vel változik, ami azt jelenti, hogy a vortexvonal körül szuperáram örvénylik (1.2(a) ábra). Az örvénylő áram mágneses tere a vortexvonalon maximális és λ távolságon lecseng (1.2(b) ábra). A mágneses tér fluxusa egyenlő a $\Phi_0 = h/2e$ fluxuskvantummal.



1.2. ábra. A vortexvonal szerkezete.

(a) örvényáramok, (b) mágneses térerősség, (c) szupravezető rendparaméter abszolútértéke

Vizsgáljuk meg két vortex kölcsönhatását, melyek helykoordinátái \mathbf{r}_1 és \mathbf{r}_2 , távolságuk pedig $r_{12} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. A mágneses indukció egy tetszőleges \mathbf{r} pontban a két vortex körüli mágneses indukció szuperpozíciója:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_2(\mathbf{r}). \quad (1.4)$$

A 2-es vortex egységnyi hosszú szakaszára ható erő

$$\mathbf{f}_2 = \mathbf{J}_1(\mathbf{r}_2) \times \Phi_0, \quad (1.5)$$

ahol \mathbf{J}_1 az 1-es vortex által létrehozott áramsűrűség, Φ_0 párhuzamos a \mathbf{B} mágneses indukcióval, és abszolútértéke a Φ_0 fluxuskvantum.

Általánosítva, tetszőleges számú vortex hatását figyelembe véve egy vortexvonal egységnyi hosszú szakaszára ható erő

$$\mathbf{f} = \mathbf{J} \times \Phi_0, \quad (1.6)$$

ahol \mathbf{J} a többi vortex szuperáramainak és a jelenlévő transzportáramnak az eredője.

A $\kappa \gg 1$ esetben a vortexek között ható erő távolság-függése a behatolási mélységhez képest kicsi illetve nagy távolságok esetén

$$\mathbf{f} \propto \ln\left(\frac{1}{r}\right), \quad \text{ha } \zeta \ll r \ll \lambda \quad (1.7)$$

$$\mathbf{f} \propto \sqrt{\frac{\pi\lambda}{2r}} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right), \quad \text{ha } \lambda \ll r \quad (1.8)$$

vagyis a vortexek közötti tasztítóerő kis távolságok esetén logaritmikusan, nagy távolságoknál pedig exponenciálisan csökken.

1.1.2. Vortexmozgás, disszipáció

Egy vortexvonal akkor lesz sztatikus egyensúlyi helyzetben, ha a többi vortex által rá ható erők eredője zérus. Ez megvalósulhat akkor, ha a vortexek egy háromszög- vagy négyszögrácsot alkotnak. Ezek közül a háromszögrács az energetikailag kedvezőbb [14].

A vortexrendszerre tetszőleges transzportáramot adva a vortexek elmozdulnak az áram irányára merőlegesen, amennyiben nincs olyan mechanizmus, amely a vortexeket rögzíti. A rögzítő mechanizmust – angol terminológiával – *pinningnek* nevezzük. Az anyagban bármilyen térbeli inhomogenitás – szennyezések, rács hibák – pinninget okozhat. Az elektrodinamika szerint \mathbf{B} mágneses indukció jelenlétében \mathbf{v} sebességgel mozgó vortexek hatására $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ elektromos tér indukálódik a transzportáram irányával párhuzamosan. Az áram irányára mentén lévő pontok között véges elektromos feszültséget mérhetünk. Valójában

persze kvantummechanikai jelenségről van szó (makroszkopikus kvantumjelenség). Egy vortex mozgása az anyagban a rendparaméter fázisának időbeli változását idézi elő, ami

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\Delta\varphi}{dt} \quad (1.9)$$

nagyságú feszültségesezt eredményez [15], ahol e az elektron töltése és φ a rendparaméter fázisa.

1.1.3. Kritikus állapot, Bean-modell

Vizsgáljuk először azt az esetet, amikor a rögzítő erő elég nagy ahhoz, hogy a vortexek mozgását megakadályozza! Ha a szupravezető mintát mágneses térbe helyezzük, a mintában a külső tér árnyékolására áram fog folyni. Az áram és a mágneses tér közti összefüggést a Maxwell-egyenletek határozzák meg.

Ha a vortexeket rögzítő F_p pinning erő nagyobb mint az \mathbf{F} Lorentz-erő, vagyis

$$|F_p| > |\mathbf{F}| = |\mathbf{J} \times \mathbf{B}| = \left| \left(\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \right) \times \mathbf{B} \right|, \quad (1.10)$$

a vortexek nem mozognak és nincs disszipáció. Ha az alkalmazott mágneses tér keltette árnyékolóáram nagyobb, mint a fenti összefüggésből adódó kritikus áram, akkor a vortexek megindulnak a minta belseje felé.

Hűtsük a mintát zérus mágneses térben a szupravezetés kritikus hőmérséklete alá, és kapcsoljuk be a teret. A mágneses tér a minta szélei felől kezd behatolni, nagysága a szupravezető belseje felé haladva csökken.

Elegendően gyenge külső mágneses tér esetén a minta közepén a belső tér nulla. Abban a tartományban, ahol a mágneses tér nem nulla, áram fog folyni. Egyensúlyi állapotban az áram nem nagyobb a kritikus értéknél, ami a vortexek rögzítésekről való leszakításához szükséges. Ennél nagyobb áram esetén ugyanis az egymást taszító vortexek rögzítése megszűnik, így elmozdulhatnak kisebb vortexsűrűség irányába, esetünkben a minta belseje felé. A vortexek mindaddig mozognak, amíg az új egyensúly ki nem alakul, ami az (1.10) összefüggésnek megfelelően az $F = F_p$ állapotot jelenti. Ezt nevezzük kritikus állapotnak. A külső mágneses teret növelve a belső tér és az áram egyre beljebb hatol a mintába. Elegendően nagy külső tér esetén az egész mintában jelen lesz.

A belső mágneses tér és az áramsűrűség helytől, illetve az alkalmazott külső tértől való függésének meghatározásához leggyakrabban használt modell a Bean-modell [16]. A modell feltételezi, hogy ahol áram folyik, az épp a kritikus

áram értékével megegyező nagyságú, vagyis $J(B) = J_c$. A Bean-modell szerint a belső mágneses tér nagysága lineárisan függ a minta szélétől mért távolságtól. A minta teljes térfogatába való behatoláshoz szükséges külső mágneses tér $B^* = \mu_0 J_c a$, ahol $2a$ a minta térre merőleges irányú kiterjedése.

A tér behatolása a minta széleinél kezdődik, így ha a külső teret először növeljük, majd csökkenteni kezdjük, akkor a csökkentésnél eleinte a minta belsejében változatlan marad a belső tér értéke. A külső teret zérusra csökkentve a minta közepén véges tér marad, fluxus szorul a mintába, melynek maximális értéke arányos $B^* a$ -val. A modelltől meghatározható $\langle B \rangle$ átlagos belső tér hiszterézises viselkedést mutat. Hasonlóképpen hiszterézises a $\mu_0 M = \langle B \rangle - B_{\text{külső}}$ kifejezésből kapható M mágnesezettség is, ami az $M_{\pm} = \pm B^*/2\mu_0$ értéknél telítődést mutat. Ennek ismeretében a mágnesezettség mérésével a kritikus áram meghatározható:

$$J_c = \frac{M_+ - M_-}{a}. \quad (1.11)$$

1.1.4. Fluxuscúszás

Véges hőmérsékleten a vortexek – a hőmozgás következtében – az egyes rögzítési pontok között vándorolhatnak, ami mérhető ellenállást eredményez. Ez a termikusan aktivált fluxuscúszás. Mágnesezettség mérésekkel 10^{-5} m/s, transzport mérések során minimálisan 10^{-1} m/s nagyságrendű vortexsebességek mérhetőek.

A fluxuscúszásra Anderson és Kim által kidolgozott elmélet szerint [17, 18] a fluxusvonalak egy csoportja ugrik egyszerre

$$R = R_0 \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right) \quad (1.12)$$

rátával, ahol R_0 a fluxusvonalak rezgésének karakterisztikus frekvenciája, U_0 a két lokális energia minimum közti potenciál gát, k a Boltzmann-állandó és T a hőmérséklet. Ha nincs transzportáram, és a fluxussűrűség homogén, akkor az ugrások véletlenszerűen történnek tetszőleges irányba, így az eredő elmozdulás zérus lesz. Véges transzportáram jelenlétében azonban megjelenik egy kitüntetett irány, amerre a vortexek könnyebben mozdulnak el. A modell alapján J transzportáram esetén a vortexek sebessége

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (1.13)$$

ahol v_0 az R_0 karakterisztikus frekvenciához köthető mikroszkopikus sebesség, U pedig az aktivációs energia,

$$U = U_0 \left(1 - \frac{I}{I_c}\right). \quad (1.14)$$

Az Anderson–Kim-modellből fluxuscúszás esetén nemlineáris áram–feszültség karakterisztikát kapunk:

$$V \propto \exp \left[-\frac{U_0}{kT} \left(1 - \frac{I}{I_c}\right) \right]. \quad (1.15)$$

1.1.5. Fluxusáramlás

Tiszta fluxusáramlásról beszélünk abban az esetben, ha a transzportáram hatására megjelenő Lorentz-erőhöz képest a vortexek rögzítéséért felelős pinning erő elhanyagolható. Ekkor a vortexek mozgását csupán egy viszkózus erő hátráltatja. Bevezetve az η súrlódási ellenállási tényezőt, a \mathbf{v}_L sebességgel mozgó vortex egységnyi hosszára ható viszkózus erő $-\eta \mathbf{v}_L$. Egyensúlyi állapotban ez a Lorentz-erővel egyezik meg:

$$\mathbf{J} \times \Phi_0 = \eta \mathbf{v}_L \quad (1.16)$$

Ezt a vortexmozgás által indukált elektromos térre kapott $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ összefüggéssel kombinálva a vortexáramlás következtében megjelenő ellenállásra a

$$\rho_{ff} = B \frac{\Phi_0}{\eta} \quad (1.17)$$

kifejezést kapjuk. η kifejezhető az egységnyi hosszúságú vortexre jutó $W = -\mathbf{F} \mathbf{v}_L = \eta v_L^2$ energiadisszipációból.

A mozgó vortexek következtében megjelenő disszipációra elsőként Bardeen és Stephen (BS) dolgozott ki modellt [2]. Az alábbiakban ezt a modellt vázolom.

A BS-modell a nagy rendezetlenségű határesetet vizsgálja, azaz amikor $\zeta \gg \ell$ (ℓ a kvázirészecskék szabadúthossza). A szupravezető rendparaméter lokális értéke a lokális szuperáram-sűrűségtől függ. A disszipáció egy véges ζ sugarú normál állapotú magban, illetve a magot körülvevő keskeny átmeneti rétegben történik. A magban a disszipációt hagyományos rezisztív folyamatok okozzák. A normál állapotú mag és a szupravezető tartomány közti átmeneti rétegben végbemenő disszipációra a modell a magban történő disszipációval azonos értéket ad.

Ha a vortexek rögzítettek, akkor a transzportáram kikerüli a vortex magját, nem tapasztalunk disszipációt. Ha azonban a vortexeket elegendően nagy \mathbf{J}_T transzportárammal mozgásba hozzuk, akkor a vortexmozgás következtében létrejövő elektromos tér keresztülhajtja az áramot a magon, így a teljes áramot a $\mathbf{J} = \mathbf{J}_T + \mathbf{J}_0(\mathbf{r} - \mathbf{v}_L t)$ kifejezés adja, ahol \mathbf{v}_L a vortexvonal sebessége, $\mathbf{J}_0(\mathbf{r})$ pedig a vortexek körüli szuperáram.

Nagy transzportáram esetén a normál állapotú magban a áramsűrűség éppen \mathbf{J}_T lesz, ami a normál állapotnak megfelelő ellenállást eredményez. A fluxusáramlás következtében megjelenő ellenállás a magokban lévő normál ellenállások összességéből adódik, vagyis arányos a magok sűrűségével. H mágneses térben a magok a szupravezető H/H_{c2} hányadát foglalják el, így fluxusáramlás esetén az ellenállásra a

$$\rho_{ff} = \rho_n \frac{H}{H_{c2}} \quad (1.18)$$

kifejezést kapjuk, ahol ρ_n a normál ellenállás.

Később Caroli és munkatársai hasonló eredményre jutottak a mi modellanyagainkra érvényes $\ell \gg \xi$ tiszta határesetben is [19].

1.2. Magashőmérsékletű szupravezetők

Az első magas kritikus hőmérséklettel (T_c) rendelkező szupravezető anyagot Bednorz és Müller állította elő, lantán, bárium és réz oxidjainak keverékéből (LBCO) [20]. Ennek kritikus hőmérséklete $T_c \approx 35$ K volt. Ezt hamarosan számos új, még magasabb T_c -jű szupravezető felfedezése követte [21, 22, 23]. Mivel ezekben az anyagokban a szupravezetés már a folyékony nitrogén hőmérsékletén létrejön, így igen hamar az érdeklődés középpontjába kerültek.

1.2.1. Lawrence–Doniach-modell

A magashőmérsékletű szupravezetők közös jellemzője, hogy réteges szerkezetűek, CuO_2 síkokat tartalmaznak, amelyeket lényegében szigetelő rétegek választanak el egymástól. A szupravezetés főként a síkokban történik (ab -irány), a síkok közt (c -irányban) gyenge Josephson-csatolás van. Ebből adódóan ezek az anyagok erősen anizotropak, így az ab - illetve c -irányra jellemző tulajdonságaik lényegesen eltérnek. Ilyen például a normál vezetőképesség, a szupravezető állapotban a koherenciahossz (ξ_{ab} , ξ_c) és a behatolási mélység (λ_{ab} , λ_c) anizotrópiája, ami az effektív tömeg (m_{ab} , m_c) anizotrópiájának következménye. Ennek figyelembevételével a koherenciahosszat anizotrop esetben a megfelelő irányokra a $\xi_i^2(T) = \hbar^2 / (2m_i |\alpha(T)|)$ kifejezés definiálja, a behatolási mélységet pedig $\lambda_i^2 = m_i / (\mu_0 2e^2 |\Psi_\infty|^2)$.

Ezen anizotrop mennyiségek segítségével definiáljuk a γ anizotrópiafaktort, amely jelentős szerepet játszik az egyes magashőmérsékletű szupravezetők fizikai tulajdonságainak alakulásában:

$$\gamma \equiv \left(\frac{m_c}{m_{ab}} \right)^{1/2} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c}. \quad (1.19)$$

A γ anizotrópiafaktor értéke YBCO esetén csupán 7 körüli, az általunk vizsgált BSCCO mintákon viszont a 10^2 – 10^3 értéket is eléri [24].

Ha γ nagy értéke miatt a koherenciahossz a síkokra merőleges irányban kisebb, mint a síkok távolsága, akkor a kontinuum-modell értelmét veszti. Erre az esetre dolgozott ki modellt Lawrence és Doniach [25]. A modellben a réteges szupravezetőt egymásra rakott kétdimenziós szupravezető síkok sorozatának tekintjük. Az n -edik síkban a szupravezető rendparaméter a $\Psi_n(x, y)$ kétdimenziós

függvény, az egymástól s távolságra lévő síkok közötti csatolás pedig Josephson-alagutazással jön létre. A szabadenergiát az egyes rétegekre a Ginzburg–Landau-modellhez hasonlóan (ld.: (1.1) egyenlet) írhatjuk fel, figyelembe véve a szomszédos síkok közti csatolást. A teljes szabadenergiára vonatkozó kifejezést a síkokra vett összegzéssel kapjuk:

$$F = \sum_n \int \left[\alpha |\Psi_n|^2 + \frac{1}{2} \beta |\Psi_n|^4 + \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left(\left| \frac{\partial \Psi_n}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \Psi_n}{\partial y} \right|^2 \right) + \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} |\Psi_n - \Psi_{n-1}|^2 \right] dx dy, \quad (1.20)$$

ahol az integrálás az egyes rétegek területére történik, míg az összegzést a rétegekre kell elvégezni.

Az (1.20) egyenletet Ψ_n^* szerint variálva, a minimalizálás és az \mathbf{A} vektorpotenciált tartalmazó tag figyelembe vétele után kapjuk a Lawrence–Doniach-egyenletet

$$\alpha \Psi_n + \beta |\Psi_n|^2 \Psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left(\nabla - i \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} (\Psi_{n+1} e^{-2ieA_z s / \hbar c} - 2\Psi_n - \Psi_{n-1} e^{2ieA_z s / \hbar c}) = 0, \quad (1.21)$$

ahol \mathbf{A} és ∇ kétdimenziós vektorok az xy -síokban.

1.2.2. Anizotrop Ginzburg–Landau-modell

Ha z -irányban a változások elegendően simák, akkor a szabadenergiára felírt (1.20) egyenletben $(\Psi_n - \Psi_{n-1})/s$ helyettesíthető $\partial \Psi / \partial z$ -vel. Ez a közelítés adja az anizotrop Ginzburg–Landau-modellt [10]. Ebben a határesetben (1.21) a következő alakra egyszerűsödik:

$$\alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi - \frac{\hbar^2}{2} \left(\nabla - i \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \frac{1}{\mathbf{m}} \left(\nabla - i \frac{2e}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \Psi = 0, \quad (1.22)$$

ahol \mathbf{A} és ∇ háromdimenziós mennyiségek, $1/\mathbf{m}$ pedig a reciprok tömeg tenzor m_{ab} , m_{ab} és m_c sajátértékekkel. Ha a rétegek közti csatolás gyenge, akkor $m_c \gg m_{ab}$, így a karakterisztikus hosszakra a $\zeta_c < \zeta_{ab} \ll \lambda_{ab} < \lambda_c$ reláció teljesül.

Blatter, Geshkenbeim és Larkin [26] megmutatták, hogy az anizotrop eset átskálázható, így izotrop esetre kell megoldanunk a problémát, feltéve, hogy az anizotrop Ginzburg–Landau-modell alkalmazhatósági feltételei fennállnak. A koordinátákra, a vektorpotenciálra és a mágneses indukcióra az alábbi skálázási feltételeket alkalmazzuk:

$$\mathbf{r} = (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}/\gamma) \quad \mathbf{A} = (\tilde{A}_x, \tilde{A}_y, \gamma \tilde{A}_z) \quad \mathbf{B} = (\gamma \tilde{B}_x, \gamma \tilde{B}_y, \tilde{B}_z). \quad (1.23)$$

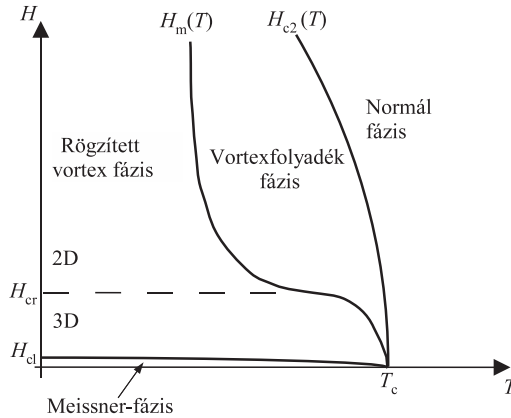
A T_c kritikus hőmérséklethez közel $\zeta_c(T) \approx \zeta_c(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$ elegendően nagy ahhoz, hogy a Ginzburg–Landau-közelítést alkalmazzhassuk. A hőmérséklet csökkenésével azonban $\zeta_c(T)$ csökken. Amikor eléri a síkok közötti s távolságnak megfelelő értéket, akkor a z -irányban már nem tekinthetők simának a változások, a háromdimenziós (3D) kontinuum helyett kétdimenziós (2D) viselkedés lesz megfigyelhető. A Lawrence–Doniach-modell segítségével megmutatható, hogy a szupravezető síkokkal párhuzamos külső mágneses tér esetén a 3D–2D átmenet T^* hőmérsékletét a $\zeta_c(T^*) = s/\sqrt{2}$ kritérium adja.

1.2.3. Fázisdiagram, a vortexek között ható erő

A magashőmérsékletű szupravezetők magas kritikus hőmérsékletük, illetve a rájuk jellemző erősen anizotrop szerkezet következtében igen összetett viselkedést mutatnak a klasszikus szupravezetőkhöz képest. Fázisdiagramjukat az 1.3. ábra szemlélteti [10].

Azt, hogy adott esetben milyen lesz a vortexrendszer szerkezete, a következő négy fő tényező versengése határozza meg:

- A vortexek között fellépő kölcsönhatás szempontjából egy rendezett, rácszerű szerkezet lesz energetikailag kedvezőbb.
- A kristályban jelenlévő hibahelyek rögzíthetik a vortexeket (pinning), így egy rendezetlen, üvegszerű szerkezet jön létre.
- A magas kritikus hőmérséklet következtében a termikus gerjesztések szerepe jelentőssé válik, emiatt a szupravezető fázis magasabb hőmérsékletű tartományában vortexfolyadék fázis alakul ki.
- A CuO_2 síkok között fellépő gyenge Josephson-csatolás következtében egy háromdimenziós vortexrács alakulhat ki.



1.3. ábra. Magashőmérsékletű szupravezető fázisdiagramja

Ezek figyelembevételével vizsgáljuk meg a magashőmérsékletű szupravezetők különböző fázisait illetve a fázisátmeneteket!

A klasszikus másodfajú szupravezetőkhöz hasonlóan itt is megjelenik a normál-szupravezető átmenetet jelző $H_{c2}(T)$ fázishatár. Klasszikus szupravezetők esetén ellenállásmérés segítségével éles átmenetet láthatunk, mivel a termikus fluktuációk még T_c közelében is elhanyagolhatóak. Magas kritikus hőmérsékletű szupravezetőknél azonban a jóval magasabb kritikus hőmérséklet következtében a termikus fluktuációk szerepe lényegesen megnő, a zérus külső tér esetét kivéve az átmenet elmosódottá válik. Véges külső mágneses térben T_c hőmérséklet alatt is véges ellenállást mérhetünk.

Ha a hőmérsékletet csökkentjük, akkor a pinning hatása egyre dominánsabbá válik a termikus fluktuációkkal szemben. Elegendően alacsony hőmérsékletet elérve átmenet történik egy olyan állapotba, ahol valóban ellenállás nélkül vezet a minta. A fázisátmenet a vortexrendszer fagyásával, illetve olvadásával jár együtt. A zérus ellenállású tartományt rögzített vortex fázisnak nevezzük, a véges ellenállással rendelkező tartományt pedig vortexfolyadék fázisnak.

Becsüljük meg az olvadási vonal menetét egy egyszerű modellel, amely csak az első szomszéd kölcsönhatásokat veszi figyelembe [10]! A modellben a Lindemann-kritérium segítségével becsüljük meg az olvadási hőmérsékletet, ahol a termikus rezgések amplitúdója a vortexek közti távolság bizonyos hányada. A számolást izotrop szupravezetőre végezzük el, majd az anizotrópiának

megfelelően átskálazzuk a kapott összefüggéseket [26]. A szupravezető síkokra merőleges z -irányú külső mágneses tér esetén két vortexvonal között ható erő x komponense

$$f_{2x} = \frac{\Phi_0}{4\pi} \frac{\partial h_1(r_2)}{\partial x_2}, \quad (1.24)$$

ahol $h_1(r_2)$ az 1-es vortex mágneses tere a 2-es vortex helyén.

Rendezett vortexrácsban ezek az erők tökéletesen kioltják egymást. Ha azonban a kérdéses vortexvonalat δx -el elmozdítjuk, akkor az erők eredője arányos lesz a δx elmozdulással, az egységnyi hosszúságú vortexvonalra ható visszatérítő erő

$$f = \frac{\Phi_0}{4\pi} \sum \left(\frac{\partial^2 h_i(r)}{\partial x^2} \right) \delta x. \quad (1.25)$$

Kis vortexsűrűség esetén az (1.8) összefüggésnek megfelelően a visszatérítő erő exponenciálisan kicsi,

$$f \propto \exp(-r/\lambda), \quad (1.26)$$

a vortexrács laza, könnyen deformálható.

Számunkra érdekesebb a nagyobb vortexsűrűséget adó $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$ tartomány, ahol a vortexmagok még nem fednek át, de a vortexek már igen. Háromszögrácsot feltételezve a vortexek közti távolság négyzete $r^2 = a_\Delta^2 = 2\Phi_0/\sqrt{3}B$, aminek felhasználásával az egységnyi hosszúságú vortex erőállandójára

$$K \approx \frac{\sqrt{3}\Phi_0}{4\pi^2\lambda^2} B \approx H_{c1} B \quad (1.27)$$

adódik.

Jelöljük az elmozdult vortexvonal hosszát L_z -vel! Elegendően vékony minta esetén L_z megegyezik a minta vastagságával, szétszartolt vortexek – azaz 2D állapot – esetén pedig a síkok közötti s távolsággal. Kiterjedt, d vastagságú mintában $L_z < d$. Ekkor az elmozduláshoz szükséges energiát kell minimalizálnunk. L_z hosszúságú vonal A amplitúdójú rugalmas elmozdulásának energiája $\propto KA^2L_z$, a vortexvonal feszítésének energiája pedig $\propto \varepsilon A^2/L_z$, ahol $\varepsilon \propto (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$. Ezek figyelembevételével az optimális vonalhosszúságra $L_z \propto (\Phi_0/B)^{1/2}$ adódik. A kT energianövekedéshez tartozó termikus rezgés amplitúdójának négyzetes átlaga ekkor $A^2 \propto kT(K\varepsilon)^{-1/2}$. Háromszögrács esetén az olvadási hőmérsékletet a

$$kT_m = C c_L^2 \Phi_0^{5/2} \lambda^{-2} B^{-1/2} \quad (1.28)$$

kifejezés adja, ahol C konstans és $c_L \approx 0,15$ az empirikus Lindemann-paraméter.

Az (1.28) összefüggést átalakítva felírhatjuk adott hőmérsékleten a $H_m(T)$ olvadási teret:

$$H_m = C^2 c_L^4 \mu_0^{-1} \Phi_0^5 \lambda^{-4} (kT)^{-2}. \quad (1.29)$$

Az anizotrop rendszert az (1.23) összefüggésnek megfelelően átskálázva a

$$H_m = \frac{C^2 c_L^4 \Phi_0^5}{\mu_0 \lambda_{ab}^4 (kT)^2 \gamma (\cos^2 \theta + \gamma^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (1.30)$$

kifejezést kapjuk. Felhasználva, hogy T_c -hez közel $\lambda^{-2} \propto (T_c - T)$, a kritikus hőmérséklet közelében az olvadási tér hőmérséklet-függését a

$$H_m \propto (T_c - T)^2 \quad (1.31)$$

kifejezés írja le. H_m és H_{c2} arányára a

$$\frac{H_m}{H_{c2}} = C' \frac{\xi_{ab}}{T^2 \lambda_{ab}^4 \gamma^2} \quad (1.32)$$

összefüggést kapjuk, ahol C' konstans. ξ_{ab} és λ_{ab} nem tér el lényegesen a szennyezett klasszikus szupravezetőknél tapasztalt értékektől, a hőmérséklet viszont akár egy nagyságrenddel is nagyobb lehet, így $1/T^2$ -ből 10^{-2} szorzófaktor jön. Még nagyobb azonban az anizotrópia jelentősége, $1/\gamma^2$ YBCO-ra közelítőleg 2×10^{-2} , BSCCO-ra pedig 10^{-4} körüli értéket vesz fel. Ebből adódik, hogy az erősen anizotrop magashőmérsékletű szupravezetők esetén a vortextrács megolvadása jóval a H_{c2} kritikus tér alatt történik.

Az eddigi számolások során az anyag anizotrópiáját figyelembe vettük, de a szupravezetőt három dimenziósnek tekintettük. Ez a leírás jól alkalmazható a viszonylag gyenge anizotrópiával rendelkező YBCO esetén. BSCCO esetén azonban – az erős anizotrópia következtében – a síkok közötti csatolás olyan gyenge, hogy az anizotrop GL-modellben használt folytonossági közelítés nem alkalmazható, vissza kell térnünk az eredeti Lawrence–Doniach-modellhez. A rendszert a síkokra merőleges külső mágneses tér jelenlétében vizsgáljuk, így a vortexvonalakat a síkokban fekvő palacsintavortexek (*pancake vortices*) sorozataként képzelhetjük el. A vortexrendszer akkor tekinthető háromdimenziósnek, ha az egymást követő síkokban lévő palacsintavortexek (x, y) koordinátái elég erősen korreláltak ahhoz, hogy egy folytonos vortexvonalat határozzanak

meg. A rendszer kétdimenziós, ha az egymást követő síkokban lévő palacsinta-vortexek lényegében egymástól függetlenek.

A 2D–3D átmenet feltételeinek meghatározásához megbecsüljük egy adott palacsintavortexre az azonos síkban elhelyezkedő szomszédos palacsinta típusú vortexek által, illetve a szomszédos síkokban az adott vortex alatt és fölött található szintén palacsinta típusú vortexek által gyakorolt erők arányát. A szomszédos síkokban lévő vortexek közötti erőhatás a Josephson-csatolásból, illetve az áramhurkok mágneses csatolásából ered. $\gamma \rightarrow \infty$ esetén az utóbbi dominál, mivel ekkor az E_J Josephson-csatolási energiára $E_J \rightarrow 0$ teljesül. A Josephson-csatolás jellemzően $\gamma \lesssim \lambda_{ab}/s \sim 100$ érték környékén válik jelentőssé. Az alábbi becslés során csak a Josephson-csatolásból adódó tagot vesszük figyelembe, ami a nagyon gyengén csatolt eseteket kivéve domináns.

A síkon belüli relatív elmozduláshoz tartozó erőállandót meghatározhatjuk az egységnyi hosszúságú vortexvonal erőállandóját adó (1.27) összefüggés és a síkok közötti $L_z = s$ távolság szorzataként:

$$K_s \propto H \Phi_0 s / \lambda_{ab}^2. \quad (1.33)$$

Az egységnyi területre jutó Josephson-csatolási energia $E_J = \Phi_0^2 / (16\pi^3 \lambda_c^2 s)$, így a vortextávolság esetén az egy vortexre jutó csatolási energia $\propto a^2 E_J$. $a/2$ nagyságú elmozdulás esetén a szomszédos síkokban a fázisok már nem illeszkednek, a fenti energia zérushoz tart, ami egy a -tól (és így H -tól is) független, E_J nagyságrendű erőállandóra utal.

Mivel a síkon belüli erők H -val arányosak, a síkok közötti erők pedig H -tól függetlenek, így ezek az erők egy karakterisztikus térnél megegyeznek. Erre a H_{cr} kritikus térre a fenti összefüggések felhasználásával

$$H_{cr} \propto \Phi_0 (\lambda_{ab}/s \lambda_c)^2 \propto \Phi_0 / (s^2 \gamma^2) \quad (1.34)$$

adódik, amiből egyértelműen látható a γ anizotrópiafaktor szerepének jelentősége. Alaposabb vizsgálatokkal [27] a kritikus tér értékére a $H_{cr} \sim 10^3 - 10^4$ tesla/ γ^2 becslés kapható. Ez YBCO esetében gyakorlatilag elérhetetlen érték, BSCCO-ra viszont $\lesssim 1$ tesla. Ha $H \gg H_{cr}$, akkor a síkon belül a szomszédos palacsinta-vortexek közti kölcsönhatás erősebb, mint a szomszédos síkokban lévő, azonos vortexvonalhoz tartozók között. Így a termikus fluktuációk a nagyterű esetben

kvázi-2D jelleget mutatnak. A 3D esethez hasonlóan a Lindemann-kritérium segítségével megbecsülhetjük a 2D olvadási hőmérsékletet is [28]:

$$kT_m^{2D} = C c_L^2 \Phi_0^2 s / \lambda_{ab}^2. \quad (1.35)$$

Ez a kifejezés megegyezik a 2D-rendszerek vortex szétcsatolódását (vortexrács megolvadást) leíró Kosterlitz–Thouless-átalakulással [29, 30], amennyiben a konstans szorzó $C c_L^2 = 1/128\pi^3\sqrt{3}$. Az olvadási hőmérsékletre a közelítés a $T_m^{2D} \approx 40$ K értéket adja. Az (1.35) összefüggésből látható, hogy nagy terekben az olvadási hőmérséklet független a mágneses tértől. H_{cr} -nél kisebb terek esetén, ahol a síkok közti csatolás jelentősége megnő, az olvadási hőmérséklet is növekszik, elegendően kis tereknél eléri a 3D-rendszerre kapott $H_m \propto (T_c - T)^2$ függést.

1.2.4. A pinning hatása

Az erősen anizotrop magashőmérsékletű szupravezetőknél a vortexrács rögzítőcentrumokról való leszakadásának szerepe sokkal jelentősebb, mint a klasszikus másodfajú szupravezetők esetében. Ezeknél az anyagoknál ugyanis a magas kritikus hőmérséklet miatt a leszakadást elősegítő termikus rezgések hatása jóval erőteljesebb, ráadásul az anizotropia következtében az olvadási vonal jóval $H_{c2}(T)$ alatt található, ami a rögzítési erők alaposabb vizsgálatát teszi szükségessé.

A pinninget okozó térbeli inhomogenitások eredete igen sokrétű lehet, a sztöchiometriából adódó ponthibáktól a diszlokációkon át a szemcsehatárokig, vagy ikersíkokig. Az alábbiakban a Larkin és Ovchinnikov által kidolgozott kollektív pinning modellt mutatom be, ami véletlenszerűen elhelyezkedő gyenge rögzítési potenciálokat feltételez [31, 32].

Tökéletesen merev periodikus vortexrácsot feltételezve a véletlenszerűen elhelyezkedő rögzítő centrumok okozta pinning-erők a rács tetszőleges pozíciója esetén azonos nagyságban hatnak a Lorentz-erő irányába, illetve azzal ellentétesen. Így a rögzítő erők eredőjére zérust kapunk. Merev rács esetén pontosabb leírást adhatunk, ha a véletlenszerű pinning-erőket a rögzítőcentrumok közti véletlenszerű bolyongással vesszük figyelembe. Ekkor egy V térfogatban lévő N darab rögzítőcentrum esetén a pinning-erők összege $\propto \sqrt{N}$ illetve $\propto \sqrt{V}$, adott J áramsűrűség mellett pedig a Lorentz-erő $\propto JV$. Így a J_c kritikus áram, ami a

rögzítésekről való leszakításhoz szükséges $J_c \propto V^{-1/2}$ függést mutat, ami nagy térfogatok esetén zérushoz tart.

Larkin és Ovchinnikov kollektív pinning modellje ezzel szemben egy rugalmas rácsot feltételez, melyben az egyensúlyi helyzetet a rács deformálódása következtében fellépő rugalmas energia, illetve a rögzítőcentrumok közelségétől függő potenciális energia minimalizálásából határozhatjuk meg. A modellben V_c korrelációs térfogatokat tekintünk, amelyeken belül a vortexrács nem torzult, az egyes blokkok között azonban nyíró és csavaró feszültségek vannak. Ha a V_c térfogatot csökkentjük, a vortexrács egyre jobban tud igazodni a rögzítőcentrumokhoz a pinning-energia optimalizálása érdekében. Ennek következtében viszont a deformálódás, és így a rugalmas energia, növekedni fog. A GL-modellt alkalmazva megbecsülhetjük a vortexrácsra jellemző rugalmas állandókat. A pinning energiát a rögzítőcentrumok erősségével, illetve sűrűségével paraméterezhetjük. Nagy sűrűségű, de gyenge rögzítőcentrumok esetén a kritikus áram mágneses tér függésére $J_c \propto H^{-1}$ adódik. A modell általánosítható kétdimenziós (szétcsatolt) vortexrendszerre, a kritikus áram térfüggésére itt is a $J_c \propto H^{-1}$ összefüggést kapjuk.

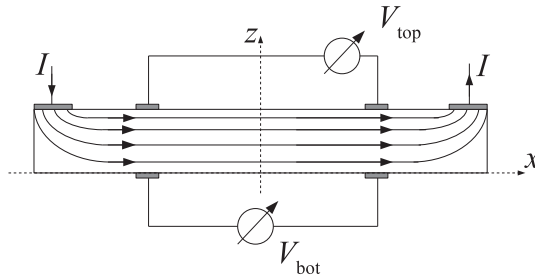
A meghajtó erőkhöz képest gyenge rögzítő erők esetén a vortexrács rugalmasan deformálódik, az egész rács koherensen mozog. Nagy rögzítő erők hatására a vortexek nyugalomban maradnak. Ha azonban a rögzítő erők és a meghajtó erők összemérhetőek, akkor a vortexrács plasztikusan deformálódik és inkoherens mozgást végez. Numerikus számítások [33] és kísérleti megfigyelések [34] megmutatták, hogy véletlenszerű pinning potenciál jelenlétében vortexek szigetei rögzítődnek, a meghajtóerő hatására a rácsról leszakadó vortexek a rögzített szigetek által meghatározott csatornában mozognak. Numerikus számításokból egy erős pinning potenciállal rendelkező szupravezetőben 3D vortexrendszer esetén a kritikus áram mágneses tértől való függésére a $J_c \propto H^{-\gamma}$ kifejezést kapták [35], ahol $\gamma = 0,7 \pm 0,1$.

2D vortexrendszer esetén az erős pinning potenciál hatását a következő egyszerű modell segítségével becsülhetjük meg. A vortexek a_0 rácsállandójú rugalmas rácsban vannak, a rács rugalmassági állandója K , a véletlenszerű rögzítőcentrumok sűrűsége pedig n_p . Ha egy, a szabályos rácsban lévő vortexet u távolságra kimozdítunk az egyensúlyi helyétől, akkor $1/2 Ku^2$ rugalmas energia keletkezik. A termikus aktiváció következtében minden vortex egy u_r sugarú körlapot jár be. $Ku_r^2 = \alpha T$ (α konstans), így a bejárt terület arányos a hőmérséklettel. A rögzítő erő nagyságára feltesszük, hogy a rácsbeli kötés felszakadása hamarabb bekövetkezik, mint a rögzítőcentrumról való leszakadás,

vagyis a pinning erő $f_p \propto Ka_0$. A vortexek által elfoglalt rögzítőcentrumok száma $N_p \simeq n_p \pi u^2 \simeq n_p \pi \alpha T / K$. A vortexrács leszakadásának feltétele, hogy a Lorentz-erő nagysága elérje a pinning-erőt. Ebből meghatározható a kritikus áram: $J_c = (\pi \alpha) / (s \Phi_0) n_p T a_0 \propto T / \sqrt{H}$, ahol s a vortexvonal hossza, vagyis a szupravezető síkok közti távolság. Ebből látható, hogy erős rögzítés esetén 2D vortexrendszerben a kritikus áram az alkalmazott külső mágneses tér négyzetgyökével fordítottan arányos ($J_c \propto H^{-1/2}$).

1.2.5. Árameloszlás

Kísérleteink során makroszkopikus mennyiségeket, áramot illetve feszültséget mértünk erősen anizotrop mintákon. Ahhoz, hogy ezekből a lokális tulajdonságokra következtethessünk, ismernünk kell a mintában az árameloszlást. Az áramot a minta felső ab -síkjának két végén vezetjük a mintára, a feszültséget pedig a minta felső illetve alsó lapján egymás alatt elhelyezkedő potenciálkontaktus-párokon mérjük (1.4. ábra). Ezt az elrendezést nevezi a szakirodalom fluxus-transzformátor elrendezésnek [36].



1.4. ábra. Mintakontaktálás az árameloszlás meghatározásához.

Nyilvánvaló, hogy az ab -síkkal párhuzamos, illetve arra merőleges irányra jellemző ρ_{ab} és ρ_c fajlagos ellenállások értékét a mért áram- és feszültségértékekből közvetlenül nem tudjuk leolvasni. Az árameloszlást – anizotrop fémeknél megszokott módon – egy lineáris anizotrop ellenállás modell segítségével határozzuk meg [36]. A $V(x, z)$ kétdimenziós potenciáeloszlás meghatározásához a

$$\operatorname{div} j = \frac{1}{\rho_{ab}} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{1}{\rho_c} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (1.36)$$

differenciálegyenletet kell megoldani, ami a

$$V(x, z) = \sum_{n=1,3,5,\dots} V_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \cosh\left[\left(\frac{\rho_c}{\rho_{ab}}\right)^{1/2} \frac{n\pi z}{L}\right] \quad (1.37)$$

potenciáeloszlás alak segítségével teljesíthető, ahol L a minta hosszát jelöli, az x -tengely az ab -síkkal párhuzamos, a z -tengely pedig arra merőleges (1.4. ábra). Az (1.37) kifejezés minden tagja kielégíti a felületi határfeltételt, miszerint a tér normális komponense eltűnik a minta alján $z = 0$ -nál, illetve a minta szélein $x = \pm L/2$ -nél. A V_n együtthatókat úgy választjuk, hogy a minta felső lapján ($z = D$) az áramsűrűség normál komponense, $j_n = -\rho_c^{-1} dV/dz$, a kontaktusoknál beadott áramot adja, köztük pedig zérus legyen. Az (1.37) összefüggésben a rövid hullámhosszú komponensek az áramkontaktusoktól távolodva gyorsan lecsengenek, így a $V(x, z)$ potenciáeloszlást közelíthetjük a legalacsonyabb $n = 1$ tagjával. Az alkalmazott I áram megegyezik az áramsűrűség x -irányú komponensének $I = b \int_0^D j_x dz$ integráljával (b a minta vastagsága y -irányban). Ebből a V_1 együttható meghatározható, így a potenciáeloszlásra a

$$V(x, z) \approx -\frac{I}{b} (\rho_c \rho_{ab})^{1/2} \frac{\sin(\pi x/L)}{\sinh[(\pi D/L)(\rho_c/\rho_{ab})^{1/2}]} \cosh\left[\frac{\pi z}{L} \left(\frac{\rho_c}{\rho_{ab}}\right)^{1/2}\right] \quad (1.38)$$

kifejezést kapjuk.

A felső illetve alsó lapon mért V_{top} és V_{bot} feszültségek ismeretében az (1.38) egyenlet megoldható. A $V_{\text{top}}/V_{\text{bot}}$ hányadosból a fajlagos ellenállások arányára kapjuk, hogy

$$\left(\frac{\rho_c}{\rho_{ab}}\right)^{1/2} \approx \frac{L}{\pi D} \operatorname{arccosh}(V_{\text{top}}/V_{\text{bot}}), \quad (1.39)$$

a felső lapon mért V_{top} feszültségből pedig a szorzatukra a

$$(\rho_c \rho_{ab})^{1/2} \approx \frac{b V_{\text{top}}}{2I \sin[\pi(x_2 - x_1)/2L]} \tanh\left[\frac{\pi D}{L} \left(\frac{\rho_c}{\rho_{ab}}\right)^{1/2}\right] \quad (1.40)$$

kifejezés adódik, ahol x_1 és x_2 a potenciálkontaktusok koordinátái. A fenti összefüggésekből a valódi ρ_{ab} és ρ_c meghatározható. Látható továbbá, hogy a V_{top} feszültséggel nem ρ_{ab} -t, hanem a $(\rho_c \rho_{ab})^{1/2}$ szorzatot mérjük.

Az (1.38) összefüggés és a $j_x = -\rho_{ab}^{-1} dV/dx$ áramsűrűség segítségével megkapjuk az áramsűrűséget a minta belsejében:

$$j_x(z) \approx j_x^0 \exp(-|z|z_{\text{eff}}), \quad (1.41)$$

ahol $z_{\text{eff}} = L\pi^{-1}(\rho_{ab}/\rho_c)^{1/2}$ az áram behatolási mélysége a mintába, ami az általunk használt minták esetében 1-2 μm .

1.2.6. Kritikus áram

Az előző fejezetben megmutattuk, hogy az erősen anizotrop egykristályokon végzett transzportmérések során kapott áram–feszültség karakterisztikák jellegét az ab - illetve c -irányú tulajdonságok egyaránt befolyásolják. A két irány jellegzetességeinek meghatározását kísérletileg speciális, csak az adott irányú vezetést megengedő minta-konfigurációkon vizsgálták. Erre a c -irány jellemzőinek mérése esetén a *mesa* szerkezet (ld. [9]-ben 1. ábra), míg az ab -irányhoz a szupravezető filmek alkalmasak.

A CuO_2 síkokra merőleges c -irányban a szupravezetés szupravezető-szigetelő-szupravezető (SIS) Josephson-átmeneteken keresztül történik. Ideális esetben a c -irányú szuperáramot az

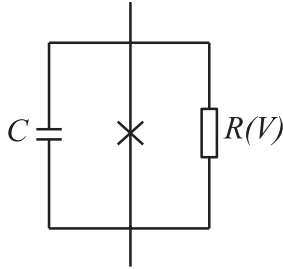
$$I_s^c = I_{\text{kr}}^c \sin \Delta\varphi \quad (1.42)$$

kifejezés írja le, ahol I_{kr}^c a maximális c -irányú áram, $\Delta\varphi$ pedig a két szupravezető réteg fázisa közti különbség. Az átmenet két oldala közti feszültség és fázisaiak különbségének időbeli változása között a

$$\frac{d(\Delta\varphi)}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (1.43)$$

összefüggés szerinti kapcsolat áll fenn [15].

Ténylegesen megvalósuló Josephson-átmenetekre az RCSJ-modellt alkalmazhatjuk [10]. Ekkor az ideális Josephson-átmenettel párhuzamosan feltételezünk egy rezisztív és egy kapacitív söntöt (1.5. ábra). Az R ellenállás jellemzi a szupravezető tartományok közti véges feszültség esetén megjelenő disszipációt, míg C a tartományok között megjelenő, geometriájukból adódó kapacitást. A kritikus hőmérséklet közelében R értéke az R_n normál állapotú ellenállás nagyságrendjébe esik. Alacsony hőmérsékleten $V < V_g \equiv 2\Delta/e$ esetén a termikusan gerjesztett kvázirészecskék vesznek részt a vezetésben, így a hőmérséklet csökkenésével



1.5. ábra. Az RCSJ-modell áramköri helyettesítő képe

az ellenállás közelítőleg $R_n \exp(\Delta/kT)$ szerint növekszik a kvázirészecskék kifagyásának következtében. $V > V_g$ esetén az alkalmazott feszültség hatására a Cooper-párok felhasadhatnak, ami R_n nagyságrendű ellenállás megjelenését eredményezi.

Az I meghajtó áram a három vezetési csatornán folyó áramok összegével azonos:

$$I = I_{kr} \sin \delta + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt}, \quad (1.44)$$

ahol δ a rétegek közti fáziskülönbség. Ebből a V feszültséget az (1.43) összefüggés segítségével kifejezve felírhatjuk a δ fáziskülönbség időfüggését:

$$\frac{d^2\delta}{d\tau^2} + \frac{1}{Q} \frac{d\delta}{d\tau} + \sin \delta = \frac{I}{I_{kr}}. \quad (1.45)$$

Itt $\tau = \omega_p t$, $\omega_p = (2eI_{kr}/\hbar C)^2$ az átmenet plazmafrequenciája (a szupravezető kontinuum saját rezgési frekvenciája), $Q = \omega_p RC$ pedig a jósági tényező. A Q jósági tényező megegyezik a Stewart és McCumber [37, 38] által bevezetett β_c csillapítási paraméter négyzetgyökével.

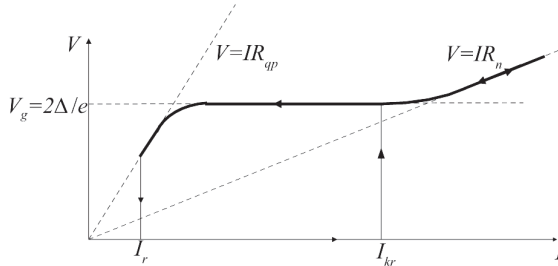
Túlcsillapított esetben ($Q \ll 1$) az (1.45) kifejezés a

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{2eI_{kr}R}{\hbar} \left(\frac{I}{I_{kr}} - \sin \delta \right) \quad (1.46)$$

elsőrendű differenciálegyenletre egyszerűsödik. Megmutatható, hogy ekkor az áram–feszültség karakterisztikát a $V = R(I^2 - I_{kr}^2)^{1/2}$ összefüggés írja le, ami egy

sima lefutású görbét ad az $I < I_{kr}$ áramok esetén $V=0$ feszültség és $I \gg I_{kr}$ esetben a $V = IR$ Ohm-törvénynek megfelelő feszültség között.

Számunkra érdekesebb az alulcsillapított ($Q > 1$) határesetet, mivel az ezen közelítéssel kapható áram–feszültség karakterisztikák hiszterézises jellege hasonlít a méréseink során kapott I–V karakterisztikákhoz. Az 1.6. ábrán az alulcsillapított esetben kapható I–V karakterisztika sematikus rajza látható.



1.6. ábra. Sematikus áram–feszültség karakterisztika alulcsillapított Josephson-átmenet esetén

Ha az I meghajtó áramot növeljük az I_{kr} kritikus értékig, akkor $V = 0$ feszültségválaszt kapunk. I_{kr} -nál a feszültség egy véges értékre ugrik. Ez az RCSJ-modellben $V \approx I_{kr}R$, ideális Josephson-átmenet esetén viszont, ha $T \ll T_c$, ez a feszültség érték megközelíti a $V_g = 2\Delta/e$ küszöbfeszültséget. Az áramot tovább növelve a feszültség a $V = IR_n$ értékhez tart. Az áramot I_{kr} alá csökkentve a feszültség nem esik vissza nullára addig, míg egy bizonyos $I_r \approx 4I_{kr}/\pi Q$ „újra-csapdázási” áramot el nem érünk.

Az erősen anizotrop magashőmérsékletű szupravezetők c -irányú tulajdonságait kísérletileg úgynevezett *mesa* rendszereken vizsgálták, ahol az átmenet ab -irányú kiterjedése csupán néhány μm^2 , így az árameloszlás az ab -sík mentén lényegében homogén.

Latyshev és munkatársai 50 körüli Josephson-átmenetet tartalmazó mesa szerkezeteken vizsgálták a c -irányú kritikus áram illetve a kvázirészecske vezetőképeség hőmérséklet- és feszültség-függését [9]. Megállapították, hogy a c -irányú kritikus áramsűrűség mintegy 30-szor kisebb a $J_{kr}^{A-B} = \sigma_n V_g \pi/4$ értéknél, amit az s -hullámszimmetriával rendelkező szupravezetők esetében az Ambegaokar-Baratoff-formula jósol [39, 40], a kisáramú ellenállás viszont

30-szor nagyobb, mint az a nagyáramú ellenállásból várható lenne. A kísérleti adatok a

$$J_{\text{kr}}^L \approx \sigma_{\text{qp}} V_g \pi / 2 \quad (1.47)$$

összefüggés teljesülését támasztották alá, ami arra utal, hogy a c -irányú vezetében a koherens kvázirészecske alagutazás játssza a domináns szerepet. A kapott kísérleti eredményeket sikeresen értelmezték a rendparaméter d -típusú szimmetriájával.

Ha a szupravezető síkok közti δ fáziskülönbséget is figyelembe vesszük, akkor a kritikus áramsűrűség egy további $\langle \cos \delta \rangle \approx 10^{-2}$ faktorial csökken a J_{kr}^L értékhez képest.

Mesa rendszereket vizsgálva megmutatták, hogy a c -irányú kritikus áram a szupravezető síkokra merőlegesen alkalmazott külső mágneses tértől H^{-1} szerint függ [41, 42].

A c -irányú kritikus áram hőmérséklet-függésére de la Cruz és munkatársai végeztek méréseket [41, 43, 44]. Azt tapasztalták, hogy a kritikus áram értéke alacsony hőmérsékleten függ a minta termodinamikai állapotának előkészítésétől (ld: 41. oldal, 3.1. ábra). FC előkészítés esetén („field cooled”: a mintát adott mágneses térben hűtjük a mérés legalacsonyabb hőmérsékletére, és ugyanebben a mágneses térben mérünk) a kritikus áram a hőmérséklet növelésével monoton csökken. ZFC előkészítést alkalmazva („zero field cooled”: zérus térben hűtjük le a mintát, a mágneses teret csak a legalacsonyabb hőmérsékleten kapcsoljuk be) azonban egy bizonyos hőmérsékletig a kritikus áram növekszik, ebben a hőmérséklet-tartományban kisebb, mint FC esetben. A hőmérsékletet tovább növelve a kritikus áram csökken, adott hőmérsékleten és mágneses térben nagysága megegyezik a FC előkészítés esetén kapott értékkel (ld: pl. a 3.5 ábrán).

Az ab -irányú kritikus áramot vékony szupravezető filmekben vizsgálták mágnesezettség mérések segítségével. Ekkor a mágnesezettség hiszterézises viselkedéséből a kritikus áram az (1.11) összefüggés segítségével meghatározható a növekvő illetve csökkenő külső mágneses tér esetén mért M_+ és M_- mágnesezettség értékek, valamint a minta méretének ismeretében. BSCCO filmen [45] illetve BSCCO(2212)/BSCOH(2201) struktúrákon [8] történt ab -irányú mérések a kritikus áramra $I_{\text{kr}}(H) \propto H^{-1/2}$ jellegű térfüggést adnak.

1.3. Hall-effektus

E. H. Hall kísérletében arra kereste a választ, hogy ha egy mágneses térbe helyezett vezetőben áram folyik, akkor a fellépő erő vajon kiterjed-e az egész vezetőre, vagy csak a benne mozgó elektronokra hat.

Ehhez tekintsünk egy vezetőket amelyben x -irányba j_x az áramsűrűség. j áramsűrűség esetén a vezetőben lévő elektronok \mathbf{v} sebességgel mozognak a $\mathbf{j} = -nev$ összefüggésnek megfelelően (n a vezető elektronok sűrűsége), és az áram E_x x -irányú elektromos teret kelt az $\mathbf{E} = \rho\mathbf{j}$ Ohm-törvény szerint, ahol ρ a fajlagos ellenállás. Helyezzük a vezetőket az áramirányra merőleges z -irányú \mathbf{H} mágneses térbe (1.7. ábra)! Az

$$\mathbf{F}_L = -e\mu_0(\mathbf{v} \times \mathbf{H}) \quad (1.48)$$

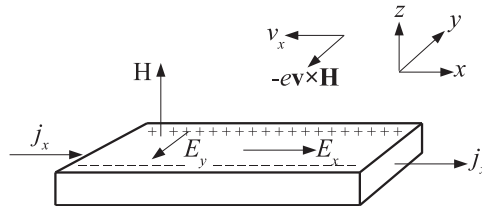
Lorentz-erő az elektronokat a negatív y -irányba téríti el, így azok felhalmozódnak a vezeték szélén. Ennek következtében kiépül egy E_y y -irányú elektromos tér, ami az elektronok y -irányú mozgását és további felhalmozódását akadályozza. Egyensúly esetén ez az E_y transzverzális- vagy Hall-tér a Lorentz-erővel egyensúlyban van, így csak x -irányban folyik áram.

Az x -irányú elektromos tér és áram aránya adja a

$$\rho(H) = E_x/j_x \quad (1.49)$$

mágneses ellenállást, ami független a mágneses tér irányításától. Az E_y transzverzális elektromos tér és az azt ellensúlyozó Lorentz-erő ismeretében felírhatjuk a

$$\rho_H = \frac{E_y}{j_x} \quad (1.50)$$



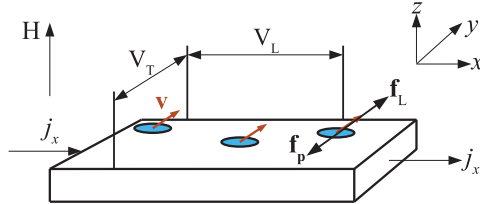
1.7. ábra. Sematikus ábrázolás a Hall-kísérlethez

Hall-ellenállást. Ezt normalizálva a mágneses térrel kapjuk az

$$R_H = \frac{E_y}{j_x H} \quad (1.51)$$

Hall-állandót. Az E_y transzverzális elektromos tér fontos jellemzője, hogy a mágneses teret $\mathbf{H} \rightarrow -\mathbf{H}$ -ra változtatva az (1.48) Lorentz-erővel való egyensúlyi feltétel miatt E_y is előjelet vált.

Szupravezető anyagokban a T_c kritikus hőmérséklet alatt a Hall-effektus szempontjából a mozgó töltéshordozó szerepét a vortexek veszik át, a Hall-effektus ezek mágneses tértől függő eltérüléséből adódik (1.8. ábra). Ha a



1.8. ábra. Hall-effektus szupravezető anyagban

mintára elegendően nagy áramot adunk, a vortexek az (1.6) Lorentz-erő hatására leszakadnak a rögzítésekről, és \mathbf{v} sebességgel mozognak y -irányba, ami egy véges $V_L = \ell E_x = \ell(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_x$ longitudinális feszültség megjelenését eredményezi (ℓ a longitudinális feszültségkontaktusok távolsága). A mágneses tér irányának megfordítása esetén V_L változatlan marad, ugyanis $\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ -ben \mathbf{B} előjelváltása mellett a Lorentz-erő előjelváltása következtében \mathbf{v} is előjelet vált. Transzverzális irányban ekkor zérus feszültséget mérünk, mivel

$$V_T = d(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_y = d(v_z B_x - v_x B_z) = 0 \quad (1.52)$$

ahol d a transzverzális kontaktusok távolsága.

Az (1.52) kifejezésből látható, hogy Hall-effektus, azaz transzverzális feszültség akkor jelenik meg a szupravezetőben z -irányú \mathbf{B} indukció jelenlétében, ha a vortexek sebességének van $v_x \neq 0$ véges x -irányú komponense. Ennek lehetséges okait a 4.4. fejezetben fogjuk részletesen vizsgálni.

2. fejezet

Kísérleti technika, minták

Ebben a fejezetben a kísérletek technikai hátterét mutatom be. Munkám során a vortexrendszerek dinamikáját transzportmérésekkel vizsgáltam, külön erre a célra kifejlesztett rövid impulzushosszú, nagy áramú impulzustechnikával.

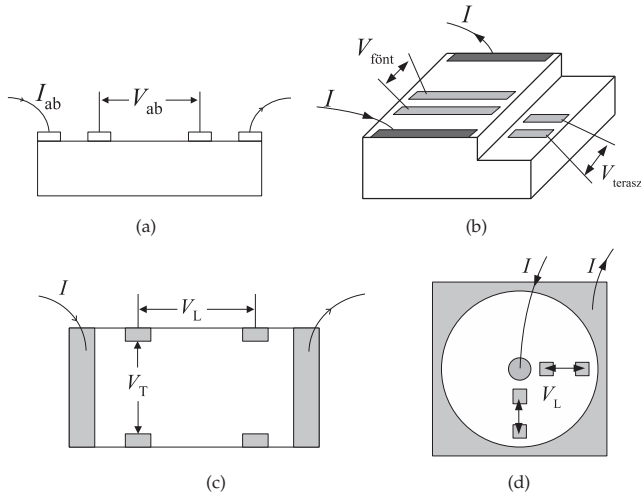
2.1. Minták és előállításuk

A kísérleteimet $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ egykristályokon végeztem. Az ezekhez szükséges BSCCO tömbök Forró László laboratóriumában készültek (Lausanne, EPFL), olvadékból történő, folyamatosan szabályozott lassú hűtési technikával [46, 47]. Ebből a minták hasítása és kontaktálása az esetek többségében Debrecenben (ATOMKI), illetve Lausanne-ban történt. A tömbökből téglalatest alakú optikailag sima mintákat hasítottunk, és ezeket 2 órán át oxigén áramoltatása mellett 900 K hőmérsékleten hőkezeltük. Ennek célja az oxigén-dópolás optimalizálása és stabilizálása volt. Egyes minták esetén a minta teljes szélességében pár száz nm-es mélységű teraszokat marattunk.

Az aluldópolt minták előállítása prazeodímium (Pr) hozzáadásával történt. A Pr a kalcium helyére épül be és módosítja a minta effektív oxigén koncentrációját. Mivel a dópolást kémiaiilag nem egyszerű megvalósítani, a dópolási folyamat végeredményét mindenképpen ellenőrizni kell. Kidolgoztunk egy olyan szekunder semleges részecske tömegspektrométeres eljárást, mellyel az adott kis méretű és néhány μg tömegű mintáink elemi összetételét nagy pontossággal meg tudtuk határozni még az elektromos kontaktusok preparálása előtt [48].

A minták tipikus mérete $1 \times 0,5 \times 0,005 \text{ mm}^3$ volt, ahol a két nagy érték az ab -sík méretét adja, az $5 \mu\text{m}$ pedig a minta c -irányú vastagságát. Nulla mágneses térben a kritikus hőmérséklet az optimálisan dópolt minták esetén 87 K körül

volt, 2–3 K szélességű átmenettel. Az aluldópolt minták kritikus hőmérséklete 51 K illetve 53 K volt, ezeknél az inhomogenitás miatt az átmenet jóval szélesebb, 8–10 K volt. Az anizotrópiafaktorra a normál állapotban *ab*- és *c*-irányban mért ellenállások aránya alapján $\gamma \approx 500$ adódott.



2.1. ábra. A mérések során használt kontaktus konfigurációk. (a) *ab*-konfigurációjú kontaktálás, (b) teraszos minták kontaktálása, (c) Hall-effektus méréséhez használt minták kontaktálása, (d) kontaktusok a Corbino-mintán

A mérések során többféle kontaktus-elrendezést használtunk. Az *ab*-konfiguráció esetén az áramot a felső lapon vagy a két végén vezetem a mintára, és a potenciálkontaktusok is a felső lapon helyezkednek el (2.1(a) ábra). Az úgynevezett teraszos minták esetén a kontaktusokat elektronsugaras litográfiával, pontosan meghatározott helyekre párolgattuk „lift-off” technikával, 700 K-en 1000 s-ig tartó hőkezeléssel. Utóbbi eljárást Saclay-ban fejlesztették ki (Saclay, CEA, SPEC, Franciaország). Az áramkontaktusok a minta felső lapján a minta két végén helyezkedtek el, a potenciálkontaktus-párok pedig egymással egyvonalban a felső lapon illetve a teraszon (2.1(b) ábra). A Hall-effektus mérésekor az áramkontaktusok a minta két végén vagy a felső lapjának szélein helyezkedtek el, a két-két potenciálkontaktus pedig egymással szemben, úgy, hogy a minta oldalát is érintették, így mögöttük áram nem folyhatott (2.1(c) ábra). A saclay-i laboratóriumban készültek úgynevezett Corbino-minták is. Ezekre – a teraszos

mintákhoz hasonlóan – litografálással kerültek a kontaktusok. Az egyik áramkontaktus a minta felső síkjának közepén helyezkedett el, a másik körben a sík szélén, a 2.1(d) ábrán látható módon. A két-két potenciálkontaktus a kör egy-egy sugara mentén helyezkedik el.

A kontaktálás Dupont 6838 ezüstpasztával történt, 900 K-en 5 perces hőkezeléssel rögzítettük a 25 μm -es aranyszálakat. A kontaktusok ellenállása 1–3 Ω , átmérőjük 50–100 μm volt.

A dolgozatban bemutatott mérések során két aluldópolt mintát vizsgáltam, melyek a 2.1(c) ábrának megfelelően voltak kontaktálva. Az A minta kritikus hőmérséklete $T_c = 53$ K, jellemző méretei pedig $1714 \times 1224 \times 5 \mu\text{m}^3$. A B minta esetén $T_c = 51$ K, a minta mérete pedig $321 \times 250 \times 2 \mu\text{m}^3$.

2.2. Kriotechnika, mérőfej

A méréseket a Quantum Design cég által gyártott Magnetic Property Measurement System (MPMS-5S) műszerrel végeztük. Ebben található a krioszát, a szupravezető mágnes, a hőmérsékletet illetve a mágneses teret szabályzó rendszer, továbbá a SQUID detektor. A berendezés vezérlése számítógéppel történik.

A mágneses indukció értéke -5 T-től $+5$ T-ig változtatható, a legkisebb lépésköz 0,1 gauss. A lemágnesezéskor a maradék indukció kisebb 1 gaussnál. A mágneses indukció inhomogenitása a teljes mintatérben kisebb mint 0,02 %, a mintatér közepének 2 mm -es környezetében pedig 0,0001 % -nál is kisebb. A tér időbeli stabilitása 1 ppm óránként.

Az általunk használt üzemmódban a hőmérsékletet a folyékony hélium hőmérsékletétől (4,2 K) 400 K-ig lehetett változtatni, ezt a mintatérben lévő kisnyomású kicserélődési gáz tette lehetővé. A hőmérséklet mérése a mintatér alatt és fölött elhelyezett germánium és platina hőmérőkkel történt. A hőmérsékletkalibráció hibája legfeljebb $\pm 0,5$ %, stabilitása szobahőmérsékleten 0,05 K, 5 K-en pedig 0,01 K.

A berendezést alapvetően mágneses mérésekre tervezték, ezért a transzportmérésekhez új mérőfejet kellett készítenünk. Ehhez a 128 cm hosszú, 2 mm átmérőjű rozsdamentes acélból készült gyári mintatartó rudat alakítottuk át. Ebben kellett elférnie a két áramvezetéknek és a négy potenciálvezetéknek. Áramvezetéként 0,25 mm -es duplazománcos rézhuzalokat használtunk, ezek lazán sodorva egy kapilláris csőbe kerültek, ami az árnyékolást biztosította.

A kapilláris csövön kívül helyezkedtek el a páronként sodort, 0,22 mm átmérőjű selyem szigetelésű rézhuzalból készült potenciálvezetékek. Ezeket teflonszalaggal tekertük körbe a szigetelés sérülésének elkerülése érdekében, mellyel egyúttal a kapilláris csőhöz való rögzítést is megoldottuk. Az áramvezetékek ellenállása $0,5 \Omega$ volt, a feszültségvezetékeké pedig 2Ω .

A mintatartó rézből készült, és bontható csatlakozóval kapcsolódott a mérőrúd végéhez. Kialakítása úgy történt, hogy a mintákat, amelyeket jó hővezető, 0,5 mm vastag zafirlapkára helyeztünk és vákuumzsírral rögzítettük, a CuO_2 síkokra merőleges mágneses térben tudjuk vizsgálni. A zafíron arannyal párologtatott kontaktusok voltak, ide vezettük ki a minta kontaktusait $25 \mu\text{m}$ átmérőjű aranyszálakkal. A zafirlapkát a mintatartóba helyeztük, és a zafírlapon lévő aranykontaktusokról szintén $25 \mu\text{m}$ átmérőjű aranyszálak vezettek a mintatartó csatlakozójához.

Munkám során a minták mágneses tulajdonságait is vizsgáltam. Ezeknél a méréseknél a mérőberendezés eredeti mintatartóját használtuk. A mintát szilíciumlapkára helyeztük, rögzítése itt is vákuumzsírral történt. A mágnesezettséget kétféle módszerrel vizsgáltam.

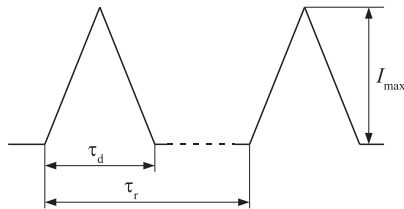
A DC mérés során a mintát a mintatérben egyenletes lépésközönként felfelé mozgatva minden pontban rögzítjük a detektortekercs jelét, ezek összességéből kapjuk a mágnesezettséget. A teljes megtett hossz 4 cm. Ezzel a módszerrel a mágneses momentum 10^{-7} emu pontossággal mérhető.

RSO (reciprocating sample option) mérés esetén a mintát egy szervomotor segítségével szinuszosan mozgatjuk a detektortekercsben. Az adatokat eközben, folyamatosan rögzíti egy DSP egység (digital signal processor), így gyorsítja a mérést. Ebben az esetben elég a mintát akár csak 2 mm-es tartományban mozgatni, ami több mint egy nagyságrenddel kisebb mint ami a DC mérésnél szükséges. Emiatt a minta környezetében a mágneses tér kevésbé változik a mérés során, az eltérés kevesebb mint 0,0001 %, a mágneses momentumnál pedig az érzékenység eléri az $5 \cdot 10^{-9}$ emu értéket.

2.3. Impulzustechnika

Ahhoz, hogy a szabad vortexáramlást vizsgálhassuk a rögzített vortex fázisban, a mérések során a kritikus áramnál jóval nagyobb áramsűrűséget kellett alkalmaznunk úgy, hogy közben a mintát ne fűtsük.

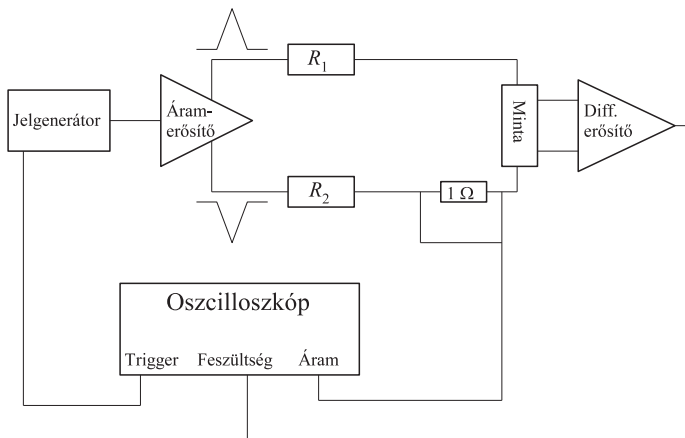
Egyenáram helyett rövid áramimpulzusokat használtunk, az alkalmazott áramjel a 2.2. ábrán látható. Négyyszögjel helyett háromszög alakúnak választottuk az impulzusokat. Ennek előnye, hogy egy áramimpulzusból a teljes áramtartományra adott választ megkapjuk. A rendszer induktív válasza kisebb, ráadásul azonos impulzushosszat használva kevésbé fűtjük a mintát, mint négyyszögjel alkalmazása esetén. Az impulzusok hossza (τ_d) tipikusan $50\text{--}100\ \mu\text{s}$, két impulzus közötti idő (τ_r) pedig $0,1\text{--}1\ \text{s}$ volt, mérési pontonként általában $50\text{--}10000$ impulzus átlagát vettük.



2.2. ábra. A mérések során alkalmazott gerjesztőáram.

A mérési elrendezés kapcsolási rajza a 2.3. ábrán látható.

Az áramjelet Hewlett-Packard 33120A jelgenerátorral állítottuk elő, innen a jelet egy általunk kifejlesztett erősítőn keresztül adtuk a mintára. Az erősítő két



2.3. ábra. A mérési elrendezés sematikus rajza.

kimenetén a felerősített jel, és annak inverze jelenik meg. A két kimenet a minta két áramkontaktusához árnyékolt kábeleken keresztül csatlakozik. Ezzel a módszerrel szimmetrikus meghajtást érünk el, így a minta végig zérus potenciálon lesz, a körben lévő több ohmos ellenállásokhoz – pl. kábelek – képest kicsi, jellemzően $m\Omega$ -os ellenállások okozta μV -os feszültségeket is pontosan tudjuk mérni.

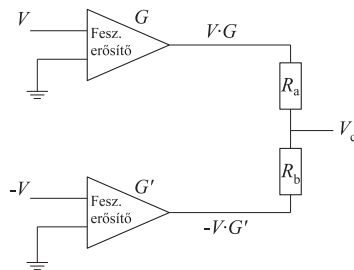
A gyakorlatban a két erősítő nem tud pontosan ugyanakkora erősítést létrehozni, így a differenciálerősítőn kapott különbségi jel jelentős részét az erősítések nagyságainak hibáiból adódó zaj teheti ki. Ennek kiküszöbölésére, és így a mérési pontosság növelésére a feszültségerősítőben közös módusú jel elnyomást alkalmaztunk. A kapcsolási rajz a 2.4. ábrán látható, a V_c potenciál értékét a (2.1) egyenletből kapjuk:

$$V_c = VG - \frac{R_a}{R_a + R_b} (VG - (-VG')). \quad (2.1)$$

Az erősítések eltéréséből adódó hibát az R_a és R_b ellenállások arányának változtatásával tudjuk korrigálni, a megfelelő arány esetén $V_c = 0$ lesz. Ekkor az ellenállások aránya:

$$\frac{R_a}{R_b} = \frac{G}{G'}$$

A mintán folyó áramot egy, a 2.3. ábrán láthatóan a mintával sorba kötött 1Ω -os ellenálláson eső feszültség mérésével határoztuk meg. A potenciálkontaktus-párok közti feszültséget differenciális erősítő segítségével mértem. Többféle erősítőt használtam, kezdetben egy Tektronix AM 502-es 1 MHz sávszélességű

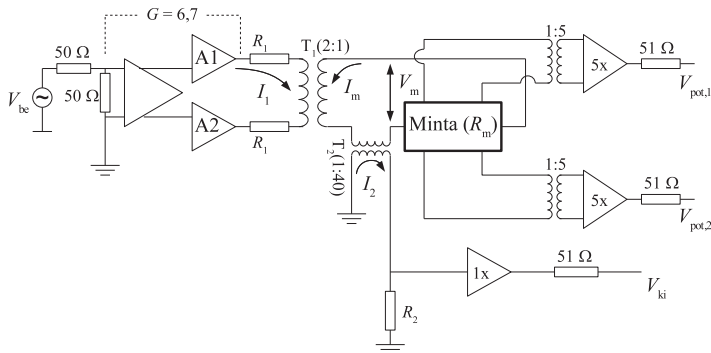


2.4. ábra. Közös módusú jel elnyomás (G és G' az erősítéseket jelöli)

erősítőt, kisebb jelekhez pedig egy speciális kiszajú ($2,5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, erősítése 2000), 4 MHz sávzélességű erősítőt. Ezzel a mérési összeállítással maximálisan 400 mA-es áramimpulzusokat tudtunk előállítani.

A mérőkör tesztelekore megállapítottuk, hogy a hosszú mérőrúdban futó vezetékek egymáshoz, illetve a rúdhoz induktívan csatolódnak. A mérések során tapasztaltuk, hogy a válaszel mindig tartalmaz egy alapvonalat, ami négyyszögjel jellegű, és arányos az áramimpulzus nagyságával. Ezt az alapvonalat minden mérési sorozat előtt felvettük a küszöbáramnál kisebb gerjesztéssel, ahol maga a minta még nem ad jelet. A kapott válaszeleket az adatok kiértékelésekor ezzel korrigáltam.

A mérések során felmerült az igény a korábbi 400 mA-nél nagyobb áram, illetve rövidebb impulzushossz alkalmazására. Ehhez egy új erősítőt kellett építenünk. Az első elrendezésben a mérőrúdtól a differenciális erősítőkig 1-1,5 m-es koax kábelek vezettek, ami jelentős zajt vihet a rendszerbe. Ezek kiküszöbölésére a feszültségeket mérő két differenciális erősítő az áramerősítővel közös dobozba került, közvetlenül a mérőrúd tetejére, az alacsony hőmérsékleti mérés technikában megszokott módon. Az erősítő két feszültség és egy áram kimenetéről koax kábeleken keresztül jutott a jel az oszcilloszkóphoz, szükség esetén egy 10 MHz sávzélességű (NF Electronic Instruments 5305) erősítőn keresztül. Az új erősítő segítségével nyerhető maximális áram $I_{\text{max}} = 1,4 \text{ A}$ volt, az impulzushosszat pedig egészen $\tau_d = 10 \mu\text{s}$ -ig csökkenthetjük a háromszögjel torzulása nélkül (ld: 2.2. ábra).



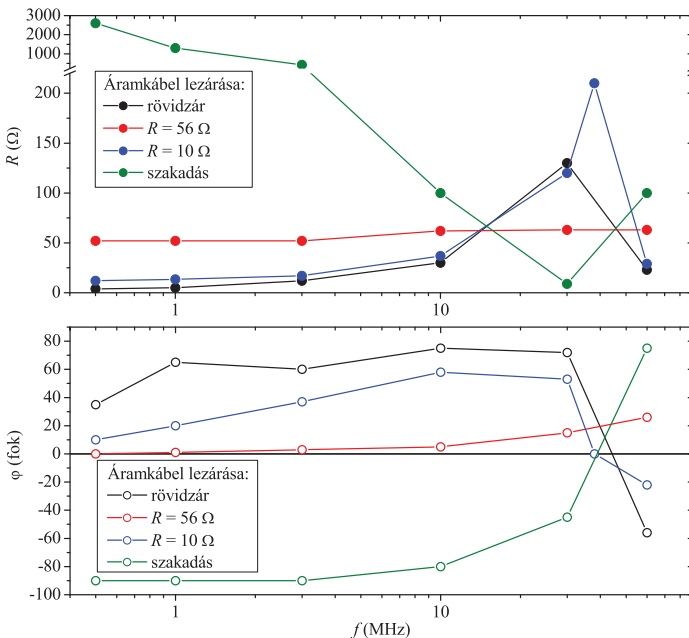
2.5. ábra. Differenciális áram- és feszültség-erősítő

Az erősítő kapcsolási rajza a 2.5. ábrán látható. A kimeneti ellenállásokat $50\ \Omega$ -mal illesztettük a csatlakozó koax kábeleknek megfelelően, a bemenetnél szintén $50\ \Omega$ -os illesztést alkalmaztunk a jelgenerátor azonos kimeneti ellenállását figyelembe véve.

Meghatároztuk a mérőrúdban futó vezetékrendszer hullámimpedanciáját és frekvencia átvitelét. Ez azért szükséges, mert tökéletlen, a Z_0 hullámimpedanciától eltérő lezárás esetén a teljesítmény egy része visszaverődik a lezárásnál a generátorhoz

$$r = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}$$

reflexióval, ami teljesítménycsökkenést okoz, továbbá az előre haladó illetve visszavert hullámok között interferencia léphet fel. A mérőrúdban futó áramvezeték-kör impedanciájának frekvenciafüggését a 2.6. ábra mutatja, különböző ellenállásokat használva lezárásként.



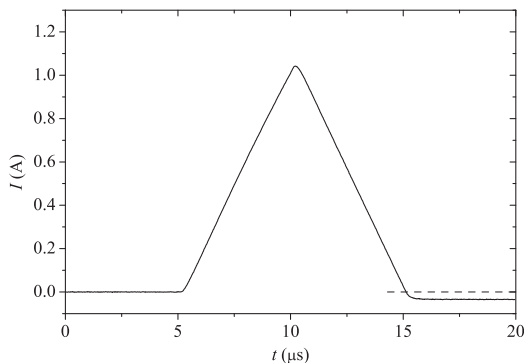
2.6. ábra. A tápvonal hullámimpedanciája és fázistolása a frekvencia függvényében, a mintatartó helyén alkalmazott különböző lezárások esetén.

Az ábrán látható, hogy $50\ \Omega$ körüli lezárás felel meg a hullámimpedanciának. Ezzel szemben a teljes áramkör impedanciája jellemzően $6\ \Omega$, ennek megnövelésével jelentősen csökkenne a mintára adható maximális áram. A maximális teljesítményátvitel érdekében a T_1 bemeneti transzformátornál is illesztettük az ellenállásokat úgy, hogy a terhelő ellenállás megegyezzen a primer tekercs előtt lévő ellenállással. A transzformátor meneteinek aránya $N = 2$, így az optimális terhelő ellenállás a mintát és a hozzá vezető kábeleket $6\ \Omega$ -nak tekintve

$$R_{\text{terh}} = N^2 R_{\text{belső}} = 24\ \Omega.$$

Az A1 és A2 erősítőket 1–1 Ohm ellenállással véve figyelembe így a 2.5. ábrán látható $R_1 = 11\ \Omega$ -os ellenállásokat kell használnunk.

Az áramerősítő tesztelése során tapasztaltuk, hogy az erősítő bemenetére a szokásos háromszögjelet adva a mintára jutó (V_m) és az áramerősség mérésére szolgáló erősítő kimenetén (V_{ki}) mért jel torzult, amint az a 2.7. ábrán látható.

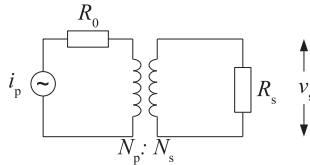


2.7. ábra. Torzult háromszögjel

A jel torzulását az árammeghajtó illetve az árammérő rendszerben található transzformátorok – T_1 és T_2 – okozzák (2.5. ábra). A 2.8. ábrán látható transzformátor szekunder körében mért v_s feszültségből meghatározható a transzformátor primer körében folyó áram:

$$i_p = \frac{N v_s}{R_s} + \frac{\int_0^t v_s dt}{N L_p} = \frac{N v_s}{R_s} \left(1 + \frac{R_s}{N^2 L_p} \frac{\int_0^t v_s dt}{v_s} \right), \quad (2.2)$$

ahol L_p a primer kör inuktivitása és $N = N_s/N_p$. A fenti egyenletben a második tagot kell minimalizálni, amit a T_1 transzformátornál a primer tekercs inuktivitásának (L_p) növelésével értünk el. Mivel $L_p \propto N_p^2$, így ez a gyakorlatban a tekercsek menetszámának növelésével oldható meg, azok arányát állandónak tartva. A T_2 transzformátornál a jelalak hibáját a szekunder körben lévő ellenállás csökkentésével minimalizáltuk. Ezzel a módszerrel a 2.7. ábrán látható hibát a jel maximumának 0,1 százaléka alá csökkentettük.



2.8. ábra. Az árammeghajtó illetve árammérő transzformátor vázlatos képe

2.4. Fűtés

Az eredmények értelmezéséhez fontos tudnunk, hogy az alkalmazott gerjesztőáramok mennyire befolyásolják a minta hőmérsékletét. Ebből a szempontból a mérések két fő csoportba sorolhatók. Az egyik esetben a minta küszöbáramát, illetve közvetlenül a küszöbáram fölötti viselkedését vizsgáltuk. Ekkor viszonylag kis, 100 mA alatti áramot küldtünk a mintára. A rögzített vortex fázisban a Hall-effektus vizsgálatához és a nagy áramú differenciális ellenállás mérésekhez azonban nagyobb áramot kellett alkalmaznunk, ami indokolta, hogy megbecsüljük a fűtés mértékét.

A mérések során a minta áramkontaktusain termelődik a legtöbb hő. Ez a kis árammal végzett mérések esetében, $R = 1 \Omega$ kontaktus ellenállást feltételezve, $\tau_d = 10 \mu s$ impulzushosszú és $I_{max} = 100$ mA maximális áramú háromszögjel esetén $E \approx 30$ nJ energiát jelent. A kontaktusokon keletkező hő kb. 200–250 μs alatt ér el a potenciálkontaktusokhoz, így az általunk alkalmazott impulzushosszak esetén eltekinthetünk tőle, két egymást követő impulzus között pedig elegendően hosszú τ_r idő telik el, hogy a keletkezett hőt a minta a környezetnek leadja [49].

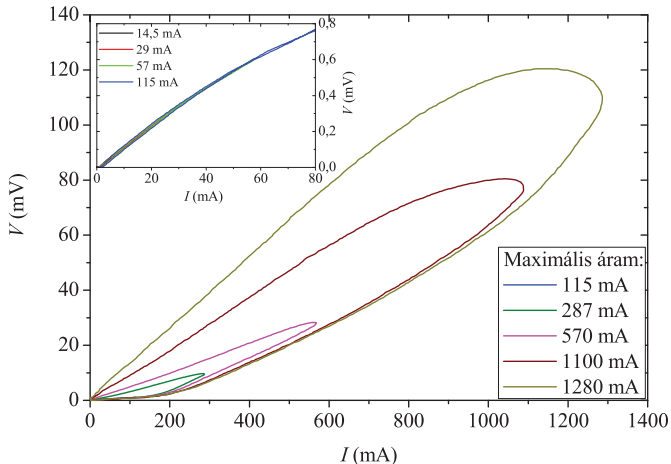
A minta ellenállása kis áramok esetén $R=10\text{ m}\Omega$ körüli, így a disszipáció jóval kisebb mint a kontaktusokon. Ekkor a bevitt energia értékére $E = 300\text{ pJ}$ adódik. Ha ezt az energiát a fononok veszik fel, akkor a hőmérséklet növekedését az

$$E = \int_{T_1}^{T_2} C_v dt \quad (2.3)$$

összefüggésből számolhatjuk ki, ahol $C_v \approx 2(T/\Theta_D)^3\text{ mJ/K}$ a fononok hőkapacitása, $\Theta_D \approx 275\text{ K}$ pedig a Debye-hőmérséklet. Ennek alapján a kisáramú impulzus csupán 20 mK -nel növeli meg a minta hőmérsékletét.

A nagyáramú mérések esetében a minta ellenállása a nagyáramú tartományban lényegesen nagyobb volt. A mintába bevitt energiára $\tau_d = 10\text{ }\mu\text{s}$ impulzushossz, $I_{\text{max}} = 1\text{ A}$ maximális áram esetén, továbbá felső becslésként a minta ellenállására a teljes áramtartományban a maximális $R = 100\text{ m}\Omega$ -ot feltételezve $E \approx 300\text{ nJ}$ adódik. Ebből a (2.3) képlet segítségével megbecsülhetjük a fűtés mértékét, ami $T_1 = 6\text{ K}$ kezdeti hőmérséklet esetén $4,8\text{ K}$ -es melegedést jelent.

A 2.9. ábrán különböző nagyságú áramimpulzusokkal felvett áram-feszültség karakterisztikák láthatók. A maximális áram növelésével jól megfigyelhetően



2.9. ábra. Áram-feszültség görbék különböző nagyságú háromszögimpulzusok esetén

növekszik az áram–feszültség karakterisztikák hiszterézise, vagyis a minta fűtése. Azonban a felmenő ág mindegyik esetben ugyanott van, ami arra utal, hogy a minta a hőt le tudja adni az egyes impulzusok között. A jelentős fűtés ellenére – az általunk felvázolt fázisdiagram alapján – a minta végig a rögzített vortex fázisban marad.

3. fejezet

Kísérleti eredmények

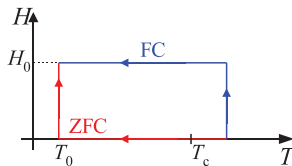
A mérések eredményét befolyásolja, hogy a minta termodinamikai állapotát a mérés megkezdése előtt hogyan állítottuk elő. A két lehetséges előkészítési módot szemlélteti a 3.1. ábra:

- Tér nélkül hűtött (ZFC, *Zero Field Cooled*):

Ebben az esetben a T_c kritikus hőmérsékletnél magasabb hőmérsékletről $H = 0$ mágneses térben hűtjük le a mintát a mérési hőmérsékletre, majd a kívánt hőmérséklet elérése után kapcsoljuk be a mágneses teret.

- Térben hűtött (FC, *Field Cooled*):

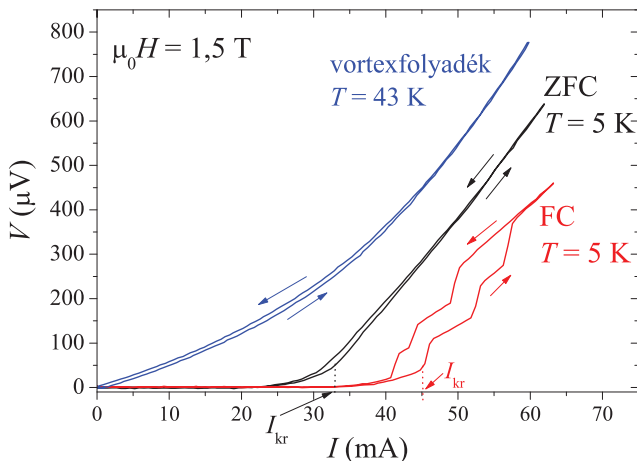
$T > T_c$ hőmérsékleten beállítjuk az alkalmazni kívánt mágneses teret, majd ebben a térben hűtjük le a mintát a mérési hőmérsékletre. A tipikus hűtési sebesség 4 K/perc.



3.1. ábra. A minta termodinamikai állapotának előkészítése során alkalmazott ZFC illetve FC eljárások szemléltetése.

3.1. Áram–feszültség karakterisztikák

A mérések egy része optimálisan dópolt mintákon történt, másik része pedig aluldópolt mintákon. A 2.2. ábrán látható áramimpulzus sorozatokat küldtünk a minta áramkontaktusaira, és mértük a feszültséget két potenciálkontaktus között.



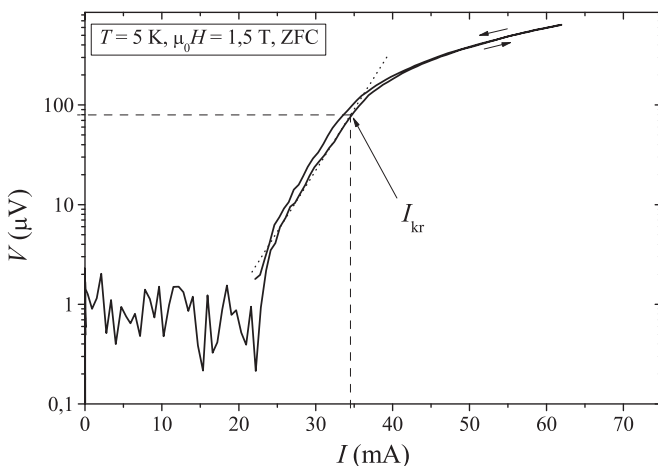
3.2. ábra. Áram–feszültség karakterisztikák $T_c = 89\text{ K}$ kritikus hőmérsékletű optimálisan dópolt mintán. Az alkalmazott mágneses indukció mindhárom esetben $1,5\text{ T}$ volt. Az FC és ZFC esetén a mérés a rögzített vortex fázisban $T = 5\text{ K}$ -en történt, míg a harmadik görbét $T = 43\text{ K}$ -en a vortexfolyadék fázisban mértük.

A 3.2. ábrán optimálisan dópolt mintán $\mu_0 H = 1,5\text{ T}$ mágneses térben mért áram–feszültség (I – V) karakterisztikák láthatók. Az ábrán látható fekete és piros görbét alacsony hőmérsékleten, a rögzített vortex fázisban mértük.

Rögzített vortex fázisban megkülönböztetjük a kritikus áram (I_{kr}) alatti és fölötti viselkedést. A kritikus áramnál indul meg a fluxuscúszást követő fluxusáramlás, amit az áram–feszültség karakterisztikákon a feszültség ugrása, vagy az I – V görbe meredekségének éles törése jelez. A kritikus áramot mindig a növekvő áramhoz tartozó felmenő ágról olvassuk le. Alacsony hőmérsékleten FC előkészítés esetén az I – V karakterisztikák gyakran ugrásosak és hiszterézisesek, míg ZFC esetén nem tapasztalunk sem ugrásokat, sem hiszterézist.

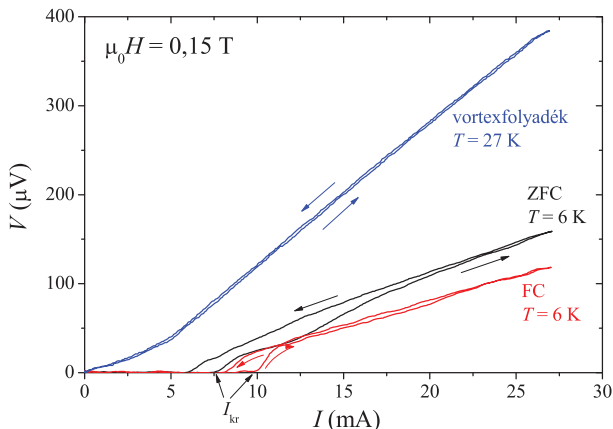
Esetenként a kritikus áramnál kisebb áramnál is tapasztalhatunk véges feszültség választ, amit a fluxuscúszás okoz (ld.: 1.1.4. fejezet). Ezzel függ össze a kritikus áram definiálásának másik lehetséges módja, amikor az áram-feszültség karakterisztika kisáramú részére jellemző Anderson-Kim típusú viselkedéstől való eltérést nézzük [50, 51]. Ezt szemlélteti a 3.3. ábra, ahol a 3.2. ábrán szereplő ZFC görbét ábrázoltam fél-logaritmikus skálán. A két ábra összevetéséből látható, hogy a két módszerrel jó közelítéssel azonos érték adódik a kritikus áramra.

Magas hőmérsékleten a vortexek nem rögzítettek, tetszőlegesen kis áram hatására megindul a vortexáramlás és a kritikus áram nullává válik. Ezt szemlélteti a 3.2. ábrán látható kék I-V karakterisztika.



3.3. ábra. A kritikus áram meghatározása Anderson-Kim féle illesztéssel.

A 3.4. ábrán aluldópolt mintán $\mu_0 H = 0,15 T$ mágneses térben mért áram-feszültség karakterisztikák láthatók. Az optimálisan dópoltaktól eltérően itt alacsony hőmérsékleten FC és ZFC előkészítés esetén egyaránt tapasztaltunk ugrásos és hiszterézises viselkedést. Sok esetben tapasztaltuk, hogy a feszültségválasz „ugrál”, így a kritikus áram meghatározása pontatlanabb volt. A kritikus áram értéke – azonos mágneses tér és hőmérséklet esetén – akár 1-2 nagyságrenddel is kisebb, mint az optimálisan dópolt mintákon.

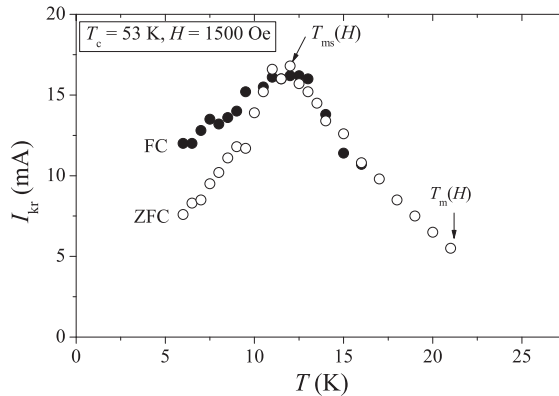


3.4. ábra. Áram–feszültség karakterisztikák $T_c = 53$ K kritikus hőmérsékletű aludópolt mintán. Az alkalmazott mágneses indukció mindhárom esetben $0,15$ T volt. Az FC és ZFC esetén a mérés $T = 6$ K-en történt, míg a harmadik görbét $T = 27$ K-en, a vortexfolyadék fázisban mértük.

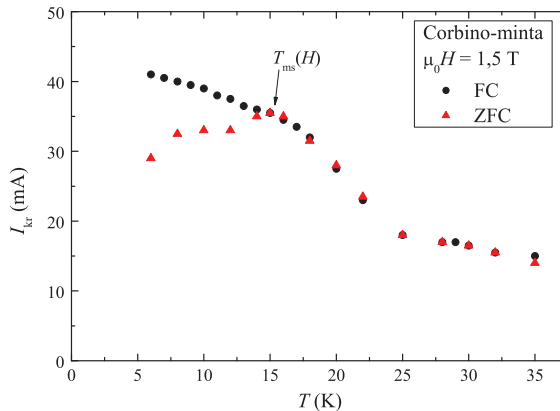
3.2. Kritikus áram

A kritikus áram hőmérséklet-függését mutatja a $T_c = 53$ K kritikus hőmérsékletű A aludópolt mintán (ld.: 2.1. szakasz), $H = 1500$ Oe mágneses térben a 3.5. ábra.

Alacsony hőmérsékleten a kritikus áram értéke függ a minta termodinamikai állapotának előkészítésétől. $T < T_{ms}$ hőmérsékleten a térben hűtött (FC) minta kritikus árama mindig nagyobb, mint a tér nélkül (ZFC) hűtött esetben. FC előkészítés esetén a kritikus áram konkrét értéke függ a hűtés sebességétől, de mindig nagyobb a ZFC esetben mért kritikus áramnál. A hőmérsékletet növelve T_{ms} hőmérsékletnél a FC és ZFC esetben mért kritikus áramok azonosává válnak, és a $T > T_{ms}$ hőmérséklet-tartományban azonosak maradnak. A ZFC esetben mért kritikus áramnak T_{ms} hőmérsékletnél maximuma van, ennél tovább növelve a hőmérsékletet a kritikus áram csökkenni kezd – a FC előkészítéssel megegyezően. Az olvadási hőmérsékletnél (T_m) a kritikus áram – FC és ZFC esetben egyaránt – nullává válik, tetszőlegesen kis áramnál véges feszültséget mérünk. Ez a viselkedés megegyezik az optimálisan dópolt mintákon tapasztaltakkal (3.6. ábra).

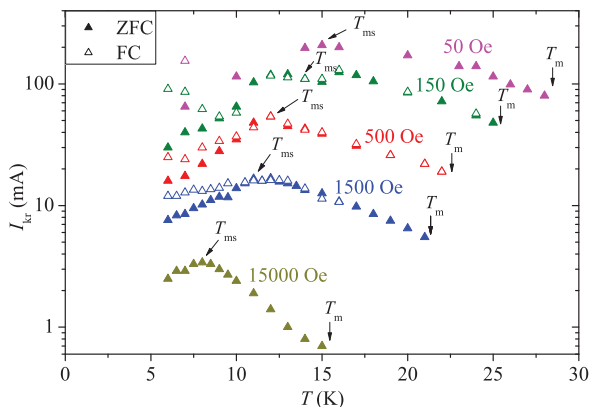


3.5. ábra. A kritikus áram hőmérséklet-függése az A aluldópolt mintán, $\mu_0 H = 0,15 \text{ T}$ mágneses térben, FC és ZFC esetben.



3.6. ábra. A kritikus áram hőmérséklet-függése optimálisan dópolt Corbino-mintán (2.1(d) ábra), ZFC és FC esetben.

A 3.7. ábra különböző mágneses tereknél mutatja az előbbi aluldópolt mintán a kritikus áram hőmérséklet-függését. Mint az látható, a csúcshoz tartozó $T_{ms}(H)$ hőmérséklet bármely mágneses tér esetén jóval alacsonyabb (kb. fele), mint a $T_m(H)$ olvadási hőmérséklet, és mindkettő csökken a mágneses tér növelésével,

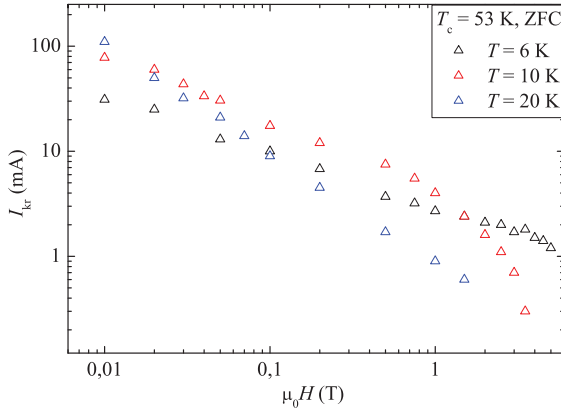


3.7. ábra. Az aluldópolt *A* minta kritikus áramának hőmérséklet-függése különböző mágneses terekben. A teli háromszögek a ZFC előkészítéssel mért kritikus áramokat jelölik, az üresek pedig a FC esetben kaphatókat.

hasonlóan az optimálisan dópolt mintákon tapasztaltakhoz. A mágneses tér csökkenésével a T_{ms} hőmérsékletet definiáló csúcspont egyre elmosódottabbá válik. T_{ms} környékén a kritikus áram értéke erősen szór, esetenként akár 10-15 %-kal is eltérhet az átlagos értékétől.

Optimálisan dópolt mintákban a kritikus áram mágneses tértől való függésére az $I_{kr}(H) \propto H^{-1/2}$ összefüggés jellemző. Megvizsgáltuk ugyanezt az *A* aluldópolt mintán is (3.8. ábra). $T = 6$ K hőmérsékleten $I_{kr} \propto H^{-1/2}$. $T = 10$ K esetén $\mu_0 H \approx 1$ T mágneses térig szintén $H^{-1/2}$ -es térfüggést tapasztalunk. Ha a mágneses teret tovább növeljük, azaz közeledünk a vortexrács olvadáshoz, akkor kritikus áram értéke ennél erőteljesebben fog csökkenni, majd eltűnik. 10 K-en az olvadás 3 T fölött történik. $T = 20$ K-es hőmérsékleten az olvadás (vagyis a kritikus áram eltűnése) nem sokkal $\mu_0 H = 1$ T mágneses tér fölött következik be, és ennél kisebb terekben is $H^{-1/2}$ -nél erősebb térfüggést tapasztalunk. A kapott eredményeket a 3.7. ábrán jelölt T_{ms} értékekkel összevetve megállapítottuk, hogy az optimálisan dópolt mintákhoz hasonlóan itt is teljesül a $T(H) \leq T_{ms}(H)$ hőmérséklet-tartományban a $H^{-1/2}$ -es térfüggés.

Optimálisan dópolt minta esetén ismert, hogy $T(H) < T_{ms}(H)$ hőmérsékleten a FC állapot metastabil, a mágneses tér perturbációja következtében ZFC állapotba megy át. Áramimpulzusokkal azonban nem lehetett a metastabil állapotból

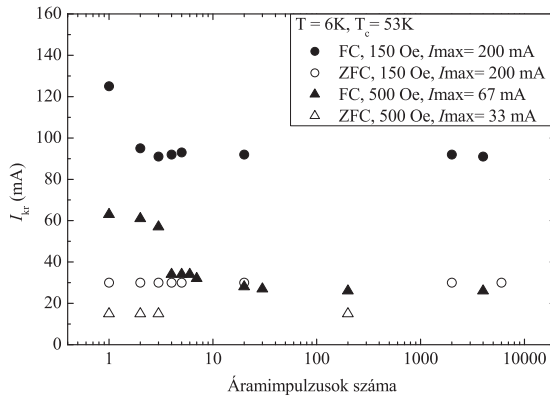


3.8. ábra. Az aluldóolt A minta kritikus áramának mágneses tér-függése különböző hőmérsékleteken.

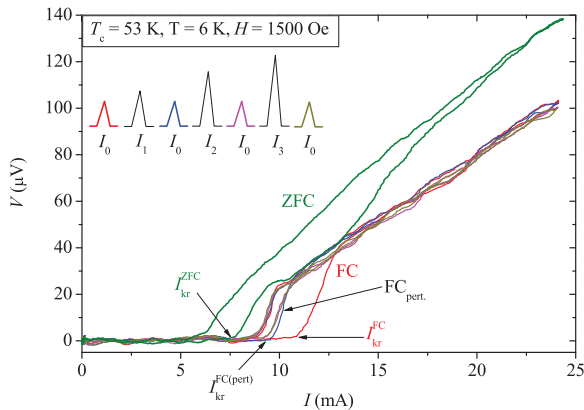
kimozdítani a rendszert. Az aluldóolt mintáinkon az optimálisan dópoltakhoz képest jóval nagyobb fluktuációt tapasztaltunk a kritikus áram tekintetében, ezért megvizsgáltuk, hogy ebben az esetben az egyes áramimpulzusokkal át lehet-e billenteni a rendszert a metastabil állapotból a stabil állapotba a $T(H) < T_{ms}(H)$ hőmérséklet-tartományban.

A kísérlet során mind FC, mind ZFC előkészítés esetén a lehűtés után a mintára adott első impulzustól kezdtem az adatgyűjtést. Az egyes mérési sorozatoknál a gerjesztőáram nagysága változatlan volt és nem haladta meg a kezdeti kritikus áram kétszeresét. A 3.9. ábrán látható, hogy ZFC előkészítés esetén a kritikus áram az első áramimpulzustól kezdve egészen az általunk alkalmazott maximális 10000 impulzusszámig nem változik. FC esetben azonban az első néhány impulzus alatt a kritikus áram drasztikusan lecsökken, a ZFC esetben mérhető értékhez közeledik. Minél kisebb a mágneses tér, annál kevesebb impulzus kell az új kritikus áram eléréséhez, amelynek nagysága a további impulzusok hatására már nem változik.

Megvizsgáltuk a FC illetve ZFC állapotok stabilitását nagy gerjesztőáramokkal történő perturbáció hatására is. A mérés során a kiválasztott gerjesztőáramot rákapcsoltuk a mintára, és néhány 100 impulzus után felvettük az I-V karakterisztikát 100 impulzus átlagából. Az egyes impulzusok hossza $\tau_d = 25 \mu s$ volt, az ismétlési frekvencia pedig 3 Hz. A mérés menetét a 3.10. ábra szemlélteti.



3.9. ábra. A kritikus áram változása a mintára adott egyedi áramimpulzusok következtében.

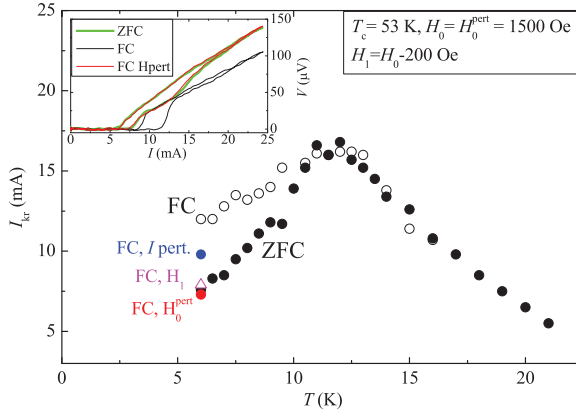


3.10. ábra. Perturbáció nagy áramimpulzusokkal.

A mintát $H = 1500\text{Oe}$ mágneses térben FC előkészítéssel $T = 6\text{K}$ hőmérsékletre hűtöttük, majd a kritikus áram körülbelül kétszeresének megfelelő $I_0 = 24\text{mA}$ -es maximális áramú impulzust vezettünk a mintára, és felvettük az I-V karakterisztikát. Ezután perturbációként $I_1 = 27\text{mA}$ nagyságú áramot adtunk a mintára, majd ismét felvettük az I-V görbét az eredeti I_0 maximális áramú

impulzusokkal. A 3.10. ábrán jól látható az áraperturbáció utáni FC görbén (FC_{pert}), hogy az I_1 áramimpulzusok alkalmazása után az eredeti I_0 áram mellett felvett kritikus áram csökkent, a ZFC előkészítésnél mért kritikus áram értékéhez közeledett. Ezek után az előző eljáráshoz hasonlóan egyre nagyobb ($I_2 = 54 \text{ mA}$, $I_3 = 135 \text{ mA}$) áramimpulzusokkal hajtottuk meg a rendszert. Az egyes nagyáramú meghajtások után újra az eredeti I_0 maximális áram mellett vettük fel a rendszer válaszáát és azt tapasztaltuk, hogy az így kapott válaszok megegyeznek az első perturbációutáni I–V görbével. Látható, hogy FC előkészítés esetén már a kezdeti I_0 áramnál csupán 10%-kal nagyobb I_1 perturbáló áram hatására csökken a kritikus áram, mintegy a FC és ZFC kritikus áramok különbségének felével. Az így létrejött új metastabil állapot nem változik akkor sem, ha I_0 -nál közel 500%-kal nagyobb I_3 áramimpulzusokat alkalmazunk perturbációként. A perturbáció sorozat után kapott kritikus áramot ábrázoltam a 3.11. ábrán is. A fenti kísérletet ZFC előkészítés esetén elvégezve nem tapasztaltunk változást.

A kétféle áraperturbáció eredményeit összefoglalva megállapíthatjuk, hogy aluldópolt mintán a **FC állapot** áraperturbációval szemben **metastabil**. A perturbáció után a kritikus áram a ZFC és FC állapotok kritikus árama között van.



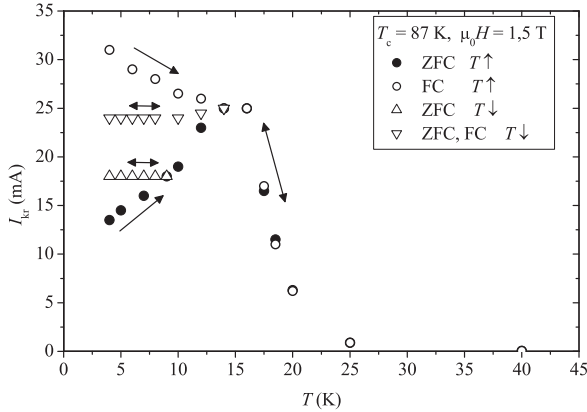
3.11. ábra. Perturbáció mágneses térrel, illetve rögzített tér mellett nagy áramimpulzusok sorozatának hatására. A betétábrán a mágneses tér perturbációjakor mért áram–feszültség karakterisztikák láthatók.

Nézzük meg végül hogyan viselkedik az aluldópolt mintánk $T < T_{\text{ms}}$ hőmérsékleten a mágneses tér perturbációja esetén! A mérés során az áram–feszültség

karakterisztikákat 100 áramimpulzusra adott feszültségválasz átlagából kaptam. A nagy áramimpulzusok perturbáló hatását ismerve ügyeltem arra, hogy ne alkalmazzak a szükségesnél nagyobb áramimpulzusokat. A mérés eredménye a 3.11. ábrán látható. A mintát $H = 1500 \text{ Oe}$ mágneses térben $T = 6 \text{ K}$ -re hűtöttük és felvettünk egy I-V karakterisztikát. Ezután a mágneses teret csökkentettük $\Delta H = 200 \text{ Oe}$ -del $H_1 = 1300 \text{ Oe}$ -re, itt is felvéve az I-V görbét. Végül a teret visszanoveltük a kezdeti 1500 Oe értékre (H_0^{pert}). Mint az a 3.11. ábrán jól látható, a mágneses perturbáció után a kritikus áram a ZFC esetben mért kritikus árammal azonos. A betétábrán megfigyelhető az is, hogy a perturbált FC állapotban mért áram-feszültség karakterisztika is megegyezik a ZFC előkészítés esetén mért görbével. A fenti mágneses perturbációt elvégeztük ZFC esetben is, ott az I-V karakterisztikákban, illetve a kritikus áram értékében nem tapasztaltunk változást.

A fenti mérési eredményekből megállapítható, hogy $T < T_{\text{ms}}$ hőmérsékleten aluldópolt minta esetén a FC állapot nem csupán a mágneses tér változtatásával szemben metastabil, hanem áramperturbáció esetén is.

Ezen kívül megfigyelhető egy hőmérsékleti irreverzibilitás is (3.12. ábra). Tekintsük a $T_0 < T_1 < T_{\text{ms}}$ hőmérsékleteket! Ha ZFC módon hűtjük le a mintát a T_0 hőmérsékletre, ezután felmelegítjük állandó mágneses tér mellett T_1 hőmérsékletre, majd lehűtjük ismét T_0 hőmérsékletre, akkor a kritikus áram változatlan marad, azaz megtartja a T_1 hőmérséklethez tartozó értékét.



3.12. ábra. Kritikus áramok ZFC és FC előkészítés esetén. A növekvő hőmérséklettel kapott értékek esetében a mérés $T = 4 \text{ K}$ -ről indult. A csökkenő hőmérséklettel mért adatsorok esetén a kezdő maximális hőmérséklet az, ahol a mérési pontok a növekvő hőmérsékletnél kapott adatsorokhoz csatlakoznak.

Aluldópolt mintákon hasonló jellegű viselkedést tapasztaltunk.

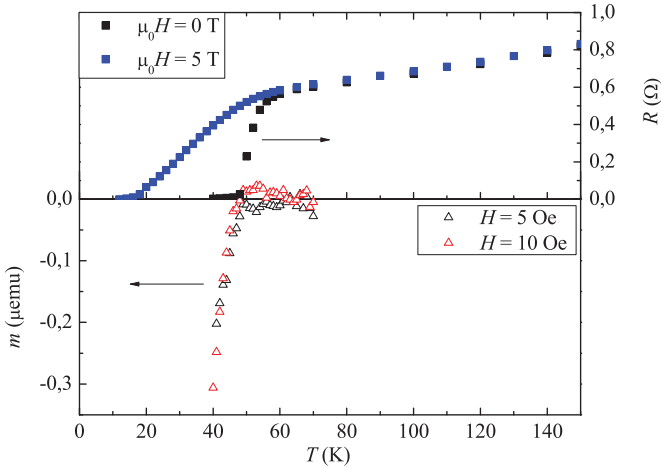
3.3. Mágnesezettség mérések

Az aluldópolt mintán a mágnesezettséget SQUID berendezéssel (ld.: 2.2. fejezet) vizsgáltuk az A mintán. A kontaktusokat eltávolítottuk, így a minta mérete $800 \times 762 \times 5 \mu\text{m}^3$ lett. Az így kapott eredményeket összevetettük a transzportmérésekből kapott adatokkal.

Vizsgáltuk a mágneses momentum hőmérséklet-függését $H = 5 \text{ Oe}$ illetve $H = 10 \text{ Oe}$ mágneses terek esetén. A mérést ZFC előkészítés után 5 K -ről kezdtük, a hőmérsékletet 1 K -es lépésközzel növeltük 70 K -ig. Minden egyes hőmérsékleten felvettük a mágneses momentumot (3.13. ábra). Az ábra felső részén a minta transzportmérésből kapott ellenállásának hőmérséklet-függése látható zérus térben, illetve $\mu_0 H = 5 \text{ T}$ mágneses térben. Láthatjuk, hogy zérus mágneses térben az ellenállás azon a hőmérsékleten válik nullává, ahol a szupravezető állapot megjelenését jelző negatív mágneses momentum megjelenik.

A mágneses momentumból a minta méretének ismeretében meghatározható a mágneses szuszceptibilitás a

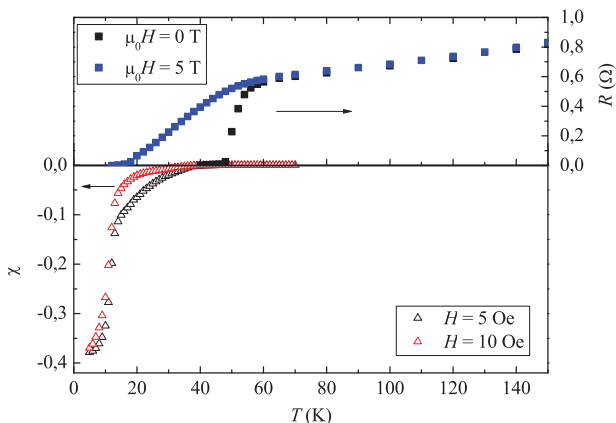
$$\chi = \frac{m}{HV} \quad (3.1)$$



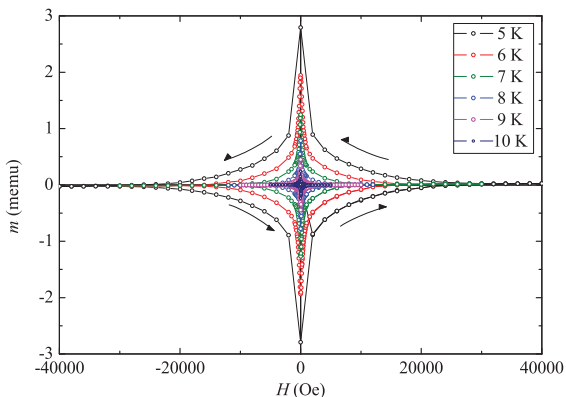
3.13. ábra. A kritikus hőmérséklet meghatározása transzport- és mágnesezettségmérésből, aludópolt mintán. A baloldali függőleges tengelyen a mágneses momentumot, a jobboldalin az ellenállást ábrázoltam.

összefüggés alapján. Optimálisan dópolt mintákon végzett hasonló mérésekkel megmutattuk, hogy V normálási térfogatként sokkal célszerűbb a minta ab -síkjára köré írható gömböt tekinteni, mint a közel kétdimenziós minta tényleges térfogatát. Ezen gömb sugara esetünkben $R = 5,52 \cdot 10^{-4}$ m, így a térfogatra $V = 7,06 \cdot 10^{-10}$ m³ adódik. A mágneses szuszceptibilitás hőmérséklet-függését a 3.14. ábra mutatja. Ha az egész minta szupravezető, vagyis tökéletes diamágnes lenne, akkor a szuszceptibilitásra $\chi = -1$ értéket kapnánk. Esetünkben $T = 5$ K-en $\chi \approx -0,38$, tehát itt csak a teljes térfogat közelítőleg 40 %-a van szupravezető állapotban. A kritikus hőmérséklet közelében még ennél is lényegesen kisebb arányt kapunk, $T = 40$ K-en $\chi \approx -5 \cdot 10^{-4}$, azaz a minta térfogatának csupán fél ezreléke van szupravezető állapotban, viszont a nulla térben végzett transzportmérések disszipációmentességet mutatnak.

Fölvettük a mágneses hiszterézis görbéket különböző hőmérsékleteken (3.15., 3.16. ábra). A mintát ZFC előkészítéssel hűttem le az adott hőmérsékletre, a mágneses teret a 3.15. ábrán látható nyilaknak megfelelően változtattam. $H = 0$ -ról indulva a teret a kívánt lépésközökkel növeltük egy maximális H_{\max} térig. Innen a teret csökkentettük 0-ig, majd ellentétes iránnyal ismét növeltük $-H_{\max}$ értékig, ahonnan újra 0-ra csökkentettük, majd ismét H_{\max} -ra növeltük.



3.14. ábra. A mágneses szuszceptibilitás (bal oldali függőleges tengely) illetve a transzporttal mért ellenállás (jobb oldali függőleges tengely) hőmérséklet-függése aluldópt mintán.



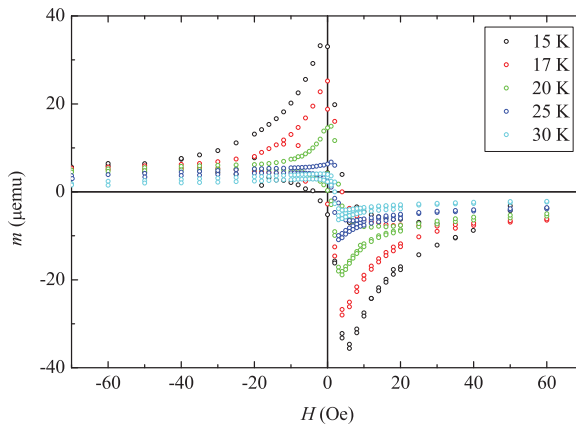
3.15. ábra. Mágneses hiszterézis görbék alacsony hőmérsékleten.

Minden egyes lépés után a tér stabilizálódását követően vettem fel a mágneses momentumot.

Adott mágneses térnél a növekvő illetve csökkenő tér mellett mért mágneses momentumok különbsége arányos a kritikus árral [16]. Ez a különbség adott

T hőmérsékleten egy $H_{\text{irr}}(T)$ mágneses térnél nullává válik. Ennél nagyobb mágneses terekben a mágneses momentum független a minta előéletétől, a hiszterézis görbe két ága egybeesik.

A 3.16. ábrán magasabb hőmérsékleteken felvett hiszterézis görbéket ábrázoltam. Meissner-fázisban a mágneses tér teljesen kiszorul a mintából, a mágneses momentum egyenesen arányos a mágneses térrel. A Meissner-fázist a hiszterézis görbe kezdő ágában figyelhetjük meg, az aluldópolt mintánk esetén felső határa igen alacsony, 5 Oe alatt van. A hiszterézis görbék az általunk mért hőmérsékleteken végig sima lefutásúak, anomális viselkedést nem tapasztalunk.

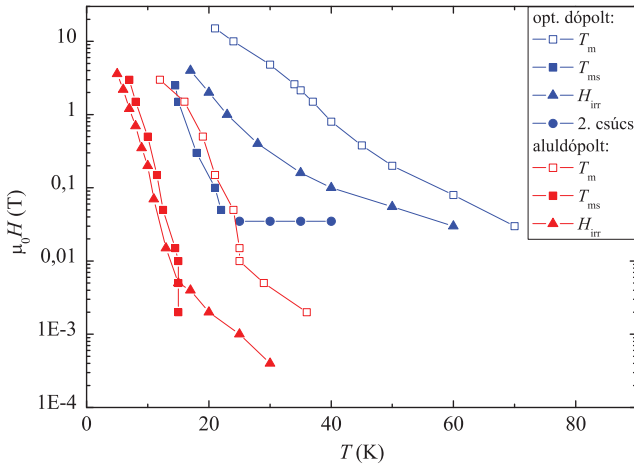


3.16. ábra. Mágneses hiszterézis görbék magasabb hőmérsékleteken.

3.4. Fázisdiagram

Az előző két fejezetben bemutatott mérések alapján felrajzoltuk az aluldópolt szupravezetőnk fázisdiagramját. A 3.17. ábrán egy optimálisan dópolt ($T_c = 86$ K) és egy aluldópolt minta ($T_c = 53$ K) fázisdiagramja látható. Mindkét dópolás esetén ábrázoltam a transzportárammal mért T_m olvadási fázisvonalat és T_{ms} metastabilitás vonalat, illetve a mágnesszéttség mérésével kapott H_{irr} mágneses irreverzibilitás vonalat.

Az aluldópolt minta fázisvonalai alacsonyabb hőmérsékleten találhatók, mint az optimálisan dópolt esetben. Jól látható, hogy aluldópolt esetben a

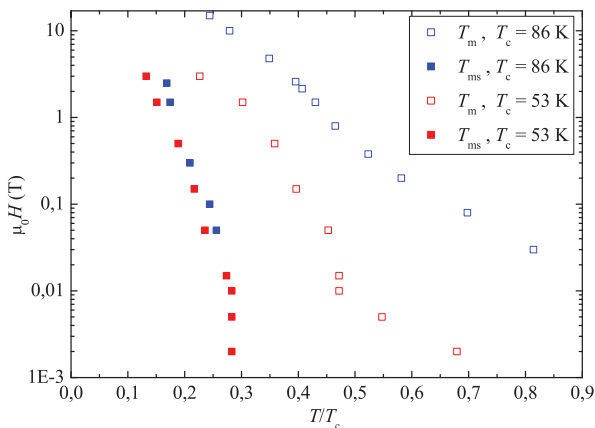


3.17. ábra. Optimálisan dópolt és aludópolt minták fázisdiagramja.

T_{ms} metastabilitás vonal 6 mT-nál nagyobb terek esetén együtt megy a H_{irr} mágneses irreverzibilitás vonallal, ennél kisebb terekben a mágneses irreverzibilitáshoz adott térben magasabb hőmérséklet tartozik, mint a metastabilitás vonalhoz. Az optimálisan dópolt minta fázisvonalainál is megfigyelhető, hogy a nagyobb terek felé haladva a T_{ms} és a H_{irr} görbék közelítenek egymáshoz, bár az általunk alkalmazott legnagyobb mágneses térig ($\mu_0 H_{max} = 5$ T) nem válnak azonossá.

Az optimálisan dópolt mintánál ábrázoltam a mágneses hiszterézis görbéken megjelenő anomális mágneses momentum növekedést, az úgynevezett 2. csúcsot is. Ez a fázisvonal a metastabilitás vonal és a mágneses irreverzibilitás vonal közé esik. Aludópolt esetben ez 6 mT-nál kisebb mágneses teret jelent, mivel itt válik szét a T_{ms} és H_{irr} fázisvonal. A két vonal között a hőmérséklet 15 K-től 30 K-ig változhat. A 3.16. ábrán ebben a tartományban végzett hiszterézis mérések láthatók. Ezekon semmiféle anomális mágneses momentum növekedést nem figyelhetünk meg.

A 3.18. ábra a különböző dópolás esetén kapott metastabilitás vonalat és olvadási vonalat mutatja, a kritikus hőmérséklettel való skálázás után. Látható, hogy a metastabilitás vonalak a T_c -vel történt skálázás hatására egybeesnek, az olvadási vonalak azonban nem.

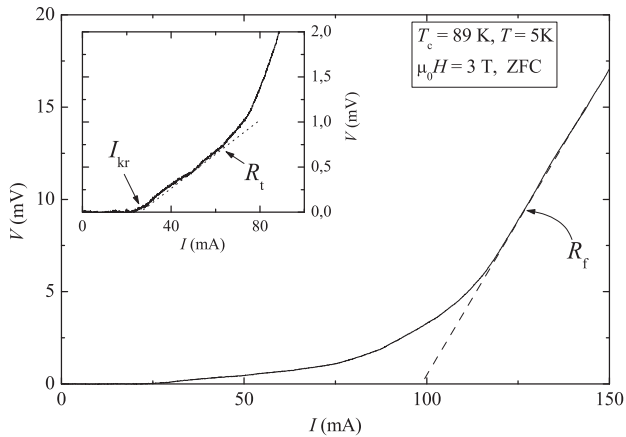


3.18. ábra. Optimalisan dópolt és aluldópolt minták T_c kritikus hőmérséklettel skálázott fázisdiagramja.

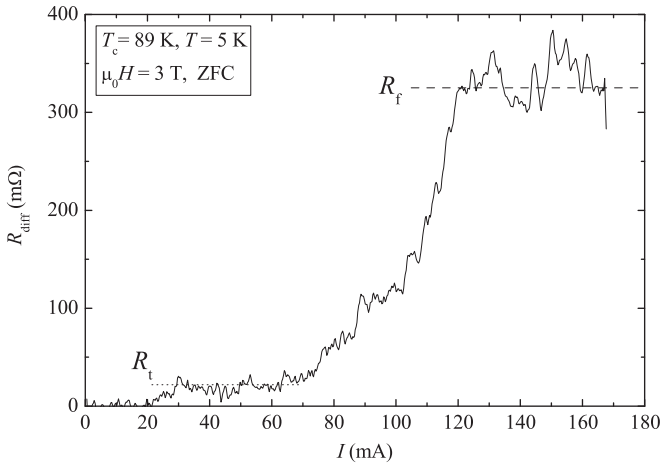
3.5. Differenciális ellenállás

Az áram–feszültség karakterisztikáknál vizsgáltuk a dV/dI differenciális ellenállást. Optimalisan dópolt minta esetén a rögzített vortex fázisban kétféle differenciális ellenállást definiálhatunk (3.19. ábra). Az I_{kr} kritikus áram utáni első lineáris szakaszhoz tartozó ellenállást R_t -vel jelöljük, a lineáris szakasz jellemzően a kritikus áram 2-3-szorosáig tart. Nagy áramoknál a differenciális ellenállás tovább nő, majd telítődik, jellemzően a kritikus áram ötszöröse környékén. A telített differenciális ellenállást jelöljük R_f -fel. A 3.20. ábra a differenciális ellenállást mutatja a mintára adott áram függvényében. Vortexfolyadék fázisban az áram növelésével a differenciális ellenállás nő, majd szintén telítődik.

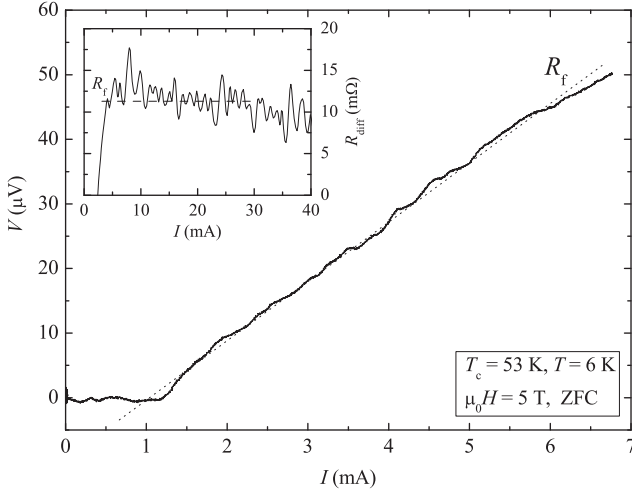
Az aluldópolt minták kritikus árama 1-2 nagyságrenddel kisebb az optimalisan dópoltakénál, a kritikus áram értéke erősen szór, és ZFC előkészítés esetén is ugrásos I–V karakterisztikákat kapunk. Emiatt a kritikus áram utáni R_t differenciális ellenállást többnyire nem lehet meghatározni, a telítődött R_f ellenállás viszont itt is definiálható. A 3.21. ábra szerint 6 K hőmérsékleten, 5 T mágneses térben, ZFC előkészítés esetén a kritikus áram 1 mA. A kritikus áram utáni tartományban mért R_f differenciális ellenállás 40 mA -es áramig, vagyis a kritikus áram 40-szereséig változatlan (3.21. betétabrája).



3.19. ábra. Differenciális ellenállások meghatározása I–V karakterisztika segítségével optimálisan dópolt mintán. A betétabrán közvetlenül a kritikus áram utáni tartomány látható kinagyítva.



3.20. ábra. Differenciális ellenállás az áram függvényében, optimálisan dópolt mintán.



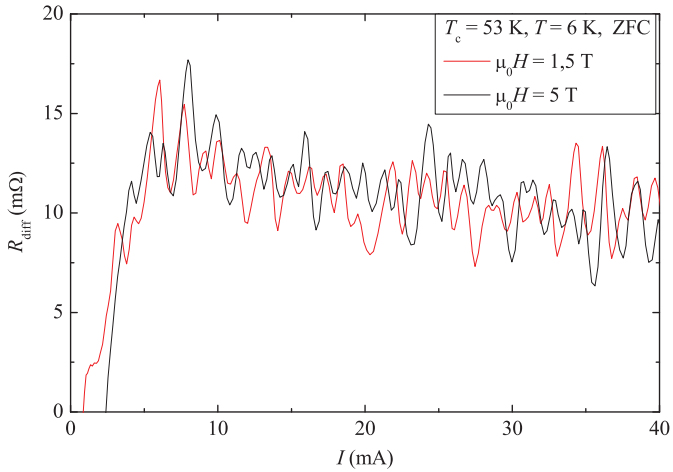
3.21. ábra. Áram–feszültség karakterisztika aluldópolt mintán $\mu_0 H = 5$ T mágneses térben. A szaggatott vonal jelöli az R_f differenciális ellenállást. A betétábrán a differenciális ellenállást ábrázoltam az áram függvényében.

A Bardeen–Stephen-modell alapján a differenciális ellenállás lineárisan függ a mágneses tértől [2]. Ezzel szemben a rögzített vortex fázisban $\mu_0 H = 1.5$ T és $\mu_0 H = 5$ T mágneses térben az R_f (optimálisan dópolt mintákon az R_t is) differenciális ellenállások függetlenek a mágneses tértől (3.22. ábra).

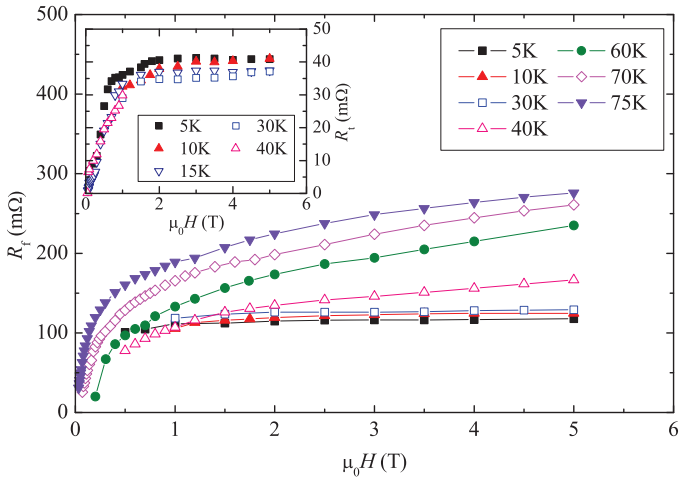
Megvizsgáltam az R_t és R_f differenciális ellenállások mágneses tér függését különböző hőmérsékleteken, optimálisan dópolt (3.23. ábra), illetve aluldópolt mintákon (3.24. ábra).

Az optimálisan dópolt minta R_f differenciális ellenállása $T = 5$ K, 10 K, 15 K, 30 K hőmérsékleten 1 T-nál nagyobb mágneses terekben konstans. 1 T-nál kisebb térben a mágneses tér növelésével nő. Ennél magasabb hőmérséklet esetén R_f a mágneses térrel növekszik, a nagyobb terek felé haladva telítődést mutat. Az R_t differenciális ellenállás a definíciójából adódóan csak a rögzített vortex fázisban van értelmezve. Ebben a tartományban a hőmérséklettől független, és 2 T-nál nagyobb mágneses tér esetén konstans.

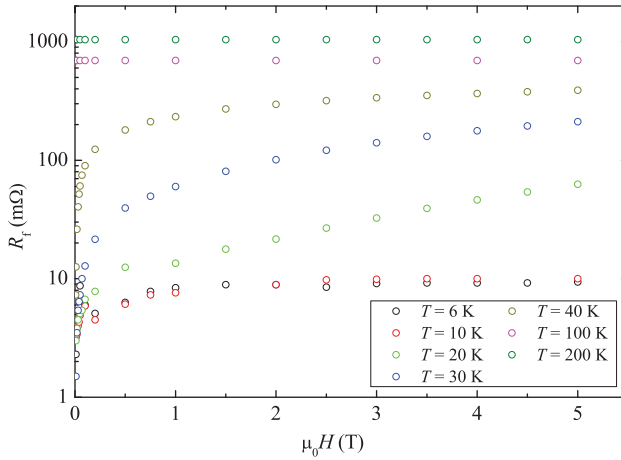
A 3.24. ábra az aluldópolt minta R_f differenciális ellenállásának mágneses tértől való függését mutatja különböző hőmérsékleteken. Az ellenállást logaritmikus skálán ábrázoltam. Alacsony hőmérsékleteken ($T = 6$ K, 10 K) $\mu_0 H > 1$ T



3.22. ábra. Differenciális ellenállás 1,5 T illetve 5 T mágneses térben, aluldópolt mintán.



3.23. ábra. A differenciális ellenállások mágneses tér függése különböző hőmérsékleteken, optimálisan dópolt mintán ($T_c = 89$ K).

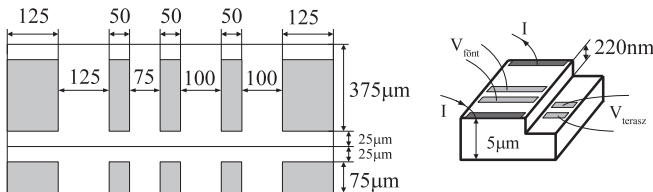


3.24. ábra. A differenciális ellenállás mágneses tér függése különböző hőmérsékleteken, aluldópolt mintán ($T_c = 53$ K).

mágneses térben a differenciális ellenállás konstans, magasabb hőmérsékleten R_f a mágneses tér növelésére növekszik. $T > T_c$ esetén a differenciális ellenállás független a tértől.

3.6. Teraszos minta

Korábbi méréseink során azt tapasztaltuk, hogy alacsony hőmérsékleten, rögzített vortex fázisban, az áramot a minta felső lapján betáplálva, a minta alján elhelyezett potenciálkontaktusok között nem kaptunk válaszjelet, annak ellenére, hogy a minta néhány μm vastagságú volt [52]. Ahhoz, hogy az árameloszlást vizsgálhassuk az alsóbb réz-oxid síkokban, speciális „teraszos” mintákat készítettünk (3.25. ábra). A minta ab -síkjának hosszirányában litografálással egy



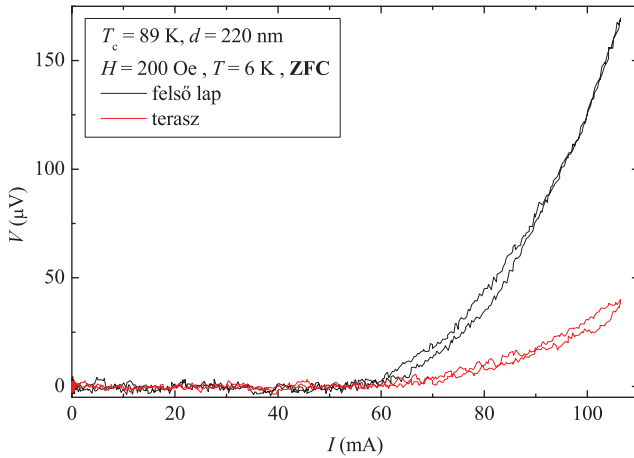
3.25. ábra. Teraszos minta kontaktálása

London-behatolási-mélységnek megfelelő 220 nm-es mélységű teraszt hoztunk létre argon ion maratással. A felső lapot is argon ion maratásnak vetettük alá, hogy a felső lap és a terasz felszínének minősége megegyezzen. A terasz a teljes felszín területének csupán 1/5-ét tette ki, hogy a terasz szintjét elérő áram szétterjedése minél kevésbé befolyásolja – a felületnövekedés miatt – az árameloszlást. A kontaktusok a felső lapon és a teraszon nagy pontossággal egyvonalban lettek kialakítva elektronsugaras litográfiával.

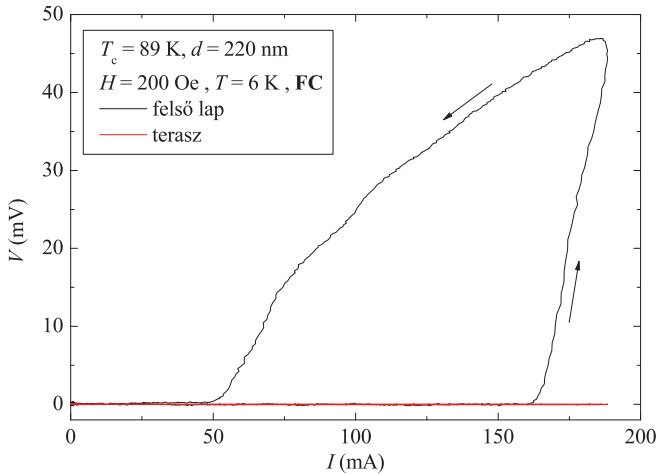
Az áramot a felső lap két végén lévő áramkontaktusokon keresztül vezettük a mintára. A minta felső lapján és a teraszon az áramkontaktusoktól ab -irányban azonos távolságra lévő kontaktuspárokon mértük a feszültséget.

A $T = 6\text{ K}$ hőmérsékleten, $H = 200\text{ Oe}$ mágneses térben ZFC előkészítés esetén kapott áram–feszültség karakterisztikákat a 3.26. ábra mutatja. Látható, hogy a felső lapon és a teraszon mért feszültségválaszok nagysága összemérhető, a kritikus áramok megegyeznek. Ugyanezt a mérést FC előkészítés esetén elvégezve a felső lapon lényegesen nagyobb kritikus áramot kapunk mint ZFC előkészítés esetén, az alsó lapon pedig semmiféle választ nem kapunk az általunk elérhető maximális áramig (3.27. ábra).

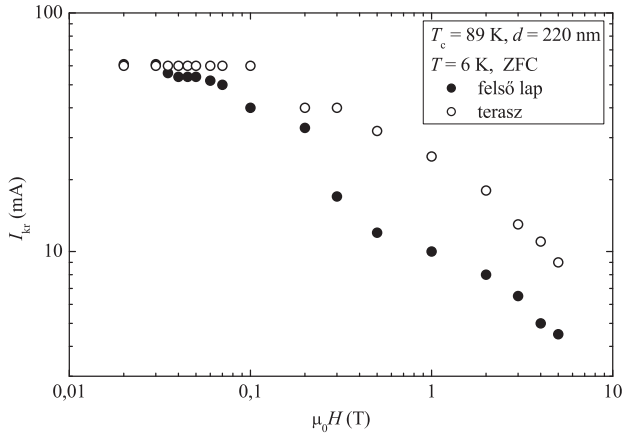
Ezután megmértük a kritikus áram mágneses tér függését (3.28. ábra). ZFC előkészítés esetén 700 Oe-ig a minta felső lapján és a teraszon mért kritikus áramok közelítőleg azonosak, 1000 Oe-től szétválnak, és a teraszon mért kritikus



3.26. ábra. Áram-feszültség karakterisztikák a teraszos mintán ZFC előkészítés esetén.



3.27. ábra. Áram-feszültség karakterisztikák a teraszos mintán FC előkészítés esetén.

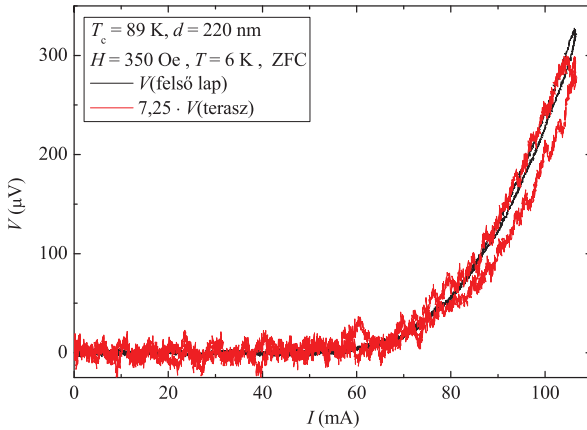


3.28. ábra. A kritikus áram mágneses tér függése a teraszos mintán, $T = 6$ K hőmérsékleten.

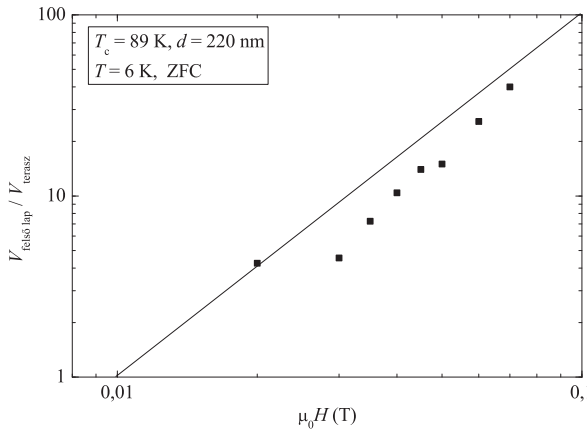
áram nagyobb a felső lapon mértnél. FC esetben 200 Oe és 1000 Oe mágneses térben a felső lapon mért kritikus áramok lényegesen nagyobbak, mint ZFC előkészítés esetén. A teraszon az alkalmazott maximális áramig nem kaptunk választ. Nagyobb térben, 1,5 T-n végzett FC mérés esetén mindkét kontaktuspáron kapunk válaszjelet, a teraszon nagyobb a kritikus áram, mint a felső lapon, és mindkettő kritikus áram érték nagyobb, mint ZFC esetben. 1000 Oe-nél nagyobb mágneses térben ZFC esetben a kritikus áram $H^{-1/2}$ térfüggést mutat a teraszon és a felső lapon egyaránt.

Alacsony mágneses terek esetén összekaláztuk az azonos mágneses térben a teraszon és a felső lapon mért áram-feszültség karakterisztikákat úgy, hogy a maximális mérőáramnál a feszültségértékek egybeessenek (3.29. ábra). $\mu_0 H < 1000$ Oe esetén a skálázás után az I-V görbék a teljes vizsgált áramtartományban egybeesnek, vagyis a dinamikus ellenállásuk is skálázódik. A 3.30. ábrán ezeket a skálázási arányokat ábrázoltam a mágneses tér függvényében. A $V_{\text{felső lap}}/V_{\text{terasz}}$ hányados közelítőleg a mágneses tér négyzetével arányos.

Ábrázolva 200–700 Oe-ig a teraszon mért áram-feszültség karakterisztikákat megállapíthatjuk, hogy nem csak a kritikus áramaik egyeznek meg, hanem a teljes I-V görbék is egybeesnek (3.31. ábra). Így a $V_{\text{felső lap}}/V_{\text{terasz}}$ arány térfüggése a felső lapon mért I-V görbék térfüggéséből adódik.

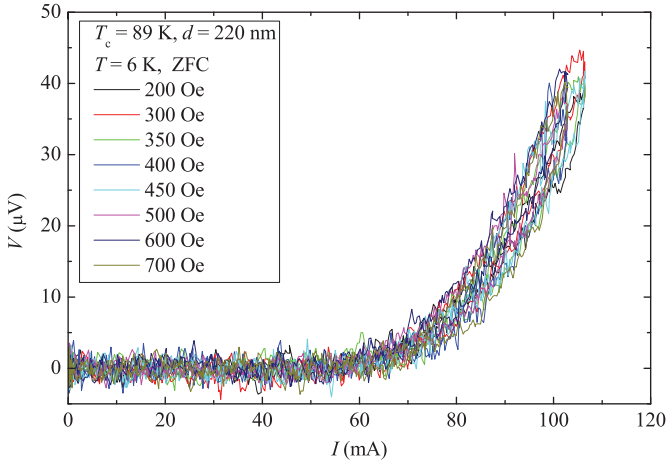


3.29. ábra. Összeskálázott áram–feszültség karakterisztikák a minta felső lapján illetve a teraszon.



3.30. ábra. A felső lapon és a teraszon mért feszültségek aránya kis mágneses terekben.

A teraszos mintán megvizsgáltuk a kritikus áram hőmérséklet-függését is, ZFC előkészítés esetén. Nagy mágneses térben ($\mu_0 H = 1,5 \text{ T}$) a kritikus áramnak maximuma van a felső lapon és a teraszon egyaránt, a mérési pontosságon belül

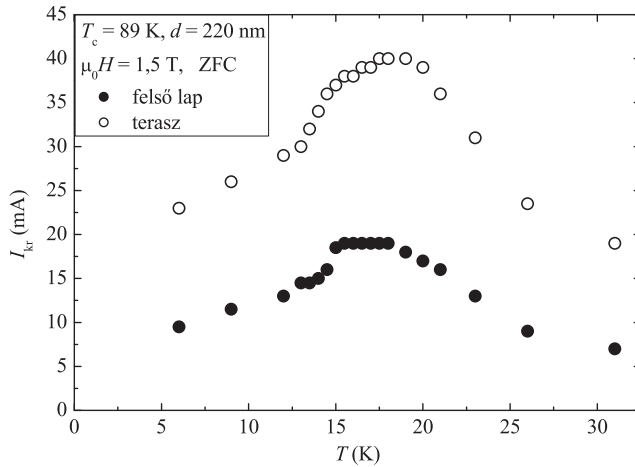


3.31. ábra. I–V karakterisztikák a teraszon kis mágneses terekben.

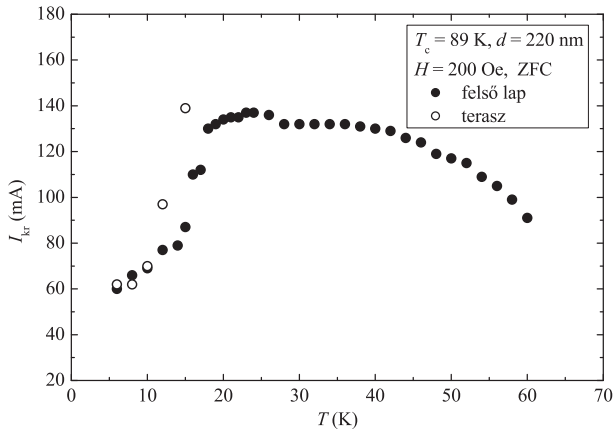
azonos T_{ms} hőmérsékletnél (3.32. ábra). Ebben a térben a teraszon a kritikus áram a teljes hőmérséklet-tartományban nagyobb, mint a felső lapon.

A 3.33. ábrán $H = 200$ Oe-en ZFC előkészítéssel kapott kritikus áram hőmérséklet-függése látható. A felső lapon itt is van maximuma a kritikus áramnak, de a csúcs jóval szélesebb, mint 1,5 T-n. 10 K hőmérsékletig a felső lapon és a teraszon mért kritikus áramok megegyeznek. E fölött a teraszon a kritikus áram ugrásszerűen növekedni kezd, 14 K fölött már nem tudjuk mérni.

Megvizsgáltuk a mágneses perturbáció hatását a kétféle előkészítés esetén 200 Oe illetve 1,5 T mágneses térben. $\mu_0 H = 1,5$ T mágneses térben FC előkészítés után $\Delta H = -300$ Oe perturbációt alkalmaztunk. Ennek hatására a teraszon és a felső lapon mért kritikus áram lecsökkent a ZFC előkészítés esetén kapott értékre. $H = 200$ Oe-n FC előkészítés után $\Delta H = -25$ Oe perturbációt alkalmazva azt tapasztaltuk, hogy a minta felső lapján a kritikus áram lecsökkent a ZFC esetben mért értékre. A teraszon azonban sem a perturbáció előtt, sem utána nem kaptunk válaszjelet az elérhető maximális áramig, tehát a terasz mélységében nem ment át a rendszer ZFC állapotba a perturbáció következtében (3.26., 3.27. ábra).



3.32. ábra. A kritikus áram hőmérséklet-függése a minta felső lapján illetve a teraszon, $\mu_0 H = 1,5 \text{ T}$ mágneses térben.

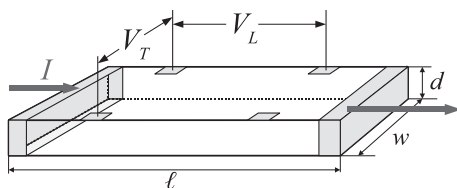


3.33. ábra. A kritikus áram hőmérséklet-függése a minta felső lapján illetve a teraszon, $H = 200 \text{ Oe}$ mágneses térben.

3.7. Hall-effektus

3.7.1. Hall-effektus normál állapotban és vortexfolyadék fázisban

Az aludópolt A és B mintáinkon (2.1. fejezet) vizsgáltuk a Hall-effektus megjelenését (1.3. fejezet). A 3.34. ábra a kontaktusok elhelyezkedését mutatja. Az áramkontaktusokat a minta két végén helyeztük el, a potenciálkontaktusok pedig a minta szélein helyezkedtek el, az áramkontaktusoktól azonos távolságra. A mérések során ZFC előkészítés mellett felvettük longitudinális (V_L) és transzverzális (V_T) irányban a feszültségválaszokat.

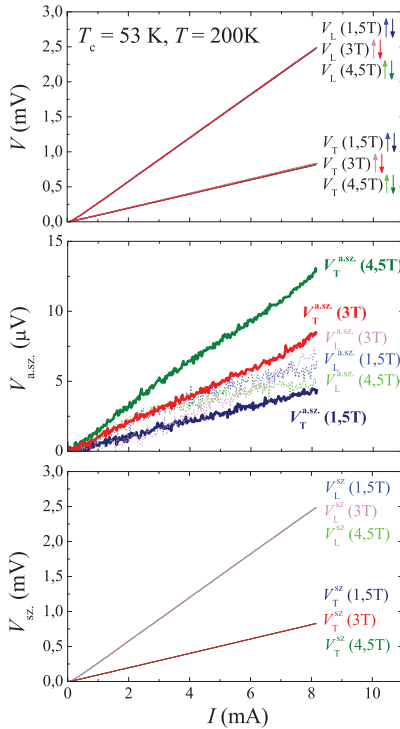


3.34. ábra. Aludópolt minta kontaktálása Hall-effektus méréséhez.

Először normál fázisban vizsgáltuk a Hall-effektus térfüggését az A mintán. $T = 200$ K hőmérsékleten felvettük a longitudinális és transzverzális feszültségeket különböző nagyságú mágneses tereknél, fölfelé illetve lefelé mutató tér esetén egyaránt. A 3.35. ábra felső grafikonján a longitudinális ($V_L(\pm H)$) és a transzverzális ($V_T(\pm H)$) I-V karakterisztikák láthatók különböző mágneses terek esetén. Látható, hogy az 1.3. fejezetben leírtakkal szemben véges, a V_L longitudinális feszültséggel összemérhető nagyságú V_T transzverzális feszültséget mérünk. Ráadásul a transzverzális feszültségek első közelítésben függetlennek tűnnek a mágneses tér irányától és nagyságától is. Ezért szükséges, hogy a mért feszültség értékeket a mágneses tér irányának megfordítására szimmetrikus illetve antiszimmetrikus komponensekre bontsuk, melyek közül az antiszimmetrikus komponens adja a valódi Hall-effektust. A 3.35. ábra második és harmadik grafikonján a feszültségek antiszimmetrikus (3.2) illetve szimmetrikus (3.3)

$$V_{\text{a.sz.}} = \frac{1}{2} [V_i(+H) - V_i(-H)] \quad (i = L, T) \quad (3.2)$$

$$V_{\text{sz.}} = \frac{1}{2} [V_i(+H) + V_i(-H)] \quad (i = L, T) \quad (3.3)$$



3.35. ábra. Longitudinális (V_L) és transzverzális (V_T) áram–feszültség karakterisztikák, illetve ezek szimmetrikus ($V_{sz.}$) és antiszimmetrikus ($V_{a.sz.}$) komponensei a normál fázisban. A felső grafikonon a felfelé, illetve lefelé mutató nyilak a két ellentétes tér-irány mellett mért feszültségeket jelölik.

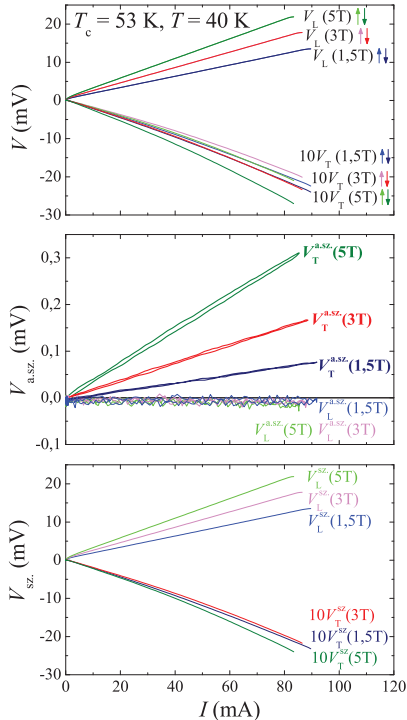
kombinációit ábrázoltam az áram függvényében. A transzverzális feszültségek antiszimmetrikus kombinációjából kapjuk a Hall-feszültséget:

$$V_{\text{Hall}} = \frac{1}{2} [V_T(+H) - V_T(-H)] . \quad (3.4)$$

Az antiszimmetrikus kombináció esetén megfigyelhetjük, hogy a transzverzális feszültségekből származtatott görbék a teljes áramtartományban lineáris térfüggést mutatnak, míg a longitudinális feszültségekből származók esetében nem tapasztalunk térfüggést (3.35. középső ábra). A 3.35. ábra alsó grafikonján

látható szimmetrikus kombinációk sem longitudinális, sem transzverzális irányban nem mutatnak tér-függést.

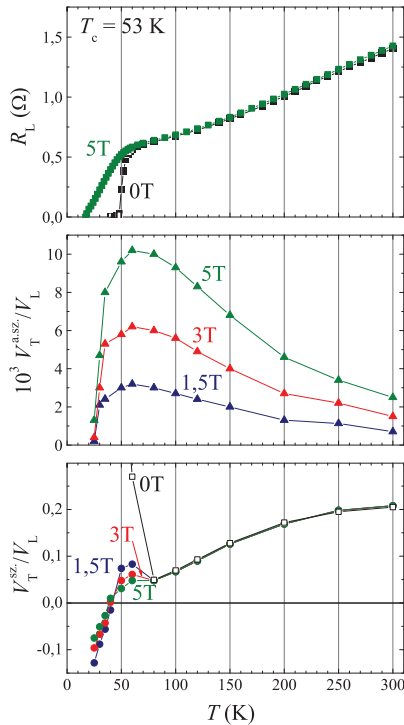
A 3.36. ábrán $T = 40\text{ K}$ -en, a vortexfolyadék fázisban kapott eredmények láthatók. A felső grafikonon ábrázoltam a különböző nagyságú és irányú mágneses



3.36. ábra. Longitudinális (V_L) és transzverzális (V_T) áram–feszültség karakterisztikák, illetve ezek szimmetrikus ($V_{sz.}$) és antiszimmetrikus ($V_{a.sz.}$) komponensei a vortexfolyadék fázisban. A felső grafikonon a felfelé, illetve lefelé mutató nyilak a két ellentétes tér-irány mellett mért feszültségeket jelölik.

terekben mért longitudinális illetve transzverzális I–V karakterisztikákat. A longitudinális feszültségek a tér irányára nem érzékenyek, de növekszenek a mágneses tér növelésével. A különböző irányú mágneses térben mért transzverzális feszültségek közti különbség növekszik a mágneses térrel. A középső grafikonon az áram–feszültség karakterisztikák antiszimmetrikus kombinációit ábrázoltam.

A transzverzális feszültségek esetén itt is lineáris térfüggést tapasztalunk a teljes vizsgált áramtartományban. A longitudinális I-V karakterisztikák antiszimmetrikus kombinációja nullát ad eredményül. Az alsó grafikonon a szimmetrikus kombinációkat láthatjuk. Longitudinális esetben ez a mágneses térrel növekszik, a transzverzális irányra viszont nem mutat tendenciózus térfüggést.

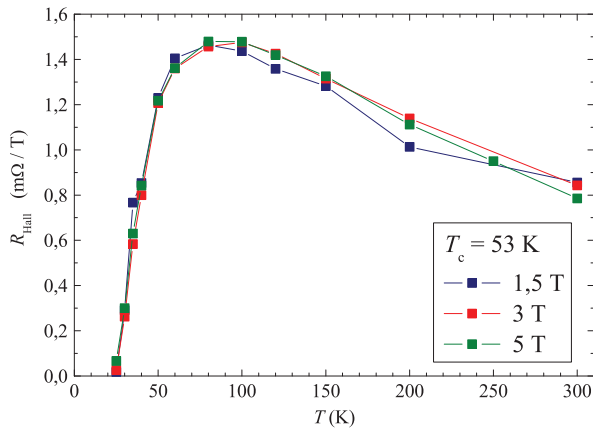


3.37. ábra. A longitudinális ellenállás (R_L), a Hall-szög ($V_T^{a.sz.}/V_L$) és a csatorna-szög ($V_T^{sz.}/V_L$) hőmérséklet-függése különböző mágneses terekben, a vortexfolyadék fázisban és a normál fázisban.

A 200 K-en és 40 K-en bemutatott méréseket elvégeztük a T_m olvadási hőmérséklet fölötti különböző hőmérsékleteken, egészen 300 K-ig (3.37. ábra). A felső grafikonon a longitudinális irányban mért ellenállást mutatja a hőmérséklet függvényében 0 illetve $\mu_0 H = 5$ T mágneses térben, néhány mA-es meghajtó áram mellett. A középső grafikonon a Hall-szöget, vagyis a transzverzális feszültségek

antiszimmetrikus komponense és a longitudinális feszültség $V_T^{a.sz.}/V_L$ hányadosát ábrázoltam. A Hall-szög nő a mágneses térrel, a kritikus hőmérsékletnél sima átmenetet tapasztalunk. Az alsó grafikonon a transzverzális feszültségek szimmetrikus kombinációja és a longitudinális feszültség hányadosaként definiált $V_T^{sz.}/V_L$ „csatornaszöget” ábrázoltam. Figyelemre méltó, hogy a csatornaszög a $T_c = 53$ K kritikus hőmérséklet felett is térfüggést mutat, ami csak 80 K körül szűnik meg.

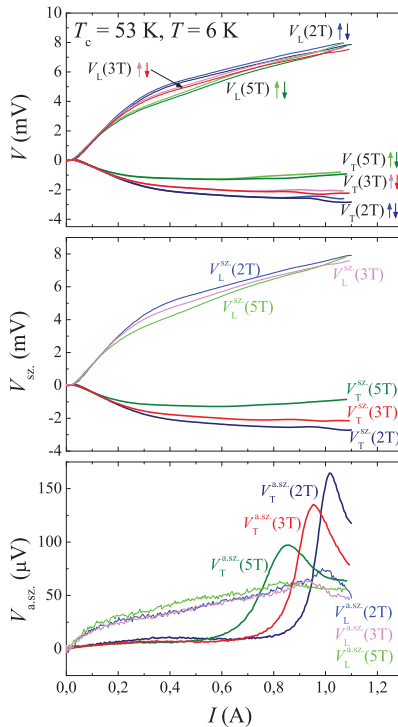
A 25–300 K hőmérséklet-tartományban a Hall-feszültség lineárisan függ az áramtól, így a Hall-ellenállás egyértelműen definiálható. Ezt normalva a mágneses térrel kapjuk a Hall-állandót (3.38. ábra), melynek maximuma jóval a kritikus hőmérséklet fölött, $T = 80$ K-en van, és nem vált előjelet T_c -nél.



3.38. ábra. A Hall-állandó hőmérséklet-függése különböző mágneses terekben, a vortexfolyadék illetve a normál fázisban.

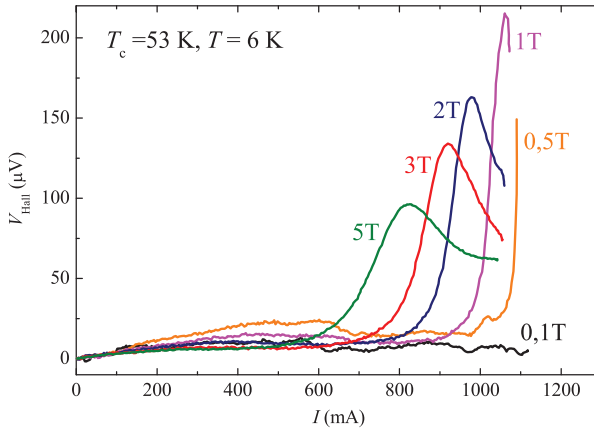
3.7.2. Hall-effektus a rögzített vortex fázisban

Megvizsgáltuk a Hall-effektus megjelenését a rögzített vortex fázisban is, az A aluldópolt mintán. Ehhez $T = 6\text{ K}$ -en a berendezés által elérhető legnagyobb maximális árammal felvettük az I–V karakterisztikákat különböző nagyságú mágneses tereknél, mindkét irányú tér mellett (3.39. ábra, felső grafikon). Az ábrán látható, hogy azonos nagyságú, de ellentétes irányú mágneses tér esetén a transzverzális feszültségek egy adott áramértékig megegyeznek. Ezt az áramot elérve jól láthatóan szétválnak a különböző tér irányhoz tartozó



3.39. ábra. Longitudinális (V_L) és transzverzális (V_T) áram–feszültség karakterisztikák, illetve ezek szimmetrikus (V_{sz}) és antiszimmetrikus (V_{asz}) komponensei a rögzített vortex fázisban. A felső grafikonon a felfelé, illetve lefelé mutató nyilak a két ellentétes tér-irány mellett mért feszültségeket jelölik.

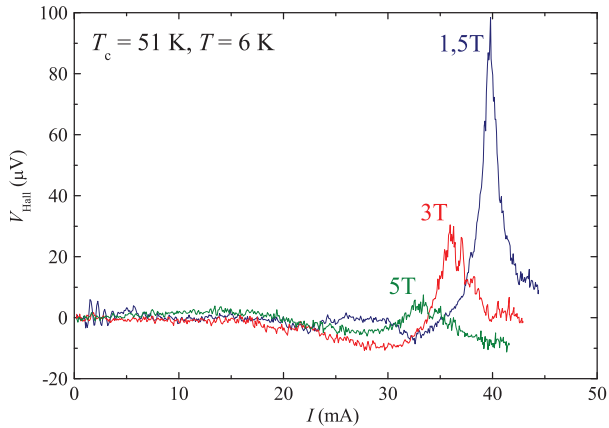
görbék. A longitudinális feszültségek esetében ilyen jellegzetes áramértéket nem figyelhetünk meg, a két tér irány mellett mért áram–feszültség karakterisztikák az áram növekedésével enyhén távolodnak egymástól. A második grafikonon a feszültségek szimmetrikus kombinációt ábrázoltam ($V_{sz.}$), a harmadikon pedig az antiszimmetrikus kombinációkat ($V_{a.sz.}$), ami a transzverzális irány esetén a Hall-feszültséget jelenti. A longitudinális feszültségek antiszimmetrikus kombinációja nem mutat térfüggést. A transzverzális feszültségekből kapott Hall-feszültség egy bizonyos I_{kr}^{Hall} kritikus áramig zérus, onnan növekedni kezd, majd egy maximális feszültséget elérve csökken. A mágneses tér növelésével az I_{kr}^{Hall} kritikus áram csökken, a görbéken látható csúcs kiszélesedik és a maximuma csökken.



3.40. ábra. A Hall-feszültség áramfüggése különböző mágneses terekben a rögzített vortex fázisban.

A 3.40. ábrán kisebb terekben is ábrázoltam az előbb bemutatott Hall-feszültségeket. Itt is látható a tér csökkenésével a csúcsok keskenyedése és a maximumuk növekedése, illetve a Hall-feszültség megjelenéséhez tartozó I_{kr}^{Hall} kritikus áram növekedése. Az I_{kr}^{Hall} kritikus áram 400-500-szor nagyobb az adott térben mért I_{kr} kritikus áramnál, ami a vortexmozgás megindulásához szükséges.

Ellenőrzésképpen a $T_c = 51$ K kritikus hőmérsékletű B aludópolt mintán is (ld: a 31. oldalon) megvizsgáltuk a Hall-effektust a rögzített vortex fázisban $T = 6$ K hőmérsékleten (3.41. ábra). A tér csökkentésével a csúcsok itt is élesednek,



3.41. ábra. Hall-feszültség áramfüggése különböző mágneses terekben a rögzített vortex fázisban, egy másik, $T_c = 51 \text{ K}$ kritikus hőmérsékletű aludópolt mintán.

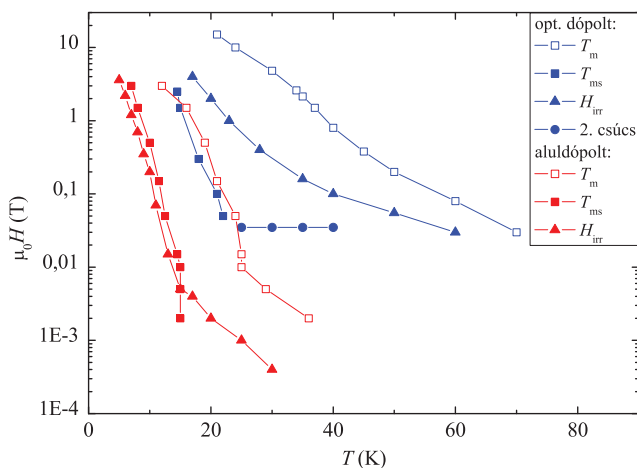
az $I_{\text{kr}}^{\text{Hall}}$ kritikus áram nő, nagyságrendileg 300-400-szorosa az I_{kr} kritikus áramnak.

4. fejezet

Diszkusszió

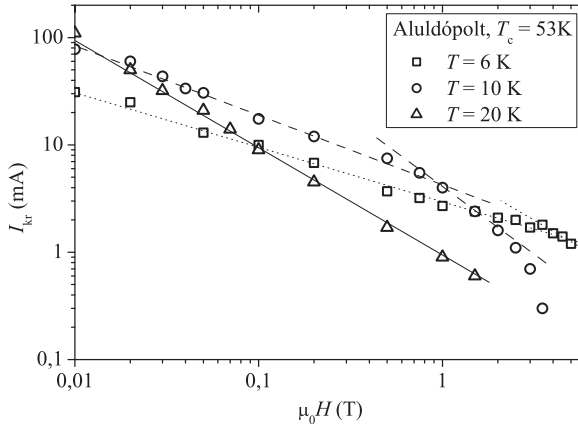
4.1. Optimális és aluldópolt BSCCO egykristályok fázisdiagramjának összehasonlítása és értelmezése

Összehasonlítva a 4.1. ábrán látható optimális és aluldópolt BSCCO egykristály fázisdiagramját a következő lényegi hasonlóságot látjuk; a nagyáramú impulzustechnikával mért T_m olvadási vonal mindig magasabb hőmérsékleten van mint a mágneses hiszterézissel meghatározott T_{irr} irreverzibilitás vonal.



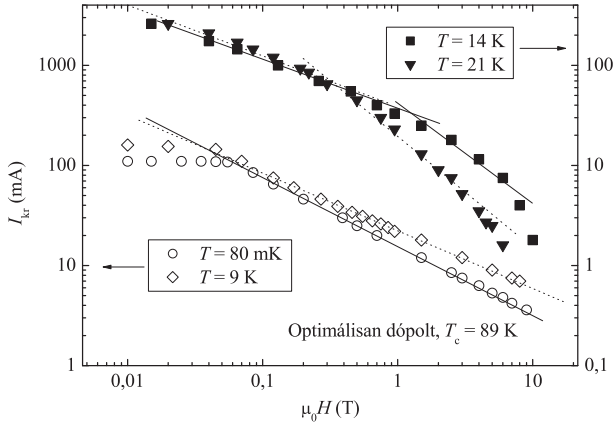
4.1. ábra. Fázisvonalak optimálisan dópolt és aluldópolt mintákon.

A T_{ms} metastabilitás vonal is megjelenik mindkét dópolásnál. A 3.4. ábrán láthatjuk, hogy hasonlóan az optimális dópoláshoz $T < T_{ms}$ esetén a FC módon előkészített minta mágneses perturbáció hatására teljes mértékben a ZFC módon előkészített mintához válik hasonlóvá, emellett áram perturbációra is metastabil, ahogy a kísérleti fejezetben ismertettük (3.9, 3.10. ábra). Balra a kritikus áram csúcsától a ZFC ágon a hőmérséklet függvényében irreverzibilitást tapasztalunk, a jelenséget a 3.12. ábra mutatja. Ezt a viselkedést mindkét dópolás esetén tapasztaltuk. Az I_{kr} kritikus áram mágneses tér függése különösen érdekes. Jól leírható a $H^{-\mu}$ hatványfüggvénnyel, amely ugrásszerűen változik $\mu = -1/2$ értékről $\mu = -1$ értékre amikor áthaladunk a metastabilitás vonalon, függetlenül a mérési állapot előkészítésétől, és attól, hogy a hőmérsékletet vagy a mágneses teret változtattuk (4.2, 4.3 és 4.4. ábra).



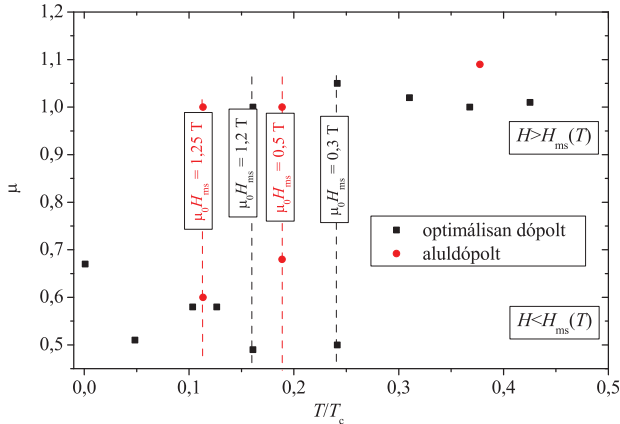
4.2. ábra. Kritikus áram a mágneses tér függvényében aluldópolott mintán, állandó hőmérsékleten mérve. $T = 6$ K és 10 K esetén látható a mágneses tér μ exponenciálisában az átmenet a metastabilitás vonalnál. A $T = 20$ K-en mért adatsor egésze a fázisdiagram nagy terű és hőmérsékletű tartományában van, a metastabilitás vonal fölött.

A metastabilitás vonal alatt és felett a kritikus áram hőmérséklet-függése is megváltozik. A csúcás alatt közel lineáris növekvő függvénye a hőmérsékletnek $I_{kr} = A + BT$, míg fölötté durván T^{-2} szerint csökkenő függvénye a hőmérsékletnek. A 4.5. ábrán látható, hogy a T_{ms} metastabilitás vonal jól skalázódik a kritikus hőmérséklettel, a másik két fázisvonal pedig egy azonos, $\approx 2,6$ konstanssal skalázódik (4.6. ábra).



4.3. ábra. Kritikus áram a mágneses tér függvényében optimálisan dópolt mintán, állandó hőmérsékleten mérve. $T = 14\text{ K}$ és 21 K esetén látható a mágneses tér μ exponensében az átmenet a metastabilitás vonalnál. A $T = 9\text{ K}$ -en illetve 80 mK -en mért adatsorok egésze a fázisdiagram kis terű és hőmérsékletű tartományában van, a metastabilitás vonal alatt.

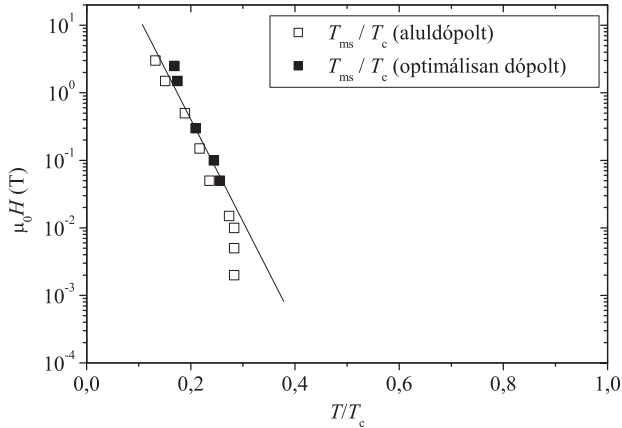
Először próbáljuk megérteni mi okozza, hogy a T_{irr} irreverzibilitás vonal mindig alacsonyabb hőmérsékleten van mint az impulzustechnikával mért T_{m} olvadási vonal. A T_{irr} pontjait az határozza meg, hogy hol válik a mágneses momentum reverzibilissé, hol záródik össze a hiszterézis görbe. Tradicionálisan ez határozza meg, hogy hol tűnik el a kritikus áram. Az olvadási vonalat mi úgy értelmezzük, hogy ott tűnik el a kritikus áram, ami azt jelzi, hogy a rugalmas nyírási modulus ott szűnik meg. A két görbe jellege hasonló mindkét dópolás esetén. Az, hogy mért van különbség hőmérsékletben a két fázisvonal között, a kritikus áram előtti vortex-mozgékonyosság (*creep*) figyelembevételével válik érthetővé. A vortexeknek ezen mozgása elégséges ahhoz, hogy biztosítsa a mágnesezettség reverzibilitását a hosszú időskálájú SQUID méréseknél, akkor is, ha a kritikus áram nem nulla. A kritikus Bean-profil egy rövid idejű konfiguráció, amely az egységes egyensúlyi állapot felé törekszik hosszú idő skálán [53]. Ha a kritikus áram előtti válasz lineáris lenne és egy ρ térfogati ellenállás jellemezné, akkor leírhatnánk egy $D \approx \rho/\mu_0$ diffúziós konstanssal. A mágnesezettség homogénné válna egy 1 mm hosszú mintán 10 s időskálán egy $D \approx 10^{-1}\text{ mm}^2\text{ s}^{-1}$ diffúziós állandóval. Ez $\rho = 10\text{ p}\Omega\text{cm}$ fajlagos ellenállásnak



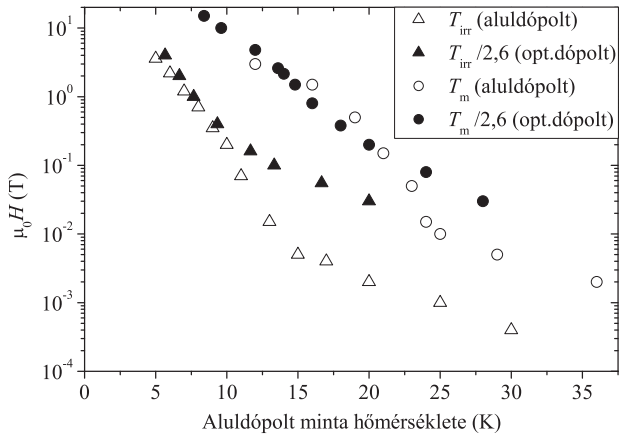
4.4. ábra. Az $I_{kr} \propto H^{-\mu}$ mágneses tér függés μ exponense a hőmérséklet növelése esetén a $H_{ms}(T)$ metastabilitás vonalon való áthaladáskor ugrásszerű változást mutat a $\mu \approx 1/2$ értékről $\mu \approx 1$ -re. Az optimálisan illetve aluldőpolt mintákon mért adatokat együtt ábrázoltam, a hőmérsékletüket a megfelelő T_c kritikus hőmérséklettel skálázva.

felel meg, ami $30 \text{ n}\Omega$ minta ellenállást jelent. A mi transzportméréseinkben a kritikus áram előtti ellenállás közelítőleg három nagyságrenddel nagyobb ennél (3.3. ábra). Így érthető, miért jelenik meg mindig az olvadási vonal magasabb hőmérsékleteken, mint az irreverzibilitás vonal.

Ahhoz, hogy a T_{ms} metastabilitás vonal természetét megpróbáljuk megérteni, észre kellett vennünk, hogy az általunk mért FC illetve ZFC küszöbáram-hőmérséklet-függés, melyet ab -irányú kontaktálással mértünk, meglepő módon megegyezik a mesa rendszereken mért tiszta c -irányú transzport mérési eredményekkel [43], és az ugyancsak mesa rendszereken végzett Josephson-plazma-rezonancia mérésekből adódó Josephson-kritikus áram hőmérséklet-függésével [54]. Egy korábbi munkánkban megmutattuk az árameloszlásra, hogy az általunk vizsgált erősen anizotrop kristályokban az ab -konfigurációban mért kritikus áram valójában súlyozott összege a c - és ab -irányú kritikus áram-sűrűségeknek [52]. Szimulációs számításokkal is megmutattuk, hogy alacsony hőmérsékleteken a c -irányú áram-sűrűség dominál (4.2. fejezet). Ezek alapján azt gondoljuk, hogy a kritikus áramra vonatkozó méréseinket valójában az ab -síkok közötti Josephson-csatolás határozza meg, amely egyben tükrözi a vortexek



4.5. ábra. Metastabilitás vonal optimálisan dópolt ($T_c = 87$ K) és aludópolt ($T_c = 53$ K) mintákon, a T_c kritikus hőmérséklettel skálázva.



4.6. ábra. Mágneszettség mérésekből kapott irreverzibilitás vonal és transzport mérésekből nyert olvadási vonal optimálisan dópolt ($T_c = 87$ K) és aludópolt ($T_c = 53$ K) mintákon, az optimálisan dópolt mintán mért hőmérsékleteket 2,6-del osztottuk.

közötti c -irányú korrelációt. Ebből viszont következik, hogy FC előkészítés esetén a csökkenő kritikus áram, növekvő hőmérséklettel, csökkenő c -irányú korrelációt jelez, ugyanakkor ZFC esetben a növekvő kritikus áram, növekvő hőmérséklettel, ha $T < T_{ms}$, a c -irányú korrelációs hossz növekedését jelzi.

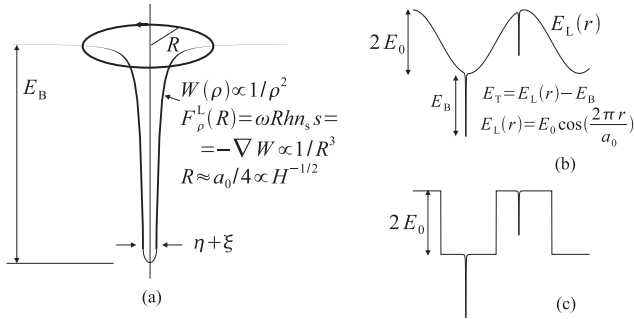
Az eddig felsorolt tények alapján vizsgáljuk először a metastabilitás vonal természetét! A kritikus áram mágneses térfüggését kifejező μ exponensben lévő ugrás T_{ms} -nél egy elsőrendű termodinamikai fázisátalakulást jelenthetne, ugyanakkor folytonos átmenetet látunk mind a kritikus áram értékénél, mind az ellenállás értékeknél. A fázisátalakulásnak mond ellent az is, hogy a T_{ms} hőmérséklet alatt két különböző metastabil állapot létezik az előkészítéstől függően. A FC állapot metastabil a mágneses- és az áramperturbációra, a ZFC állapot metastabil a hőmérséklet változtatására. $T > T_{ms}$ esetén viszont csupán egy stabil állapot létezik, amely független az előkészítés módjától. Mindezek egy dinamikus átalakulást valószínűsítenek.

Tekintsünk egy ilyen modellt, amely számot tud adni arról, hogy a rendszer hogyan jut el a 2D rögzített vortex egyensúlyi fázisba nem-egyensúlyi állapotokon keresztül, térben rögzített, véletlenszerűen elhelyezkedő csapdák jelenlétében. A modell kulcs gondolata, hogy a csapdázott vortex mindaddig a csapdában marad, amíg a hőmérsékleti energia nem elég nagy ahhoz, hogy onnan kiszakítsa. Ha a kiszabadulási energia és a hőmérsékleti energia aránya elegendően nagyvá válik, akkor a kiszabaduláshoz szükséges karakterisztikus idő megnő a mérések időskálájához képest, a vortexek a csapdában rögzítve maradnak.

A csapdát egy η sugarú normál tartományként vesszük figyelembe, amely vonzó hatást gyakorol a vortexre (4.7(a) ábra). Az egyébként homogén szupravezető síkban a vortexre ható vonzó potenciáltér, ρ vortex-csapda távolság esetén a kiszorított vortexsebesség-tér energiájának nagyságrendjébe esik:

$$W(\rho) \approx \pi\eta^2 n_s \hbar^2 / 4m\rho^2 \equiv E_{\text{kin}}(\eta/\rho)^2 \quad (4.1)$$

ahol $\rho \ll \lambda_{ab}$ a csapda távolsága a vortex normál állapotú magjától, n_s pedig a szupravezető elektronok sűrűsége. Ez a potenciál $\rho \rightarrow \eta + \zeta$ -nél levág, tart az E_B vortex csapdázódási energiához. $E_{\text{kin}} = (\Phi_0/4\pi\lambda_{ab})^2 s \approx 700 \text{ K}$ egy palacsinta-vortex kinetikus energiája. Egy $\rho = R$ távolságban lévő vortexre ható sugárirányú $-\nabla W$ vonzó erőt egy a szennyezés körüli $v_\varphi = \omega R = (\hbar/4m)\eta^2/R^3$ sebességű forgásból adódó Magnus-erő kompenzálja.

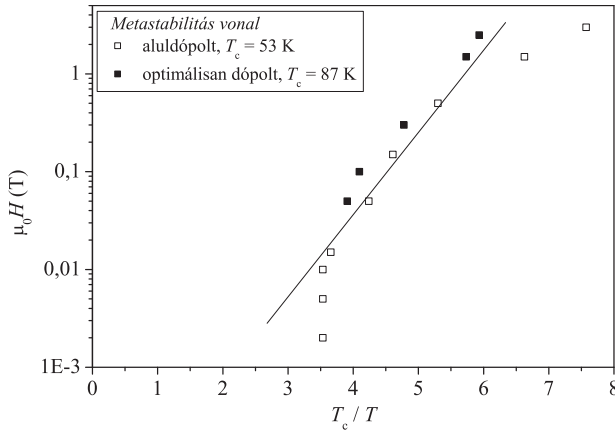


4.7. ábra. (a) A vortexsebesség-tér kiszorításából adódó csapda-potenciál. (b) A rács és a csapdák superpozíciójából létrejött kváziperiodikus potenciál, a_0 a vortexrács rácsállandója. (c) A (b) potenciál egyszerűsített alakja. Az energia nulla szintjét a négyszögjel alsó értékéhez rögzítjük.

Feltételezve egy R távolságot, amelynél a $W(\rho)$ potenciál a környezet potenciáljához illeszkedik, becslést adhatunk a termikus fluktuációk miatt bekövetkező karakterisztikus szökési időre. A szökési idő meghatározásához egy $\tau^{-1} = \omega(R) \exp(-E_B/T)$ Kramers-szerű összefüggést használunk, ahol $\omega(R)$ a vortex R -sugarú körön való precessziójának körfrekvenciája. Ebből látható, hogy a vortex akkor maradhat τ_{ex} ideig csapdázva, ha $E_B/T > \ln \omega \tau_{\text{ex}}$ teljesül. Például, ha R a vortexrács Wigner–Seitz cellájának sugara 1 teslánál, $\eta = \xi \approx 1$ nm, $\omega \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ akkor a vortex nem szabadul ki a csapdából $\tau_{\text{ex}} \approx 100$ s-nál rövidebb idő alatt, amennyiben a hőmérséklet a $T_D = E_B / \ln \omega \tau_{\text{ex}} \approx E_B / 23$ érték alatt van. A szökési valószínűség meghatározza a csapda és a hőtartály közötti termikus egyensúly kialakulásának időskáláját, T_D az a hőmérséklet, amely alatt a csapdázott vortex nincs termikus egyensúlyban.

A 4.7(b) ábra szemlélteti, hogy a csapda hogyan épül be a rögzített vortexrendszer potenciálterébe. Az ábrán látható periodikus rács-potenciál azt mutatja meg, hogy mekkora energia szükséges ahhoz, hogy egy közel rendezett vortexrács sebességteréből egyetlen vortexet kimozdítsunk. A csapdát úgy képzeljük el, mint egy \mathbf{r} helyen lévő, az $E_L(\mathbf{r})$ rácspotenciálhoz képest E_B mélységű lyukat, amely egy $E_T = E_L(\mathbf{r}) - E_B$ csapda energiát ad. A periodikus potenciált az $E_L(r) \approx E_0 \cos 2\pi r/a_0$ egyszerű egydimenziós kifejezéssel közelítjük. A Lindemann-féle olvadási kritérium szerint optimálisan dópolt BSCCO esetén, $B = 1$ T mágneses térben $E_0 \approx T_m / (2\pi)^2 c_L^2 \approx 3T_m \sim 120$ K, ahol $c_L \approx 0,1$ a Lindemann-faktor,

a_0 a rácsállandó és T_m az olvadási hőmérséklet. Feltételezzük, hogy a csapda potenciál sugara $R \approx a_0/4 \approx (B/\Phi_0)^{-1/2}/4$. Miután az $\omega(R)$ szökési frekvencia $\propto 1/R^4$, a T_D szétcsatolási hőmérséklet fordítottan lesz arányos $\log B$ -vel: $T_D \approx \approx E_B/\ln \omega \tau_{\text{ex}} = E_B/2 \ln(B/B_\eta)$, ahol $B_\eta = \sqrt{m\Phi_0^2/64\hbar\eta^2\tau_{\text{ex}}} \approx 0,025\xi/\eta$ gauss, a csapdára vonatkozó modellünk felhasználásával. Amennyiben a metastabilitás vonal a szétcsatolódás kezdetét jelenti, akkor azt várjuk, hogy $2 \ln B/B_\eta = E_B/T_{\text{ms}}$, amelynek linearitást kell adnia log-inverz ábrázolásban. A 4.8. ábrán látható



4.8. ábra. A $H_{\text{ms}}(T_c/T)$ metastabilitás vonal. A szétcsatolási modell alátámasztja az $1/T_{\text{ms}} \propto \log H$ függést.

illesztett egyenes meredeksége megadja a csapda kötési energiáját, $E_B \approx 3,8T_c \approx \approx 330$ K, míg az y -tengellyel való metszésből $B_\eta \approx 3 \cdot 10^{-5}$ T adódik, amelyből $\eta \approx \xi/12$.

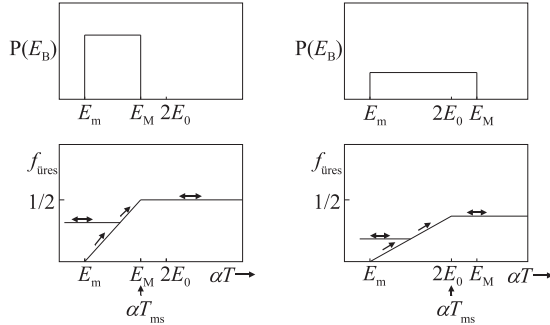
Ebben a képbén a metastabilitás vonal a csapdák termikus szétcsatolódásának kezdetét jelenti. Az eddigiekben feltételeztük, hogy csak egy csapda energia van, a csapdák betöltöttsége T_{ms} alatt be van fagyva, és reverzibilis a hőmérséklettel. Már ezekkel az egyszerű feltételezésekkel is megérthető a FC előkészítés esetén tapasztalt egész kis mágneses perturbációkkal szembeni instabilitás. Egy $\pm dH$ mágneses tér változtatás összenyomja vagy kitágítja a vortexrendszert. A minta belsejében a vortexmegmaradás kapcsolatban áll a vortex \mathbf{u} elmozdulásával, amit a vortexsűrűség változása okoz: $\delta n = \nabla \mathbf{n} \mathbf{u} \approx \approx n \nabla \mathbf{u}$. Ha feltételezünk egy R sugarú kör alakú mintát, akkor $2u_r = r \delta n / n$.

Ha a vortex effektív keresztmetszete 2ξ , akkor egy $\delta A = \pi R^2 \xi R \delta n / 3$ területen halad át. Ha $\Delta H \gtrsim 3\Phi_0 / \xi R$, akkor a vortexelmozdulás a korong alakú minta teljes területét lefedi. $R = 0,5$ mm sugarú mintát véve egy $\mu_0 \Delta H \gtrsim 12$ mT mágneses tér változtatásra a vortexek áthaladnak a minta teljes területén, és így az összes csapda telítődik. Ez a mágneses tér érték teljességgel megfelel annak, amit tapasztaltunk a FC állapot mágneses perturbáció hatására bekövetkező ZFC állapotba való átmenete során. Mikroszkopikus skálán ez úgy képzelhető el, hogy a csapdák rögzített helyen vannak, míg a vortexrács mozgása következtében a rácspotenciál úgy mozog, hogy előbb-utóbb minden csapdán áthalad egy rácspotenciál minimum, így idővel minden csapda betöltődik vortexekkel. Ha a hőmérséklet kisebb a T_D szétcsatolási hőmérsékletnél ($T < T_D$), akkor a vortexek csapdázódva maradnak akkor is, ha a csapda egy rácspotenciál-maximumba mozdul el. Ha minden csapda betöltött, akkor a rendezetlenség maximális, így a c-irányú kritikus áram minimális, amint azt a FC állapot mágneses térrel való perturbációja következtében tapasztaltuk.

Ha csak egy csapda energia lenne, akkor mind a ZFC, mind az átalakult FC állapot az „összes csapda betöltött” állapotban maradna befagyva, amíg el nem jut a szétcsatolási hőmérsékletig, ahol a csapdák fele ugrásszerűen kiürülne, így a kritikus áramban is ugrásszerű változás következne be. A hőmérséklettel való folytonos változás a kritikus áramban azt sugallja, hogy a csapdaenergiákra egy eloszlást kell feltételeznünk. Tovább egyszerűsítve a modellt (az alapvető fizikai tartalom megőrzése mellett) a szinuszos rácspotenciált egy négyszög potenciállal helyettesítjük, amely csúcstól-csúcsig $2E_0$ amplitúdójú, az energia nullpontját pedig az alsó energiaszinthez rögzítjük (4.7(c) ábra). Az energiaeloszlásról feltételezzük hogy homogén, és a csapdák térbeli eloszlása is az mindegyik $E_m < E_B < E_M$ energiára (4.9. ábra). Ha a csapdák száma túl nagy, akkor a kémiai potenciál zérus közelében marad, a csapdák felének energiája a $2E_0 - E_m < E_{\text{trapp}}^+ < 2E_0 - E_m$ tartományban, másik fele pedig a $-E_m < E_{\text{trapp}}^- < -E_m$ tartományban oszlik el. A szétcsatolódás nagy E_B/T Arrhenius-exponensnél történik, így attól függően, hogy $E_{\text{trapp}} \leq 0$, a betöltöttség 1 illetve 0 lesz, eltekintve egy keskeny hőmérséklet-tartománytól, amit elhanyagolunk. Az E_{trapp}^- energiájú csapdák mindig betöltöttek lesznek, míg egyensúlyban az E_{trapp}^+ csapdák $(2E_0 - E_m) / (E_M - E_m)$ hányada betöltetlen marad. A szétcsatolási hőmérsékletet az $\alpha T_D = E_B$ összefüggés adja ($\alpha \equiv \ln \omega \tau$), amelyről láttuk (a 81. oldalon), hogy $\alpha(\ln H) \sim 20$.

Induljunk ki egy ZFC vagy egy perturbált FC állapotból T_P hőmérsékleten. Ekkor $\alpha T_P > E_m$ esetén a felső energiaszinten lévő csapdák $(\alpha T_P - E_m) / (E_M - E_m)$

hányada lesz üres, azok, amelyekre teljesül, hogy $E_B < \alpha T_P$. Ahogy a hőmérsékletet növeljük a csapdák folyamatosan kiüresednek, mint ahogy az a 4.9. ábrán látható. Az összes csapda $(\alpha T - E_m)/2(E_M - E_m)$ hányada lesz üres. Ez a folyamat befejeződik vagy $\alpha T_P = E_M$ vagy $\alpha T_P = 2E_0$ energiánál, attól függően, hogy melyik a kisebb, és meghatározza a kritikus áram hőmérséklet-függésében talált csúcst, és egyben a metastabilitás végét is.



4.9. ábra. A metastabil tartomány szemléltetése a statisztikus modellel. A felső ábrák az egyszerűsített energiaeloszlást mutatják a kétféle maximális csapdamélység esetén. Az alsó ábrán az üres csapdák aránya látható a hőmérséklet függvényében, a fenti kétféle eloszlás esetén.

A rendezettség, amit a betöltetlen csapdák számával mérünk, lineárisan nő a hőmérséklettel. Ennek alapvető oka, hogy az Arrhenius-exponens rögzített, és az, hogy a modellben feltételeztük a csapdák homogén energiaeloszlását. A modell értelmezni tudja a ZFC előkészítésnél tapasztalt hőmérsékleti irreverzibilitást is: a mintát $T > T_P$ hőmérsékletről visszahűtve az üres csapdahelyek száma megmarad a T hőmérsékletnek megfelelő értéken, mivel új csapdák nem tudnak kicsatolódni, a korábban kiürült csapdák pedig nem töltődnek fel (3.12., 4.9. ábra).

Ez az egyszerű modell nem ad számot a hőmérséklet növelésekor tapasztalt korreláció csökkenésről. Azt várjuk, hogy a termikus fluktuációk a felelősek azért, hogy $T > T_{ms}$ esetén nem egy konstans értéket látunk a kritikus áram hőmérséklet-függésében, mint a modell jósolja a betöltetlen csapdák számából, hanem egy csökkenő függvényét a hőmérsékletnek, egészen addig, míg a 2D rendezett vortextrács megolvad, ami a kritikus áram eltűnését eredményezi.

4.2. Árameloszlás disszipatív szupravezetőkben

Az egykristályon mért kritikus áram és kritikus áramsűrűségek között nemtriviális kapcsolat van. Szemben a konvencionális szupravezetőkkel, ahol a disszipációt a vortexek mozgása (a fluxusáramlás) határozza meg, legalábbis az általunk vizsgált alacsony frekvenciákon és nagy mágneses terekben, addig a réteges szerkezetű kuprát szupravezetőkben két disszipációs mechanizmust kell figyelembe venni. Az elméleti várakozások szerint a szupravezető síkokon belül továbbra is a palacsintavortexek mozgása a fő disszipációs mechanizmus, de emellett megjelenik a szomszédos síkok által alkotott kiterjedt Josephson-átmenetek kritikus áramsűrűségének meghaladásakor fellépő disszipáció. Nyilvánvaló, hogy az egykristály mintákban kialakuló erősen inhomogén árameloszlás mellett mindkét mechanizmussal egyszerre kell számolnunk, így a mért kritikus áram tükrözni fogja mind a szupravezető síkokon belüli J_{ab}^{kr} és a c -tengely irányában folyó áramokra jellemző J_c^{kr} kritikus áramsűrűségeket. Nyilvánvaló az is, hogy az árameloszláson keresztül a kritikus áramsűrűségek fölött fellépő disszipáció is befolyásolni fogja, hogy a mért makroszkopikus kritikus áram milyen függvénye a lokális kritikus áramsűrűségeknek.

Aligha kell részletezni, hogy a fenti probléma első elvekből kiinduló megoldása mennyire reménytelen feladat. Felállítunk ezért ebben a fejezetben egy egyszerű fenomenologikus modellt a lokálisan érvényes elektromos tér – áramsűrűség karakterisztikákra, majd numerikusan megoldjuk az ezekből adódó nemlineáris parciális differenciálegyenleteket. Az eredmények kvalitatívan nagyon jól egyeznek az egykristályokon mért feszültség–áram karakterisztikák számos vonásával, így nagy segítséget adnak a vonások értelmezésében. Mi több, bizonyos esetekben becsléseink még kvantitatívan is jól egyeznek a szakirodalomban található független kísérleti eredményekkel.

4.2.1. Modell

Mint korábban, most is két dimenzióban, egy derékszögű (x, z) koordinátarendszerben vizsgáljuk az áramsűrűség és elektromos tér eloszlását. Feltételezzük, hogy egy a vortexrács rácsállandójánál sokkal nagyobb, de a minta méreténél sokkal kisebb hosszskálán a disszipáció mind az ab -síkokban, mind a c -irányban leírható egy egyértelmű elektromos tér–áramsűrűség karakterisztikával. Az elektromos tér egy kritikus áramsűrűség alatt zérus, fölötte pedig arányos a többlet áramsűrűséggel:

$$E_i = \rho_i (|J_i| - J_i^{\text{kr}}) \operatorname{sgn}(J_i), \quad \text{ha } |J_i| > J_i^{\text{kr}}; \quad i = x, z \quad (4.2)$$

Azért választottunk (inhomogén) lineáris összefüggést, mert méréseink szerint nagy áramoknál a differenciális ellenállás konstanshoz tart, ami nyilván nem teljesülne, ha a lokális E - J összefüggés nemlineáris.

Ha egy tartományban az elektromos tér nem nulla, akkor a fenti egyenletek mint anyagegyenletek a $\operatorname{div} \mathbf{J} = 0$, $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$ egyenletekkel és a peremfeltételekkel már meghatározzák az elektromos potenciált és az áramsűrűséget. Azonban egyik legfontosabb észrevételünk éppen az, hogy a kísérleteink értelmezéséhez fontos esetekben egyszerre vannak jelen disszipatív tartományok, ahol az elektromos tér nem nulla, és szupravezető tartományok, ahol a tér nulla. Ezért a probléma megoldásához meg kell határozni az árameloszlást a szupravezető tartományban is, ahol $\mathbf{E} = 0$ miatt a $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$ feltétel semmitmondó. Itt a szupravezető φ fázisára írunk fel egyenletet. Az anizotrop Ginzburg–Landau-elméletben a szupravezető áram sűrűsége:

$$\mathbf{J} = e\hbar \mathbf{m}^{-1} |\psi|^2 \left(\nabla \varphi - \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right) \quad (4.3)$$

ahol ψ a rendparaméter, \mathbf{m} az (anizotrop) effektív tömeg-tenzor, \mathbf{A} pedig a vektorpotenciál. A $\kappa \gg 1$ közelítést alkalmazzuk (κ a Ginzburg–Landau-paraméter), amit a BSCCO rendkívül kis koherenciahossza széles mágneses tér- és hőmérséklet-tartományban igazol. Ebben a közelítésben $|\psi| = \text{konstans}$, következésképpen a Ginzburg–Landau-egyenletek lineárisak, így a megoldásokra alkalmazható a szuperpozíció elve. A teljes áramsűrűség tartalmazza a szupravezető vortexek áramát és a szupravezetőre kapcsolt külső források áramát, a transzportáramot. Hasonlóan, a mágneses tér a vortexáramok és a transzportáramok által keltett tér összege.

A szupravezető tartományban a vortexek a transzportáram hatására sem mozdulnak el, ugyanis feltételezésünk szerint a tartomány disszipáció-mentes és az áramlás stacionárius. Ilyen feltételek mellett a transzportáramra (vagyis nem a teljes áramra) külön felírjuk a (4.3) egyenletet. Mivel a vektorpotenciál megbontja a translációs invarianciát az y -irányban, nem lehetséges az árameloszlás kétdimenziós tárgyalása, ami lényegesen megnehezíti a feladatunkat. Ezért a vektorpotenciált elhanyagoljuk a (4.3) egyenletben, ami természetesen leszűkíti tárgyalásunk érvényességi körét. Mint jól ismert, éppen a vektorpotenciált tartalmazó tag eredményezi azt, hogy a transzportáram a szupravezető felszínén folyik és a London-féle behatolási mélységgel megadott távolságon lecseng.

A vektorpotenciál elhanyagolása tehát csak akkor jó közelítés, ha a minta méretei a megfelelő irányokban sokkal kisebbek, mint a London-féle behatolási mélység az adott irányokban. Ez látszólag igen szigorú korlát és megkérdőjelezi a tárgyalás alkalmazhatóságát a kísérleteinkben használt egykristályokra, hiszen ezek méretei jóval meghaladják a behatolási mélységet. Numerikus eredményeinkben azonban számos bizonyítékát fogjuk látni annak, hogy a disszipatív tartomány alakja és szerkezete független a disszipációmentes tartományban folyó szupravezető áram eloszlásától. Mivel a feszültségkontaktusokon mért feszültség természetesen a disszipatív tartomány véges elektromos teréből származik, az árameloszlás a disszipáció-mentes tartományban nem befolyásolja a kritikus áramot és az áram-feszültség karakterisztikát.

A (4.3) egyenlet divergenciáját véve és kihasználva a $\text{div } \mathbf{J} = 0$ feltételt, φ -re az alábbi differenciálegyenletet kapjuk:

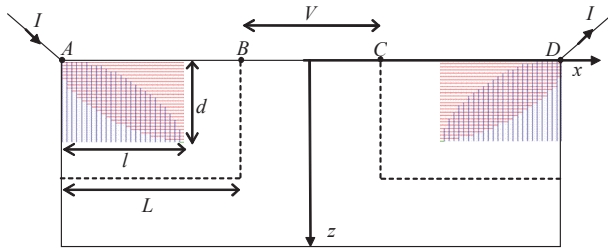
$$\frac{1}{m_x} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{1}{m_z} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad (4.4)$$

ahol $m_x = m_{ab}$ és $m_z = m_c$ az effektív tömegek. Az effektív tömegeket ki-transzformáljuk a $z \rightarrow \gamma z$ nyújtással, ahol $\gamma^2 = m_z/m_x$ a tömeganisotropia. Megjegyezzük, hogy a Drude-modellben ez megegyezik a ρ_c^n/ρ_{ab}^n hányadossal, de nem feltétlenül egyezik a szupravezető fázisban a disszipációt jellemző ρ_z/ρ_x hányadossal. A transzformált koordinátarendszerben φ eleget tesz a $\nabla^2 \varphi = 0$ Laplace-egyenletnek.

Összefoglalva tehát a szupravezető áramot egy a Laplace-egyenletnek eleget tevő skalármező gradienseként számoljuk. A peremfeltételek kifejezik, hogy a minta felületén nem folyik át áram (kivéve az áramkontaktusokat), továbbá a disszipatív és nemdisszipatív tartományok határán érvényes a töltéskontinuitás.

4.2.2. Kvalitatív megfontolások a disszipatív tartomány alakjára

A mintában az áramsűrűség az áramkontaktusok közelében a legnagyobb, így az áramot növelve először ebben a tartományban alakul ki disszipáció. A kontaktustól nagyobb távolságra az árameloszlás egyenletesebb, az áramsűrűség kisebb, ezért legalábbis bizonyos áramokra előáll az a helyzet, hogy az áramkontaktusok környezetében kialakul egy disszipatív tartomány, de távolabb nincs disszipáció. Fő célkitűzésünk a disszipatív tartomány alakjának, méretének és szerkezetének meghatározása.

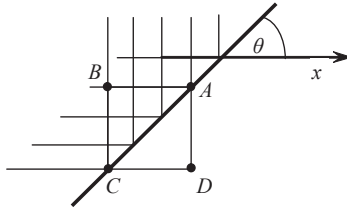


4.10. ábra. Az áramkontaktusok környezetében kialakuló disszipatív tartomány alakja

Megelőlegezve eredményeinket a 4.10. ábrán mutatjuk a disszipatív tartomány alakját és szerkezetét. Az áramot az A pontban vezetjük be és a D pontban vezetjük ki. A feszültséget a C és B pontok között mérjük. A disszipatív tartomány az áramkontaktusok környezetében fekvő bevonalkázott téglalap. A vízszintes vonalak azt jelzik, hogy az adott helyen az ab -síkbán disszipáció van, azaz az áramsűrűség meghaladja a kritikus értéket. Hasonlóan, a függőleges vonalak c -irányú disszipációt jelentenek. A disszipatív tartományról több kijelentést tehetünk egyszerű kvalitatív megfontolások alapján.

Először megmutatjuk, hogy a tartomány határa merőleges vagy az x -, vagy a z -tengelyre. Tegyük fel ugyanis, hogy ez nem így van, és a tartomány határának érintője egy pontban $0 < \theta < \pi/2$ szöget zár be az x -tengellyel (lásd 4.11. ábra). A felület határán az elektromos tér definíció szerint nullává válik, míg a tartományon belül mindenütt nemzérus. Az $ABCD$ infinitezimális élhosszúságú téglalpra az elektromos tér körintegrálja csak akkor lehet nulla, ha mind az AB , mind az BC él mentén van elektromos tér, tehát az áramerősség a felületen a kritikus értéket veszi fel mind az x , mind a z -irányban. Másrészt viszont a disszipációmentes tartományban az áramsűrűségek kisebbek, mint a kritikus érték, így a határon $\partial J_x / \partial x < 0$, $\partial J_z / \partial z < 0$, tehát $\text{div } \mathbf{J} < 0$, ami ellentmondás. Ha ezzel szemben a felület határa merőleges pl. az x -irányra, akkor a felületen $J_x = J_x^{\text{kr}}$ és $\partial J_x / \partial x < 0$, de J_z -re nincs ilyen megkötés és $\text{div } \mathbf{J} = 0$ teljesülhet.

Másodszor belátjuk, hogy nem fordulhat elő, hogy kizárólag az x - vagy z -irányban van disszipáció, de merőleges irányban nincs. Ha csak az x -irányban van disszipáció, akkor $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ -ből $\partial E_x / \partial z = 0$, így $\partial J_x / \partial z = 0$ tehát az x -irányú áramsűrűség homogén a minta keresztmetszetén, ami az általunk alkalmazott pontszerű árambevezetéssel nem fordulhat elő. Így a disszipatív terület



4.11. ábra. Illusztráció a disszipatív terület lehetséges alakjára vonatkozó megfontoláshoz

szükségképpen téglalap alakú és a téglalap belsejében szükségképpen van egy tartomány, ahol egyszerre van disszipáció az x - és z -irányokban (a mindkét irányban bevonalkázott lencse alakú tartomány a 4.10. ábrán).

Mivel a tartomány határán az áramsűrűség egyenlő a merőleges irányban érvényes kritikus áramsűrűséggel, továbbá a tartományba befolyó és onnan kifolyó áram egyenlő, írhatjuk, hogy

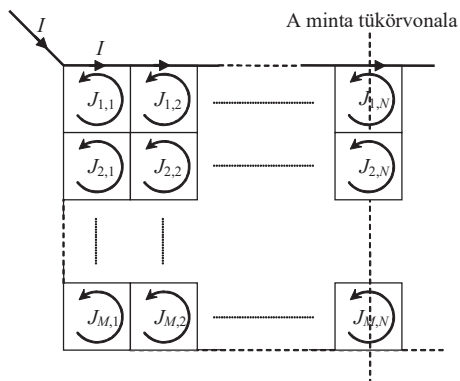
$$I = lJ_z^{\text{kr}} + dJ_x^{\text{kr}}, \quad (4.5)$$

ahol l illetve d a disszipatív tartomány mérete az x - illetve z -irányban. Növekvő I árammal a disszipatív tartomány mérete nő, és akkor mérünk véges feszültséget, ha a feszültségkontaktus a disszipatív tartományon belül van, $l > L$ (L az áramkontaktus és feszültségkontaktus távolsága). A kritikus áramot tehát az $l=L$ feltétel definiálja, így (4.5)-ből

$$I_{\text{kr}} = LJ_z^{\text{kr}} + dJ_x^{\text{kr}}, \quad (4.6)$$

azaz a kristályon mért makroszkopikus kritikus áramot az x - és z -irányú kritikus áramsűrűségek egyaránt befolyásolják.

A fenti kvalitatív megfontolásokat korábban már sikerrel alkalmaztuk olyan kísérleteink értelmezésére, melyekben a kristály egyazon ab -síkjára illetve két szemközti ab -síkjára helyezett áramkontaktusokkal mért $V-I$ karakterisztikákat hasonlítottunk össze [52]. Jelen munkában numerikus számolással meghatározuk az l és d méretek függését a kritikus áramoktól, és az eredmények birtokában további kísérleteink értelmezése válik lehetővé.



4.12. ábra. Az árameloszlás számolásához használt séma.

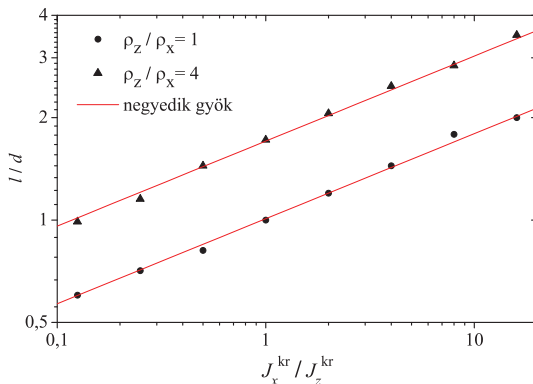
4.2.3. Numerikus módszer

Egyenletrendszerünket diszkrét négyzetrácson oldjuk meg (4.12. ábra), melynek élein a feszültség és áramsűrűség összefüggését a (4.2) egyenlet írja le. A minta téglalap alakú, az áramot a téglalap x -tengelyen fekvő oldalának két végpontjában vezetjük be, illetve ki. Változónak a négyzetes cellákon folyó köráramokat választottuk, hogy a $\text{div } \mathbf{J} = 0$ feltétel automatikusan teljesüljön. A disszipációmentes tartományban a $\nabla^2 \varphi = 0$ egyenlet diszkrét változata négyzetrácson: $\varphi_{n,m} = 1/4(\varphi_{n-1,m} + \varphi_{n+1,m} + \varphi_{n,m-1} + \varphi_{n,m+1})$, ahol az indexek a rácspont koordinátái. Figyelembe véve, hogy az élen folyó áram a potenciálkülönbséggel arányos, ebből a mi köráram változóinkra a

$$J_{n,m} = 1/4(J_{n-1,m} + J_{n+1,m} + J_{n,m-1} + J_{n,m+1}) \quad (4.7)$$

egyenlet adódik. Kihasználjuk a probléma tükörszimmetriáját a z -tengelyre, és csak $x < 0$ -ra keressük a megoldást.

A megoldást iterációval határozzuk meg, sorról sorra, jobbról balra, fentről lefelé haladva. A $J_{n,m}$ köráram meghatározásához először a (4.7) egyenlet szerinti megoldással próbálkozunk. Ha az így kapott körárammal nincs disszipáció a hurok mentén, akkor továbblépünk a következő cellára. Ha van disszipáció, akkor a köráramot úgy határozzuk meg, hogy a (4.2) egyenletből számolt feszültség nulla legyen a cellán körbehaladva, biztosítva ezzel a $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ feltétel teljesülését. A minta legfelső élein, azaz az x -tengely mentén a köráramokon



4.13. ábra. A disszipatív téglalap oldalarányának függése a kritikus áram-sűrűségektől.

kívül egy konstans I áram is folyik. Mivel a kőráramok nem adnak járulékot a minta keresztmetszetén folyó teljes áramhoz, így az áram I lesz, és valamennyi peremfeltétel teljesül. A konvergenciakritérium a minta középvonalánál a vízszintes éleken folyó áramok négyzetes eltéréseinek egy előre választott értéknél kisebb összege volt. Azt találtuk, hogy az iteráció mindig konvergál egy a kezdeti árameloszlástól független egyértelmű megoldáshoz.

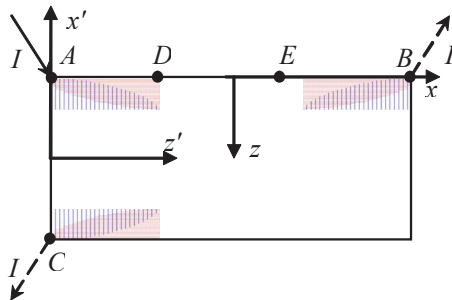
4.2.4. Numerikus eredmények: a disszipatív tartomány alakja

Először a disszipatív téglalap l/d oldalarányának függését vizsgáltuk a J_x^{kr} , J_z^{kr} , ρ_x , ρ_z paramétereiktől és az I áramtól. Eredményeinket az alábbiakban foglaljuk össze:

- (a) l/d független az I áramtól (tehát mind l , mind d arányos I -vel).
- (b) l/d független a minta alakjától és méretétől (így a rács felbontásától is).
- (c) l/d függését a kritikus áramoktól és fajlagos ellenállásoktól az alábbi homogén kifejezés adja meg:

$$l/d = (J_x^{\text{kr}}/J_z^{\text{kr}})^\alpha (\rho_z/\rho_x)^\beta \quad (4.8)$$

Számításaink szerint $\alpha = 1/4$ és $\beta = 3/8$. Példaként a 4.13. ábrán bemutatunk néhány eredményt, melyekből az α kitevő értékét meghatároztuk.



4.14. ábra. Illusztráció a longitudinális és transzverzális áram-feszültség karakterisztikák értelmezéséhez.

Az (a)–(c) eredmények mindegyike arra utal, hogy a disszipatív tartomány alakja független az árameloszlástól a disszipációmentes térfogatban. A (c) eredményből többek között az is következik, hogy a disszipatív tartomány alakja független attól, hogy a téglalap melyik szomszédos csúcsában vezetjük ki az áramot.

Tekintsük ugyanis a 4.14. ábrán illusztrált kísérletet. Mérjük a kritikus áramot először úgy, hogy az áramot az A pontban vezetjük be és a B pontban vezetjük ki, majd úgy, hogy az áramot szintén az A pontban vezetjük be, de a C pontban vezetjük ki. A feszültséget mindig a D és E pontok között mérjük. A második esetet a 90° -kal elforgatott (x', z') koordinátarendszerben ugyanúgy írhatjuk le, mint az első esetet szokásos (x, z) koordinátarendszerünkben. Az elforgatott koordinátarendszerben (4.8)-ből azt kapjuk, hogy $l'/d' = d/l$, ami éppen azt jelenti, hogy a két esetben ugyanolyan a disszipatív tartomány alakja. Ebből következik, hogy a D-E kontaktusokon ugyanazt a kritikus áramot kapjuk a két esetben. Elvégeztük a fent leírt kísérletet és valóban azt találtuk, hogy a kritikus áramok megegyeznek [52]. Így erős kísérleti bizonyítékunk van arra, hogy a disszipatív tartomány alakja valóban független a disszipációmentes tartományban folyó szupravezető áram eloszlásától.

Vizsgáljuk meg végül, hogyan transzformálódik az l/d oldalarány a z koordináta $z \rightarrow \tilde{z} = \gamma z$ nyújtásánál. A 4.1 táblázatban összefoglaltuk a különböző elektromos mennyiségek transzformációs szabályait. Ezeket a szabályokat felhasználva

Eredeti	I, V, R	x	z	E_x	E_z	J_x	J_z	ρ_x	ρ_z
Skálázott	I, V, R	x	γz	E_x	E_z/γ	$J_x\gamma$	J_z	ρ_x/γ	$\gamma\rho_z$

4.1. táblázat. Elektromos mennyiségek skálázása $z \mapsto \tilde{z} = \gamma z$ nyújtásnál

a (4.8) egyenletből megkapjuk a transzformációs szabályt a disszipatív téglalap oldalarányára:

$$\frac{\tilde{l}}{\tilde{d}} = \gamma^{1-\alpha-2\beta} \frac{l}{d}, \quad (4.9)$$

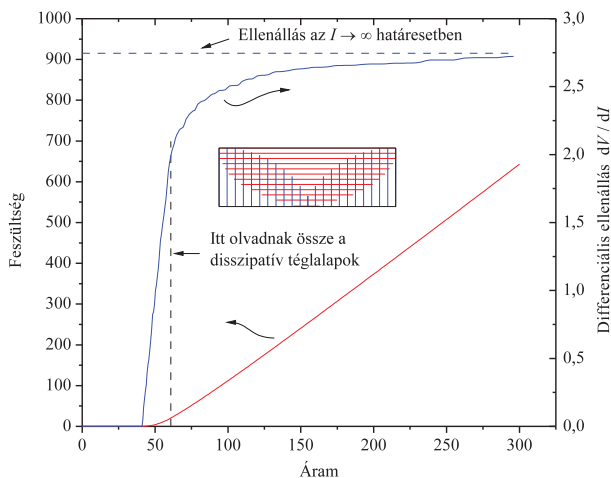
ahol α és β a (4.8) egyenletben szereplő kitevők. Ha $\alpha + 2\beta = 1$, akkor (4.9) szerint l/d invariáns a z -tengely nyújtására. A numerikus számításainkból kapott $\alpha = 1/4$ és $\beta = 3/8$ kielégíti a fenti egyenletet. Ez többek között azt jelenti, hogy l/d független a szupravetető effektív-tömeg-anizotrópiájától, ami újabb jele annak, hogy az oldalarány független a disszipációmentes tartomány árameloszlásától.

4.2.5. Numerikus eredmények: az áram–feszültség karakterisztika

A 4.15. ábrán mutatunk egy, a modellszámításunkkal kapott, jellegzetes áram–feszültség karakterisztikát a differenciális ellenállással együtt. A kritikus áramot elérve a feszültség kvadratikusan indul. Az áramot növelve a két áramkontaktusnál növekvő disszipatív téglalapok hamarosan összeérnek és egy disszipatív sávban egyesülnek, ahogy azt az ábrán szemléltetjük. E fölött az áram fölött a differenciális ellenállás korábban lineáris növekedése lelassul. A kritikus áram háromszorosánál a differenciális ellenállás eltérése az $I \rightarrow \infty$ értéktől már csak néhány százalék. Összességében a modellben kapott áram–feszültség karakterisztikák nagyon hasonlítanak az egykristály méréseinkben kapott karakterisztikákhoz.

Az $I \rightarrow \infty$ határesetben a kritikus áramok elhanyagolhatók és a differenciális ellenállás tart a ρ_x, ρ_z fajlagos ellenállásokkal jellemzett lineáris közeg R_{lin} ellenállásához. A differenciális ellenállás monoton nő (nincs „túllövése”), tehát a $V-I$ görbe $I \rightarrow \infty$ lineáris aszimptotájának is véges $I_{\text{kr}\infty}$ tengelymetszete van. Ezt a viselkedést kísérleteinkben is megfigyeltük (lásd 3.19. ábra). Méréseinkben nagyobb $I_{\text{kr}\infty}/I_{\text{kr}}$ arányt kaptunk, mint modellszámításainkban, azaz az átmenet a disszipációmentes és lineáris tartomány között elkentebb a kísérletekben. Ennek számtalan oka lehet, mint például a valóságban nem elhanyagolható kiterjedésű

és várhatóan egyenetlen ellenállású kontaktusok által keltett inhomogenitások. Gyanítható, hogy a fluxusáramlás 4.4. fejezetben tárgyalandó filamentáris természete is szerepet játszik. Megjegyezzük, hogy éppen a véges I_{kr00} miatt a dV/dI differenciális ellenállás mindig jobb becslése az R_{lin} ellenállásnak, mint a V/I ellenállás.

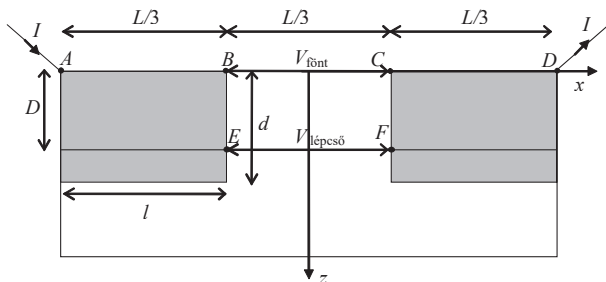


4.15. ábra. A numerikus modellben kapott jellegzetes áram–feszültség karakterisztika (baloldali skála) és differenciális ellenállás (jobboldali skála). A rajz az ábra közepén a disszipatív tartomány szerkezetét szemlélteti nagy áramoknál.

4.2.6. A lépcsős felszínű minták áram–feszültség karakterisztikáinak értelmezése

Idézzük fel a lépcsős felszínű mintákon kapott, a 3.6. fejezetben ismertetett eredményeinket. Azt találtuk, hogy ZFC előkészítés esetén a minta felszínén és a lépcsőn a kritikus áram kis mágneses terekben megegyezik, nagy terekben pedig a felszínen alacsonyabb a kritikus áram (lásd 3.28. ábra). Az utóbbi viselkedés könnyen érthető: az erős anizotrópia miatt a felszínen nagyobb az áramsűrűség, mint a lépcső mélységében, ezért a felszínen kisebb áramnál elérjük a kritikus áramsűrűséget. Ennek fényében azonban a kisterű viselkedés nagyon meglepő.

A minta felszínén és alján egyszerre jelentkező disszipáció hagyományos értelmezése a „fluxustranzformátor-hatás”. E szerint ha a minta felszínén a nagy áramsűrűség miatt elmozdulnak a vortexvonalak, akkor a vonalak folytonossága miatt a minta alján is el fognak mozdulni, így a minta alján és tetején egyszerre mérünk véges feszültséget. Ebből az következne, hogy a szupravezető fázisa koherens a c -irányban a lépcső magasságának ~ 100 nm -es hosszskáláján. Neutronszórásos direkt mérésekkel FC esetén megmutatták, hogy alacsony mágneses térben a vortexrendszer 3D-s [55]. Ez nyilvánvaló ellentmondásban van a transzportméréseink eredményével, ahol éppen a ZFC esetben kaptunk azonos kritikus áramot, FC esetén viszont nem. Ugyanakkor – mint azt alább megmutatjuk – az azonos kritikus áram könnyen érthető a téglalap keresztmetszetű disszipatív tartományra kapott eredményeinkkel.



4.16. ábra. A lépcsős felszínű minta kétdimenziós modellje.

A lépcsős mintán végzett méréseinket a 4.16. ábrán bemutatott kétdimenziós modellben írjuk le. A minta felszínén az A, B, C, D kontaktusok egyenlő $L/3$ közönként helyezkednek el az L hosszúságú minta felszínén. Az áramot az A pontban vezetjük be és a D pontban vezetjük ki. A minta felszínén mért $V_{\text{főnt}}$ feszültség a C és B pontok közötti potenciálkülönbség. További két feszültségkontaktus a minta belsejében, felszíntől D távolságra levő E és F pontokban modellezi a lépcsőn elhelyezett kontaktusokat, tehát $V_{\text{lépcső}}$ az F és E pontok közötti feszültség.

Az ábrán szürke téglalapok jelzik az $l \times d$ méretű disszipatív tartományt. A minta felszínén mért kritikus áramot az $l = L/3$ feltétel definiálja (ezt az esetet mutatja az ábra). Ha ilyen áramnál a tartomány mélysége nagyobb, mint a lépcső mélysége, $d > D$, akkor a lépcsőn is ugyanennél az áramnál jelenik meg véges feszültség, tehát a kritikus áramok megegyeznek: $I_{\text{főnt}}^{\text{kr}} = I_{\text{lépcső}}^{\text{kr}}$. Ha ezzel

szemben $l = L/3$ -nál $d < D$, akkor először csak fent kapunk véges feszültséget, a lépcsőn pedig csak nagyobb áramnál. Összefoglalva tehát, ha $l/d > L/3D$ akkor $J_{\text{fönt}}^{\text{kr}} = J_{\text{lépcső}}^{\text{kr}}$, ellenkező esetben $J_{\text{fönt}}^{\text{kr}} < J_{\text{lépcső}}^{\text{kr}}$. Méréseinkben kis mágneses térben az első, nagy mágneses térben a második esetet tapasztaltuk. A kétfajta viselkedés között az átmenetet $B_{\text{co}} \approx 0,1 \text{ T}$ térben figyeltük meg (lásd 3.28. ábra); ebben a térben tehát $l/d = L/3D$. Mivel a mintánk méretei $L \approx 1 \text{ mm}$ és $D = 220 \text{ nm}$, az átmenetnél $l/d = 3 \times 10^3$, azaz a disszipatív tartomány igen lapos, összhangban a $\rho_z/\rho_x \gg 1$, $J_x^{\text{kr}}/J_z^{\text{kr}} \gg 1$ várakozásunkkal és a (4.8) egyenlettel. A következőkben megbecsüljük a ρ_z/ρ_x arányt és így a $J_x^{\text{kr}}/J_z^{\text{kr}}$ arányra is becslést fogunk kapni.

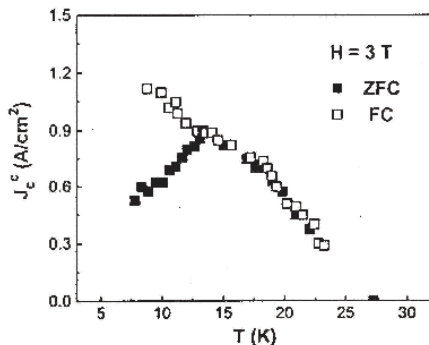
Lineáris közegben a ρ_z/ρ_x hányados az (1.39) egyenletből számolható. Felhasználva, hogy $V_{\text{fönt}}/V_{\text{lépcső}} \gg 1$, írhatjuk, hogy

$$\left(\frac{\rho_z}{\rho_x}\right)^{1/2} \approx \frac{L}{\pi D} \log\left(\frac{2V_{\text{fönt}}}{V_{\text{lépcső}}}\right). \quad (4.10)$$

Noha a lépcsős mintákon nem tudtunk elég nagy áramot alkalmazni a lineáris határeset eléréséhez, mivel a fenti egyenletben a feszültségaránytól csak logaritmikus a függés, nem vezet nagy hibához, ha a lineáris feszültségarányt az $I \approx 2I_{\text{kr}}$ áramnál mért feszültségaránnyal közelítjük, melynek térfüggését a 3.30. ábra mutatja. $B = 0,1 \text{ T}$ térben $V_{\text{fönt}}/V_{\text{lépcső}} \approx 100$, így a (4.10) egyenletből $\rho_z/\rho_x = \rho_c/\rho_{ab} = 5 \times 10^7$ adódik. Ez az érték mintegy három nagyságrenddel nagyobb, mint az ellenállás-anizotrópia a normális fázisban. Ez nem meglepő, ugyanis az (1.18) Bardeen–Stephen-törvény szerint $0,1 \text{ T}$ térben és $B_{c2} \sim 100 \text{ T}$ felső kritikus térrel számolva ρ_{ab} a normál fázisban mért értéknél mintegy 3 nagyságrenddel kisebb. Ugyan – mint azt a 4.3. fejezetben tárgyaljuk – nem világos, hogy a fluxusáramlásból származó disszipációt jól írja-e le BSCCO-ban a Bardeen–Stephen-törvény, ilyen kis mágneses térben a normális fázisénál feltétlenül sokkal kisebb fluxusáramlási ellenállást várunk. Másrészt a *mesa* szerkezeteken végzett c -irányú ellenállásmérések tanúsága szerint a kvázirészecske fajlagos ellenállás a szupravezető gap alatt szintén több mint egy nagyságrenddel nagyobb a gap fölött mérhető normális ellenállásnál (lásd a diszkussziót a 25. oldalon). Összességében tehát a tapasztalt rendkívül nagy vezetési anizotrópia összhangban van a várakozásokkal.

Az általunk kapott vezetési anizotrópiával számolva az áram (1.41) szerinti c -irányú behatolási mélységére $z_{\text{eff}} \sim 100 \text{ nm}$ adódik, így érthető, hogy miért informatívak az ebbe a nagyságrendbe eső lépcsőmélységű mintán végzett méréseink. Ez a behatolási mélység több mint egy nagyságrenddel kisebb, mint

a London-féle behatolási mélység a c -irányban, azaz még 1 mm-es egykristály mintánkon is a vezetési anizotrópia határozza meg az áram behatolását.



4.17. ábra. A ZFC és FC c -irányú kritikus áramsűrűség a hőmérséklet függvényében $\mu_0 H = 3$ T mágneses térben.[43]

A vezetési anizotrópia birtokában a (4.8) egyenletről meghatározható a kritikus áramsűrűségek anizotrópiája 0,1 T mágneses térben, ahol $l/d = L/3D$ ismert: $J_x^{\text{kr}}/J_z^{\text{kr}} = (L/3D)^4(\rho_z/\rho_x)^{-3/2} \approx 200$. Az (4.6) egyenlet szerint $I_{\text{kr}} = (L/3)J_x^{\text{kr}} + DJ_z^{\text{kr}} = I_{\text{kr},z} + I_{\text{kr},x}$, ahol $I_{\text{kr},z}$ és $I_{\text{kr},x}$ a disszipatív téglalap z -re illetve x -re merőleges oldalán átfolyó áramok. A kettő hányadosa $I_{\text{kr},x}/I_{\text{kr},z} = (J_x^{\text{kr}}/J_z^{\text{kr}})(3D/L) \approx 0,07$, azaz a kritikus áramot szinte kizárólag a c -irányú kritikus áramsűrűséggel arányos $I_{\text{kr},z}$ tag határozza meg. Elhanyagolva I_{kr} -ban az $I_{\text{kr},x}$ tagot, megkapjuk a c -irányú háromdimenziós kritikus áramsűrűséget: $J_{\text{kr}}^c = I_{\text{kr}}/(WL/3) \approx 20 \text{ A/cm}^2$ adódik, ahol $I_{\text{kr}} = 60 \text{ mA}$ a mért kritikus áram (lásd 3.31. ábra) és $W \approx 1 \text{ mm}$ a minta szélessége a harmadik (y) irányban. A c -irányú kritikus áramsűrűségből a kritikusáram-anizotrópia ismeretében adódik a kritikus áramsűrűség az ab -síkokkal párhuzamos irányban: $J_{ab}^{\text{kr}} = 4 \text{ kA/cm}^2$.

Fontos tanulsága a fenti számításoknak, hogy az egykristály mintákon az ab -síkokra helyezett kontaktusokkal lényegében a c -irányú kritikus áramsűrűséget mérjük. A 4.17. ábrán mutatjuk de la Cruz és munkatársai mérési eredményeit a c -irányú kritikus áramsűrűségről [43]. A hasonlóság a mi „ ab -konfigurációban” kapott eredményeinkkel szembetűnő (v.ö. 3.5, 3.6. ábra). A fenti modellszámolásból világosan látszik ennek a korábban nagyon sok

fejtörést okozó hasonlóságnak az oka: az extrém vezetési anizotrópia következtében a disszipatív tartomány annyira elnyújtott az x -irányban, hogy az I_{kr} makroszkopikus kritikus áram elérésekor az áram szinte kizárólag a disszipatív téglalap hosszú élén keresztül folyik át a disszipációmentes tartományba.

A 0,1 T térben kapott kritikus áramsűrűséget a megfigyelt B^{-1} ténnyel 3 T-ra extrapolálva $3,7 \text{ A/cm}^2$ kritikus áramsűrűséget kapunk, ami ugyan néhányszor nagyobb, mint de la Cruz és munkatársai eredménye (lásd 4.17. ábra), de tekintettel a kiértékelés számos bizonytalanságára, lényegében jó egyezésnek tekintjük.

Összefoglalva, fenomenologikus modellt állítottunk fel a réteges szupra-vezetőkből nagy áramsűrűségeken fellépő disszipáció leírására. A modelltől adódó nemlineáris parciális differenciálegyenletek numerikus megoldásával lehetővé vált modellszámításaink eredményeinek a kísérleti eredményekkel való összevetése. A modell segítségével sikeresen értelmeztük a lépcsős felszínű egykristályon végzett kritikus áram méréseinket. A modell összefüggést ad a lokális kritikus áramsűrűség és az egykristályon mért makroszkopikus áram között. Megmutattuk, hogy BSCCO-ban az ab -síkra helyezett kontaktusokkal mért kritikus áramot szinte kizárólag a c -irányú kritikus áramsűrűség határozza meg, nagyon jó egyezésben a kísérleti eredményekkel.

4.3. Nagyáramú differenciális ellenállás

A 3.5. fejezetben azt találtuk, hogy a nagyáramú határesetben mért R_f differenciális ellenállás mind optimálisan, mind aluldópolt esetben lényeges jegyeiben megegyezik. Alacsony hőmérsékleten R_f független a mágneses tértől 1 T-nál nagyobb terekben. Magasabb hőmérsékleteken egy szublineáris (lineárisnál gyengébb) függést találunk. Ebben a fejezetben a fenti megfigyeléseket értelmezzük.

A magashőmérsékletű szupravezetőkben nagy áramokon, nagy mágneses terekben fellépő disszipáció a legfontosabb korlátja ezen anyagok gyakorlati alkalmazásának. Konvencionális másodfajú szupravezetőkben a domináns disszipációs mechanizmus ilyen körülmények között az Abrikoszov-vortexrács mozgása. Az 1.1.5. fejezetben leírtak szerint a mintára kapcsolt transzportáram jelenlétében a vortexekre egy Lorentz-Magnus-erő hat, és ha a vortexre ható egyéb erők elhanyagolhatók, akkor mind szennyezett, mind tiszta határérték mellett a szabad fluxusmozgás ρ_f ellenállása arányos a H mágneses térrel a Bardeen–Stephen-törvény (BS) által meghatározott módon:

$$\rho_f = \gamma \rho_n (H/H_{c2})^\beta, \quad (4.11)$$

ahol ρ_n a normál állapotú ellenállás, H_{c2} a felső kritikus tér, $\beta = 1$ és $\gamma \approx 1$. Ezt a törvényt számos klasszikus szupravezetőn végzett kísérlet igazolta [56].

A magashőmérsékletű szupravezetőkben számos tényező nehezíti ennek a törvénynek az alkalmazhatóságát: az erősen anizotrop elektronszerkezet, a d szimmetriájú szupravezető gap csomópontjai, és a vortexrendszer gazdag fázisdiagramja. A vortexáramlás okozta közel-csomóponti kvázirészecskék Doppler-eltolódása egy véges állapotssűrűséghez vezet a Fermi-nívónál. Az utóbbi időben számos anizotrop, de nem magashőmérsékletű szupravezető esetén, melyek szintén rendelkeznek gap-csomóponttal, megerősítették a BS-törvényt (ugyan csak egy korlátozott mágneses tér tartományban, és enyhén megnövekedett $1,4 < \gamma < 4,7$ mellett). Mindez azt mutatja, hogy a BS-törvény széles érvényességi körrel bír a szupravezetők körében.

Ennek fényében annál meghökkentőbb, hogy a kísérleti tények nem erősítik meg a BS-törvényt az egyik legtöbbet vizsgált magashőmérsékletű szupravezetőben, a BSCCO-ban. Az alacsonyfrekvenciás transzport mérések egykristályon [57] illetve a felületi impedancia mérések vékony filmen [58, 59] a mikrohullámú tartományban nem konzisztensek. Az egyetlen közös vonásuk, hogy a

BS-törvény egyik esetben sem teljesül. A mért ellenállás a mágneses tértől nem lineárisan függ, hanem gyakran hatványfüggvény jelleggel, de egy 1-nél kisebb exponenssel. A helyzet nem sokban különbözik a többi magashőmérsékletű szupravezető esetében, kivéve Kunchur méréseit YBCO filmen [60], melyek erősen nemlineáris I-V karakterisztikákra vonatkoznak, így nem világos, hogy ezek az ellenállások mennyiben tükrözik a szabad vortexmozgást.

Ezek a tények vezettek minket arra, hogy újra analizáljuk az olvadási hőmérséklet feletti nagyáramú differenciális ellenállásra kapott értékeket, nem csak az általunk mért mintákon, hanem a mások által BSCCO egykristályokon mért eredményeket is felhasználva [36, 61].

Tekinsük a 4.18. ábrán látható nagyáramú I-V karakterisztikákat, melyet a kristály *ab*-síkján elhelyezkedő kontaktusokon mértünk. A kritikus hőmérséklet közelében az I-V karakterisztikák lineárisak, majd csökkenő hőmérséklettel fokozatosan megjelenik egy nemlinearitás. A lineáris és nemlineáris tartományokat elválasztó T_{lin} hőmérséklet függését a mágneses tértől a 4.19. ábra mutatja. A $T < T_{\text{lin}}$ nemlineáris tartományban a differenciális ellenállás monoton nő a növekvő árammal, és egy R_f -fel jelölt nagyáramú határértéknél telítődik, amint az a 4.18. ábra betétábráján látható. E fejezet fő tárgya az R_f nagyáramú differenciális ellenállás hőmérséklet- és mágneses tér-függésének elemzése.

A 4.20. ábra betétábráján látható az R_f függése a mágneses tértől különböző hőmérsékleteken. Alacsony hőmérsékleten az ellenállás térfüggetlen, a hőmérsékletet növelve fokozatosan kialakul egy a lineárisnál gyengébb térfüggés. Emlékeztetve arra, hogy a BS-törvényben a karakterisztikus tér H_{c2} , a felső kritikus teret a

$$\mu_0 H_{c2} = (120 \text{ tesla}) [1 - (T/T_c)^2] \quad (4.12)$$

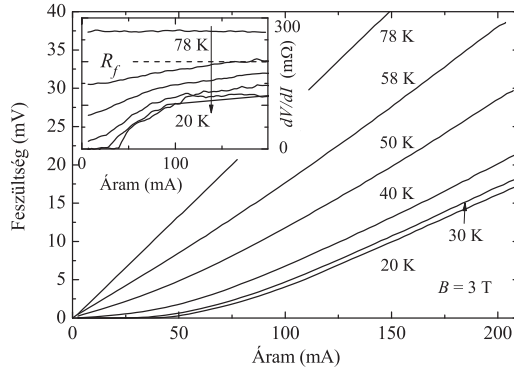
összefüggés felhasználásával határozzuk meg [63], így

$$\mu_0 dH_{c2}/dT|_{T_c} = -2,7 \text{ T/K}. \quad (4.13)$$

Az így becsült felső kritikus térrel újra ábrázoltuk az R_f nagyáramú differenciális ellenállást H/H_{c2} logaritmusának függvényében (4.20. ábra). A magas hőmérsékletű görbék (teli szimbólumok) mind egyetlen egyenesre esnek logaritmusos térfüggéssel:

$$R_f = R_n [1 + \alpha \log(H/H_{c2})], \quad (4.14)$$

ahol R_n a nullaterű normál ellenállás T_c -nél és α egy konstans. A (4.14) összefüggés alapján R_f nullához tart a $H_0 = H_{c2} \exp(-1/\alpha)$ mágneses tér értéknél,

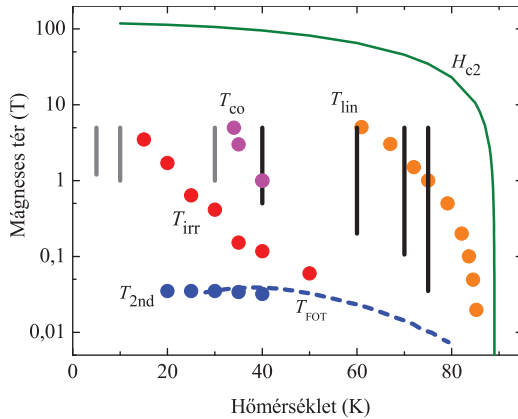


4.18. ábra. Nagyáramú I-V karakterisztikák $B = 3$ T térben és az ábrán feltüntetett különböző hőmérsékleteken. A betétábra ugyanezen I-V karakterisztikák deriváltját, azaz a differenciális ellenállást mutatja az áram függvényében. R_f -fel jelöljük a differenciális ellenállás határértékét a nagyáramú határesetben.

és közelítőleg ennél a térnél R_f átmegy egy gyengébb térfüggésbe. Amikor az olvadási vonalhoz közelítünk felülről, akkor R_f egy térfüggetlen, rögzített fázisra jellemző viselkedésbe megy át. A (4.14) egyenlet kitűnő leírást ad az általunk mért mindhárom mintán az R_f viselkedéséről. Az α paraméterre a 0,16, 0,19 és 0,21 értékeket kaptuk, azaz α lényegében mintafüggetlennek adódott.

Mivel az ellenállás logaritmikus térfüggése nagyon meglepő, áttekintettük a szakirodalomban publikált transzportméréseket, hogy független megerősítést kapjunk erre az összefüggésre. BSCCO-ban más nem végzett módszeres nagyáramú méréseket, de az a tény, hogy az I-V görbék lineárisak $T > T_{lin}(H)$ -ra, lehetővé teszi a kisáramú adatokkal való összehasonlítást ebben a hőmérséklet- és tér-tartományban. A 4.21(a) ábra mutatja az R_f - H függést, amit Busch és munkatársai [36] különböző mágneses terekben a hőmérséklet függvényében végzett kisáramú egykristály-ellenállásméréseiből nyertünk ki az ábrák digitalizálásával. Kitűnő egyezés látszik $T > T_{lin}$ esetén (teli szimbólumok az ábrán) a (4.14) egyenlettel, $\alpha = 0,23$ értékkel.

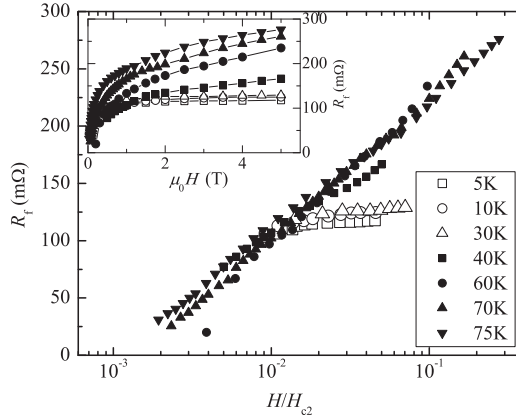
Hangsúlyozni szeretnénk, hogy az elektromos tulajdonságok erős anizotropiája miatt az árameloszlás erősen inhomogén a mintáinkban, így R_f az ab -irányú és c -irányú tulajdonságokat egyaránt tükrözi, ezért közvetlenül nem



4.19. ábra. A mintáinkon meghatározott hőmérséklet–mágneses tér fázisdiagram. T_{irr} jelöli a mágneses irreverzibilitási vonalat, T_{2nd} pedig a mágnesezettségi görbén tapasztalható „2. csúcs” helyét. Ezeket SQUID-es mágnesezettség-méréssel határoztuk meg. Viszonyításként szaggatott vonallal feltüntetjük a *Beidenkopf* és munkatársai [62] által mágnesezettség-mérésekkel észlelt elsőrendő fázisátalakulás hőmérsékletét is (T_{FOT}). Folytonos vonal jelöli a H_{c2} felső kritikus térre a (4.14) egyenletről kapott becslést. A függőleges fekete (szürke) egyenesek jelölik a 4.20. ábrán teli (üres) szimbólumokkal ábrázolt mérések helyét a fázisdiagramon. A T_{lin} -nél nagyobb hőmérsékleten az I–V-görbék lineárisak. A nagyáramú differenciális ellenállás (4.14) egyenlettel leírt logaritmikus térfüggése $T > T_{co}$ hőmérsékleten érvényes.

hasonlítható össze a BS-törvénnyel. Viszont ha a minta elég vastag a c -irányban (ez a mi egykristályainkra mindig teljesült), egy egyszerű skálázással (ld. (1.40) egyenlet) megmutattuk, hogy $R_f = A\rho_{eff}$, ahol A egy geometriai faktor, és az effektív ellenállás $\rho_{eff} = \sqrt{\rho_{ab}\rho_c}$ az ab -síokban és a c -irányban lévő fajlagos ellenállás mértani közepe. A fenti összefüggések természetesen akkor érvényesek, ha a fajlagos ellenállás tenzor lineáris, ami teljesül a $T > T_{lin}$ esetben. Ha az I–V görbék nemlineárisak, de – mint a mi esetünkben – a nagyáramú határesetben a differenciális ellenállás „telítődik”, azaz áramfüggetlenné válik, akkor ebben a határesetben szintén érvényesek a fenti képletek.

Eredményeink értelmezéséhez természetesen nagy segítséget jelentene, ha ρ_{ab} -t és ρ_c -t külön-külön is meg tudnánk határozni, nem csak a szorzatukat. Ennek egyik módja egy olyan sokkontaktusos mérés, amely során a feszültséget a mintának nem csak azon a lapján mérjük, ahol az áramkontaktusok vannak,

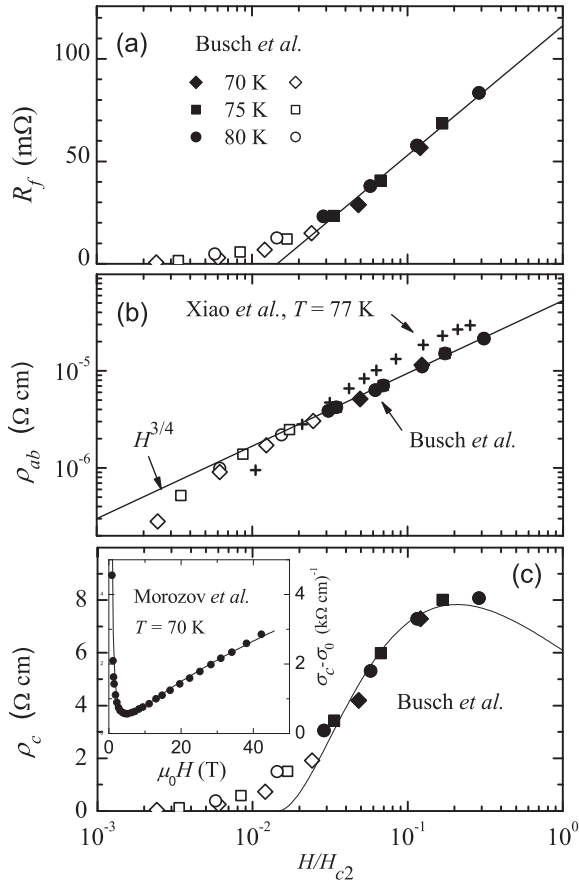


4.20. ábra. Nagyáramú differenciális ellenállás a H_{c2} felső kritikus térrel normált mágneses tér függvényében különböző hőmérsékleteken, logaritmus skálán ábrázolva. A betétábra ugyanazokat az adatokat mutatja lineáris skálán, normálás nélkül.

hanem az ezzel szembeni ab -síkon is. Az ilyen hatkontaktusos méréseinknek [52] az volt a konklúziója, hogy a $T < T_{\text{lin}}$ hőmérséklet-tartományban, ahol az I - V görbék nemlineárisak, a mi mérőberendezésünkkel nem lehetséges olyan nagy áramot alkalmazni, hogy a minta alsó lapján is elérjük az ellenállás telítődését, így ρ_{ab} és ρ_c szétválasztása csak a $T > T_{\text{lin}}$ lineáris tartományban kivitelezhető. A lineáris tartományban viszont az általunk kifejlesztett nagyáramú impulzustechnikánál az egyenáramú mérésekkel nagyobb érzékenység érhető el.

Mindezen megfontolások alapján ρ_{ab} és ρ_c térfüggésének a vizsgálatát a lineáris tartományban Busch és munkatársai [36] kisáramú, sokkontaktusos méréseinek eredményein végeztük el. Az általuk közölt, különböző terekben felvett R vs. T görbékből néhány rögzített hőmérsékleten leolvastuk a ρ_{ab} és ρ_c adatokat (4.21(b) és 4.21(c) ábra). A $T > T_{\text{lin}}(H)$ hőmérséklet- és mágneses tér-tartományban (teli szimbólumok) mindkét mennyiség H_{c2} -vel skálázódik, azaz $H/H_{c2}(T)$ függvényében ábrázolva a különböző hőmérsékleten mért adatok egyetlen görbére esnek. Ez a mestergörbe ρ_{ab} esetében egy hatványfüggvény (felhívjuk a figyelmet a log-log skálára a 4.21(b) ábrán):

$$\rho_{ab} \equiv \rho_f = \rho_{ab}^n (H/H_{c2})^\beta, \quad (4.15)$$



4.21. ábra. Az egykristály R_f ellenállása (a), az ab -sík ρ_{ab} ellenállása (b), a c -irány ρ_c ellenállása (c) a H_{c2} felső kritikus térrel normált mágneses tér függvényében. Az adatokat Busch és munkatársai [36] valamint Xiao és munkatársai [57] cikkéből nyertük. A (c) ábra betétábráján látható c -irányú vezetőképesség adatok Morozov és munkatársai [61] munkájából származnak.

ahol ρ_{ab}^n a fajlagos ellenállás a normális fázisban, a kitevő értéke pedig $\beta = 0,75 \pm \pm 0,02 \approx 3/4$, szemben a BS-törvény által adott 1 értékkel.

Ismerve R_f és ρ_{ab} analitikus alakját, a $\rho_c = (R_f/A)^2/\rho_{ab}$ összefüggés felhasználásával fel tudunk írni egy analitikus kifejezést a c -irányú ellenállásra is:

$$\rho_c = \rho_c^n (H/H_{c2})^{-\beta} [1 + \alpha \log(H/H_{c2})]^2, \quad (4.16)$$

ahol ρ_c^n a c -irányú normál ellenállás. Az R_f illesztéséből kapott $\alpha = 0,23$ együtthatót a ρ_{ab} illesztéséből kapott $\beta = 3/4$ kitevőt beírva ez a kifejezés kiválóan leírja a mérési eredményeket, ahogy az a 4.21(c) ábrán látható.

Sajátságos vonása a (4.16) egyenletnek, hogy maximumot jósol a c -irányú mágneses ellenállásban $H_{\max} = H_{c2} \exp(8/3 - 1/\alpha) \sim 0,1H_{c2}$ térnél, tehát jóval a kritikus mágneses tér alatt. Ezt a maximumot korábban c -irányú árammal végzett mérésekben már megfigyelték, ahogy azt a 4.21(c) ábra betétábráján szemléltetjük. Itt Morozov és munkatársai [61] publikációjának 5. ábráján látható 70 K-es $\sigma_c(B) - \sigma_0$ adatsort mutatunk, ahol $\sigma_c = 1/\rho_c$, és σ_0 a zérus mágneses térben mért c -irányú vezetőképesség. A kritikus térre adott fenti becslésünkéből $T = 70$ K-ra $\mu_0 H_{c2} = 46$ T adódik. Ezt felhasználva illesztettük a (4.16) összefüggést a mért adatokra, a kapott illesztési görbét a 4.21(c) ábrán folytonos vonal jelöli. Az illesztési paraméterek $\sigma_c^n = 1/\rho_c^n = 6,6$ (k Ω cm) $^{-1}$, $\sigma_0 = 3,6$ (k Ω cm) $^{-1}$ és $\alpha = 0,2$ voltak. Az utóbbi nagyszerű egyezést mutat az R_f mérésekből kapott α értékekkel. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy az illesztésből kapott σ_0 lényegesen kisebb a publikált [61] $\sigma_0 \approx 8$ (k Ω cm) $^{-1}$ értéknél. Ellenállásokra lefordítva ez annyit jelent, hogy [61]-ben nagy terekben a ρ_c sokkal lassabban csökken, mint azt a (4.16) összefüggés jósolja $\beta = 3/4$ mellett. Mivel a (4.11), (4.14) és (4.16) egyenletekben szereplő normál ellenállások jó egyezésben vannak a [36] cikkben mért értékekkel, így a [61] cikk adatai erős mágneses ellenállást mutatnak a normál fázisban, amint azt a szerzők is kiemelik.

Kézenfekvő módszer a síkokon belüli ρ_{ab} fajlagos ellenállás mérésére vékonyréteg minták használata, ahol a várakozás szerint az árameloszlás a minta keresztmetszetén homogén. A 4.21(b) ábrán összehasonlításul mutatunk egy olyan vékonyréteg adatsort, melyet a [57] hivatkozásban közölt 77 K-es I - V görbék digitalizálásából kaptunk. Az 1 T feletti adatok tűrhető egyezést mutatnak a $H^{3/4}$ függéssel. Azonban ha közlebről megvizsgáljuk ezt az adatsort, látható, hogy a $\log \rho_{ab} - \log H$ görbe alulról konkáv, azaz szisztematikusan eltér a hatványfüggvénytől. Ez a „logaritmus-szerű” (de nem logaritmikus) viselkedés más vékonyréteg eredményeken is megfigyelhető, bár lényeges kvantitatív különbségek vannak az egyes kutatócsoportok eredményei között. Egy lehetséges

magyarázat, hogy makroszkopikus hibák, mint például lépcsők a minta felszínén c -irányú áramokat keltenek és a mért ellenállás ρ_{ab} és ρ_c egy mintafüggő kombinációját tükrözi.

Legeredetibb eredményünk az R_f ellenállásra kapott logaritmikusan térfüggés. Habár ρ_{ab} és ρ_c esetében egyaránt a H tértől való valamilyen hatványfüggvény szerinti függést várunk, az $R_f \propto \sqrt{\rho_{ab}\rho_c}$ ellenállásnál ilyen faktort nem észlelhetünk. Ennek egy lehetséges oka, hogy a hatványfüggvények kiesnek a $\rho_{ab}\rho_c$ szorzatban (eredményeink szerint ezek az exponensek $3/4$ illetve $-3/4$). Egy R_f -ben megjelenő hatványfüggvényt már $0,1$ -es exponens értéktől érzékelnünk kéne a mérési adatainkból, ebből következik, hogy az exponensek nagyon pontosan egyeznek. Ezen kívül ρ_{ab} -ban nincs logaritmikusan korrekció, így annak ρ_c -ből kell származnia, hogy R_f -ben megjelenhessen.

Megállapíthatjuk, hogy első közelítésben mind ρ_{ab} , mind σ_c arányos az $N(0)$ kvázirészecske állapotsűrűséggel a Fermi-nívónál: a c -irányban a kvázirészecske alagútáram arányos $N(0)$ -lal, míg az ab -síkbán a szupravezető áram és a rács közötti impulzusmomentum átadás arányos $N(0)$ -lal, mivel azt az alacsony-energiás kvázirészecskék okozzák. Ennek következtében a $\rho_{ab}\rho_c$ szorzatban $N(0)$ eltűnik. A konvencionális szupravezetőkben $N(0)$ arányos a vortexek számával, tehát H -val, ami egy lineáris ellenállás-tér függéshez vezet (BS-törvény). A nemkonvencionális szupravezetőkben $N(0)$ -ra lineárisnál gyengébb térfüggést várunk a kiterjedt közel-csomóponti kvázirészecskék következtében. Ha a rendparaméter az impulzustérben egy vonal mentén válik nullává, akkor az állapotsűrűsége az $N(0) \propto H^{1/2}$ összefüggés érvényes.

Összegezve, föllállítottunk egy kísérleti szabályt a BSCCO egykristály ellenállásának térfüggésére, ugyanakkor külön-külön ρ_{ab} és ρ_c térfüggésére is a nagyáramú szabad fluxusáramlás esetén. A H_{c2} -vel való skálázódást, R_f logaritmikusan térfüggését, valamint a ρ_{ab} -ben megjelenő $3/4$ -es exponenst nehéz értelmezni a jelenlegi szupravezetőkre vonatkozó elméletekkel.

4.4. Hall-feszültség a rögzített vortex fázisban

Kísérleteink során – a 3.7.1 és 3.7.2. fejezetekben – láthattuk, hogy mind a vortexfolyadék, mind a rögzített vortex fázisban megjelenik a longitudinális disszipációval azonos nagyságrendű transzverzális disszipáció is, melyet nem a kontaktusok geometriája okoz. Ugyanakkor, ha nézzük a Hall-feszültséget – amely az antiszimmetrikus kombinációja a transzverzális feszültségeknek ((3.4) összefüggés) – azt tapasztaljuk, hogy a rögzített fázisban a kritikus áramnál több nagyságrenddel nagyobb áramokig sem jelenik meg. Ezért feltételeztük, hogy a Hall-feszültség hiányának oka rögzített vortex fázisban hasonló a rendezetlen potenciáltérben mozgó Wigner-kristályhoz: ott a Hall-effektus a már mozgó elektronrendszerben akkor jelenik meg, ha a mozgást okozó Lorentz-erő nagyobb a transzverzális mozgást akadályozó potenciálgátnál. Ezt a potenciálgátat a csatornafal jelenti, amely a periodikus rendszereknek véletlenszerű potenciáltérben való mozgása során alakul ki.

Ezek után nézzük meg, hogy milyen erők hatnak egy szabadon mozgó vortexre, illetve egy csatornák által vezetett vortexre! A két esetet a 4.22. és a 4.23. ábrákon szemléltetjük.

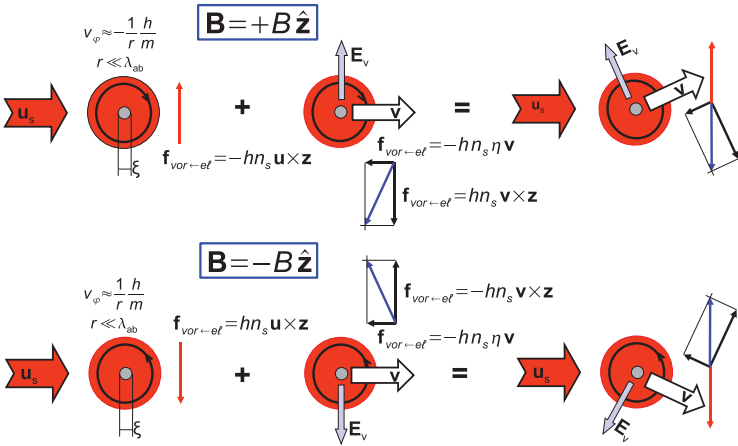
Az egységnyi hosszúságú vortexre ható erő

$$\mathbf{f} = hm_s(\pm(\mathbf{u}_s - \mathbf{v}) \times \hat{\mathbf{z}} - \eta\mathbf{v}), \quad (4.17)$$

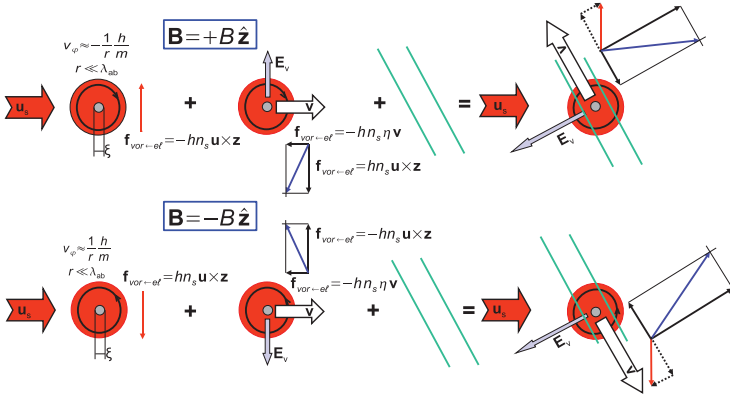
ahol az első tag a Lorentz- vagy Magnus-erő, amely az elektronok és a vortexek relatív sebességétől függ, és arra mindig merőleges; a második a súrlódási erő, amely mindig a vortex mozgásával ellentétes irányba hat. A 4.22. ábrán az erő, mely az \mathbf{u}_s szupravezető áram sebességétől függ, piros nyíllal van jelölve, míg a \mathbf{v} sebességgel mozgó vortexekre ható erő és a súrlódási erő összegét kék nyíllal jelöltük. Ha a vortex rögzített $\mathbf{v} = 0$, nincs potenciálgadiens, nincs disszipáció, és nincs Hall-effektus sem. Ahhoz, hogy a Hall-feszültség megjelenjen az kell, hogy a vortexek ne legyenek rögzítve. Ha stacionárius egyensúlyban vannak, a vortexekre ható erők összege nulla, ekkor a fenti két erő kompenzálja egymást. Ehhez a kék nyíllal jelölt eredő erőnek el kell fordulnia egy γ szöggel, amelyre

$$\tan \Theta = \tan^{-1} \gamma. \quad (4.18)$$

Egy érdekes határeset az, amikor $\gamma \rightarrow 0$, ekkor a vortex együtt mozog a



4.22. ábra. Hall-effektus szabad vortexáramlás esetén



4.23. ábra. Hall-effektus csatornában történő vortexáramlás esetén

szupravezető elektronok áramával, ami maximális Hall-effektust ad:

$$E_y = \frac{B}{n_s e} J_x, \tag{4.19}$$

és nincs disszipáció ($E_x = 0$), mivel a kémiai potenciál gradiense az elektromos térrel kifejezve

$$\mathbf{E} = \Phi_0 n_v (\mathbf{v} \times \hat{\mathbf{z}}). \quad (4.20)$$

Az elektromos tér vektor mindig merőleges a vortex sebességére, és iránya a vortexcirkuláció irányától függ. Az elforgatás γ szöge a

$$\tan \Theta = \frac{E_y}{E_x} \quad (4.21)$$

összefüggéssel definiált Θ Hall-szög komplementere. Az elforgatás miatt γ növelésével a Hall-effektus csökken, a disszipáció pedig növekszik:

$$E_y \rightarrow \pm \frac{B}{n_s e} J_x \frac{1}{1 + \gamma^2} \quad \text{és} \quad E_x \rightarrow \frac{B}{n_s e} J_x \frac{\gamma}{1 + \gamma^2}. \quad (4.22)$$

A 4.22. ábra alsó sorában láthatjuk az erőket és az elektromos tereket megfordított irányú mágneses tér esetén. Azt láthatjuk, hogy az E_y Hall-tér előjelet vált a mágneses tér előjelváltásakor, viszont E_x változatlan marad.

Tekintsük most azt az esetet, amikor a vortexek mozgását befolyásoló csatornák is jelen vannak. (A csatornák jelenlétét Vad Kálmán és munkatársai a T_c kritikus hőmérséklet közelében már korábban igazolták [64].) Ezt láthatjuk a 4.23. ábrán. A zölddel jelölt csatornákra merőleges erőket a csatornafalak semlegesítik. A vortexre ható erőnek csupán a csatornával párhuzamos komponensét kell kompenzálni, az ábrán látható módon. A mágneses tér megfordításával az elektromos tér előjele nem változik, ugyanis a (4.20) összefüggésben a tér megfordításával a \mathbf{v} vortexsebesség és $\hat{\mathbf{z}}$ mágneses tér irány egyaránt előjelet vált. Így a transzverzális feszültség antiszimmetrikus része nulla, vagyis nincs valós Hall-effektus ((3.2) egyenlet). Ezzel szemben megjelenik egy nem nulla szimmetrikus transzverzális feszültség ((3.3) egyenlet). Ennek, és a longitudinális feszültségnek az arányából definiálhatjuk a csatornaszöveget:

$$\frac{(V_T(+H) + V_T(-H))}{2V_L(H)} \quad (4.23)$$

Amikor a csatornafalak által kifejtett erők már nem elégségesek, hogy bent tartsák a vortexeket a csatornában, azt várjuk, hogy a vortexek a csatornákat elhagyva szabad vortexmozgást végeznek, megjelenik egy valódi Hall-effektus a

pszeudo Hall-effektus mellett. A mágneses tér megfordításával kapható nemzérus antiszimmetrikus transzverzális feszültség megjelenése egyértelműen megkülönbözteti a valódi Hall-effektust a pszeudo párjától.

Ennek figyelembevételével vizsgáljuk meg újra a kísérleti eredményeinket!

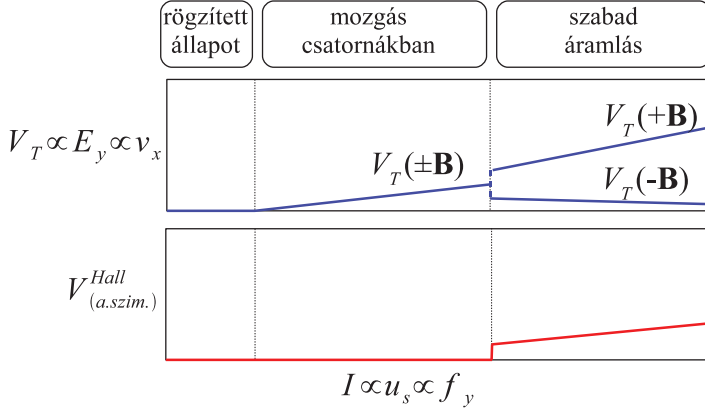
Ehhez először megnézzük a Hall-effektust normál és vortexfolyadék fázisban. Vizsgáltuk, hogy a fentes definiált Hall-szög és csatornaszög hogyan változik a hőmérséklettel a mágneses térrel illetve az alkalmazott árammal. A 3.35. ábrán egy teljes mérési sorozat látható 200 K-en, ami a normál fázisban van, a pszeudogap tartomány (≈ 150 K) felett [65]. Tapasztaltuk, hogy a hőmérsékletet csökkentve a csatorna szög hirtelen térfüggővé válik 80 K körül (3.37. ábra alsó grafikon). A Hall-szög esetében pedig azt tapasztaltuk, hogy 300 K-tól a hőmérséklet csökkenésével lineárisan növekszik [66], majd egy széles maximum után rohamosan csökken. Ez az átfordulás, ellentétben az optimálisan dópolt mintákon megfigyeltekkel nem a kritikus hőmérsékletnél, hanem jóval fölötte történik (3.37. ábra középső grafikon). Közéltőleg ugyanott, ahol a csatornaszög térfüggővé válik.

Hasonlóan másokhoz [67] megmutattuk, hogy a kis áramú Hall-effektus aluldópolt mintákban az egész hőmérséklet-tartományban azonos előjelű, ellentétben az optimálisan dópolt mintákkal, ahol T_c körül előjelet vált. A kisáramú Hall-effektus a rögzített fázishoz közeledve tart nullához. Ezt értelmezhetjük a rögzített fázisban megjelenő kollektív pinning hatásaként, aminek következtében a kisáramú Hall-effektus eltűnik, ugyanakkor a disszipáció is megszűnik.

Nézzük meg mi a helyzet olyan nagy meghajtó áramok esetén, melyek a rögzítésről való leszakításhoz tartozó kritikus áramnál (~ 1 mA) több nagyságrenddel nagyobbak (3.39. ábra)! Jelentős disszipáció tapasztalható mind longitudinális, mind transzverzális irányban. Ugyanakkor a transzverzális feszültségek antiszimmetrikus kombinációja 6 K-en, nagy mágneses térben csupán a kritikus áram több százszorosánál jelenik meg. Ennél a második kritikus áramnál a transzverzális I-V görbék a felfelé illetve lefelé mutató mágneses térben szétválnak, megjelenik a valódi Hall-feszültség. Látjuk, hogy a kapott mérési görbék összhangban állnak a fenti csatorna-modellből kapható I-V görbékkel (4.24. ábra).

Összegezve az alacsony hőmérsékletű Hall-effektussal kapcsolatos eredményeket:

- A Hall-effektus megjelenik egy I_{kr}^{Hall} kritikus áramnál, amely jóval nagyobb a vortexek leszakításához szükséges I_{kr}^{depin} kritikus áramnál.



4.24. ábra. Transzverzális áram–feszültség karakterisztikák (felső ábra), és a Hall-feszültség az áram függvényében (alsó ábra) a csatorna modell alapján.

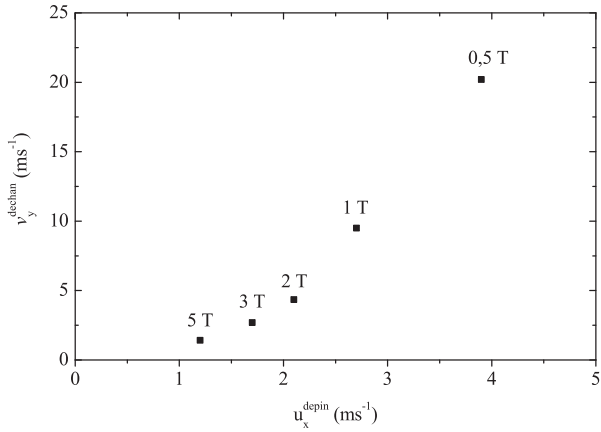
- Alacsonyabb kritikus áramhoz alacsonyabb I_{kr}^{Hall} kritikus áram tartozik, így ($I_{kr}^{depin} \propto H^{-1/2}$ miatt) nagyobb mágneses térhez is kisebb I_{kr}^{Hall} tartozik.

A fenti két tulajdonság beleillik a csatorna modell által adott képbe. Kevésbé érthető, bár a modellnek nem mond ellent a következő két tulajdonság:

- A Hall-feszültség egy maximumot mutat, mely után úgy tűnik, mintha egy szerényebb értékhez tartana az áram függvényében.
- A Hall-effektus maximális értéke csökken a mágneses tér növelésével, ami arra utal, hogy nem lineáris a térrel.

Figyelembe véve, hogy a vortexek leszakításához szükséges I_{kr}^{depin} kritikus áram az u_s transzport szupravezető elektron sebességtől függ, míg az I_{kr}^{Hall} Hall kritikus áram a v vortexsebességtől, ábrázoltuk a $v(u_s)$ függést különböző mágneses terek esetén (4.25. ábra). Nagyon durván azt mondhatjuk, hogy a csatornák elhagyásához kb. 5-ször nagyobb erő szükséges, mint a vortexek leszakításához. Ez egy váratlan eredmény, mivel a 2D Wigner-kristályokon végzett mérések alapján 1/5-öt vártunk volna [68].

Mindezen tényeket figyelembe véve azt gondoljuk, hogy egy erős jelzés van arra, hogy a vortexek a rögzített fázisban – a rögzítésekről való leszakadást követően – csatornáknban mozognak, és ez az oka a Hall-effektus hiányának. Ha



4.25. ábra. A Hall-effektus megjelenéséhez tartozó kritikus erő a vortexek rögzítésekről való leszakadásához szükséges kritikus erő függvényében.

sikerül akkora meghajtóerőt alkalmazni, hogy legyőzzük a csatornafalak által képviselt transzverzális gátat, akkor a Hall-feszültség megjelenik.

Összefoglalás

1. Megmutattam, hogy hasonlóan az optimálisan dópolt BSCCO magas-hőmérsékletű szupravezető egykristályokhoz az erősen aluldópolt egykristályok fázisdiagramja is rendelkezik az úgynevezett T_{ms} metastabilitás vonallal. Az aluldópolt minták esetén ezen T_{ms} hőmérséklet alatt a térben hűtött minták (FC) nem csupán mágneses perturbációval, hanem áram perturbációval is átvihetők a stabil, tér nélkül hűtött (ZFC) állapotba. A ZFC állapot viszont hőmérséklet-változtatásra mutat irreverzibilitást. Áthaladva a metastabilitás vonalon akár a hőmérséklet, akár a mágneses tér változtatásával a kritikus áram mágneses tértől való függését leíró kitevő ugrásszerűen megváltozik. A metastabilitás egy dinamikus átalakulásra, míg a mágneses tér függés exponensének ugrása inkább egy elsőrendű fázisátalakulásra utal. Mindkét lehetőséget megvizsgáltam és megmutattam, hogy a dinamikai modell kielégítő választ ad a fent leírt jelenségekre. A modellen belül a metastabilitás vonal a vortexeket rögzítő csapdák termikus lecsatolódásának kezdetét jelenti és egy $\log H \propto 1/T_{ms}$ függést ad, ami jól egyezik a mért adatokkal mindkét dópolás esetén [69].

2. Nagy pontosságú lépcsősen maratott mintákon elvégeztem a fluxus-transzformátor mérést alacsony hőmérsékletek mellett és a vortexrendszer 2D–3D átmenetéhez tartozó mágneses térnél kisebb terekben, ahol a vortexrendszer háromdimenziós. A kisszögű neutronszórás kísérletekből tudjuk, hogy FC esetben alakul ki a 3D vortexstruktúra. Ezzel szemben a ZFC módon előkészített mintákon kaptam azonos kritikus áramot a minta felső lapján és a különböző mélységben lévő lépcsők felszínén, FC előkészítés esetén azonban a két kritikus áram különbözött.

Egy árameloszlási modell segítségével megmutattam, hogy a magashőmérsékletű szupravezetőkben a disszipációt nem a vortexrendszer dimenziója, hanem az erős anizotrópia által kialakult árameloszlás határozza meg [70].

3. Újraelemeztem a csoportunk által korábban BSCCO egykristályokon végzett nagyáramú transzportméréseket. Kellően nagy, a hőveszteség felléptének

küszöbáramát többszörösen meghaladó áramoknál a minta differenciális ellenállása állandóhoz tart. Ennek a nagyáramú ellenállásnak a hőmérséklet- és mágneses tér-függése volt elemzésem tárgya.

Megmutattam, hogy egykristály mintákon a jól vezető ab -síkon elhelyezett érintkezőkkel mért R_f nagyáramú ellenállás a vortexfolyadék fázisban a H_{c2} felső kritikus mágneses térrel skálázódik. Skálázás alatt azt értem, hogy a különböző hőmérsékleteken azonos H/H_{c2} érték mellett mért ellenállások megegyeznek, vagyis $R_f = f(H/H_{c2})$, ahol H a mágneses tér és az f függvény független a hőmérséklettől. Megmutattam, hogy az f függvény alakja $f = R_n[1 + \alpha \log(H/H_{c2})]$, ahol R_n a minta normál ellenállása a T_c kritikus hőmérsékleten és $\alpha = 0,20 \pm 0,03$. Rámutattam, hogy mivel a kritikus hőmérséklet közvetlen közelében az áramfeszültség jelleggörbe lineárisává válik, ebben a – munkatársaimmal korábban pontosan körülhatárolt – tartományban mód van a szakirodalomban közölt pontos kisáramú mérésekkel való összevetésre.

Elemeztem Busch és munkatársai kisáramú adatait és megmutattam, hogy kvantitatívan egyeznek az általam felállított skálatörvénnyel ($\alpha = 0,23$). Ugyan-ezen kisáramú adatok elemzésével megmutattam, hogy a fajlagos ellenállás az ab -síokban $\rho_{ab} = \rho_{ab}^n (H/H_{c2})^\beta$, ahol ρ_{ab}^n a fajlagos ellenállás a normál fázisban, és a β kitevőre $3/4$ értéket kaptam, ami különbözik a Bardeen–Stephen-törvénnyel leírt és a konvencionális szupravezetőkben megfigyelt $\beta = 1$ kitevőtől.

Ezt az összefüggést és az R_f -re kapott skálatörvényt felhasználva analitikus alakot kaptam a c -irányú ρ_c fajlagos ellenállásra is, amely jól egyezik a szakirodalomban található mérési eredményekkel. A c -irányú mágneses ellenállásra adott elemzésem jól egyezik a mágneses ellenállásban korábban leírt és sokat vizsgált maximummal; az általam leírt modellben ez a tér függvényében monoton növekvő állapotsűrűségből és csökkenő alagutazási valószínűségből természetesen adódik. Rámutattam, hogy a fenti leírás a rögzített vortex fázisban érvényét veszti, valószínűleg a palacsintavortexek közötti térbeli korreláció megváltozása miatt [70, 71].

4. Megmutattam, hogy kellően nagy meghajtó áramok esetén a rögzített vortex fázisban is megjelenik a Hall-feszültség. Ezzel igazoltam, hogy a vortexrács a véletlenszerű hibák potenciáletterében – hasonlóan más kétdimenziós rugalmas rácsához – a hibákról való leszakadás után csatornák mentén mozog. Ezen csatornák elhagyásához egy újabb, még nagyobb kritikus áram szükséges, ennél nagyobb meghajtó áramot alkalmazva a vortexek valóban szabadon mozognak. Eredményeim szerint a csatornák elhagyásához ötször nagyobb erő szükséges mint a vortexek leszakításához. [72, 73].

Irodalomjegyzék

- [1] J. G. Bednorz and K. A. Müller, *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [2] J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965).
- [3] A. R. Strnad, C. F. Hempstead, and Y. B. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 794 (1964).
- [4] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, *Phys. Rev.* **139**, A1163 (1965).
- [5] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, J. Giapintzakis, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 797 (1995).
- [6] P. Le Doussal and T. Giamarchi, *Phys. Rev. B* **57**, 11356 (1998).
- [7] K. Moon, R. T. Scalettar, and G. T. Zimányi, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2778 (1996).
- [8] H. Raffy, S. Labdi, Z. Z. Li, H. Rifi, S. F. Kim, S. Megtert, O. Laborde, and P. Monceau, *Physica C* **235-240**, 182 (1994).
- [9] Y. I. Latyshev, T. Yamashita, L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, A. V. Balatsky, and M. P. Maley, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5345 (1999).
- [10] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, International Edition, 1996), 2nd ed.
- [11] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [12] W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- [13] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950).
- [14] W. H. Kleiner, L. M. Roth, and S. H. Autler, *Phys. Rev.* **133**, A1226 (1964).
- [15] B. D. Josephson, *Physics Letters* **16**, 242 (1965).
- [16] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).

- [17] P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
- [18] P. W. Anderson and Y. W. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
- [19] C. Caroli, P. G. de Gennes, and J. Matricon, Physics Letters **9**, 307 (1964).
- [20] J. G. Bednorz and K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [21] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, Phys. Rev. Lett. **58**, 908 (1987).
- [22] S. Hikami, T. Hirai, and S. Kagoshima, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L314 (1987).
- [23] Z. X. Zhao et al., Kexue Tongbao **32**, 661 (1987).
- [24] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, Phys. Rev. Lett. **68**, 875 (1992).
- [25] W. E. Lawrence and S. Doniac, Proc. 12th Int. Conf. Low Temp. Phys. p. 361 (1970).
- [26] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, Phys. Rev. Lett. **68**, 875 (1992).
- [27] L. I. Glazman and A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **43**, 2835 (1991).
- [28] F. A. Lindemann, Physikalische Zeitschrift **11**, 609 (1910).
- [29] J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
- [30] S. M. Girvin, *The Kosterlitz-Thouless Phase Transition* (Department of Physics, Indiana University, Bloomington, IN 47405, 2000).
- [31] A. I. Larkin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **58**, 1466 (1970).
- [32] A. I. Larkin and Y. V. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. **34**, 409 (1979).
- [33] A. Brass, H. J. Jensen, and A. J. Berlinsky, Phys. Rev. B **39**, 102 (1989).
- [34] T. Matsuda, K. Harada, H. Kasai, O. Kamimura, and A. Tonomura, Science **271**, 1393 (1996).
- [35] A. Schönenberger, A. Larkin, E. Heeb, V. Geshkenbein, and G. Blatter, Phys. Rev. Lett. **77**, 4636 (1996).
- [36] R. Busch, G. Ries, H. Werthner, G. Kreiselmeyer, and G. Saemann-Ischenko, Phys. Rev. Lett. **69**, 522 (1992).

- [37] W. C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 277 (1968).
- [38] D. E. McCumber, *J. Appl. Phys.* **39**, 3113 (1968).
- [39] V. Ambegaokar and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963).
- [40] V. Ambegaokar and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 104 (1963).
- [41] A. Yurgens, D. Winkler, T. Claeson, G. Yang, I. F. G. Parker, and C. E. Gough, *Phys. Rev. B* **59**, 7196 (1999).
- [42] M. Suzuki, T. Watanabe, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4248 (1998).
- [43] F. de la Cruz, E. Rodríguez, H. Pastoriza, A. Arribére, and M. F. Goffman, *Physica B* **197**, 596 (1994).
- [44] E. Rodríguez, M. F. Goffman, A. Arribére, F. de la Cruz, and L. F. Schneemeyer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3375 (1993).
- [45] S. Labdi, H. Raffy, O. Laborde, and P. Monceau, *Physica C* **197**, 274 (1992).
- [46] B. Keszei, G. Szabó, J. Vandlik, L. Pogány, and G. Oszlányi, *J. Less Common Metals* **155**, 229 (1989).
- [47] J. R. Cooper, L. Forró, and B. Keszei, *Nature* **343**, 444 (1990).
- [48] K. Vad, J. Hakl, A. Csik, S. Mészáros, M. Kis-Varga, G. A. Langer, A. Pallinger, and M. Bodog, *Vacuum* **84**, 144 (2010).
- [49] B. Sas, F. Portier, K. Vad, B. Keszei, L. F. Kiss, N. Hegman, I. Puha, S. Mészáros, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. B* **61**, 9118 (2000).
- [50] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
- [51] P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
- [52] I. Pethes, A. Pomar, B. Sas, G. Kriza, K. Vad, A. Pallinger, F. Portier, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. B* **68**, 184509 (2003).
- [53] S. Berry, Ph.D. thesis, Université de Paris, Orsay, France (1999).
- [54] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K.-i. Kumagai, M. Kosugi, and K. Hirata, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1972 (1997).

- [55] R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L. Lee, D. M. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kesparallel, T. W. Liparallel, A. A. Menovsky, et al., *Nature* **365**, 407 (1993).
- [56] R. D. Parks, *Superconductivity* (Marcel Dekker, Inc., New York, 1969).
- [57] Z. L. Xiao, P. Voss-de Haan, G. Jakob, and H. Adrian, *Phys. Rev. B* **57**, R736 (1998).
- [58] R. Mallozzi, J. Orenstein, J. N. Eckstein, and I. Bozovic, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1485 (1998).
- [59] T. Hanaguri, T. Tsuboi, Y. Tsuchiya, K.-i. Sasaki, and A. Maeda, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1273 (1999).
- [60] M. N. Kunchur, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137005 (2002).
- [61] N. Morozov, L. Krusin-Elbaum, T. Shibauchi, L. N. Bulaevskii, M. P. Maley, Y. I. Latyshev, and T. Yamashita, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1784 (2000).
- [62] H. Beidenkopf, N. Avraham, Y. Myasoedov, H. Shtrikman, E. Zeldov, B. Rosenstein, E. H. Brandt, and T. Tamegai, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257004 (2005).
- [63] Q. Li, K. Shibusaki, M. Suenaga, I. Shigaki, and R. Ogawa, *Phys. Rev. B* **48**, 9877 (1993).
- [64] K. Vad, S. Mészáros, and B. Sas, *Physica C* **432**, 43 (2005).
- [65] C. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, and O. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149 (1998).
- [66] L. Forró, M. Raki, J. Y. Henry, and C. Ayache, *Solid State Comm.* **69**, 1097 (1989).
- [67] P. V. de Haan, Ph.D. thesis, Universität Mainz, Germany (1999).
- [68] F. Perruchot, F. I. B. Williams, C. J. Mellor, R. Gaal, B. Sas, and M. Henini, *Physica B* **284**, 1984 (2000).
- [69] Á. Pallinger, B. Sas, G. Kriza, K. Vad, L. Forró, H. Berger, F. Portier, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. B* **80**, 024206 (2009).

- [70] Á. Pallinger, B. Sas, I. Pethes, K. Vad, F. I. B. Williams, and G. Kriza, *Phys. Rev. B* **78**, 104502 (2008).
- [71] G. Kriza, Á. Pallinger, B. Sas, I. Pethes, K. Vad, and F. I. B. Williams, *Physica B* **404**, 510 (2008).
- [72] Á. Pallinger, B. Sas, G. Kriza, F. I. B. Williams, and L. Forró, in *Vortex Wrocław 2006, The 11th International Workshop on Vortex Matter* (Poland, 2006).
- [73] Á. Pallinger, B. Sas, G. Kriza, F. I. B. Williams, and L. Forró, in *GDR 2284 – systèmes élastiques en potentiel désordonné* (Vogüé, France, 2005).