

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA SZILÁRDTESTFIZIKAI ÉS
OPTIKAI KUTATÓINTÉZET

Némethné Pethes Ildikó

*Disszipáció $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ magashőmérsékletű
szupravezetőben*

Doktori értekezés

Témavezető: Dr. Kriza György

2003.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Irodalmi összefoglalás	5
2.1. Vortexek	5
2.1.1. A kritikus állapot és a fluxus csúszás	8
2.1.2. Fluxus áramlás	10
2.2. Magashőmérsékletű szupravezetők	14
2.2.1. Szerkezet, felépítés, jellemzők	15
2.2.2. Lawrence – Doniach-modell	17
2.2.3. Magashőmérsékletű szupravezetők fázisdiagramja	19
2.2.4. A pinning hatása	22
2.2.5. d -típusú szupravezetés	25
2.3. Transzport és mágnesezettség mérések magashőmérsékletű és nem-hagyományos szupravezetőkön	27
3. Kísérleti technika	32
3.1. A minták	32
3.2. Mintatartó, mérőfej, kriotechnika	33
3.3. Mérési elrendezés	35
3.4. A fűtés	38
4. Kísérleti eredmények	42
4.1. Áram-feszültség karakterisztikák	42
4.2. A küszöbáram (I_k)	47
4.3. A többletáram (I_t)	55
4.4. A differenciális ellenállás	57
4.5. A c -irányú mérések	60

5. A kísérleti eredmények értelmezése	66
5.1. Fázisdiagram, metastabilitás vonal	66
5.2. Árameloszlás	72
5.3. Differenciális ellenállás	78
6. Összefoglalás, tézispontok	82
Köszönetnyilvánítás	85
Irodalomjegyzék	86

1. Bevezetés

A magashőmérsékletű szupravezető anyagok 1986-os felfedezése [1] új fejezetet nyitott a szupravezetők fizikájában. Azóta sok tekintetben sikerült viselkedésüket megérteni, de mind a mai napig jelentős kutatási területet jelentenek mind alkalmazási, mind alapkutatói szempontból. Ez nem meglepő, hiszen egy olyan anyagcsaládról van szó, amely szupravezetővé válik már a cseppfolyós nitrogén hőmérséklete fölött. Éppen ezért igen fontos megérteni, hogy milyen mechanizmusok hozzák létre, befolyásolják a disszipációt ezekben az anyagokban.

A magashőmérsékletű szupravezetők közös jellemzője a réteges szerkezet, a szupravezetés egyrészt az *ab* síkkal párhuzamos réz-oxid szupravezető síkokban, másrészt a gyengén csatolt síkok közötti Josephson-csatolás révén valósul meg. A síkok közötti gyenge csatolás miatt a vezetőképesség nagyon anizotróp, mind a normál, mind a szupravezető fázisban. Többek között ez a felelős a mágneses tér alkalmazásával keletkező vortexek viselkedését jellemző fázisdiagram gazdagságáért.

A szupravezetőkben fellépő disszipációt a vortexek mozgása és a rendparaméter fázisának a szomszédos síkok közötti fluktuációi okozzák. Ezért igen fontos megismerni a vortexek viselkedését a mágneses tér – hőmérséklet fázisdiagram különböző tartományaiban.

Munkám során $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ erősen anizotróp, másodfajú magashőmérsékletű szupravezető egykristályokat vizsgáltam, az erre a célra kifejlesztett rövid impulzusi-dejű, nagyáramú mérés technikával. Ez a mérés technika tette lehetővé, hogy elhanyagolható fűtés mellett nagy áramokig lehessen vizsgálni a rendszer válaszát. Méréseimet a Magyar Tudományos Akadémia Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézetében, és Franciaországban (CEA, Saclay) végeztem. Lehetőségem nyílt széles mágneses tér (maximum 18 T) és hőmérséklettartományban (4,5-90 K) tanulmányozni a vortexrendszer viselkedését.

Az első mérések alapján számos alapvető kérdés várt tisztázásra. A transzport mérések eredményeinek megértéséhez alapvető feladat a minta belsejében megvalósuló áram- és potenciáeloszlás meghatározása. A néhány mikron vastag egykristályok vizsgálata során a korábban homogénnek tekintett áramsűrűség-eloszlás a nagy anizotrópia miatt megkérdőjelezhetőnek bizonyult. Ennek tisztázása a technikai alkalmazások számára is alapvetően fontos, a disszipációmentesen hordozható maximális áramsűrűségek

eléréséhez.

A klasszikus szupravezetők esetében már alaposan megvizsgált terület a disszipáció mechanizmusa. A Bardeen – Stephen-törvényt[2] gyakorta alkalmazzák a magashőmérsékletű szupravezetők viselkedésének leírásához is. Ugyanakkor ennek érvényességét – például az általam vizsgált anyagon alacsony hőmérsékleteken – nem vizsgálták kellőképpen, éppen a mérés technikai nehézségei miatt. Az általunk alkalmazott technika azonban lehetővé tette a még feltáratlan területeken is a disszipáció alapos vizsgálatát.

Szintén az első eredmények vetették fel a kérdést, a különbözőképpen előkészített mintákban kialakuló vortexfázisok stabilitásáról [3]. Míg korábban kétség sem merült fel a mágneses tér alkalmazása mellett lehűtött mintában kialakuló vortexfázis stabil állapotával szemben, addig ezek a mérések ezzel ellentétes eredményeket sejtettek. Méreéseim során alaposan megvizsgáltam mind a tér nélkül hűtött, mind a tér alkalmazása mellett hűtött mintákban kialakuló vortexrendszer stabilitását.

Dolgozatom felépítése a következő: Az első részben az irodalom alapján összefoglalom a vortexrendszerek viselkedésének elméletét, a magashőmérsékletű szupravezetők legfontosabb tulajdonságait, vortexmozgással kapcsolatos mágnesezettség és transzportmérések legfontosabb eredményeit. A második szakaszban a kísérleteim során alkalmazott mintákról, technikámról, összeállításról számolok be. Ezt követi a kísérleti eredmények bemutatása, ennek során a transzport mérésekkel kapott áram-feszültség karakterisztikák általános jellemzése után a jellemző paraméterek viselkedését tárgyalom. A negyedik szakaszban a kísérleti eredmények értelmezését mutatom be.

2. Irodalmi összefoglalás

2.1. Vortexek

Másodfajú szupravezetők mágneses tér – hőmérséklet ($B - T$) fázisdiagramján három alapvető tartományt különíthetünk el. A $B > B_{c2}(T)$ normál fázis mellett a szupravezető fázis két tartományra osztható. $B < B_{c1}(T)$ mágneses tér esetén a Meissner-fázisban vagyunk, a mágneses tér kiszorul a mintából, az anyag belsejében $B = 0$. $B_{c1} < B < B_{c2}$ középső tartományban, amelyet Subnyikov- vagy kevert fázisnak neveznek, a mágneses tér kvantált fluxusvonalak, ún. vortexek mentén behatol a mintába, de a szupravezetés még fennmarad.

Hagyományos szupravezetők esetén a rendszer jól kezelhető a Ginzburg–Landau-elmélet (GL) keretei között. A Ψ komplex rendparaméter – melyet $\Psi(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})| \exp(i\varphi)$, az abszolútérték és a fázisfaktor szorzatát tartalmazó alakban is szokás írni – hatványával kifejtett szabadenergia-függvényt (2.1),

$$f = f_n + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})\Psi|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.1)$$

Ψ illetve \mathbf{A} szerint variálva kaphatók (2.2) és (2.3) GL-differenciálegyenletek:

$$\frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (2.2)$$

$$\mu_0 \mathbf{J} = -\frac{ie^*\hbar}{2m^*} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{e^{*2}}{m^*} |\Psi|^2 \mathbf{A}. \quad (2.3)$$

Itt $|\Psi(\mathbf{r})|^2$ reprezentálja a szupravezető elektronok lokális állapotsűrűségét, f a szabadenergia-sűrűség a szupravezető, f_n a normál állapotban, $e^* = 2e$ és $m^* = 2m$ az elektronpárok töltése ill. tömege, α és β csak a hőmérséklettől függ (\mathbf{A} a vektorpotenciál, B a mágneses tér, μ_0 a vákuumbeli mágneses permeabilitás).

Az elméletben két karakterisztikus hossz a ξ koherenciahossz, mely a rendparaméter perturbációjának térbeli lecsengésére, valamint a λ behatolási mélység, mely a mágneses tér behatolásának kiterjedésére jellemző. A két karakterisztikus hosszúság aránya a $\kappa = \lambda/\xi$ GL-paraméter. Másodfajú szupravezetőről beszélünk $\kappa > 1/\sqrt{2}$ esetén, ilyenkor a szupravezető és a normál régiók közötti doménfalak kialakulása energetikailag kedvező. $B > B_{c1}(T)$ külső mágneses tér esetén a mágneses tér vortexek mentén behatol a mintába, mely vortexek $\Phi_0 = h/2e$ fluxuskvantumnyi mágneses fluxust tartalmaznak.

A vortex magja a mágneses tér irányával párhuzamosan álló ξ sugarú henger, melynek tengelyén a rendparaméter nulla. A rendparaméter a magon kívül éri el a szupravezető fázisban jellemző Ψ_∞ értéket. A magot körülvevő λ sugarú tartományban a mágneses fluxus és az árnyékoló szuperáram együtt van jelen. A rendparaméter fázisa (φ) a vortex körül 2π -t változik. A mágneses tér a vortex centrumától mért λ karakterisztikus hossz alatt csökken le. $\kappa \gg 1$ esetére az origóban levő vortextól $r \gg \xi$ távolságban a mágneses tér [4]:

$$B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right), \quad (2.4)$$

és a szuperáram ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$ alapján):

$$J_s = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^3} K_1\left(\frac{r}{\lambda}\right) \quad (2.5)$$

ahol K_0 a nulladrendű, K_1 az elsőrendű Hankel-függvény. A behatolási mélységhez képest kicsi illetve nagy távolságra ezek:

$$K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \ln \frac{\lambda}{r} + 0,12 \quad \text{és} \quad K_1\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \frac{\lambda}{r}, \quad \text{ha } \xi \ll r \ll \lambda \quad (2.6)$$

valamint

$$K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \frac{\exp(-r/\lambda)}{(2r/\pi\lambda)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{és} \quad K_1\left(\frac{r}{\lambda}\right) \approx \frac{\exp(-r/\lambda)}{(2r/\pi\lambda)^{\frac{1}{2}}}, \quad \text{ha } r \gg \lambda \quad (2.7)$$

Egy vortexvonal szabadenergiáját egységnyi hosszra vonatkozóan, elhanyagolva a magot, a tér energiája és az áramok kinetikus energiája határozza meg [4]:

$$\varepsilon = \frac{1}{2\mu_0} \int \left(B^2 + \lambda^2 |\nabla \times \mathbf{B}|^2 \right) dS. \quad (2.8)$$

Két vortexvonal közötti kölcsönhatásnál az 1-es vortex által a 2-es vortexre ható erőt a (2.8) egyenletbe a két vortex körüli mágneses tér szuperpozíciója során kapott $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_1(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_2(\mathbf{r})$ teret írva kaphatjuk meg. Ha a két vortex az \mathbf{r}_1 és \mathbf{r}_2 pozícióban található, valamint $\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, akkor a kölcsönhatási energia a következő lesz:

$$E_{12} = \frac{\Phi_0}{\mu_0} \mathbf{B}_1(\mathbf{r}_2) = \frac{\Phi_0^2}{2\pi\lambda^2\mu_0} K_0\left(\frac{r_{12}}{\lambda}\right) \quad (2.9)$$

Ebből a 2-es vortexre ható erő, egységnyi hosszú szakaszra:

$$\mathbf{f}_2 = \mathbf{J}_1(\mathbf{r}_2) \times \Phi_0, \quad (2.10)$$

ahol \mathbf{J}_1 az 1-es vortex árama, Φ_0 párhuzamos \mathbf{B} -vel és amplitúdója Φ_0 .

Általánosítva tetszőleges számú vortexre, az egy vortex egységnyi hosszúságú szakaszára ható erők összessége:

$$\mathbf{f} = \mathbf{J}_s \times \Phi_0. \quad (2.11)$$

ahol \mathbf{J}_s a teljes szuperáram-sűrűség, az összes többi vortex árama, valamint bármilyen eredő transzport áram, a kérdéses vortex helyén. Ugyanerre a következtetésre jutunk, ha meggondoljuk, hogy a Lorentz-erő sűrűsége az elektromos áramsűrűség és a mágneses tér között teremt kapcsolatot $\mathbf{f} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ módon. A két vortex közötti erő az egyik vortex mágneses tere és a tér helyén meglévő, a másik vortextól származó áramsűrűség kölcsönhatásából ered.

Ennek következtében (ideális, tiszta minta esetén) egy vortex vonal csak olyan helyen lehet sztatikus egyensúlyban, ahol a többi vortextól eredő erők összessége zérus. Ez megvalósulhat úgy, ha a vortexek szimmetrikusan, négyszög- avagy háromszögrácsban helyezkednek el. Ez az Abrikosov-féle vortexrács. A háromszögrácsban való elrendeződés alacsonyabb energiájú. A (2.11) képletből az is következik, hogy tetszőleges transzport áramra a vortexek elmozdulnak az áram irányára merőlegesen, ha nincsen egy olyan mechanizmus, amely rögzíti őket. Az ilyen rögzítő mechanizmust pinningnek (lehorgonyzás) nevezzük.

A \mathbf{v} sebességgel mozgó vortexek a mintát elhagyva a rendparaméter fázisának 2π -vel való változását okozzák, mely fázisváltozás feszültség megjelenését eredményezi [5] és disszipációt okoz. Az átlagos elektromos tér $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ -vel írható le.

Az anyagban levő bármilyen térbeli inhomogenitás pinninget okozhat, mert a szennyezések, szemcsehatárok, egyéb hibák (ponthibák, diszlokációk stb) hatására ξ vagy λ lokálisan változhatnak, ami a fluxusvonal szabadenergiájának, ε -nak a lokális változását okozza. Így a vortex elhelyezkedése egyes helyeken energetikailag kedvezőbb, mint máshol. Ahhoz, hogy ezek az inhomogenitások a leghatásosabban rögzítsenek, λ avagy ξ nagyságrendjébe kell eszenek ($10^{-8} - 10^{-7}$ m), míg az atomi skálákon az inhomogenitások elektron szórást okoznak és ezzel a szabad úthosszt (l -et) határozzák meg. Ha a pinning elég erős, a vortexek mozgása annyira kicsi lehet, hogy a szupravezető tökéletes vezetőként tud viselkedni. Elegendően nagy áramoknál a termikus fluktuációk következtében bekövetkezik a fluxus csúszás (*flux creep*), amikor a vortexek az egyik rögzítő centrumtól a másikhoz ugranak, amely folyamat esetenként mérhető ellenálláshoz vezet. Ha a pinning erő, \mathbf{F}_p gyenge a meghajtó Lorentz-erőhöz képest, a vortexek stacionárius, állandó sebességű mozgást tudnak végezni, ahol a sebességet a súrlódási erők korlátozzák. Ezt a tartomány fluxus áramlásnak (*flux flow*) nevezzük. A következők-

ben ezeket az eseteket vizsgáljuk meg alaposabban.

2.1.1. A kritikus állapot és a fluxus csúszás

Vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor a pinning elég erős ahhoz, hogy ne legyen semmilyen vortex mozgás! Tekintsünk el a B_{c1} alsó kritikus tértől és a Meissner-fázistól!

Mágneses térbe helyezett mintában a tér árnyékolása céljából áram fog folyni, ezt árnyékoló áramnak nevezzük. A mintán átbocsátott transzport áram pedig egy indukált mágneses teret hoz létre. Az áramok és a terek között a Maxwell-egyenletek adják meg a kapcsolatot.

A vortexeket a pinning erő rögzíti a helyükhöz, amíg a Lorentz-erő nem nagyobb nála, azaz:

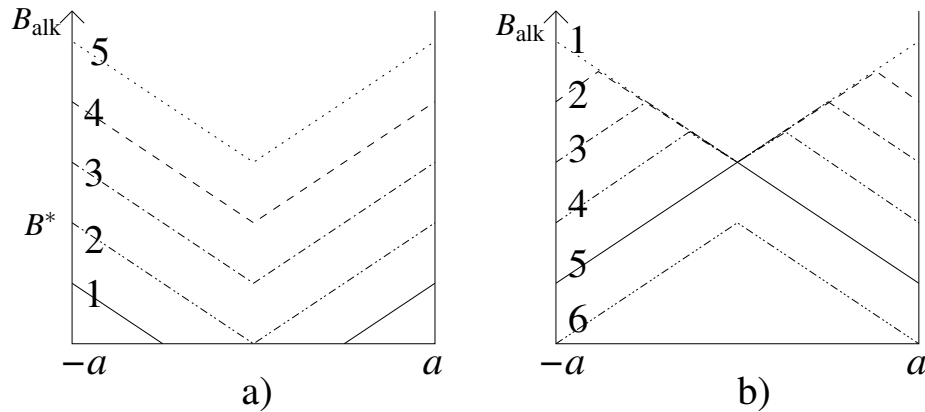
$$|\mathbf{F}_p| > |\mathbf{J} \times \mathbf{B}| = |(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / \mu_0| \quad (2.12)$$

Amikor az alkalmazott mágneses tér keltette áram nagyobb, mint a (2.12)-ből adódó kritikus áram, a vortexek megindulnak.

Amikor egy külső mágneses teret bekapcsolunk, az a minta szélei felől kezd behatolni a szupravezetőbe, a belső tér nagysága a minta közepe felé haladva csökken. Ha az alkalmazott tér elég gyenge, a minta középső részén a belső tér nulla lesz. Ahol a tér jelen van, áram folyik, melynek nagysága legfeljebb a kritikus árammal megegyező értékű. Ha ennél nagyobb áram folyik, akkor a vortexek rögzítése megszűnik, mozogni kezdenek, a kisebb vortexsűrűségű irányba, azaz a minta belseje felé haladnak. Így kijebb lecsökken a helyi belső tér, így az áram értéke is csökken, és újra beáll egy sztatikus állapot. Ezt az állapotot kritikus állapotnak nevezik. Ahogy növeljük az alkalmazott teret a belső tér és az áram egyre beljebb és beljebb hatol a mintába, és elegendően nagy tér esetén az egész mintában jelen van. A belső mágneses tér, valamint az áramsűrűség helytől és az alkalmazott külső tértől való függésének meghatározásához a belső mágneses tér és az áramsűrűség közötti összefüggés szükséges. Erre vonatkozóan többféle modell létezik (lásd pl. [6]), ezek közül a legismertebb, és a kísérleti eredmények értelmezésében leggyakrabban használt a Bean-modell[7].

A Bean-modell azt feltételezi, hogy ha valahol áram folyik, akkor ott az értéke a kritikus áramsűrűségnek megfelelő, azaz $J(B) = J_c$, ahol J_c a mágneses tér nélküli kritikus áram értéke (az egyszerűség kedvéért a továbbiakban z irányú mágneses teret, erre merőlegesen y irányú áramot tekintünk és eltekintünk a vektoriális írásmódtól). A Bean-modell alapján kiszámolható, hogy a belső mágneses tér értéke lineárisan függ a minta szélétől mért távolságtól. (Lásd a 2.1 ábra a) részét.) A teljes behatoláshoz tartozó külső

tér értékét $B^* = \mu_0 J_c a$ adja meg, ahol a a minta térre merőleges irányú kiterjedésének fele. Ennél kisebb külső tér esetén található egy olyan belső tartomány, ahol a belső mágneses tér értéke zérus.



2.1. ábra. A belső mágneses tér a Bean-modell alapján a) növekvő b) csökkenő külső mágneses tér esetén, $2a$ szélességű mintában. A minta szélén a belső tér megegyezik a B_{alk} külső térrel. Az a) ábrán a számok a tér növekedésével nőnek, míg a b) ábrán a nagyobb számhoz kisebb tér tartozik.

Mivel a tér behatolása a minta széleinél kezdődik, ez magával vonja azt a következményt, hogy ha először növeljük a teret, majd csökkenteni kezdjük, akkor a csökkentésnél eleinte belül változatlan marad a tér, csak a minta széleinél változik. (Lásd a 2.1 ábra b) részét.) Zérus külső teret elérve a minta közepén nem csökken nullára a tér értéke, fluxus szorul be a mintába. (A beszoruló fluxus értékének maximuma van, amely $B^* a$ -val arányos.) A modelltől a $\langle B \rangle$ átlagos belső tér is meghatározható, amely hiszterézis mutat. Hasonlóképpen az M mágnesezettség is, melyet $\mu_0 M = \langle B \rangle - B_{\text{alk}}$ definiál, ahol B_{alk} a külső, alkalmazott tér. A mágnesezettség értéke telítődést mutat $M_{\pm} = \pm B^* / 2\mu_0$ értéknél, melynek segítségével a kritikus áram a mágnesezettség méréssel meghatározható, hisz $M_+ - M_- = J_c a$. Így

$$J_c = \frac{(M_+ - M_-)}{a} \quad (2.13)$$

lesz a kritikus áram.

Véges hőmérsékleten a hőmozgás arra készítheti a fluxusvonalakat, hogy egyik rögzítési ponttól egy másikig ugorjanak, ezt termikusan aktivált fluxus csúszásnak ne-

vezik. Ennek eredményeképp csökkenhet a beszorult fluxus, avagy mérhető ellenállást tapasztalhatunk. Mágneses mérésekkel, perzisztens áramoknál a fluxus csúszása már $v_{\min} \approx 10^{-5}$ m/s-nél kimutatható, míg ugyanez az érték ellenállás mérésével mintegy 10^{-1} m/s. A fluxuscúszásra Anderson és Kim (AK) dolgoztak ki elméletet[8]. Eszerint fluxusvonalak csoportja ugrik egyszerre, és az ugrás rátája $R = R_0 \exp(-U_0/kT)$, ahol R_0 a fluxusvonalak rezgésére jellemző karakterisztikus frekvencia, k a Boltzmann állandó, T a hőmérséklet, U_0 pedig az energia gát, amely két lokális energia minimum között van. Transzport áram vagy a fluxussűrűség gradiensek hiányában az ugrások azonos módon következnek be minden irányban, az eredő elmozdulás zérus. Ha azonban transzportáram (vagy térgradiens) által meghajtást hozunk létre, ez egy kitüntetett irányt eredményez, amerre könnyebben mozdulnak el a vortexvonalak. A modell számításai alapján a vortexek sebessége

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \quad (2.14)$$

módon fejezhető ki, ahol az Anderson – Kim-modellben az U aktivációs energia

$$U = U_0 \left(1 - \frac{J}{J_c}\right). \quad (2.15)$$

Transzport árammal hajtva a fluxusvonalakat a csúszásra nemlineáris feszültség-áram karakterisztikát kapunk, melyet az AK-modell a következő módon fejez ki:

$$V \sim \exp\left[-\frac{U_0}{kT} \left(1 - \frac{J}{J_c}\right)\right]. \quad (2.16)$$

Más modellek által az aktivációs energiára adott jobb közelítések a feszültség-áram karakterisztikára $V \propto \exp(-U_0/(kT)(J_c/J)^\mu)$ kifejezést adják, ahol $\mu \leq 1$. Ezt később a 2.2.4 fejezetben tárgyalom.

2.1.2. Fluxus áramlás

Vizsgáljuk most meg azt az esetet, amikor a transzport áram hatására létrejövő Lorentz-erő lényegesen nagyobb, mint a pinning erő!

Ideális esetet vizsgálva, ahol nincs pinning és tiszta fluxus áramlás valósul meg, a vortexek mozgását csak a viszkózus erő hátráltatja[4]. Vezessük be a súrlódási ellenállási tényezőt, η -t, úgy, hogy a \mathbf{v}_L sebességgel mozgó vortex vonal egységnyi hosszára jutó viszkózus erő $-\eta \mathbf{v}_L$ legyen. Ekkor az egyensúlyi helyzetben $\mathbf{J} \times \Phi_0 = \eta \mathbf{v}_L$. Ezt

$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ -vel kombinálva a fluxus áramlásból adódó ellenállásra (flux flow ellenállás) kapjuk, hogy

$$\rho_{\text{ff}} = B \frac{\Phi_0}{\eta}. \quad (2.17)$$

Tehát keresendő η , melyet kifejezhetünk az energia tagból, mert az egységnyi hosszúságú vortex általi energiadisszipáció $D = -\mathbf{F} \mathbf{v}_L = \eta v_L^2$. Kérdés tehát, hogyan zajlik le a disszipáció egy mozgó vortex esetén.

Erre vonatkozóan többféle modellt találhatunk, legismertebb közülük Bardeen és Stephen (BS) [2], valamint Nozières és Vinen (NV) [9] modellje.

BS modellje egy lokális modell, amelyben a szupravezető rendparaméter lokális értéke a lokális szuperáram-sűrűségtől függ. Feltételezi, hogy létezik egy véges ξ sugarú mag, mely teljesen normál, és a disszipációt a magban végbemenő hagyományos rezisztív folyamatok okozzák. A normál mag és a szupravezető tartományok között egy keskeny átmeneti réteget is figyelembe vesz, melynek disszipációját illetően arra az eredményre jut, hogy az a mag disszipációjával megegyező nagyságú.

NV modellje hidrodinamikai megközelítés a kétfolyadék modell leírás keretei között, egy szuperfolyékony és egy disszipatív, normál komponensre osztva a rendszert, ahol a vortex magja a normál folyadék. A szuperfolyékony és a normál rész közötti tartományt elhanyagolható szélességűnek tekinti.

Mindkét modell a szupravezető/szuperfolyékony tartomány és a vortex mag (normál tartomány) közötti kölcsönhatást veszi figyelembe, a vortexre ható \mathbf{f}_p pinning erőt nem veszi számításba. Ez megtehető abban az esetben, amikor a Lorentz-erő a pinning erőnél lényegesen nagyobb, avagy kellően magas hőmérsékleten vizsgáljuk a rendszert. A normál mag sebességét a vortex mag belsején ható hajtóerők és a disszipatív erők egyensúlyából határozza meg. A két modell a longitudinális fluxus áramlási ellenállást illetően azonos eredményre jut, a transzverzális (Hall) komponensre kap különböző eredményt. Park és Salk [10] megmutatta, hogy a BS-modellből kiindulva is megkapható NV eredménye, a különbséget a levezetés során tett közelítések okozzák.

A továbbiakban a BS-modell segítségével vizsgáljuk a disszipációt.

A komplex gap-paramétert, Δ -t $\Delta(r) = f(r) \exp(i\varphi)$ alakban írhatjuk fel, ahol $r \rightarrow 0$ esetén $f(r)$ zérushoz tart, kis r -re ($r \lesssim \xi$) lineárisan függ r -től, és nagy r -re Δ_0 -t, a szupravezető anyag belsejére jellemző értéket éri el. Azaz $r \ll \xi$ esetén a szupravezető gap lecsökken, az így keletkező potenciálgödörben lokális állapotok létezhetnek. Caroli és munkatársai [11] kiszámolták hagyományos szupravezetőkre ezen lokális kvázirészecs-

kék gerjesztési spektrumát és megmutatták, hogy az megegyezik egy ξ sugarú normál fémhenger energiaspektrumával. (A szintek közötti távolság, a minigap, amely Δ^2/ϵ_F nagyságrendű –ahol Δ a BCS gap, és ϵ_F a Fermi-energia–, túl kicsi ahhoz, hogy hagyományos szupravezetőkben észlelni lehetne.) Ezen alapul az a modellezés, mely szerint izolált vortex vonalat egy ξ sugarú normál hengerrel (mag) és a körülötte körbefolyó szuperárammal modellezhetünk.

Bardeen és Stephen a modelljében kétdimenziós geometriát használ, a mágneses tér $-z$ irányú, így a vortex vonal is párhuzamos z -vel, a lokális szuperfolyadék-sebesség, $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ az (x, y) síkban van, és z -től független. Feltételezzük, hogy a koherenciahossz sokkal kisebb, mint a behatolási mélység ($\xi \ll \lambda$, extrém másodfajú szupravezetők), így a magon belül a mágneses tér konstansnak tekinthető. Feltesszük továbbá, hogy a hőmérséklet kicsi, nincs normál elektron a magon kívül. Elhanyagoljuk a pinninget, és feltételezzük, hogy a szabad úthossz, l kisebb a koherenciahossznál ($l < \xi$) (szennyezett szupravezetők). Feltételezzük továbbá, hogy a mozgás által generált normál áramsűrűség, és a meghajtó transzport áramsűrűség kicsi a magon kívüli szuperáram-sűrűséghez képest. (Ez utóbbi $10^{10} - 10^{11}$ A/m², így ez a feltétel általában teljesül.) A mag sugarát a jelöli. A magon kívül az első London-egyenlet alapján

$$\mathbf{E}_{\text{kint}} = \frac{m}{e} \frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t}. \quad (2.18)$$

Az egyenletesen (állandó sebességgel) mozgó vortexvonal esetén a sebességteret két tagra bonthatjuk:

$$\mathbf{v}_s(\mathbf{r} - \mathbf{v}_L t) = \mathbf{v}_{s0}(\mathbf{r} - \mathbf{v}_L t) + \mathbf{v}_{s1}(\mathbf{r} - \mathbf{v}_L t), \quad (2.19)$$

ahol \mathbf{v}_L a vortexvonal sebessége, \mathbf{v}_{s0} egy izolált, nyugalomban levő vortexvonal sebességtere, és $\mathbf{v}_{s1} \ll \mathbf{v}_{s0}$ a transzportáram hatására bekövetkező változás. Ezzel az időfüggéssel az elektronokat hajtó erő közelítőleg a

$$\mathbf{f} = -m(\mathbf{v}_L \nabla) \mathbf{v}_s \quad (2.20)$$

formába írható, ahol $v_{s0} = v_s$ közelítést alkalmaztunk, tekintettel a sebességekre tett feltevésekre. A magon belül az elektromos tér fenti erőter befolytatásaként kapható. A BS-modell szerint a vortex mag a ráccsal lokális egyensúlyban van, az elektromos tér tangenciális komponense folytonos. Így a magon belül

$$e\mathbf{E}_c = \left(\frac{\hbar}{2a^2} \right) \mathbf{v}_L \times \hat{\mathbf{z}}, \quad (2.21)$$

ahol $\hat{\mathbf{z}}$ a z irányú egységvektor. A Hall-effektustól eltekintve

$$\mathbf{v}_c = \frac{e\tau}{m}\mathbf{E}_c, \quad (2.22)$$

ahol \mathbf{v}_c a mag sebessége, és τ az elektron-rács ütközésekből adódó relaxációs idő. A magon belül a disszipáció:

$$D_{\text{in}} = \pi a^2 n e v_c E_c. \quad (2.23)$$

Az átmeneti rétegben a disszipációra BS D_{in} -vel azonos értéket kapott (részleteket lásd [2]), így a teljes disszipáció $D = 2\pi a^2 n e v_c E_c = \eta v_L^2$. Behelyettesítve kapjuk:

$$\eta = \frac{2\pi n a^2}{m} \left(\frac{\hbar}{2a^2} \right)^2 \tau. \quad (2.24)$$

A mag sugara, a és B_{c2} között az összefüggés $B \ll B_{c2}$ -re $B_{c2} = \hbar/2ea^2$, BS modelljében nagy B -re $B_{c2} = \hbar/ea^2$. A kettő közötti lineáris extrapoláció eredményeképp

$$\frac{\hbar}{2ea^2} = B_{c2} - \frac{1}{2}B \quad (2.25)$$

függést tekinti. Ezt (2.24)-be helyettesítve, és $\rho_n = ne^2\tau/m$ normál ellenállást a Drude-modellből bevezetve kapjuk:

$$\eta = \frac{\Phi_0}{\rho_n} B_{c2} \quad (2.26)$$

azaz

$$\rho_{\text{ff}} = \rho_n \frac{B}{B_{c2}}. \quad (2.27)$$

A vortexre ható erők egyenletéből,

$$\mathbf{J}_T \times \Phi_0 - \eta \mathbf{v}_L = 0, \quad (2.28)$$

\mathbf{v}_L kifejezhető, ezt (2.22)-be írva és egyszerűsítve $\mathbf{v}_c = \mathbf{v}_T$ kapható, azaz a magban a normál elektronok sebessége egyenlő a transzport árammal. Amennyiben a Hall-effektust is figyelembe kívánjuk venni (2.22) módosul:

$$\mathbf{v}_c = \frac{e\tau}{m}\mathbf{E}_c + \frac{e\tau}{m}(\mathbf{v}_c \times \mathbf{B}). \quad (2.29)$$

Az ellenállástenzort

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & -\rho_{xy} \\ \rho_{xy} & \rho_{xx} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

alakban keresve, azaz x és y irányokat ekvivalensnek tekintve

$$\rho_{xx} = \rho_n \frac{B}{B_{c2}} \quad \text{és} \quad \rho_{xy} = \frac{B^2}{e n_s B_{c2}} \quad (2.31)$$

kapható.

Azaz a longitudinális ellenállás számértékileg megegyezik azzal, mintha azt a mintában található normál magok, melyek térfogata B/B_{c2} aránynak megfelelő, egyszerű normál fémként viselkedve okoznák.

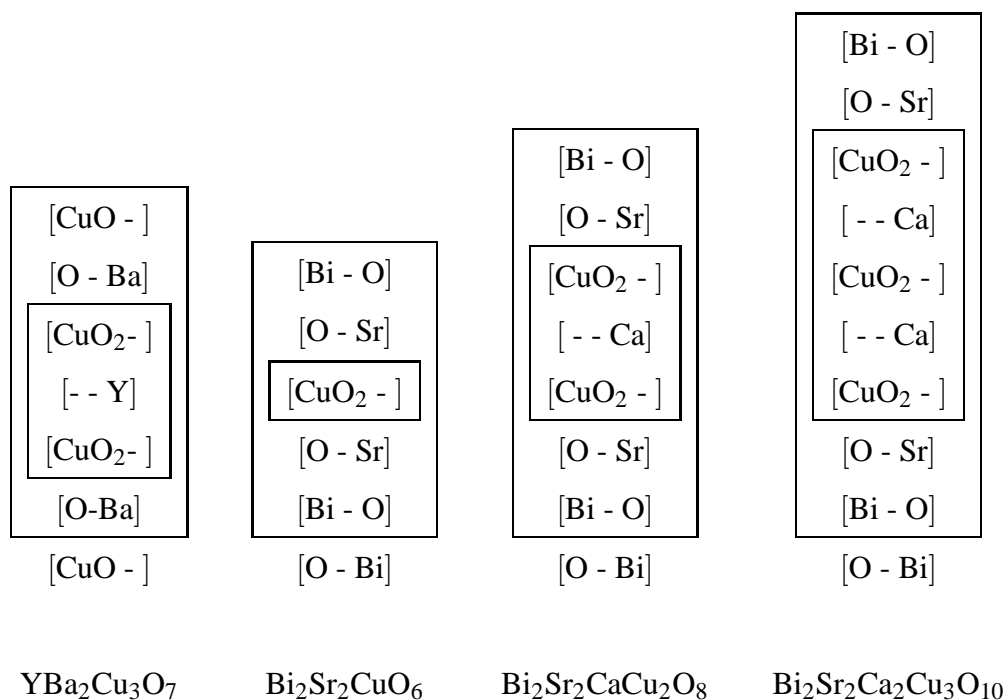
Az itt bemutatott gondolatmenettől némileg eltérő a hidrodinamikai megközelítés, mely a Magnus-effektuson alapszik (lásd pl. [12] és hivatkozások benne). Ebben a folyadékra ható erők (a felhajtóerő, és a szuperfolyadékra zérus súrlódási erő), valamint a kompenzáló, rácstól származó erők (alacsony energiás magállapotok kölcsönhatnak a ráccsal) egyensúlyát tekintik [13, 14]. A nem túl tiszta szupravezetők esetére ez a megközelítés a Bardeen – Stephen-moddal azonos fluxusáramlási ellenállást eredményez.

A korai, klasszikus szupravezetőkön végzett longitudinális ellenállás mérések[15] jól egyeznek a BS-modell számításaival. Megfigyelték azonos hőmérsékleten és mágneses térben különbözően szennyezett minták áram-feszültség karakterisztikáit. Azt tapasztalták, hogy egy kritikus áram értékig a feszültség nem mérhető, ezután az áram növelésével egy kis nemlineáris szakasz után lineáris függés következik. A kritikus áram értéke a különbözően szennyezett mintákra eltérő, a lineáris szakaszok azonban párhuzamosak, jelezve, hogy az ellenállások értéke megegyezik. Vizsgálták különböző hőmérsékleteken a fluxus áramlási ellenállás külső mágneses tértől való függését is, a $\rho_{ff}/\rho_n \approx B/B_{c2}$ függést tapasztalták.

2.2. Magashőmérsékletű szupravezetők

A magas kritikus hőmérséklettel (T_c -vel) rendelkező szupravezetők (HTSC) felfedezése Bednorz és Müller nevéhez fűződik, akik 1986-ban állították elő az első ilyen anyagot, a $T_c \approx 35$ K-es a „LBCO”-t, lantán, bárium és réz oxidjainak keverékét[1]. Ezt követte az „123” család, legismertebb példája az $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) $T_c \approx 90$ K-el. Ebben a csoportban az itriumot (Y) sok más ritkaföldfémekkel ki lehet cserélni pl. La, Nd, Sm, Eu, Gd, Ho, Er, Lu. Ezután a $Bi_2Sr_2Ca_nCu_{n+1}O_{6+2n}$ (ahol n egész) „BSCCO” csoport következett, 110 K-es legmagasabb kritikus hőmérsékletekkel, majd a $Tl_2Ba_2Ca_nCu_{n+1}O_{6+2n}$ „TBCCO” rendszerek, 130 K-es maximális T_c -vel.

Ezek a magas átmeneti hőmérséklettel rendelkező anyagok hamar az érdeklődés középpontjába kerültek, hiszen a folyékony nitrogén hőmérsékletén szupravezetés valósul



2.2. ábra. Rétegstruktúrák

meg. Ugyanakkor a magas hőmérséklet a klasszikus szupravezetőkben kevésbé vagy egyáltalán nem megfigyelhető jelenségek megjelenését is eredményezi. Az anyagok szerkezeti tulajdonságai is számos eltérést mutatnak a hagyományos szupravezetőkhez képest, illetve a HTSC-ken belül is, ami az anyagok eltérő viselkedését okozza. A következőkben ezeket vizsgáljuk.

2.2.1. Szerkezet, felépítés, jellemzők

Valamennyi rendszerben CuO_2 rézoxid síkok alkotják a meghatározó struktúrát. Ezek a síkok dominálnak a szupravezető tulajdonságok tekintetében. A síkokat elválasztó rétegeket lényegében szigetelőnek lehet tekinteni. A különböző anyagcsaládok esetén az egységcella különböző számú CuO_2 síkot tartalmazhat. Az „123” család tagjai CuO láncokat is tartalmaznak. Néhány tipikus anyag rétegstruktúráját szemlélteti a 2.2 ábra.

A rétegek síkja az ab sík, a rétegekre merőleges irányt szokás c iránynak tekinteni. A réteges szerkezetből eredően a c irány tulajdonságai nagyon eltérnek az a és b irányokétól. Ez megmutatkozik a normál vezetőképességekben, szupravezető állapotban a koherenciahossz és a behatolási mélység anizotrópiájában, mely az effektív tömeg

	Nb	Nb-Ti	Nb ₃ Sn	YBa ₂ Cu ₃ O ₇	Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈
T_c (K)	9,3	9,5	18,2	89	90
B_{c1} (mT)	181		35	≈ 100	< 10
B_{c2} (T)	2	13	23	100	≈ 100
ξ (nm) ab	39	4	3	3,4	1^a
c				0,7	$0,03 - 0,1^a$
λ (nm) ab	50	300	65	26	260^b
c				125	40000^b
κ ab	1,28	75	22	23	$7 \cdot 10^3$
c				7,6	260
ρ_c/ρ_{ab}				≈ 50	10^{5c}
γ				≈ 7	$10^2 - 10^3$

^a[16]

^b[17]

^c[18]

2.1. táblázat. Néhány szupravezető anyag főbb paraméterei (forrás: [6, 271.-272. oldal] és hivatkozások benne)

anizotrópiájából származik. Ennek megfelelően például a koherenciahossz definíciója az anizotróp esetben $\xi_i^2(T) = \hbar^2 / (2m_i |\alpha(T)|)$, ahol i az egyes tengelyeket azonosítja. (A behatolási mélység: $\lambda^2 = m_i / (\mu_0 2e^2 |\Psi_\infty|^2)$.) Az ab síkon belül viszonylag kicsi az anizotrópia, ezért általában az effektív tömegtenzort $m_a = m_{ab}$, $m_b = m_{ab}$ és m_c elemekre bontják. A 2.1 táblázatban láthatjuk néhány magas hőmérsékletű szupravezetőre és összehasonlításképpen néhány hagyományos szupravezetőre a jellemző értékeket: a kritikus hőmérsékletet, a kritikus mágneses tér értékét, a koherenciahosszat és a behatolási mélységet (az anizotróp anyagoknál az ab illetve a c irányú), valamint ezek arányát a GL-paramétert (κ). Feltüntettem a különböző irányú ellenállások tipikus arányát is.

Az effektív tömegek arányának négyzetgyökét, amely arány megegyezik a behatolási mélységek arányával illetve a koherenciahosszak inverzének arányával, dimenziótlan anizotrópia paraméternek (anizotrópiafaktornak) nevezzük.

$$\gamma \equiv \left(\frac{m_c}{m_{ab}} \right)^{1/2} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} \quad (2.32)$$

Az anizotrópiafaktor értéke YBCO esetében ≈ 7 , míg BSCCO anyagnál akár > 150 is lehet. Ez a nagy anizotrópia az egyik fő oka annak, hogy a magas hőmérsékletű szupravezetők sok tekintetben másképp viselkednek, mint a hagyományosak.

2.2.2. Lawrence – Doniach-modell

A réteges szerkezetet figyelembe vevő modellt javasolt Lawrence és Doniach (LD)[19]. A szupravezetőt úgy tekintik, mint egymásra rakott két-dimenziós szupravezető síkok sorozatát, (az n -edik síkban a GL-rendparaméter $\Psi_n(x, y)$ kétdimenziós függvény), ahol a szomszédos síkok között Josephson-alagutazás révén van csatolás. A GL-modellhez hasonlóan írható fel a szabadenergia egy-egy rétegre, ehhez jön még a csatolás, majd a rétegekre összegezni kell. A síkokra merőleges z irányba mutasson a koordináta-rendszer z tengelye, a síkban legyen x és y , a síkok közötti távolság legyen s . Így a szabadenergia:

$$F = \sum_n \int \alpha |\Psi_n|^2 + \frac{1}{2} \beta |\Psi_n|^4 + \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left(\left| \frac{\partial \Psi_n}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \Psi_n}{\partial y} \right|^2 \right) + \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} |\Psi_n - \Psi_{n-1}|^2 \quad (2.33)$$

ahol a rétegekre kell összegezni és a rétegek területén kell integrálni. Ezt Ψ_n^* szerint variálva, minimalizálás után és a vektorpotenciált tartalmazó tagot is figyelembe véve kapható az LD-egyenlet:

$$\alpha \Psi_n + \beta |\Psi_n|^2 \Psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_{ab}} \left(\nabla - i \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right)^2 \Psi_n - \frac{\hbar^2}{2m_c s^2} \left(\Psi_{n+1} e^{-2ieA_z s/\hbar} - 2\Psi_n - \Psi_{n-1} e^{2ieA_z s/\hbar} \right) = 0 \quad (2.34)$$

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

Amikor z irányban a változások elég simák, akkor a $(\Psi_n - \Psi_{n-1})/s$ helyébe $\partial \Psi / \partial z$ írható. Ez a folytonossági közelítés adja az anizotróp GL-modellt. Ekkor a (2.34) egyenlet az alábbira egyszerűsödik:

$$\alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi - \frac{\hbar^2}{2} \left(\nabla - i \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right) \left(\frac{1}{\mathbf{m}} \right) \left(\nabla - i \frac{2e}{\hbar} \mathbf{A} \right) \Psi = 0 \quad (2.35)$$

ahol ∇ és \mathbf{A} most háromdimenziós mennyiségek, és $(1/\mathbf{m})$ a reciproktömeg tenzor, $1/m_{ab}$, $1/m_{ab}$ és $1/m_c$ elemekkel. Ha a rétegek közötti csatolás gyenge, akkor $m_c \gg m_{ab}$. A karakterisztikus hosszak között a $\xi_c < \xi_{ab} \ll \lambda_{ab} < \lambda_c$ reláció áll fenn. Így például a

irányú mágneses tér esetén a vortex magja és az árnyékoló szuperáramot magába foglaló terület egy-egy ellipszissé lapul, melynek hosszabb tengelye a b irányban van.

Blatter, Geshkenbein és Larkin[20] nevéhez fűződik az a megállapítás, hogy az anizotróp eset átskálázható, és az izotróp esetre kapott megoldások alkalmazhatók mindaddig, amíg a folytonossági közelítés alkalmazható. Ekkor a koordinátákat, a vektorpotenciált illetve a mágneses teret a

$$\mathbf{r} = (\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}/\gamma) \quad \mathbf{A} = (\tilde{A}_x, \tilde{A}_y, \gamma\tilde{A}_z) \quad \mathbf{B} = (\gamma\tilde{B}_x, \gamma\tilde{B}_y, \tilde{B}_z) \quad (2.36)$$

skálázási szabályokkal kell figyelembe venni. Meghatározták tetszőleges mennyiségre az ismert izotróp megoldásból a kérdéses anizotróp megoldáshoz vezető skálázási törvényt.

Ha T_c -hez elég közeli hőmérsékleteken vizsgálódunk, $\xi_c(T)$ mindig elég nagy ahhoz, hogy a GL-közelítés megtehető legyen. Ha viszont csökkentjük a hőmérsékletet, $\xi_c(T)$ csökkenni fog egy határérték felé. Ha ez az érték kisebb, mint a rétegek közötti távolság (s), akkor a sima változásokat tekintő feltétel nem fog teljesülni, nem alkalmazható az anizotróp GL-modell. A háromdimenziós (3D) kontinuum helyett kétdimenziós (2D) viselkedés lesz megfigyelhető. A legegyszerűbb LD-modell alapján, ha a mágneses tér iránya az ab síkban van, a vortexek magjai (kellően alacsony hőmérsékleten) a rétegek között helyezkednek el, és minden réteg nulla vastagságú kétdimenziós szupravezetőnek feleltethető meg, végtelen kritikus térrel. (Ez a nem fizikai végtelen érték természetesen kiküszöbölhető, a véges rétegvastagság, a Pauli paramágnesesség miatti pár-szétválás és a spin-pálya csatolás hatásainak figyelembevételével.) Ebben a közelítésben a háromdimenziósból kétdimenziósba való átmenet hőmérsékletét a $\xi_c(T^*) = s/\sqrt{2}$ kritérium adja meg.

Az anizotrópia eredménye az is, hogy ha egy külső mágneses teret (\mathbf{B}_{alk}) nem pontosan valamely tengely irányában alkalmazunk, akkor a belső mágneses tér és a mágnesezettség iránya nem lesz párhuzamos az alkalmazott tér irányával. Így például ha \mathbf{B}_{alk} és az ab sík által bezárt szög θ , akkor a mágnesezettség ab síkkal bezárt szöge, θ_M a $\text{tg } \theta_M = \gamma^2 \text{tg } \theta$ összefüggéssel adható meg. Mivel $\gamma^2 \sim 50 - 20000$, ezért a mágneses momentum megközelítőleg merőleges az ab síkra már akkor is, ha \mathbf{B}_{alk} alig pár fokos szöggel tér el a síktól.

A jelenség fizikai magyarázata abban rejlik, hogy az effektív tömegek nagy anizotrópiája miatt az áram a síkokban való keringést részesíti előnyben, ezáltal ún. „palacsinta-vortexeket” hozva létre. Egy a rétegekre merőleges vortex, amelyet hagyományosan egy

hengerbe zárt fluxus és a körülötte folyó áram képpel képzelünk el, ebben az esetben két-dimenziós lapos, palacsintaszerű vortexek sorozataként valósul meg. Rétegenként egy palacsinta-vortex, körbevéve szuperárammal. Az egymás alá sorakozó kétdimenziós Abrikoszov-vortexek között a Josephson-csatolás és az áramhurkok mágneses csatolása révén van kölcsönhatás.

Egy ilyen szerkezetű vortex-struktúra összetettebb fázisdiagramot eredményez. Az azonos síkban levő vortexek között a hagyományos szupravezetőknél megismert módon taszítás van, mely egy rendezett struktúra (az Abrikoszov-féle vortexrács) kialakulását szorgalmazza. A réteges struktúra ugyanakkor lehetővé teszi a vortexvonalak olyan deformációját, hogy az egymás alatt elhelyezkedő vortexek közül néhánynak a csoportja elmozdul, míg a többi marad. A pinning potenciál a vortexek szabályos rácsba rendeződését gátolja, a hosszú távú rend megszűnésével üvegszerű struktúra kialakítását eredményezi. Szétcsatolt rendszerben az egymás alatti síkokban a vortexek teljesen eltérően helyezkedhetnek el. Az azonos síkban levő vortexek közötti erőkkel versenyez a Josephson-csatolás és az áramhurkok mágneses csatolása, mely a vortexek pontosan egymás alá való elhelyezkedését részesíti előnyben, a rendszert háromdimenziós viselkedés felé hajtja. Emellett még a termikus fluktuációk is sokkal nagyobb szerepet kaphatnak a magasabb hőmérsékletek miatt. Mindez azt eredményezi, hogy a magas hőmérsékletű szupravezetők fázisdiagramja sokkal összetettebb lesz, mint a klasszikus szupravezetőké.

2.2.3. Magashőmérsékletű szupravezetők fázisdiagramja

Vizsgáljuk meg a magas átmeneti hőmérsékletből, a nagy anizotrópiából és a réteges struktúrából eredő tulajdonságokat! A GL-modellnek megfelelően a (B, T) fázisdiagramon létezik a $B_{c2}(T)$ görbe, amely egy termodinamikai fázisátmenetet jelent normál állapotból a szupravezető állapotba. Klasszikus szupravezetőknél ez az átmenet éles és jól megfigyelhető ellenállásméréssel. Ugyanis ezeknél az anyagoknál a termikus fluktuációk elhanyagolhatóak már T_c közelében is. Ezeknél az anyagoknál $B_{c2}(T)$ meghatározásának hagyományos módszere az ellenállás mérés. Ugyanakkor a magas hőmérsékletű szupravezetőknél egészen más viselkedést figyelhetünk meg. Míg zérus külső mágneses tér esetén az ellenállás hőmérsékletfüggésében éles átmenet figyelhető meg, addig nemzérus külső tér esetén az átmenet kiszélesedik. Ennek oka, hogy a magas hőmérséklet miatt a hőmozgásból adódó folyamatok hatása összehasonlíthatatlanul nagyobb, valamint a kis koherenciahossz miatt a pontszerű rögzítőcentrumok karakte-

risztikus energiája kisebb, mint a klasszikus szupravezetők esetében.

A hőmérséklet csökkenésével el lehet jutni egy olyan tartományba, ahol már a pinning hatása dominál a termikus fluktuációk felett, átmenet következik be egy olyan állapotba, ahol ténylegesen zérus ellenállás van. Az átmenet a vortex struktúra fagyásával-olvadásával jár együtt, a zérus ellenállású tartományt szilárd (avagy üveg) vortex állapotként, míg a nemzérus ellenállású tartományt vortex-folyadék állapotként jellemezhetjük. Az átmenet YBCO esetén magasabb hőmérsékleten következik be, kellően tiszta kristályokon az ellenállásban éles ugrást tapasztalva elsőrendű fázisátalakulás megy végbe. A szilárd-folyadék fázisátalakulást a $(B - T)$ fázisdiagramon a $B_m(T)$ olvadási vonal jelöli.

Nézzük meg a fluxusvonalak hőmozgásának hatását! Ideálisan egy merev Abrikoszov-rácsot képzelhetünk el, a vortex vonalak párhuzamosan állnak a mágneses térrel, periodikusan elhelyezkedve. Homogén mintát feltételezve és a szennyezőktől eltekintve azt látjuk, hogy a hőmérséklet növelésével az olvadási görbét átlépve egy hosszú távú rend szűnik meg. Ha egyáltalán nem lenne pinning, a szupravezető ugyanúgy nagy ellenállású lenne, függetlenül attól, hogy a vortexvonalak rácsba rendeződnek, avagy folyadékként viselkednek. A pinning hatása azonban jobban érvényesül, ha a vortexvonalak rácsba rendeződnek. A fagyás miatti teljes entrópia -csökkenés viszonylag kicsi a szupravezető állapot kialakulásával járó entrópiavesztéshez képest, így az olvadási átmenet termodinamikailag nehezen megfigyelhető, ugyanakkor a transzport tulajdonságokra nagy hatással van.

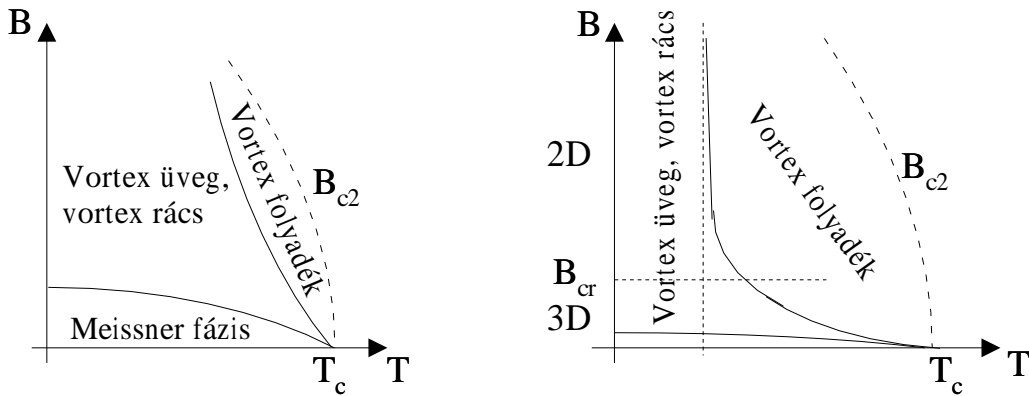
Az olvadási görbe meghatározására egy egyszerűsített modellt ad pl. [4]. Ez csak a szomszédos vortexvonalak közötti kölcsönhatást veszi figyelembe, az olvadási hőmérséklet meghatározására a Lindemann-kritériumot használja, a térre pedig a szokásos $(B_{c1} \ll B \ll B_{c2})$ feltételt teszi. A vortexvonalak elmozdulásánál megengedi, hogy a vonalnak csak egy L_z hosszúságú darabja mozduljon el, eközben a vonal deformálódása miatt rugalmas energia keletkezik. Az olvadási hőmérséklet a modell szerint $kT_m = C c_L^2 \Phi_0^{5/2} \lambda^{-2} B^{-1/2}$, ahol C konstans, c_L az empirikus Lindemann-paraméter ($c_L \approx 0,15$). B_m és B_{c2} arányára a következő kifejezést adja:

$$\frac{B_m}{B_{c2}} = C' \frac{\xi_{ab}^2}{T^2 \lambda_{ab}^4 \gamma^2}, \quad (2.37)$$

ahol C' természeti állandókat és a Lindemann-paramétert tartalmazó konstans kifejezés. Ebből tisztán látható a nagy anizotropia jelentősége, amely B_m -et messze B_{c2} alá tudja vinni a HTSC-kben, szemben a klasszikus szupravezetőkkel. Míg λ_{ab} és ξ_{ab} nem

különbözik radikálisan a szennyezett klasszikus szupravezetőknél megfigyelhető értéktől, addig a hőmérsékletek tipikusan egy nagyságrenddel nagyobbak (10^{-2} -es faktort behozva), és az anizotrópiából ($1/\gamma^2 \approx 2 \times 10^{-2}$ YBCO-ra és $\approx 10^{-4}$ BSCCO-ra) származó faktoralal együtt jelzik a HTSC-kben a vortextrács (VR) olvadási jelenségének fontosságát. Klasszikus szupravezetőkből $B_m(T)$ és $B_{c2}(T)$ megkülönböztethetetlenek.

Az eddigiekben azt vettük figyelembe, hogy az anyag anizotróp, de háromdimenziós szupravezetőként viselkedik, azaz a vortexvonalak folytonosak. Ez a közelítés YBCO esetére kielégítő leírást ad, a sokkal anizotrópabb BSCCO esetén azonban a rétegek közötti csatolás olyan gyenge, hogy a diszkrét szupravezető síkok hatását figyelembe kell venni. Olyan elrendezést vizsgálunk, amelyben a mágneses tér a síkokra merőleges (azaz c (avagy z) irányú), így a vortex vonalat palacsinta-vortexek sorozataként lehet elképzelni. A rendszer akkor tekinthető háromdimenziósnak, ha az egymást követő síkokban levő palacsinta-vortexek (x, y) koordinátái erősen korreláltak, így egy folytonos vortex vonalat határoznak meg, illetve kétdimenziós abban az esetben, ha lényegében függetlenek az egymást követő síkok palacsinta-vortexei.



2.3. ábra. Az elméleti fázisdiagram háromdimenziós (pl. YBCO) és erősen anizotróp (pl. BSCCO) anyag esetében.

Egy adott palacsinta-vortexre ható erők közül az egyszerűség kedvéért csak azokat vesszük figyelembe, amelyek a vele azonos síkon levő szomszédaitól, illetve az alatta és felette levő síkon található palacsinta-vortexektől származnak. A szomszédos síkok közötti kölcsönhatás a Josephson-csatolás és az áramhurkok mágneses csatolása révén nyilvánul meg. Utóbbi dominál $\gamma \rightarrow \infty$ esetén, mivel akkor a Josephson-csatolási energia, $E_J \rightarrow 0$, a Josephson-csatolás dominanciájára a $\gamma \lesssim \lambda_{ab}/s \approx 100$ feltétel becsülhető.

A legtöbb esetben ez utóbbi teljesül, így most tekintsük csak a Josephson-csatolást. Egységnyi területre $E_J = \Phi_0^2 / (16\pi^3 \lambda_c^2 s)$, ha a vortexek közötti távolság a , az egy vortexre jutó csatolási energia $\sim E_J a^2$ [4]. Ez az energia $a/2$ nagyságú elmozdulásra már zérushoz tart (mivel a fázisok nem illeszkednek), ami egy a és így B független E_J nagyságrendű konstans erőre utal. A síkban levő szomszédos vortexek miatti erők eredője B -vel arányos, ebből adódik, hogy a rétegek közötti és az azonos rétegen belüli erők egy karakterisztikus mágneses térnél megegyeznek. A kritikus térre a $B_{cr} \sim \Phi_0 / (s^2 \gamma^2)$ összefüggés kapható [4]. Alaposabb megfontolásokkal $B_{cr} \approx 10^3 - 10^4$ Tesla/ γ^2 érték adódik. Ez YBCO esetén fizikailag elérhetetlen nagy mágneses teret jelent, BSCCO esetében azonban $\lesssim 1$ T. Ha $B \gg B_{cr}$ azonos rétegen belül a szomszédos vortexek közötti kölcsönhatás erősebb, mint az azonos vonalon szomszédos rétegeken levő vortexek között. Így a nagyterű esetben a termikus fluktuációknak kvázi-kétdimenziós jellege van. A kétdimenziós olvadási hőmérsékletre a háromdimenziós esethez hasonlóan kaphatunk összefüggést $kT_m^{2D} = C c_L^2 \Phi_0^2 s / \lambda_{ab}^2$.

Mindezek alapján kapható sematikus fázisdiagramot mutatja a 2.3 ábra, háromdimenziós illetve nagyon erősen anizotróp anyagra.

2.2.4. A pinning hatása

A térbeli inhomogenitások hatása nem csak a magashőmérsékletű szupravezetőknél mutatkozik meg. Azonban a magasabb hőmérséklet miatt a hő hatására bekövetkező leszakadás (*depinning*) és fluxusmozgás sokkal nagyobb jelentőségű ezeknél az anyagoknál. Ezenkívül az, hogy itt az olvadási vonal jóval $B_{c2}(T)$ alatt található, a rögzítő erők alaposabb vizsgálatát, figyelembevételét teszik szükségessé a HTSC-kben.

Ha a vortexrács teljesen merev és periodikus lenne, a véletlenszerű pinning potenciálok nem is tudnák rögzíteni, hiszen a pinning erők teljesen azonos nagyságban dolgoznának a Lorentz-erő irányában illetve azzal ellentétesen. Ha viszont megengedjük a VR rugalmasságát, akkor egyes fluxusvonalak az ideálisan periodikus helyzettől eltérően helyezkedhetnek el, kihasználva a hibák nyújtotta kisebb energiájú helyzeteket, annak árán, hogy a VR rugalmas energiáját viszont növelik. Az egyensúlyi helyzet a kettő összegének minimalizálásával megvalósuló állapot.

Larkin és Ovchinnikov (LO) dolgozták ki a kollektív pinning modellt, mely ezt a deformálódást tételezi fel [21]. LO modelljében korrelációs térfogatot (V_c) tekint, mely térfogaton belül a fluxusvonalak nem torzulnak, két ilyen térfogat között viszont a pinning által motiváltan nyírás és csavarás valósul meg. A makroszkopikus térfogatot pedig

ilyen korrelált térfogatokra osztja, melynek a mágneses térrel megegyező irányú kiterjedése L_c , erre merőleges R_c . A korrelált térfogat nagyságát a pinning erő és a rugalmas erő közötti versengés szabja meg. Például ha csökkentjük V_c -t, ezzel jobban tud a vortextrács alkalmazkodni a pinning helyekhez, ugyanakkor ezáltal a rugalmas energiát növeljük. Bevezethetők a VR rugalmas állandói és (legegyszerűbben a GL-modellel közelítve) becslések adhatóak rá. A pinning energia figyelembevétele a rögzítő centrumok számával (sűrűségével), illetve erősségével történik. A kritikus áramra kaphatunk a modelltől becslést. Eszerint nagy sűrűségű, de gyenge rögzítő centrumok (*weak pinning*) hatásaként $J_c \sim B^{-1}$ [22]. A modell általánosítható kétdimenziós esetre is, ahol a kritikus áram azonos módon függ a mágneses tértől.

A meghajtó erőkhöz képest gyenge pinning erő esetén a vortextrács csak rugalmasan deformálódik és koherensen mozog. Nagyon nagy pinning potenciálra a vortexek nyugalomban maradnak. A kettő közötti átmeneti tartományban, amikor a rögzítő erő és a meghajtó erő összemérhetők, a vortex-rács plasztikusan deformálódik és inkoherens mozgást végez. Elméletek és numerikus számítások alapján megmutatták, hogy a véletlenszerű pinning potenciál hatásaként a vortexek csatornában mozognak, mely csatornák között rögzített vortexek szigetei vannak. A vortextrács plasztikus deformációját okozó erős pinning potenciál hatását is vizsgálták. Ebben az esetben a kritikus áram mágneses tértől való függésére a $J_c \sim B^{-\gamma}$ összefüggést kapták, ahol $\gamma = 0,7 \pm 0,1$ három-dimenzióban [23].

Erős rögzítő potenciál hatását kétdimenzióban egy egyszerű modell segítségével vizsgáljuk meg. A véletlenszerű rögzítő centrumok sűrűsége legyen n_p . A vortexek a_0 rácsállandójú, rugalmas rácsban legyenek, ahol a rugalmassági együttható legyen K . Ha a vortexet a szabályos rács által meghatározott helyéről kimozdítjuk u távolságra, akkor az ébredő rugalmassági erő nagysága $1/2Ku^2$ lesz. A termikus aktiváció révén minden vortex egy u_r sugarú körlapot jár be, melyre $Ku_r^2 = \alpha T$, a hőmérséklettel arányos a bejárt terület (α konstans). A rögzítő centrumok helyén egy mély potenciál gödör van. A rögzítő erő nagyságára azt a feltevést tesszük, hogy könnyebben szakad föl a kötés a rácsban, mintsem bekövetkezzen a rögzítésről való leszakadás, így feltesszük, hogy $f_p \sim Ka_0$ (f_p a pinning erő). A vortexek által elfoglalt rögzítő csapdák száma $N_p \simeq n_p \pi u_r^2 \simeq n_p \pi \alpha T / K$. A vortextrács leszakadása akkor következik be, amikor a Lorentz erő eléri a pinning erőt, ebből a kritikus áramra: $J_c = (\pi \alpha) / (s \phi_0) n_p T a_0 \sim T / \sqrt{B}$ ($a_0^2 = \phi_0 / B$, s a vortex szegmens hossza). Azaz kétdimenzióban erős rögzítés esetén a kritikus áram a külső mágneses tér négyzetgyökével

lesz fordítottan arányos ($J_c \sim B^{-1/2}$), szemben az LO gyenge-pinning modelljéből kapható B^{-1} -es függéssel.

A pinning mellett a termikus aktivációt is figyelembe véve a fluxus csúszásra kaphatunk további eredményeket. A (2.1.1) fejezetben az Anderson – Kim-modell az aktivációs energiára a legegyszerűbb $U = U_0(1 - (J/J_c))$ összefüggést használta. Ennek általánosítása az $U = U_0[1 - (J/J_c)]^\alpha$ alak, mely független, erős rögzítő centrumok esetén alkalmazható. Sok gyenge centrum kollektív pinningje esetén $U \approx U_0(J_c/J)^\mu$ (ahol $\mu \leq 1$) adódik. Ennek eredménye, hogy ha $J \rightarrow 0$, akkor az aktivációs energia $U \rightarrow \infty$ és a fluxus mozgás és a lineáris ellenállás (azaz R a $J \rightarrow 0$ limitben) eltűnik, míg az Anderson – Kim-modell esetében minden hőmérsékleten véges, bár alacsony hőmérsékleteken exponenciálisan kicsi. A LO gyenge-pinning modell esetén a feszültség-áram karakterisztika a

$$V \sim \exp \left[-\frac{U_0}{kT} \left(\frac{J_c}{J} \right)^\mu \right] \quad (2.38)$$

alakú lesz.

LO munkája megmutatta, hogy rögzítő centrumok jelenléte esetén, függetlenül attól, hogy azok milyen gyengék, a VR kristályos hosszú távú rendje V_c térfogaton kívül elvész, azon belül pedig rövid távú rend van. A tetszőlegesen kicsi erőkre adott erősen nemlineáris válasz üvegszerű viselkedést jelez. D. S. Fisher és M. P. A. Fisher javasolta és vizsgálta a vortex-üveg fázis létezését[24]. Eszerint egy adott T_g hőmérsékleten a nemzérus lineáris ellenállású vortex-folyadék fázisból átmenet jön létre egy zérus ellenállású vortex-rács (avagy üveg) fázisba. Ez természetesen lényegében azonos az ideális kristályokra már korábban tárgyalt olvadási fázisátalakulással. Fisher és munkatársai vizsgálták az üveg átmenetet a skálatörvények értelmében. Definiáltak egy exponenst a vortex-üveg korrelációs hossz T_g körüli divergenciájára ($\xi_G \sim |T - T_g|^{-\nu}$) és egy másik exponenst a relaxációs idő kritikus lelassulására ($\tau_G \sim \xi_G^z$). Kiszámították a feszültség áramra adott válaszát, és az LO gyenge-pinning modell kifejezését (2.38 egyenlet) kapták.

A mozgó vortexrácshoz hasonlóan véletlenszerű pinning potenciálban külső meghajtó erő hatására mozgó periodikus struktúrák (pl. töltéssűrűség-hullámok) vizsgálata az üveg kép alapján egy intenzíven kutatott, még nem letisztult terület. A mozgó üveg rendszerekben a hosszú távú rend hiánya mellett a rend különböző szintű megjelenésével találkozhatunk. Ennek leírására további elméleteket dolgoztak ki, többek között Le Doussal és Giamarchi[25]. A külső tényezők (pl. hőmérséklet), a meghajtó erő (vortexek esetében a transzport áram) és a rendeződés egy összetett fázisdiagramot eredmé-

nyez.

2.2.5. d -típusú szupravezetés

A magas hőmérsékletű szupravezetés felvetette a kérdést, hogy a szupravezető állapot mikroszkopikus természete, a szupravezetést okozó mechanizmus azonos-e a hagyományos szupravezetőknél lévővel. Így adódik a kérdés, hogy a HTSC-kben a szupravezető elektronpárok hullámfüggvénye s -típusú-e, avagy sem. Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) elméletében[26] a szupravezetést az elektronpárok (Cooper-párok) közötti vonzó kölcsönhatás okozza. A két-elektron kötött állapot hullámfüggvényét Bloch-függvények szerint kifejtve írja fel, egyenlő nagyságú és ellentétes irányú \mathbf{k} momentummal. A két-elektron hullámfüggvény antiszimmetrikus kell legyen. Ez megtehető egyrészt úgy, hogy az antiszimmetrikus spin szingletet és hozzá a szimmetrikus pálya-hullámfüggvényt ($\sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{k}) \cos \mathbf{k}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$) választjuk. Ez az eset valósul meg a BCS elméletben, ahol még a $g(\mathbf{k}) = g(k)$ csak az impulzus amplitúdójától függ, így a hullámfüggvény gömbszimmetrikus, s -állapot. A gap-paraméter ($\Delta_{\mathbf{k}}$) \mathbf{k} -tól független, miképpen a kölcsönhatást leíró potenciál $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ is. Általánosságban $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ függ a \mathbf{k} és \mathbf{k}' közötti szögtől, így $g(\mathbf{k})$ és $\Delta_{\mathbf{k}}$ is. Ha a másik lehetőség szerinti szimmetrikus spin tripllett mellett antiszimmetrikus pálya-hullámfüggvényt választunk ($\sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{k}) \sin \mathbf{k}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$), $g(\mathbf{k})$ \mathbf{k} -nak páratlan függvénye lesz. $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ szimmetriája megmutatkozik $g(\mathbf{k})$ és $\Delta_{\mathbf{k}}$ szimmetriájában is. A kristályrács szimmetriájánál alacsonyabb szimmetriájú gap-paraméterrel rendelkező eseteket nevezik nemhagyományos párképzésnek (*unconventional pairing*). Ezek egyike az $(x^2 - y^2)$ szimmetriájú d -hullám, mely a jelenleg legelfogadottabb nézetek szerint a magashőmérsékletű szupravezetőkben megvalósuló állapot.

A réz-oxid szupravezetők réteges szerkezetét figyelembe véve a Fermi-felületet egy olyan hengernek tekinthetjük, melynek tengelye a c irányban van. Ekkor a $d_{x^2-y^2}$ -típusú szupravezető gap-paraméterre $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta \cos(2\phi)$ ahol ϕ a \mathbf{k} és az a -tengely által bezárt szög. A rendparaméternek csomópontjai vannak az átlók mentén, $\Delta(\mathbf{k})$ előjelet vált a csomópontoknál és $\Delta(\mathbf{k} + \mathbf{Q}) = -\Delta(\mathbf{k})$ ahol $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$. A négyfogású szimmetriát igazolták szögfüggő fotoemissziós spektroszkópiával (ARPES) BSCCO esetében[27]. A rendparaméter hőmérsékletfüggésére az s -típusú szupravezetéshez hasonló eredmény adódik.

A c irányú mágneses térbe ($B > B_{c1}$) helyezett mintában a vortexek magjának és a vortexrácsnak a szerkezetét a d -típusú gap-paraméter viselkedése határozza meg. A vortexrács esetében azt találták, hogy nem mindig a klasszikus háromszögrács lesz a stabil,

hanem a fázisdiagram nagy tartományában rombuszrács, az a tengelyhez képest 45° -os szöggel elnyírt négyzetrács valósul meg[28]. A vortex magjának alakjára az elméletek négyfogású szimmetriát jósolnak, ezt azonban a pásztázó alagút mikroszkópos (STM) kísérletekkel nem sikerült igazolni, mert az erős pinning a vortexek magjának alakját is befolyásolja[29, 30].

Míg az s -típusú, hagyományos szupravezetők esetében a vortex magjában lokalizált kvázirészecskék találhatók, melyek energiaszintjei közötti távolság (minigap) kicsi, folytonosnak tekinthető, addig a d -típusú szupravezetés esetén más a helyzet. A vortex magjában alacsony energiás kiterjedt állapotok létezhetnek, viszont csak néhány kötött állapot van. Az állapotsűrűsége szintén a négyfogású szimmetria a jellemző [31, 32]. Kísérletileg YBCO esetében Maggio-Aprile STM mérései azt az eredményt adták, hogy két kötött állapot van a vortex magjában[33]. BSCCO esetén azonban nem találtak alacsony energiás kötött állapotot[34].

A rendparaméter csomópontjai miatt gapnélküli kvázirészecskék léteznek a vortex magján kívül is. Csak a nagyon kis energiás gerjesztések lokalizálódnak a vortex magjába, és a mágneses tér csökkenésével ($B \rightarrow 0$) eltűnnek. A nagyobb energiájú gerjesztések, melyek $T > T_c \sqrt{B/B_{c2}}$ esetén játszanak szerepet, tulajdonképpen kollektív módusok, amiben mind a klasszikusan lokalizált, mind delokalizált részecskék részt vesznek. Az alacsony energiás fermionok, amelyek távol vannak a vortex magjától ugyanakkor a szuperáram hatása alatt vannak, a szabadenergiában nem analitikus tagok megjelenését eredményezik, szingularitást jelentenek az állapotsűrűségben, termodinamikai és kinetikai tulajdonságok változásában játszanak szerepet. A vortex dinamikát is befolyásolhatják.

Kopnin és munkatársai munkái[35, 36] szerint a nem-hagyományos szupravezetőkben a disszipációt meghatározó kvázirészecske gerjesztési folyamatok dominanciája szerint megkülönböztethetünk mérsékeltén tiszta és szupertiszta tartományt, előbbi $l > \xi$, utóbbit $l \gg \xi \varepsilon_F / \Delta$ feltétel határozza meg, ahol l az elektromos szabad úthossz, ξ a koherenciahossz, ε_F a Fermi-energia és Δ a szupravezető gap. A mérsékeltén tiszta tartományban a fluxus áramlás ellenállására vonatkozó BS törvény (2.27) csak kismértékben módosul:

$$\rho_{ff} = \alpha \rho_n B / B_{c2} \quad (2.39)$$

ahol α valamivel nagyobb 1-nél, de nagyságrendileg $\alpha \approx 1$. A szupertiszta tartományban az ellenállás longitudinális részére $B^{3/2}$ szerinti mágnesestér-függést mutattak meg.

A vortex mag állapotsűrűségében a zérus energiájú csúcs hiánya az STM mérés-

sekben további vizsgálatokat indokolt. Inelasztikus neutron szórásos kísérletek[37] és NMR mérések[38] alapján alakult ki az az elképzelés, mely szerint egyidejűleg valamilyen konkurens -nem szupravezető- rend létezik a vortex magban, ahol a szupravezető rendparaméter lecsökken[39]. Az NMR mérések antiferromágneses rendeződésre utalnak, a mágneses tér növelésével ennek súlya növekszik. Antiferromágneses vagy töltéssűrűség-hullám vagy spinsűrűség-hullám alapállapotú rend rendparamétere versenyez a szupravezető renddel. Nemrégiben az elképzelést alátámasztó STM mérésről számoltak be[40]: Hoffman és munkatársai BSCCO-ban a vortex mag körül a lokális állapotsűrűség periodikus (sakktáblaszerű) modulációját észlelték. A moduláció lecsengési hossza sokkal nagyobb, mint a szupravezető koherenciahossz, így nemcsak a mag struktúrája, de a vortex áramlás is különbözhet a hagyományos Abrikoszov-vortexektől.

2.3. Transzport és mágneszettség mérések magashőmérsékletű és nem-hagyományos szupravezetőkön

A magashőmérsékletű szupravezetők $B - T$ fázisdiagramjának feltérképezése és a vortexek dinamikájának vizsgálata az utóbbi évek kutatásainak részét képezik. Ebben a fejezetben az ezzel kapcsolatos eredményeket foglalom össze.

Az irodalom foglalkozik c irányú mágneses tér esetén végzett mérésekkel illetve a c tengellyel szöget bezáró tér vizsgálatával is. A továbbiakban külön említés nélkül a c irányban alkalmazott mágneses térről lesz szó.

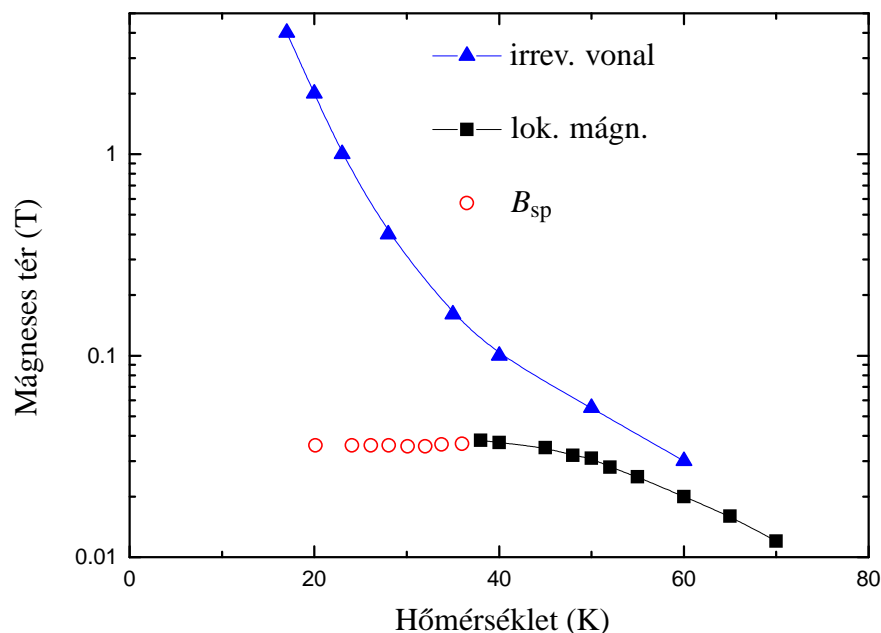
YBCO esetében a fázisdiagram egyszerűbb. Az olvadási görbe választja el a vortex folyadék és a vortexrács fázisokat. Az olvadási görbét többféle módszerrel is vizsgálták. Az első mérések mechanikai oszcillátor használatával történtek[41, 42, 43]. Ezt követték nagy tisztaságú kristályokon az ellenállás mérésével történő fázisátmenet-meghatározások, melyek már az átmenet elsőrendű voltát is mutatták[44, 45]. Konstans mágneses térben a hőmérséklet finom változtatása mellett, avagy konstans hőmérsékleten a teret változtatva vizsgálták pikovoltos érzékenységgel a minta ellenállását. A szilárd fázisban a kis mérőáramra adott válasz nem mérhető, míg a folyadék fázisban már kis áram hatására is mozgásba jönnek a vortexek, mérhető ellenállást okozva. Az ellenállás hőmérsékletfüggésében reprodukálható hiszterézist tapasztaltak, amely a fázisátmenet elsőrendű voltára utal. Az olvadási vonal YBCO esetében az elméletnek megfelelően B_{c2} közelében van, a jól mérhető, legfeljebb néhány tesla nagyságú mágneses

tér tartományban néhány kelvinnel helyezkedik el a $B_{c2}(T)$ görbe alatt. A fázisátmenet elsőrendű voltát mágnesezettség mérések is igazolták [46, 47, 48].

BSCCO esetében a fázisdiagram sokkal bonyolultabb. A folyadék-szilárd fázisokon belül a háromdimenziós – kétdimenziós viselkedés is megfigyelhető. Az olvadási vonal megfigyelésére történtek mechanikai mérések[41], mágnesezettség mérések[49, 50, 51, 52, 53, 54, 55] és transzport mérések[56, 57, 58, 59].

A mágnesezettség vizsgálata során megfigyelték, hogy abban irreverzibilitás mutatkozik a fázisdiagram egy részében, míg a két tartományt elválasztó ún. irreverzibilitási vonal felett a mágnesezettség reverzibilis módon változik. Azt is megfigyelték, hogy ezen vonal alatt a mért mágnesezettség értéke attól is függ, hogy a mintát már az alkalmazni kívánt mágneses térben hűtötték-e le a kritikus hőmérsékletre (a vizsgált hőmérsékletre (térben hűtött, field cooled, FC eset), vagy pedig csak a mérési hőmérsékleten kapcsolták be a külső mágneses teret (nulla térben hűtött, zero field cooled, ZFC). Az irreverzibilitási vonal felett a kétféle mintaelőkészítés ugyanolyan eredményt ad [49, 50]. További vizsgálatok lokális mágnesezettség mérésével azt az eredményt adták, hogy kis terekben ($B < 50$ mT) az irreverzibilitási vonal átlépésekor a mágnesezettségben ugrás tapasztalható. A fázisátmenet itt elsőrendű [51, 52]. Az elsőrendű fázisátmenet a $B - T$ fázisdiagramon egy kritikus pontig figyelhető meg, 40 K hőmérsékletig. 40 K alatt a legtisztább mintákon sem tudtak elsőrendű fázisátalakulást kimutatni. Ez alatti hőmérsékleteken másodrendű fázisátalakulás van.

Alacsony hőmérsékleten a mágnesezettségben egy további anomális viselkedést figyeltek meg, ez a második mágnesezettségi csúcs. Ennek vizsgálata a fázisdiagramon $B_{sp}(T)$ vonalat adja, melyet 20-40 K-es hőmérséklettartományban tudtak megfigyelni, itt $B_{sp}(T)$ lényegében konstans. A második mágnesezettségi csúcs a korábban már említett kritikus pontig figyelhető meg, azaz ez a pont egy trikritikus pont, itt találkozik a $B_{sp}(T)$ görbe, az irreverzibilitás vonal elsőrendű fázisátalakulást mutató része, $B_m(T)$ görbe, és az irreverzibilitás vonal azon része, melyen mágnesezettség-ugrás nem figyelhető meg [53, 54, 55]. A második mágnesezettségi csúcs alkotta görbéhez hasonlóan 5 K - 40 K hőmérséklettartományban figyelték meg térben hűtött (FC) mintákon neutron szórással[60], hogy 50 mT alatt a vortexek háromdimenziós struktúrát alkotnak, míg nagyobb külső mágneses teret alkalmazva a háromdimenziós struktúra eltűnik. Még vitatott a kérdés, hogy a második mágnesezettségi csúcs vizsgálatából adódó kétféle tartomány szintén a kétdimenziós – háromdimenziós jelleg váltásának következménye-e. A dimenzióváltást müonspin-rezonancia (μ SR) mérésekkel is megfigyelték, alacsonyabb



2.4. ábra. Fázisdiagram az irodalomban található kísérleti eredmények alapján. Az irreverzibilitási vonalat „irrev. vonal” jelöli [49], a lokális mágnesezettség mérésekkel meghatározott elsőrendű fázisátalakulást „lok. mágn.” [52], a mágnesezettség mérésekben megjelenő második mágnesezettségi csúcsot B_{sp} mutatja [54]. (A háromszögekkel jelölt görbe másik csoport eredményei alapján készült, nem azonos a minták dőpolása, ezért van az eltérés magas hőmérsékleteken.)

hőmérsékleten is, szintén 50 mT körüli átmeneti tér értékkel [61]. A 2.4 ábrán látható a fázisdiagram az irodalomban található mérések alapján.

Transzport mérések elsősorban a folyadék fázisban illetve a fázishatár körül történnek. Egyidejű mágnesezettség és ellenállás mérést végeztek Fuchs és munkatársai[56], és megállapították, hogy az elsőrendű fázisátalakulás során az ellenállás is éles átmenetet mutat. Méréseik azt mutatják, hogy a fázisátalakulás olvadás avagy olvadás és a rács síkjainak szétcsatolódása (*decoupling*) egyszerre. Történtek megfigyelések a vortex-üveg állapotba történő átmenetről, a meghatározható kritikus exponens egyezik az elméletből várható értékkel[57].

A feszültség-áram karakterisztikák az olvadási átmenet közelében erősen nemlineárisnak adódtak. Nagyobb tereken a termikusan aktivált fluxus áramlás (TAFF) figyelhető meg[58][62, Bi-2232-n]. A szerzők arra következtettek méréseikből, hogy a folyadék fázisban is érezhető marad a pinning erők hatása, az erősen súrlódó vortex folyadék elméletével magyarázható a viselkedés.

A szabad fluxus áramlás megfigyelése meglehetősen nehéz. A pinning erő hatására miatt a feszültség-áram karakterisztikák még a folyadék fázisban sem minden esetben teljesen ohmikusak. Kiseb mérőáramokra erősen nemlineáris a karakterisztika, nagyon nagy áramsűrűségek ($10^7 - 10^9 \text{ A/m}^2$ nagyságrendű) szükségesek a lineáris tartomány eléréséhez. Ugyanakkor ekkora áramok már jelentősen fűthetik a mintát, ez erősen megnehezíti a vizsgálatokat.

Az első erre vonatkozó méréseket Kunchur és munkatársai végezték, YBCO filmen[63, 64]. Hangsúlyozzák, hogy a szabad fluxus áramlás eléréséhez nagyságrenddel nagyobb áramra van szükség, mint a vortexeket mozgásba hozó küszöbáram. Vizsgálataikat impulzus technikával, $10^5 - 10^{10} \text{ A/m}^2$ áramtartományban végezték. Szerzők azt is hangsúlyozzák, hogy a differenciális ellenállás és a teljes ellenállás csak az igazán nagy áramok esetén vezetnek ugyanarra az eredményre, méréseik kiértékelésénél ők a teljes ellenállást vizsgálják. Ezek az első mérések 76 K feletti hőmérséklettartományban, azaz a kritikus hőmérséklethez közel, többnyire folyadék fázisban történtek. Méréseik a Bardeen – Stephen-modell várakozásainak megfelelően az ellenállás lineáris térfüggését adták $B/B_{c2} \approx 0,001$ -ig.

Ezekkel a mérésekkel konzisztens eredményt adtak Martin és munkatársai mérései[65], melyeket $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ filmekben végeztek. Hagyományos dc technikát alkalmaztak, a cikkben nem említik a mérő áram nagyságát. Az ő méréseik is a magas hőmérsékletű tartományra szorítkoznak, a $T > 0,9 T_c$ tartományban szintén a Bardeen-Stephen viselkedést tapasztalták.

BSCCO anyagon végeztek mérést Xiao és munkatársai[59]. Ők is filmet használtak a mérésekhez, melyet 65 K és T_c között végeztek, 0,25-6 T térben. A meghajtó áram négyszög impulzus, melynek ideje 1 s, két impulzus között 3 s telt el. $10^6 - 10^9 \text{ A/m}^2$ nagyságrendű áramot használtak. Az ellenállás mágnesestér-függésére fenti tartományban lineárist kaptak.

Alacsonyabb hőmérsékleteken a fluxus áramlás vizsgálatánál BSCCO-ra vonatkozó méréseket nem találtam az irodalomban. YBCO esetén Kunchur végzett további méréseket[66]. Itt a teljes ellenállás áramfüggése nem éri el a konstans értéket, a vizsgált 14 T maximális mágneses tér esetén sem. Ugyanakkor a vizsgálatok – hasonlóan Xiao és társai BSCCO-n végzett méréseihez[59, 67] – azt mutatják, hogy elérhető egy kritikus áramérték, ahol a feszültség hirtelen megugrik. Ezt a jelenséget, az extrém nagy vortex sebességek esetén a viszkozitás instabilitásával magyarázzák. Az instabilitásra jellemző kritikus ellenállás értéket a szerzők a BS fluxus áramlási ellenállás kétszeresével hoz-

zák összefüggésbe, és segítségével a normál ellenállás alacsony hőmérsékletű értékére következtetnek.

A két anyagon végzett mérésekből egyaránt úgy tűnik, hogy a vortexek mozgását a következő tartományokra oszthatjuk: a) kis áramértékek mellett a vortexek még rögzítve vannak a pinning erők által, b) $j > j_c$ esetén, ahol j_c a rögzítést feloldó küszöbáram, a vortexek mozgásba jönnek, de ekkor még az ellenállás nem teljesen Ohmos, nonlinearitás tapasztalható, c) $j \gg j_c$ esetén érhetjük el a tiszta fluxus áramlás tartományát, ahol a Bardeen – Stephen-modell érvényességét várhatjuk, d) $j = j^* \gg j_c$ esetén pedig a mérhető feszültség hirtelen megugrik, ez a fluxus áramlás instabilitása.

A nem-hagyományos, mérsékelt tiszta szupravezetők fluxus áramlására adott (2.39) kifejezésnek megfelelő függést több mérés igazolta. Az anizotróp, nem magas hőmérsékletű szupravezető UPt_3 anyagban[68, 69] és a magas hőmérsékletű szupravezető $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_1\text{O}_y$ egykristályokon[70] végzett mérések szerint α értéke mérsékelt növekszik a hagyományos szupravezetőkben érvényes 1-hez képest, 1,6 és 4,7 közötti értékeket tapasztaltak.

A kritikus áram vizsgálatára mágneszettség-mérések és transzportmérések is végezhetőek. Transzportméréseknél a feszültség-áram karakterisztika első jellemzője a küszöbáram (*threshold*), ahol a feszültség válasz megjelenik. A küszöbáram függése az alkalmazott mágneses tértől illetve a hőmérséklettől megadja az olvadási vonalat a fázisdiagramon. BSCCO esetében a kritikus áramra vonatkozó c irányú méréseknél a rétegekre merőleges irányban próbálják az áramot a mintára bocsátani, és a feszültséget is a síkokra merőleges irányban mérik. Rodríguez és munkatársai vizsgálták a kritikus áram hőmérsékletfüggését egykristályokon[71]. Azt tapasztalták, hogy a térben lehűtött minta esetén a kritikus áram a hőmérséklet növelésével csökken, a tér nélkül hűtött minta esetén viszont egy hőmérséklet értékig emelkedik, majd ezután a két érték megegyezik. A kérdéses hőmérséklet határozottan az olvadási hőmérséklet alatt van. A kritikus áram mágneses tértől való függését vizsgálták Yurgens[72] és Suzuki[73] mezoszkopikus struktúrákon. Mindkét csoport azt találta, hogy a c -irányú kritikus áram térfüggése B^{-1} -el arányos.

BSCCO filmen [74] és BSCCO(2212)/BSCOH(2201) struktúrákon [75] végzett ab irányú mérések esetén $B^{-1/2}$ -vel arányos viselkedést tapasztaltak.

3. Kísérleti technika

A mérések egy része a Magyar Tudományos Akadémia Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézetében, Budapesten, másik része pedig Franciaországban (Service de Physique de l'Etat Condensé, CEA, Saclay) történt.

A mérések célja a szupravezető-vortexrendszerek mozgásának tanulmányozása volt. Ez transzport mérésekkel történt, melyet erre a célra kifejlesztett technikával, nagyáramú és rövid idejű áramimpulzusokkal valósítottam meg.

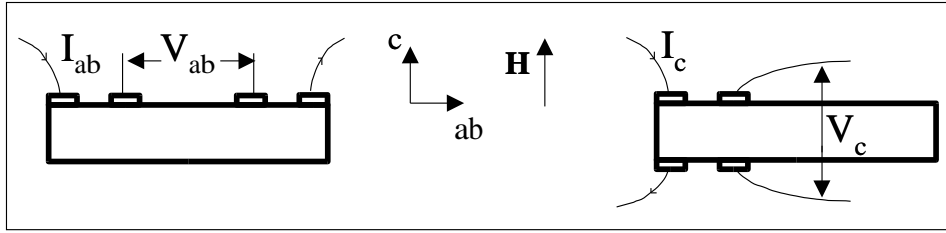
Ebben a fejezetben a kísérletek megvalósításának technikai részét mutatom be.

3.1. A minták

A mérések során $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ egykristályokat vizsgáltunk. A minták alapjául szolgáló BSCCO tömbök egy részét Keszei Béla (Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet), más részét Forró László (Lausanne) készítette olvadékból történő, folyamatosan szabályozott, lassú hűtési technikával[76], ebből a minták hasítása, további hőkezelése és kontaktálása Debrecenben, az MTA Atommagkutató Intézetében (ATOMKI) történt. A szilárd tömbből téglatest alakú, optikailag sima egykristályok kerültek hasításra, majd ezek 900 K-es hőmérsékleten két óráig oxigén áramoltatása mellett hőkezelést kaptak. Ennek célja a mintában található oxigén tartalom (oxigén-dópolás) optimalizálása és stabilizálása. A minták kémiai homogenitása tesztelésre került, kémiai inhomogenitást $5\mu\text{m}$ -es térbeli felbontás mellett nem lehetett találni.

Az ab irányú vezetési tulajdonságok tanulmányozásához, minél nagyobb áramsűrűségek eléréséhez c irányban vékony mintákra volt szükség. A minél homogénebb árameloszlás érdekében pedig a kellően hosszú minta kínálkozik ideálisnak. E kettő tényező együttes figyelembevétele, valamint a minta mechanikai tulajdonságai határozták meg a minták méretét. A minták tipikus mérete $1 \times 0,5 \times 0,003 \text{ mm}^3$ volt.

A minták kritikus hőmérséklete a minták egyik csoportjánál 81 K, másik csoportjánál pedig 87 K körül volt. Az első csoportba tartozó minták alul dópoltak, míg a 87 K-esek optimálisan dópoltak. Zérus mágneses térben az átmenet szélessége $\approx 2 - 3 \text{ K}$. A normál állapotú ellenállások aránya alapján 90 K-en az anizotrópia faktor $\gamma \approx 500$ -nak adódott. Az ab irányú ellenállás 90 K-en tipikusan $\rho_{ab} \approx 10^{-6} \Omega\text{m}$ volt.



3.1. ábra. Az alkalmazott árambevezetések és a potenciálkontaktusok elrendezése az *ab* és *c* konfiguráció esetén.

A minták kontaktálása során többféle kontaktuselrendezést valósítottunk meg. A továbbiakban *ab* konfigurációnak nevezem azt az elrendezést, amikor a potenciálkontaktusok a minta felső lapján, az áramkontaktusok pedig szintén a felső lapon, avagy a minta két élén helyezkednek el, ekkor klasszikusan a potenciálkontaktusok között tisztán *ab* irányú áramot várnánk. A *c* konfigurációnak nevezett esetben az áramkontaktusok a két szemben levő *ab* síkon helyezkednek el, hasonlóan a potenciálkontaktusok is. A két klasszikus elrendezést szemlélteti a 3.1 ábra.

A minták elektromos kontaktálása során $25\ \mu\text{m}$ -es aranyszálak kerültek rögzítésre Dupont 6838 ezüstpasztával, $900\ \text{K}$ -en történő 5 perces hőkezeléssel. A kontaktusok tipikus ellenállása $1\text{-}3\ \Omega$. Az áramkontaktusok a minta teljes szélességében lettek kialakítva, illetve az éleken történő elhelyezésnél a teljes élt beborítva. A potenciálkontaktusok átmérője mintegy $150\ \mu\text{m}$ volt.

A dolgozatban bemutatásra kerül egy, az eddigiektől némileg eltérő minta is. Ebben az esetben a mintába a minta teljes szélességében egy $220\ \text{nm}$ mélységű lépcsőt marattunk. Ezen a mintán a kontaktusok litográfiával pontosan meghatározott helyekre kerültek, lift-off technikával, $700\ \text{K}$ -en $1000\ \text{s}$ -ig történő hőkezeléssel. A kontaktusok részben a minta tetején, részben pedig a lépcsőn helyezkedtek el.

3.2. Mintatartó, mérőfej, kriotechnika

A budapesti mérések során Quantum Design Magnetic Property Measurement System (MPMS) állt a rendelkezésünkre. A berendezés magában foglalja a kriosztátot, a szupravezető mágnezt, SQUID detektort, a hőmérsékletszabályozó rendszert, illetve a mágneses tér vezérlését is. A berendezés teljes üzemeltetése számítógéppel vezérelt.

Az általunk használt hőmérséklettartomány a folyékony hélium hőmérséklete ($4,2\text{K}$)

és a szobahőmérséklet között volt, ezt kisnyomású kicserélődési gáz tette lehetővé. A hőmérséklet szabályozásához a hőmérséklet mérése a mintatér alatt és fölött elhelyezett germánium és platina hőmérőkkel történik.

Az elérhető legnagyobb mágneses tér 5 T, a transzportmérések során valamennyi mérési pont esetén a mágnes perzisztens üzemmódban volt.

Ugyanezen berendezés SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) detektorát kihasználva a mintákat a transzportmérések előtt mágnesezettség mérésekkel is teszteltük.

Mivel a berendezést elsősorban mágnesezettség mérésekre tervezték, így az eredeti mérőfejet ki kellett egészítenünk a transzport mérésekhez. A gyári mintatartó pálca egy 2 mm átmérőjű rozsdamentes acél cső, ebben kellett az elektromos vezetékeinket a mintához levezetnünk. A cső végén bontható csatlakozó tette lehetővé a mintatartó kiszerelését. A cső vékonysága miatt a levezethető elektromos vezetékek száma illetve típusa korlátozott volt. A kezdeti méréseknél az áramvezetékek esetében olyan koaxkábeleket alkalmaztunk, melyek hővezetőképessége kicsi, elkerülendő az elektromos vezetékek általi hőbevitelt. Ekkor ezen kábelek ellenállása igen nagy volt (mintegy 50Ω áganként). Ez hasznos volt az áramgenerátoros meghajtás elérése szempontjából, ugyanakkor korlátozta a maximálisan elérhető áram értékét. Ebben az első mérési sorozatban a potenciálvezetékek páronként sodort 0,2 mm átmérőjű lakkszigetelésű rézhuzalok voltak. A mérőfejet körülbelül egy évig tudtuk használni, majd a lakkszigetelés sérülését tapasztaltuk, ekkor a mérőfej átépítésre került. Az átépítés után az áramvezetékek közös árnyékolását egy kapilláris cső biztosította, ezen belül futott a két, egymással lazán sodort 0,25 mm átmérőjű duplazománcos rézhuzal. A kapilláris csövön kívül kerültek elhelyezésre a potenciálvezetékek, melyek jelen esetben 0,22 mm-es selyem szigetelésű rézhuzalok voltak, páronként sodorva. A potenciálvezetéseket teflonszalaggal tekertük körbe (és egyúttal rögzítettük a kapilláris csőhöz), hogy a mérőfej csövébe való elhelyezés illetve a mérések során a szigetelés sérülésének lehetőségét csökkentsük. Az átépítés során az áramvezetékek ellenállása jelentősen, mintegy a tizedére lecsökkent. Ez a nagyobb mérőáramok elérése szempontjából kedvező változás volt, viszont a hőbevitelünk is megnőtt.

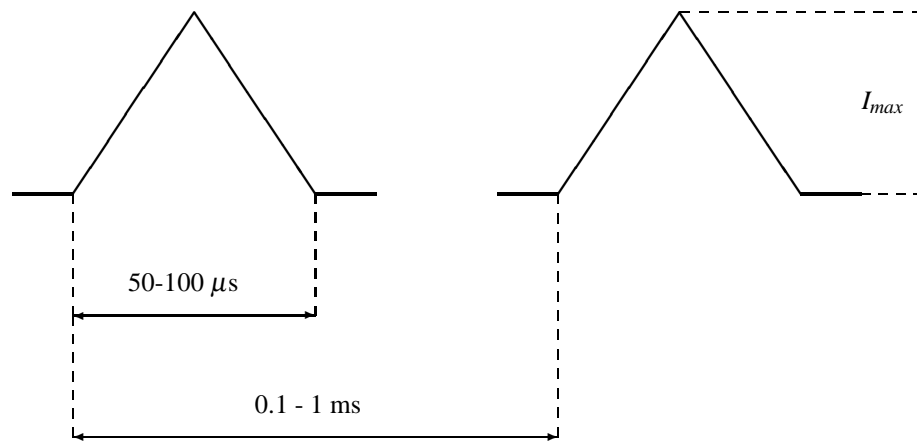
A mérőfej végén bontható csatlakozóval került kialakításra a mintatartó. A mintatartó rézből készült, geometriailag olyan kialakítású, hogy a mintát úgy helyezhessük el a mágnesben, hogy a mágneses tér a minta c tengelyének irányába mutasson. A mintát jó hővezető, 0,5 mm vastag zafír lapkára vákumsírral rögzítettük, a zafír lapkáról 25

μm -es aranyszálak vezetnek a csatlakozóhoz.

A saclayi mérések során hasonló technikát alkalmaztunk. Itt a mintán kívül hőmérő (Cernox) és egy, a fűtést lehetővé tevő ellenállás is került a zafír lapkára. Az elektromos csatlakozások a zafírlapka és a mintatartó között rugós kontaktálással lettek kialakítva. A kriosztátban kis nyomású kicserélődési gázt alkalmaztunk, ITC4 hőmérsékletszabályozó biztosította a hőmérséklet stabilitását. A mérések többségénél használt kriosztátban a szupravezető mágnessel elérhető maximális tér 7 T volt, de sor került néhány kontroll mérésre egy maximálisan 18 T mágneses teret nyújtó szupravezető mágnessel rendelkező kriosztátban is. Az állandó hőmérsékleten, mágneses tér függvényében végzett mérések során a mágnes nem került perzisztens módba, míg a konstans tér mellett a hőmérséklettől való függés vizsgálatához perzisztens módot használtam.

3.3. Mérési elrendezés

A mérések során nagy áramsűrűség elérése volt kívánatos. Ez azonban egyúttal a minta fűtését (Joule-fűtés) is okozza. Ennek a hatásnak a csökkentésére impulzusmódszert alkalmaztunk. Egyenáram helyett áramimpulzusokat használtunk, az impulzusok idejét rövidebbre választottuk, az impulzusok között pedig elegendő időt hagytunk a bevitt hőmennyiség mintából való távozására. A tipikus áramimpulzust szemlélteti a 3.2 ábra. Az áramimpulzusok hossza tipikusan 25-100 μs volt, a két impulzus között eltelt

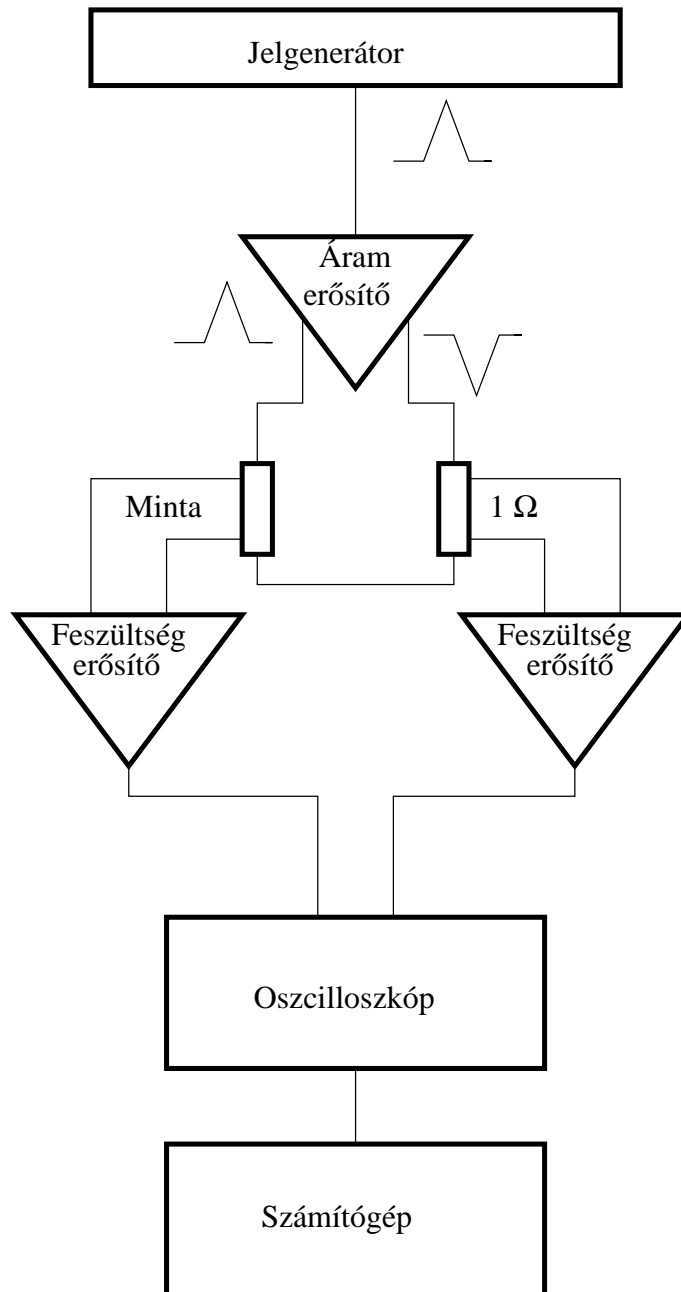


3.2. ábra. A mérésnél használt áramimpulzus

idő pedig 0,1 - 1 s. Egy adott mérési ponthoz tipikusan 500 impulzus átlagát vettük. Az impulzusok alakjának az egyenlőszárú háromszöget választottuk. Ennek előnye, hogy

egyetlen beállítással a teljes áramtartománybeli viselkedést, az áram-feszültség karakterisztika valamennyi pontját fel tudtuk venni, szemben a négyszög impulzussal, ahol csak egy adott áramértékhez tartozó feszültségválaszt ismerhetünk meg, és a teljes karakterisztika felvételéhez több mérést kell végezni. A másik nagy előnye a háromszög-impulzusnak az, hogy ezáltal a rendszer induktív válasza kisebb. A tipikus mérési elrendezést a 3.3 ábra mutatja. A jelgenerátor (Stanford Research System DS345 illetve Hewlett-Packard 33120A) jelét egy speciálisan ehhez a méréshez tervezett áramerősítőbe vezettük. Az erősítő két kimenetén a felerősített jel, és annak inverze jelenik meg. A két kimenet csatlakozik a minta két áramkontaktusához koaxkábeleken és a mérőfej vezetékjein keresztül. Az áramgenerátoros meghajtást, illetve az ágak azonos ellenállású szükség szerint sorbakötött ellenállásokkal biztosítottuk. Ezzel a módszerrel szimmetrikus meghajtást érünk el, melynek eredményeképpen a minta végig zérus potenciálban van. A módszer lehetővé teszi, hogy a rendszerben található egyéb ellenállásokhoz képest (pl. kábelek) kis ellenállású (tipikusan $m\Omega$ nagyságrendű) minta okozta kicsi, akár csak μV nagyságrendű válasz pontosan mérhető legyen. A minta két potenciálkontaktusáról származó jel különbségét egy differenciális erősítő erősíti fel. A mérések során többféle differenciálerősítőt használtunk, a kisebb jelekhez egy speciális 4 MHz sávszélességű kiszajú ($2,5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, erősítése 2000) erősítőt, nagyobb jelek esetén Tektronix AM 502-es 1 MHz-es sávszélességű erősítőt. A felerősített jelet ezután digitális oszcilloszkóppal (Tektronix TDS3052, illetve Nicolet Pro92) detektáltuk, majd onnan (GPIB interfészen keresztül) számítógéppel olvastuk be és tároltuk. A mérőáram pontos ismeretéhez 1Ω -os ellenállást kötöttünk sorba, az arról érkező jelet Tektronix AM 502 differenciálerősítővel erősítettük és oszcilloszkóppal detektáltuk.

A mérési elrendezést illetve a mérőfejet először egy néhány $m\Omega$ -os ohmikus ellenállással teszteltük. Ennek során tapasztaltuk, hogy a nem árnyékolható potenciálvezetékek, illetve a koaxkábelek és a mérőfej csőve közötti csatolások induktív csatolást jelentenek. Ennek csökkentése is cél volt a mérőfej átépítése során. Valamennyi mérés során tapasztalhattuk, hogy a válaszjel tartalmaz egy alapvonalat, mely alapvetően egy négyszögyszerű válasz. Ennek nagysága az alkalmazott áramimpulzustól lineárisan függött. Az alapvonalat minden mérési sorozat előtt felvettük, olyan módon, hogy a mintán folyó áram a minta aktuális küszöbárama alatt legyen (azaz ideális esetben ilyenkor semmilyen választ nem kellene látnunk). Ezután minden felvett feszültségválaszból a hozzá tartozó (arányos) alapvonalat korrekcióként kivontam.



3.3. ábra. A mérési elrendezés sematikus rajza

3.4. A fűtés

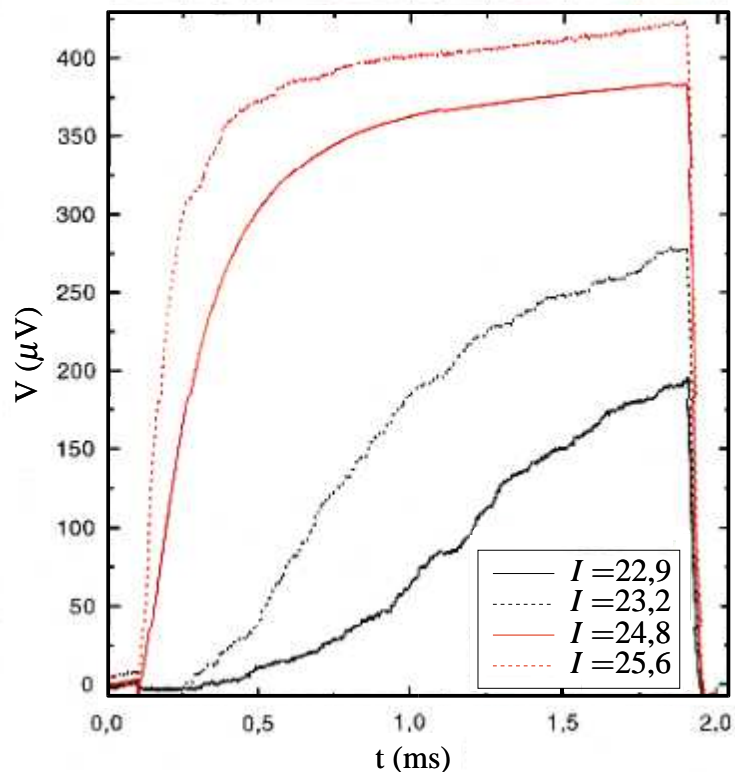
A mérések során kritikus volt, hogy lehetőleg minél kevésbé fűtsük fel az áramimpulzussal a mintát. Nézzük meg ezt alaposabban! A méréseket a fűtés szempontjából két nagy csoportba oszthatjuk. A mérések egyik része során a küszöbáram meghatározása volt a cél, ekkor a mérőáram nem volt sokkal nagyobb a küszöbáramnál (I_k), és a minta ellenállása ebben a tartományban nagyjából a 90 K-es érték 1 % -a. A mérések másik része a nagyáramú differenciális ellenállás vizsgálata, ilyenkor nagy mérőáramokat használtunk és a minta ellenállása is lényegesen nagyobb. (Az egyes mennyiségek pontos definícióit és a jellemző értékeket a következő fejezetben részletesen bemutatom.)

Minden esetben a legtöbb hő a kontaktusoknál termelődik. Így például ha kiszámítjuk egy $T = 100 \mu\text{s}$ -os $I_{\text{max}} = 50 \text{ mA}$ maximális áramú háromszögimpulzussal egy $R = 1 \Omega$ -os kontaktuson bevitt energia $E_1 = 20 \text{ nJ}$. Egy ugyanilyen impulzussal a minta belsejében a disszipáció ennek csak ezreléke. A kontaktusoknál keletkező hő termikus diffúzióval ér el a minta vizsgált tartományába (a potenciál kontaktusok közé). A diffúziós állandó megállapításához kísérleteket végeztünk. A 3.4 ábrán láthatjuk egy ilyen kísérlet eredményét.

A kísérletet $T = T_p$ hőmérsékleten végeztük, térben lehűtött mintával. A mérés során trapéz alakú impulzust adtunk a mintára, az impulzus hossza 2 ms volt, a maximális áramértéket 5 %, azaz $100 \mu\text{s}$ alatt értük el. A maximális áramértéket úgy választottuk meg, hogy az kevéssel $I_k(T, B)$ alatt legyen. Mint a küszöbáram hőmérsékletfüggéséből ($I_k(T)$ lásd 4.8 ábra) látni fogjuk, a minta megfűtése esetén a küszöbáramnak csökkennie kell. Ennek eredményeképp, amíg a minta hőmérséklete nem változik, nem kapunk választ, a válasz akkor jelenik meg, amikor a minta hőmérséklete emelkedni kezd. Mint az ábráról látható, ez mintegy $200\text{-}250 \mu\text{s}$ után történik meg. Azaz ennyi idő szükséges ahhoz, hogy az áramkontaktusokon fejlődött hő az első potenciálkontaktushoz érkezen. (A kontaktusok távolsága segítségével ebből kiszámíthatjuk a diffúziós állandót, amelyből megbecsülhetjük a hővezetési együtthatót, amire $\kappa \approx 30 \text{ W}/(\text{mK})$ adódik, ami az irodalomban található értéknél mintegy hatszor nagyobb [77].)

A korábbi fűtés hiánya arra utal, hogy a vortexek maguk nem veszik fel a disszipációs energiát, vagy gyorsan leadják a fononoknak, gyorsabban, mint a kísérletek mikrosecundumos felbontása.

A kontaktusokról érkező energiát tehát csak $200\text{-}250 \mu\text{s}$ után érzékelhetjük. Ez az idő azonban nagyobb, mint a mérések során használt háromszögimpulzusok ideje,



3.4. ábra. Különböző nagyságú, trapézalakú áramimpulzusokra adott feszültségválasz. (FC, $B = 1,5$ T, $T = 15$ K) A jelölt értékek az alkalmazott áram értékét adják mA-ben.

azaz a mérés során a kontaktusokon disszipálódott energia nem befolyásolja a mérés eredményét. Két impulzus között pedig elegendően hosszú időt hagyunk arra, hogy ezt az energiát a minta a környezetének leadhassa. Erről úgy győződünk meg, hogy megvizsgáltuk a válaszjelet átlagolás nélkül, és megfigyeltük, hogy az első impulzusra kapott válasz küszöbárama és a későbbi impulzusokból származó küszöbáram azonos.

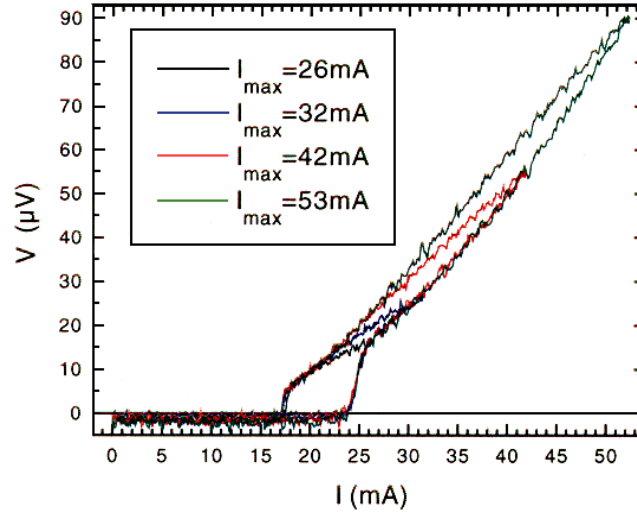
A minta belsejében történő disszipáció kis áramnál lényegesen kisebb, mint a kontaktusoktól származó. Egy egyszerűsített számolással ezt is megbecsülhetjük. Legyen a maximális áram $I_{\max} = 50$ mA, az impulzus hossza $100 \mu\text{s}$. Az egyszerűség kedvéért most tekintsünk el a küszöbáramtól, és az ellenállást vegyük a teljes tartományban konstansnak. A kisáramú ellenállás – mint azt a következő fejezetben látni fogjuk – a küszöbáram közelében kicsi, nagyságrendileg $R = 1$ m Ω . Ezekkel az értékekkel a bevitt energia $E_2 = 20$ pJ. Ha ezt az energiát a fononok veszik fel, a fononok hőkapacitásával

a hőmérséklet növekedése:

$$E = \int_{T_1}^{T_2} C_v dT \quad (3.1)$$

Ahol C_v a fononok hőkapacitása, melyre a következő közelítés adható: $C_v \approx 2(T/\Theta_D)^3$ mJ/K, ahol Θ_D a Debye hőmérséklet ($\Theta_D \approx 275$ K). Ezt összevetve fenti példában az anyag belsejében disszipálódott energiával, láthatjuk, hogy a kisáramú impulzus nagyságrendileg 1 mK-el tudja megemelni a minta hőmérsékletét.

Kísérletileg is ellenőriztük a különböző nagyságú áramimpulzusok hatását. A 3.5 ábrán láthatjuk egy ilyen kísérlet eredményét. A tér nélkül hűtött mintára először a



3.5. ábra. Áram-feszültség karakterisztikák különböző nagyságú áramimpulzusok alkalmazása esetén. (ZFC, $B = 1,5$ T $T = 15$ K)

küszöbáramnál éppen csak nagyobb áramimpulzust tettünk, majd megnéztük a választ ennél nagyobb áramértékekre is. Az ábrán jól látható, hogy mind a felmenő ág küszöbárama azonos, mind pedig a lejövő ágnál a válaszjel eltűnése mindegyik esetben ugyanakkora áramérték mellett következik be.

Megállapíthatjuk tehát, hogy a küszöbáram közeli, kisáramú ($I_{\max} < 2I_k$) mérések – a küszöbáram vizsgálatára irányuló mérések – során mérhető fűtés nincsen.

A mérések másik csoportja során a nagyáramú viselkedést tanulmányoztuk. Az impulzusok hossza ilyenkor $\leq 50\mu s$ volt, így az áramkontaktusokon fejlődő hő továbbra sem befolyásolta a mérést. Számítsuk ki a minta belsejében disszipálódó energiát! A

minta ellenállását továbbra is közelítsük, mégpedig az alábbi, felső becsléssel:

$$R = \begin{cases} 0 & \text{ha } I < I_k \\ R_{\max} & \text{ha } I \geq I_k \end{cases} \quad (3.2)$$

Ezzel a közelítéssel egy $50 \mu\text{s}$ $I_{\max} = 800 \text{ mA}$ -es impulzus $I_k = 200 \text{ mA}$ küszöbáram és $R_{\max} = 15 \text{ m}\Omega$ esetén az impulzus alatt a minta belsejében disszipálódó energia $E_2 = 160 \text{ nJ}$ -nak adódik. Ezt összevetve a fononok hőkapacitásával (3.1) képletből $T_1 = 5 \text{ K}$ - es induló hőmérséklet esetén $T_2 = 9,1 \text{ K}$ adódik (ez természetesen egy felső becslés csak. Ugyanez az energia magasabb kezdőhőmérséklet esetén kisebb hőmérsékletnövekedést okoz.

Azaz ez a nagyáramú mérés már nem elhanyagolható nagyságú fűtést jelent. A nagyáramú differenciális ellenállás mérések esetén a mérési hőmérsékletként feltüntetett érték az alacsony hőmérsékletek esetén néhány K fok pontosságúnak tekinthető. Ugyanakkor ez a fűtés még mindig lényegesen kisebb annál, semhogy a mintát a szilárd fázis belsejéből a folyadék vagy a normál fázisba vigye. Tehát a szilárd fázisnak megfelelő hőmérsékleteken történt mérések valóban a szilárd fázisról adnak ismereteket.

Normál fázisban, illetve a folyadék fázis azon részén, ahol jellegzetesen ohmikus áram-feszültség karakterisztikák figyelhetőek meg, az esetleges fűtés a karakterisztikákban nemlinearitásként jelenne meg. Ebben a tartományban a görbék meredeksége erősen függ a hőmérséklettől, növekvő hőmérséklettel növekszik a meredekség. Így az esetleges fűtés esetén az áram-feszültség görbék a lineáristól fölfelé hajlanának el. A bemutatásra kerülő mérések során ilyen jelenséget nem tapasztaltam. Az ohmikus viselkedés esetén mind a kisáramú (1-2 mA) mind a nagyáramú (100-150 mA) görbék lineárisak, azonos meredekséggel.

4. Kísérleti eredmények

A minta előkészítése kétféleképpen történhet.

Tér nélkül hűtött (Zero field cooled, ZFC): Ebben az esetben a mintát T_c -ről zérus mágneses térben hűtjük le. A mérési hőmérsékleten kapcsoljuk rá a mágneses teret. A tér stabilizálódása után még néhány percet vártunk a mérés megkezdése előtt.

Térben hűtött (Field cooled, FC): a T_c hőmérsékletre felmelegített mintára tesszük a mérés során alkalmazni kívánt mágneses teret. Ezután a mintát lehűtjük, kontrollált körülmények között, lassan. A tipikus hűtési sebesség az itt bemutatott mérések esetén 2 K / perc volt.

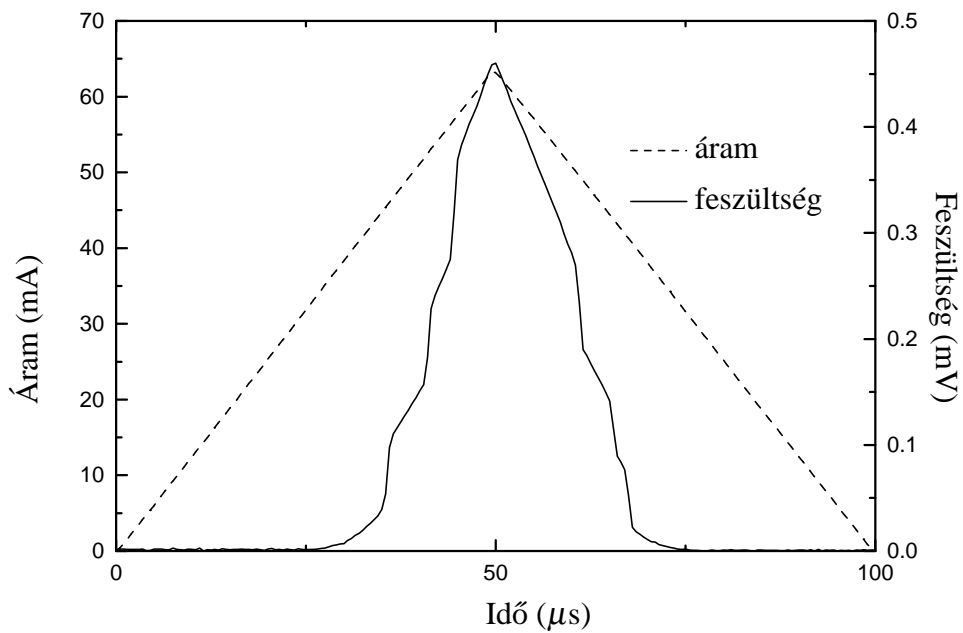
A továbbiakban bemutatásra kerülő eredmények több mintától származnak, a tapasztalt viselkedés mindegyik mintán hasonlóan bizonyult. Az ebben a fejezetben található B mindig az alkalmazott külső mágneses teret jelenti, amelynek iránya a minta c -irányával párhuzamos. Az 4.1 - 4.4 fejezetekben az ab elrendezésű mintákon mért eredményekről számolok be. Ezekben a mérésekben a kétféle áramkontaktálás -a minta tetején avagy a minta élein elhelyezett áramkontaktusok- esetén ugyanazt a viselkedést tapasztaltam. A c konfigurációjú mérésekkel, illetve a különböző elrendezések vizsgálatával a 4.5 fejezetben foglalkozom.

4.1. Áram-feszültség karakterisztikák

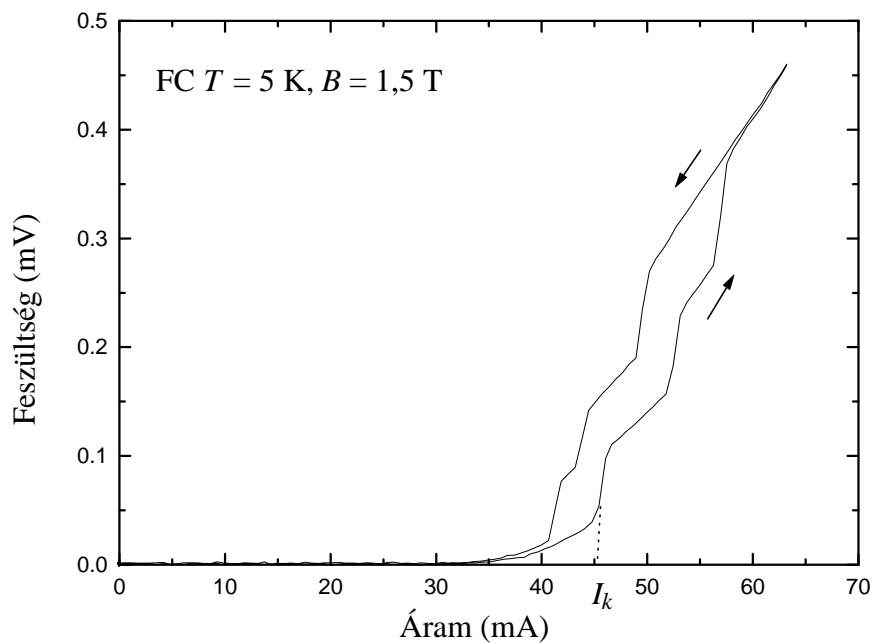
Egy tipikus gerjesztő áramjelet és a hozzá tartozó feszültségválaszt szemlélteti a 4.1 ábra, valamint az ebből képezett áram-feszültség karakterisztikát a 4.2 ábra. A tengelyeken áram illetve feszültségértékek szerepelnek, amelyeket nem normáltam a minta méretével.

A szilárd fázisban tapasztalható tipikus karakterisztikákat láthatunk a 4.2, 4.3, 4.4 ábrákon.

Ebben a fázisban mindig megkülönböztethetünk egy küszöbáram alatti illetve feletti viselkedést. A küszöbáram a vortexáramlás megindulásához tartozó áramérték. Ez alatt is kaphatunk olykor feszültség-választ, amely lényegesen kisebb, nemlineáris feszültség, melynek oka a fluxus-csúszás. A vortexáramlás megindulása az $I - V$ karakterisztika éles változásával jár együtt, éles ugrás formájában (pl. 4.2 ábra), vagy a meredekség éles törésében mutatkozik meg (pl. 4.3 ábra). Mint láthatjuk az ábrákon,

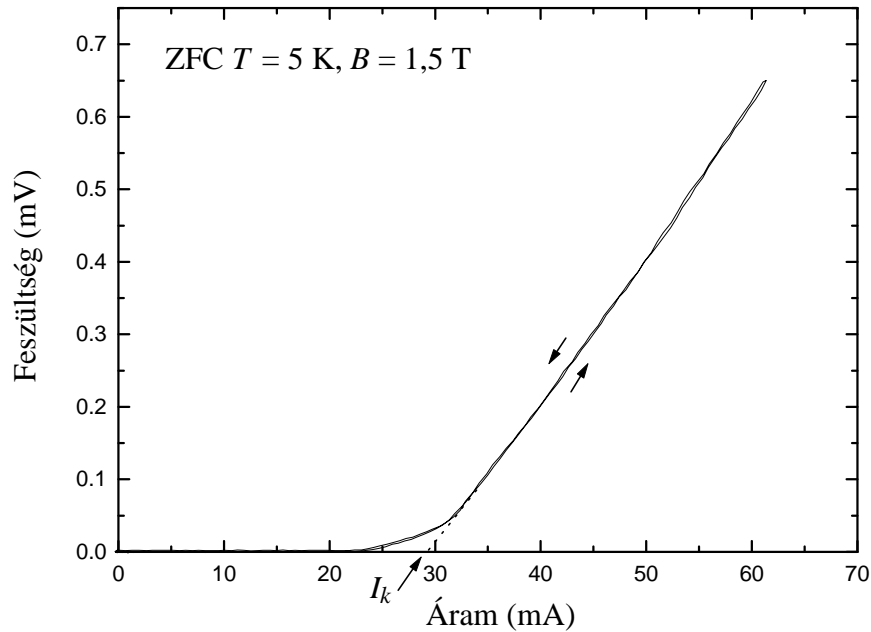


4.1. ábra. A meghajtó áram, és a rendszer válasza ($T = 5 \text{ K}$, $B = 1,5 \text{ T}$)



4.2. ábra. Áram-feszültség karakterisztika, térben hűtött (FC) minta, $T = 5 \text{ K}$, $B = 1,5 \text{ T}$

az áramimpulzus felmenő illetve lemenő ágára kapott válasz olykor nem egyezik meg, a

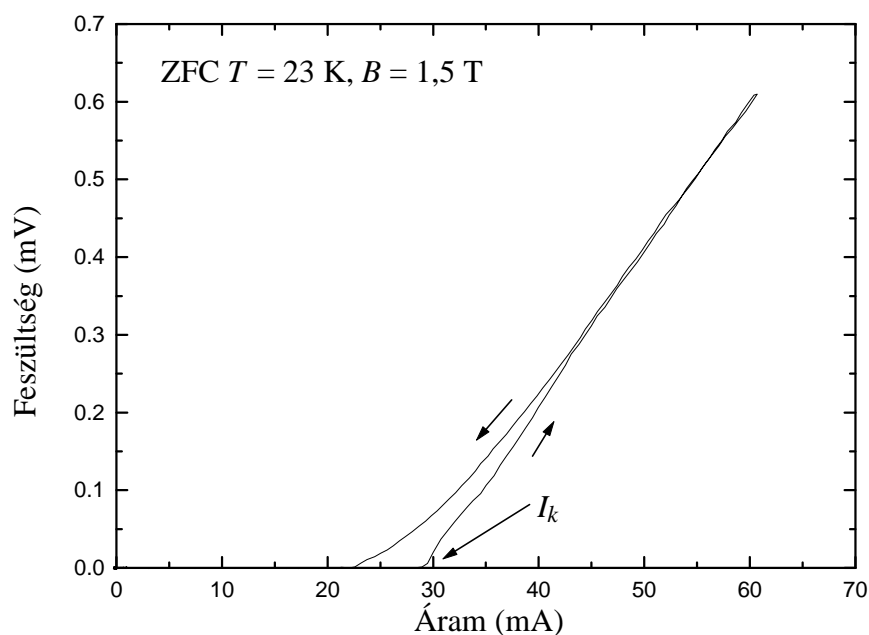


4.3. ábra. Áram-feszültség karakterisztika, tér nélkül hűtött (ZFC) minta, $T = 5$ K, $B = 1,5$ T

rendszer hiszterézist mutat. Így különbség adódik a felmenő ághoz illetve a lejövő ághoz tartozó küszöbáramban is. A továbbiakban a küszöbáram definíciójában a felmenő ág küszöbáramát tekintjük.

A görbék menetét illetően a küszöbáramnál nem sokkal nagyobb maximális mérőáram esetén kapott válasza a következő megfigyeléseket tehetjük. Mint a 4.2 ábrán látható a görbe alakja lehet lépcsős, ugrásos, az első ugrást egy rövid lineáris szakasz, majd újabb ugrások követik. A lépcsős karakterisztikák mindig mutatnak hiszterézist. Hiszterézises lehet a viselkedés jellegzetes ugrások nélkül is, lásd pl. 4.4 ábra. Ugyanakkor tapasztalhatunk ugrások és hiszterézis nélküli viselkedést is (4.3 ábra). Ezek előfordulására a következők mondhatóak. Kis mágneses tér esetén ($B < 0,5$ T) a szilárd fázisban mindig tapasztalhatunk ugrásokat. A mágneses tér növelésével, alacsony hőmérsékleten, tér nélkül hűtött minta esetén (ZFC) az ugrások elmosódnak, a hiszterézis eltűnik. Tipikusan $B = 1,5$ T esetén a 4.3 ábrának megfelelő viselkedést láthatunk. Térben hűtött minta (FC) esetén ugyanezen mágneses térnél a karakterisztika jellegzetesen lépcsős, hiszterézises.

A hőmérséklet függvényében a kétféle preparáció egy $T_p(B)$ hőmérséklet alatt mutat különbséget, fölötte a mért görbék megegyeznek. A görbék jellege FC esetében a hő-

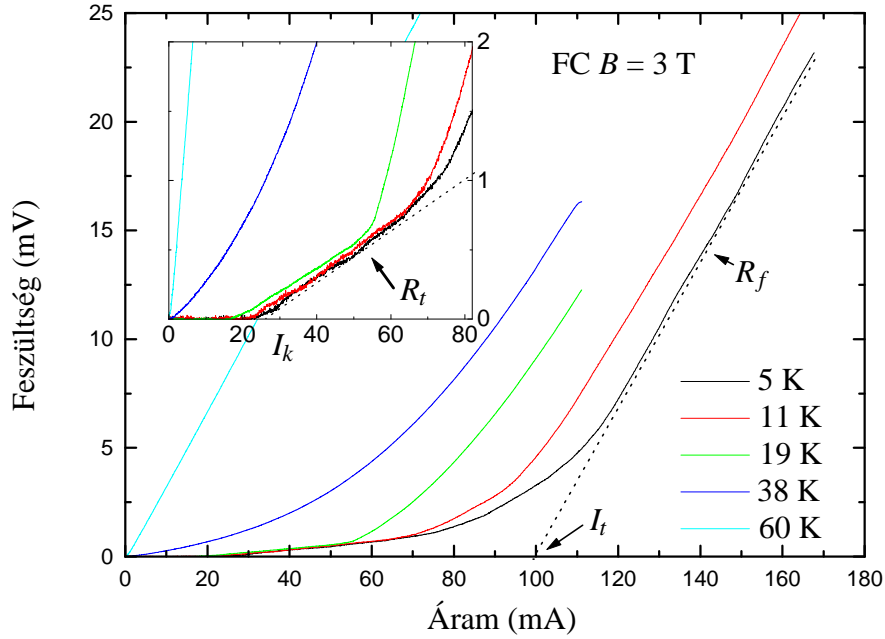


4.4. ábra. Áram-feszültség karakterisztika, tér nélkül hűtött (ZFC) minta, $T = 23$ K, $B = 1,5$ T

mérséklet növelésével T_p -ig nem mutat lényegi változást, míg ZFC esetében a hőmérséklet növelése a hiszterézis, illetve lépcsős viselkedés megjelenését eredményezi. T_p fölött a hiszterézis továbbra is megmarad, a lépcsős jelleg azonban egyre kevésbé látható. Végül a hiszterézis is egyre kisebbé válik, majd megfigyelhetetlen lesz.

Ha a mérőáram a küszöbáram sokszorososa, akkor szükségszerűen a felbontás romlik, az ugrások kevésbé megfigyelhetőek. A karakterisztika lineáris jellegűt ölt. Még tovább növelve a mérőáramot azonban egy újabb törést, a lineáris jelleg erősen nemlineárisává válását figyelhetjük meg. Majd egészen nagy mérőáramoknál a karakterisztika újból lineárisává válik, a mérőáram további növelésére (az általunk elérhető maximális áramig) már nem változik a jellege (4.5 ábra). Ebben az áramtartományban a differenciális ellenállás konstans. Ez a tartomány tipikusan olyan áramértékeknél érhető el, melynek nagysága a küszöbáram 5-10-szerese.

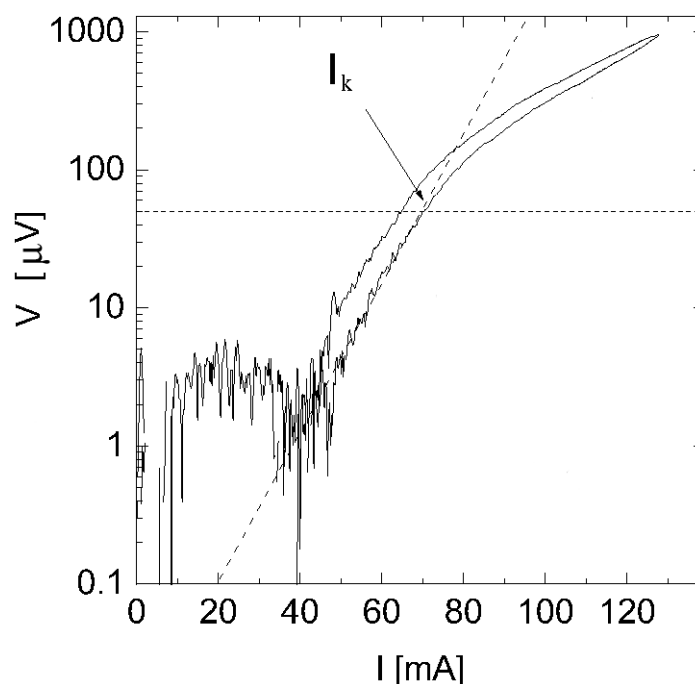
A 4.5 ábrán a nagyáramú tartományt ábrázoltam, a könnyebb áttekinthetőség érdekében csak a felmenő ágat rajzolva ki. Az ábra inzerájében kinagyítottam a kisáramú tartományt is. Az ábrán több különböző hőmérsékletre tartozó karakterisztika szerepel. Ezek közül a két legmagasabb hőmérsékletű (38 K és 60 K) már az olvadási hőmérséklet



4.5. ábra. Nagyáramú áram-feszültség karakterisztikák, térben hűtött (FC) minta, $B = 3 \text{ T}$

(T_m) fölött van. Láthatjuk, hogy a folyadék fázisban, már egészen kis áramra is kapunk feszültségválaszt, ugyanakkor a karakterisztika csak egy magasabb hőmérsékleten válik teljesen lineárisrá.

Az áram-feszültség karakterisztikák alapján a következő mennyiségeket definiálhatjuk: a már korábban jelzett küszöbáram (threshold áram) I_k , ahol a vortexek rögzítése megszűnni kezd, ugrás vagy éles törés tapasztalható a feszültség-áram karakterisztikában. I_k definiálható aszerint is, hogy az I - V karakterisztika kisáramú része az Anderson-Kim típusú viselkedéssel (lásd 2.1.1 fejezet) írható le, s az ettől való eltérés definiálja a küszöbáramot. (Ezt szemléltetem a 4.6 ábrán.) Ez tipikusan $\approx 50 \mu\text{V}$ feszültség körül következik be. Definiálhatjuk a küszöbáramot $V(I_k) = 50 \mu\text{V}$ szerint is. Természetesen ez a feszültségérték valamennyire önkényes, de a küszöbáram csak logaritmikusan függ V_k küszöbfeszültségtől. A küszöbáram kvalitatív viselkedése a különböző definíciókban azonos. Vizsgálhatjuk a küszöbáram utáni lineáris szakasz differenciális ellenállását, ezt jelöljük a továbbiakban R_t -vel. A nagyon nagy áramokhoz tartozó jelenség, a telítődő differenciális ellenállásra jellemző értékek: a telített differenciális ellenállás értéke, ezt jelöli R_f , és a lineáris tartomány extrapolálásával a zérus feszültséghez tartozó áramérték, a többletáram I_t . Rögzítés (pinning) nélküli esetben megvalósuló fluxusáramlás



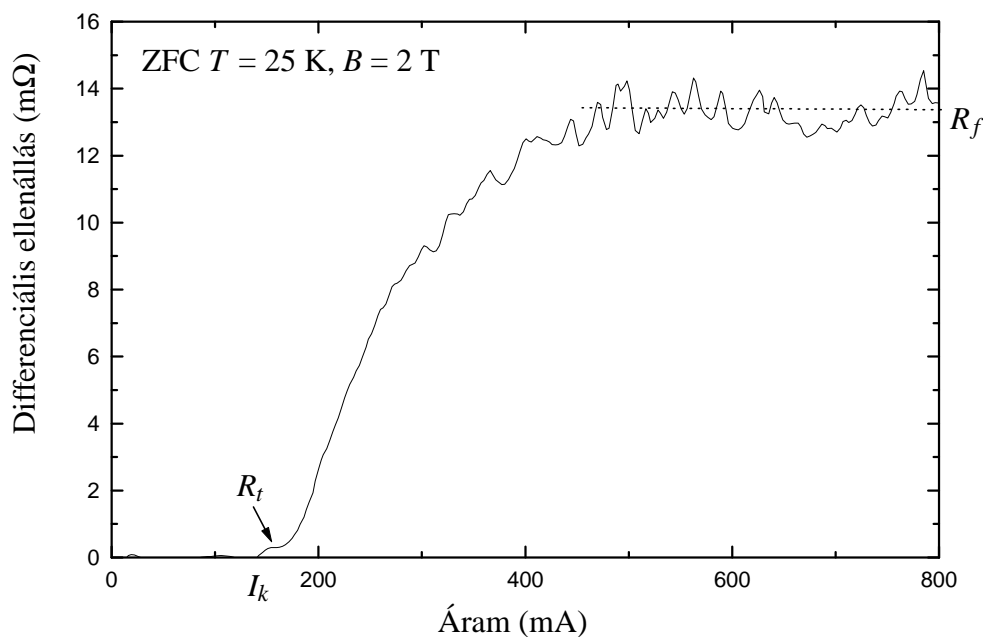
4.6. ábra. Áram-feszültség karakterisztika (ZFC, $B = 1,5$ T, $T = 4,5$ K). A hosszú szaggatott vonal Anderson-Kim típusú fittelés. A rövid szaggatott vonal az $50 \mu\text{V}$ -os küszöbfeszültséget jelöli.

esetén origóból induló egyenest kapnánk, a pinning miatt azonban a lineáris tartomány eltolódik, az eltolódás mértékére jellemző ez a többletáram. Valamennyi mennyiség meghatározásához a felmenő ágat vettem figyelembe. A 4.5 ábrán jelöltem ezeket a mennyiségeket.

A differenciális ellenállást szemlélteti a 4.7 ábra, ahol jól látható a telítődő érték, R_f . A következőkben ezeket a mennyiségeket vizsgálom meg részletesen.

4.2. A küszöbáram (I_k)

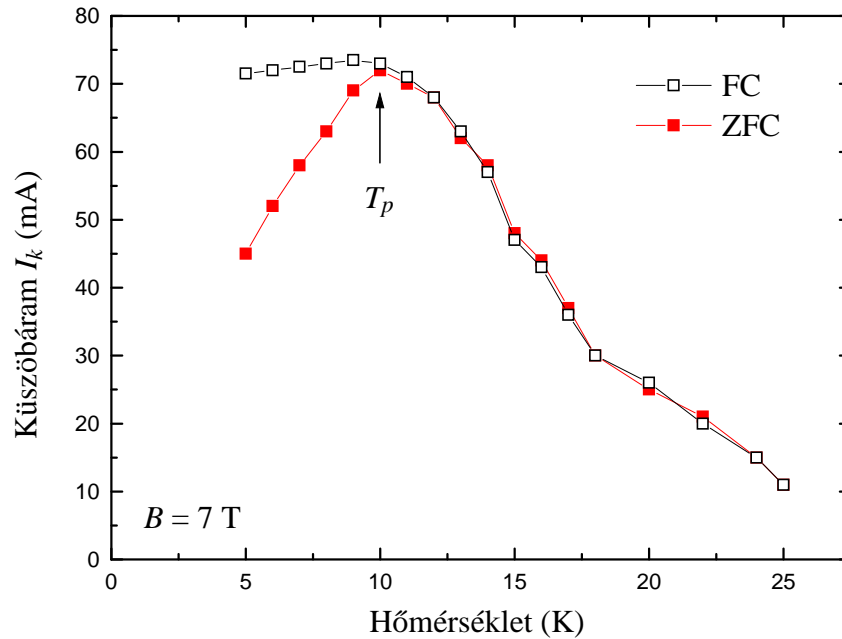
A küszöbáram vizsgálata során a következő megfigyeléseket tehetjük. A küszöbáram értéke nem azonos a különböző minták esetén. Ugyanolyan geometria és ugyanolyan kontaktálási mód esetén is a küszöbáram értéke a különböző mintáknál akár ötös-tizes faktossal eltérhet. Ennek oka az, hogy a rögzítő (pinning) erő nagyon eltérő lehet, például a minták tisztasága, oxigén-dópolása miatt. Azonban a megfigyelt jellemző



4.7. ábra. Differenciális ellenállás áramfüggése, tér nélkül hűtött minta (ZFC), $T = 25$ K, $B = 2$ T

viselkedés valamennyi mintára kvalitatíve azonos volt. A küszöbáram hőmérsékletfüggését korábban Sas és munkatársai vizsgálták [3]. Ezirányú vizsgálataim eredményei megegyeznek az ő méréseik eredményeivel. Az itt bemutatásra kerülő 4.10 ábra az ő eredményük.

A hőmérséklet függvényében látható a küszöbáram a 4.8 ábrán. Mint már jeleztem, alacsony hőmérsékleten a minta válasza függ a minta előkészítésének módjától. Ez a függés nemcsak az $I - V$ görbék alakjában mutatkozik meg, hanem a küszöbáram értékében is. Az ábrán látható mérési sorozat esetében először a legalacsonyabb hőmérsékletre tartozó karakterisztikát vettük fel, majd innen növeltük a hőmérsékletet. A tér nélkül hűtött esetben (ZFC) a hőmérséklet növelésével a küszöbáram növekedését tapasztaltuk, egészen egy T_p hőmérsékletig. A $T < T_p$ hőmérséklettartományban a térben hűtött (FC) minta küszöbárama magasabb, mint a tér nélkül hűtött mintáé. Az FC eset konkrét értéke függ attól, hogy mennyire gyorsan hűtjük le a mintát, de minden esetben magasabb a ZFC értéknél. A térben hűtött minta esetében a hőmérséklet növelésével a küszöbáram értéke tart a ZFC minta T_p -ben mérhető értékéhez, és $T = T_p$ esetén eléri azt. Ennél magasabb hőmérsékletek esetén ($T > T_p$) a kétféle mintaelőkészítés után

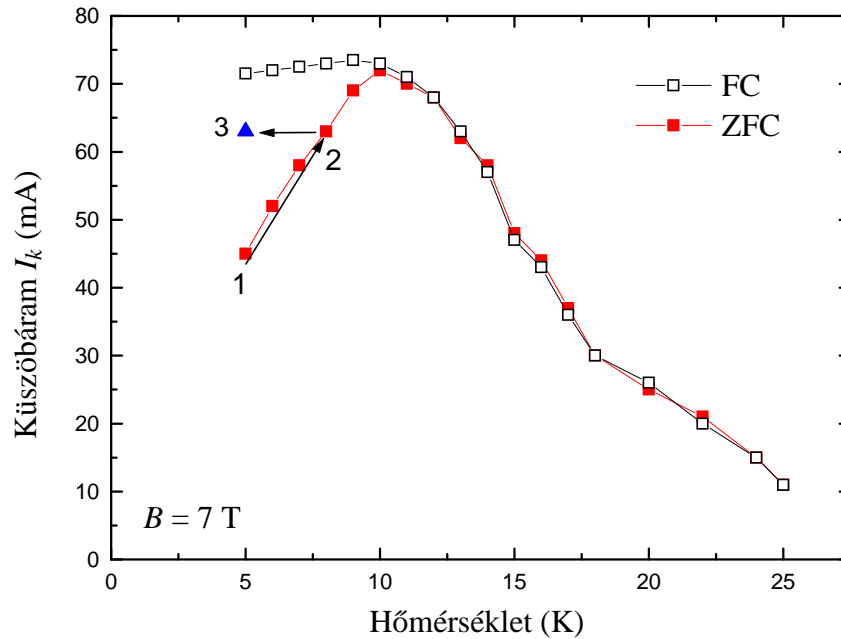


4.8. ábra. A küszöbáram hőmérsékletfüggése térben és tér nélkül hűtött minta esetében ($B = 7 \text{ T}$)

az áram-feszültség karakterisztika megegyező, így a küszöbáram értéke is azonos. Növelve a hőmérsékletet a küszöbáram csökken. Az olvadási pont (T_m) közelében az $I - V$ görbében az éles törés eltűnik. Az olvadási hőmérsékletet a zérushoz tartó áram esetén mérhető differenciális ellenállásból határozhatjuk meg: $dV/dI = 0$ ha $I \rightarrow 0$ amíg a szilárd fázisban vagyunk és $dV/dI \neq 0$ ha $I \rightarrow 0$ a folyadék fázisban.

Mindkét mintaelőkészítés esetén $T < T_p$ hőmérsékleteken a küszöbáram a hőmérséklet változásokra irreverzibilis módon reagál. Erre vonatkozó kísérletet szemléltet a 4.9 ábra. Ha előbb lehűtöttük a mintát $T_1 < T_p$ hőmérsékletre (ZFC, 1-es pont az ábrán), majd egy $T_1 < T_2 < T_p$ hőmérsékletre melegítjük (lásd 2-es pont), és ezután újra lehűtjük (pl. T_1 hőmérsékletre, 3-as pont), akkor a küszöbáram értéke lényegében a $I_k(T_2)$ -nek megfelelő értéken marad. Ugyanakkor $T > T_p$ hőmérsékletek esetén mindkét mintaelőkészítés azonos, reverzibilis küszöbáram értéket ad.

A küszöbáram hőmérsékletfüggését különböző külső mágneses tér értékek mellett mutatja a 4.10 ábra. A különböző külső mágneses tér értékeket az egyes görbék mellett tüntettem fel. Valamennyi görbénél a teli jelek a tér nélkül hűtött, az üres jelek a térben hűtött mintapreparáció során kapott értékeket jelzik.

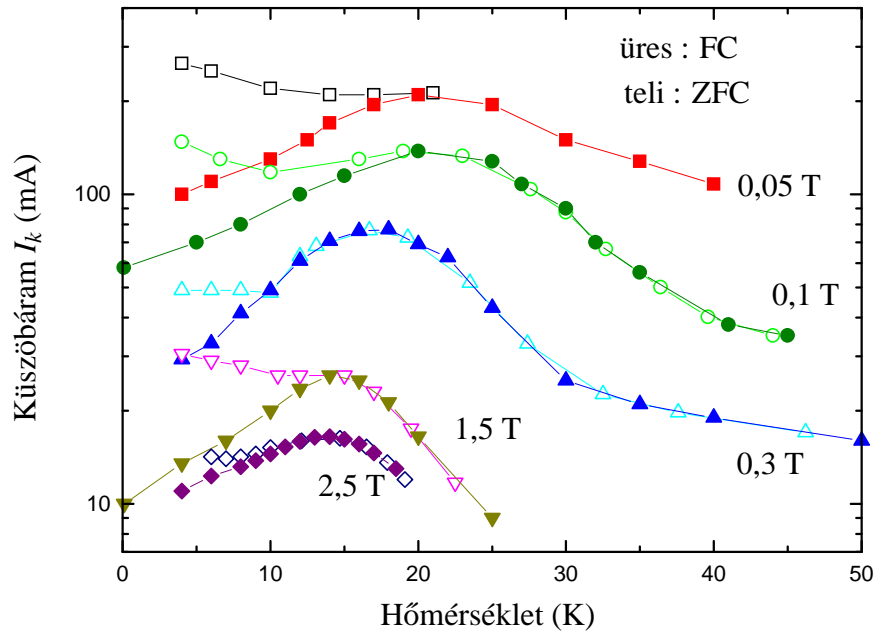


4.9. ábra. A küszöbáram viselkedése a hőmérséklet változtatásának hatására. 1.: A küszöbáram ZFC hűtés után $T_1 = 5$ K hőmérsékleten, $B = 7$ T térben. 2.: A küszöbáram értéke a minta T_1 hőmérsékletéről $T_2 = 8$ K hőmérsékletre való felmelegítése után. 3.: A küszöbáram értéke T_2 hőmérsékletéről – a mágneses tér alkalmazása mellett – T_1 hőmérsékletre való hűtés után.

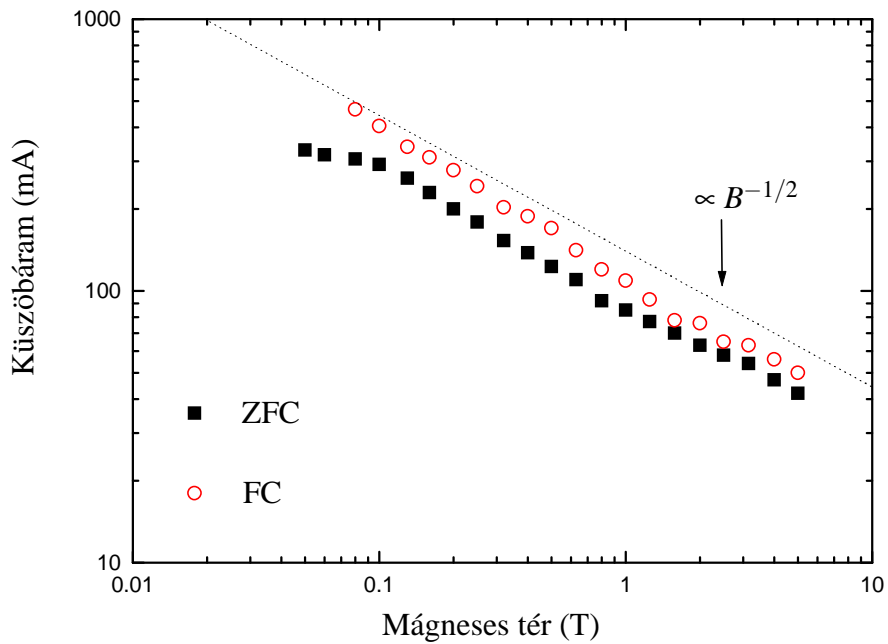
Mint az ábrán látható, T_p értéke függ az alkalmazott mágneses tértől, a tér növelésével enyhén csökken. ($B < 0,05$ T esetén nem figyelhető meg a kétféle mintapreparációból adódó különbség [3].)

Vizsgáltuk konstans hőmérséklet mellett a mágneses tértől való függést is. A kísérletek egy részénél a mintát tér nélkül hűtöttük le (ZFC), a mágneses teret pedig szakaszosan növeltük. Minden esetben a mágneses tér növelése mellett vettük fel a karakterisztikákat. Alacsony hőmérsékleten (pl. 5 K) ugyanis tapasztalhatjuk, hogy nagy mágneses tér (pl. 5 T) alkalmazása után, a teret kikapcsolva, a mintában még maradnak vortexek. A kísérletek másik részénél a térben hűtött minta viselkedését vizsgáltuk, ilyenkor minden egyes mérési pont előtt a mintát újra és újra T_c hőmérséklet fölé melegítettük, ráadtuk a következő teret és újra lehűtöttük. Az így kapott mérések eredményét mutatja a 4.11 ábra. (Az ábra log-log skálával készült.)

A küszöbáram a mágneses tér növekedésével csökken, alacsony hőmérsékleten a függés $I_k(B) \propto B^{-\nu}$, ahol $\nu \approx 1/2$. Ezt a viselkedést egyformán mutatja az FC és a ZFC

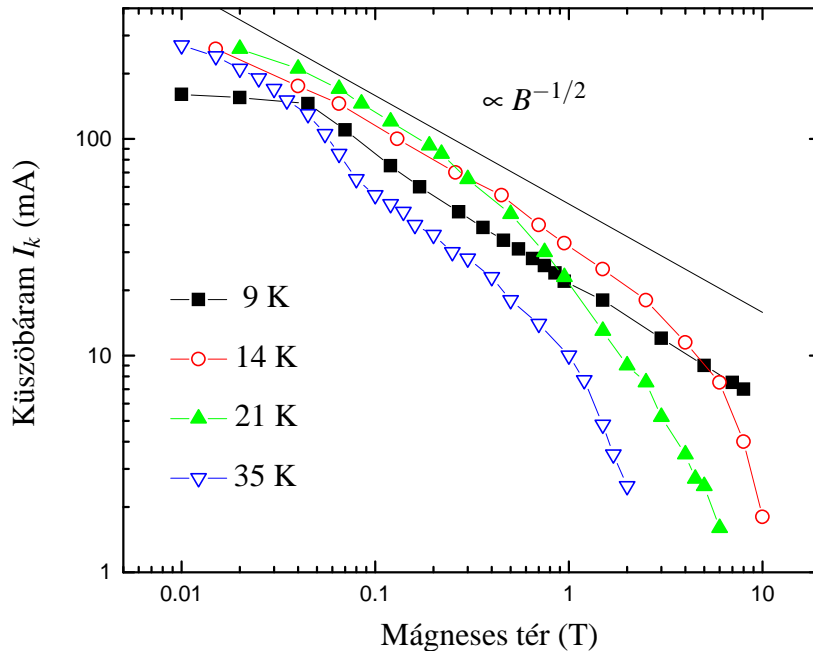


4.10. ábra. A küszöbáram hőmérsékletfüggése térben és tér nélkül hűtött minta esetében, különböző nagyságú külső mágneses tér esetén [3].



4.11. ábra. A küszöbáram mágnesestér-függése térben és tér nélkül hűtött minta esetében $T = 5$ K-en. A szaggatott vonal a $B^{-1/2}$ -es függést szemlélteti.

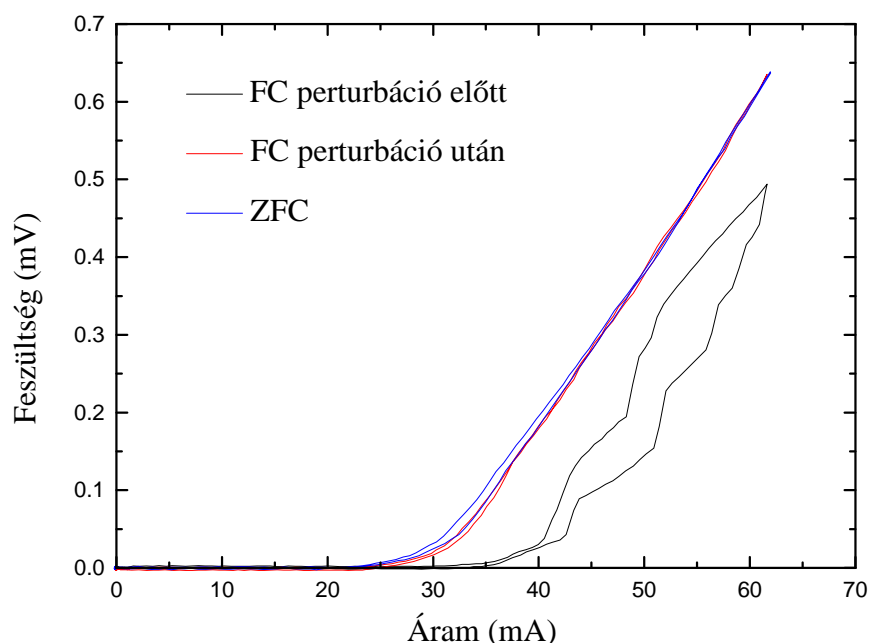
mintapreparáció. Magasabb hőmérsékleteken a log-log skálán lineáris függéstől a tér növelésével lefelé elkanyarodik a görbe, azaz gyorsabban csökken a küszöbáram (lásd 4.12 ábra).



4.12. ábra. A küszöbáram függése a külső mágneses tértől, különböző hőmérsékleten (ZFC minta)

A minta preparációjától való függés, irreverzibilitás, felveti azt a kérdést, hogy a vizsgált állapotok stabil avagy instabil egyensúlyi helyzetet jelentenek-e. Ennek vizsgálatára a hőmérséklet változtatásán kívül más kísérleteket is végeztünk. Vizsgáltuk az alkalmazott mágneses tér kicsiny változásának (perturbációjának) hatását. A mintát FC preparáció esetén B_0 térben hűtöttük le, majd már a vizsgált hőmérsékleten változtattuk kicsit a teret, úgy, hogy az alkalmazott mágneses tér $B = B_0 + B_1$ ahol $B_1 \ll B_0$, konkrétan pl. a 4.13 ábrán látható kísérlet során $B_0 = 1,5$ T és $B_1 = 0,06$ T. (ZFC preparáció esetén előbb B_0 teret kapcsolunk rá, felvettük a karakterisztikát, ezután megváltoztattuk a teret és újra felvettük.) Egy ilyen kísérletben kapott karakterisztikákat mutat a 4.13 ábra.

A tér nélkül hűtött minta esetében a kicsi perturbáló tér hatására a várakozásnak megfelelően, növekvő tér esetén kisebb, csökkenő tér esetén nagyobb küszöbáramot észlelünk. A perturbáció kikapcsolása után visszajutunk az eredeti értéket. Ugyanakkor

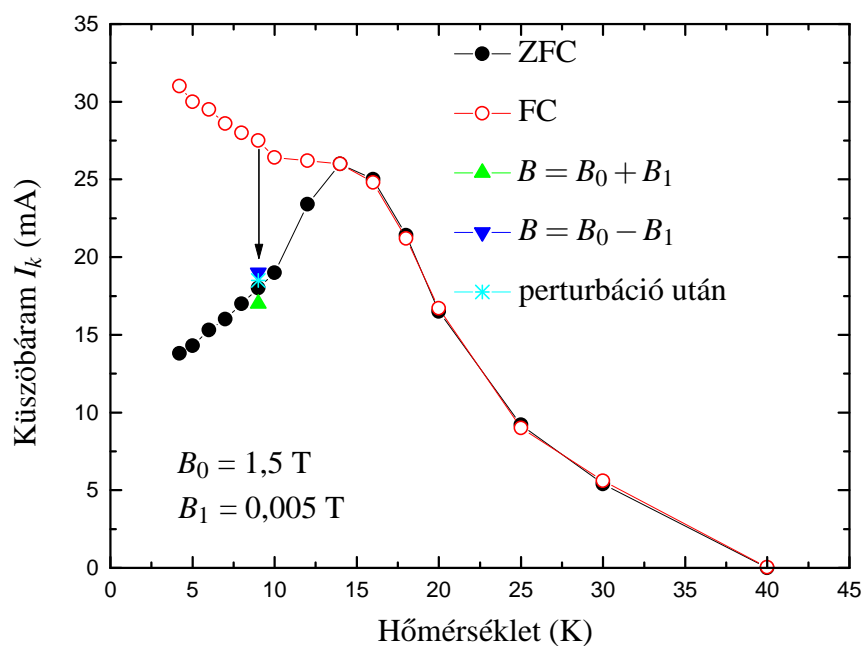


4.13. ábra. Áram-feszültség karakterisztikák FC és ZFC $B = 1,5$ T, $T = 5$ K és $B = 1,5$ T-ban hűtött FC $B_1 = 0,06$ T perturbáció után

térben hűtött minta esetén a perturbáció hatására a küszöbáram és az $I - V$ karakterisztika lényegesen megváltozik. Csökkenő és növekvő tér esetén is egyaránt erőteljesen lecsökken a küszöbáram, a tér nélkül hűtött minta küszöbáramának értékére. Az áram-feszültség karakterisztika a ZFC minta karakterisztikájával megegyező lesz. A perturbáció kikapcsolása után a küszöbáram továbbra is a ZFC mintára jellemző értékű lesz, további perturbációkra a ZFC mintával megegyező módon viselkedik.

Azaz a minta csak addig viselkedik az FC-re jellemző módon, amíg a tér nem változik, tetszőlegesen kicsiny változásra a minta további viselkedése a ZFC minta viselkedésével egyezik meg. A küszöbáramok változását perturbáció hatására a 4.14 ábra foglalja össze. Az ábrán láthatjuk a perturbáció nélküli ZFC és FC küszöbáramokat a hőmérséklet függvényében, a $B = B_0 + B_1$ és $B = B_0 - B_1$ perturbáció hatása alatt mérhető küszöbáramot, valamint a perturbáló mágneses tér kikapcsolása utáni állapotra jellemző értéket.

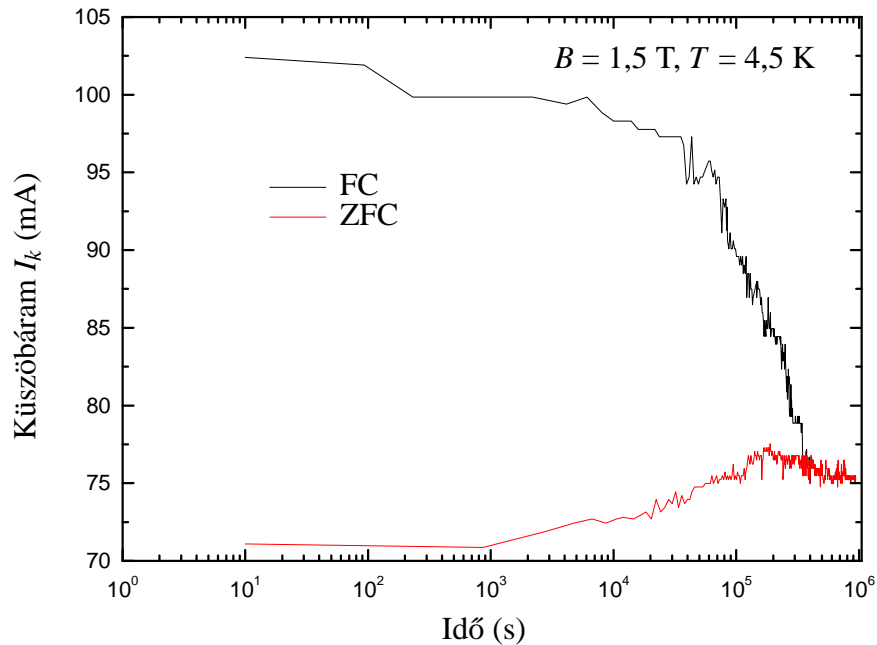
Vizsgáltuk az állapotok időbeli stabilitását is. A stabil hőmérséklet illetve mágneses tér elérése után minden mérésnél vártunk néhány percet és csak akkor vettük fel a karakterisztikát. Ezután a néhány órás intervallumban lényeges változás nem figyelhető meg. Azonban ha ennél hosszabb ideig hagyjuk a rendszert relaxálni, már érdekes megfigye-



4.14. ábra. A küszöbáram változása perturbáció hatására

léseket tehetünk. A küszöbáram időfüggésének vizsgálatára végzett kísérlet eredményét mutatja a 4.15 ábra. A kísérletet $T = 4,5$ K-en, $B = 1,5$ T alkalmazott mágneses tér mellett végeztük. Mint ebből megfigyelhető a tér nélkül hűtött minta küszöbárama enyhén növekedett, majd körülbelül egy hét alatt elért egy stabil értéket. Ugyanakkor a térben hűtött minta esetében körülbelül 10^4 s-ig konstans a küszöbáram, majd erős csökkenés tapasztalható, végül, a ZFC mintával azonos idő alatt beállt egy stabil értékre. Mint az ábrán jól látható, a kétféle preparációban megfigyelhető küszöbáram ugyanahhoz a stabil értékhez tartott. Az FC minta küszöbáramának teljes változása lényegesen nagyobb, mint a ZFC mintáé. Megfigyeltük, hogy az „öregedés” a mágneses tér perturbációjához hasonlóan az $I - V$ karakterisztika hiszterézisének csökkenését is okozza. Az FC minta küszöbárama (a 10^4 s-ig tartó megközelítőleg időfüggetlen szakasz után) logaritmikusan csökken az idő függvényében, a ZFC minta kritikus áramának eléréséig. Megfigyeltük, hogy a hőmérséklet növelésével a relaxáció sebessége csökken, és $T = T_p$ hőmérsékleten eltűnik.

Megvizsgáltuk, hogy maga a mérő impulzus játszik-e valamilyen szerepet ebben a folyamatban. Lefolytattuk a kísérletet három különböző módon adott impulzus esetén. Az első esetben naponta egyetlen, $25 \mu\text{s}$ hosszú impulzust használtunk, az impulzus



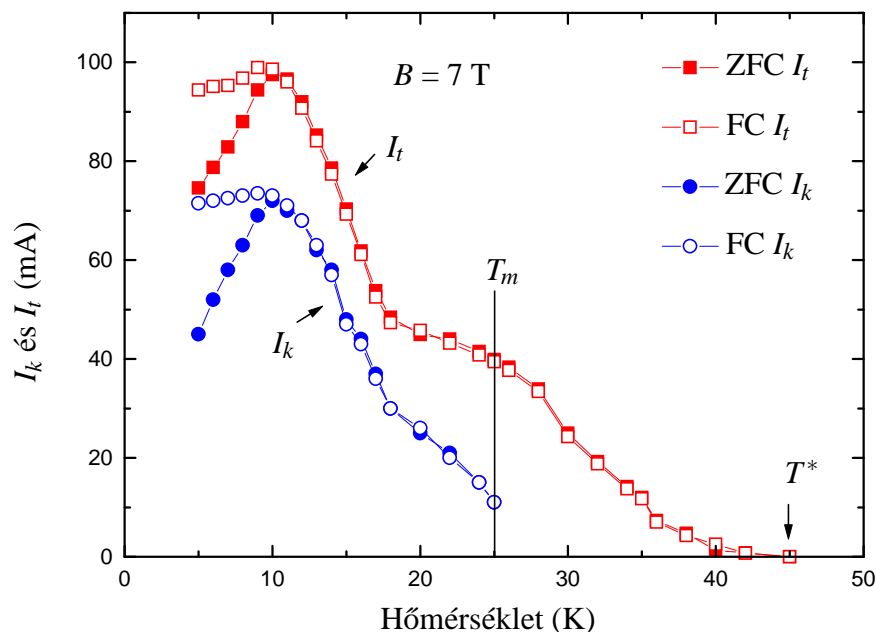
4.15. ábra. A küszöbáram időfüggése térben és tér nélkül hűtött minta esetében ($B = 1,5 \text{ T}, T = 4,5 \text{ K}$)

alakja pedig a 3.2 ábrán látható háromszögből és annak inverzéből állt. A második esetben az elsővel megegyező impulzust váltakozó előjellel naponta 2000-szer adtunk a mintára. A harmadik esetben csak az egyik irányt tartalmazó (az eredeti 3.2 ábrának megfelelő), $100 \mu\text{s}$ hosszúságú impulzusokat alkalmaztunk, váltakozó előjellel, szintén 2000-szer naponta. Mindhárom sorozatban azonos mintát használtunk. A harmadik esetnek megfelelő egyetlen impulzus körülbelül $10 \mu\text{m}$ -es, míg az első esetnek megfelelő impulzus 10 nm -es vortexelmozdulást okoz. Megállapítottuk, hogy a háromféle impulzus azonos időbeli változást ad, azaz a küszöbáram változása nem függ az alkalmazott impulzusok gyakoriságától, alakjától.

4.3. A többletáram (I_t)

A küszöbáram vizsgálata után most térjünk rá a nagy áramú telítődéshez tartozó többletáramra. Ennek értéke a küszöbáram többszöröse. Ebből adódott, hogy kis mágneses terek, $B < 0,5 \text{ T}$ esetén nem, vagy csak magas hőmérsékleten tudtuk megmérni. Alacsonyabb terek esetén a karakterisztikák a mérésben használható maximális áram mellett sem érik el a nagyáramú lineáris tartományt.

Vizsgáltam I_t hőmérséklet, mágneses tér és minta preparációtól való függését. A hőmérsékletfüggést a 4.16 ábra mutatja. Az ábrán feltüntettem a küszöbáram hőmérsék-

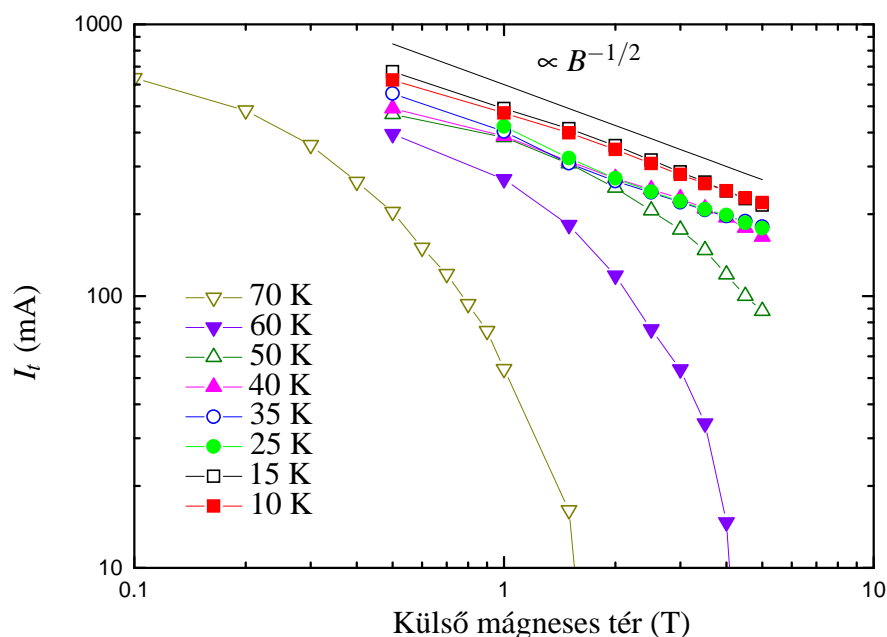


4.16. ábra. A küszöbáram és a többletáram hőmérsékletfüggése térben és tér nélkül hűtött minta esetében ($B = 7$ T)

letfüggését is. A többletáram viselkedésében megfigyelhető ugyanaz a jelenség, mint a küszöbáram esetében. Alacsony hőmérsékleten I_t értéke függ a minta preparációjától, FC esetben magasabb, mint ZFC esetben. ZFC esetben a hőmérséklet növelésével T_p -ig nő, majd innentől megegyezik az FC eset értékével, mindkettő csökken. A csúcshoz tartozó hőmérséklet, T_p ugyanaz az érték, mint a küszöbáram esetében. A görbe lefutásában megfigyelhetünk egy platószerű tartományt, valamivel a T_m hőmérséklet alatt. Mint jól látható I_t értéke a $T = T_m$ hőmérsékleten még véges, amint az a 4.5 ábrán az $I - V$ görbék nemlineáris alakjából előrevetíthető volt. A karakterisztikák teljesen lineárisak csak T^* hőmérsékleten válnak, ez megegyezik I_t zérussá válásának hőmérsékletével.

A többletáram külső mágneses tértől való függését a 4.17 ábra szemlélteti. Alacsony hőmérsékleteken ($T < T_p$) a többletáram a küszöbáramhoz hasonlóan $\propto B^{-\nu}$, $\nu \approx 1/2$ függést mutat. A 4.17 ábrán ennek szemléltetésére feltüntettem egy ilyen meredekségű egyenest is. Magasabb hőmérsékleteken – a küszöbáramhoz hasonlóan – a görbék lefelé, azaz erősebb függés irányában hajlanak el.

A küszöbáram vizsgálatához hasonlóan a többletáram esetében is végeztünk per-



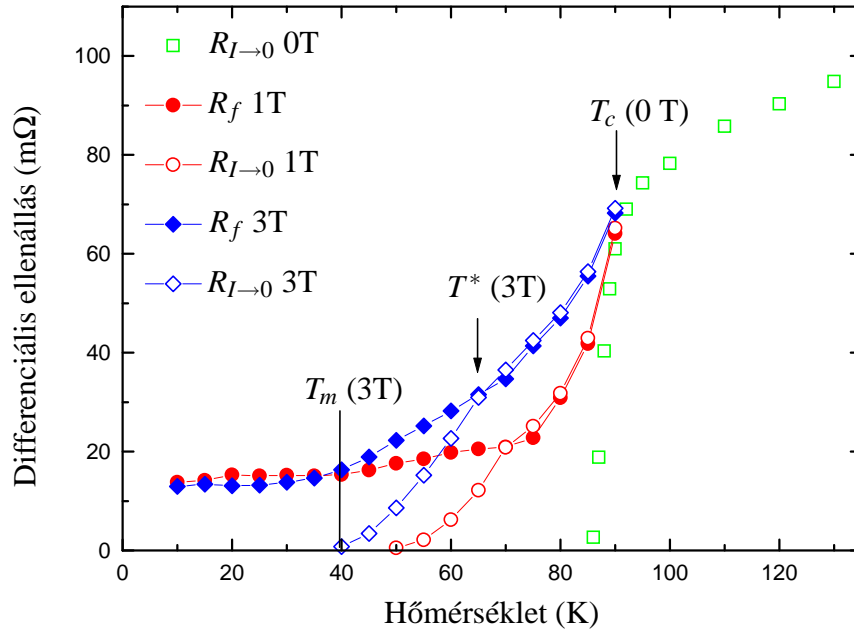
4.17. ábra. A többletáram függése a külső mágneses tértől, különböző hőmérsékleten (ZFC minta)

turbációs kísérletet. Megállapítottuk, hogy az I_t többletáram a küszöbáramhoz hasonló viselkedést mutat. ZFC mintapreparáció esetén a várakozásnak megfelelően nő csökkenő térre, illetve csökken növekvő külső térre. FC mintaelőkészítés esetén drasztikusan változik, minden esetben a ZFC értékének megfelelő többletáram értékre csökken le.

4.4. A differenciális ellenállás

A minta differenciális ellenállásának (dV/dI) áramfüggését a 4.7 ábrán láthatjuk. A szilárd fázisban, kis áramok esetén a differenciális ellenállás értéke zérus. A mérőáram növelésével, a küszöbáram fölött a differenciális ellenállás végessé válik. Gyakran tapasztaltuk, hogy a küszöbáram közelében egy kis véges áramtartományban a differenciális ellenállás konstans, ennek értékét jelöljük R_t -vel. Ez a görbén egy lépcsőszerű alakzat megjelenését eredményezi. Növelve a mérőáramot a differenciális ellenállás erősen növekszik, majd egészen nagy áramokon telítődést mutat. A telítődött érték, R_f , az első konstans szakasz (R_t)értékénél lényegesen nagyobb, tipikusan 10-20-szorosa. A folyadék fázisban a kis áramú differenciális ellenállás már véges érték, ugyanakkor – mivel az $I - V$ karakterisztika nem teljesen lineáris – $T < T^*$ hőmérsékleteken még

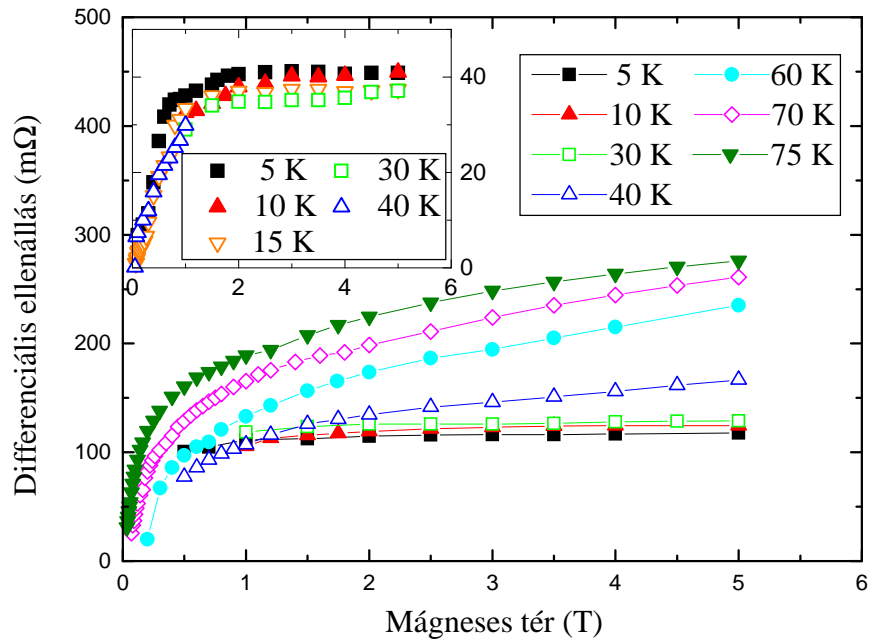
nem egyezik meg a nagyáramú differenciális ellenállás értékével. Csak $T > T^*$ hőmérséklet esetén lesz a karakterisztika a teljes áramtartományban lineáris, ekkor a mérhető differenciális ellenállás értéke az áram függvényében már konstans.



4.18. ábra. A kisáramú és nagyáramú differenciális ellenállás hőmérsékletfüggése $B = 1 \text{ T}$ és $B = 3 \text{ T}$ esetén.

A kisáramú $R_{I \rightarrow 0}$ és a nagy áramú R_f differenciális ellenállást mutatja a hőmérséklet függvényében a 4.18 ábra. Az ábrán üres szimbólumok jelzik a kis áramú, teli szimbólumok a nagyáramú differenciális ellenállás értékét, $B = 1 \text{ T}$ és $B = 3 \text{ T}$ esetére. Viszonyításképpen feltüntettem a zérus mágneses térhez tartozó $R_{I \rightarrow 0}$ pontokat is. A normál állapotban ($T > T_c$) a minta mágneses ellenállása kicsi. Látható, hogy zérus mágneses térben a normál-szupravezető átalakulás élesen megy végbe, a minta kisáramú ellenállása néhány kelvin fok alatt zérusra csökken. Véges mágneses tér esetén azonban a kis áramú ellenállás csak $T < T_m$ esetén, azaz az olvadási hőmérséklet alatt lesz zérus. A nagyáramú és kisáramú ellenállás $T^* < T < T_c$ hőmérséklettartományban megegyezik. $T < T^*$ esetén a két görbe szeparálódik, $R_{I \rightarrow 0}$ gyorsabban csökken és $T = T_m$ eléréssel zérus lesz. R_f azonban csak lassabban csökken, és a szilárd fázisban egy hőmérsékletfüggetlen, véges értéket vesz fel. Látható az ábrán, hogy a különböző mágneses terekhez különböző olvadási hőmérséklet és különböző T^* érték tartozik, ugyanakkor az alacsony hőmérsékleten tapasztalható hőmérsékletfüggetlen érték a két esetben meg-

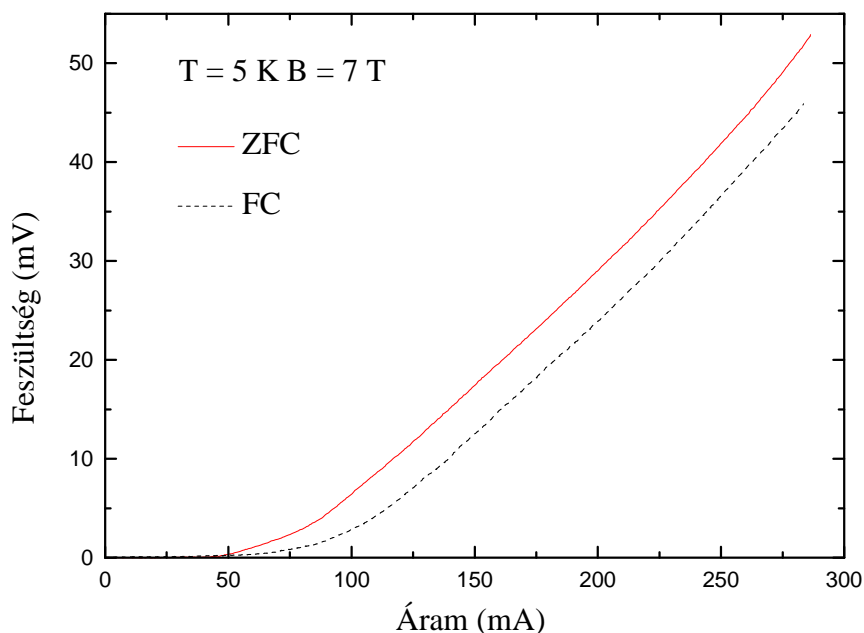
egyeznek. Az alacsony hőmérsékleti R_f érték nagysága meglepően nagy. Mint azt az ábrán láthatjuk, $R_f(5\text{K})$ mintegy ötöde $R(T_c)$ értékének. Megemlíteném, hogy a mintáink nem teljesen ideálisak. A szobahőmérséklettől T_c -ig mérhető ellenállás ideális esetben egy origón átmenő egyenes lenne. Ettől való elkanyarodás az alul vagy felül dőpolás eredménye. A mi mintáinknál az $R(T)$ görbe lineáris, de nem az origóba megy. A zérus hőmérsékletre lineárisan extrapolált érték közelítőleg megegyezik az alacsony hőmérsékleten nagy mérőárammal mérhető differenciális ellenállás (R_f) értékével.



4.19. ábra. A nagyáramú differenciális ellenállás (R_f) a külső mágneses tér függvényében, különböző hőmérsékleteken. Az insetben a kisáramú differenciális ellenállás (R_t) térfüggése különböző hőmérsékleteken.

Vizsgáljuk meg alaposabban R_f mágneses tértől való függését! Ezt a 4.19 ábra mutatja. A folyadék fázisban erős, megközelítőleg $B^{1/2}$ -es függést tapasztaltunk a teljes mért tértartományban. A szilárd fázisban azonban, körülbelül 1 T fölött R_f független a mágneses tértől. Egy minta esetében a méréseket 5 K-en 17 T-ig kiterjesztettük. A BS törvény (2.27) értelmében 17-szeres növekedést várnánk, ezzel szemben a körülbelül 10 % mérési hibán belül R_f változását nem tapasztaltuk. A küszöbáram közelében megfigyelhető R_t differenciális ellenállás esetében ugyanezt a viselkedést tapasztaltuk. Alacsony hőmérsékleteken kis terekben a nagyáramú telítődéshez szükséges áram nagysága meghaladta a technikai lehetőségeinket, ezért az alacsony hőmérsékleteken csak

0,5 T fölött tudtuk R_f -et meghatározni. Abban a tartományban, ahol mind R_f , mint R_t mérhető volt, a két mennyiség között egy mágneses tértől és hőmérséklettől független arányossági tényező határozható meg.



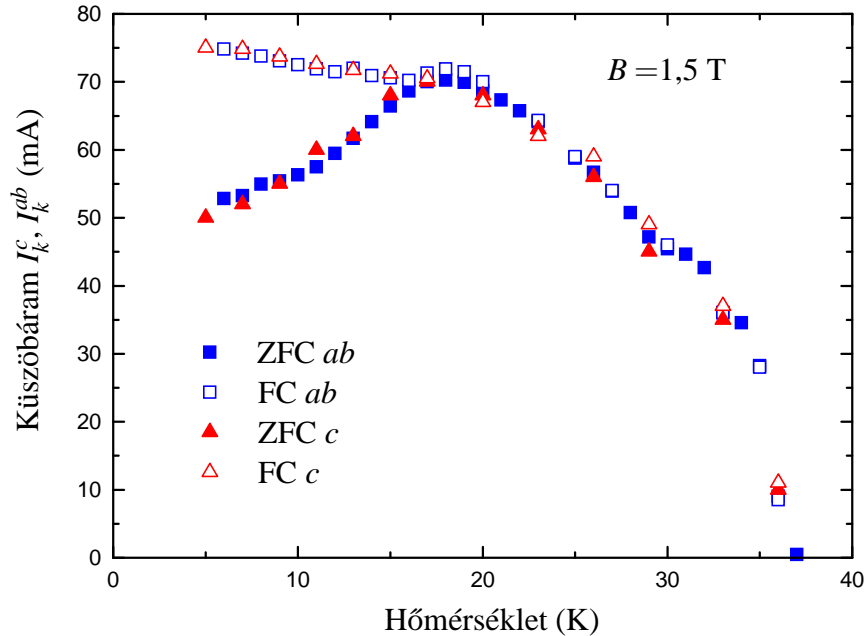
4.20. ábra. Áram-feszültség karakterisztika, térben hűtött (FC) és tér nélkül hűtött (ZFC) minta esetén $T = 5$ K, $B = 7$ T.

Megvizsgáltam, hogyan függ a differenciális ellenállás a minta preparációjától. Erre vonatkozóan mind a küszöbáramot követő konstans (R_t), mind a nagy áramú differenciális ellenállás (R_f) esetében ugyanazt tapasztaltam. Mindkét érték független a minta preparációjától. Ezt jól láthatjuk a 4.20 ábrán, ahol azonos hőmérsékleten és mágneses térben FC és ZFC feszültség-áram karakterisztikát ábrázoltam. Bár a küszöbáram és a többletáram a két görbén szemmel láthatóan eltérő, a nagy áramú lineáris szakasz párhuzamos. Ezt nemcsak ezen a hőmérsékleten, hanem a vizsgált teljes hőmérséklet-tartományban tapasztaltam.

4.5. A c -irányú mérések

Ebben a fejezetben különböző kontaktuselrendezéssel történt mérésekről számolok be. A mérési metódus és a minta preparációja a korábbiakkal megegyezően történt.

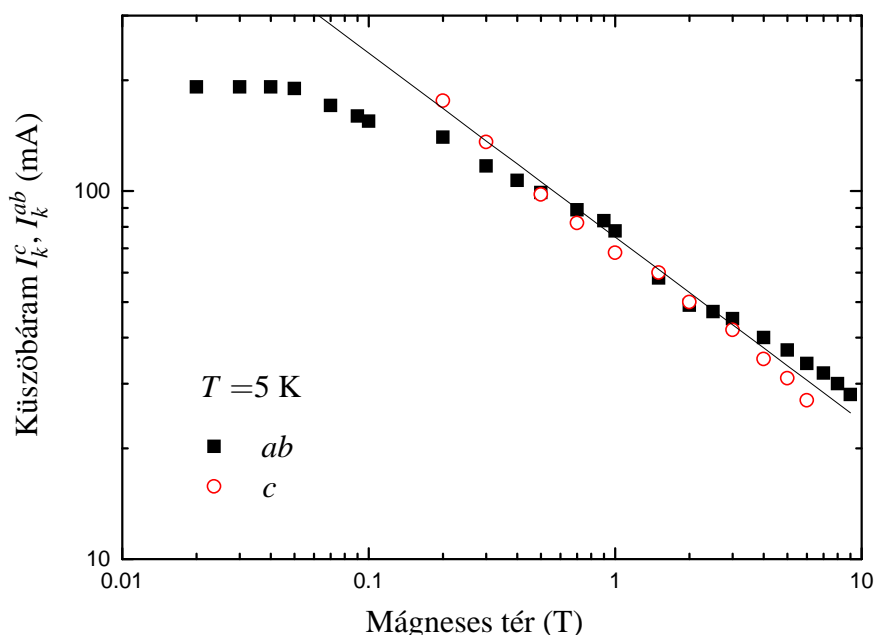
A bemutatásra kerülő eredmények három mintától származnak, melyeket *A*, *B* és *C*-vel fogok jelölni. A *C*-vel jelölt minta a 3.1 fejezetben jelzett speciális minta, ahol a kontaktusok helyzete és mérete litográfia segítségével pontosan meghatározott, és a minta felső lapja egy lépcsőt tartalmaz.



4.21. ábra. A küszöbáram hőmérsékletfüggése az *ab* és *c* kontaktus elrendezés esetén ugyanazon mintán mérve ($B = 1,5$ T)

Az első két minta (*A* és *B*) olyan módon került kontaktálásra, hogy mind az *ab*, mind a *c* konfiguráció mérésére alkalmas legyen. A *c*-konfigurációban, az *ab*-konfigurációhoz hasonlóan, azt tapasztaljuk, hogy $T < T_m$ esetén definiálható a küszöbáram, I_k^c . A 4.21 ábra mutatja az *A* minta küszöbáramát a kétféle konfigurációban.

Az *ab* konfiguráció esetén a 4.23 ábrán látható kontaktusszámozás szerint a potenciálesést az (*A2*,*A4*) kontaktusok között mértük, az árambevezetés pedig az (*A1*,*A5*) kontaktuspáron történt. A *c* konfigurációban a feszültséget az (*A2*,*A7*) potenciálpáron mértük, áramnak pedig az (*A1*,*A6*) párt használtuk. A küszöbáram azonos hőmérséklet és preparáció (ZFC ill. FC) függést mutat a két elrendezés esetén. A 4.22 ábrán a küszöbáram mágnesestér-függését mutatom be, ugyanezen a mintán, ugyanezen kontaktuskiosztást alkalmazva. Mint az ábrán látható, 0,2 T fölött a kétféle konfigurációban mért küszöbáram ugyanazt a $B^{-1/2}$ -es függést követi. Meglepő módon nem csak a hőmérséklet és mágnesestér-függés egyezik meg a két konfigurációban, hanem a küszö-

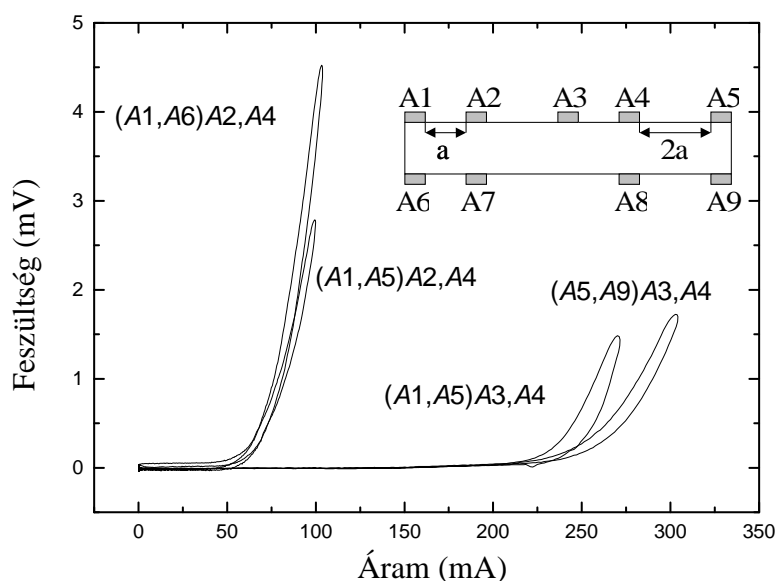


4.22. ábra. A küszöbáram mágnesestér-függése az ab és c kontaktus elrendezés esetén ugyanazon mintán mérve ($T = 5$ K). Az egyenes vonal a $B^{-1/2}$ -es függést szemlélteti.

báramok értéke is azonos.

A minta viselkedésének jobb megismerése érdekében további méréseket végeztünk. Az A minta felső lapján 3 potenciálkontaktust használtunk ($A2, A3, A4$) (lásd 4.23 ábra). Az $A2$ kontaktus fele olyan messze van az $A1$ áramkontaktustól, mint az $A4$ potenciálkontaktus a jobboldali $A5$ áramkontaktustól, az $A3$ kontaktus pedig a két áramkontaktus között pontosan középen helyezkedik el. Ha az áramot az $A1$ és $A5$ kontaktusokon adjuk a mintára (ab -irány), akkor $A2$ és $A4$ potenciálpárok között sokkal kisebb küszöbáramot mérünk, mint $A3$ és $A4$ között (lásd 4.23 ábra). Ugyanakkor szinte azonos $I - V$ görbét kapunk az $(A2, A4)$ potenciálpáron ha az áramot a c -irányban, $(A1, A6)$ kontaktusokon, avagy ab -irányban $(A1, A5)$ kontaktusokon adjuk a mintára. Hasonlóképpen az $(A3, A4)$ potenciálpáron mért $I - V$ karakterisztika nagyon hasonló az ab irányú $(A1, A5)$ kontakuspáron alkalmazott, és a c -irányú $(A5, A9)$ páron alkalmazott áram mellett. (Ezeknél a méréseknél a ZFC mintaelőkészítést választottunk, tekintettel arra, hogy ilyenkor kisebb küszöbáramot várunk, és technikailag könnyebben kivitelezhető a mérés.)

A B mintán c -irányban adtuk az áramot a mintára, és c -irányban mértük a feszültséget is. A minta elrendezését és a kapott karakterisztikákat a 4.24 ábra mutatja. Ezen a mintán az alsó és a felső lapon is 3-3 kontaktust helyeztünk el úgy, hogy a középső

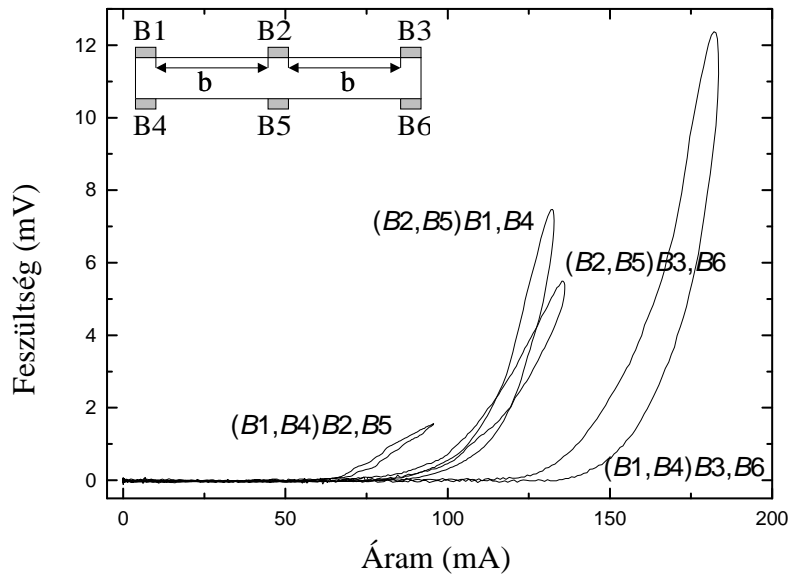


4.23. ábra. Az A mintán mért áram-feszültség karakterisztikák. A görbék melletti betűk az alkalmazott kontaktusokat jelölik: a zárójelen belüli első pár az áramkontaktusokat, a második két betű pedig a potenciálkontaktusokat jelöli. Valamennyi mérés $T = 5$ K, $B = 1,5$ T-n zajlott, ZFC mintaelőkészítéssel. Az ábrán feltüntettem a kontaktusok elhelyezkedését is.

kontaktusok (B2 ill. B5) a két szélső kontaktus között pontosan középen legyenek. Az áramot a (B1, B4) kontaktusokon át adva a (B2, B5) potenciálon mért küszöbáram körülbelül a fele a (B3, B6) páron mérhetőnek. Ugyanakkor, ha az áramot a minta közepén vezetjük be a (B2, B5) páron, akkor a (B1, B4) és a (B3, B6) párokon azonos küszöbáramot mérünk, melynek értéke az előző kísérlet értékei között van.

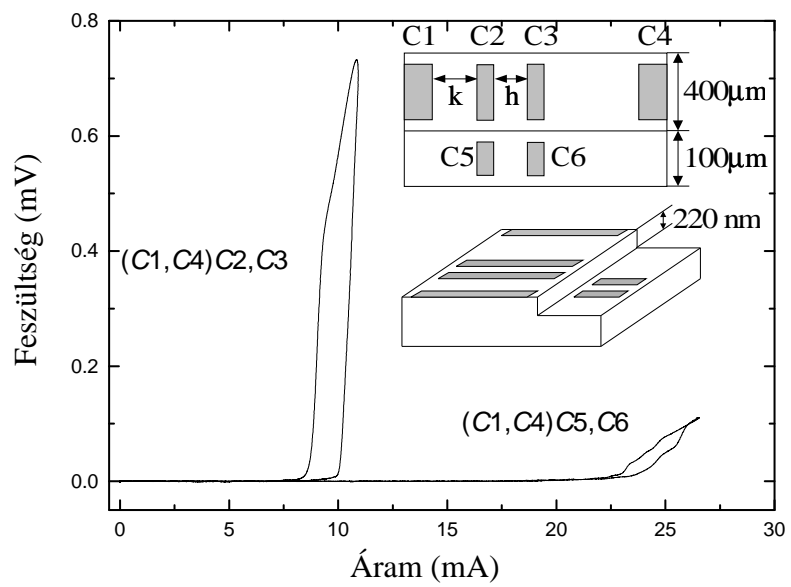
A további vizsgálatok érdekében készítettük a C mintát. Ezen a minta belsejében uralkodó viszonyokról is tudunk információt szerezni. A minta elrendezését a 4.25 ábrán láthatjuk. A mintán egy lépcső került kialakításra, mely 220 nm mély. A minta felső lapját ugyanolyan kémiai kezelésnek (argon ionokkal való maratásnak) vetettük alá, mint amivel a lépcsőt kialakítottuk, annak érdekében, hogy a felületi pinning különbözőségét elkerüljük. Az árambevezetések a felső lapra kerültek. A potenciálkontaktusok a felső lapon illetve a lépcsőn a minta széleitől azonos távolságra (egymás alá) kerültek.

Az ab irányú áramot a (C1, C4) kontaktusokon adtuk a mintára, a potenciált a (C2, C3) páron a felső lapon, illetve a (C5, C6) páron a lépcsőn néztük. A küszöbáram a lépcsőn határozottan nagyobb, felső lapon mintegy 10 mA, a lépcsőn 25 mA-nek adódott. Ez az érték lényegesen nagyobb, mint a minta kiszélesedése miatt várható áramsűrűség csök-



4.24. ábra. A *B* mintán mért áram-feszültség karakterisztikák. A jelölések megegyeznek az 4.23 ábra esetében használtakkal. ($T = 5 \text{ K}$, $B = 1,5 \text{ T}$, ZFC) Az ábrán feltüntettem a kontaktusok elhelyezkedését is.

kenés következményeképpen bekövetkező küszöbáramnövekedés (ez utóbbi kb. 20 %, míg ténylegesen 2,5-szeresére nő a küszöbáram értéke a lépcsőn).

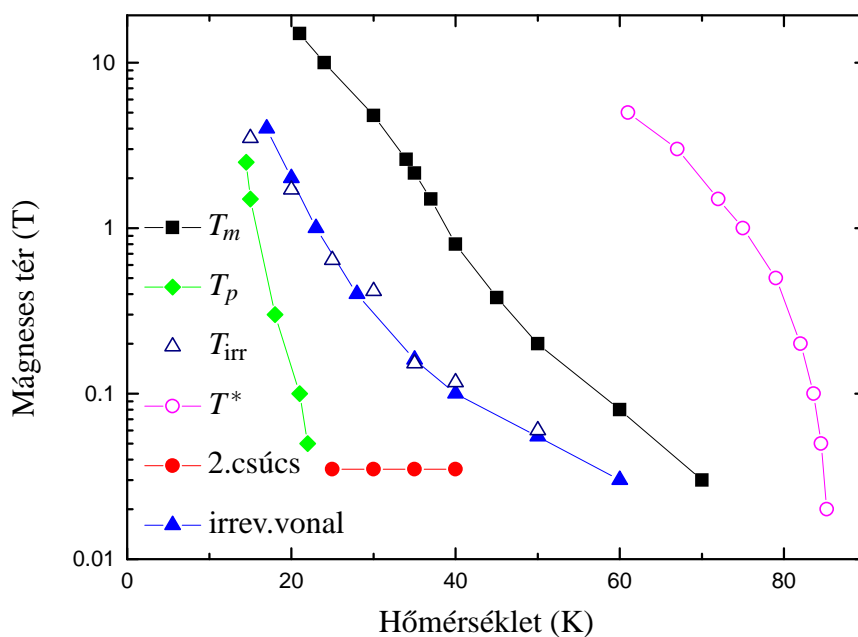


4.25. ábra. Az *C* mintán mért áram-feszültség karakterisztikák. A jelölések megegyeznek a 4.23 ábra esetében használtakkal ($T = 5$ K, $B = 1,5$ T, ZFC). $k = 125$ μm , $h = 75$ μm .

5. A kísérleti eredmények értelmezése

5.1. Fázisdiagram, metastabilitás vonal

A másodfajú szupravezetők (B, T) fázisdiagramján a $B_{c1}(T) < B(T) < B_{c2}(T)$ tartomány a kevert fázis, melyben méréseimet végeztem. Mint azt a 2.2.3 fejezetben láthattuk, a kevert fázisban az elméletek szerint a vortexrendszer többfajta viselkedését különíthetjük el. Ennek megfelelően a vortex folyadék és a vortex-rács (avagy üveg) fázist elválasztja az olvadási vonal. A $B_{cr}(T)$ pedig a 3 dimenziós és 2 dimenziós viselkedést választja ketté. Az elméleti fázisdiagramot a 2.3 ábrán mutattam be. BSCCO esetében a kísérletekből kapható fázisdiagramot az irodalomban található mérések alapján a 2.4 ábrán mutattam be. Saját vizsgálataim eredményei a hozzájuk kapcsolódó irodalmi adatokkal az 5.1 ábrán szerepelnek.



5.1. ábra. Kísérleti fázisdiagram. Részleteket lásd a szövegben.

Az ábrán az „irrev.vonal” megnevezéssel jelöltem az irodalomban található, mágnesezettség mérésel meghatározott irreverzibilitási vonalat [49]. A T_{irr} pontok szintén az irreverzibilitási vonalat jelölik, de saját mérésből, jól látható az egyezés az irodalomban található eredménnyel. A „2. csúcs” megnevezésű pontok szintén saját mágne-

sezettségi mérésekből származnak, az alacsony hőmérsékleten megfigyelhető második mágnesezettségi csúcs alapján, ezt az irodalmi fázisdiagramon (2.4) a B_{sp} jelölte. Mágnesezettségi méréseink alapján elmondható, hogy mintáink így mérhető paraméterei jól egyeznek az irodalomban található értékekkel.

A transzport mérések alapján további három, új görbe egészíti ki a fázisdiagramot. A küszöbáram hőmérsékletfüggésének vizsgálatából két karakterisztikus hőmérsékletet állapíthatunk meg. Ezek egyike T_m , az az érték, ahol $I \rightarrow 0$ határesetben megjelenik a véges ellenállás. A másik hőmérsékletérték T_p , a ZFC minta küszöbáramának hőmérsékletfüggésében látható csúcshoz tartozó érték (lásd 4.8 és 4.10 ábrák). A harmadik görbe a többletáram eltűnéséből meghatározható T^* . T_m és T_p értékeire Sas és munkatársainak [3] eredményei valamint a saját méréseimből kapható értékek jól egyeznek, az ábrára az ő mérési pontjaik kerültek.

Az $I - V$ karakterisztikák alapján az I_t többletáram eltűnése definiálja $T^*(B)$ vonalat, mely új eredmény. A $T^*(B)$ görbe a folyadék fázison belül két tartományt választ el egymástól. A görbe alatt, $T < T^*$ esetén, bár határozottan folyadék fázisban vagyunk, hiszen tetszőlegesen kicsiny meghajtás esetén disszipációt tapasztalunk, mégsem egyszerű ohmikus a viselkedés. Ebben a tartományban kis áramok esetén még nem valósul meg a szabad fluxus áramlás. A differenciális ellenállás értéke függ az alkalmazott áram nagyságától, és a szilárd fázishoz hasonlóan az áram növelésével egy telítődési értékhez tart. Ebben a tartományban a vortexek viselkedését rögzített folyadéknak nevezhetjük, mivel a vortexek még érzik a szilárd fázisra jellemző rögzítő centrumok hatását, viselkedésük hasonlít a szilárd fázisban megfigyelhető viselkedésre.

A másik tartományban, $T > T^*$ esetén az $I - V$ karakterisztika már teljesen ohmikus, tetszőleges kis áramra szabad fluxusáramlás valósul meg.

A két tartomány között a mágneses tér függvényében két nagyságrenden keresztül ($20 \text{ mT} < B < 5 \text{ T}$) meghatároztam az átmenet határát. Az átmenetet megvizsgálva arra a következtetésre juthatunk, hogy nem történik elsőrendű fázisátalakulás. A mért mennyiségekben (többletáram, differenciális ellenállás) nem tapasztalunk ugrásszerű viselkedést. A két tartományt elválasztó határvonalat a többletáram hőmérsékletfüggésének vizsgálatából tudtam meghatározni. Amint azt a 4.16 ábrán láthatjuk, a mérési hibán belül $I_t(T)$ változása folytonosnak tekinthető. Ennek alapján azt mondhatjuk, hogy elsőrendű fázisátalakulást nem tapasztaltunk, folytonos átmenetet figyeltünk meg egy tiszta folyadék állapotból egy rögzített folyadék állapotba $T^*(B)$ határvonallal.

Worthington és munkatársai [78] munkája alapján a folyadék fázisban megfigyel-

hető kisebb ellenállású tartományt a folyadék és szilárd fázis közös megjelenési formájaként értelmezhetjük (*vortex slush*), hasonlóan a közönséges víz esetében a kásás jéghez. Az ő elképzelésük szerint ebben a fázisban a vortex-vortex korrelációk hosszabbak, mint a normál folyadék fázisban. Ugyanakkor a szimmetria a két fázisban ugyanaz, ezért a kettő között elsőrendű fázisátalakulást várnak. (A „vortex-kása” és a vortex üveg közötti fázisátalakulás ugyanakkor másodrendű.) A fázisátalakulás megfigyelhetőségét véleményük szerint befolyásolja a mintákban található rendezetlenség erőssége. Ennek alapján található egy kritikus mágneses tér érték, mely fölött az átmenet folytonos lehet. (Hasonlóan a víz esetében a folyadék-gáz kritikus ponthoz.) YBCO mintákon meg is figyelték a „vortex-kása” – vortex-folyadék átmenetet [78]. BSCCO esetében ilyen megfigyelés nem történt.

A mi méréseink alapján a $T_m < T < T^*$ (rögzített folyadék) tartomány hasonlóan jellemezhető, mint a „vortex-kása” tartomány. Ugyanakkor a T^* hőmérséklet átlépésével elsőrendű fázisátalakulás nem figyelhető meg. $T^*(B)$ meghatározását 20 mT-ig tudtam elvégezni, $5 T > B > 20$ mT mágneses tér tartományban a többletáram 1 mA-nél nagyobb ugrást nem mutat. Amennyiben [78] elképzelése BSCCO esetén igaz, akkor az általa ismertett kritikus mágneses tér értéke a mi mintáinkon < 20 mT.

Míg $T_p(B)$ hőmérséklet fölött a ZFC és az FC mintaelőkészítés a transzport mérések alapján nem megkülönböztethető, $T_p(B)$ hőmérséklet alatt a kétféle mintapreparáció viselkedése jól elkülönül. Ez megmutatkozik a feszültség-áram karakterisztikák alakjában, a küszöbáram és a többletáram értékében is. Annak eldöntésére, hogy melyik állapot a stabil, többféle kísérletet végeztünk. Mint azt a 4.14 és 4.13 ábrákon bemutattam, a mágneses tér megperturbálására a kétféleképpen előkészített minta eltérően reagál. A ZFC minta karakterisztikájában és küszöbáramában nem következik be lényeges változás, a perturbáció alatt a küszöbáram értéke megfelel a megváltozott mágneses térnek megfelelő ZFC értéknek. Az FC minta esetében azonban a kicsiny perturbáció drasztikus változást okoz, a perturbációt követően a minta $I - V$ karakterisztikája és küszöbárama az azonos mágneses térbe helyezett ZFC minta tulajdonságaival egyezik meg. Azaz a mágneses tér perturbációjával szemben a ZFC minta stabil, míg a FC minta metastabilnak bizonyult.

A stabilitásra vonatkozó másik kísérletet mutattam be a 4.15 ábrán, ahol az idő függvényében vizsgáltuk a minta küszöbáramát. Az FC állapot küszöbáramának (I_k^{FC}) teljes változása sokkal nagyobb, mint a ZFC állapot küszöbáramának (I_k^{ZFC}) változása, az „öregedés” ugyanolyan effektust produkál, mint a kis mágnesestér-perturbáció, bele-

értve az $I - V$ görbék hiszterézisének változását is. Az FC minták küszöbárama $\approx 10^4$ s ideig tartó konstans után logaritmikusan csökken, majd elérve I_k^{ZFC} értékét, a két görbe együtt halad tovább. A ZFC küszöbáram gyengén változik, $10^2 - 10^3$ s időskálán, mint a Josephson plazma rezonancia[79] és AC Campbell-hosszúság[80] kísérletek esetén. Ezen az időskálán, mely megfelel a Bean-profil relaxációjának - melyet lokális indukció mérésekkel direktben megfigyeltek[55] - az FC minta küszöbárama nem változik.

Mi indukálja a változást? A Bean-Livingston féle felületi gát[81], mely blokkolni tudja a vortexek áramát, eltűnik $B_c \simeq 0,1$ T tér fölött, ugyanakkor mi az FC állapot metastabilitását és relaxációját 18 T-ig meg tudtuk figyelni. A relaxáció lassabb, ahogy növeljük a hőmérsékletet, a relaxációs ráta $I_1 = |dI_k^{\text{FC}}/d \lg t|$ lineárisan csökken növekvő hőmérséklettel, és T_p -nél eltűnik.

Megvizsgáltuk, hogy a mérésnél alkalmazott impulzus nem befolyásolja a mérést. Ugyanakkor azt is megfigyeltük, hogy a tér változása katalizátor szerepét tölti be. Amikor a kísérleteket egy nagyon stabil mágnesben (a mágneses tér természetes csökkenése 10^{-4} T/nap) végeztük, és a teret naponta visszaállítottuk, nem figyeltünk meg relaxációt, ugyanakkor egy nagyon kicsi térváltoztatás esetén az FC állapot küszöbárama monoton a ZFC állapot értéke felé változik. Ha a változás a Bean-típusú vortex sűrűség profil miatt következne be, akkor azt várnánk, hogy az FC állapot értékéhez térne vissza a térperturbáció után. A 4.15 ábrán bemutatott kísérletet egy olyan mágnesben végeztük el, melyben a mágneses tér természetes csökkenése 2×10^{-3} T/nap volt. A nagy anizotropia miatt a minta kicsiny (10^{-3} rad) megbillenése ($\approx 10^9$ A/m²) árnyékoló áramot idéz elő, ezért figyelniünk kellett a mechanikai stabilitásra is. A hélium illetve nitrogén töltés néhány percre lecsökkentette I_k^{FC} értékét, de állandó hatást nem okozott, ellentétben a NbSe₂ esetén megfigyelt mechanikai rázkódással[82].

Mindezek alapján kimondhatjuk, hogy az FC állapot metastabil alacsony hőmérsékleteken, és egy olyan állapot felé változik, mely a küszöbáram viselkedése alapján nagyon hasonlít a ZFC állapotra. Az átalakulás katalizálható kicsiny mágneses tér változással, a kritikus áramok közötti különbség csökkenésével lassul és a Bean-típusú sűrűség profil nem játszik lényeges szerepet benne.

Mint azt a következő, 5.2 fejezetben részletesen tárgyalom, a c irányú és az ab irányú hatások egyszerre érik a mintát, az $I - V$ karakterisztikákban a két irány transzport tulajdonságainak keveréke jelenik meg. A küszöbáramok mágnesestér-függését a 4.2 fejezetben a 4.11 ábrán mutattam be. A két preparáció hasonló függést mutat, $I_k \propto B^{-1/2}$. Ez hasonló ahhoz, amit BSCCO (2212) filmekben[74] és BSCCO(2212)/BSCO(2201)

struktúrákon[75] találtak, ahol a szupravezető síkok csekély száma miatt feltételezhető, hogy az árameloszlás egyenletes és a disszipációt csak a vortexek mozgása okozza. Másrészt viszont BSCCO meza struktúrákon (ahol mintegy 15-20 Josephson átmenetet tartalmazott a minta) végzett mérések alapján[73, 72] a c irányú kritikus áramra $J_k^c \propto 1/B$ ($T = 5$ K és $B > 1$ T) függést találtak. Ezek az eredmények azt mutatják, hogy az általunk mért kritikus áram értékét az ab irányú kritikus áram határozza meg. A kritikus áram térfüggésében megfigyelhető kis exponens mind 2-dimenziós, mind 3-dimenziós esetben ellentétben áll a Larkin-Ovcsinyikov elmélet $J_k^{ab} \propto B^{-1}$ eredményével[22]. A 2-dimenziós vortexek erős rögzítése azonban $I_k \propto B^{-1/2}$ függést ad, mint amit mi megfigyeltünk. Ugyanakkor abból kiindulva, hogy a nagyobb rendezettség gyengébb rögzítést tesz lehetővé, az a tény, hogy $I_k^{FC} > I_k^{ZFC}$ azt mutatja, hogy a ZFC állapot a rendezettebb, hasonlóan, mint Nb és 2H – NbSe₂ rendszerekben [82, 83]. Az FC állapotú BSCCO mintákon végzett neutron diffrakciós vizsgálatok alacsony hőmérsékleten $\approx 0,05$ T alatt rendezett, fölötte rendezetlen állapotot mutatnak[60]. Sajnos ZFC mintákon nincsenek neutron mérések.

Exartier és Cugliandolo[84] numerikus szimulációval vizsgálták a vortex rendszer $I - V$ karakterisztikáit, azt találták, hogy a rendezetlen vortex állapot nagyobb kritikus állapottal és erősebb hiszterézissel rendelkezik, mint a rendezettebb. Ez megegyezik fenti megállapításunkkal, miszerint az FC állapot rendezetlenebb, mint a ZFC állapot, és hogy az öregedés során az FC állapot hiszterézise csökken. Hasonló FC metastabilitás találtak 2H – NbSe₂[82] és Nb[83] rendszerekben, ahol neutron diffrakciós mérések is történtek a ZFC mintákon, melyek azt mutatták, hogy a stabil ZFC állapot rendezettebb, mint a metastabil FC állapot.

Ugyanakkor különbségek is vannak a mi méréseinkhez képest. A 2H – NbSe₂ rendszerben a ZFC állapot küszöbárma csak az olvadási vonal közelében, egy keskeny hőmérsékleti tartományban növekszik a hőmérséklet növelésével, mely megegyezik a Larkin-Ovcsinyikov gyenge rögzítési elmélet keretében kapható csúcs-effektussal[85]. A mi méréseinkben BSCCO-n $T_p(B) \lesssim T_m/2$, nincs egyértelmű jele az olvadási vonal közelében csúcs-effektusnak és alacsony hőmérsékleten lineáris hőmérsékletfüggést mutat I_k^{ZFC} legalább 80 mK-ig[3].

A megfigyeléseket összegző mikroszkopikus modellhez induljunk ki abból, hogy zérus hőmérsékleten, zérus rendezetlenség mellett a termodinamikailag stabil alapállapot folytonos vortex vonalak Abrikoszov-rácsából áll. Tegyük fel, hogy zérus hőmérsékleten a rögzítő centrumok közelében levő kis térfogatokban ehhez hasonló állapot van. A

hőmérséklet növelésével a termikus fluktuációk arra készítetik a vortexeket, hogy a (metastabil) egyensúlyi helyzetük körül bolyongjanak, és ha egy vortex vonal ennek során egy rögzítő centrummal találkozik, az megfogja, s ennek eredményeképp a rögzített vortexek száma megnő, megnövelve a kritikus áramot is. Ha a rögzítő potenciálgödör mély, a vortex vonal rögzített marad akkor is, ha később újra lehűtjük, egy metastabil állapotot létrehozva, ez történik az FC módon előkészített minta esetében. Egy mágnesestér-perturbáció a vortex sűrűséget megváltoztatja, ami a beszorult vortex vonalakat kifelé tolja a rögzítő centrumból, kiszabadítja őket, így azok a ZFC előkészítéshez hasonló módon rendeződhetnek. A ZFC kritikus áram hőmérsékletfüggésében megfigyelhető csúcs lehet annak eredménye, hogy ekkor már a vortexek teljesen bejárják a rögzítő centrumok környékét - de ez csak az olvadási vonal közelében várható -, vagy egy új alapállapot jelenik meg. A két külön fázis mellett szól az a megfigyelés is, hogy az átalakulási sebesség (relaxációs ráta az öregedési kísérletekben) a csúcs (T_p) közelében lecsökken, egy egyfázisú leírás a hőmérséklet növelésével növekvő átrendeződési sebességet adna. Ebben a képben az FC módon előkészített mintában a vortexek a T_p hőmérséklet fölött a maximális lehetséges rögzítő centrumot elfoglalják, a 2-dimenziós rendeződéssel megegyezően, s nem tudnak az alacsony hőmérsékletű, véges c irányú korrelációval rendelkező állapotba átjutni.

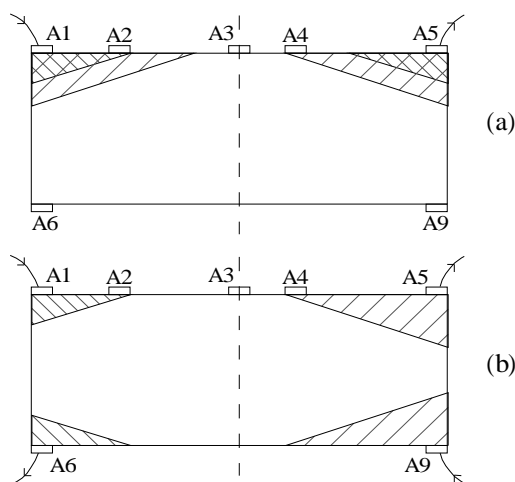
Tehát elmondhatjuk, hogy az FC állapot metastabil, öregszik a ZFC állapot felé. Ez a viselkedés, bár a mágneses tér változása katalizálja a folyamatot, nincs kapcsolatban egy állandó kritikus sűrűség profillal, és nem is a mérési módszer perturbációjának eredménye. Mivel a folyamat lassul a T_p hőmérséklet felé közeledve, ez arra utal, hogy a metastabilitási vonal egy elsőrendű fázisátalakulás határa, esetleg a második mágnesezettségi csúcs[54, 86] folytatása $T \leq 14$ K [87] esetére. A ZFC előkészítés egy rendezettebb állapotot eredményez, melyre az erős rögzítési modell alkalmazható.

A fázisdiagram feltérképezésére irányuló vizsgálatok eredményeit összegezve megállapíthatjuk, hogy eredményeink az erősen anizotróp másodfajú szupravezetőkre adható elméleti és a BSCCO-n korábban végzett kísérleti eredményekkel összhangban vannak. A mágnesezettség mérések az irodalmi értékekkel megegyezően mutatják az irreverzibilitási vonalat, és a második mágnesezettségi csúcs is megfigyelhető volt mintáinkon. Az impulzustechnikával végzett transzport mérések segítségével az olvadási vonal meghatározása mellett lehetőség nyílt a vortexrendszer állapotainak további tagolására. A metastabilitás vonal (T_p), mely a szilárd fázist osztja ketté, a kevésbé anizotróp YBCO rendszerek esetén nem ismert. Megállapítottuk, hogy a metastabilitás

vonaltól az FC állapot metastabil, és a ZFC állapot rendezettebb. A küszöbáram mágnesestér-függésére vonatkozó méréseink alapján elmondhatjuk, hogy mintáinkra nem az LO gyenge pinning modell, hanem az erős rögzítésű modell alkalmazható. A nagyáramú transzport mérések segítségével a folyadék fázist is két tartományra osztottuk. Erre vonatkozó elképzelések az irodalomban ismertek. Megállapítottuk, hogy a megfigyelt T^* hőmérséklet alatt rögzített folyadék állapot, felette klasszikus (lineáris áram-feszültség karakterisztikájú) folyadék állapot van, és a vizsgált mágneses tér tartományban sehol sem figyelhető meg elsőrendű fázisátalakulás.

5.2. Árameloszlás

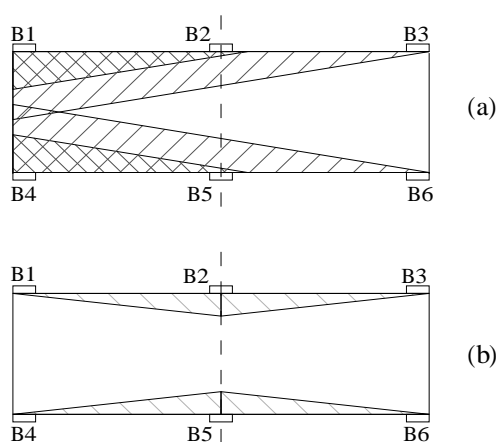
A különböző kontaktálással kapott eredményeket (4.5 fejezet) jól magyarázhatjuk egy olyan modellel, mely szerint egy, az áramkontaktusok felől kiinduló ellenállással bíró tartományt és egy nem-rezisztív tartományt különítünk el, lásd 5.2 ábra. A két tartomány határát, melynek helyzetét az alkalmazott áram nagysága határozza meg, ellenállási frontnak fogom a továbbiakban nevezni.



5.2. ábra. Az ellenállási front terjedése az A minta esetében, (a) ab (A1,A5) (b) c (A1,A6) irányú áram esetén. A vonalkázott területek a különböző alkalmazott áram esetén az ellenállással bíró területet, az üresen hagyott (fehér) terület a nem-rezisztív tartományt jelöli.

A mérések alapján a küszöbáram közelében mérhető $I - V$ karakterisztikákat az adott elrendezésben szereplő áram-potenciál kontaktustávolságok legkisebbike határozza

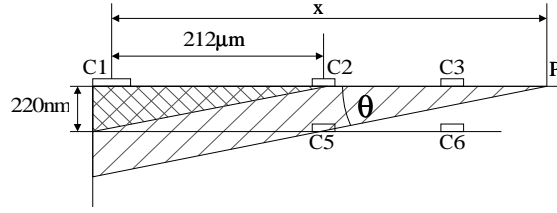
meg. Így például azonos $I - V$ karakterisztikákat kapunk az $(A2, A4)$ potenciálpáron akár az $(A1, A5)$ áramkontaktusokat („ ab -irányú áram”), akár az $(A1, A6)$ áramkontaktusokat („ c -irányú áram”) használjuk. Hasonlóan az $(A3, A4)$ potenciálpárra az $(A5, A1)$ illetve az $(A5, A9)$ áramkontaktusok esetén. Az $(A1, A5)$ meghajtás mellett az $(A2, A4)$ és $(A3, A4)$ küszöbáramának különbségét pedig a legkisebb potenciál-áram kontaktustávolságok eltérő nagysága adja (az $A1$ - $A2$ távolság a mérvadó az első esetben, $A4$ - $A5$ távolság a második esetben, mely távolság az elsőnek körülbelül kétszerese).



5.3. ábra. Az ellenállási front terjedése a c irányú áram esetén a B mintán. Az áram (a) a minta szélén a $(B1, B4)$ kontaktusokon, illetve (b) a minta közepén a $(B2, B5)$ kontaktuson került bevezetésre.

Az 5.3 ábrán a B minta esetén mutatom be az ellenállási front terjedését. Itt az áramot c irányban adtuk a mintára. A $(B1, B4)$ kontaktuspáron alkalmazott áram esetén a küszöbáram az áramkontaktusokhoz közelebb elhelyezkedő $(B2, B5)$ potenciálpár esetén volt kisebb. Az ellenállási front a $(B1, B4)$ áramkontaktusokból kiindulva előbb éri el $(B1, B4)$ -et, mint $(B3, B6)$ -ot. Amikor az áramot a minta közepén, a $(B2, B5)$ kontaktuspáron alkalmazzuk, a beadott áram két részre oszlik a minta két széle felé, így az áramsűrűség az egyes irányokban kisebb lesz. Ezért az azonos potenciálkontaktus-áramkontaktus távolság esetén a küszöbáram nagyobb lesz, mint az előző kísérletben volt. Ezzel együtt a minta két szélén a küszöbáram – az azonos távolságok miatt – azonos lesz.

Az 5.4 ábra mutatja a lépcsős minta (C minta) esetét. A frontot az a helyi áramsűrűség definiálja, amely mellett mindkét alapvető irányban (ab síkban illetve a c irányban) egyszerre bekövetkezik a rezisztív átmenet, és a frontot keresztező küszöbáram-



5.4. ábra. Az ellenállási front terjedése a *C* minta esetében a lépcsőn elhelyezett *C5* kontaktuson keresztül

sűrűségek integrálja a teljes áramot adja. Ha a front nem változtatja geometriai alakját az áram növelésével, akkor a rezisztív tartomány kiterjedése lineárisan nő az áram növelésével. Így a lépcső mélységét és a legközelebbi áramkontaktustól való távolságot ismerve a felső lapon és a lépcsőn mérhető küszöbáram segítségével megbecsülhető az a szög, Θ , melyet a front pontjai által definiált vonal és a felső lap síkja zár be (*C5PC1* szög az 5.4 ábrán). Ez a szög, mely az anizotrópiával függ össze, esetünkben $\Theta = 0,7 \times 10^{-3}$ rad-nak adódik.

Normál állapotban a tipikus anizotrópia faktort, $\gamma_n \approx 500$, figyelembe véve az egymástól $l_{ab} \approx 1$ mm távolságra lévő *ab* irányú áramkontaktusok között az áram behatolási mélysége $l_c \approx l_{ab}/\gamma \approx 1 \mu\text{m}$ [88]. A szupravezető fázisban a meza struktúrákon végzett mérések [89] szerint a Josephson kritikus áram mintegy 30-ad része, ugyanakkor a kisáramú ellenállása 30-szor nagyobb, mint a szokásos Ambegaokar-Baratoff formula[90] alapján a nagy áramú ellenállásból várható lenne. Ezt a rendparaméter *d*-típusú viselkedésével magyarázzák. Ez az eredmény az anizotrópia faktort $\sqrt{30}$ -szorosára növeli a normál állapotbelihez képest. Ha ugyanakkor figyelembe vesszük a Josephson-csatolásokon keresztül bekövetkező fázis-fluktuációk hatását is, egy újabb, $\langle \cos \varphi_{i,i+1} \rangle^{-1/2}$ faktort kell a szupravezető anizotrópiafaktor, γ_s képletébe írni. A $\langle \cos \varphi_{i,i+1} \rangle$ értéke Josephson plazma rezonancia mérések [91] alapján $10^{-1} - 10^{-3}$ közé tehető, alacsony hőmérsékletekre és $B = 1,5$ T mágneses térre extrapolálva mintegy 4×10^{-3} [92, 93], így az anizotrópia paraméter a szupravezető fázisban $3 \times 10^4 < \gamma_s < 1 \times 10^6$. A szupravezető fázisnak abban a tartományában amikor a mintának ellenállása van, egy további faktor, $(B_{c2}/B)^{1/2} \approx 10$ növeli az anizotrópiát (ezt jelöljük γ_{rs} -el), ha a vortexek követik a Bardeen-Stephen törvényt. A szupravezető állapotban az áram behatolását a London-árnyékolás és az anizotrópia befolyásolja, mindkettő limitálja a behatolást. A London-árnyékolás figyelmen kívül hagyásával a behatolási

mélységre, p -re $p \approx l_{ab}/\gamma_s$ (l_{ab} az áramkontaktusok közötti távolság) a minta közepén $2 < p < 20 \text{ nm} \ll \lambda_{ab} \simeq 200 \text{ nm}$ a London-féle behatolási mélységnél lényegesen kisebb adódik. A mi mintáinkhoz hasonló rövid minták esetében a szupravezető fázisban az áram behatolási mélységét mindig az anizotrópia határozza meg. Így az effektív behatolási mélységre $p \approx l_{ab}/\gamma_s \ll \lambda_{ab} \ll t$ (t a minta valódi vastagsága), azaz az áramsűrűség nem egyenletes a mintában, nagyobb az áramkontaktusok közelében, és így a szupravezetés letörése, a disszipáció megjelenése folyamatos, a disszipatív tartomány nem hatol be rögtön a minta belsejébe.

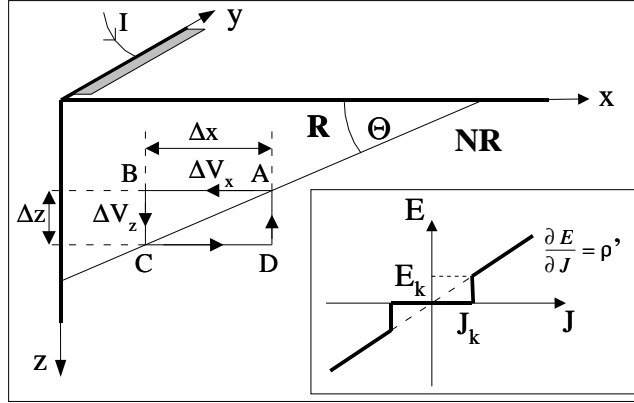
Ezek segítségével kialakíthatunk egy modellt. Az ab felületen bebocsátott áram az l_{ab}/γ_s behatolási mélység által meghatározott mélységig hatol a mintába, természetesen az áramsűrűség ennek megfelelően növekszik. Amikor az áramsűrűség eléri valamelyik kritikus áramot (J_c illetve J_{ab}) az árameloszlás megváltozik, amíg mindkét irányban eléri az adott kritikus értéket, és a minta egy front egyik oldalán rezisztívvá válik, míg a másik oldalon nem-rezisztív marad. Ez a front terjed az áram kontaktusoktól a minta belseje felé, ahogy növeljük az áramot. Legvalószínűbb, hogy ennek alakját a kritikus értékek közelében fennálló $\mathbf{E} - \mathbf{J}$ válasz határozza meg (vortex depinning és Josephson-csatolás viselkedése), és az áram növelésével lineárisan távolodik a kontaktusoktól. Ahogy a front először eléri valamelyik vizsgált potenciál kontaktust, potenciál ugrás lesz a minta nem-rezisztív tartományához képest. Ha a front alakját egységesen az $\mathbf{E} - \mathbf{J}$ válasz határozza meg, akkor annak pozíciója csak a kiinduló kontaktustól és a beadott áram nagyságától függ. Ahogy korábban írtam, a rezisztív tartomány alakja lehet egyszerűen egy sima háromszög. Mivel $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ a rezisztív – nem rezisztív határon keresztül is, ezért a határfelület nem lehet mindenhol párhuzamos, sem merőleges a c -tengelyre, lásd 5.5 ábra.

Mintáinkban mind az ab , mind a c irányban bekövetkezik a kritikus áram elérése, az $I - V$ válaszban mindegyik konfigurációban megjelennek az ab és a c irányú tulajdonságok is. Az 5.5 ábrán tekintsük a rezisztív–nem rezisztív határfelület egy szakaszát, az ab síkkal bezárt szög helyi értéke legyen Θ . Válasszuk úgy a $V(\mathbf{r})$ skalárpotenciált, hogy a nemrezisztív oldalon legyen zérus. Ekkor az ABCD zárt görbére felírva a $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ összefüggést, kapjuk:

$$\Delta V_x + \Delta V_z = (\partial V / \partial z) \Delta z + (\partial V / \partial x) \Delta x = 0 \quad (5.1)$$

Egyszerű $\mathbf{E} - \mathbf{J}$ relációt véve a rezisztív oldalon (lásd 5.5 inzertje):

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = \pm E_k^{\text{ab}} + \rho'_{\text{ab}}(J_x \mp J_k^{\text{ab}}) \quad J_x \gtrless \pm J_k^{\text{ab}} \quad (5.2)$$



5.5. ábra. A rezisztív front Θ szöge. **R** jelzi az ellenállással bírót, **NR** az ellenállás nélküli tartományt. $\oint \mathbf{E}d\mathbf{l} = 0$ az ABCD zárt görbére, ahol A és C a két tartomány határán van, $\mathbf{E} = 0$ a CDA részre a nem-rezisztív szupravezetőre. $\mathbf{E} = -\nabla V$ és ΔV_x valamint ΔV_z rendre a potenciálkülönbségek az A és B illetve B és C pontok között. Az ábra inzertje mutatja az $\mathbf{E} - \mathbf{J}$ relációt a tengelyek mentén.

$$-\frac{\partial V}{\partial z} = \pm E_k^c + \rho'_c (J_z \mp J_k^c) \quad J_z \gtrless \pm J_k^c \quad (5.3)$$

ahol ρ'_{ab} és ρ'_c az ab illetve c irányú dinamikus ellenállások a szupravezető fázis rezisztív tartományában, J_k^{ab} és J_k^c az egyes irányokban a kritikus áramok. Mivel a rezisztív oldalon a front határvonalán éppen a kritikus áramnak megfelelő áramsűrűségek vannak, ezért a szögre:

$$\text{tg } \Theta = \Delta z / \Delta x = E_k^{ab} / E_k^c \quad (5.4)$$

Az 5.5 ábra inzertjének megfelelően a $E_k^{ab} \approx \rho'_{ab} J_k^{ab}$ és $E_k^c \approx \rho'_c J_k^c$ közelítést alkalmazva kapjuk:

$$\text{tg } \Theta \approx \frac{\rho'_{ab} J_k^{ab}}{\rho'_c J_k^c} = \gamma_{rs}^{-2} \frac{J_k^{ab}}{J_k^c}. \quad (5.5)$$

Két potenciálkontaktus – melyek közül az egyik a nem rezisztív tartományban, másik pedig a minta felszínén az áramkontaktustól ℓ távolságban van – között mérhető küszöbáramra: $I_k = w(dJ_k^{ab} + \ell J_k^c)$, ahol w és $d = \ell \tan \Theta$ az ék alakú tartomány szélessége és maximális mélysége. A C minta esetében a Θ szöget meg tudtuk határozni. Az (5.5) egyenlet segítségével a mért küszöbáramra:

$$I_k \approx w \ell J_k^{ab} \tan \Theta (1 + 1/(\gamma_{rs}^2 \tan^2 \Theta)). \quad (5.6)$$

A zárójelben a második tag elhanyagolhatóan kicsi, Θ és I_k helyébe a C mintán történt mérések alapján behelyettesítve az értékeket $J_k^{ab} \approx 5 \times 10^4 \text{ Acm}^{-2}$ becsülhető, mely

a mágneses hiszterézis mérésekből kapható értékekkel jól egyezik [94]. A c irányra $E_k^c \approx \rho_c' J_k^c = \rho_c' J_J \langle \cos \varphi_{n,n+1} \rangle \approx \langle \cos \varphi_{n,n+1} \rangle V_{\text{gap}}/s$ (s a rétegek közötti távolság), a J_J a Josephson kritikus áramot és a V_{gap} gap feszültséget a meza mérésekből [89] figyelembe véve $\langle \cos \varphi_{n,n+1} \rangle \approx 4 \times 10^{-4}$ és $J_k^c = J_J \langle \cos \varphi_{n,n+1} \rangle \approx 0,2 \text{ Acm}^{-2}$ adódik. Ezek a Josephson plazma rezonancia mérésekből [92] 4×10^{-4} illetve $J_k^c \approx 2 \text{ Acm}^{-2}$, tehát modellünk segítségével jól közelíthetjük az irodalomban található értékeket.

A kísérletek alapján tehát az alkalmazott geometriájú minták esetén 0,2 T-nál nagyobb mágneses terek esetén az ab illetve c konfigurációk $I - V$ karakterisztikái lényegében azonosak. A mintában a disszipatív tartomány az áramkontaktusok felől terjed növekvő árammal. Az $I - V$ karakterisztikák csak az áram értékétől és a legkisebb árampotenciál kontaktustávolságtól függenek. Az áram behatolási mélysége a nem-rezisztív tartományba a nagy anizotrópia által limitált, az effektív behatolási mélység kisebb, mint a London behatolási mélység. Az ab és c irányú disszipáció egyszerre következik be. Az alkalmazott modell alapján a disszipatív tartomány háromszög alakúnak közelíthető, melynek szöge a mérések alapján megbecsülhető. Ennek segítségével az ab és a c irányú kritikus áramok is becsülhetőek, és a mágneses hiszterézis illetve meza mérések eredményeivel jól egyeznek.

A néhány mikron vastag BSCCO mintákban kialakuló inhomogén árameloszlás alapvető fontosságú, ugyanakkor teljesen új eredmény. A BSCCO-nál sokkal kevésbé anizotróp YBCO esetében az egykristály minták alkalmazása során az árameloszlás homogenitása nem okoz problémát, több 10 mikron vastagságú minták esetében sem (lásd pl.[95]). Ezen az anyagon az olvadási vonal alatt a felső lapon alkalmazott áram mellett a felső és alsó lapon mérhető potenciál azonos, az áram tehát a teljes mintába behatol. BSCCO esetében a nagy anizotrópia fontosságára már Busch és munkatársai [88] rávilágítottak, az ő munkájuk alapján ezen az anyagon 1-2 mikron vastagságig homogén áramsűrűség vált elfogadottá. Ennek alapján a néhány mikronos mintákon mért klasszikus ab illetve c konfiguráció használata általános volt. A különböző kontaktuselrendezéssel végzett árameloszlás meghatározására vonatkozó mérések segítségével megmutattam, hogy még a néhány mikron vastagságú mintában sem tekinthetjük homogénnek az árameloszlást. A nagy anizotrópia miatt az effektív behatolási mélység kisebb a London behatolási mélységnél. Már néhány száz nanométer mélységben sem mérhetjük ugyanazt a potenciált, mint az áramkontaktusokat is tartalmazó felső lapon. A klasszikus ab illetve c irányú elrendezések esetén a két irány tulajdonságai közösen határozzák meg a rendszer választ. Az itt bemutatott modell segítségével értelmezhe-

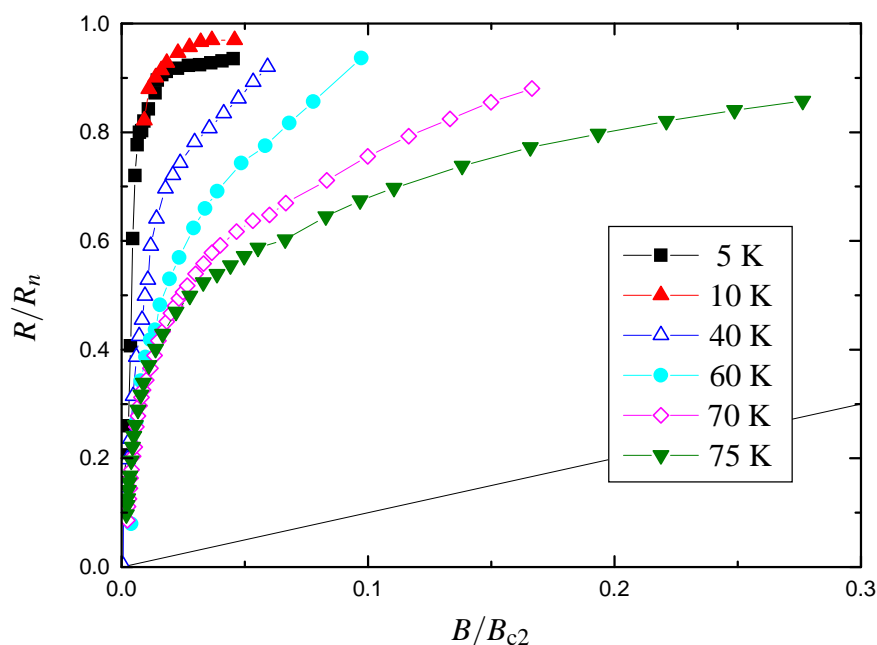
tőek a különböző kontaktuselrendezéssel kapott eredmények, és a mért küszöbáramokból az ab és c irányú kritikus áramsűrűségek megbecsülhetőek. A modell egyszerűsége ellenére az így kapott értékek jól közelítik az irodalomban található, másfajta mérési módszerrel kapható értékeket.

5.3. Differenciális ellenállás

Ebben a fejezetben a 4.4 fejezetben bemutatott, differenciális ellenállásra vonatkozó eredményeket értelmezem. A mérések során vizsgáltam a minták kisáramú és nagyáramú viselkedését. Először ezeket hasonlítom össze. A kisáramú tulajdonságokat jellemzi az I_k küszöbáram, és a kisáramú differenciális ellenállás, R_t . A nagyáramú tulajdonságokat pedig R_f és a többletáram I_t . Amint azt a 4.3 fejezetben láthattuk, a többletáram és a kritikus áram hőmérsékletfüggése kvalitatíve megegyezik (lásd 4.16 ábra). Mindkét paraméter ugyanazon T_p érték alatt mutat függést a minta preparációjától, a ZFC minta esetében $T < T_p$ esetén a hőmérséklet csökkentésével a küszöbáram és a többletáram értéke is csökken, míg FC minta esetében mindkét érték magasabb. A $T = T_p$ hőmérsékleten ZFC minta esetén mindkettőnek maximuma van, és ezen hőmérséklet fölött a minta preparációjától független. A két kritikus áram mágneses tér függését megnézve szintén azt találtuk (lásd 4.11 és 4.17 ábrák), hogy az mindkét esetben $B^{-1/2}$ szerint változik. A mágneses tér perturbációja ugyanolyan hatást eredményez a többletáram esetében, mint a küszöbáramnál. Ha megvizsgáljuk az $I - V$ görbék meredekségét a küszöbáram közelében, megállapíthatjuk, hogy a kisáramú differenciális ellenállás (amely nagyságrendileg ugyan megfelel egy BS típusú várakozásnak) a nagyáramú differenciális ellenállással (R_f) megegyezően szintén független a mágneses tértől és a hőmérséklettől a szilárd fázison belül. Ezek a megfigyelések arra utalnak, hogy a küszöbáram közelében, és a nagyáramú határesetben azonos disszipációs mechanizmus zajlik. A küszöbáram közelében a vortexek mozgása kezdődik meg. Legvalószínűbb, hogy ekkor csak a minta egy tartományában (vagy csak csatornák mentén) zajlik le a vortexek leszakítása a rögzítő centrumokról, majd az áram növelésével a disszipatív tartomány növekszik. Ebben az esetben a differenciális ellenállás áramfüggésében megfigyelhető ugrások az újabb és újabb tartományok disszipatív vá válásával magyarázhatók, majd a telítődés a disszipatív térfogat teljes mintára való kiterjedését jelentheti.

Megbecsültem a redukált mágneses teret (B/B_{c2}) valamint a redukált vortexáramlási ellenállást (R_f/R_n). A felső kritikus tér meghatározásához $B_{c2}(T) = (120 \text{ T}) [1 - (T/T_c)^2]$

alakot használtam, amellyel $dB_{c2}/dT|_{T_c} = 2,7 \text{ T/K}$, az irodalomban található értéknek[96] megfelelően. $R_n(T)$ normál ellenállás megbecsüléséhez a $T < T_c$ tartományban feltételeztem, hogy alacsony hőmérsékleten, nagy térben a tér- és hőmérsékletfüggetlen R_f értéke megegyezik a normál ellenállás értékével, és ezt a $T > T_c$ tartományhoz egy T^2 függvénnyel interpoláltam. Az így kapott eredményeket mutatja az 5.6 ábra. Mivel I_t csökkenő mágneses térrel nő, R_f értékét csak körülbelül 0,5 T fölött tudtuk meghatározni. Viszont a kisáramú R_t értékét alacsonyabb terekben is meg tudtuk határozni, és a mindkét érték mérésére alkalmas hőmérséklet- és mágneses tér tartományban a két érték között egy konstans skálázási faktort találunk, így ennek segítségével megbecsültem R_f értékét az alacsonyabb mágneses terekre is, az ábrán ezek szerepelnek $T < 40 \text{ K}$ és $B < 0,5 \text{ T}$ esetén.



5.6. ábra. A normált ellenállás (R/R_n) a normált mágneses tér (B/B_{c2}) függvényében. A BS törvényt egyenes vonal szemlélteti.

Amint az az ábráról rögtön látható, a mért ellenállás mindig sokkal nagyobb, mint a BS érték, melyet az ábrán egyenes vonallal jelöltem. Megfigyelhető egy olyan tendencia is, hogy növekvő hőmérséklettel az eltérés csökken. A folyadék fázisban megközelítőleg összhangban is van a BS törvénnyel, ha figyelembe vesszük az inhomogén árameloszlásból adódó hatásokat. A felső lapon mért feszültség a c irányú tulajdonságokat is magában hordozza, amint azt az 5.2 fejezetben részletesen tárgyaltam. Ha lineáris

ellenállás tenzort (ρ_{ij}) feltételezzük, kiszámíthatjuk R_f viselkedését. A minta geometriája az anizotrópia figyelembevételével nagyjából kocka alakra skálázódik át, így a vastag minta határesetet kell kiszámolni ($l_c/l_a \gg (\rho_{aa}\rho_{cc})^{1/2}$ ahol l_a az áramkontaktusok távolsága és l_c a minta vastagsága a c irányban). A skálázás figyelembevételével $R_f \propto (\rho_{aa}\rho_{cc})^{1/2}$ adódik (részletes számolást ad pl. [88]). Ekkor ha feltételezzük, hogy a BS-modell helyes eredményt ad ρ_{aa} -ra, és a c irányú ellenállás független a mágneses tértől, akkor $R_f = R_n \sqrt{\alpha B/B_{c2}}$ függést várnánk. A T_c hőmérséklet közelében mért értékek elég jól követik ezt a formulát. Például a 75 K-es adatok az 5.6 ábrán kielégítően fittelhetők $\alpha = 4$ -gyel, figyelembe véve a vastag-minta közelítésből adódó bizonytalanságokat, ezt a BS törvénnyel való hozzávetőleges egyezésnek tekinthetjük. A szilárd fázisban egy teljesen más kép bontakozik ki előttünk, alacsony hőmérsékleteken nagyjából 1 T fölött, R_f semmilyen térfüggést nem mutat. Egy ilyen térfüggetlen értéket nehéz megmagyarázni az árameloszlással. A síkbeli ellenállásra a lineáris B függést feltételezve a térfüggetlen R_f -hez a c irányban B -vel csökkenő ellenállás, vagy B -vel növekvő Josephson kritikus áramra lenne szükség. Ezek egyikét sem észlelték a c -irányú mérésekben[73, 89]. A térfüggetlen szaturálódott R_f érték közelítőleg megegyezik a T_c fölött mért normál ellenállásból lineáris extrapolációval $T = 0$ -ra kapható értékkel. Mivel az a mágneses tér, ahol a szaturáció bekövetkezik $10^{-2}B_{c2}$ nagyságrendjébe esik, ezért a szaturáció alatti terek esetében a vortexek mintegy százszor gyorsabban mozognak, a sűrűlási együttható pedig mintegy százszor kisebb, mint az a BS törvényből következne. Jól ismert, hogy a BS értéknél sokkal nagyobb vortex sebességeket eredményezhet a nagy vortex sebességeknél bekövetkező nemlineáris instabilitás[97]. Ilyen instabilitásokat BSCCO esetében már megfigyeltek[67], nagyjából két nagyságrenddel nagyobb áramsűrűségeknél és vortex sebességeknél, mint amik a mi méréseinkben szerepeltek. Továbbá a más mérésekben megfigyelt[67, 66, 98] nemlineáris feszültségugrás az $I - V$ karakterisztikákban a mi esetünkben hiányzik. Az R_f és R_t , valamint I_k és I_t hőmérséklet- és mágnesestér-függésében megfigyelt hasonlóságok azt sugallják, hogy a differenciális ellenállás áram növelésével történő fokozatos növekedése (lásd 4.7 ábra) többnyire egy „inhomogén kiszélesedés”.

A helyzet emlékeztet a Josephson vortexek mozgása miatti ellenállásra[99]. Kis terekben lineáris függést találtak $R_f = R_n B/B_0$, ahol a skálázó tér $B_0 = \Phi_0/(2\pi\lambda\lambda_J)$ és λ a London-féle behatolási mélység, λ_J a Josephson behatolási mélység. Mivel a λ és λ_J karakterisztikus hosszak lényegesen nagyobbak, mint a koherenciahossz (ξ), ezért $B_0 \ll B_{c2}$. A teljes viselkedés, hasonlóan a mi esetünkhöz, jól leírható $R_f = R_n B/(B_0 +$

B) formában. A skálázó tér, amely a mi rendszerünket a szilárd fázisban jellemzi $B_0 \approx 0,5$ T, s ennek megfelelően a karakterisztikus hossz esetünkben $l = \sqrt{\Phi/(2\pi B_0)} = 23$ nm. Az STM-mel megfigyelt, vortexek körüli elektromos modulációk lecsengési hossza[40] 3 nm, sokkal hosszabb, mint a koherenciahossz és így egy új hosszúságskálát jelent a vortex rendszerekben. A méréseinkből adódó l karakterisztikus hosszúság és ezen új hosszúságskála közötti kapcsolat még tisztázásra vár.

Egy másik lényeges következménye a vortex magoknál megjelenő nem-szupravezető rendnek a mag energiájának csökkenése. Megfontolható, hogy a kis magenergia elősegíti a vortex-antivortex párok keletkezését és ha antivortexek egyidejűleg léteznek a vortexekkel, a szupravezető síkok vortex magokkal való telítődése már $B < B_{c2}$ esetén is bekövetkezhet.

A differenciális ellenállás vizsgálata során megállapítottuk, hogy önmagában a Bardeen–Stephen-törvény nem írja le kielégítően a tapasztalt viselkedést. Míg a 2.3 fejezetben tárgyalt irodalmi adatok szerint YBCO esetében mind magas, mind alacsony hőmérsékleten a BS-törvénnyel összeegyeztethető viselkedés tapasztalható, BSCCO esetében az irodalomban csak magas hőmérsékleten igazolták azt. Méréseim szerint magas hőmérsékleten a BS-törvénnyel hozzávetőleges egyezés van, azonban alacsony hőmérsékleteken, a szilárd fázisban ez a törvény nem ad megfelelő leírást. A BSCCO esetében alacsony hőmérsékleten végzett differenciális ellenállás mérések az irodalomban nem fellelhetőek. Az eredmények értelmezéséhez figyelembe kell vennünk az anizotrópia szerepét valamint a d -típusú szupravezetők meglepő tulajdonságait is. Az eredményeket megfelelően leíró elmélet még kidolgozásra vár.

6. Összefoglalás, tézispontok

1. Megmutattam, hogy a T_p fázisvonal alatti hőmérsékleteken a térben hűtött (FC) illetve a tér nélkül hűtött (ZFC) minták küszöbárama mellett azok többletárama is jelentősen eltér egymástól, a küszöbáramhoz hasonlóan az FC minták többletárama sokkal nagyobb. A T_p fázisvonalnál a különbségek megszűnnek és magasabb hőmérsékleteken a különbözőképpen előkezelt minták teljesen azonos viselkedésűekké válnak. Megállapítottam, hogy T_p hőmérséklet alatt az FC állapot a várakozásokkal ellentétben nem stabil. A fázisvonal alatti hőmérsékleteken tetszőleges előjelű, néhány század tesla nagyságú mágneses perturbációt alkalmazva az FC mintára, annak viselkedése megváltozik, és a ZFC állapothoz nagyon közelivé válik. Ez a jelenség mind a kisáramú – küszöbáram – mind a nagyáramú – többletáram – viselkedésben egyformán megfigyelhető.

2. FC és ZFC mintákon hosszúidejű ($t \approx 10^6$ s) relaxációs méréseket végezve megmutattam, hogy hosszú időskálákon a ZFC állapot tekinthető stabilnak, FC metastabil. Az FC állapot küszöbáramának értéke ilyen időskálákon a ZFC állapot küszöbáramához tart, míg a ZFC állapot küszöbárama csak rövid időskálán (10^3 s) változik, és a változás mértéke összehasonlíthatatlanul kisebb, mint az FC állapot küszöbáramának változása. Ez arra utal, hogy nem a Bean-profil a változás hajtóereje. Ugyanakkor a relaxációs folyamatban igen kicsi (2 mT) mágneses tér perturbáció katalizátor szerepét tölti be. Megmutattam, hogy az áramimpulzusok irányának és gyakoriságának nincs szerepe a relaxációban.

3. Nagyáramú mérések segítségével megmutattam, hogy a folyadék fázis sem homogén, a T_m olvadási vonal és a T_c normál fázis határvonala között található még egy vonal, T^* . $T_m < T < T^*$ hőmérséklettartományban a rendszer válasza nem lineáris, ún. rögzített folyadék állapot valósul meg. $T^* < T$ hőmérsékleteken klasszikus folyadék viselkedést tapasztaltam, lineáris válasszal. T^* értékét a mágneses tér függvényében két nagyságrenden keresztül meghatároztam.

4. Az adott geometriájú mintákon az ab és a c irányú mérések esetén egyaránt megmutattam, hogy nem válik az egész minta egyszerre rezisztívvé, s az ellenállással bíró tartomány az áram növelésével az áramkontaktusok felől a minta belseje felé terjed. Megmutattam, hogy az ab és a c konfiguráció esetén mért $I - V$ karakterisztikák lényegileg azonosak, és csak az alkalmazott áram értékétől valamint az adott konfigurációban használt legkisebb áram-potenciál kontaktustávolságtól függenek. Megmutattam, hogy

a rezisztív és nem rezisztív tartományt elválasztó front mentén az ab és c irányú disszipáció egyszerre jelenik meg.

5. Megmutattam, hogy az ellenállással bíró és ellenállásmentes tartományokat elválasztó front nem lehet sem párhuzamos, sem merőleges az ab síkra, azzal Θ ($\neq 0$) szöget zár be. Ennek alapján háromszög alakú rezisztív tartományt feltételező modellel értelmeztem a 4-es pont eredményeit. Egy speciális mintával a minta felső lapján és adott mélységben maratott lépcsőn elhelyezett potenciálkontaktusokon mért küszöbáramok arányának segítségével meghatároztam Θ szöget. Megbecsültem az anizotrópiafaktor értékét a szupravezető állapotban, megállapítottam, hogy lényegesen nagyobb, mint a normál állapotban, s ezért az effektív behatolási mélység lényegesen kisebb, mint a London behatolási mélység. Az így megbecsült anizotrópia faktorial és a mért küszöbáramok segítségével megbecsültem az ab illetve c irányú kritikus áramsűrűségeket, melyek jól egyeznek a mágneses hiszterézis görbékből kapott illetve meza struktúrákon mért kritikus áramsűrűségekkel.

6. Megmutattam, hogy alacsony hőmérsékleteken, $5 \text{ K} < T < T_m$, a nagy áramú disszipáció mágnesestér-függése nem követi a Bardeen-Stephen törvényt és értéke két nagyságrenddel nagyobb, mint amit az jósol. Eredményeimet a ξ koherenciahossznál nagyobb karakterisztikus hosszra fellépő vortexek közötti kölcsönhatással értelmeztem.

A dolgozathoz kapcsolódó előadások:

1. International Workshop on Electronic Crystals, La Colle sur Loup, Franciaország, 1999. (előadás)
2. International Workshop on Microscopic Structure and Dynamics in Unconventional Superconductors and Superfluids, Drezda, Németország, 2000. (poszter)
3. International Conference on Science and Technology of Synthetic Metals, Bad Gastein, Ausztria, 2000. (poszter)
4. Workshop on Vortex Dynamics and Dissipation in High-Tc superconductors, Budapest, 2001. (előadás)
5. Condensed Matter and Materials Physics Conference of the Institute of Physics, Brighton, Nagy-Britannia, 2002. (előadás)

A témával kapcsolatos publikációim:

B. Sas, L. F. Kiss, I. Pethes, S. Mészáros, K. Vad, B. Keszei, F. I. B. Williams, F. Portier and I. Puha:

Metastability line in BSCCO phase diagram

J. Phys. IV France **9**, Pr10/73-75 (1999)

I. Pethes, B. Sas, G. Kriza, F. Portier, F. I. B. Williams, K. Vad, S. Mészáros:
High-current differential resistance in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals
Synth. Met. **120**, 1013-1014 (2001)

F. Portier, G. Kriza, B. Sas, L. F. Kiss, I. Pethes, K. Vad, B. Keszei, F. I. B. Williams:
Slow relaxation of low-temperature vortex phases in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$
Phys. Rev. B **66**, 140511(R) (2002)

I. Pethes, A. Pomar, B. Sas, G. Kriza, K. Vad, Á. Pallinger, F. Portier, F. I. B. Williams:
Potential and current distribution in strongly anisotropic $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals
at current breakdown

kézirat, publikálásra elküldve *Phys. Rev. B*-nek

I. Pethes, B. Sas, G. Kriza, F. Portier, F. I. B. Williams, K. Vad:
Evidence for fast vortices from flux flow resistance in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$
kézirat, publikálásra elküldve *Phys. Rev. Lett.*-nek

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni témavezetőmnek, Kriza Györgynek a disszertáció elkészítéséhez vezető rögzös út bejárásához nyújtott segítségét. Sas Bernadettenek az elmúlt évek során tanúsított türelmét, biztatását, és mérhetetlen gyakorlati segítségét. Köszönettel tartozom Kollár Jánosnak az MTA SZFKI igazgatójának, hogy lehetőséget biztosított az intézetben a doktori tanulmányaim és a kutatómunka elvégzésére. F. I. B. Williamsnek köszönöm a lehetőséget a franciaországi (CEA, Saclay) mérésekért és rengeteg segítségét az eredmények értelmezése terén. Franciaországi kutatásomat a „Balaton” projekt támogatta anyagilag. Keszei Bélának és Forró Lászlónak köszönöm a rendelkezésemre bocsátott mintákat. Tüttö Istvánnak, Kiss F. Lászlónak, Vad Kálmánnak, Bánki Péternek köszönöm az elmúlt évek során nyújtott segítséget. Doktorandusztársaimnak, Matus Péternek, Németh Lászlónak és Pallinger Ágnesnek a rengeteg apró technikai segítséget, melyekkel többórás-napos feladatokat vettek le a vállamról. Végezetül de nem utolsósorban ezúton szeretném megköszönni családomnak, szüleimnek, férjemnek és gyermekeimnek az irányomban tanúsított türelmet, biztatásukat, és az elmúlt négy és fél évet.

Irodalomjegyzék

- [1] J. G. Bednorz, K. A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986)
- [2] J. Bardeen, M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965)
- [3] B. Sas, F. Portier, K. Vad, B. Keszei, L. F. Kiss, N. Hegman, I. Puha, S. Mészáros, F. I. B. Williams, *Phys. Rev. B* **61**, 9118 (2000)
- [4] lásd pl. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, New York, 1996
- [5] B.D. Josephson, *Phys. Letters* **16**, 242 (1965)
- [6] C. P. Poole, H. A. Farach, R. J. Creswick, *Superconductivity*, Academic Press, San Diego, 1995
- [7] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962)
- [8] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962)
P. W. Anderson, Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964)
- [9] P. Nozières, W. F. Vinen, *Phil. Mag.* **14**, 667 (1966)
W. F. Vinen, A. C. Warren, *Proc. Phys. Soc.* **91**, 409 (1967)
- [10] K. Park, S. S. Salk, *Phys. Rev. B* **57**, 5369 (1998)
- [11] C. Caroli, P. G. de Gennes, J. Matricon, *Phys. Letters* **9**, 307 (1964)
- [12] M. Stone, *Phys. Rev. B* **54**, 13222 (1996)
- [13] N. B. Kopnin, V. E. Kravtsov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **71**, 1644 (1976) [*Sov. Phys. JETP* **44**, 861 (1976)]
N. B. Kopnin, V. E. Kravtsov *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **23**, 631 (1976) [*JETP Lett.* **23**, 578 (1976)]

- [14] A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **73**, 299 (1977) [*Sov. Phys. JETP* **46**, 155 (1977)]
- [15] A. R. Strnad, C. F. Hempstead, Y. B. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 794 (1964)
Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad, *Phys. Rev.* **139**, A1163 (1965)
- [16] A. Pomar, M. V. Ramallo, J. Mosqueira, C. Torrón, F. Vidal, *Phys. Rev. B* **54**, 7470 (1996) és hivatkozások benne
S. H. Han, Yu. Eltsev, Ö. Rapp, *Phys. Rev. B* **57**, 7510 (1998)
- [17] T. Jacobs, S. Sridhar, Q. Li, G. D. Gu, N. Koshizuka, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4516 (1995)
- [18] Shih-Fu Lee, D. C. Morgan, R. J. Ormeno, D. M. Broun, R. A. Doyle, J. R. Waldram, K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 735 (1996)
- [19] W. E. Lawrence, S. Doniach, *Proc. 12th Int. Conf. Low Temp. Phys.*, Kyoto, 1970; Keigaku, Tokyo, 1971
- [20] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 875 (1992)
- [21] A. I. Larkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **58**, 1466 (1970)
A. I. Larkin, Yu. V. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 409 (1979)
- [22] A. E. Koshelev, P. H. Kes, *Phys. Rev. B* **48**, 6539 (1993)
- [23] A. Schnönerberger, A. Larkin, E. Heeb, V. Geshkenbein, G. Blatter, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4636 (1996)
- [24] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989)
D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991)
- [25] P. Le Doussal, T. Giamarchi, *Phys. Rev. B* **57**, 11356 (1998)
- [26] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957)
- [27] B. O. Wells, Z. X. Shen, D. S. Dessau, W. E. Spicer, D. B. Mitzi, L. Lombardo, A. Kapitulnik, A. J. Arko, *Phys. Rev. B* **46**, 11830 (1992)
Z. X. Shen, D. S. Dessau, B. O. Wells, D. M. King, W. E. Spicer, A. J. Arko, D. Marshall, L. W. Lombardo, A. Kapitulnik, P. Dickinson, S. Doniach, J. DiCarlo, T. Loeser, C. H. Park, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1553 (1993)

- H. Ding, J. C. Campuzano, A. F. Bellmann, T. Yokoya, M. R. Norman, M. Randena, T. Takahashi, H. Katayama-Yoshida, T. Mochiki, K. Kadowaki, G. Jennings, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2784 (1995)
- [28] J. Shiraishi, M. Kohmoto, K. Maki, *Phys. Rev. B* **59**, 4497 (1999)
- [29] S. H. Pan, E. W. Hudson, A. K. Gupta, K.-W. Ng, H. Eisaki, đ. Uchida, J. C. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1536 (2000)
- [30] B. W. Hoogenboom, M. Kugler, B. Revaz, I. Maggio-Aprile, Ø. Fischer, Ch. Renner, *Phys. Rev. B* **62**, 9179 (2000)
- [31] N. Schopol, K. Maki, *Phys. Rev. B* **52**, 490 (1995)
- [32] K. Maki, H. Won, *Physica B* **244**, 22 (1998)
- [33] I. Maggio-Aprile, Ch. Renner, A. Erb, E. Walker, Ø. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2754 (1995)
- [34] Ch. Renner, B. Revaz, K. Kadowaki, I. Maggio-Aprile, Ø. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3606 (1998)
- [35] N. B. Kopnin, G. E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1377 (1997)
N. B. Kopnin, *Phys. Rev. B* **57**, 11775 (1998)
- [36] N. B. Kopnin, A. V. Lopatin, *Phys. Rev. B* **51**, 15291 (1995)
- [37] B. Lake, G. Aeppli, K. N. Clausen, D. F. McMorrow, K. Lefmann, N. E. Hussey, N. Mangkorntong, M. Nohara, H. Takagi, T. E. Mason, A. Schroder, *Science* **291**, 1759 (2001)
- [38] V. F. Mitrovic, E. E. Sigmund, M. Eschrig, H. N. Bachman, W. P. Halperin, A. P. Reyes, P. Kuhns, W. G. Moulton, *Nature* **413**, 501 (2001)
- [39] S. A. Kivelson, D. H. Lee, E. Fradkin, V. Oganessian, condmat/0205228
- [40] J. E. Hoffman, E. W. Hudson, K. M. Lang, V. Madhavan, H. Eisaki, S. Uchida, J. C. Davis, *Science* **295**, 466 (2002)
- [41] P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak, D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1666 (1988)

- [42] R. G. Beck, D. E. Farrell, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, V. G. Kogan, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1594 (1992)
- [43] D. E. Farrell, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1165 (1991)
- [44] H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, D. J. Bishop, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 824 (1992)
- [45] W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3370 (1992)
- [46] J. A. Fendrich, U. Welp, W. K. Kwok, A. E. Koshelev, G. W. Crabtree, B. W. Veal, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2073 (1996)
- [47] R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 835 (1996)
- [48] U. Welp, J. A. Fendrich, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, B. W. Veal, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4809 (1996)
- [49] A. Schilling, R. Jin, J. D. Guo, H. R. Ott, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1899 (1993)
- [50] H. Pastoriza, F. de la Cruz, D. B. Mitzi, A. Kapitulnik, *Phys. Rev. B* **46**, 9278 (1992)
- [51] H. Pastoriza, M. F. Goffman, A. Arribère, F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2951 (1994)
- [52] E. Zeldov et al., *Nature* **375**, 373 (1995)
- [53] Y. Yeshurun, N. Bontemps, L. Burlachkov, A. Kapitulnik, *Phys. Rev. B* **49**, 1548 (1994)
- [54] B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer, T. W. Li, P. H. Kes, M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996)
- [55] S. Berry, M. Konczykowski, P. H. Kes, E. Zeldov, *Physica C (Amsterdam)* **282-287**, 2259 (1997)
- [56] D. T. Fuchs, E. Zeldov, D. Majer, R. A. Doyle, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, *Phys. Rev. B* **54**, R796 (1996)

- [57] H. Safar, P. L. Gammel, D. J. Bishop, D. B. MITzi, A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2672 (1992)
- [58] T. Tsuboi, T. Hanaguri, A. Maeda, *Phys. Rev. B* **55**, R8709 (1997)
- [59] Z. L. Xiao, P. Voss-de Hann, G. Jakob, H. Adrian, *Phys. Rev. B* **57**, R736 (1998)
- [60] R. Cubitt, E. M. Forgan, G. Yang, S. L Lee, D. M. Paul, H. A. Mook, M. Yethiraj, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, Z. Tarnawski, K. Mortensen, *Nature* **365**, 407 (1993)
- [61] S. L. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3862 (1993)
- [62] G. C. Han, C. K. Ong, *Phys. Rev. B* **56**, 11299 (1997)
- [63] M. N. Kunchur, D. K. Christen, J. M. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 998 (1993)
- [64] M. N. Kunchur, *Mod. Phys. Lett. B* **9**, 399 (1995)
- [65] J. I. Martín, M. Vélez, F. Guinea, J. L. Vicent, *Phys. Rev. B* **55**, 5659 (1997)
- [66] M. N. Kunchur, B. I. Ivlev, D. K. Christen, J. M. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5204 (2000)
- [67] Z. L. Xiao, P. Voss-de Hann, G. Jakob, Th. Kluge, P. Haibach, H. Adrian, E. Y. Andrei, *Phys. Rev. B* **59**, 1481 (1999)
- [68] S. Kambe, A. D. Huxley, P. Rodière, J. Flouquet, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1842 (1999)
- [69] N. Lütke-Entrup, R. Blaauwgeers, B. Paçais, A. Huxley, S. Kambe, M. Krusius, P. Mathieu, Y. Simon, *Phys. Rev. B* **64**, 020510(R) (2001)
- [70] Y. Matsuda, A. Shibata, K. Izawa, H. Ikuta, M. Hasegawa, Y. Kato, *Phys. Rev. B* **66**, 014527 (2002)
- [71] E. Rodríguez, M. F. Goffmann, A. Arribère, F. de la Cruz, L. F. Schneemeyer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3375 (1993)
- [72] A. Yurgens, D. Winkler, T. Claeson, G. Yang, I. F. G. Parker, C. E. Gough, *Phys. Rev. B* **59**, 7196 (1999)
- [73] M. Suzuki, T.O Watanabe, A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4248 (1998)

- [74] S. Labdi, H. Raffy, O. Laborde, P. Monceau, *Physica C* **197**, 274-282 (1992)
- [75] H. Raffy et al, *Physica C* **235-240**, 182-185 (1994)
- [76] B. Keszei, Gy. Szabó, J. Vandlik, L. Pogány, G. Oszlányi, *J. Less-Common Met.* **155**, 229 (1989)
J. R. Coopoer, L. Forró, B. Keszei, *Nature* **343**, 444 (1990)
- [77] M. F. Crommie, A. Zettl, *Phys. Rev. B* **43**, 408 (1991)
- [78] T. K. Worthington, M. P. A. Fisher, D. A. Huse, J. Toner, A. D. Marwick, T. Zabel, C. A. Feild, F. Holtzberg, *Phys. Rev. B* **46**, 11854 (1992)
- [79] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai, M. Kosugi, K. Hirata, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1972 (1997)
- [80] R. Prozorov et al. cond.mat/0004122
- [81] C. P. Bean, J. D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964)
- [82] W. Henderson, E. Y. Andrei, M. J. Higgins, S. Bhattacharya, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2077 (1996)
Y. Paltiel, E. Zeldov, Y. Myasoedov, M. L. Rappaport, G. Jung, S. Bhattacharya, M. J. Higgins, Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, P. L. Gammel, D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3712 (2000)
- [83] X. S. Ling, S. R. Park, B. A. McClain, S. M. Choi, D. C. Dender, J. W. Lynn, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 712 (2001)
- [84] R. Exartier, L. Cugliandolo, *Phys. Rev. B* **66**, 012517 (2002)
- [85] M. J. Higgins, S. Bhattacharya, *Physica C* **257**, 232-254 (1996)
- [86] B. Khaykovich, M. Konczykowski, E. Zeldov, R. A. Doyle, D. Majer, P. H. Kes, T. W. Li, *Phys. Rev. B* **56**, R517 (1997)
- [87] C. J van der Beek, S. Colson, M. V. Indenbom, M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4196 (2000)
- [88] R. Busch, G. Ries, H. Werthner, G. Kreiselmeyer, G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 522 (1992)

- [89] Y. I. Latyshev, T. Yamashita, L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, A. V. Balatsky, M. P. Maley, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5345 (1999)
- [90] V. Ambegaokar, A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 486, (1963)
- [91] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai, K. Kadowaki, T. Mochiku, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4512 (1995)
- [92] T. Shibauchi, T. Nakano, M. Sato, T. Kisu, N. Kameda, N. Okuda, S. Ooi, T. Tamegai, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1010 (1999)
- [93] M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2945 (2000)
- [94] B. Khaykovich, D. T. Fuchs, K. Teitelbaum, Y. Myasoedov, E. Zeldov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, R. A. Doyle, S. F. W. R. Rycroft, *Phys. Rev. B* **61**, R9261 (2000)
- [95] D. López, E. F. Righi, G. Nieva, F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4034 (1996)
- [96] Qiang Li, K. Shibusaki, M. Suenaga, I. Shigaki, R. Ogawa, *Phys. Rev. B* **48**, 9877 (1993)
- [97] A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **68**, 1915 (1975) [*Sov. Phys. JETP* **41**, 960 (1976)]
- [98] M. N. Kuchur, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137005 (2002)
- [99] P. Lebowitz, M. Stephen, *Phys. Rev.* **163**, 376 (1967)