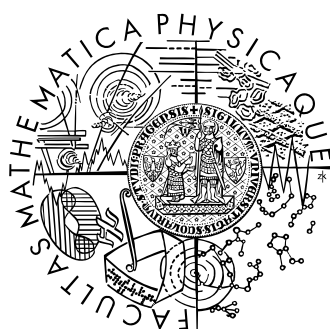


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Lucia Baničová

Nízkoteplotní část hloubky vniku v konvenčních a nekonvenčních supravodičích

Katedra fyziky nízkých teplot

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Zdeněk Janů, CSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Fyzika kondenzovaných soustav a materiálů

Praha 2011

Chcela by som na tomto mieste poďakovať najmä vedúcemu práce RNDr. Zdeňkovi Janů, CSc. za cenné rady, usmerňovanie a trpezlivosť pri písaní diplomovej práce.

Moja vďaka však patrí aj ostatným členom laboratória supravodivosti Katedry fyziky nízkych teplôt MFF UK Praha, menovite Mgr. Zdeňkovi Švindrychovi, Mgr. Ahmedovi Youssefovi a Ing. Františkovi Soukupovi, ktorí boli vždy ochotní poskytnúť mi radu alebo pripomienku.

Prehlasujem, že som túto diplomovú prácu vypracovala samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov, literatúry a ďalších odborných zdrojov.

Beriem na vedomie, že sa na moju prácu vzťahujú práva a povinnosti vyplývajúce zo zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platnom znení, hlavne skutočnosť, že Univerzita Karlova v Prahe má právo na uzavrenie licenčnej zmluvy o použití tejto práce ako školského diela podľa § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Prahe dňa 13.4.2011

Názov práce: Nízkoteplotní část hloubky vniku v konvenčních a nekonvenčních supravodičích

Autor: Lucia Baničová

Katedra: Katedra fyziky nízkých teplot

Vedúci diplomovej práce: RNDr. Zdeněk Janů, CSc., Fyzikální ústav AVČR, v.v.i.

Abstrakt: V predloženej práci študujem teplotnú závislosť hĺbky vniku magnetickej indukcie v supravodičoch, umožňujúcu určiť symetriu parametru usporiadania, čo je dôležité pre teoretické modely. V konvenčných supravodičoch má parameter usporiadania s -vlnovú symetriu. Energetická medzera je izotropná a v dôsledku toho hĺbka vniku rastie exponenciálne s teplotou. Na druhej strane, v nekonvenčných supravodičoch s d -vlnovou symetriou má mocninnú závislosť. Exponent ale závisí napríklad na čistote a štruktúre materiálu, pričom vplyv týchto a ďalších parametrov zatiaľ nie je dostatočne jasný.

Kľúčové slová: susceptibilita, hĺbka vniku, energetická medzera

Title: Low temperature part of penetration depth in conventional and unconventional superconductors

Author: Lucia Baničová

Department: Department of Low-Temperature Physics

Supervisor: RNDr. Zdeněk Janů, CSc., Institute of Physics, ASCR, v.v.i.

Abstract: In the present work I study temperature dependence of magnetic penetration depth in superconductors which allows us to determine the symmetry of the order parameter, important for theoretical models. In conventional superconductors we talk about s -symmetry. Energy gap is isotropic and as a consequence of this fact penetration depth grows exponentially with the temperature. On the other hand, in unconventional superconductors with d -symmetry we find the power dependence on

the temperature. Anyway the exponent depends on impurities and structure of the material and the influence of these parameters is not completely clear at the moment.

Keywords: susceptibility, penetration depth, energy gap

Obsah

Úvod	1
1. Teoretická časť	2
1.1. Úvod do supravodivosti	2
1.2. Základné vlastnosti supravodičov	2
1.3. Rozdelenie supravodičov	3
1.4. Ideálny diamagnetizmus a Meissnerov jav	4
1.5. Rovnice bratov Londonových	4
1.6. Gorterov – Casimirov dvojkvapalinový model	6
1.7. Teória Ginzburga a Landaua	7
1.8. Mikroskopická teória BCS	10
1.9. Symetria energetickej medzery	12
1.10. Hĺbka vniku	13
1.10.1. Teplotná závislosť hĺbky vniku	13
1.10.2. Hĺbka vniku v anizotropných supravodičoch	14
2. Metódy merania hĺbky vniku	16
2.1. Vzájomná indukčnosť	16
2.1.1. Susceptibilita supravodiča	16
2.1.2. Absolútne meranie hĺbky vniku	19

2.2. Povrchová impedancia	20
2.2. Miónová spinová rotácia	20
2.4. Infračervená spektroskopia	21
3. Skvidový magnetometer	23
4. Experimentálna časť	26
4.1. Použité vzorky	26
4.2. Meranie	26
4.2.1. Meranie na Nb	26
4.2.2. Meranie na Pb	29
4.2.3. Meranie na MgB ₂	31
4.2.4. Meranie na YBa ₂ Cu ₃ O _{6+δ}	34
4.2.5. Meranie na Bi ₂ Sr ₂ Ca ₁ Cu ₂ O _{8+δ}	38
5. Diskusia výsledkov	40
Záver	44
Použité zdroje a referencie	45

Úvod

Jedným zo základných parametrov charakterizujúcich supravodivosť je magnetická hĺbka vniku λ . Keďže tá závisí explicitne na energetickej medzere, je jej teplotná závislosť úzko spätá so symetriou supravodivého stavu a teda s mechanizmom párovania. Navyše jej hodnota pri nulovej teplote $\lambda(0)$ nesie informáciu o efektívnej hmotnosti a hustote supravodivých elektrónov.

V tejto práci sa budem venovať analýze nízkoteplotnej časti hĺbky vniku pre prípad konvenčných ako i nekonvenčných supravodičov so symetriou vlnovej funkcie typu s a d . Porovnáam experimentálne dáta s teoretickými modelmi, aby som zistila, ktorý model najlepšie vystihuje výsledky našich meraní.

Práca pozostáva z nasledujúcich častí:

- Teoretická časť: klasifikácia supravodičov, existujúce teórie
- Metódy merania: metódy používané na meranie hĺbky vniku v supravodičoch
- Experimentálna časť: popis použitých vzoriek, priebehu merania a výsledkov
- Diskusia výsledkov a záver

1. Teoretická časť

1.1. Úvod do supravodivosti

Už v priebehu 19. storočia bolo známe, že elektrický odpor kovov klesá so znižujúcou sa teplotou. Neexistencia kryogénnej techniky však vytvárala priestor pre rôzne špekulatívne predstavy o správaní sa týchto materiálov pri teplote blížiacej sa absolútnej nule.

V roku 1908 sa holandskému fyzikovi Heike Kamerlinghovi Onnesovi po prvýkrát podarilo skvapalniť hélium, a to využil na svoje experimenty. V roku 1911 objavil supravodivosť, keď pri meraní teplotnej závislosti jednosmerného elektrického odporu ortuti zistil, že odpor po dosiahnutí teploty 4,2 K náhle klesá na nemerateľne malú hodnotu. Prišiel na to, že okrem kritickej teploty T_c je treba brať v supravodiči do úvahy aj kritickú prúdovú hustotu j_c a kritické magnetické pole B_c , pri prekročení ktorých, prejde vzorka do normálneho stavu. V päťdesiatych rokoch minulého storočia vytvorili Ginzburg a Landau fenomenologický popis supravodivosti. Uspokojivá mikroskopická teória však vznikla až v roku 1957 vďaka Bardeenovi, Cooperovi a Schriefferovi (tzv. BCS teória).

1.2. Základné vlastnosti supravodičov

Väčšina fyzikálnych vlastností supravodičov závisí na konkrétnom materiále. Patrí medzi ne napríklad tepelná vodivosť, kritická teplota, kritické magnetické pole a kritická prúdová hustota. Existuje však aj nasledovná trieda vlastností, ktoré sú nezávislé na použitom materiále:

- Ideálna vodivosť
- Ideálny diamagnetizmus
- Supravodivý fázový prechod

1.3. Rozdelenie supravodičov

Supravodiče môžeme na základe rôznych kritérií rozdeliť napríklad nasledovne:

- **Podľa ich fyzikálnych vlastností:**

supravodiče I. druhu: v magnetickom poli tieto materiály kompaktné zotrávajú v Meissnerovom stave (kapitola 1.4) až kým pole na ich povrchu nedosiahne hodnotu kritického poľa B_c

supravodiče II. druhu: v supravodičoch 2. druhu je Meissnerov jav úplný až do dolného kritického poľa B_{c1} , potom magnetizácia vzorky klesá až do jej zániku spolu so supravodivosťou pri veľkosti poľa B_{c2} (horné kritické pole)

- **Podľa ich kritickej teploty:**

Nízkokotplotné supravodiče: sú to čisté kovy a ich zlúčeniny supravodivé pri teplotách do 23 K a musia sa teda chladiť kvapalným héliom, ktoré má bod varu 4,2 K

Vysokotplotné supravodiče: majú kritické teploty v priemere okolo 90 K, niektoré až nad 130 K a je teda možné používať na ich chladenie kvapalný dusík s bodom varu 77 K

- **Podľa materiálu napríklad:**

Čisté prvky: Pb, Hg,...

Zlúčeniny: Nb₃Sn

Zliatiny: Nb-Ti..

Keramiky: YBa₂Cu₃O_{6+δ},...

- **Podľa teoretického modelu:**

Konvenčné: sú plne popísané v rámci BCS teórie

Nekonvenčné: na ich popis nie je vhodná BCS teória

Ja sa budem v tejto práci zaoberať hlavne posledným z vyššie uvedených kritérií, a teda vlastnosťami konvenčných a nekonvenčných supravodičov a tvaru ich nízkokotplotnej časti hĺbky vniku.

1.4. Ideálny diamagnetizmus a Meissnerov jav

Meissnerovým javom nazývame vytlačenie magnetického poľa z objemu supravodiča počas jeho prechodu do supravodivého stavu [1]. V slabom poli supravodič vytlačí takmer všetok magnetický tok. Deje sa tak pomocou elektrických prúdov v blízkosti jeho povrchu. Magnetické pole týchto prúdov vyruší vo vnútri supravodiča aplikované magnetické pole. Preto je možné hovoriť o nekonečnej vodivosti. Avšak v blízkosti povrchu, na vzdialenosti zodpovedajúcej Londonovej hĺbke vniku, nie je vonkajšie magnetické pole vytlačené úplne. Každý supravodivý materiál je teda možné charakterizovať na základe jeho hĺbky vniku.

Supravodič v Meissnerovom stave vykazuje ideálny diamagnetizmus, takže hodnota výsledného magnetického poľa je hlboko pod povrchom veľmi blízka nule.

To v praxi znamená, že jeho magnetická susceptibilita je $\chi = -1$. Diamagnetiká su charakteristické magnetizáciou materiálu, ktorej smer je presne opačný ako smer priloženého poľa. Avšak pôvod diamagnetizmu v supravodičoch a v ostatných materiáloch je úplne odlišný. V normálnych materiáloch je diamagnetizmus zapríčinený orbitálnym momentom elektrónov okolo jadier atómu indukovaným elektromagneticky pomocou vonkajšieho poľa. Zatiaľčo v supravodičoch je vznik diamagnetizmu daný perzistentnými tieniacimi prúdmi, ktoré kompenzujú priložené magnetické pole (Meissnerov efekt).

1.5. Rovnice bratov Londonových

V roku 1935 bratia Londonovi zaviedli fenomenologický popis supravodivosti, ktorý spája prúdy a elektromagnetické pole vo vnútri ako aj v okolí supravodiča [2]. Najvýznamnejším prínosom ich rovníc je vysvetlenie Meissnerovho javu, čiže javu exponenciálneho vytlačania magnetického poľa z objemu supravodiča [1].

Londonove rovnice vyjadrené pomocou merateľných veličín majú nasledovný tvar:

$$\frac{\partial \vec{j}_s}{\partial t} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{E} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{j}_s = \frac{-n_s e^2}{m} \vec{B}, \quad (2)$$

kde \vec{j}_s je supravodivý prúd, \vec{E} je elektrické pole, \vec{B} magnetické pole, e náboj elektrónu, m hmotnosť elektrónu a n_s nábojová hustota supravodivých elektrónov.

Obe rovnice je možné vyjadriť aj kompaktne pomocou vektorového potenciálu ako:

$$\vec{j}_s = \frac{-n_s e^2}{m} \vec{A}. \quad (3)$$

Následne aplikáciou Ampérovho zákona

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (4)$$

získame diferenciálnu rovnicu

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}, \quad (5)$$

kde λ_L , známa pod pojmom Londonova hĺbka vniku, je materiállová konštanta charakterizujúca vnikanie magnetického poľa do supravodiča definovaná ako

$$\lambda_L^2 = \frac{m}{n_s e^2}. \quad (6)$$

Rovnici (5) pre supravodivý polpriestor s rozhraním $x = 0$ vyhovuje priebeh magnetického poľa (ale aj j_s a A) v supravodiči ($x > 0$) v tvare

$$\vec{B}(x) = \vec{B}(0) \exp(-x/\lambda_L). \quad (7)$$

Tento vzťah nám hovorí, že magnetické pole ubúda vo vnútri supravodiča exponenciálne, a je z neho asi najjasnejšie vidieť fyzikálny význam Londonovej hĺbky vniku.

1.6. Gorterov – Casimirov dvojkvapalinový model

Gorter a Casimir počítali voľnú Helmholtzovu energiu pomocou príspevku od normálnych a supravodivých elektrónov [3].

Ak podiel supravodivých elektrónov označíme ako $x(T)$, potom zrejme $x(0) = 1$ a $x(T_c) = 0$ a predpokladáme, že $x(T)$ nezávisí na magnetickom poli. Voľná

energia supravodiča pri teplote absolútnej nuly je $F_s(0) = -\frac{1}{2\mu_0} B_c^2(0)$ (kde $B_c(T)$ je kritické pole supravodiča) a voľná energia normálneho vodiča je

$$F_n(0) = -\frac{1}{2} \gamma T^2 \quad (\text{kde } \gamma \text{ je parameter špecifického elektrónového tepla } C_{el} = \gamma T).$$

Pri ľubovoľnej teplote potom pre voľnú energiu supravodiča platí vzťah:

$$F_s(T) = -\frac{1}{2\mu_0} B_c^2(0) x - \frac{1}{2} \gamma T^2 (1-x). \quad (8)$$

Ak ale chceme získať závislosť x na teplote, je nutné rovnicu (8) zovšeobecniť na tvar

$$F_s(T) = -\frac{1}{2\mu_0} B_c^2(0) x - \frac{1}{2} \gamma T^2 K(x). \quad (9)$$

kde $K(x)$ je nejaká vhodne zvolená funkcia.

V modele Gorter a Casimira bola zvolená funkcia $K(x) = \sqrt{1-x}$, ktorá už vedie k mnohým zaujímavým výsledkom:

- $B_c(0) = T_c \sqrt{\gamma \mu_0 / 2}$ - jednoduchý tvar
- $B_c(T) = B_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)$ - teplotná závislosť kritického magnetického poľa v dobrej zhode s experimentom
- $x = 1 - (T/T_c)^4$ - závislosť hustoty supravodivých elektrónov na teplote, a teda ak pripustíme vzťah x a n_s ($x \approx n_s \approx \lambda^{-2}$) z teórie bratov Londonových (1.5.), je možné písať teplotnú závislosť hĺbky vniku, ktorá dobre aproximuje dáta namerané na nízkoteplotných supravodičoch v tvare

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right)^{-1/2}. \quad (10)$$

1.7. Teória Ginzburga a Landaua

Základom tejto teórie je Landauova teória fázových prechodov, v ktorej zaviedol komplexný parameter usporiadania ψ [4]. Platí, že $|\psi(T)| = 0$ pre teploty vyššie ako kritická teplota T_c a $|\psi(T)| \neq 0$ pre $T < T_c$, pričom pre veľkosť nábojovej hustoty supravodivých elektrónov platí, že

$$n_s = |\psi(T)|^2. \quad (11)$$

Pomocou parametru usporiadania je potom voľná energia F rozvedená do mocninného radu v okolí T_c v nasledujúcom tvare

$$F = \alpha |\psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi|^4, \quad (12)$$

kde platí, že parameter $\beta > 0$ v okolí T_c . Parameter α prechádza nulou v T_c a je záporný pod T_c . Z podmienok, ktoré sú naň kladené, ho môžeme v bode $T = T_c$ aproximovať ako priamkovú závislosť (a teda prvý člen Taylorovho rozvoja)

$$\alpha(T) = \frac{\partial \alpha}{\partial T} (T - T_c) \quad (13)$$

a parameter β je možné brať ako $\beta = \text{konšt.}$

Ginzburg a Landau následne uviedli parameter usporiadania ako komplexnú veličinu $\psi(\vec{r})$ a skombinovali rovnicu (12) so Schrödingerovou rovnicou pre elektrón v magnetickom poli (danom vektorovým potenciálom $\vec{A}(\vec{r})$) a postulovali tak rovnicu pre hustotu voľnej energie:

$$F = F_{n0} + \alpha \psi^2 + \frac{1}{2} \beta \psi^4 + \frac{1}{2 m^*} [(-i \hbar \nabla - e^* \vec{A}) \psi]^2 + \frac{B^2}{2 \mu_0}, \quad (14)$$

kde F_n je voľná energia normálnej fázy, m^* je efektívna hmotnosť, e^* náboj, \vec{A} magnetický vektorový potenciál a B veľkosť magnetického poľa.

Minimalizáciou voľnej energie dospejeme k rovniciam známym pod pojmom Ginzburg-Landauove diferenciálne rovnice

$$\alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi + \frac{1}{2 m^*} (-i \hbar \nabla - e^* \vec{A})^2 \psi = 0 \quad (15)$$

$$\vec{j} = \frac{e^*}{m^*} \Re \{ \psi^* (-i \hbar \nabla - e^* \vec{A}) \psi \}, \quad (16)$$

kde \vec{j} značí elektrickú prúdovú hustotu a \Re reálnu časť.

Prvá rovnica určuje parameter poriadku s ohľadom na priložené magnetické pole, pomocou druhej môžeme počítat' supravodivý prúd.

Ginzburg-Landauove rovnice vedú k mnohým zaujímavým výsledkom. Jedným z najdôležitejších je predikcia existencie koherenčnej dĺžky $\xi(T)$ v tvare

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha(T)|} \quad (17)$$

a Ginzburg-Landauovej hĺbky vniku λ_{GL}

$$\lambda_{GL}^2 = \frac{m^*}{e^{*2}|\psi|^2\mu_0}. \quad (18)$$

Koherenčná dĺžka udáva charakteristickú škálu, na ktorej sa parameter usporiadania v priestore znateľne zmení. Jej význam vyplynie aj zo štúdia energie rozhrania medzi normálnou a supravodivou fázou: hustota supravodivých elektrónov sa ustáli na vzdialenosti rádovo ξ a magnetické pole je vytlačené na dĺžke λ_{GL} pod povrchom supravodiča. Rozoznávame dva prípady vzájomného vzťahu týchto dĺžok:

- $\lambda_{GL} \ll \xi$ - supravodiče I. druhu: pri rozhraní je oblasť, z ktorej už je pole vytlačené, ale elektróny ešte neznížili svoju kondenzačnú energiu, také rozhranie je energeticky nevýhodné, preto pozorujeme úplné vytlačenie magnetického poľa
- $\lambda_{GL} \gg \xi$ - supravodiče II. druhu: tu existuje oblasť, z ktorej nie je pole vytlačené a elektróny už skondenzovali, rozhranie je energeticky výhodné a od určitej veľkosti vonkajšieho poľa začne toto vnikáť do supravodiča vo forme vírov

Tu je výhodné zaviesť parameter κ ako pomer týchto dĺžok

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)}, \quad (19)$$

pretože zostáva konečný aj v blízkosti T_c , kde $\lambda_{GL}(T)$ aj $\xi(T)$ divergujú ako $(T_c - T)^{-1/2}$. Dá sa ukázať, že presná hodnota, ktorá rozdeľuje supravodiče I. a II. druhu je $\kappa = \sqrt{2}/2$ [5].

1.8. Mikroskopická teória BCS

BCS teória popisuje supravodivosť ako mikroskopický jav spôsobený interakciou medzi elektrónovými párami s opačným spinom a hybnosťou. Príťažlivá interakcia medzi elektrónmi vedie k základnému stavu, ktorý je od excitovaných stavov oddelený energetickou medzerou Δ . Väčšina termodynamických a elektrodynamických vlastností supravodičov je dôsledkom existencie energetickej medzery. Môže však existovať aj supravodič bez energetickej medzery.

Interakcia medzi elektrónmi je sprostredkovaná mriežkou tvorenou iónmi. Jeden elektrón vyvolá deformáciu mriežky, ktorá potom pôsobí na druhý elektrón. Kvantová mechanika vysvetľuje túto interakciu ako výmennú interakciu sprostredkovanú fonónmi.

Pre energiu excitácie (vytvorenie jedného elektrónového páru $\vec{k}, -\vec{k}$)

$E_{\vec{k}}$ platí vzťah

$$E_{\vec{k}} = \sqrt{\epsilon^2(\vec{k}) + \Delta_{\vec{k}}^2}, \quad (20)$$

kde $\epsilon(\vec{k})$ je kinetická energia počítaná od Fermiho medze a $\Delta_{\vec{k}}$ je tzv. kondenzačná energia elektrónového páru (najmenšia energia excitácie a pretože rozbíjame elektrónový pár, musíme prekonať energetickú medzeru $2\Delta_{\vec{k}}$).

V najjednoduchšom priblížení, kedy položíme tvar príťažlivého potenciálu rovný konštante V pre elektróny vzdialené maximálne o $\hbar\omega_m$ od fermiho medze a inak nulový, je parameter $\Delta_{\vec{k}}$ nezávislý na kvantovom čísle \mathbf{k} , sa dá po niekoľkých zjednodušeníach dôjsť k výrazu:

$$1 = V N(0) \int_0^{\hbar\omega_m} \frac{1}{\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2(T)}} \tanh\left(\frac{\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2(T)}}{2k_B T}\right) d\epsilon, \quad (21)$$

kde $\hbar\omega_m$ je maximálna energia fonónov a $N(0)$ je hustota elektrónových stavov v blízkosti Fermiho medze.

Zjednodušením rovnice (21) a integráciou ľahko získame veľkosť energetickej medzery pri nulovej teplote $\Delta(0)$, výsledok je

$$\Delta(0) = \frac{\hbar \omega_m}{\sinh(1/V N(0))} \approx 2 \hbar \omega_m e^{-1/N(0)V} \quad (22)$$

kde posledný krok platí pre prípad slabej väzby kedy $V.N(0) < 0,4$.

Použitím výsledku (22) a nasledujúceho vzťahu

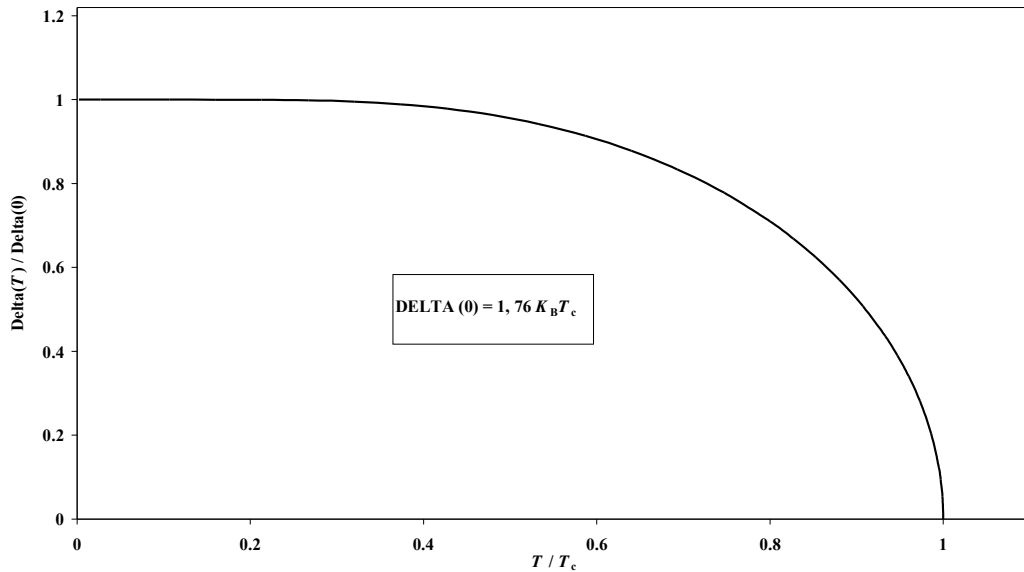
$$k T_c = \frac{1}{\beta_c} = 1,13 \hbar \omega_m e^{-1/N(0)V} \quad (23)$$

z [6] dostávame vzťah pre kritickú teplotu supravodiča v tvare

$$\frac{\Delta(0)}{k_B T_c} = \frac{2}{1,13} = 1,764, \quad (24)$$

takže veľkosť energetickej medzery pri teplote $T = 0$ je naozaj zrovnateľná s $k_B T_c$. Veľkosť číselného faktoru 1,76 bola preverená mnohými experimentami a ukazuje sa byť rozumná. Experimentálne hodnoty 2Δ pre rozličné materiály a rozličné smery k – vektoru spadajú do rozmedzia medzi $3,0 k_B T_c$ a $4,5 k_B T_c$ s tým, že väčšina dát sa nachádza v blízkosti $3,5 k_B T_c$, čo je hodnota predpovedaná BCS teóriou [7].

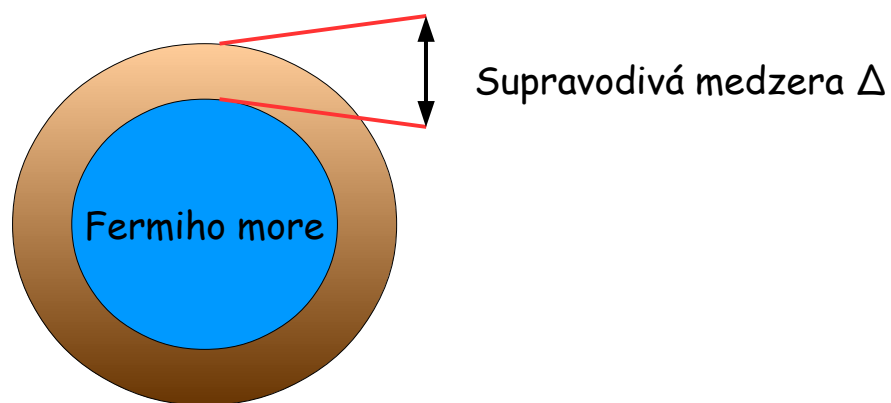
V supravodičoch so slabou väzbou, v ktorých $\hbar \omega_m / k_B T_c \gg 1$ je pomer $\Delta(T)/\Delta(0)$ univerzálnou funkciou T/T_c , ktorá monotónne klesá z 1 pri $T = 0$ do 0 pri T_c , ako je vidieť na obrázku 1.8.



Obr. 1.8. : Teplotná závislosť energetickej medzery podľa BCS teórie

1.9. Symetria energetickej medzery

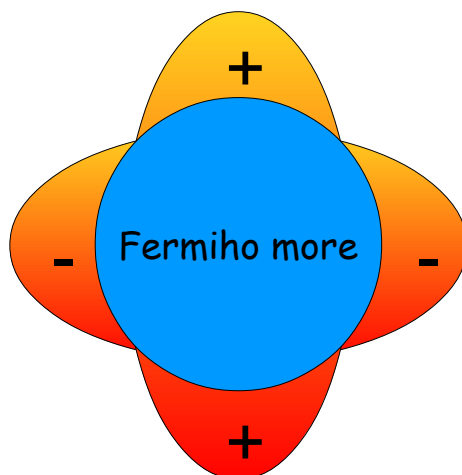
V prípade konvenčných supravodičov (Nb, Pb, Al...) s *s*-stavovou symetriou, je veľkosť energetickej medzery Δ v priestore konštantná (obrázok 1.9.a)). To odráža fakt, že párovacia interakcia je prítlačlivá. Jej pôvod je v elektrón-elektrónovej interakcii, ktorú sprostredkujú fonóny [8]. Spôsob, akým excitácie pribúdajú s rastúcou teplotou je daný klasickým boltzmanovským rozdelením: $\exp [-\Delta(0) / k_B T_c]$.



Obr. 1.9.a): Tvar Fermiho plochy pre *s*-stavovú symetriu vlnovej funkcie

V prípade kuprátov nie je energetická medzera v priestore izotropná (obrázok 1.9.b)). Nachádzajú sa v nej uzly a jedná sa o symetriu typu $d_{x^2-y^2}$. To vedie k polynomiálnej závislosti počtu excitácií na teplote úmernej T^n (pričom exponent nadobúda hodnoty $n = 1, 2, 3$ v závislosti na vzájomnej orientácii vektorového potenciálu a vlnového vektora na 3D Fermiho ploche).

Navyše supratekuté kvapaliny (^3He , SrRu) vykazujú p -stavovú symetriu.



Obr.1.9.b): Tvar Fermiho plochy pre d -stavovú symetriu vlnovej funkcie

1.10. Hĺbka vniku

1.10.1. Teplotná závislosť hĺbky vniku

Hĺbka vniku, ktorú spočítali Ginzburg a Landau, ale najmä hĺbka vniku predpovedaná Gorterovým – Casimirovým dvojkvapalinovým modelom, (ktorá je v lepšej zhode s experimentom) dávajú správne výsledky v oblasti okolo kritickej teploty. V tejto práci sa však venujem hlavne nízkoteplotnej časti hĺbky vniku, a preto je nutné poustupovať následovne:

V limite $l \rightarrow 0$, kde l je stredná voľná dráha vodivostných elektrónov platí pre $\lambda(T, l)$ podľa BCS teórie:

$$\frac{\lambda(T,0)}{\lambda(0,0)} = \left(\tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (25)$$

k_B je Boltzmannova konštanta a Δ je energetická medzera.

Pre konvenčné supravodiče sú platné nasledovné vzťahy [9]:

Pre $T/T_c < 0,5$ môžeme písať

$$\lambda(T,0)/\lambda(0,0) - 1 \approx \exp(-\Delta(0)k_B T). \quad (26)$$

Pre $T/T_c > 0,5$ sa teplotná závislosť oslabí a platí

$$\lambda(T,\infty)/\lambda(0,\infty) - 1 \approx \sqrt{\pi \Delta(0)/(2k_B T)} \exp(-\Delta(0)k_B T). \quad (27)$$

Ak v prípade *nekonvenčných supravodičov* [11] uvažujeme miesto priestorovo izotropnej BCS energetickej medzery Δ medzeru typu $d_{x^2-y^2}$, získame kontinuum nízko položených excitácií a exponenciálne vymrzanie bude pri nízkych

teplotách nahradené polynomiálnou teplotnou závislosťou $n_s \propto 1 - a \left(\frac{T}{T_c} \right)^n$.

1.10.2. Hĺbka vniku v anizotropných supravodičoch

Keďže mnoho nekonvenčných supravodičov vykazuje silnú anizotropiu, je značne obtiažne definovať pre ne základné elektromagnetické parametre.

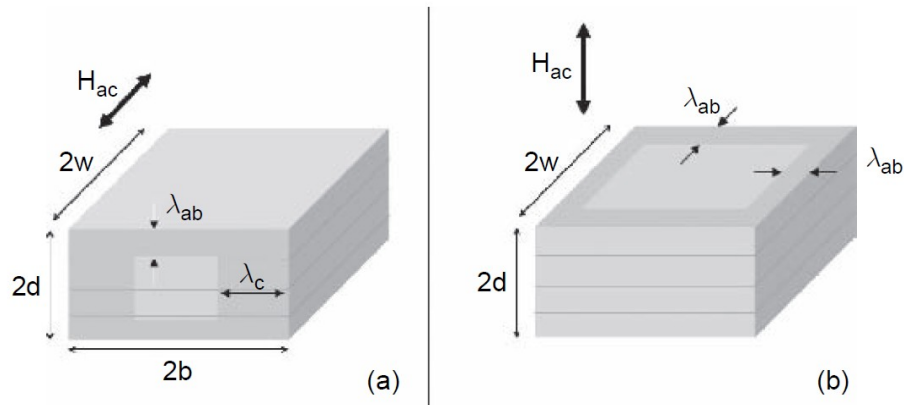
V najjednoduchšom modeli [11] počítame s dvoma rôznymi hĺbkami vniku λ_{ab} a λ_c . Geometria nekonečne dlhej vzorky v ose z a konštantného prierezu v rovine x - y je znázornená na obrázok 1.10.2.a). Hrúbka vzorky je $2d$, šírka $2b$ a dĺžka $w \rightarrow \infty$. Magnetické pole je priložené v smere osi z , takže nemusíme uvažovať demagnetizačné efekty. Tok supravodivých prúdov budem uvažovať pozdĺž osi x a y . Vnútrorovinné supraprúdy tečúce v smere osi x prenikajú do vzdialenosti λ_{ab} od hornej a dolnej steny vzorky. Zatiaľčo prúdy tečúce v smere osi y prenikajú do vzdialenosti λ_c od pravej a ľavej steny vzorky.

Ak položíme osi súradnej sústavy pozdĺž hlavných ôs tenzoru hustoty supravodivých elektrónov, môžeme písať

$$\lambda_{ii}^2 \Delta j_i = j_i. \quad (28)$$

Spojením tohoto výrazu s Maxellovými rovnicami dostávame zobecnenú Londonovu rovnicu pre magnetické pole:

$$\lambda_c^2 \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} = B_z. \quad (29)$$



Obr.1.10.2.: Experimentálne usporiadanie a) v smere osi z a b) v smere osi y [11]

2. Metódy merania hĺbky vniku

Za účelom merania hĺbky vniku bolo vyvinutých mnoho experimentálnych postupov. Medzi tie najvýznamnejšie patrí vzájomná indukčnosť, povrchová impedancia, miónová spinová rotácia a infračervená spektroskopia.

Jedna z najuniverzálnejších a najcitlivejších techník využíva meranie rezonančného kmitočtu oscilátora, ktorý je ovplyvnený indukčnosťou vzorky. V prípade mikrovln hovoríme o metóde rezonančnej dutiny. V prípade rádiových frekvencií používame samorezonujúci LC obvod s tunelovou diódou.

Na nízkom kmitočte sa potom používa skvidový magnetometer.

2.1. Vzájomná indukčnosť

2.1.1. Susceptibilita supravodiča

Ako som už zmienila, magnetické pole nebude vytlačené z objemu vzorky úplne (tieniace prúdy musia tiecť v určitej hĺbke pod povrchom, aby nebola prekročená kritická prúdová hustota), ale bude ubúdať exponenciálne smerom dovnútra vzorky na charakteristickej hĺbke vniku λ . Použitím trigonometrických vzťahov a podľa klasickej elektrodynamiky [12] získame striedavú susceptibilitu pre rôzne geometrie vzorky v tvare uvedenom v tabuľke 2.1.a). Konkrétne sa jedná o nekonečnú dosku hrúbky a (magnetické pole je orientované rovnobežne s povrchom dosky), guľu polomeru R a nekonečne dlhý valec polomeru R (orientácia magnetického poľa je rovnobežná s osou valca).

tvar vzorky	susceptibilita
nekonečná doska hrúbky a	$\chi = -1 + \frac{\lambda}{a} \tanh \frac{a}{\lambda}$
guľa polomeru R	$\chi = -1 - 3 \frac{\lambda^2}{R^2} + \frac{\lambda/R}{\tanh(R/\lambda)}$
nekonečne dlhý valec polomeru R	$\chi = -1 + \frac{2\lambda}{R} \frac{I_1\left(\frac{R}{\lambda}\right)}{I_0\left(\frac{R}{\lambda}\right)}$

Tabuľka 2.1.a): Vzťahy pre susceptibilitu supravodiča pre vybrané geometrie

Kde I_0 a I_1 sú modifikované Besselove funkcie prvého rádu.

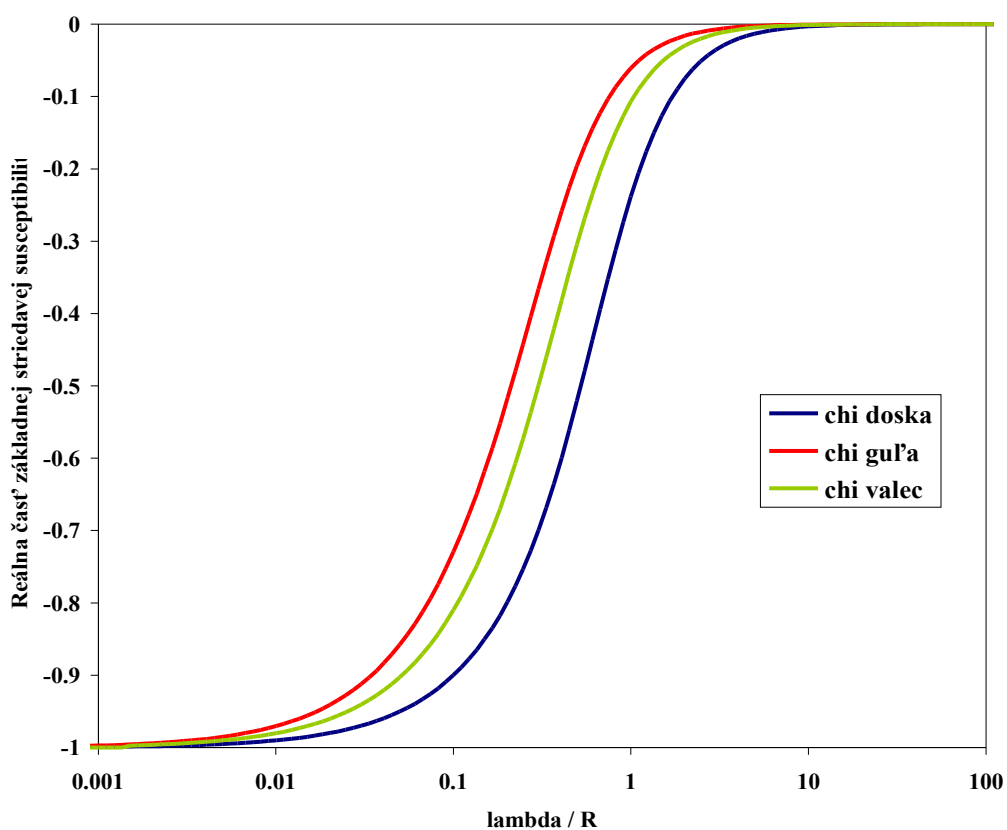
Ak poznáme teplotnú závislosť hĺbky vniku $\lambda(T)$ (kapitola 1.10.1.), môžeme vypočítať predpokladaný priebeh reálnej a imaginárnej (pre supravodič v Meissnerovom stave je imaginárna časť rovná nule) zložky susceptibility podľa tohoto jednoduchého modelu. Je možné ukázať, že v prípade všetkých uvedených geometrií sa dá zanedbať už tretí člen Taylorovho rozvoja v argumente λ/R resp. λ/a a susceptibilita sa pre $\lambda \ll R$ chová tak, ako je to uvedené v tabuľke 2.1.a).

Grafické znázornenie závislosti reálnej časti základnej susceptibility na hĺbke vniku magnetického poľa, spočítanej za použitia analytických vzťahov uvedených v tabuľke 2.1.a) je na obrázku 2.1.1. Reálna časť základnej striedavej susceptibility vzoriek tvaru dosky, gule a valca je vynesena v závislosti na λ/R (a).

Z obrázku 2.1.1. je jasne vidieť, že priebeh reálnej časti základnej susceptibility má pre vzorky tvaru dosky, gule a valca takmer rovnaký tvar a je len posunutý v smere osi x .

tvar vzorky	susceptibilita
nekonečná doska hrúbky a	$\chi \approx -1 + \frac{\lambda}{a}$
guľa polomeru R	$\chi \approx -1 + 2 \frac{\lambda}{R}$
nekonečne dlhý valec polomeru R	$\chi \approx -1 + 3 \frac{\lambda}{R}$

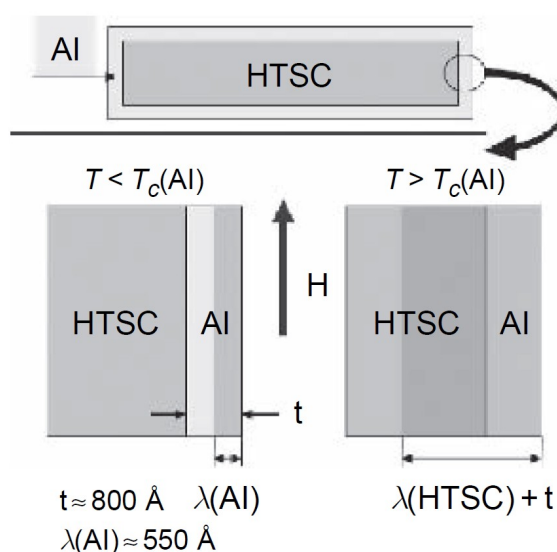
Tabuľka 2.1.b): Vzťahy pre susceptibilitu supravodiča pre vybrané geometrie a $\lambda \ll R$



Obrázok 2.1.1: Tvar závislosti reálnej časti základnej susceptibility na parametri λ/R (a) pre geometriu nekonečnej dosky, gule a nekonečne dlhého valca

2.1.2. Absolútne meranie hĺbky vniku

Jedným z významných parametrov supravodičov je absolútna hodnota magnetickej hĺbky vniku extrapolovaná k nulovej teplote $\lambda(0)$ [13]. V princípe je možné vypočítať $\lambda(0)$ tak, že najskôr vypočítame očakávanú hodnotu susceptibility vzorky ako funkciu λ pomocou rovnice (30), vid' nižšie. Pre tenké filmy, ktorých geometriu dobre poznáme, je možné spočítať celú $\lambda(T)$ metódou vzájomnej indukčnosti s cievkami umiestnenými na opačných stranách filmu dostatočne ďaleko od oboch koncov.



Obrázok 2.1.2.: Schéma experimentu použitého na určenie magnetickej hĺbky vniku pokrytím vysokoteplotného supravodiča (HTSC) vrstvou nízkoteplotného supravodiča (Al) [13]

Metóda, ktorú je možné použiť v spojení s dostatočne citlivým susceptometrom za účelom merania absolútnej hĺbky vniku, je založená na tom, že skúmaná vzorka je pokrytá materiálom s nižšou T_c (typicky hliník) so známou hrúbkou (obrázok 2.1.2). Ak je hrúbka filmu menšia ako jeho skinová hĺbka vniku v normálnom stave, tak potom nad $T_c(\text{Al})$ vníma rezonátor len skúmanú vzorku. Pri chladení pod $T_c(\text{Al})$, hliníkový film odtieni vonkajšie pole zo vzorky.

Hodnotu susceptibility pre anizotropné supravodiče spočítal Mansky a kolektív (1994) a dospel k výrazu

$$-\chi = 1 - \frac{\lambda_{ab}}{d} \tanh\left(\frac{d}{\lambda_{ab}}\right) - 2\lambda_c b^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tanh(\tilde{b}_n/\lambda_c)}{k_n^2 \tilde{b}_n^3}, \quad (30)$$

kde $k_n = \pi(1/2 + n)$ a $\tilde{b}_n = b\sqrt{(1 + (k_n \lambda_{ab}/d)^2)}$, d je hrúbka a b šírka vzorky.

Rovnica (30) dáva správne výsledky pre limitné prípady kedy λ_{ab} a λ_c sú podstatne menšie ako d a b . Častejší je však prípad, keď vnútrorovinná anizotropia je relatívne slabá, zatiaľčo λ_c je značne väčšia ako λ_{ab} . V organických supravodičoch je napríklad $\lambda_c \approx 100\lambda_{ab}$ a hodnotu susceptibility v rovnici (29) určuje λ_c . Medzirovinná hĺbka vniku je samozrejme nemenej dôležitá, avšak jej stanovenie je obvykle omnoho komplikovanejšie, nakoľko vlastnosti medzirovinných transportných mechanizmov doposiaľ dobre nepoznáme. Za účelom stanovenia λ_{ab} v silne anizotropných materiáloch sú potrebné buď extrémne tenké vzorky alebo vzorky, v ktorých prúdy tečú len v rámci vodivostných rovín. Geometria usporiadania potrebná pre naše priblíženie je znázornená na obrázok 1.10.2b). Magnetické pole je kolmé na zmienené roviny.

V tomto prípade sa uplatnia silné demagnetizačné efekty a teda neexistuje úplné riešenie Londonovej rovnice. Demagnetizačný faktor je možné definovať len pre elipsoidálne vzorky, ale pre reálne vzorky definujeme efektívny demagnetizačný faktor. Zložitejšie je stanoviť efektívne rozmery vzorky za účelom normalizácie hĺbky vniku v danej geometrii. Semi-analytické riešenie tohoto problému pre tenké vzorky našiel Pozorov [14]. Susceptibilita je daná ako

$$-\chi = \frac{1}{1-N} \left[1 - \frac{\lambda}{\tilde{R}} \tanh\left(\frac{\tilde{R}}{\lambda}\right) \right], \quad (31)$$

kde \tilde{R} je efektívny rozmer a N je demagnetizačný faktor. Pre disk hrúbky $2d$ a polomeru w a magnetické pole kolmé na rovinu disku je

$$\tilde{R} \approx \frac{w}{2 \left\{ 1 + \left[1 + \left(\frac{2d}{w} \right)^2 \right] \arctan \left(\frac{w}{2d} \right) - \frac{2d}{w} \right\}}. \quad (32)$$

V limite keď d je podstatne menšie jako w , je $\tilde{R} \approx 0,2w$.

Demagnetizačná korekcia je daná výrazom

$$\frac{1}{1-N} \approx 1 + \frac{w}{2d}. \quad (33)$$

Popis niektorých metód merania $\lambda(0)$ [13]:

2.2. Povrchová impedancia

Je možné získať $\lambda(0)$ pomocou merania povrchovej impedancie $Z_s = R_s + iX_s$. Zmeny frekvencie sú späté s X_s , zmeny faktoru kvality mikrovlnnej dutiny s R_s . V normálnom stave má vzorka hĺbku skinového javu δ , jednosmernú vodivosť σ_{DC} a $X_s = R_s = 1/\delta\sigma_{DC}$. V supravodivom stave je $X_s = \omega\mu_0\delta$. Preto $X_s(T=0)/R_s(T=T_c^+) = 2\lambda(0)/\delta$. Týmto postupom môžeme meraním zmien X_s pri chladení vzorky z T_c na $T=0$, získať $\lambda(0)$ a rozloženie mikrovlnných prúdov.

2.3. Miónová spinová rotácia

Miónová spinová rotácia je pri určovaní $\lambda(0)$ veľmi často používaná. Jej princíp je nasledovný:

Mión je častica so spinom $-1/2$. V pevnej látke sa chová ako malý magnetometer, a to vďaka tomu, že jeho spin koná Larmorovskú precesiu v lokálnom magnetickom poli. Stredná doba života tejto častice je len $2,2 \mu s$. V experimente detegujeme jeho rozpadové produkty, a tie nám v princípe umožnia zistiť, ktorým smerom boli orientované spiny miónov v momente ich zániku [15].

V prípade supravodičov sa pomocou tejto metódy konkrétne meria druhý moment rozloženia magnetického pola v okolí víru, ktorý je spätý s $\lambda(0)$. Aby sme ju získali, je nutné poznať model vírovej mriežky ako aj polohu miónov. Moment rozloženia pola závisí netriviálnym spôsobom na priloženom poli, takže je nutná extrapolácia k $H = 0$.

2.4. Infračervená spektroskopia

Táto metóda sa používa pri anizotropných supravodičoch, u ktorých nemôžeme použiť reverzibilnú magnetizáciu ani μ SR. Preto je dôležitá v prípade YBaCuO, nakoľko odpoveď vzorky je značne odlišná pre prúdy v smere osi a a b .

3. Skvidový magnetometer

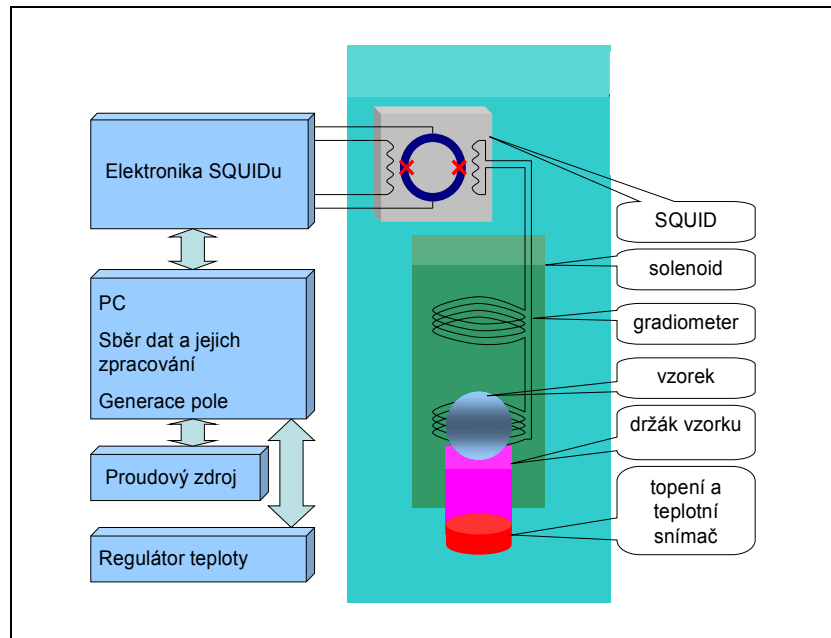
Skvidový magnetometer je založený na činnosti súčiastky SQUID (Superconducting Quantum Interference Device; po slovensky skvid). Skvid meria magnetický tok na základe Josephsonovho javu [16].

V prípade nášeho nekomerčného skvidového magnetometra je vzorka umiestnená v jednej z cievok gradiometra, ktorý homogénne pole solenoidu „nevidí“, a môžeme jeho odozvu v časovo premennom poli snímať kontinuálne. Taký magnetometer však pracuje len v poliach do niekoľkých desiatok mT.

Výhodou tejto metódy je stacionárna vzorka v dobre definovaných podmienkach nízkošumového okolia, kmitočtový rozsah od 0 do 150 Hz s kmitočtovo aj fázovo priaznivou charakteristikou a presné meranie a riadenie teploty vzorky. Navyše dáta sú spracovávané pomocou rýchlej Fourierovej transformácie, tzn. že pri meraní striedavej susceptibility je možné nielen meranie odozvy na základnej (budiacej) frekvencii (ako lock-in zosilňovač), ale na celom frekvenčnom spektre, takže tiež na vyšších harmonických, a odhalia sa tak nelineárne javy.

Aktívna zóna magnetometra je odtienená supravodivou olovenou nádobou. Kryostat je umiestnený vo valci z magneticky mäkkého materiálu. Zbytkové jednosmerné pole činí rádovo niekoľko μT a je možné ho vykompenzovať. Priložené homogénne pole vytvára supravodivý solenoid. Prúd je naň privádzaný z prúdového zdroja riadeného výstupom počítačovej karty na zber dát NI PCI-4451 s 16-bitovým rozlíšením a vzorkovacou frekvenciou 6400 vzoriek za sekundu. Priložené napätie môže byť v podstate ľubovoľného časového priebehu. Vzorka je umiestnená v spodnej cievke gradiometra, ktorá tvorí časť supravodivého transformátora toku spojeného so skvidom. Výstupné napätie skvidu a napätie monitorujúce prúd privádzaný na solenoid sú simultánne digitalizované so 16-bitovým rozlíšením pri vzorkovacom kmitočte 6400 vzorkov za sekundu a zaznamenávané na hard disk. Vzorka je upevnená pomocou vákuového tuku na dolnú podstavu valcového zafirového držiaka. Teplotný senzor (GaAlAs dióda) je umiestnený na jeho hornej podstave. Držiak je čiastočne zasunutý do polyetylenového brčka, ktoré je nasunuté na tenkostennú trubku z nehrdzavejúcej ocele. Celá táto časť je vnorená do „antikryostatu“ s plynným ^4He pri atmosferickom tlaku. Teplota antikryostatu je

kontrolovaná teplotným senzorom (Si dióda) a regulátorom teploty (Lake Shore model 332) napájaným elektrické odporové ohrievanie. Schematický náčrt použitého magnetometra je na obrázku 3.0., jeho technické parametre sú zhrnuté v tabuľke 3.0..



Obr. 3.0.: Schematický náčrt HR magnetometra [17]

Ja som mala pri meraniach k dispozícii dva magnetometre: magnetometer s vysokým rozlíšením (HR) a magnetometer so štandardným rozlíšením (SR) [18]

	SR magnetometer	HR magnetometer
Rozsah poľa	$\pm 25 \text{ mT}$	$\pm 4 \text{ mT}$
Teplotný rozsah	4,2K - 250K	4,2K - 150K
Rýchlosť zmeny teploty	0,001 – 1 K / min	0,001 – 1 K / min
Frekvenčný rozsah	DC - 100 Hz	DC - 100 Hz
Citlivosť	$7 \text{ pA m}^2 \text{ Hz}^{-1/2}$	$5 \text{ fA m}^2 \text{ Hz}^{-1/2}$

Tabuľka 3.0.: Technické parametre HR a SR magnetometra [18]

4. Experimentálna časť

4.1. Použité vzorky

- Nb disk
- Pb guľička o priemere 2 mm vybrúsená z analytického olova
- Vrstva MgB_2 bola pokrytá $5 \mu\text{m}$ Au (Nórsko)
- Vzorka $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ dĺžky 4 mm bola vyrezaná z vysokoteplotného supravodivého drôtu druhej generácie šírky 4 mm. Základ drôtu pozostával z $50\mu\text{m}$ niklovej zliatiny, na nej bola nanosená $0,2 \mu\text{m}$ hrubá vrstva MgO , $1 \mu\text{m}$ hrubá vrstva ReBCO (SmYBaCuO) a $2 \mu\text{m}$ Ag so $40 \mu\text{m}$ celkovou hrúbkou medeneho stabilizátora. Tento supravodič vyrába firma Superpower Inc., New York, USA.
- Monokryštál $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Charkov)

4.2. Meranie

Na meranie bol použitý skvidový magnetometer s vysokým rozlíšením (HR) ako aj so štandardným rozlíšením (SR). Pri fitovaní som používala program TABLE CURVE.

Premerala som vzorky nízkoteplotných supravodičov Nb, Pb a MgB_2 a vysokoteplotných supravodičov YBaCuO (YBCO) a BiSrCaCuO (BSCCO).

4.2.1. Merania na Nb

Ako prvé som spracovala dáta získané zo disku Nb.

Niób (${}_{41}\text{Nb}$) je prechodový kov skupiny VB. Je to šedý, kujný (obrázok 4.1.), pomerne stály kovový prvok. V chemických zlúčeninách sa vyskytuje v mocenstve Nb^{+2} , Nb^{+3} a Nb^{+5} . Jeho teplota supravodivého prechodu je za atmosferického tlaku 9,3 K, čo je najviac spomedzi všetkých supravodivých prvkov. Patrí medzi supravodivé prvky II. druhu (spolu s vanádom a techníciom) a jeho horné kritické pole je $B_{c2}(0) = 200 \text{ mT}$. Zlúčeniny nióbu s cínom a zliatiny nióbu s titánom sa používajú na výrobu supravodivých magnetov, ktoré sú schopné vytvoriť veľmi silné magnetické pole.



Obr. 4.1.: Použitá vzorka Nb disk

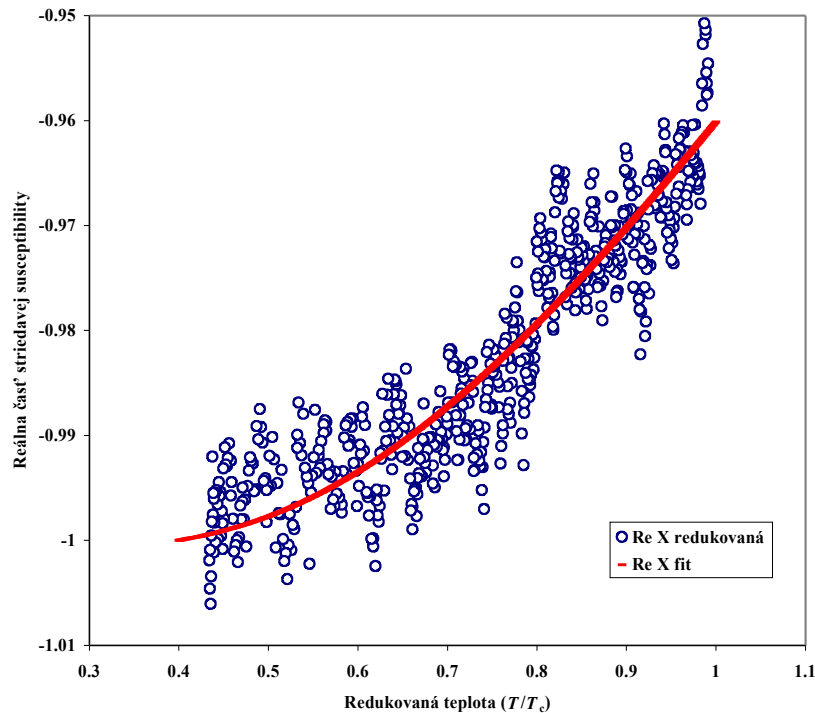
Podmienky experimentu:

- ohrievanie
- rýchlosť zmeny teploty: 0,12 K / min.
- pole: $B_{ac} = 10 \mu\text{T}$, $B_{dc} = 0$
- frekvencia: 1,5625 Hz

Priložené magnetické pole bolo orientované rovnobežne s povrchom vzorky.

Získaná závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility (modré body) na redukovanej teplote spolu s regresnou krivkou (červená krivka) je vynesená v grafe 1.

Graf 1: Teplotná závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na redukovanej teplote - Nb



Získanú závislosť som preložila regresnou krivkou v tvare $y = a + b \cdot \exp(-c/x)$ nakoľko ju vystihovala najlepšie. Vzhľadom na to, že Nb patrí medzi konvenčné supravodiče, je tento výsledok v súlade s teóriou.

Hodnoty regresných parametrov spolu s ich strednými kvadratickými odchylkami spočítané pomocou programu TABLE CURVE sú nasledovné:

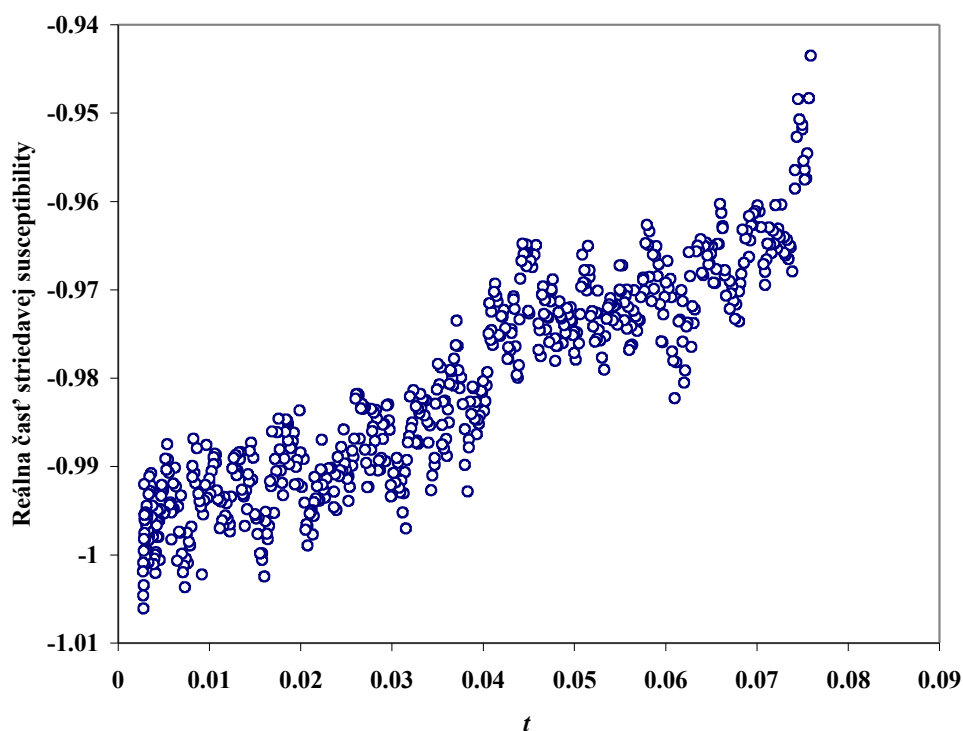
$$a = -1$$

$$b = 0,53 \pm 0,08$$

$$c = 2,56 \pm 0,16$$

Ďalej som do grafu 2 vyniesla základnú striedavú susceptibilitu v závislosti na parametre t , kde $t = \exp(-c/T_r)$ a $T_r = T/T_c$. Chcela som tak ukázať, že nameranú závislosť vystihuje exponenciálny fit skutočne dobre.

Graf 2: Linearizovaná forma závislosti z grafu 1



Vidíme, že získaná závislosť má lineárny priebeh podľa očakávania a že exponenciála skutočne dobre vystihuje nízкотеплотnú časť závislosti hĺbky vniku na teplote pre konvenčný supravodič Nb.

4.2.2. Merania na Pb

Následne som spracovávala dáta z guľičky olova čistoty používanej na analytické účely.

Olovo (${}_{82}\text{Pb}$) je nízkotavitel'ný, mäkký, veľmi ťažký, toxický kov, používaný ľuďmi už od staroveku. V zlúčeninách sa vyskytuje ako Pb^{2+} a Pb^{4+} . Má veľmi nízky bod topenia ($327,5\text{ }^\circ\text{C}$) a je odolné voči korózii. V normálnom stave je slabo

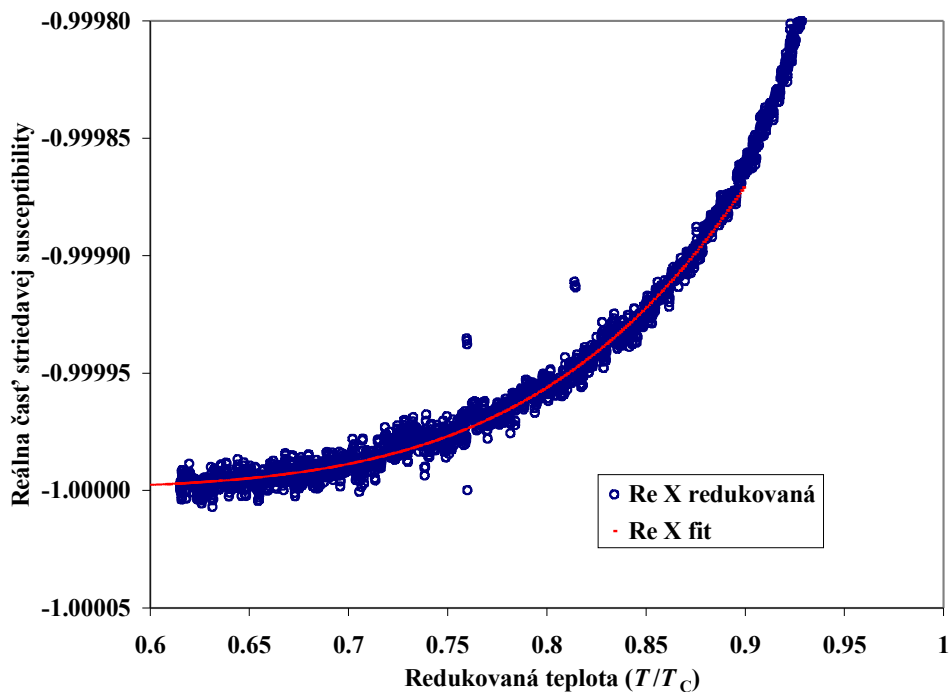
diamagnetické. Je to supravodič I. druhu s kritickou teplotou 7,2 K a kritickým poľom $B_{c2}(0) = 80$ mT.

Podmienky experimentu:

- ohrievanie
- rýchlosť zmeny teploty: 0,12 K / min
- pole: $B_{ac} = 10 \mu\text{T}$, $B_{dc} = 0$
- frekvencia: 1,5625 Hz

Nameraná závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility (modré body) na redukovanej teplote ako aj regresná krivka (červená krivka) je vynesená v grafe 3.

Graf 3: Teplotná závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na redukovanej teplote - Pb



Aj v prípade olova, ktoré takisto patrí medzi konvenčné supravodiče s s -stavovou symetriou energetickej medzery, vystihoval získanú závislosť najlepšie exponenciálny fit $y = a + b \cdot \exp(-c/x)$.

Hodnoty parametrov regresie so strednými kvadratickými odchyškami:

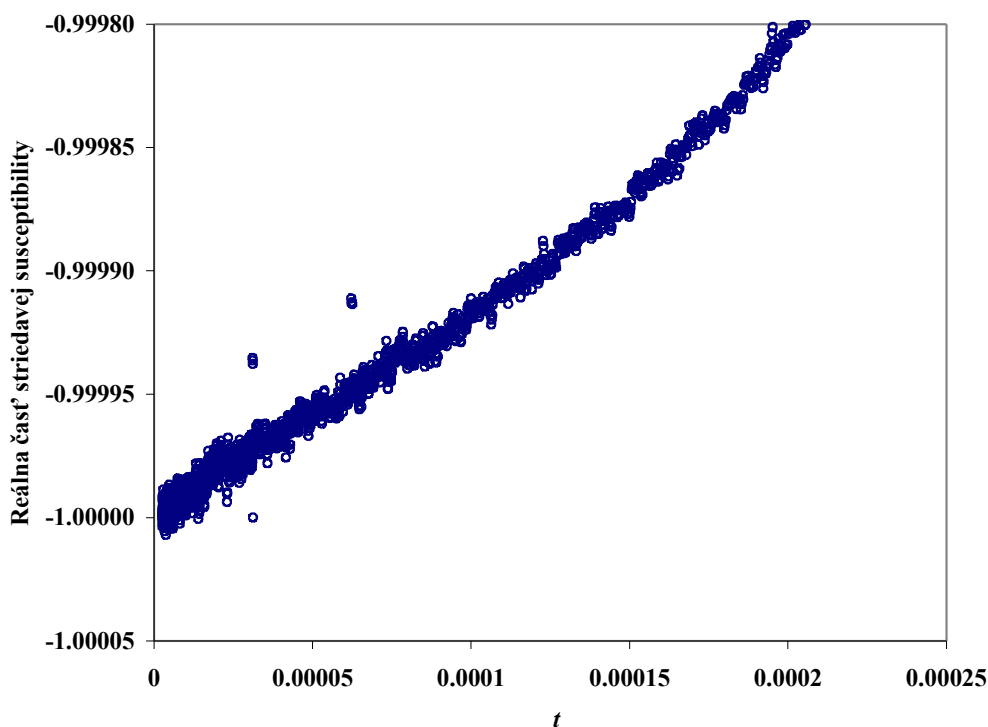
$$a = -1$$

$$b = 0,82 \pm 0,06$$

$$c = 7,88 \pm 0,06$$

Za účelom lepšej názornosti a oprávnenosti použitého fitu som do grafu 4 vyniesla závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na parametri t , kde $t = \exp(-c/T_r)$. Aj tu vidíme, že získaná závislosť je skutočne lineárna podľa očakávania.

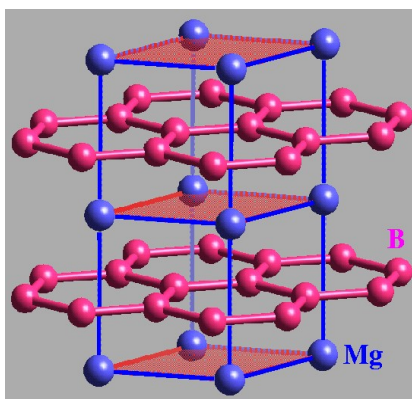
Graf 4: Linearizovaná forma závislosti z grafu 3



4.2.3. Merania na MgB₂

Supravodivé vlastnosti magnéziium diboridu MgB₂ boli objavené pomerne nedávno profesorom J. Akimitsu (Aoyama Gakuin University). Vyznačuje sa relatívne vysokou hodnotou kritickej teploty: až 39 K. V jeho štruktúre nachádzame

striedanie vrstiev bóru usporiadané do šesťuholníka s vrstvami horčíku (obrázok 4.3.). Nad T_c vykazuje vlastnosti dobrého vodiča. Vedcami býva označovaný za „najneobvyklejší“ supravodič hlavne vďaka existencii dvoch supravodivých medzier .



Obr. 4.3.: Hexagonálna štruktúra MgB_2 [19]

Podmienky experimentu:

- ohrievanie
- rýchlosť zmeny teploty: 0,12 K / min
- pole: $B_{ac} = 10 \mu T$, $B_{dc} = 0$
- frekvencia: 1,5625 Hz

Do grafu 5 som znova vynášala získanú závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na redukovanej teplote pomocou modrých bodov a regresnú krivku pomocou červenej čiary. Rovnica regresnej krivky, parametre fitu ako aj ich stredné kvadratické odchyľky sú nasledovné:

$$y = a + b \cdot \exp(-c/x)$$

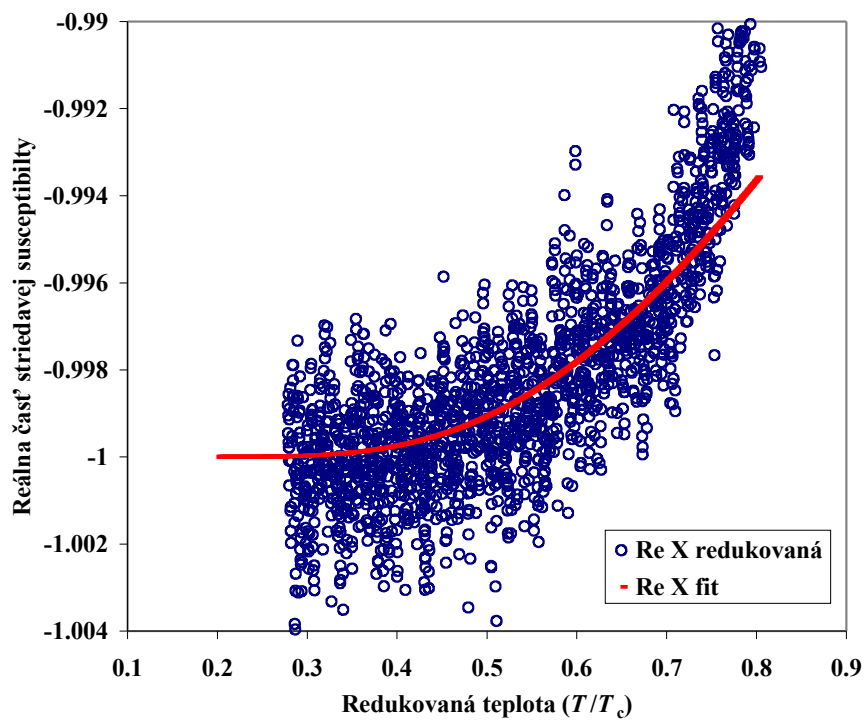
Hodnoty parametrov:

$$a = -1$$

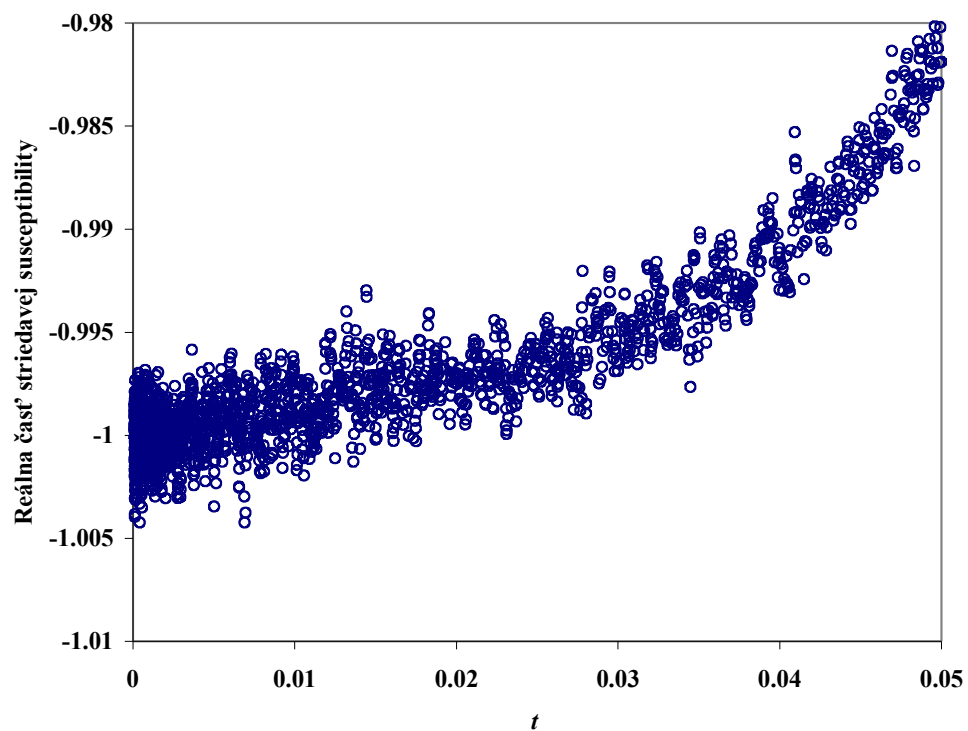
$$b = 0,153 \pm 0,036$$

$$c = 2,53 \pm 0,16$$

Graf 5: Závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptability na redukovanej teplote - MgB_2



Graf 6: Linearizovaná forma závislosti z grafu 5

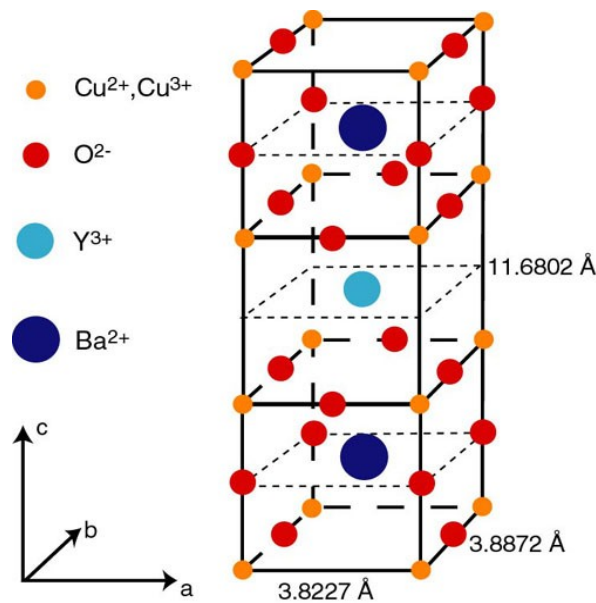


Rovnako ako v predošlých dvoch prípadoch, som aj v prípade olova vynášala závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na parametri t , kde $t = \exp(-c/T_r)$. V oblasti pod hodnotou $0,5 T_R$ je táto závislosť jasne lineárna a dokazuje exponenciálnu závislosť nízko-teplotnej časti hĺbky vniku na teplote v zhode s teoretickými modelmi.

4.2.4. Meranie na $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Supravodič $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) je asi najznámejší vysokoteplotný supravodič, u ktorého bola prvýkrát dosiahnutá teplota supravodivého prechodu (95 K) nad bodom varu dusíka. Jeho T_c závisí na dopovaní kyslíkom.

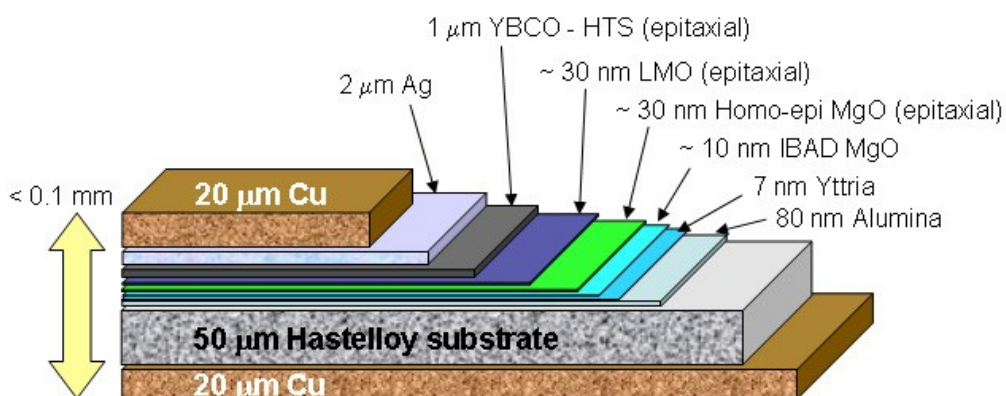
Vysokoteplotné supravodiče (kupraťy) majú štruktúru perovskitu (dvojdimenziálne vrstvy) a pozostávajú z vrstiev CuO_2 a reťazcov CuO_4 , medzi vrstvami sa nachádzajú atómy Ba a Y (obrázok 4.4.).



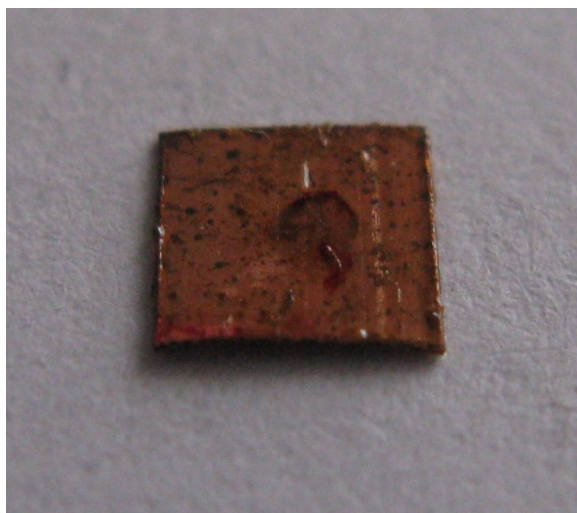
Obr. 4.4.: Štruktúra základnej bunky YBCO [20]

YBCO je silne anizotropné a jeho vlastnosti sú veľmi ovplyvnené poruchami a nečistotami.

Je podstatný rozdiel medzi chovaním polykryštalickej sintrovej vzorky, monokryštálu a vrstvy. Monokryštály potrebných rozmerov sa v skutočnosti nevyskytujú, vždy ide o polykryštály s malým vzájomným uhlom otočenia zrn. V tejto práci sú spracované výsledky z meraní na (mono)kryštalickej tenkej vrstve vyrezanej z vysokoteplotného drôtu YBCO druhej generácie od firmy Superpower Inc. Jeho štruktúra je na obrázku 4.5. Fotka použitej vzorky na obrázku 4.6.



Obr 4.5.: Štruktúra použitej vzorky YBCO [21]



Obr 4.6.: Použitá vzorka YBCO (Vzorka $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ dĺžky 4 mm bola vyrezaná z vysokoteplotného supravodivého drôtu druhej generácie šírky 4 mm.)

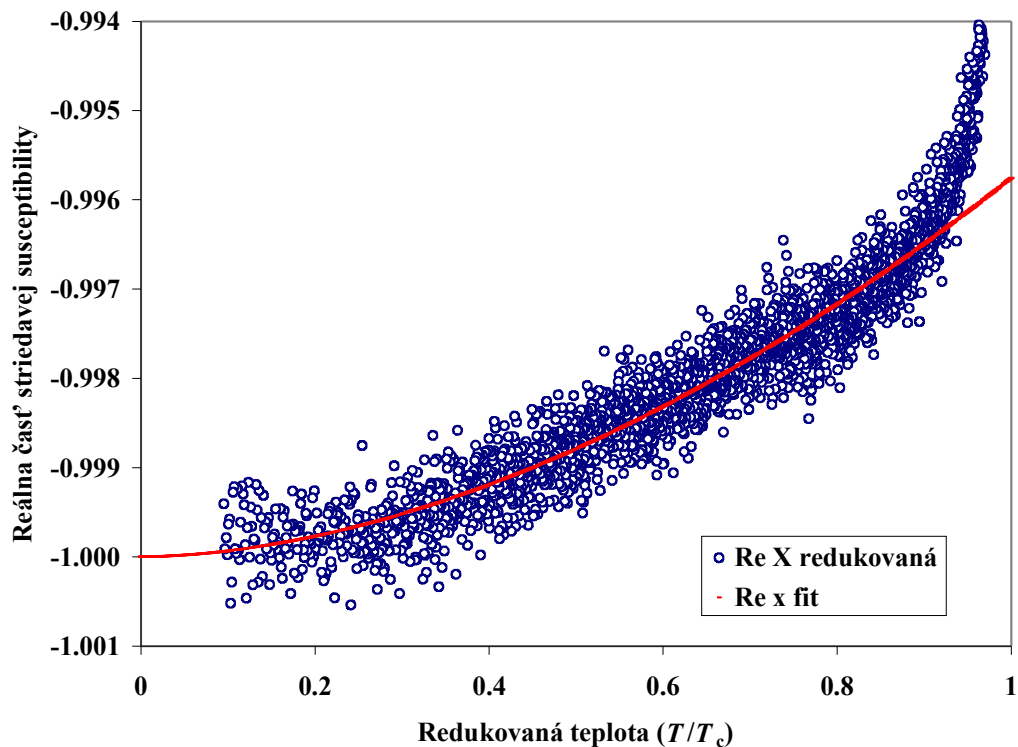
Podmienky experimentu:

- ohrievanie
- rýchlosť zmeny teploty: 2 K / min.
- pole: $B_{ac} = 30 \mu\text{T}$, $B_{dc} = 0$
- frekvencia: 1,5625 Hz

Aplikované magnetické pole bolo orientované kolmo na paralelné roviny.

Získaná závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility (modré body) na redukovanej teplote spolu s regresnou krivkou (červená krivka) je vynesená v grafe 7.

Graf 7: Závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na redukovanej teplote - YBCO



V tomto prípade, keďže sa jednalo o nekonvenčný supravodič s d -stavovou symetriou energetickej medzery, vystihla, v zhode s teóriou (kapitola 2.3.3), získanú závislosť lepšie polynomiálna regresná krivka v tvare $y = a + b \cdot x^c$.

Hodnoty parametrov s ich strednými kvadratickými odchylkami:

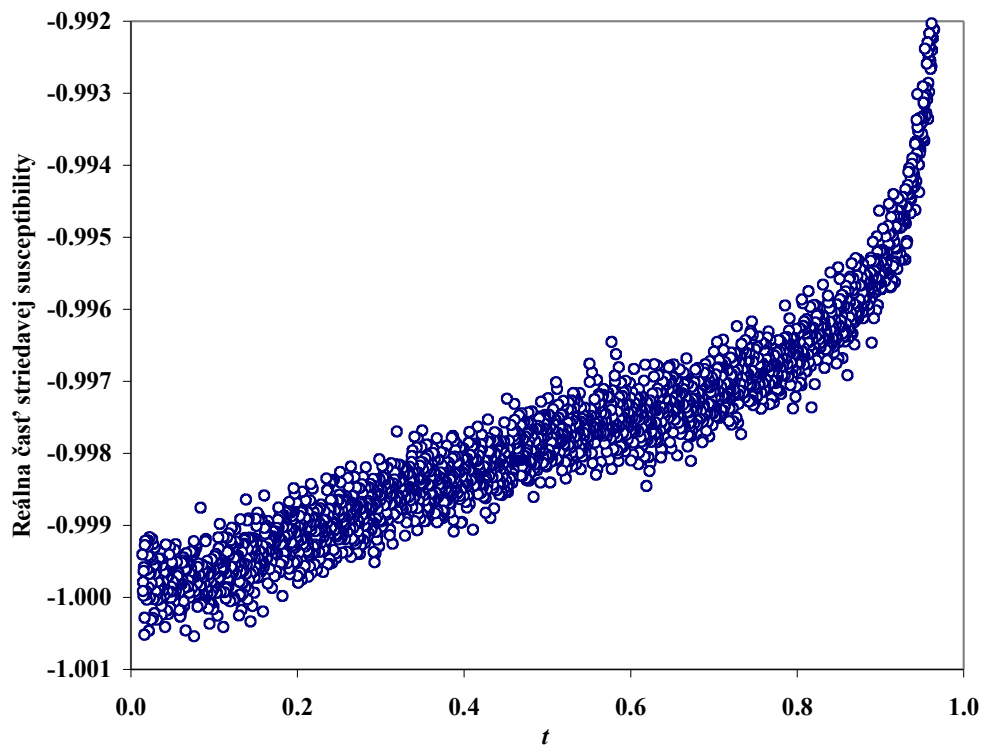
$$a = -1$$

$$b = 0,00424 \pm 0,00005$$

$$c = 1,81 \pm 0,04$$

Z rovnakého dôvodu ako v predošlom prípade som do grafu 8 vyniesla závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na parametre t , ale tentokrát v mocninnom tvare $t = T_r^c$. V oblasti zodpovedajúcej hodnotám pod $0,5 T_R$ sú dáta opäť pekne lineárne.

Graf 8: Linearizovaná forma závislosti z grafu 5



Graf 8 vizuálne potvrdil, že nízokoteplotná časť hĺbky vniku má v prípade vysokoteplotného supravodiča YBCO mocninný tvar v súlade s teóriou.

4.2.5. Meranie na $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$

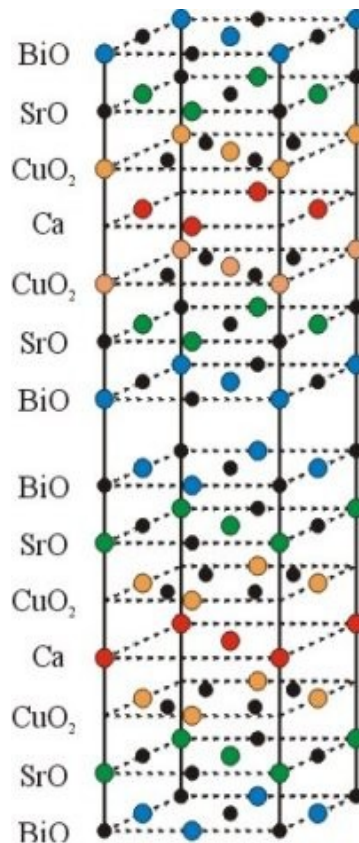
Zlúčenina $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO) bola objavená v roku 1988 ako prvý vysokoteplotný supravodič bez obsahu vzácnych zemín. Podobne ako YBCO patrí aj BSCCO medzi rozšírené vysokoteplotné supravodiče zo skupiny kuprátov s perovskitovou štruktúrou. Jeho kritická teplota je taktiež nad bodom varu dusíka.

Aby bola u BSCCO dosiahnutá supravodivosť, je nutné dopovať ho dierami pomocou kyslíka (δ v nasledujúcich vzorcoch). Vyskytuje sa v dvoch základných modifikáciách:

Bi-2212 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$) a

Bi-2223 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$).

V štruktúre BSCCO-2212 sa striedajú vrstvy \parallel : BiO, SrO, CuO_2 , Ca, CuO, CuO_2 , SrO, BiO \parallel (viď. obr. 4.5.). Jedná sa teda o pomerne zložitú štruktúru s veľkou elementárnou bunkou.



Obr. 4.6: Štruktúra základnej bunky $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_9$ [22]

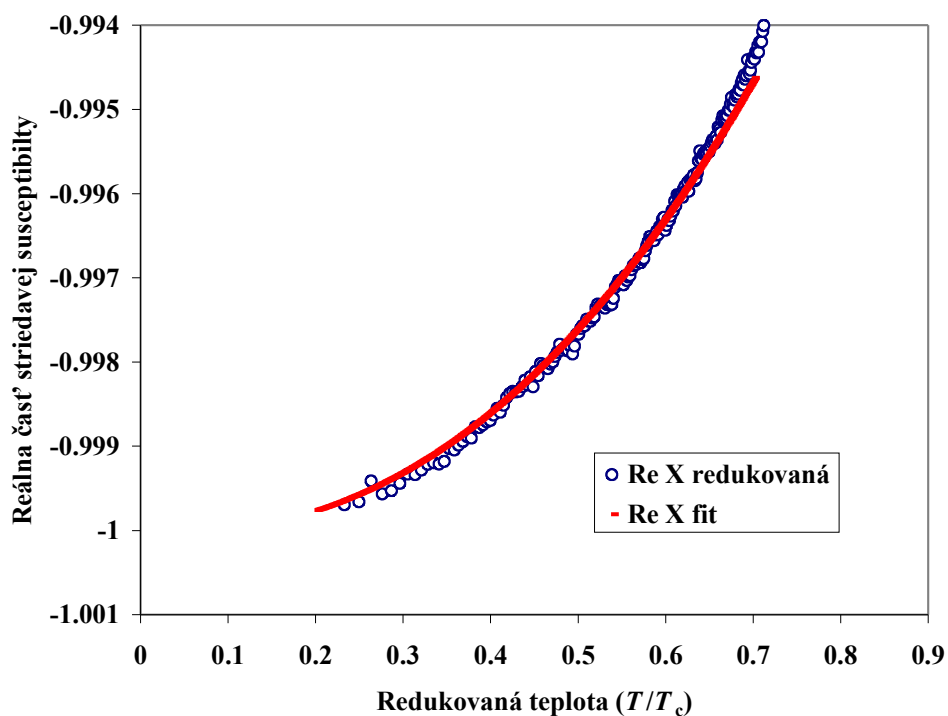
Podmienky experimentu:

- ohrievanie
- rýchlosť zmeny teploty: konštantný výkon ohrievača
- pole: $B_{ac} = 10 \mu\text{T}$, $B_{dc} = 10 \mu\text{T}$
- frekvencia: 1,5625 Hz

Použitá vzorka bola monokryštalickej štruktúry, aplikované magnetické pole bolo orientované taktiež kolmo na paralelné roviny.

Získaná závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility (modré body) na redukovanej teplote spolu s regresnou krivkou (červená krivka) je vynesená v grafe 9 .

Graf 9: Závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na redukovanej teplote - BSCOO



Rovnako ako v prípade YBCO, vystihla získanú závislosť lepšie polynomiálna (mocninná) regresná krivka $y = a + b \cdot x^c$.

Hodnoty parametrov regresie spolu s ich strednými kvadratickými odchyľkami podľa programu TABLE CURVE boli

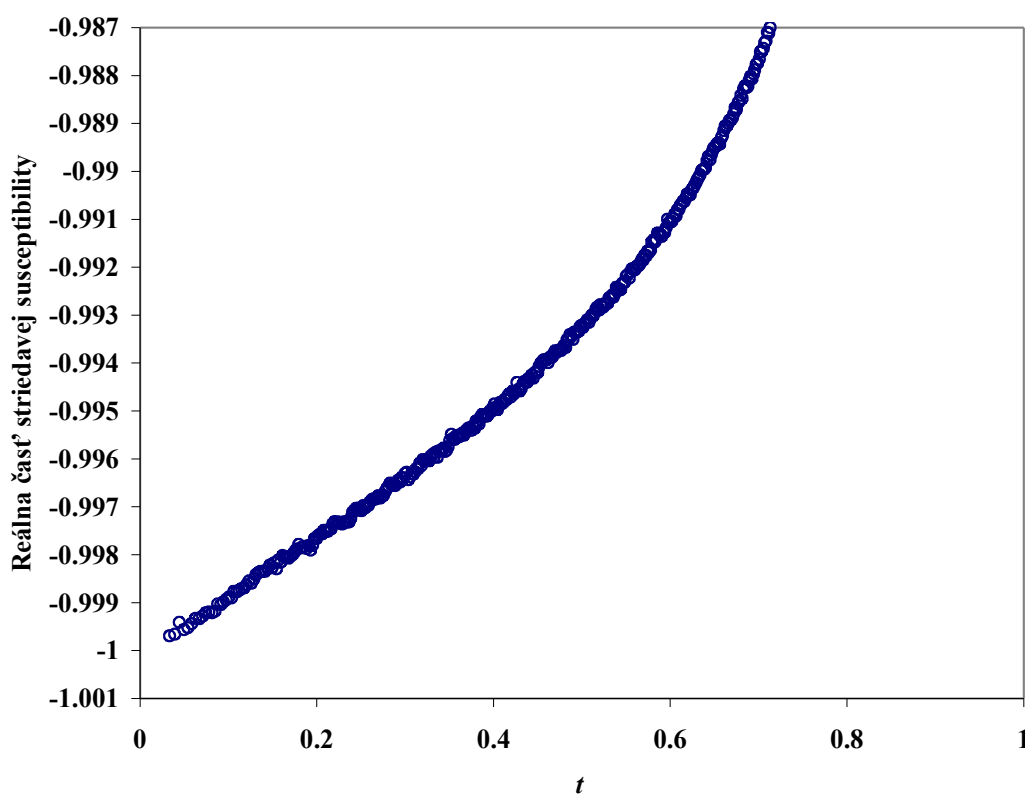
$$a = -1$$

$$b = 0,012 \pm 0,001$$

$$c = 2,33 \pm 0,05$$

Opäť som do grafu 10 vyniesla závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na parametri t , kde $t = T_r^c$. Závislosť má opäť lineárny priebeh.

Graf 10: Linearizovaná forma závislosti z grafu 9



Aj z posledného grafu 9 je vidno, že nízkoteplotná časť závislosti hĺbky vniku na teplote má skutočne polynomiálny priebeh a je teda v súlade s teóriou, podľa ktorej majú nekonvenčné supravodiče s d -stavovou symetriou energetickej medzery skutočne mocninnú závislosť hĺbky vniku na teplote (kapitola 1.3.4.).

5. Diskusia výsledkov

V zhode s teóriou som ukázala, že v prípade konvenčných supravodičov má nízkoteplotná časť hĺbky vniku exponenciálnu závislosť na teplote:

$$\lambda(T) - \lambda(0) = \Delta\lambda \approx \exp(-\Delta / k_B T_c).$$

V prípade *d*-stavových kuprátov som naopak potvrdila polynomiálny tvar závislosti:

$$\lambda(T) - \lambda(0) = \Delta\lambda \approx T^n.$$

Podľa teórie (kapitola 1.10.), by mala byť veľkosť exponentu *c* približne 1,76. Ja som však pre nízkoteplotné supravodiče nemala k dispozícii dostatok dát pre teploty hlbšie pod 0,5 T_c , pretože v použitých magnetometroch je najnižšia dosiahnuteľná teplota 4,2 K, teplota varu kvapalného ^4He . Z tohoto dôvodu som podľa mojho názoru obdržala pre Nb a Pb, ktoré majú kritickú teplotu pod 10 K, značne zvýšené hodnoty parametra *c*. V prípade vysokoteplotných supravodičov YBCO, BSCCO a MgB_2 sú tieto hodnoty nižšie a teda v lepšej zhode s teóriou. Prehľad získaných hodnôt parametra *c* spolu s jeho strednými kvadratickými odchylkami uvádzam v tabuľke 5.0.

Na porovnanie ešte uvádzam aj výsledky získané na YBCO-u v iných experimentoch:

L. Krusin-Elbaum *et al.* previedli v roku 1988 merania na kryštáli YBCO pomocou skvidového magnetometra [23]. Vychádzali z dvojkvapalinového modelu (kapitola 1.3.2.) a dospeli k záveru, že sa jedná o *s*-stavový supravodič chovajúci sa podľa BCS teórie.

S. Kamal *et al.* dospeli vo svojich meraniach pomocou mikrovlnnej dutiny (kapitola 2.1) v roku 1994 k teplotnej závislosti magnetickej hĺbky vniku v tvare

$\lambda(T) \propto (1 - T/T_c)^{-y}$ kde $y \approx 0,33$ [24]. Diskutoval možnosť, že by sa v prípade vysokoteplotných supravodičov mohlo jednať o $d_{x^2-y^2}$ -symetriu, narozdiel od *s*-stavových supravodičov popísaných pomocou BCS teórie.

M. H. S. Amin *et al.* previedli sériu meraní pomocou miónovej spinovej rotácie (kapitola 2.2.) a dospeli k mocninatej závislosti magnetickej hĺbky vniku na teplote úmernú T^3 [25].

J.E. Sonier *et al.* zistili, že v poli veľkosti 0,5 T je lineárna závislosť $1/\lambda_{ab}^2$ na teplote T platná až do teploty 50 K [26]. Pre hodnoty $\lambda_{ab}(0) = 0,1451 \mu\text{m}$, $a = 7,2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ a $\beta = 0$ získali fit v tvare: $\lambda_{ab}^{-2}(T) = \lambda_{ab}^{-2}(0) \cdot [1 - aT - \beta T^2]$. Ďalej pozorovali, že v silnejšom magnetickom poli dochádza k potlačeniu lineárneho člena. Predpokladá sa, že rozptyl na nečistotách v d -stavových supravodičoch môže spôsobiť nárast λ_{ab} pri nízkych teplotách, a teda oslabenie lineárneho člena.

Je treba podotknúť, že skoršie merania nedávajú lineárnu závislosť, ale závislosť typu $(1 - t^2)$, kde $t = T/T_c$. Podľa teoretických výpočtov [10] môže byť rozdiel zapríčinený prítomnosťou nečistôt v starších vzorkách, ktoré vykazovali všeobecne nižšie hodnoty T_c a menej ostré prechody. Pri vyšších teplotách, kde pozorujeme, že $\Delta \approx (T_c - T)^{1/2}$ a $T \rightarrow T_c$, $\lambda(T)$ diverguje, takže nie je možné očakávať jednoduché analytické riešenie v celom rozsahu.

Všeobecne ale platí konsenzus, že zmena $\lambda(T)$ v nekonvenčných supravodičoch je pri nízkych teplotách rýchlejšia ako by bolo v súlade s BCS teóriou.

Pomer $\lambda(T)/\lambda(0)$ nemôže mať v rámci BCS teórie univerzálne platnú závislosť na redukovanej teplote $T_r = T/T_c$, nakoľko pomer koherenčnej dĺžky a hĺbky vniku ξ/λ_L sa líši pre rôzne kovy. Pre každý prípad je nutné použiť numerické výpočty. Avšak spočítané rozdiely nie sú natoľko veľké, aby sa dalo hovoriť o nekonzistentnosti s „približne“ univerzálnou „dvojkvapalinovou“ závislosťou (kapitola 1.6.) experimentálne pozorovanou v konvenčných supravodičoch. Obzvlášť keď vezmeme do úvahy, že merania častokrát nesiahajú dostatočne blízko $T = 0$ vďaka tomu, že priestor vzorky je chladený kvapalným héliom, ktoré má pri normálnom tlaku teplotu varu 4,2 K. (V prípade vysokoteplotných supravodičov sa ukazuje, že teplotná závislosť je úplne odlišná.) [27]

Aby bola správnosť zvoleného tvaru regresnej krivky ešte očividnejšia, vynášala som vo všetkých prípadoch reálnu časť základnej striedavej susceptibility na parametri t , ktorý mal nasledovný tvar:

- v prípade konvenčných supravodičov: $t = \exp(-c/T_r)$.
- v prípade nekonvenčných supravodičov: $t = T_r^c$

Získané závislosti mali lineárny priebeh, čo poukazuje na konzistentnosť nameraných dát s nájdenou nízkoteplotnou časťou závislosti magnetickej hĺbky vniku na teplote.

	typ závislosti	tvar regresnej krivky	c
Nb	exponenciálna	$y = a + b \cdot \exp(-c/x)$	$2,56 \pm 0,16$
Pb	exponenciálna	$y = a + b \cdot \exp(-c/x)$	$7,88 \pm 0,06$
MgB ₂	exponenciálna	$y = a + b \cdot \exp(-c/x)$	$2,53 \pm 0,16$
YBCO	polynomiálna	$y = a + b \cdot x^c$	$1,81 \pm 0,04$
BSCCO	polynomiálna	$y = a + b \cdot x^c$	$2,33 \pm 0,05$

Tabuľka 5.0.: Prehľad výsledných tvarov regresných kriviek a získaných parametrov fitu

Záver

Zmerala som závislosť reálnej časti základnej striedavej susceptibility na teplote pre vzorky nióbového disku, analytickej guľičky olova, vrstvy MgB_2 , monokryštálu BSCCO a vrstvy YBCO.

Ukázala som spojitosť medzi meranými fyzikálnymi veličinami a magnetickou hĺbkou vniku. Konkrétne som ukázala, že pre isté typy geometrie (dlhý valec, doska a guľa) sa nízkoteplotná limita reálnej časti základnej striedavej susceptibility chová približne ako λ/a resp. λ/R , kde a a R sú rozmerové parametre vzoriek (viď. obrázok 2.1.1.) a χ je v limite úmerné λ/R (tabuľka 2.1.b)).

Pri konvenčných supravodičoch s s -stavovou symetriou Fermiho plochy (niób, olovo, MgB_2) som v súlade s teóriou našla exponenciálnu závislosť hĺbky vniku na teplote.

Naopak v prípade nekonvenčných supravodičov s d -stavovou symetriou (YBCO, BSCCO) som ukázala, že táto závislosť má mocninný tvar.

Získané závislosti sú vynesené v grafe 1, 3, 5, 7 a 9. Ich linearizované formy v grafoch 2, 4, 6, 8 a 10.

Použité zdroje a referencie

- [1] W. Meissner, R. Ochsenfeld, *Naturwiss.* **21** (1933) 787
- [2] F. London, H. London, *proc. Royal Soc.*, **A149** (1935) 71
- [3] C. J. Gorter, H. B. G. Casimir, *Z. Physik*, **35** (1934) 963
- [4] J. Tolédano, P. Tolédano, *The Landau Theory of Phase Transitions*, World Scientific Publishing C. Pte. Ltd. (1987)
- [5] R. S. Šafrata *et al.*, *Fyzika nízkých teplot*, MATFYZPRESS (1998) 41
- [6] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity, 2nd edition*, McGraw Hill (1996) 63
- [7] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108** (1957) 1175
- [8] Z. Tesanovic, *Multiband Effects in Fe-pnictide Superconductors* (.pdf presentation)
- [9] J. Halbritter, *On the Penetration of the magnetic Field into a Superconductor*, *Z. Physik*, **243** (1971) 214
- [10] P. J. Hirschfeld and N. Goldenfeld, *Phys. Rev.*, **B48**, (1993) 4219
- [11] C. P. Poole Jr., H. A. Farach, R. J. Creswick, R. Prozorov, *Superconductivity, 2nd edition*, Elsevier Ltd., (2007) 411
- [12] E. M. Lifshitz, L. D. Landau, L. P. Pitaevski, *Electrodynamics of Continuous Media: Volume 8*, Butterworth-Heinemann
- [13] C. P. Poole Jr., H. A. Farach, R. J. Creswick, R. Prozorov, *Superconductivity, 2nd edition*, Elsevier Ltd., (2007) 414
- [14] Prozorov *et al.*, 2000b

- [15] <http://users.ox.ac.uk/~sjb/musr/musr.html>
- [16] B. D. Josephson, *Rev. Mod. Phys.* **36** (1964) 225
- [17] G.Tsoy, Z. Janů, M. Novák, F. Soukup, R. Tichý, *Fyzika B* **284-288**, 2122 (2000)
- [18] Z. Janů, Z. Švindrych, A. Youssef, L. Baničová, *Critical State Analysis Using Continuous Reading SQUID Magnetometer*
- [19] <http://www.ncnr.nist.gov/staff/taner/mgb2/mgb2str.html>
- [20] <http://www.tkk.fi/Units/AES/projects/prlaser/material.htm>
- [21] <http://www.superpower-inc.com>
- [22] http://www.tecnun.es/asignaturas/PFM_Mat/Inicio.htm
- [23] L. Krusin-Elbaum, R. L. Greene, F. Holtzberg, A. P. Malozemoff and Y. Yeshurun, *Direct Measurements of the Temperature-Dependent magnetic Penetration Depth in Y-Ba-Cu-O Crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1988) 217
- [24] S. Kamal, D. A. Bonn, Nigel Goldenfeld, P. J. Hirschfeld, Ruixing Liang and W. N. Hardy, *Penetration Depth Measurements of 3D XY Critical Behavior in $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ Crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 1845
- [25] M. H. S. Amin, M. Franz and Ian Affleck, *Effective "Penetration Depth" in the Vortex State of D-Wave Superconductor*, *Phys. Rev. Lett.* **84** (1999) 5864
- [26] J. E. Sonier et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, (1994) 744
- [27] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2nd edition, McGraw Hill (1996) 381

