

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Roman Havlíček

Magnetické supravodiče

Katedra fyziky kondenzovaných látek

Vedoucí bakalářské práce : RNDr. Jana Poltierová Vejpravová

Studijní program : Fyzika, Obecná fyzika

2007

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval vedoucí své bakalářské práce RNDr. Janě Poltierové Vejpravové za ochotu, trpělivost a odbornou pomoc při psaní této práce.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Praze dne 16. 5. 2007

Roman Havlíček

Obsah

| | |
|--|-----------|
| 1. Úvod..... | 5 |
| 2. Teoretická část..... | 6 |
| 2.1 Magnetismus | 6 |
| 2.2 Fázové přechody..... | 10 |
| 3. Experimentální část | 16 |
| 3.1 Měřicí zařízení PPMS | 16 |
| 3.2 Tepelná kapacita - relaxační metoda | 17 |
| 3.3 Měření magnetizace a a.c. susceptibility..... | 19 |
| 3.4 Měření elektrického odporu | 19 |
| 4. Výsledky měření a diskuze | 21 |
| 4.1 Měřené vzorky..... | 21 |
| 4.2 CePt ₃ Si a jeho substituce | 21 |
| 4.3 HoNi ₂ B ₂ C a jeho substituce | 25 |
| 5. Závěr..... | 35 |
| 6. Literatura..... | 36 |

Název práce: Magnetické supravodiče

Autor: Roman Havlíček

Katedra : Katedra fyziky elektronových struktur

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Jana Poltierová Vejpravová

e-mail vedoucí: jana@mag.mff.cuni.cz

Abstrakt

V této práci se zabývám magnetickými a supravodivými vlastnostmi sloučenin CePt_3Si a $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ a jejich chemickými substitucemi, konkrétně $\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}$, $\text{CePt}_{2,75}\text{Pd}_{0,25}\text{Si}$ a $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$. Supravodivý přechod jsem zjišťoval ze závislosti elektrického odporu na teplotě. Pro určení magnetického i supravodivého přechodu jsem pak využil polní a teplotní závislosti měrné tepelné kapacity a magnetické susceptibility. Získané hodnoty jsem pak porovnal jak s naměřenými daty pro vzorky bez substituce, tak se známými experimentálními daty.

Klíčová slova: CePt_3Si , $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$, Supravodivost, Magnetické uspořádání

Abstract

Title: Magnetic superconductors

Author: Roman Havlíček

Department: Department of Electronic Structures

Supervisor: RNDr. Jan Poltierová Vejpravová

Supervisor's e-mail address: jana@mag.mff.cuni.cz

This work deals with magnetic and superconducting properties of CePt_3Si and $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ compounds and their chemical substitutions, particularly $\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}$, $\text{CePt}_{2,75}\text{Pd}_{0,25}\text{Si}$ and $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$. Superconducting transitions were specified by temperature dependence of the electrical resistivity. Field and temperature dependence of specific heat and magnetic susceptibility were used for determination of the magnetic and superconducting transitions. Acquired data were confronted with the known experimental results.

Keywords: CePt_3Si , $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$, Superconductivity, Magnetic ordering

Kapitola 1

Úvod

Od dob, kdy byla supravodivost objevena, je tento kolektivní fyzikální jev intenzivně zkoumán. Zpočátku se nedařilo vysvětlit mechanismy, které prakticky nulový elektrický odpor při nízkých teplotách způsobují. První úspěšný matematický model se objevil na počátku 50. let v podobě Ginsburg-Landauovy teorie. Ta ovšem nevysvětlovala mikroskopický původ supravodivosti, ale byla zaměřená na makroskopický popis problému. Mikroskopický popis tehdy známých supravodivých materiálů – *konvenčních supravodičů* - se objevil v roce 1957 zásluhou *J. Bardeena, L. Coopera a J. R. Schrieffera*, po nichž byla tato teorie pojmenována – *BCS teorie*.

V 70. letech byly objeveny materiály, jejichž elektrický odpor je při nízkých teplotách nulový, ale chování fyzikálních veličin současně neodpovídalo BCS teorii. Těmto materiálům se souhrnně začalo říkat *nekonvenční supravodiče* [1]. Nejznámějším typem nekonvenčních supravodičů jsou *vysokoteplotní supravodiče*. Další skupinu tvoří materiály, u kterých dochází za nízkých teplot k výraznému nárůstu efektivní elektronové hmotnosti. Nositelé supravodivosti - Cooperovy páry jsou v supravodivém stavu tvořeny kvazičásticemi s vysokou efektivní hmotností, a proto se tyto materiály souhrnně nazývají těžko-fermionové supravodiče. Ovšem existuje i skupina látek, u kterých by se podle BCS teorie neměla supravodivost projevit. V takových materiálech se vyskytuje koexistence nenulového magnetického momentu a supravodivosti – souhrnně se nazývají *supravodiče s koexistencí magnetického uspořádání*, často vykazují zároveň těžko-ferminové chování [2]. A právě tímto typem supravodičů se budu ve své práci zabývat.

Cílem práce bude určení kritických teplot pro supravodivé a magnetické fázové přechody, přičemž budu zkoumat změnu těchto hodnot pro různé chemické substituce. Výsledky srovnám se známými experimentálními daty prezentovanými v literatuře.

Práce je rozdělena do několika kapitol. Po teoretickém úvodu do problematiky následuje kapitola zabývající se měřicí aparaturou a metodami měření jednotlivých fyzikálních veličin. Čtvrtá část zahrnuje výsledky měření a diskuzi. V závěrečné kapitole shrnuji výsledky práce.

Kapitola 2

Teoretická část

2.1 Magnetismus

Pro porozumění magnetismu je třeba použít kvantových vlastností částic - elektronů, konkrétně spinu. Každá částice se spinem vykazuje magnetický moment (dipól). U elementárních částic je jejich magnetický moment způsoben pouze spinem, u částic, které jsou složeny z dalších (proton, neutron) je tvořen nejen spinem, ale také rotací částic kolem sebe. Velikost magnetického momentu elementární částice můžeme určit vzorcem (2.1.1).

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot g \cdot \frac{q}{m} \cdot S \quad (2.1.1)$$

Ve vzorci je $\frac{q}{m}$ specifický náboj částice, S spin (pro částice, které nejsou elementární, se místo spinu S užívá celkového momentu J) a g je tzv. *Landého g-faktor*.

Podle vzájemného uspořádání „směru spinů“ v magnetickém materiálu je můžeme rozdělit do několika skupin : paramagnetikum, diamagnetikum, feromagnetikum, feromagnetikum a antiferomagnetikum. Pro popis chování materiálů studovaných v rámci této práce budou nejdůležitější dva typy magnetického chování látek – *paramagnetismus a (anti)feromagnetismus*.

Pro kvantový popis magnetického materiálů existuje několik modelů, které systém zjednodušují s ohledem na potřebnou přesnost. Uvedu zde dva, podle mého názoru „krajní“ případy.

Isingův model

V tomto modelu magnetického materiálu může velikost spinu jednotlivých částic nabývat pouze jedné ze dvou hodnot $S_a = 1$, $S_b = -1$ a navíc se dipóly mohou lišit pouze vzájemnou orientací.

Interakční energii systému můžeme určit jako

$$E_i = -J \sum_{i,j} \mu_i \mu_j, \quad (2.1.2)$$

μ nabývá hodnot $\{-1, 1\}$ pro opačnou, resp. souhlasnou orientaci spinů, indexy i, j zde symbolizují všechny možné interakce nejbližších sousedů v mřížce. To znamená, že se uvažuje vzájemné působení jenom nejbližších částic.

Materiál popisovaný Isingovým modelem může být pouze ve dvou fázích, které jsou odděleny Néelovo kritickou teplotou T_N . Pro teploty vyšší než kritická osciluje energie systému okolo hodnoty nula, při nekonečné teplotě má pak hodnotu rovnou 0. Je to způsobené tím, že tepelná energie je větší než interakční energie mezi nejbližšími sousedy, tudíž jsou částice „uspořádány“ chaoticky. Pokud teplota klesne pod hodnotu T_N , absolutní hodnota energie začne stoupat a při teplotě $T = 0$ se všechny částice uspořádají tak, že jejich spiny mají stejný směr (orientace jednotlivých dipólů záleží na tom, jestli se látka nachází ve feromagnetickém [$J > 0$, orientace je paralelní] - nebo antiferomagnetickém [$J < 0$, orientace je antiparalelní] stavu – viz níže).

Heisenbergův model

Velikost všech spinů se opět předpokládá stejná, ovšem orientace a směr nyní mohou být jakékoliv.

V tomto případě se interakční energie rovná hodnotě

$$E_i = -J \sum_{i,j} |\vec{s}_i| \cdot |\vec{s}_j| \cos(\alpha_i - \alpha_j) \quad (2.1.3)$$

Úhel $\alpha_i - \alpha_j$ zde značí úhlový rozdíl sousedních spinů, $|\vec{s}_i|$ je velikost spinu.

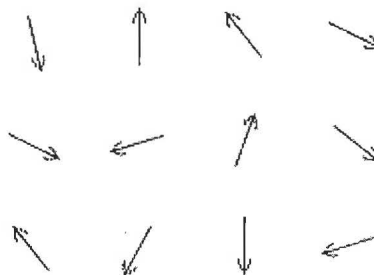
V rámci tohoto modelu existují také jenom dvě magnetické fáze. Vysokoteplotní (pro $T > T_N$) se shoduje s vysokoteplotní fází Isingova modelu, ovšem za teplot menších než je kritická zde dochází k jisté odlišnosti. Směry sousedních spinů se od sebe liší pouze minimálně a tím dochází k jakýmsi vírům nebo vlnám dipólů, tzv. spinovým vlnám.

Dále už jen zmíním, že existují i další modely, které mají i jiné fáze, například utvoření domén stejně uspořádaných spinů. Bližší informace naleznete v [3].

Paramagnetismus

Jeden z typů magnetismu je *paramagnetismus*. Atomy či molekuly, ze kterých je paramagnetický materiál vystaven, mají nenulový magnetický moment. Pokud je celý systém umístěn v nulovém vnějším magnetickém poli, je celkový

magnetický moment systému nulový. To je způsobené tím, že při dokonalém paramagnetismu se jednotlivé *dipóly* neovlivňují a jsou tedy uspořádány chaoticky v důsledku tepelných kmitů. Schématicky je to znázorněno na *Obrázku 2.1.1*, šipky znázorňují orientaci *spinu* (viz výše).

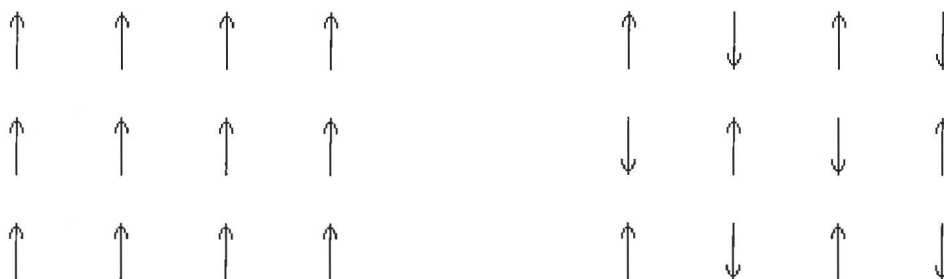


Obrázek 2.1.1 – Paramagnetické uspořádání

Umístíme-li paramagnetikum do vnějšího magnetického pole, uspořádají se spiny „ve směru působení magnetického pole“. Například bude-li toto pole homogenní, působí na všechny částice se spinem točivý moment, který je přímo úměrný velikosti pole a výchylce spinů od siločar. Tudíž se po určitém čase všechny magnetické momenty vyrovnají.

Feromagnetismus a Antiferomagnetismus

Dalšími příklady magnetického uspořádání jsou *feromagnetismus* a *antiferomagnetismus*. Schématické příklady jsou znázorněny na *Obrázku 2.1.2*.



Feromagnetismus

Antiferomagnetismus

Obrázek 2.1.2 – Feromagnetické a antiferomagnetické uspořádání

Z uspořádání je zřejmé, že feromagnetický materiál vykazuje nenulový magnetický moment (tzv. má spontánní magnetizaci), zatímco antiferomagnetikum má celkový magnetický moment nulový. V přítomnosti vnějšího magnetického pole se tyto dva různé typy materiálů chovají podstatně odlišně. Magnetické momenty ve feromagnetiku se stočí podle směru vnějšího pole a toto pole zesilují. Antiferomagnetikum nevykazuje žádnou odezvu na vnější magnetické pole, pokud

v něm nedochází k polem indukovanému magnetickému fázovému přechodu, tj. antiparalelní konfigurace spinů se změní a výsledkem je polem indukovaný ferimagnetický nebo feromagnetický stav (viz [3]).

Materiál může přejít z paramagnetického stavu na (anti)feromagnetický. K tomu dochází při kritické teplotě Curieově T_C (Néélově teplotě T_N).

Výměnná interakce

Magnetismus je ve své podstatě důsledkem kvantového jevu – výměnné interakce. Ta je způsobena překryvem orbitalů elektronů a Pauliho vylučovacím principem. Existují tři typy výměnné interakce.

Přímá interakce

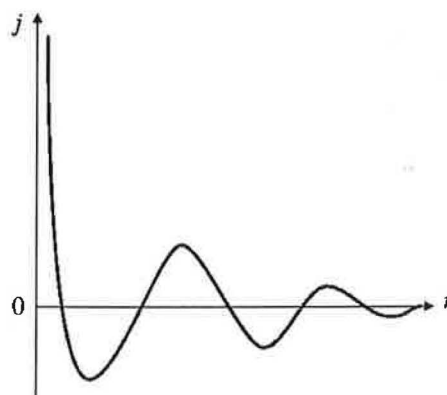
Jsou-li dva atomy s nepárovými elektrony dostatečně blízko a překryv jejich vlnových funkcí je dostatečně velký, pak dochází k přímé interakci. V důsledku jejího vzniku je tento typ interakce sice silný, ale působí pouze na krátkou vzdálenost. Pokud budeme uvažovat atomy pouze s jedním elektronem, nastává tento stav tehdy, jsou-li oba elektrony mezi jádry příslušných atomů. Při tomto uspořádání je Coulombovská interakce minimální. V důsledku Pauliho vylučovacího principu musí ovšem elektrony nabývat opačných spinů, což vede k antiparalelnímu uspořádání a tedy k antiferomagnetismu.

V případě, že jsou atomy ve větší vzdálenosti od sebe, je energeticky výhodnější, když jsou elektrony obou atomů od sebe co nejdále. V tomto případě je uspořádání spinů paralelní a látka je proto feromagnetická.

RKKY interakce

Typ výměnné interakce RKKY bývá někdy označován jako *nepřímá interakce*. Na rozdíl od interakce přímé působí RKKY na velké vzdálenosti. Spiny dvou vzdálených atomů se mohou navzájem ovlivňovat pomocí intermediálních částic. Ty mohou být například vodivostní elektrony v kovech, ve kterých se tento typ interakce projevuje. První atom indukuje na blízkém vodivostním elektronu (v případě kovu) spin v určitém směru a ten pak může ovlivnit spin druhého atomu ve velké vzdálenosti. Tím dochází k nepřímému párování částic.

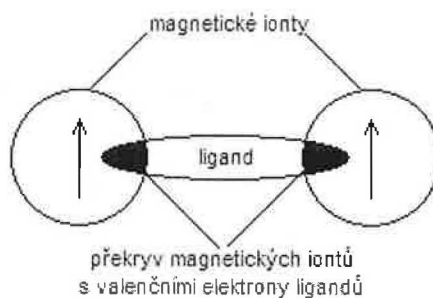
Koeficient RKKY interakce J osciluje mezi kladnými a zápornými hodnotami (viz *Obrázek 2.1.3*), což vede k tomu, že při této interakci mohou vzniknout jak feromagnetika, tak antiferomagnetika.



Obrázek 2.1.3 - Koefficient RKKY interakce j v závislosti na vzdálenosti

Supervýměna

Pokud jsou ionty od sebe příliš vzdálené, aby mezi nimi vznikla přímá interakce, a navíc jsou „spojeny“ například nemagnetickou molekulou, může mezi nimi vzniknout tzv. *supervýměna*. Je někdy považována za druhý typ nepřímé interakce (první je RKKY interakce). Supervýměna je zprostředkována interakcí mezi stavy magnetických iontů a valenčními stavy ligandů (nemagnetických molekul) ležících mezi magnetickými ionty. Schématické znázornění viz Obrázek 2.1.4.



Obrázek 2.1.4 – Schématické uspořádání supervýměnné interakce

2.2 Fázové přechody

Fázovým přechodem se rozumí transformace termodynamického systému z jednoho stavu na jiný. Existuje několik typů těchto přechodů, například změna skupenství, přechody mezi různými molekulárními strukturami (např. mezi amorfními a krystalovými strukturami), supravodivý přechod nebo přechod paramagnetikum -(anti)feromagnetikum. Tyto změny stavů na jiné mají několik společných vlastností – dochází při nich ke skoku v jedné nebo více fyzikálních

veličinách (např. měrného tepla) za malé změny termodynamické proměnné (např. teplota) a pokud sledujeme parametr uspořádání, můžeme si všimnout snížení symetrie (například elektrony, které se uspořádávají do Cooperových párů – viz níže – ztrácejí několik stupňů volnosti). V našem případě nás zajímají supravodivý přechod a změna stavu z antiferomagnetika na paramagnetikum.

Fázové přechody klasifikujeme podle skoku v n -té derivaci volné energie podle termodynamické proměnné nebo vzniku latentního tepla. Nejběžněji se vyskytují tyto typy fázových přechodů: *fázový přechod prvního řádu (typu)* a *fázový přechod druhého řádu (typu)*.

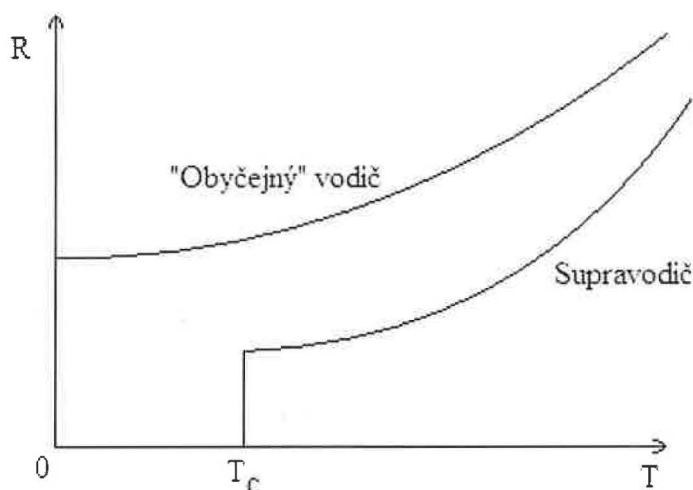
Fázovým přechodem prvního řádu se označuje transformace, při níž dojde ke skoku v první derivaci volné energie podle termodynamické proměnné (Ehrenfestova klasifikace) nebo takový přechod, jenž probíhá za absorpce resp. emise latentního tepla („moderní“ klasifikace). Vzhledem k tomu, že nelze energii předávat okamžitě z jednoho systému na druhý, dochází při tomto přechodu k tomu, že část systému je ve finální fázi, zatímco jiná část je stále ve fázi počáteční. K tomuto přechodu se řadí např. změna skupenství.

Analogicky je tomu při definici **fázového přechodu druhého řádu**, kde dochází ke skoku ve druhé derivaci volné energie nebo není potřeba latentního tepla. K takovému přechodu dochází například při změně stavu z antiferomagnetika na paramagnetikum.

K fázových přechodům dochází za konkrétní teploty označované jako *kritická teplota*. V našem případě magnetického přechodu se tento bod nazývá „*Néelova teplota* T_N “. Pokud má vzorek nižší teplotu než je T_N , chová se jako antiferomagnetikum. Při teplotě T_N dochází vlivem tepelných kmitů k rozbití jednotlivých magnetických domén a materiál se stává paramagnetikem. U supravodivosti budeme označovat kritickou teplotu T_C . Chování látky nad a pod touto teplotou je vysvětleno v kapitole *Supravodivost*.

2.3 Supravodivost

Supravodivost je jev, který se projevuje v některých prvcích, sloučeninách nebo slitinách za velmi nízkých teplot. U běžných vodičů *elektrický odpor* R klesá s teplotou, při teplotě $T = 0 \text{ K}$ je však R nenulové (například *zlato, stříbro, měď a další*). U supravodičů je průběh podobný, dokud nedosáhneme tzv. *kritické teploty* T_C . Pokud je supravodivý materiál ochlazen pod teplotu T_C , je jeho elektrický odpor prakticky nulový (viz *Obrázek 2.3.1*).



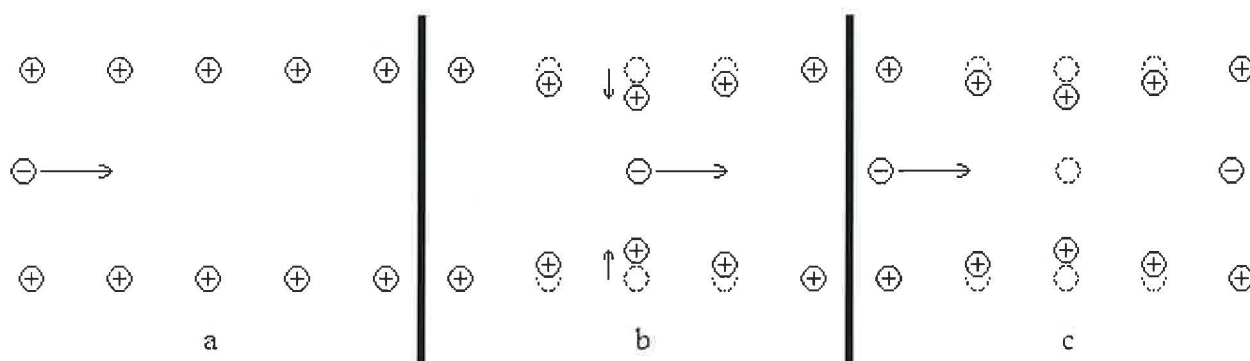
Obrázek 2.3.1 – Průběh odporu R v závislosti na teplotě T

Po dosažení supravodivého stavu můžeme zadefinovat parametr uspořádání. Jednou z možností je vlnová funkce Cooperových párů (viz níže) $\varphi_{s_1, s_2}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ nebo mezera v excitačním spektru elektronů (ta je způsobena vazebnou energií Cooperových párů).

Fázový přechod do supravodivého stavu může být ovlivněn několika aspekty. Je závislý na výše zmíněné kritické teplotě, dále na kritickém magnetickém poli a kritickém proudu. Látka se nemůže dostat do supravodivého stavu, pokud se nachází v magnetickém poli, jehož indukce je větší než kritická hodnota $B_C (H_C)$, to samé platí pro látky, jimiž protéká příliš velký elektrický proud $I > I_C$.

Supravodiče můžeme rozdělit na dva typy : *konvenční* a *nekonvenční* supravodiče. Rozdíl mezi oběma typy je takový, že jeden vykazuje supravodivost, kterou lze popsat pomocí *BCS teorie* (konvenční), druhý typ se touto teorií a jejími rozšířeními neřídí (nekonvenční).

Předpokládejme konvenční supravodič. Pokud ho ochlazujeme a teplota je stále vyšší než T_C , klesá elektrický odpor úměrně s teplotou. Jevy při teplotě T_C jsou popsány ve výše zmíněné **BCS teorii**. Náhlý skok v odporu je způsoben tím, že při teplotě nižší než T_C se vodivostní elektrony párují do tzv. *Cooperových párů* (schematicky na *Obrázku 2.3.2*), což je seskupení dvou elektronů s opačným spinem. Výhodou tohoto systému je to, že se jedná o dvojici fermionů (spin $\frac{1}{2}$) a tedy jako systém se Cooperův pár chová jako boson \Rightarrow neřídí se Pauliho vylučovacím principem. Tyto páry se pak v krystalové mřížce supravodivé látky pohybují bez odporu a důsledkem je tedy nulový elektrický odpor.

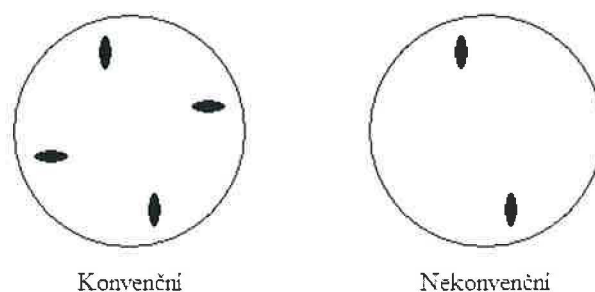


Obrázek 2.3.2 – Pohyb Cooperových párů krystalickou mřížkou

První elektron při průchodu krystalickou mřížkou (*Obrázek 2.3.2a*) ovlivní kladné ionty v ní (*Obrázek 2.3.2b*). Druhý elektron má potom „usnadněn“ průchod po stejné trajektorii v důsledku změněného potenciálu (*Obrázek 2.3.2c*). Tato dvojice elektronů se označuje jako Cooperův pár, jde o vazbu zprostředkovanou krystalovou mřížkou. Vazebná energie elektronových párů je velmi malá, proto se párují jenom při nízkých teplotách. Při těchto podmínkách ($T < T_C$) je energie kmitů mřížky tak nízká, že při srážce elektronu s iontem mřížky nemůže dojít k rozbití Cooperova páru.

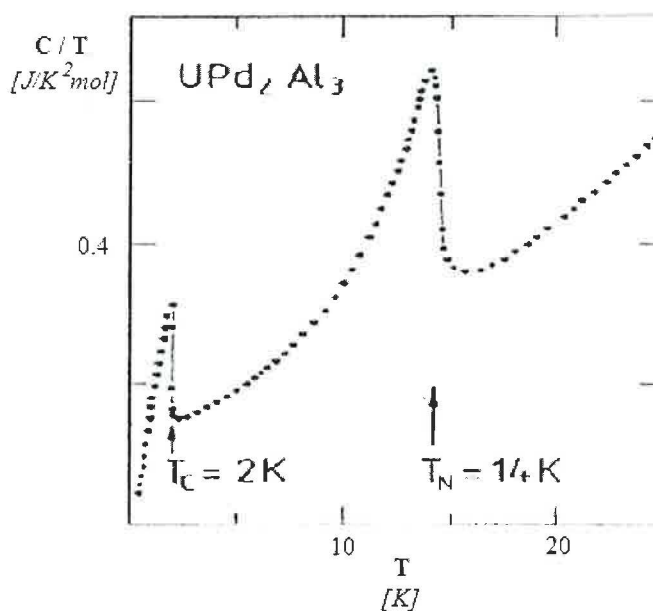
Pro nekonvenční supravodiče ještě nebyla vymyšlena konzistentní teorie, která by popisovala chování těchto materiálů na mikroskopické úrovni. Obecně pro ně však platí, že parametr uspořádání má nižší symetrii než krystalická mřížka (oproti tomu u konvenčních supravodičů má parametr uspořádání plnou symetrii mřížky) – *Obrázek 2.3.3*.

Konkrétně v našem případě se jedná o tzv. „těžko-fermionové supravodiče“ (HFSC – **H**eavy **F**ermion **S**uperconductor) příbuzné sloučenině CePt_3Si . Název je



Obrázek 2.3.3 – Schematické znázornění snížení symetrie pro konvenční (symetrie stejná jako symetrie Fermiho plochy) a nekonvenční (symetrie je nižší) supravodiče.

odvozen z mikroskopického popisu těchto sloučenin. Na jednotlivé částice je nahlíženo jako na kvazi-částice zvané těžké fermiony. Jsou to elektrony, které se v důsledku interakce s lokálními magnetickými momenty chovají tak, jako by měly mnohonásobně větší hmotnost – tzv. *efektivní hmotnost*. Při měření supravodičů toho typu bylo z měrného tepla (konkrétně z velikosti skoku měrného tepla) při teplotě přechodu T_C odvozeno, že tyto těžké kvazi-částice za této teploty přecházejí do vysoce vázaného stavu – *Cooperových párů*. V HFSC byla také objevena koexistence magnetického uspořádání a supravodivého stavu [4], což podle BCS teorie nedovoluje vzniku supravodivosti. Závislost měrného tepla na teplotě sloučeniny UPd_2Al_3 je jako příklad uvedena na Obrázku 2.3.4 (převzato z [5]). Je zde vidět skok měrného tepla jak při přechodu k antiferomagnetickému uspořádání, tak při přechodu do supravodivého stavu.



Obrázek 2.3.4 – Teplotní závislost měrné kapacity pro UPd_2Al_3

Pokud se podrobněji podíváme na parametr uspořádání, můžeme tvrdit, že v supravodivém stavu nemusí existovat ve všech bodech Fermiho plochy. Jak pro konvenční tak pro nekonvenční supravodiče může parametr uspořádání systematicky vymizet na Fermiho ploše. Pokud se tomu tak stane, fyzikální veličiny už nevykazují předpokládané exponenciální závislosti. Je to způsobené tím, že když vymizí parametr = mezera v excitačním spektru, můžeme k vybuzení elektronu použít jakoukoliv hodnotu energie a tudíž například měrné teplo vykazuje kvadratickou (parametr vymizí podél přímky) nebo mocninou (konkrétně $\sim T^3$, kdy parametr vymizí v určitých bodech na Fermiho ploše) závislost. Příkladem může být sloučenina UPt_3 [5].

Kapitola 3

Experimentální část

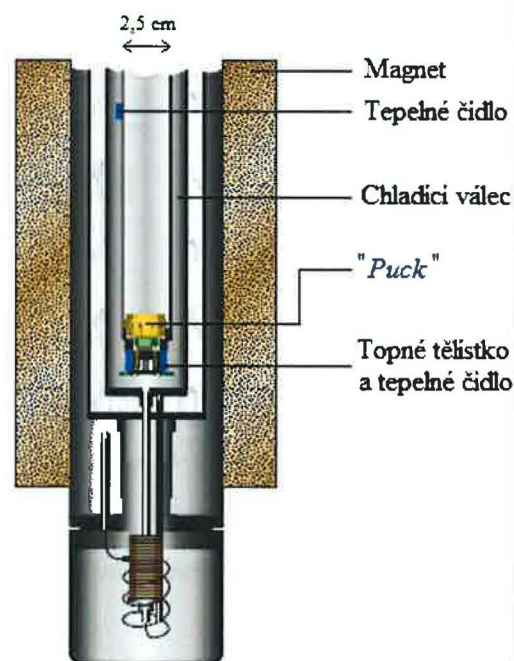
3.1 Měřicí zařízení PPMS

Potřebná data k určení fyzikálních veličin (tepelné kapacity, magnetizace, elektrického odporu) za nízkých teplot jsem získal pomocí zařízení *PPMS* (Physical Property Measurement System) [6] – viz *Obrázek 3.1.1*.

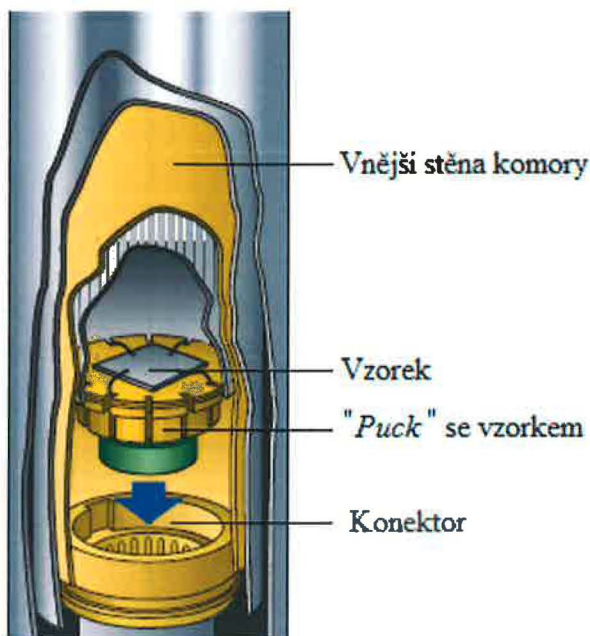


Obrázek 3.1.1 - PPMS

Vlastní měření probíhá v sondě PPMS, jejíž část je znárodněna na *Obrázku 3.1.2*. Pro dosažení nízkých teplot pod 1,9 K se využívá uzavřené cirkulace ^3He . Vakuová pumpa nasává hélium do chladicího válce, kde topná tělíska zahřívají plyn na požadovanou teplotu. To umožňuje přesnou kontrolu teploty uvnitř komory se vzorkem. K měření ve vyšších teplotách se využívá odlišný typ držáku vzorku, tzv. „puck“ – v práci je označen jako „normal puck“.



Obrázek 3.1.2 – spodní část sondy PPMS



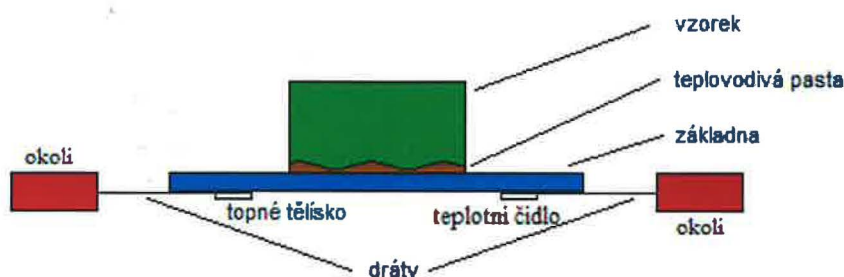
Obrázek 3.1.3 - Komora se vzorkem

Detail komory se vzorkem je na Obrázku 3.1.3. Vzorek je umístěn v *pucku*, který se vkládá do dvanácti-pinového konektoru. Ten je propojen s vlastní elektronikou systému *PPMS*. Plyn z komory byl odčerpán tak, aby pokus probíhal za co nejnižšího tlaku. V našem případě jsme dosáhli tlaku

$$p_{chamber} = (9,36 \pm 0,06) \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$$

3.2 Tepelná kapacita - relaxační metoda

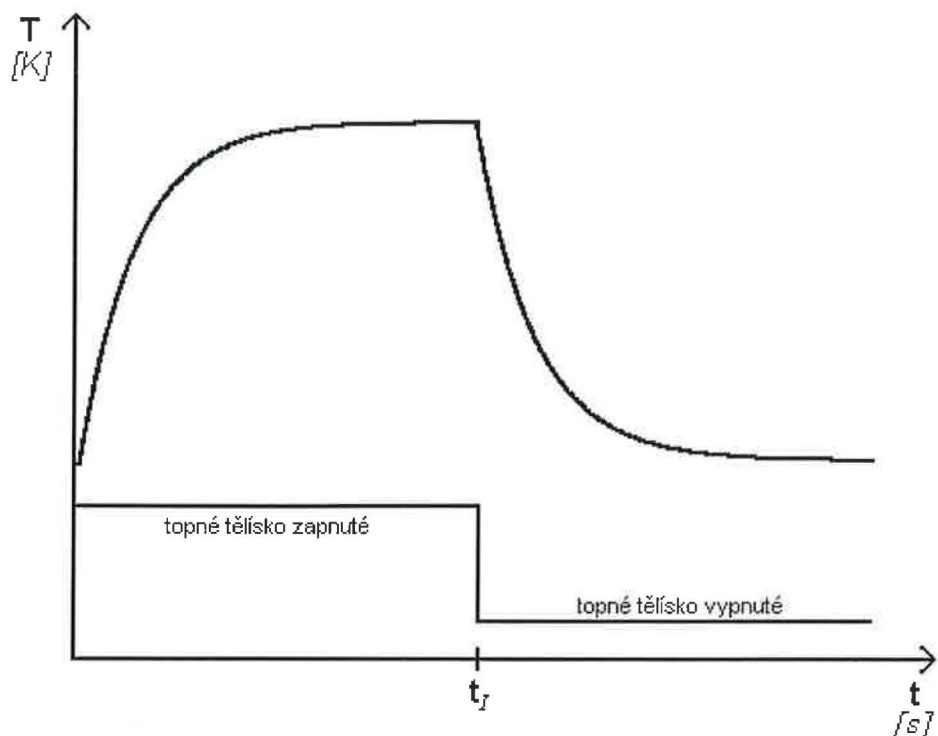
Jednou z možností určení tepelné kapacity vzorku je relaxační metoda. Tuto metodu využívá i *PPMS*. Uspořádání uvnitř *pucku* je znázorněno na Obrázku 3.2.1.



Obrázek 3.2.1 – Uchycení vzorku

Jak je vidět na obrázku, je vzorek umístěn na základně, mezi tyto dva elementy je vložena teplovodivá pasta (Apezion N) z důvodu nedokonalého doléhání vzorku. Dále je na základně připevněn teplotní čidlo a topné tělísko, které zprostředkovává tepelné pulsy. Vše je umístěno ve vakuu.

V relaxační metodě je vyslán tepelný puls po dobu t_I o hodnotě P_I (viz Obrázek 3.2.2).



Obrázek 3.2.2 – Průběh $T(t)$ při relaxační metodě

Po vypnutí tepelného pulsu přejde systém (základna – Apezion – vzorek) do tepelné rovnováhy s okolím (je zprostředkováno tepelnými rezervoáry). Tepelný přenos je umožněn díky propojení systému s rezervoárem pomocí drátků se známou tepelnou vodivostí (viz Obrázek 3.2.1). Požadovaná tepelná kapacita je získána z dat aproximačně pomocí modelu 1.2.1.

$$T(t) = \begin{cases} T_{zapnuto}(t) = \frac{P_I}{C_{system}} \cdot \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + T_{res} & 0 \leq t \leq t_I \\ T_{vypnuto}(t) = \frac{P_I}{C_{system}} \cdot \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \cdot e^{-\frac{(t-t_I)}{\tau}} + T_{res} & t > t_I \end{cases} \quad (3.2.1)$$

kde $\tau = \frac{C_{system}}{k_{wire}}$ (k_{wire} je známá tepelná vodivost drátků)

T_{res} je teplota rezervoárů

C_{system} je měrná tepelná kapacita systému základna – Apezion – vzorek.

Známé jsou hodnoty P_I a t_I , neznámé jsou pak k_{wire} , T_{res} a C_{system} . Ty můžeme získat minimalizací difference mezi naměřenými hodnotami a hodnotami teoretickými získanými z modelu 3.2.1 pro časy t_i .

Zjištěná hodnota C_{system} zahrnuje tepelnou kapacitu základny i Apezionu. Tepelnou kapacitu vzorku C_{sample} určíme tak, že si proměříme pouze základnu s Apezionem. C_{sample} pak stanovíme jako rozdíl mezi C_{system} a kalibrační hodnotou. Přesnost takto určené tepelné kapacity našeho vzorku velmi závisí na velikosti podílu C_{sample} / C_{system} . V našem konkrétním případě (za nízkých teplot) byla v C_{system} převládající složka C_{sample} , proto lze tepelnou kapacitu Apezionu zanedbat a bez újmy na přesnosti používat kalibrační měření pouze se základnou.

3.3 Měření magnetizace a a.c. susceptibility

K určení fázových přechodů můžeme využít teplotní a polní závislost střídavé a stejnoměrné magnetické susceptibility χ_{AC} a χ_{DC} [7].

V případě určení stejnosměrné susceptibility, resp. magnetizace je vzorek umístěn ve stejnosměrném magnetickém poli. Vzhledem k tomu, že pole je v čase konstantní, nezískali bychom žádný signál ze vzorku, jak plyne s Faradayova zákona

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (3.3.1)$$

Proto je třeba vzorkem ve vnějším magnetickém poli pohybovat. Oproti tomu při měření střídavé susceptibility je vzorek pevně uchycen a je umístěn do magnetického pole s harmonickým průběhem v čase. V tomto případě pak pracujeme s komplexní susceptibilitou, resp. jejími složkami χ' a χ'' danými vztahem

$$\chi_{AC} = \chi' + i\chi'' \quad (3.3.2)$$

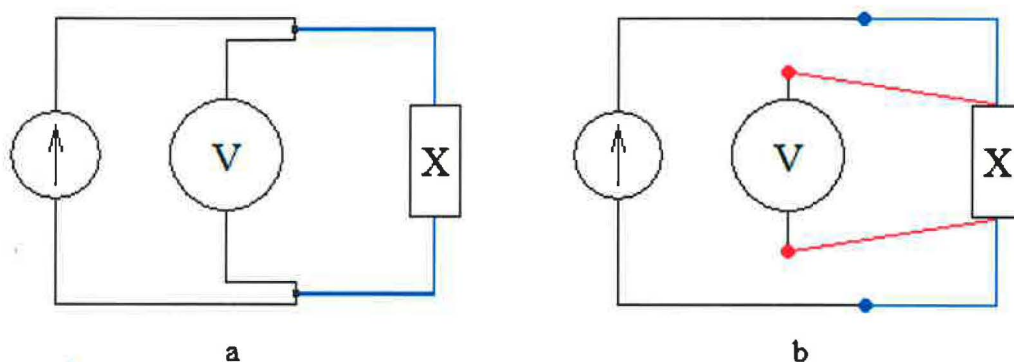
3.4 Měření elektrického odporu

Pro měření elektrického odporu se využívá několik metod. Nejvíce používané jsou metody *dvoubodová* a *čtyřbodová*.

Dvoubodová metoda (*Obrázek 3.4.1a*) využívá uchycení vzorku pomocí dvou přívodních drátů. Zde nastává problém, pokud nemůžeme elektrický odpor přívodních drátů zanedbat vůči elektrickému odporu měřeného prvku. Při měření elektrického odporu supravodičů není tato podmínka splněna, proto musíme využít jiné metody.

Čtyřbodová metoda (Obrázek 3.4.2b) má výhodu v tom, že můžeme zvlášť připojit napětí ze zdroje a přívodní kabely k voltmetru. V případě, že tyto dráty připojíme přímo na měřený vzorek, dostaneme hodnotu elektrického odporu (resp. elektrické napětí) přímo na vzorku. Pro měření elektrického odporu byla v rámci práce využita metoda čtyřbodová.

Při měření elektrického odporu u vzorku CePt_3Si a $\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}$ byly zvoleny charakteristiky střídavého proudu : $f = (30 - 40) \text{ Hz}$, $A = 0,5 \text{ mA}$, kde f značí frekvenci a A amplitudu aplikovaného elektrického proudu. Hodnota amplitudy byla zvolena dostatečně nízká, protože k měření docházelo za nízkých teplot a vzorek se při průchodu proudem zahřívá – vzniká Jouleovo teplo.



Obrázek 3.4.1 – Dvoubodové a čtyřbodové zapojení vzorku X

Kapitola 4

Výsledky měření a diskuze

4.1 Měřené vzorky

Pro své experimenty jsem vybral dvě sloučeniny s různými chemickými substitucemi. Prvním ze vzorků je CePt_3Si (nežíhaný). Je to první látka bez středu symetrie v krystalové mřížce, u které byla nalezena koexistence magnetického uspořádání a supravodivosti [8],[9]. V případě tohoto vzorku jsem měřil elektrický odpor a měrné teplo při nízkých teplotách. Stejně charakteristiky jsem určoval i pro různé substituce [10] některých prvků, konkrétně $\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}$ (žíhaný) a $\text{CePt}_{2,75}\text{Pd}_{0,25}\text{Si}$ (nežíhaný). Druhým vzorkem pak byl $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (žíhaný i nežíhaný) [11],[12]. Tento materiál je zvláštní v tom, že se u něj vyskytuje kromě supravodivého přechodu i několik druhů magnetických přechodů, nicméně se nejedná a těžko-fermionový materiál. V tomto případě jsem substituoval 0,05 niklu mědí, tedy jsme testovali vzorek $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$ (nežíhaný). Vzorky byly připraveny v technologické laboratoři KFKL.

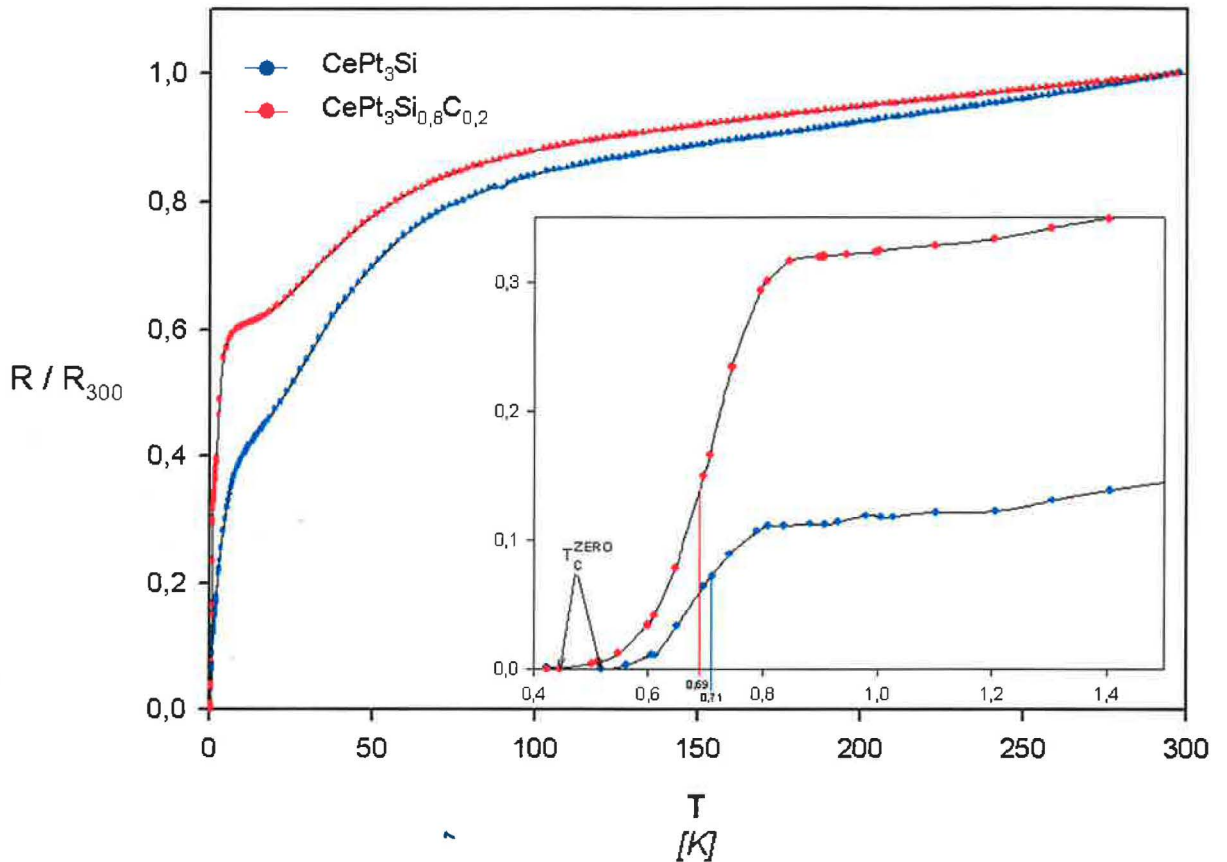
4.2 CePt_3Si a jeho substituce

U vzorků CePt_3Si a $\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}$ jsem proměřil teplotní závislost elektrického odporu v intervalu teplot $T_{\text{MIN}} = 0,4 \text{ K}$ a $T_{\text{MAX}} = 300 \text{ K}$. Teploty mezi 0,4 K a 2 K byly dosaženy pomocí cirkulace ^3He , viz kapitola 3.1. Abych mohl hodnoty kvalitativně porovnat, jsou odpory přepočítány na hodnotu elektrického odporu při teplotě 300 K, nebo-li je na *Obrázku 4.2.1* vynesena závislost $\frac{R}{R_{300}}$ na $T [K]$, kde R značí změřený odpor a R_{300} odpor při teplotě $T = 300 \text{ K}$. Měření probíhalo bez přítomnosti vnějšího magnetického pole, tj. $B = 0 \text{ T}$.

Na obrázku je detail výše zmíněné závislosti pro teploty, při nichž dochází k supravodivému přechodu (konkrétně jde o teploty mezi 0,4 K a 1,5 K). Teplotu přechodu T_C jsem určil v polovině výšky spádu křivky elektrického odporu (na obrázku naznačeno modrou a červenou úsečkou pro jednotlivé vzorky) jako

$$T_C^{\text{CePt}_3\text{Si}} = 0,71 \text{ K}$$

$$T_C^{\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}} = 0,69 \text{ K}$$



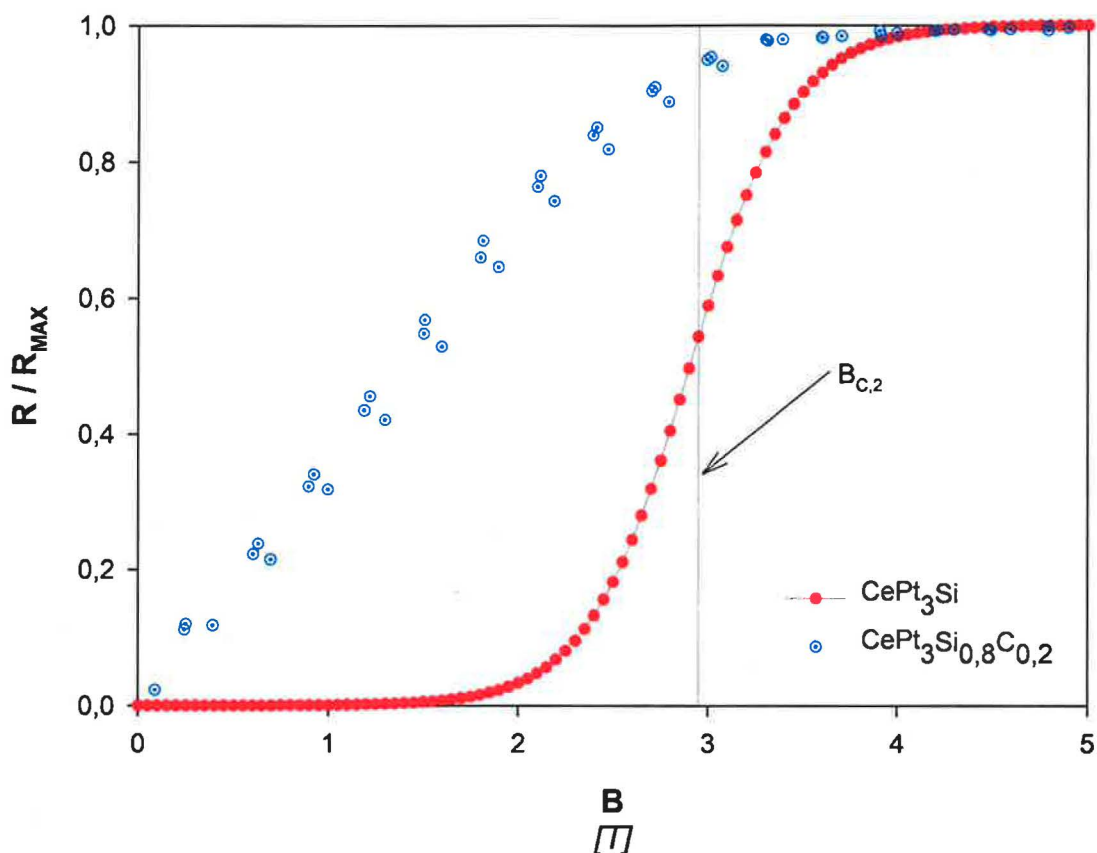
Obrázek 4.2.1 – Teplotní závislost vzorků $CePt_3Si$ a $CePt_3Si_{0,8}C_{0,2}$ při $B = 0 T$

Při těchto teplotách však není elektrický odpor nulový, proto nemůže mluvit o tom, že je vzorek zcela v supravodivém stavu. Část vzorku je v supravodivém stavu, zbytek se nachází stále v normálním stavu. Pokud bychom chtěli určit teplotu, při níž je celý vzorek supravodivý, museli bychom za teplotu brát hodnoty naznačené na Obrázku 4.2.1. V našem případě by se jednalo konkrétně o *teploty, při nichž je celý vzorek v supravodivém stavu.*

$$T_C^{ZERO}(CePt_3Si) = 0,52 K$$

$$T_C^{ZERO}(CePt_3Si_{0,8}C_{0,2}) = 0,45 K$$

Supravodivý stav je ovlivněn vnějším magnetickým polem, proto je i elektrický odpor závislý na B . Tuto závislost lze určit tak, že proměříme odpory vzorků v závislosti na magnetických polích. Na Obrázku 4.2.2 je závislost $B[T]$, kde R je změřený elektrický odpor, R_{MAX} je elektrický odpor při maximální hodnotě magnetického pole a měření obou vzorků probíhalo při teplotě $T = 0,4 K$.



Obrázek 4.2.2 – Závislost odporu vzorků $CePt_3Si$ a $CePt_3Si_{0,8}C_{0,2}$ na vnějším magnetickém poli B

Pro určení polní závislosti elektrického odporu se využívá magnetorezistance, což je procentuálně vyjádřená veličina, kde R_0 je hodnota odporu při nulovém magnetickém poli. Vzhledem k tomu, že pro danou teplotu se vzorek nachází v supravodivém stavu a jeho elektrický odpor je tedy prakticky nulový, pak by jakákoliv odchylka od skutečné hodnoty R_0 vedla k chybě podílu pro MR . Proto jsem se rozhodl změřený elektrický odpor vztahovat k jeho maximální hodnotě.

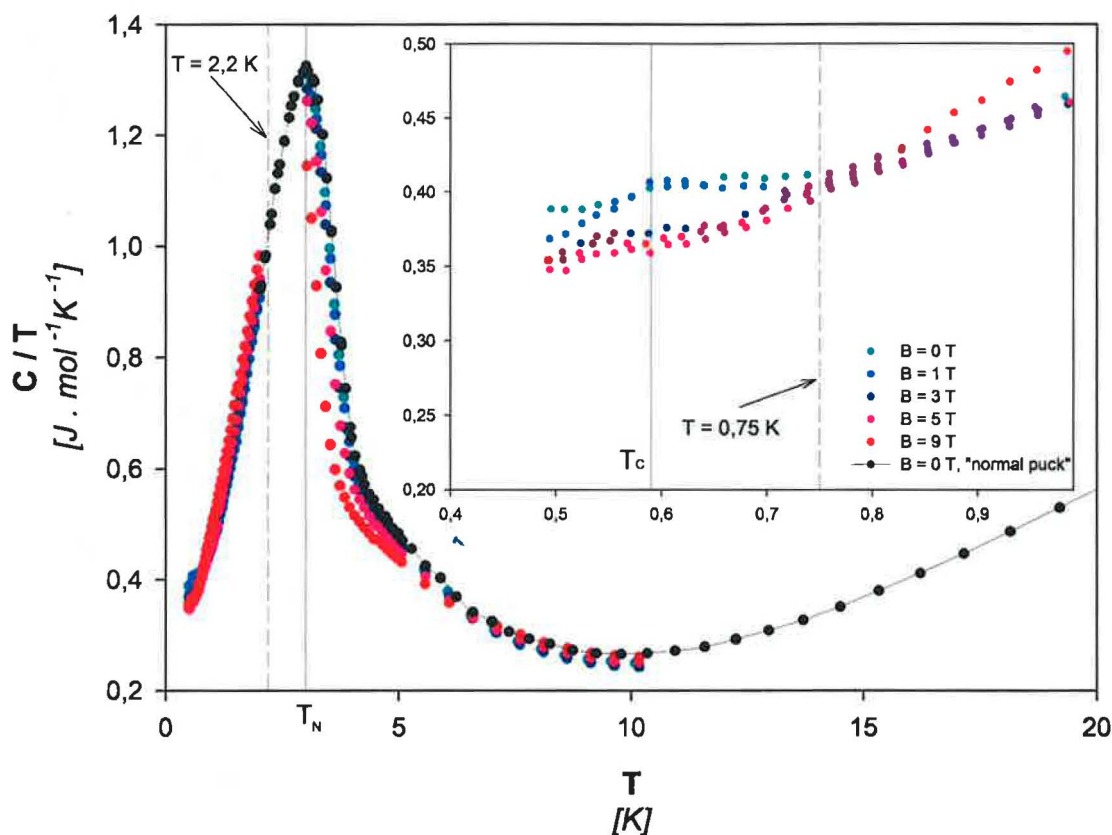
Z obrázku také můžeme určit kritické magnetické pole $B_{C,2}$, jehož hodnota vyjde

$$B_{C,2}^{CePt_3Si} = 2,95 T$$

U substituovaného vzorku nelze jednoznačně (s dostatečně malou chybou) určit kritické magnetické pole. Je to způsobeno odlišným průběhem křivky. Můžeme si však všimnout, že kritické pole se snížilo oproti $CePt_3Si$ a přechod do supravodivého stavu je zde mnohem pozvolnější (křivka má mnohem větší šířku skoku).

Odlišný tvar průběhu závislosti na *Obrázku 4.2.2* je způsoben několika faktory. Dominantní jsou substituční efekt uhlíku a vyšší nehomogenita a strukturní neuspořádanost vzorku, která způsobuje nehomogenitu potlačení supravodivého stavu při zvyšujícím se magnetickém poli.

Posledním vzorkem byl $\text{CePt}_{2,75}\text{Pd}_{0,25}\text{Si}$. Pro něj jsem měřil závislost měrného tepla na teplotě v různých magnetických polích. Výsledky jsou znázorněny na *Obrázku 4.2.3*. Do obrázku je opět vložen detail pro nízké teploty.



Obrázek 4.2.3 – Teplotní závislost tepelné kapacity vzorku $\text{CePt}_{2,75}\text{Pd}_{0,25}\text{Si}$.

Na obrázku si můžeme všimnout „skoku“ měrného tepla při teplotě $T_N = 3 \text{ K}$. Dochází při ní k fázové změně, konkrétně k přechodu z paramagnetického stavu (pro $T > T_N$) do antiferomagnetického stavu ($T < T_N$). Pokud tuto hodnotu srovnáme s teplotou T_N pro původní vzorek CePt_3Si ($T_N = 2,2 \text{ K}$, viz [8]), můžeme si všimnout, že po substituci došlo ke zvýšení teploty přechodu do antiferomagnetické fáze.

Ze zvětšení grafu pro malé teploty můžeme naopak určit teplotu přechodu do supravodivého stavu. Při ní nedochází k tak výraznému skoku měrného tepla jako

v předchozím případě, přesto se dá určit, že $T_C = 0,59 \text{ K}$. Chceme-li opět zjistit, jestli došlo k posunu teploty přechodu, a srovnáme námi zjištěnou hodnotu s teplotou $T = 0,75 \text{ K}$ (viz [7]), zjistíme, že došlo ke *snížení* kritické teploty pro supravodivý přechod.

Z měření polní a teplotní závislosti elektrického odporu jsem zjistil, že kritická teplota pro přechod do supravodivého stavu se pro substituované vzorky snižuje. Pravděpodobně je to způsobeno narušením struktury supravodivé sloučeniny způsobené právě chemickou substitucí nějakého prvku. Hodnota kritického magnetického pole se také po substituci snižuje. Příčina je stejná jako u kritické teploty – narušení struktury supravodivého materiálu.

Ze závislosti měrného tepla na teplotě jsem mohl určit nejen přechod do supravodivého stavu, ale také přechod magnetický. Pro kritickou hodnotu platí výše uvedené zjištění – pro substituovaný materiál má nižší hodnotu. Oproti tomu kritická teplota magnetického přechodu T_N je po substituci paladia za platinu zvýšila. V důsledku toho můžeme usuzovat, že supravodivý přechod je v substituovaném vzorku potlačen z důvodu „snadnějšího“ přechodu do antiferomagnetického uspořádání.

4.3 HoNi₂B₂C a jeho substituce

U těchto vzorků jsem studoval teplotní závislost měrného tepla a polní a teplotní závislosti stejnoměrné a střídavé susceptibility. Způsob měření těchto veličin je ve článku 3.2, resp. 3.3.

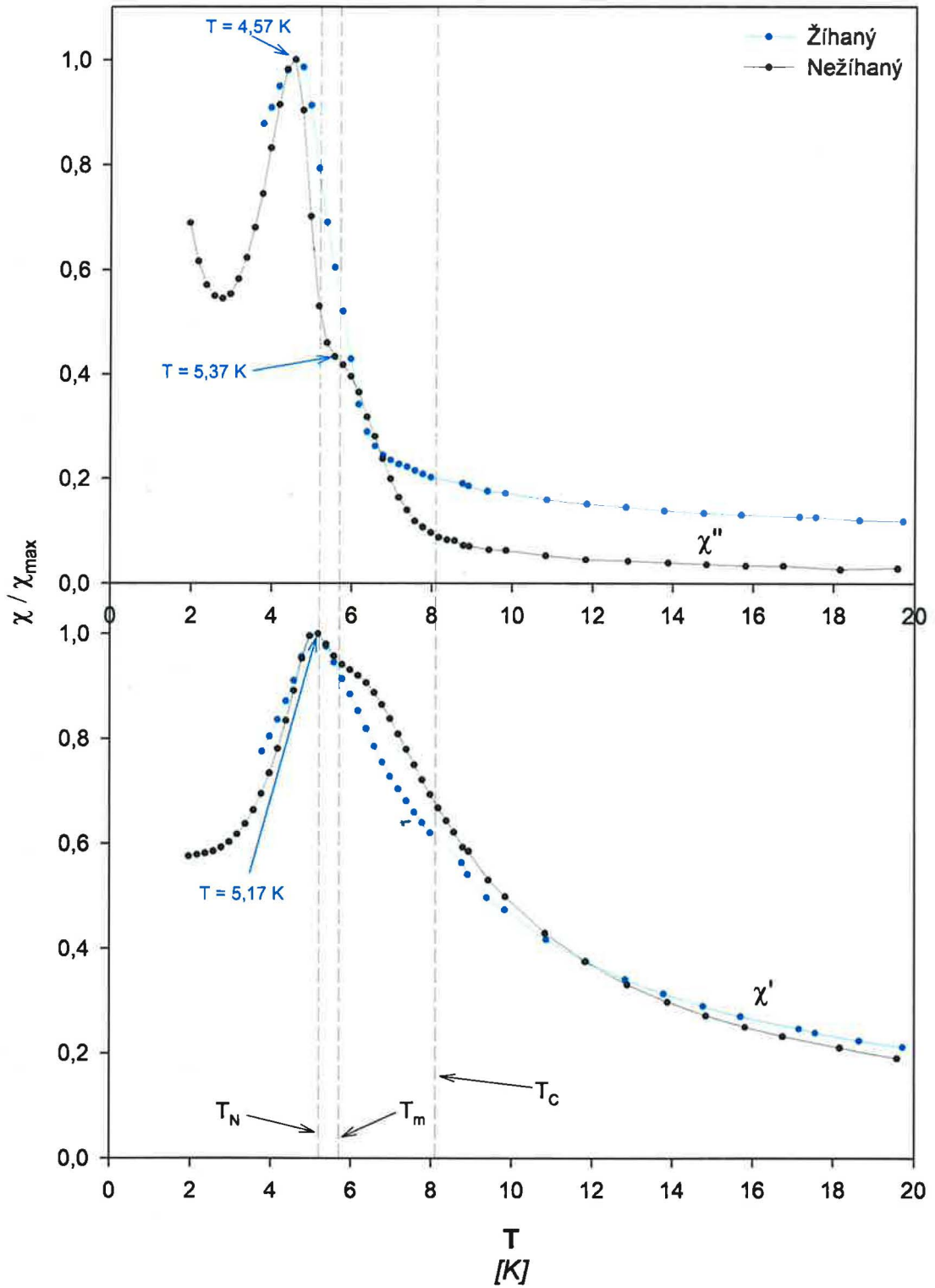
HoNi₂B₂C

Pro určení kritických teplot pro přechod materiálu z jednoho stavu do jiného jsem určil závislost χ_{AC} na teplotě v nulovém magnetickém poli – pro žíhaný i nežíhaný vzorek. Ta je zobrazena na Obrázku 4.3.1. Vynesl jsem relativní hodnotu susceptibility vztaženou k maximální hodnotě. Na takto zobrazené závislosti jsou pak lépe vidět změny veličiny a tím pádem i skoky, resp. anomálie susceptibility.

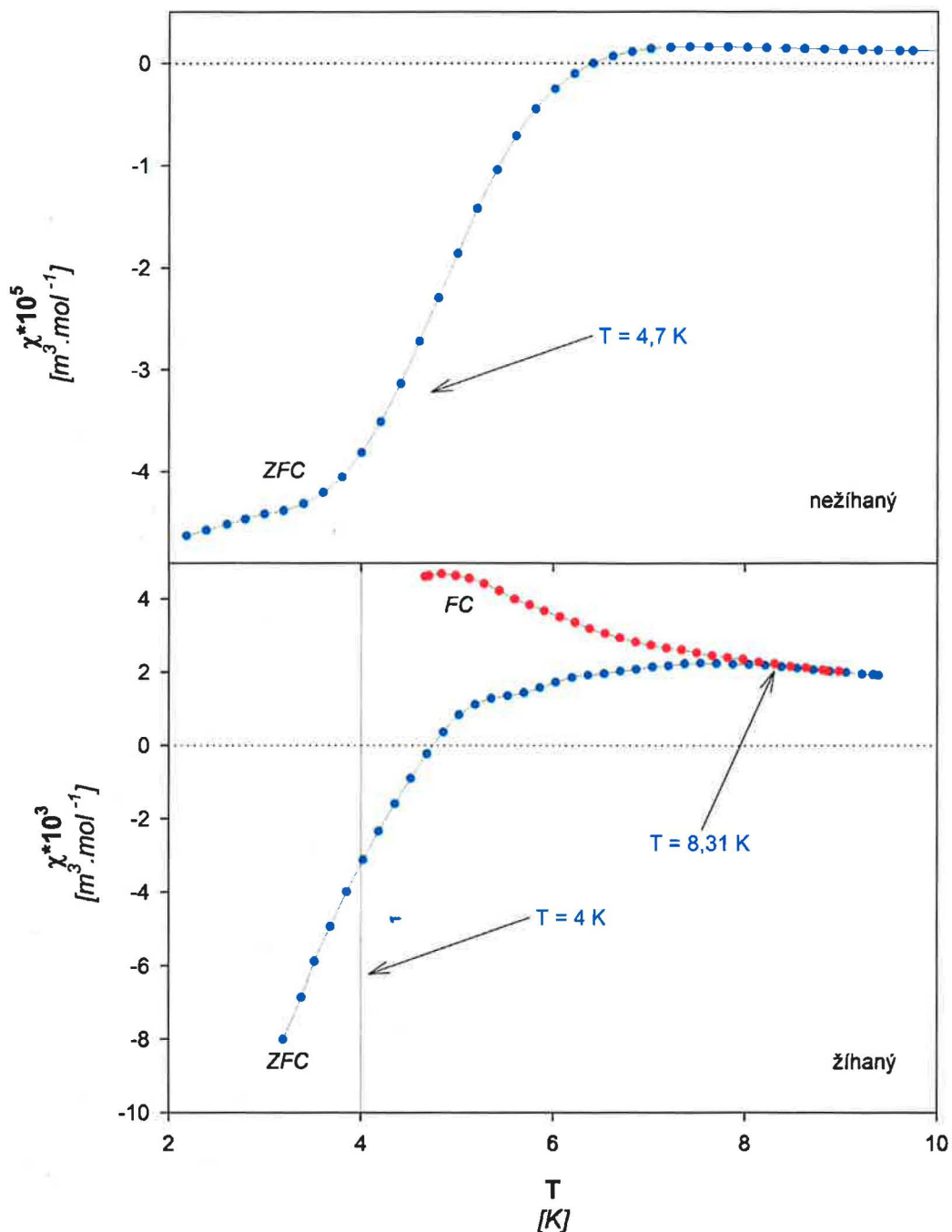
Do grafu jsem také čárkovaně vynesl předpokládané teploty fázových přechodů [10] a označil jsem je T_N , T_m a T_C . Z dat je pak možno určit teploty, které odpovídají anomálii susceptibility – jsou vyznačeny modře. Pro reálnou složku jsme našli pouze jednu anomálii a to při $T = 5,17 \text{ K}$, která se dobře shoduje s předpokládanou teplotou pro T_N . Podíváme-li se ovšem na imaginární složku

susceptibility, vidíme, že jedné anomálii odpovídá teplota $T = 4,57 \text{ K}$. Ta je nejnižší z nalezených skoků χ_{AC} , proto bychom za Néelovu teplotu měli považovat tuto hodnotu. Další, ale už méně výrazná anomálie nastává při teplotě $T = 5,37 \text{ K}$. Vzhledem k tomu, že v této oblasti jsou relativní hodnoty susceptibility přibližně poloviční, mohlo dojít k situaci, že je anomálie částečně překryta dalším skokem v susceptibilitě. Pokud toto vezmeme v úvahu, můžeme předpokládat, že by maximum nastalo při stejné teplotě jako u reálné části, tj. $T = 5,17 \text{ K}$. Tato hodnota by pak odpovídala teplotě T_m , která odpovídá změně v magnetickém uspořádání [11],[12]. Teplota přechodu do supravodivého stavu nebyla na střídavé susceptibilitě pozorována. Opět je pravděpodobný důvodem překrytí anomálií. Průběh susceptibility nežíhaného vzorku se dobře shoduje s žíhaným při teplotách určených na obrázku ($T = 4,57 \text{ K}$ a $T = 5,17 \text{ K}$). Můžeme si ovšem taky všimnout, že v případě žíhaného vzorku dochází ke strmějšímu nárůstu susceptibility. To je způsobené větší homogenitou vzorku a tedy menším intervalem teplot, v němž k přechodu dochází.

U stejnoměrné susceptibility jsem opět zjistil teplotní závislost v nulovém vnějším magnetickém poli. Tentokrát jsem však na Obrázku 4.3.2 použil její absolutní hodnoty (až na konstantu 10^5 , resp. 10^3). V případě nežíhaného vzorku jsem pozoroval spád susceptibility, jehož teplotu jsem určil jako $T = 4,7 \text{ K}$. Podle [11] je nejvýraznější skok susceptibility u přechodu pro T_N , proto výše zjištěnou hodnotu můžeme za Néelovu teplotu považovat. Jiný přechod (včetně supravodivého) nebyl z této závislosti zjištěn. Pro žíhaný vzorek jsem měřil závislost pro případ *ZFC* i *FC*. Zkratka *(Z)FC* značí „(Zero) *Field Cooled*“ – ochlazení vzorku v (ne)nulovém magnetickém poli. Pro vyšší teploty mají obě křivky stejný průběh. Při nižších teplotách dochází k rozdílu mezi jednotlivými průběhy. V případě *ZFC* je vzorek ochlazen v nulovém vnějším magnetickém poli a pro dostatečně nízké teploty přejde do supravodivého stavu. Poté je zapnuto vnější magnetické pole a se zvyšováním teploty vzorek postupně přechází zpět do normálního stavu. Oproti tomu při *FC* vzorek nepřejde do supravodivého stavu kvůli vnějšímu magnetickému poli, které je přítomno při ochlazování vzorku. Z této úvahy můžeme vyvodit, že teplota, při níž se křivky pro různé zachlazení vzorku rozštěpí, je počátek přechodu vzorku do supravodivého stavu v magnetickém poli. Proto lze ze závislosti určit teplotu, kdy začíná vzorek přecházet do supravodivého stavu $T_C^{onset} = 8,31 \text{ K}$, kde *onset* značí počátek supravodivého stavu.

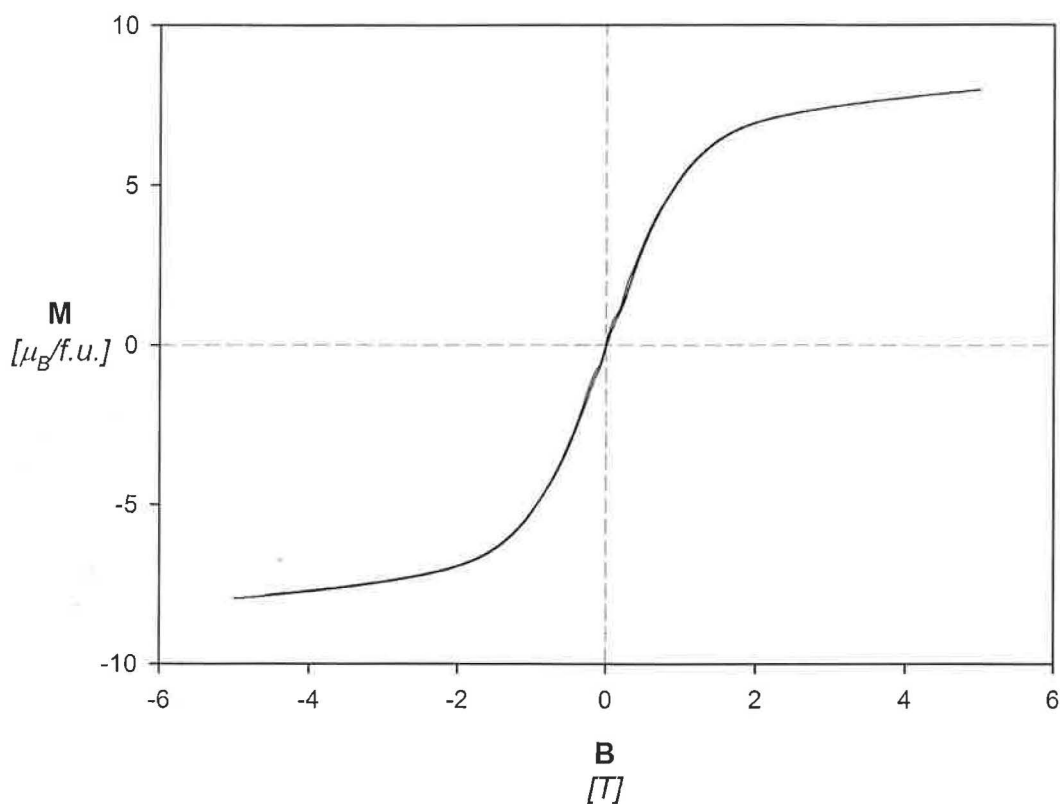


Obrázek 4.3.1 – Teplotní závislost střídavé susceptivity pro $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$



Obrázek 4.3.2 – Teplotní závislost stejnoměrné susceptibility pro $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$

Jako poslední jsem u $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ určil magnetizační křivku, tj. závislost magnetizace vzorku M na vnějším magnetickém poli B při teplotě $T = 2 \text{ K}$ – Obrázek 4.3.3. Magnetizace je určena v jednotkách $\frac{\mu_B}{f.u.}$, kde μ_B značí Bohrov magneton a $f. u.$ je *formula unit*, nebo-li na vzorcovou jednotku. Blízko počátku si můžeme všimnout nepatrného rozštěpení křivky způsobeného intrinsickou hystezí (v souladu s výsledky publikovanými v literatuře).



Obrázek 4.3.3 – Magnetizační křivka pro $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$

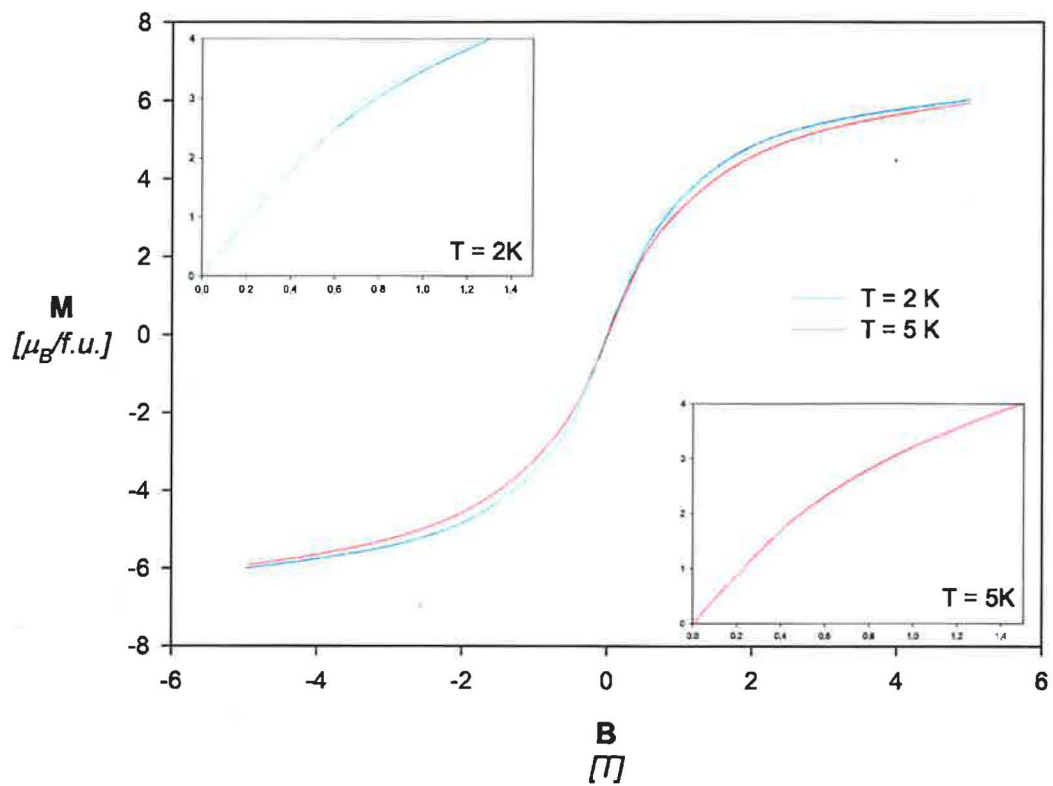
$\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$

V případě vzorků dopovaného mědi, tedy $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$, jsem měřil magnetizační křivku při dvou různých teplotách 2 K a 5 K - *Obrázek 4.3.4*. Lze pozorovat rozdílné rozštěpení (hysterezi) pro různé teploty. Pro nižší teploty je (jak je vidět na detailu grafu) hystereze dle očekávání mnohem větší.

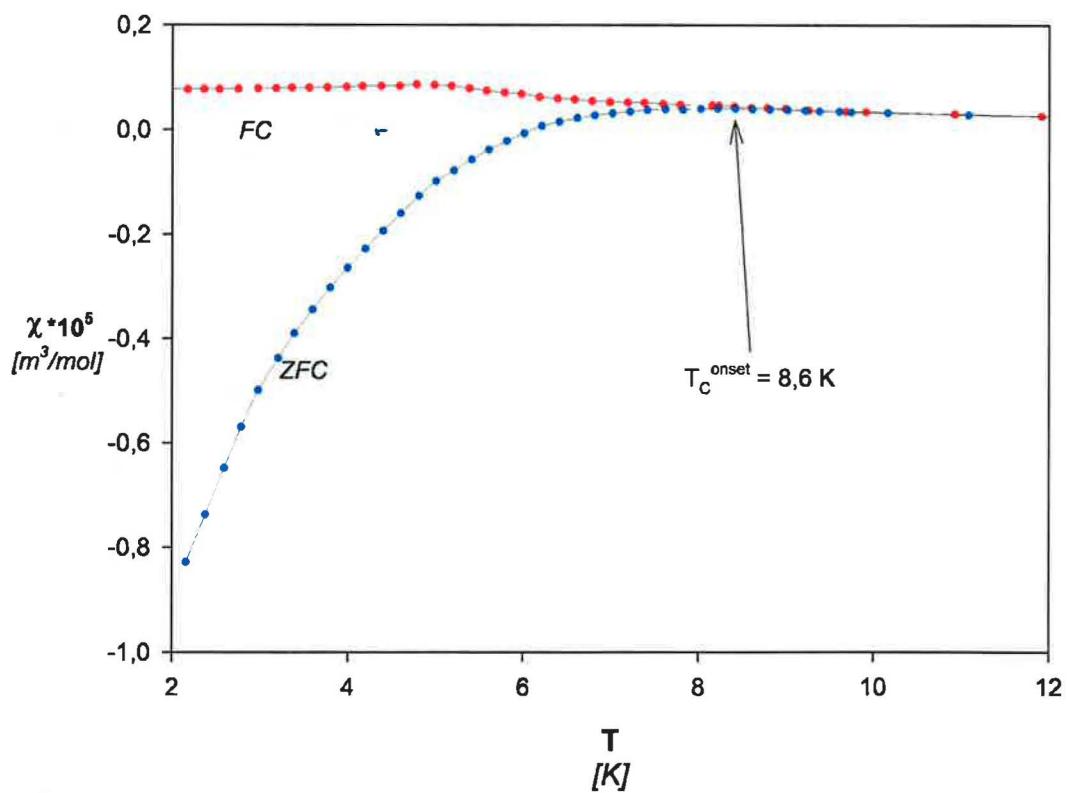
Dále jsem určil stejnoměrnou susceptibilitu v závislosti na teplotě v různých vnějších magnetických polích. Prvním polem bylo $B = 0,01 \text{ T}$ - *Obrázek 4.3.5*

Z grafu jsem určil (jako v případě $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$) $T_C^{onset} = 8,6 \text{ K}$

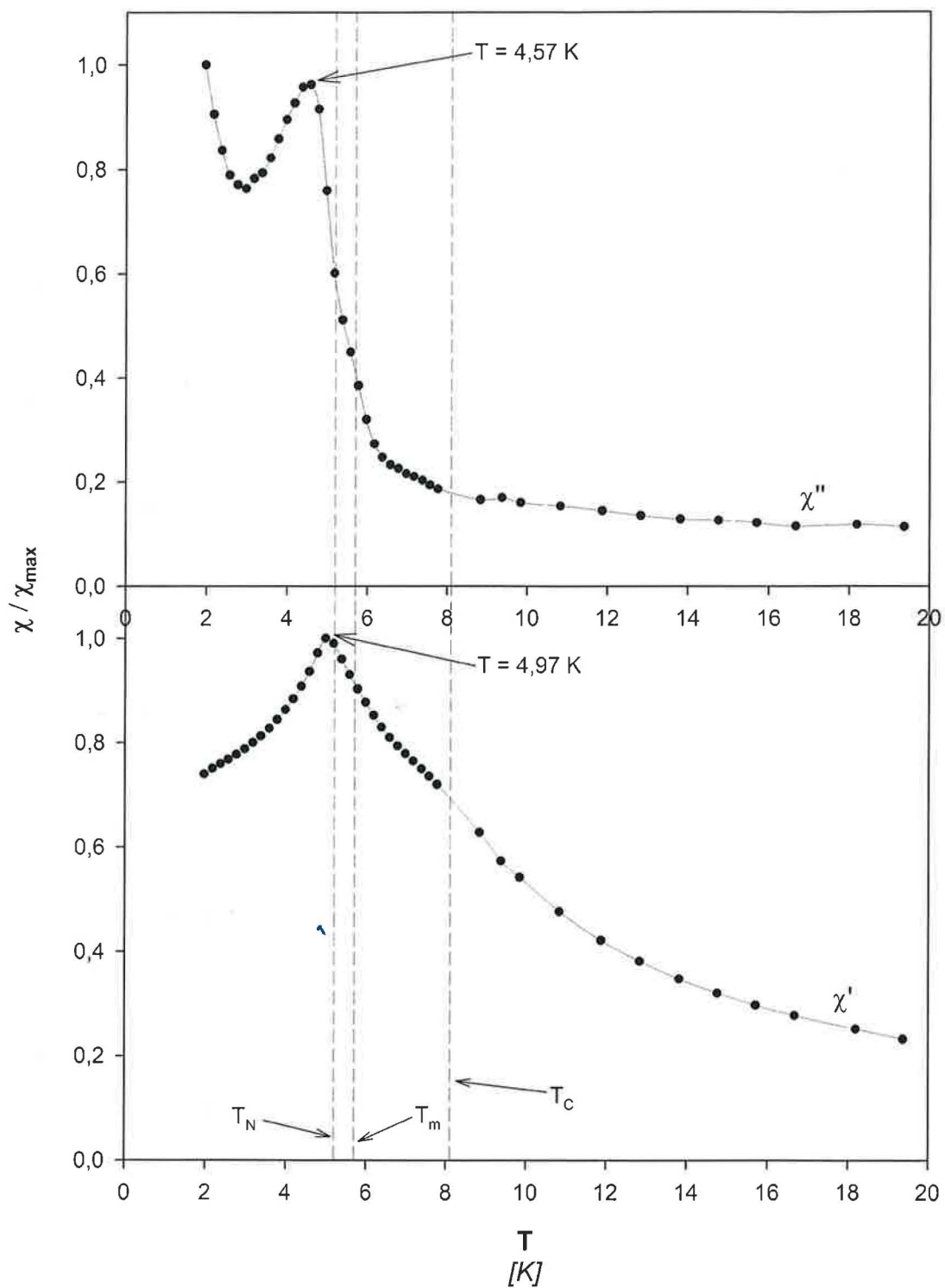
Střídavá susceptibilita χ_{AC} v závislosti na teplotě v nulovém magnetickém poli je na *Obrázku 4.3.6*. Z těchto dat jsem určil dvě teploty. První z nich, $T = 4,57 \text{ K}$, odpovídá zjištěné teplotě T_N pro nedopovaný vzorek, proto i tuto hodnotu přiřadíme přechodu do antiferomagnetického stavu. Druhou teplotou je $T = 4,97 \text{ K}$ a ta tedy odpovídá výše zmíněné teplotě T_m pro $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$. Na obrázku jsou opět pro porovnání vyneseny teploty přechodů $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ určené v [11].



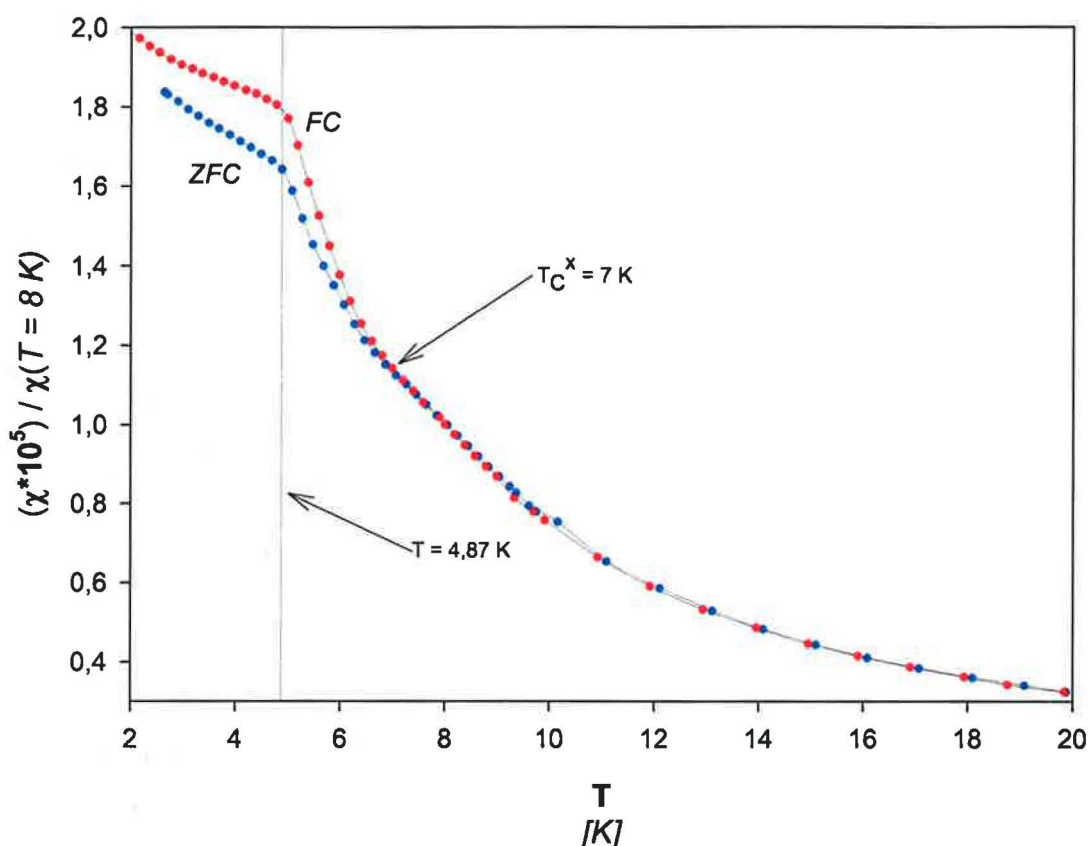
Obrázek 4.3.4 - Magnetizační křivka pro $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$



Obrázek 4.3.5 – Stejněměrná susceptibilita v poli $B = 0,01 \text{ T}$



Obrázek 4.3.6 – Složky střídavé susceptibility v závislosti na teplotě pro $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$



Obrázek 4.3.7 – Relativní stejnoměrná susceptibilita v poli $B = 0,005 \text{ T}$

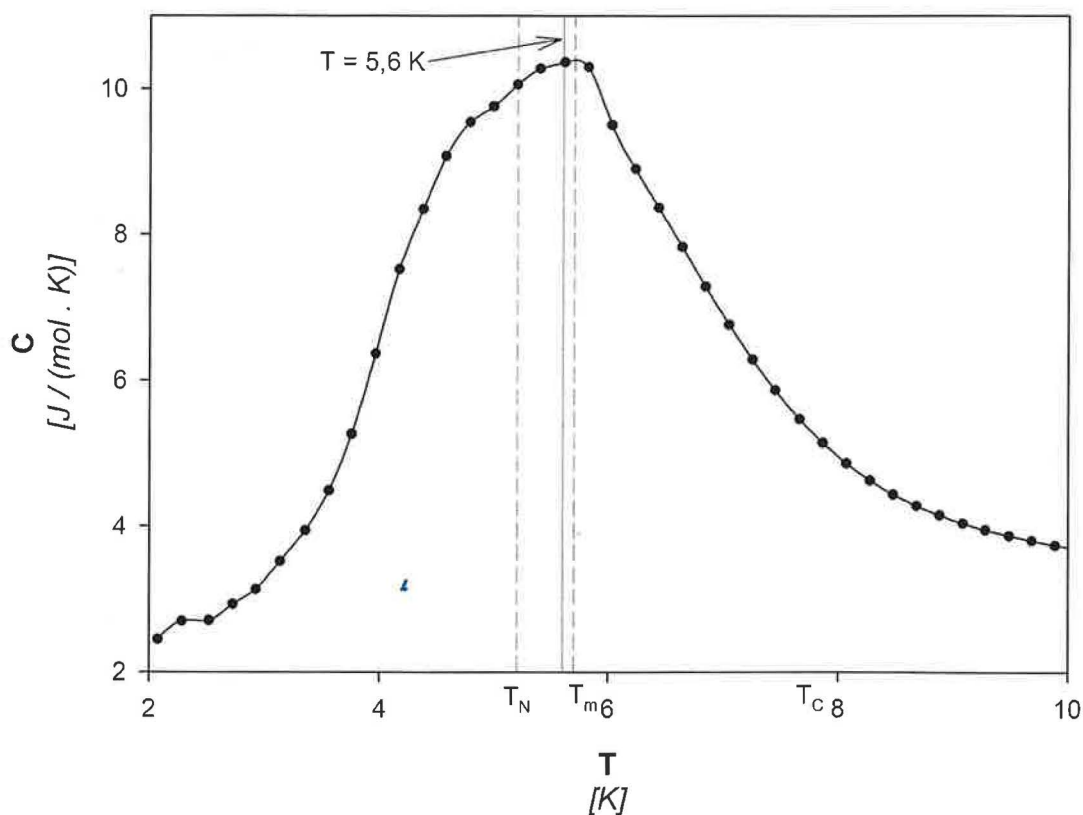
V dalším magnetickém poli $B = 0,005 \text{ T}$ je situace složitější. Nemohl jsem vynést přímou závislost susceptibility na teplotě jako v předchozím případě, ale musel jsem ji vztáhnout na hodnotu v určité teplotě – tu jsem zvolil $T = 8 \text{ K}$. Tento postup byl zapotřebí, protože pro vyšší teploty hrálo velkou roli diamagnetické pozadí držáku vzorku. Výsledná data jsou vynesena na *Obrázku 4.3.7*.

Na obrázku jsou znázorněné dvě teploty. První, $T = 4,87 \text{ K}$, odpovídá anomálii v susceptibilitě a můžeme jí přiřadit k magnetickému fázovému přechodu. Druhá teplota označená jako $T_C^X = 7 \text{ K}$ neodpovídá jako v předchozím případě počátku přechodu do supravodivého stavu, ale jak si můžeme všimnout, předchází jí (směrem z vyšších teplot) spád susceptibility. Proto je nemožné určit počátek přechodu vzorku do supravodivého stavu z této závislosti. Můžeme ale tvrdit, že při této teplotě je část vzorku v supravodivém stavu.

Další odlišnost od případu, kdy vnější pole mělo velikost $B = 0,01 \text{ T}$, je skutečnost, že hodnoty susceptibility pro FC nabývají menších (větších pro relativní zobrazení v grafu) hodnot než pro ZFC. Je to způsobeno

nehomogenitami ve vzorku a navíc je vnější magnetické pole tak malé, že není prakticky rozdíl mezi chlazením vzorku v FC nebo ZFC.

Dalším způsobem, jak určit fázové přechody, je teplotní závislosti měrné tepelné kapacity – viz *Obrázek 4.3.8*. Vzhledem k tomu, že se jedná o nežíhaný vzorek, nemá tato závislost očekávaný tvar [10] a můžeme z ní určit pouze jednu teplotu přechodu, jejíž hodnota je $T = 5,6 \text{ K}$. Na obrázku jsou zobrazeny i hodnoty zjištěné v experimentu popsáném v [10]. Teplota blízká určené hodnotě odpovídá teplotě přechodu T_m , ale pokud uvažíme velikosti skoků měrného tepla při jednotlivých přechodech, musíme dojít k závěru, že hodnota 5,6 K odpovídá v našem případě Néelově teplotě T_N .



Obrázek 4.3.8 – Závislost měrného tepla $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$ na teplotě

Na teplotní závislosti střídavé susceptibility je jasně vidět magnetický přechod do antiferomagnetického uspořádání. Tato fázová změna je ve vzorku dominantní. Plyne to z toho, že ostatní přechody, které byly očekávány, jsou překryty anomálií při teplotě T_N . Pro rozdíl mezi žíhaným a nežíhaným vzorkem obecně platí, že v žíhaném vzorku dochází k fázovému přechodu v menším intervalu teplot.

Z grafu teplotní závislosti stejnoměrné susceptibility (Obrázek 4.3.2) si můžeme všimnout, že opět dochází ke zvýšení teploty přechodu látky do antiferomagnetického uspořádání po chemické substituci.

Pro substituovaný vzorek se tvar závislosti moc neliší od „původního“, přesto si můžeme všimnout, že je úplně potlačen přechod, který byl u $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ označen T_m . To může být způsobeno několika faktory. Buď k tomuto typu přechodu v substituovaném vzorku nedochází nebo k němu dochází při nižší teplotě a je tedy zcela překryt přechodem při Néelově teplotě.

Pro $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ lze určit ze závislosti stejnoměrné susceptibility na teplotě poměrně jednoduše teplotu přechodu do supravodivého stavu. Pro $\text{HoNi}_{1,95}\text{Cu}_{0,05}\text{B}_2\text{C}$ je pak určení této hodnoty obtížnější z důvodů nehomogenity a podařilo se určit jenom teplotu, při které sloučenina do supravodivého stavu začíná přecházet.

Kapitola 5

Závěr

Ze závislosti elektrického odporu na teplotě se mi podařilo určit kritické teploty supravodivého přechodu pro CePt_3Si a $\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}$. Tyto hodnoty

$$T_C^{\text{CePt}_3\text{Si}} = 0,71\text{K}$$

$$T_C^{\text{CePt}_3\text{Si}_{0,8}\text{C}_{0,2}} = 0,69\text{K}$$

se liší od předpokládané hodnoty pro CePt_3Si $T_C = 0,75\text{ K}$. Důvodem je fakt, že vybraná substituce narušila strukturu těžko-fermionového supravodiče.

Podařilo se mi určit kritické magnetické pole

$$B_{C,2}^{\text{CePt}_3\text{Si}} = 2,95\text{ T}$$

Pro vzorek $\text{CePt}_{2,75}\text{Pd}_{0,25}\text{Si}$ je z průběhu měrného tepla zřejmé, že teplota supravodivého přechodu klesla, na druhou stranu vzrostla kritická teplota magnetického přechodu z hodnoty 2,2 K na $T_N = 3\text{ K}$.

Pro vzorky na bázi $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ můžeme obecně říct, že je zde dominantní magnetický přechod při Néelově teplotě T_N , který buď částečně nebo úplně překrývá ostatní fázové změny. Zjištěné hodnoty přechodů jsou uvedeny v textu s příslušnými komentáři.

Ze stejnoměrné susceptibility se mi pak podařilo určit hodnoty pro supravodivý přechod $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$, resp. počátek tohoto fázového přechodu.

Zvolené substituce obecně snížily teplotu přechodu do supravodivého stavu, nicméně se podařilo například zvýšit Néelovu teplotu pro substituovaný materiál.

Literatura

- [1] Sigrist M., Ueda K. : *Phenomenological theory of unconventional superconductivity*, Rev. Mod. Phys. **63** (1991), 239 – 312
- [2] Brison J.-P., Flouquet J., Glémot L., Huxley A., Kambe S., Suderow H. : *Heavy Fermion Superconductivity*, Physica B **280** (2000), 165 – 171
- [3] Kittel Ch. : *Úvod do fyziky pevných látek*, Academia, Praha, 1985
- [4] Bakker K., van Dijk N. H., Franse J. J. M., de Visser A. : *On the magnetic and superconducting phases of heavy-fermion UPt₃*, Physica B **186-188** (1993), 212 – 217
- [5] Bauer E., Bühler-Paschen S. : *Highly Correlated Electron Systems*, A script for a lecture at the Vinna University of Technology (2006), 179 – 188
- [6] <http://www.qdusa.com/>
- [7] Ali I. A., Baghar A. A., Youssif M. I. : *AC magnetic susceptibility technique for the characterization of high temperature superconductors*, Egypt. J. Sol. **23** (2000), 231 - 250
- [8] Bauer E., Griбанov A., Hilscher G., Michor H., Noël H., Paul Ch., Rogl P., Seropegin Yu., Sigrist M., Schmidt E. W. : *Heavy Fermion superconductivity and Magnetic Order on Noncentrosymmetric CePt₃Si*, Phys. Rev. **92** (2004), 027003
- [9] Agterberb D. F., Frigeri P. A., Koga A., Sigrist M. : *Superconductivity without inversion symmetry in CePt₃Si*, Physica B **359-361** (2005), 371 – 373
- [10] Bauer E., Hilscher G., Michor H., Sieberer M., Scheidt E. W., Griбанov A., Seropegin Yu., Rogl P., Amato A., Song W. Y., Park J.-G., Adroja D.T., Nicklas M., Spárn G., Yogi M., Kitaoka Y.: *Unconventional superconductivity and magnetism in CePt₃Si_{1-x}Ge_x*, Physica B **359-361** (2005), 360 – 367
- [11] Lin M. S., Shieh J. H., You Y. B. Guan W. Y., Ku H. C.: *Magnetic transition and nearly reentrant superconducting properties of HoNi₂B₂C*, Phys. Rev. B **52** (1995), 1181 – 1186
- [12] Salamon M. B., Tuson Park : *Specific heat study of the magnetic superconductor HoNi₂B₂C*, Phys. Rev. B **69** (2004), 054505