



Diplomarbeit

Kondo-Gitter Verhalten und magnetische Ordnung in $\text{YbCu}_{4.5}$ und $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$

Ausgeführt am Institut für
Festkörperphysik
der Technischen Universität Wien
unter der Anleitung von
Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr. Ernst Bauer
durch

Roland Galos

Matrikelnummer: 0025498

Hadikgasse 18/7

A-1140 Wien

Wien, am 31. März 2009

Danksagung

Meinem Betreuer Prof. Dr. Ernst Bauer danke ich für die Aufgabenstellung, die freundliche Betreuung und für die Ruhe, mit der er diversen Situationen und Problemen gegenüber trat.

Tahir R. A. Khan, Prof. Dr. Gerfried Hilscher, Dr. Jeroen Custers, Dipl. Ing. Heinrich Kaldarar, Vanda Peter und allen Institutskollegen danke ich für die Unterstützung, das gute Arbeitsklima und die einen oder anderen Messergebnisse.

Bei Saskia Gottlieb Schönmeier bedanke ich mich für die ausführlichen Kristalldaten einer meiner Proben und den zugehörigen Abbildungen.

Allen Mitarbeitern der institutseigenen Werkstatt danke ich für die schnelle und unkomplizierte Erledigung diverser Aufgaben.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie, insbesondere meiner Mutter, ohne die das Beenden meines Studiums wohl nicht möglich gewesen wäre.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Grundlagen des elektrischen Widerstands	3
2.2	Magnetische Ordnungstemperatur	4
2.3	Kristallelektrischer-Effekt (CEF)	6
2.4	Kondo-Effekt	8
2.5	Modell von Cornut und Coqblin	10
2.6	RKKY-Wechselwirkung	10
3	Messaufbau	12
3.1	Überblick	12
3.2	Druckzelle	12
3.3	Probenhalterung	15
3.3.1	Besonderheiten beim Arbeiten mit der Druckzelle . . .	15
3.3.2	Abdichtung der Druckzelle	16
3.4	Probenkontaktierung	18
3.5	Messinstrumente	18
3.6	^3He -Kryostat	19
3.7	Messvorgang	21
3.7.1	Vorbereitungen	21
3.7.2	Ablauf	21
3.7.3	Messablauf	22
3.8	Temperaturregelung	23
3.9	Systembedingte Messfehler	25
4	Kristallstruktur von $\text{YbCu}_{4.5}$	27
5	Messdatenpräsentation	29
5.1	Vorbereitung	29
5.2	Normierung der Messwerte	30

5.3	Druckbestimmung	32
5.4	$\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$	34
5.5	$\text{YbCu}_{4.5}$	37
6	Analyse	41
6.1	Bestimmung der magnetischen Ordnungstemperatur T_C bzw. T_N	42
6.2	$\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$	42
6.2.1	Magnetisches Verhalten und Phasenübergänge	42
6.2.2	Tieftemperaturverhalten	47
6.2.3	Hochtemperaturverhalten	51
6.3	$\text{YbCu}_{4.5}$	52
6.3.1	Tieftemperaturverhalten	55
6.3.2	Hochtemperaturverhalten	58
7	Zusammenfassung	60

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel dieser Diplomarbeit war es, $\text{YbCu}_{4.5}$ und $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit zu untersuchen. Es handelt sich bei den genannten Proben um stark korrelierte Elektronensysteme. Besonders interessant sind Yb-Verbindungen im Allgemeinen, da sich durch die komplexe Elektronenanordnung ein Valenzinstabilität einstellen kann. Es kann schweres-Fermionen-Verhalten ('heavy fermion properties'), sowie eine Vielzahl von Phänomenen resultieren, die ein weites wissenschaftliches Betätigungsfeld öffnen.

In der vorliegenden Diplomarbeit werden die Widerstände beider Verbindungen in Abhängigkeit von Druck, Magnetfeld und Temperatur untersucht. Dabei sollte geklärt werden, ob unter diesen besonderen Bedingungen Phasenübergänge auftreten, verschwinden oder sonst spezielles Verhalten zu beobachten ist. Im Allgemeinen haben diese Untersuchungen qualitativen Charakter.

Ein relativ großer Teil des Zeitaufwands dieser Diplomarbeit war dem Vertraut machen mit einer in Japan gefertigten Druckzelle gewidmet. Diese wird am Institut seit kurzem verwendet und es galt, verschiedene Methoden und Verfahren der Präparation sowie Anwendung und Messung zu verfeinern. Dies war notwendig, da die Messung von Proben unter hohem Druck im Allgemeinen aufwändig ist und eine Anzahl von Problemen aufwirft. Selbst bei Druckzellen die schon lange in Gebrauch sind und deren Handhabung schon erprobt und verfeinert ist, kommt es immer wieder zu Ausfällen von Proben.

In $\text{YbCu}_{4.5}$ und $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ kommt Yb im wesentlichen als Yb^{3+} -Ion vor. $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ kristallisiert in einer kubisch raumzentrierten Gitterstruktur [2, 3, 4]. Es ist dies die sogenannte C15b-Struktur (Raumgruppe F43m) die in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Dabei repräsentieren die gelben Kugeln Yb (78 %) als auch Y (22 %), die statistisch verteilt sind. Die Gitter-

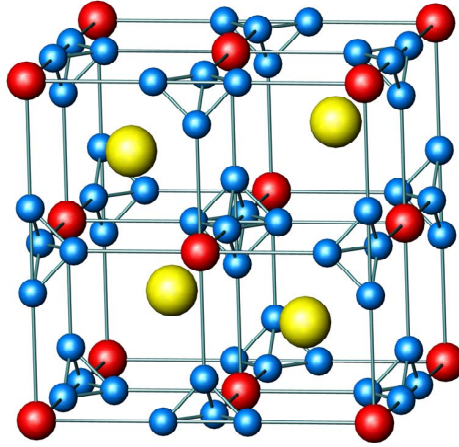


Abbildung 1.1: Kristallstruktur von $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$. Die roten Kugeln symbolisieren In, die blauen Cu und die gelben Yb sowie Y in der Gewichtung von 0.78 zu 0.22

konstante variiert zwischen $a = 7.201 \text{ \AA}$ für YCu_4In [4] und $a = 7.15 \text{ \AA}$ für YbCu_4In [7] liegen.

$\text{YbCu}_{4.5}$ hat eine monoklinische Struktur, die aus der kubischen AuBe_5 -Typ-Struktur abgeleitet werden kann [5, 6]. Dies führt zu einer nahezu orthogonalen Einheitszelle mit den Parametern $a^s = 48.961(20) \text{ \AA}$, $b^s = 48.994(4) \text{ \AA}$, $c^s = 45.643(4) \text{ \AA}$, die aus 7448 Atomen besteht. Da dies eine sehr komplexe, schwierig darzustellende Struktur ergibt, entfällt hier die Abbildung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Grundlagen des elektrischen Widerstands

Eine grundlegende Beschreibung des elektrischen Widerstands liefert die sogenannte Drude-Formel:

$$\rho = \frac{m_e}{ne^2\tau} \quad (2.1)$$

Mit der Elektronenladung $|e|$, der Elektronenmasse m_e , der Elektronendichte n und der Relaxationszeit τ . Diese beschreibt die durchschnittlich vergehende Zeit von einem bis zum nächsten Streuereignis eines Leitungselektrons.

Die Relaxationszeit ist für einfache Metalle hauptsächlich durch Streuung der Leitungselektronen an Gitterfehlstellen und an thermisch angeregten Atomen (Phononen) bestimmt. Laut Matthiessen können, als erste Näherung, beide Streuprozesse als unabhängig voneinander betrachtet werden. Daraus resultiert:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{ph}} \quad (2.2)$$

τ_0 und τ_{ph} sind die den Streuprozessen an den Fehlstellen und Phononen zugeordneten Relaxationszeiten. τ ist die entscheidende Größe für Betrag und Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit. Folglich kann auch ρ auf einen Fehlstellen- (ρ_0) und einen Phononenbeitrag (ρ_{ph}) aufgeteilt werden:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_{ph}(T) \quad (2.3)$$

Die Wechselwirkung zwischen Leitungselektronen und Gitterfehlstellen führt üblicherweise zu keiner Temperaturabhängigkeit. Die Temperaturabhängigkeit des Phononenbeitrages kann im Rahmen der linearisierten

Boltzmann-Gleichung mittels dem sogenannten Bloch-Grüneisen-Gesetz dargestellt werden [26].

$$\rho_{ph} = \frac{c_2}{\Theta_D} \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^5 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{z^5 dz}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})} \quad (2.4)$$

c_2 ist eine temperaturunabhängige, von der Wechselwirkungsintensität der Leitungselektronen mit den Phononen bestimmte, Konstante. Sie beinhaltet die Auswirkungen von Größen wie der Ionenmasse, der Zustandsdichte der Elektronen an der Fermikante, der Fermigeschwindigkeit, etc. Θ_D stellt die sogenannte Debeyetemperatur dar, welche die maximale Phononenenergie $k_B \Theta_D$ repräsentiert.

Im Grenzfall von hohen, bzw. niedrigen Temperaturen gelten folgende Näherungen [27]:

$$\rho_{ph} \approx \begin{cases} c_2/4 \cdot T & T \gg \Theta_D \\ (124.4c_2)/\Theta_D (T/\Theta_D)^5 & T \ll \Theta_D \end{cases} \quad (2.5)$$

Sind auch noch Streuprozesse der Leitungselektronen mit magnetischen Momenten zu berücksichtigen, so ist zu Gleichung 2.3 noch ein entsprechender Beitrag ($\rho_{mag}(T)$) zu addieren. Es sieht dies wie folgt aus:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_{ph}(T) + \rho_{mag}(T) \quad (2.6)$$

In einfachster Näherung ist auch hier der Widerstand die Summe der aus den verschiedenen, voneinander unabhängig angenommenen, Streuprozessen entstehenden Widerstandsbeiträgen. Tritt z.B. eine sogenannte ferromagnetische Spin-Welle auf, kann man weit unterhalb der Curietemperatur, quadratisches Verhalten beobachten,

$$\rho_{mag}(T) = A \cdot T^2 \quad T \ll T_C. \quad (2.7)$$

A repräsentiert eine Konstante. In Abb. 2.1 sind die verschiedenen Widerstandsbeiträge einer magnetisch ordnenden Seltenen-Erdverbindung, in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt.

2.2 Magnetische Ordnungstemperatur

Bei vielen Festkörpern ändert sich bei einer bestimmten Temperatur deren magnetisches Verhalten. Im Allgemeinen wird diese Temperatur als Magnetische Ordnungstemperatur T_{mag} , bezeichnet. Unterhalb dieser Temperatur ist das System magnetisch geordnet, oberhalb verhält es sich paramagnetisch.

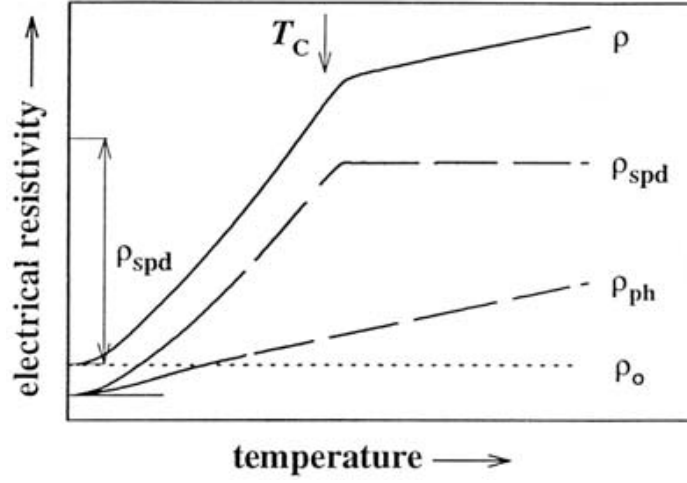


Abbildung 2.1: Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Widerstandsbeiträge und des Gesamtwiderstands. ρ_{spd} stellt den magnetischen Beitrag dar.

Die magnetischen Ordnungen können ferromagnetischer, antiferromagnetischer oder auch ferrimagnetischer Natur sein. Bei Ferrimagneten oder Ferromagneten nennt man diese Übergangstemperatur Curietemperatur (T_C), bei Antiferromagneten Néel-Temperatur (T_N). Bei der Messung des elektrischen Widerstands als Funktion der Temperatur macht sich dieser Übergang meist als Knick bemerkbar. Misst man die Suszeptibilität, ebenfalls abhängig von der Temperatur, beobachtet man für $T \approx T_{mag}$ lokale Anomalien.

Die spontane Magnetisierung bzw. bei Antiferromagneten die Magnetisierung des Untergitters, geht kontinuierlich gegen Null, wenn man sich T_C , vom Nullpunkt kommend, nähert. Eine gute Näherung für den Bereich knapp unterhalb von T_{mag} stellt

$$M(T) \propto (T_{mag} - T)^\beta \quad (2.8)$$

dar. Bei Temperaturen größer T_C folgt die Suszeptibilität dem sogenannten Curie-Weiss-Gesetz:

$$\chi(T) = \frac{C}{T - \Theta_p} \quad (2.9)$$

Θ_p stellt die paramagnetische Curie-Temperatur und C die Curiekonstante dar, die durch

$$C = \frac{N\mu_{eff}^2\mu_B^2}{3k_B T} \quad (2.10)$$

gegeben ist. Mit μ_B , dem Bohrschen Magneton, N der Atomdichte und dem

effektivem magnetischen Moment μ_{eff} , dessen theoretischen Wert

$$\mu_{eff} = g \sqrt{j(j+1)} \quad (2.11)$$

in Einheiten von μ_B darstellt. Der Landé-Faktor ist über

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (2.12)$$

gegeben.

Zu beachten ist, dass das Curie-Weiss-Gesetz eine Näherung der Langevin-Funktion, bzw. der Brillouin-Funktion für große J , darstellt [34]. Der Bereich der kritischen Temperatur ist theoretisch am schwierigsten zu behandeln. Bei Ferromagneten divergiert die Suszeptibilität, wenn die Temperatur, von höheren Werten kommend, auf T_C fällt. Sie folgt dabei der Form:

$$\chi(T) \propto (T - T_C)^{-\gamma} \quad (2.13)$$

Wobei γ einen kritischen Exponenten darstellt. Bei Antiferromagneten steigt die Suszeptibilität bis zu einem Maximum bei einer Temperatur ein wenig oberhalb von T_C an, um dann zu T_C hin wieder abzufallen, wobei die Steigung dieses Verlaufes ein stark ausgeprägtes Maximum am kritischen Punkt zeigt [33].

2.3 Kristallelektrischer-Effekt (CEF)

Um ein komplexes System, wie das des 4f-Zustandes beschreiben zu können, müssen folgende Beiträge im Hamiltonoperator berücksichtigt werden:

$$H_{ges} = H_0 + H_1 + H_2 + H_{CEF} \quad (2.14)$$

H_0 und H_1 stellen die Beiträge der Coulomb- und der kinetischen Energie dar und sind aus der Literatur der Atomphysik bestens bekannt (z.B. [28]). Es sieht dies wie folgt aus:

$$H_0 = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + V(r_i) \right) \quad (2.15)$$

$$H_1 = \frac{1}{2} \left(\sum_{i \neq j} \frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_{i=1}^N \left(-\frac{Ze^2}{r_i} + V(r_i) \right) \right) \quad (2.16)$$

Weiters sind die Spin-Orbit-Kopplung und die Kristallfeldwechselwirkung zu berücksichtigen.

$$H_2 = \sum_{i=1}^N \zeta(r_i) \vec{l}_i \vec{s}_i \quad (2.17)$$

$$H_{CEF}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N V_c(\vec{r}_i) \Delta \quad (2.18)$$

H_{CEF} stellt den Beitrag zum Hamiltonoperator dar, der von einem, von den Nachbaratomen erzeugten Potential (V_c), ausgeht. Dieses Potential hat ähnliche Auswirkungen wie der Stark-Effekt [29]. Nehmen wir nun an, dass sich die $4f$ -Wellenfunktionen der benachbarten Atome nicht überlappen, dann erfüllt $V_c(\vec{r})$ die Gleichung $\Delta V_c = \rho(\vec{R})$. Somit stellt die Poissongleichung

$$V_c(\vec{r}) = \int \frac{\rho(\vec{R})}{|\vec{r} - \vec{R}|} d^3 R, \quad (2.19)$$

eine Lösung für das Potential $V_c(\vec{r})$, mit der Ladungsdichte $\rho(\vec{R})$, dar. Entwickelt man $\frac{1}{|\vec{r} - \vec{R}|}$ mittels der Kugelflächenfunktionen Y_l^m so erhält man, wie in der Elektrodynamik [31]:

$$H_{CEF}(\vec{r}) = \sum_{l,m} A_l^m H_{lm} \quad (2.20)$$

mit

$$A_l^m = \frac{4\pi}{2l+1} \int d^3 R \frac{\rho(\vec{R}) Y_l^{m*}(\Omega_R)}{R^{l+1}} \quad (2.21)$$

und

$$H_{lm} = \sum_{m=-l}^l r^l Y_l^m(\delta_i, \phi_i) \quad (2.22)$$

Durch Anwendung des Wigner-Eckhard-Theorems zeigt sich, dass die Matrixelemente von H_{CEF} proportional zu denen der äquivalenten Operatoren, wie J_z oder $J_{\pm}$ sind [30]. Mit dieser Erkenntnis werden die sogenannten Stevensoperatoren $O_n^m(J)$ definiert, womit Gleichung 2.20 zu

$$H_{CEF}(\vec{r}) = \sum_{l,m} B_l^m O_l^m \quad (2.23)$$

wird. Mit

$$B_n^m = \sum_{n,m} A_n^m \langle r_{4f}^n \rangle \Theta_n \quad (2.24)$$

und

$$\Theta_n = \begin{cases} \alpha_j & \dots & n = 2 \\ \beta_j & \dots & n = 4 \\ \gamma_j & \dots & n = 6. \end{cases} \quad (2.25)$$

Die Kristallfeldparameter B_n^m und A_n^m können mittels Messungen bestimmt, oder mit verschiedenen Modellen errechnet werden (wie etwa das sogenannte 'Point Charge Modell'). Die zusätzlichen Parameter wie $\langle r^n \rangle$, α_i , usw. können in der Literatur nachgelesen werden (z.B. [32]). Als Beispiele werden die Hamiltonoperatoren eines kubisch¹

$$H_{CEF}^{cub} = B_4^0(O_4^0 + 5O_4^4) + B_6^0(O_6^0 - 21O_6^4) \quad (2.26)$$

und eines hexagonal² symmetrischen Kristallgitters

$$H_{CEF}^{hex} = B_2^0 O_2^0 + B_4^0 O_4^0 + B_6^0 O_6^0 \quad (2.27)$$

angegeben. Dabei ist das kubisch symmetrische System durch zwei (B_4^0 und B_6^0), sowie das hexagonale durch 3 Parameter (B_2^0 , B_4^0 und B_6^0) vollständig bestimmt.

2.4 Kondo-Effekt

Die Phänomene, die Kondo zu erklären versucht, sind:

- Tieftemperaturanomalien, die aus magnetischen Verunreinigungen resultieren.
- Die Differenz des Widerstandminimums und des Nullpunkt-Widerstands ($\Delta\rho = \rho(T = 0) - \rho_{min}$) ist proportional zur Konzentration der Verunreinigungen.
- Die Größe ρ_{min} selbst, ist proportional zur Konzentration der magnetischen Verunreinigungen. Daraus folgt, dass $\Delta\rho/\rho_{min}$ konzentrationsunabhängig ist.
- Die Temperatur des Widerstandminimums ist beinahe unabhängig von der Konzentration der magnetischen Momente.

Diese Punkte legen nahe, dass der Effekt nicht durch Wechselwirkung zwischen magnetischen Verunreinigungen begründet ist. Ausgangspunkt stellt das s-d-Modell

$$H = -J\vec{\sigma} \cdot \vec{S} \quad (2.28)$$

¹bei $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$

²bei $\text{YbCu}_{4.5}$

dar. J stellt das Austauschintegral dar, wird hier allerdings als Konstante verwendet. Die Streuung der Leitungselektronen wird temperaturabhängig, wenn man nicht nur Streuungsprozesse 1., sondern auch 2. Ordnung berücksichtigt. Verwendet man ein negatives J , so kann das Widerstandminimum, dass bei Verbindungen mit magnetischen Verunreinigungen auftritt, erklärt werden [35].

Bei Streuungsprozessen 2. Ordnung muss ein Zwischenzustand berücksichtigt werden [27]. Die Streuwahrscheinlichkeit W , dass der Zustand a in den Zustand b übergeht, kann schematisch als

$$W_{a \rightarrow b} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(V_{ab}V_{ba} + \sum_{c \neq a} \frac{V_{ab}V_{bc}V_{ca}}{E_a - E_c} + c.c. \right). \quad (2.29)$$

dargestellt werden. Dabei stellt a den Anfangs- b den End- und c den Zwischenzustand dar. Die Summe beinhaltet alle möglichen Zwischenzustände und $V_{ab}V_{ba}$ repräsentiert die erste Bornsche Näherung [27, 33]. E_a und E_b sind, zum Unterschied von E_c , als gleich angenommen. Beim ersten Streuprozess findet eine Spinumkehr, der sogenannte 'Spinflip', des Elektrons statt, die durch den 2. Streuprozess kompensiert wird. Das magnetische Ion kann in der Folge einen Zwischenzustand von $m'_s = m_s + 1$ oder $m'_s = m_s - 1$ einnehmen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für beide Zustände sind unterschiedlich! Das magnetische Ion kehrt im Zuge des 2. Streuprozesses wieder zum Ausgangszustand zurück.

Nach längerer Rechnung führt dies zu [27]:

$$\rho_{imp} = \frac{3\pi m J^2 S(S+1)}{2e^2 \hbar E_F} \left[1 - 4JN(E_F) \ln \left(\frac{k_B T}{D} \right) \right]. \quad (2.30)$$

D stellt einen sogenannten 'cut-off'-Parameter dar. Die Kopplungskonstante J wird negativ angenommen. Das entspricht der Behandlung eines antiferromagnetischen Falles. Setzt man nun in Gleichung 2.6 ein, so erhält man den resultierenden Gesamtwiderstand. Mit den in Gleichung 2.5 vorgestellten Vereinfachungen, erhält man die Näherungen

$$\rho(T) = aT^5 + c_{imp}R_0 - c_{imp}R_1 \ln \left(\frac{k_B T}{D} \right) \quad (2.31)$$

für kleine Temperaturen und

$$\rho(T) = aT + c_{imp}R_0 - c_{imp}R_1 \ln \left(\frac{k_B T}{D} \right) \quad (2.32)$$

für große Temperaturen.

2.5 Modell von Cornut und Coqblin

In diesem Modell wird das Verhalten des Kondo-Effekts berücksichtigt, wenn starke Kristallfeldaufspaltung vorliegt (siehe Kapitel 'Kristallelektrischer-Effekt') [15]. Cornut und Coqblin benutzten eine Störungsrechnung 3. Ordnung, um die Relaxationszeit τ_K zu berechnen.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{mkV_0c}{\pi\hbar^3(2j+1)}(R_k + S_k) \quad (2.33)$$

Mit m der Elektronenmasse, k dem Wellenvektor, V_0 dem Probenvolumen und c der Kristallfehlerkonzentration. R_k beschreibt Terme 2. Ordnung und ist proportional zu J^2 , während S_k Terme 3. Ordnung ('Spin Flips') berücksichtigt, die proportional zu J^3 sind. Um die einzelnen Kristallfeldniveaus mit der Energie E_i und der jeweiligen Entartung α_i zu nummerieren, wird $i = 1, 2, 3, \dots, m$ verwendet. λ_n ist die effektive Entartung der besetzten $4f$ -Zustände. Bei niedrigen Temperaturen, bei denen üblicherweise nur die Grundzustände besetzt sind, ist $\lambda_n = 2$ für ein Dublett und $\lambda_n = 4$ für ein Quartett. Für Temperaturen größer als die gesamte Kristallfeldaufspaltung ist $\lambda_n = 2j + 1$. Aus direkter und resonanter (Kondo-) Streuung kann der temperaturabhängige Magnetanteil des Widerstands ρ_{mag} errechnet werden.

$$\rho_{mag} = AJ^2N(E_F) \left[\frac{\lambda_n^2 - 1}{\lambda_n(2j + 1)} + 2JN(E_F) \frac{\lambda_n^2 - 1}{2j + 1} \ln \left(\frac{k_B T}{D_n} \right) \right] \quad (2.34)$$

A stellt eine Konstante und D_n einen cut-off-Parameter dar. Der erste Term beschreibt den Spinunordnungswiderstand (Störungstheorie 2. Ordnung). Die Temperaturabhängigkeit in λ_n liegt in der temperaturabhängigen Besetzungswahrscheinlichkeit der verschiedenen Kristallfeldlevels. Der 2. Term in Gleichung 2.34 ist der Kondowiderstand [27].

Abbildung 2.2 zeigt die Temperaturabhängigkeit des aus der Gleichung 2.34 resultierenden Widerstands.

2.6 RKKY-Wechselwirkung

Wie schon im Kapitel 'Kondo-Effekt' behandelt, treten Wechselwirkungen zwischen Leitungs- und $4f$ -Elektronen auf. Kasuya [36] und Yosida [37] zeigten unabhängig voneinander, dass die Spinpolarisierung der Leitungselektronen sinusförmig als Funktion der Distanz des Lokalen Moments oszilliert. Die Spininformation kann dadurch über weite Distanzen getragen werden.

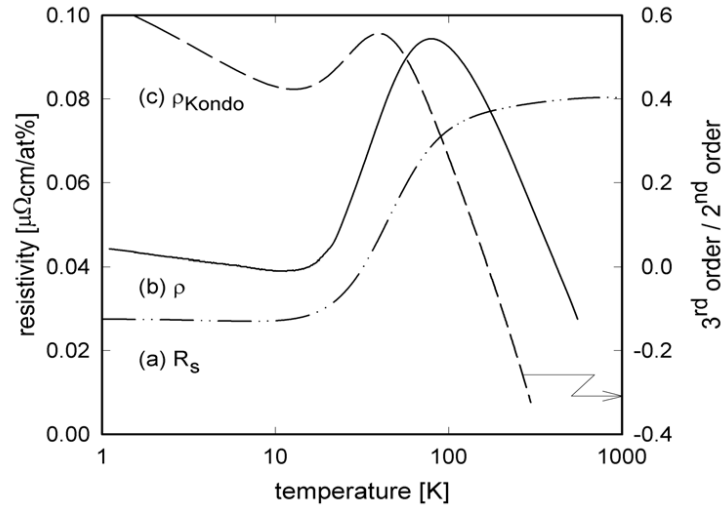


Abbildung 2.2: Temperaturabhängigkeit (a) des Spinunordnungswiderstand (durch den direkten Streuprozess), (b) des Geamtwiderstands und (c) des gewichteten Kondobeitrages, dargestellt für ausgewählte Parameter (Cornut & Coqblin, 1972)

Die RKKY-Wechselwirkung steht damit in direkter Konkurrenz zum Kondo-Effekt. Es gibt bis jetzt noch keine exakten Modelle, die beide Effekte berücksichtigen ; es gibt allerdings phänomenologische Überlegungen zur Überlagerung dieser Wechselwirkungen [27].

Kapitel 3

Messaufbau

Der Widerstand der $\text{YbCu}_{4.5}$ -Probe wurde an einem nicht orientierten Einkristall gemessen¹. $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ ist ein polykristallines Material; die Orientierung ist daher ohne Belang.

3.1 Überblick

Die gesamte Messapparatur besteht aus dem ^3He Kryostaten, in dem der Messstab eingeführt und der dann gekühlt wird. Auf der Spitze des Messstabes wird die Druckzelle befestigt. Die Widerstandsmessung wird mittels einer Messbrücke durchgeführt. Der Druck innerhalb der Druckzelle wird durch eine Hydraulikpresse erzeugt.

3.2 Druckzelle

Die in Japan gefertigte Zelle besteht aus nicht magnetischem 'Stahl' (Innenzylinder='liner'). Es handelt sich dabei im Wesentlichen um ein Ni-Cr-Al-Legierung [1]. Diese hat im Gegensatz zu Stahlzylinder keinen wesentlichen Einfluß auf aufgebrauchte Magnetfelder. Die Zelle besitzt zusätzlich einen CuBe-Mantel, zwei Schraubzylinder, wobei in einem der beiden ein Druckübertragungszyylinder mit Loch fest eingepasst ist, einen losen Druckübertragungszyylinder, ein Druckübertragungsstab, dem Probehalter, einem Verbindungsstück mit Bohrung zur Durchführung der Kabel, eine Teflonhülse, sowie zwei Dichtungsringe (siehe Abb. 3.2). Der äußere Mantel dient dazu, den Druck mittels der beiden Schraubzylinder aufrechtzu-

¹Ist wahrscheinlich nicht wirklich einkristallin. Genauere Bahandlung laut S. Gottlieb-Schönmeyer wird noch hinzugefügt!

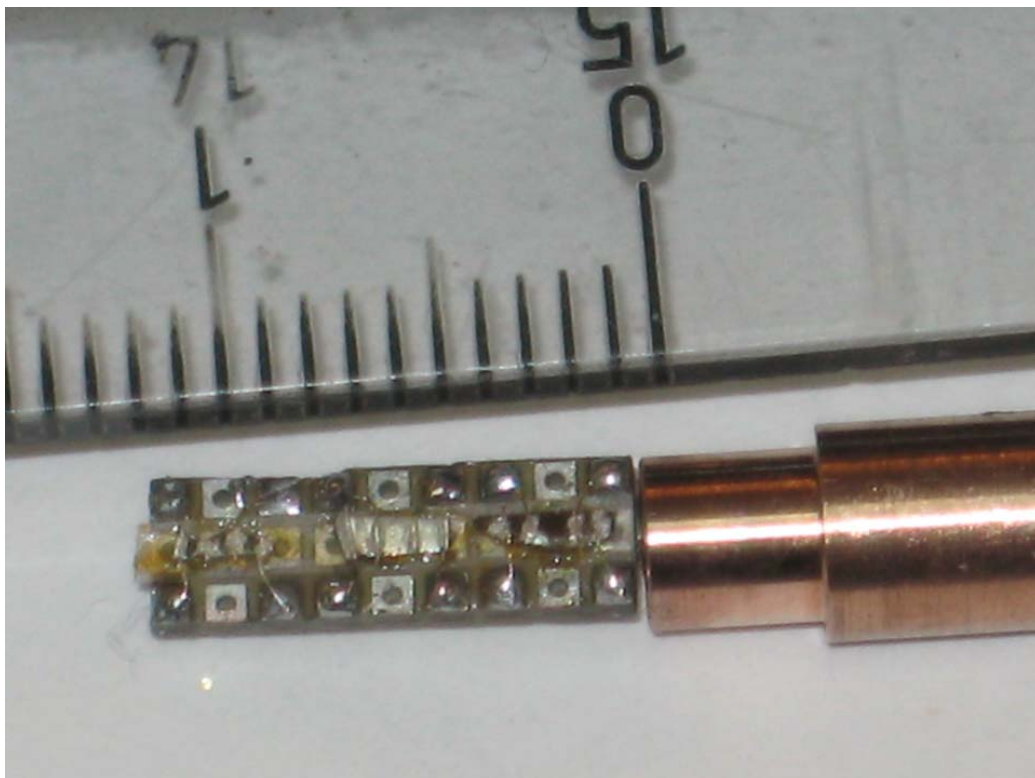


Abbildung 3.1: Probenhalterung mit 2 Proben, und der Referenzprobe, die als Manometer dient



Abbildung 3.2: Probenhalterung: hier sieht man links den Anfang des Konus

erhalten, nachdem er mit der Hydraulikpresse aufgebracht wurde. Der innere, der in den äußeren eingepasst wurde und der kürzer ist, beherbergt in einem kleineren Bohrloch den eigentlichen Druckraum. Die Kombination beider Zylinder ('shrink fitting') erlaubt höhere Lasten, als dies den entsprechenden Materialparametern entsprechen würde. Im Druckraum wird die Teflonhülse eingeführt, in der wiederum die Probenhalterung in Daphne-Öl, der Druckübertragungsflüssigkeit, sitzt. An beiden Enden der Teflonhülse werden Dichtungsringe angebracht. Einer der beiden Ringe ist in der Abb. 3.2 bereits auf das Zwischenstück aufgesteckt, genauso wie die angrenzende Teflonhülse. Am offenen Ende wird das Verbindungsstück angefügt, durch dessen Bohrung die Kupferdrähte führen. Um die Zelle dicht zu halten, werden die Zwischenräume im Loch mit Stycast, einem Spezialkleber, ausgefüllt. Der Schraubzylinder, in den der Druckübertragungszyylinder eingepasst ist, drückt im eingebauten Zustand auf das Verbindungsstück und verhindert so, dass die Teflonhülse aus dem Druckraum gedrückt wird. Auf der anderen Seite wird der Druckübertragungsstab am Ende des Druckraumes angebracht. Er stellt die Verbindung zur Teflonhülse und einen der Dichtungsringe her. Der andere Schraubzylinder dient dazu, den Druck der Hydraulikpresse an das Innere der Zelle weiterzugeben. Zu diesem Zweck ist innerhalb des Ge-

windeeeinsatzes der lose Druckübertragungszyylinder angebracht, der sich etwa 0.5 cm weit auf und ab bewegen kann. Auf diesen Zylinder wird dann mittels eines weiteren Stabes der Druck der Hydraulikpresse übertragen. Der Zylinder seinerseits gibt den Druck über den inneren Übertragungsstab an das Innere der Zelle weiter. Nun kann der Gewindeeinsatz nachgezogen werden, bis er den Zylinder wieder erreicht hat. Er verhindert so, dass sich auch der Zylinderinnenraum wieder auf Normaldruck entspannt, wenn der Hydraulikarm der Presse hochgefahren wird. So kann die Zelle in jeder beliebigen Umgebung eingesetzt werden.

3.3 Probenhalterung

Durch den Druckübertragungszyylinder, der im zweiten Gewindeeinsatz eingepasst ist, werden Kupferdrähte geführt, die dahinter an der Probenhalterung angeschlossen sind. Die Halterung ist in der Druckzelle nur lose mittels der Drähte mit dem Verbindungsstück verbunden. Für eine stabile Fixierung fehlt der Platz. Versuche die Probenhalterung mittels Superkleber oder Stycast zu fixieren, waren nicht erfolgreich. Es funktionierte zwar, allerdings schien die Ausfallsquote wesentlich höher. Die Probenhalterung besteht im Wesentlichen aus einer Leiterplatte (siehe Abb. 3.1). Diese wird mit Kupferdrähten kontaktiert, die im Inneren des Gewindeeinsatzes nach aussen geführt werden.

In die Mitte der Probenhalterung wird ein Papierstreifen geklebt, um einen von der Leiterplatte isolierenden Untergrund zu erhalten. Die Proben werden dann mittels isolierendem Kleber darauf befestigt. Insgesamt können in dieser Konfiguration drei Proben gemessen werden. Dabei ist eine davon eine Referenzprope, die als Manometer verwendet wird. Die Messanordnung lässt es prinzipiell zu, vier Proben zu messen. Darauf wurde allerdings verzichtet, weil in diesem Fall Proben an beiden Seiten der Leiterplatte angebracht werden müssten. Dies steigert den Verkabelungs- und Montageaufwand beträchtlich und kann eventuell auch die Ausfallsquote erhöhen.

3.3.1 Besonderheiten beim Arbeiten mit der Druckzelle

Beim Abdichten der Zelle kann aufgrund des fehlenden Platzes nicht wie bei anderen, größeren Zellen ein Konus verwendet werden. Dadurch lastet der gesamte Druck direkt am Kleber (Stycast). Dies ist wiederum auch nur möglich, da die Bohrung sehr klein ist. Damit ist die Druckangriffsfläche am Stycast, gemessen am gesamten Klebevolumen, relativ klein. In Summe ist

es allerdings schwerer eine Druckzelle, wie diese, so abzudichten, dass Stycast bei hohen Drücken nicht durchbricht. Dadurch wird die Ausfallsquote relativ hoch und die Präparation zeitaufwändig. Weiters besteht das Risiko, dass bei der Erhöhung des Druckes in der Zelle, Drähte beschädigt werden oder die Kontakte an der Probe brechen. Dies kann wiederum dazu führen, dass bei einer Messserie nicht alle Proben bei allen Drücken gemessen werden können, oder gar alle Proben ausfallen. Unangenehm ist es speziell, wenn nur das Manometer ausfällt, da dann der Druck in der Zelle nur mehr mit sehr hoher Abweichung spezifiziert werden kann.

3.3.2 Abdichtung der Druckzelle

Der wohl kritischste Teil der Präparation der Druckzelle ist das Abdichten der Bohrung im Verbindungsstück mit Stycast. Dabei sollte möglichst die gesamte Länge des Loches ausgefüllt sein, um eine maximale Klebefläche zu gewährleisten. Um dies zu erreichen, wurden verschiedene Methoden entwickelt. Ursprünglich wurde das Verbindungsstück mit dem Loch senkrecht zur Horizontalen in eine eigens gefertigte Halterung gespannt, die Drähte durchgeführt und dann Stycast tröpfchenweise mit einem angespitzten Zahnstocher von oben eingebracht. Meist dringt dabei Stycast nicht genügend tief in die Bohrung ein.

Um nun möglichst die gesamte Bohrung auszufüllen, wurde folgende Methode entwickelt: Das Verbindungsstück wird im Gegensatz zu früher horizontal mittels Klebestreifen an der Tischplatte befestigt. Es besteht aus einem Zylinder, der an einer Seite zu einem kleineren Durchmesser abgedreht wurde. Die Bohrung in der Mitte besteht aus einem größeren Loch an der Seite mit dem schmaleren Zylinder, das an der anderen Seite in ein kleineres übergeht. Durch den Zylinder werden die lackisolierten Drähte mit 0,05 mm Durchmesser geführt. Die Länge der Drähte sollte an der Seite mit dem größeren Loch, an der später die Probenhalterung angefügt wird, etwa 5 cm betragen. An dieser Seite werden sie anschließend etwas aufgefächert. An der anderen Seite sollten die Drähte so abgelängt werden, dass sie später bequem an die Kontakte des Messstabes angeschlossen werden können. Die Drähte sollten auf beiden Seiten mit Klebeband fixiert sein. Schon das Einfädeln wird erleichtert, wenn man nach jedem Draht den man durchgeführt hat, diesen auf beiden Enden fixiert und damit auch spannt. Auf den aufgefächerten Teil wird nun in einer Länge, die in etwa $3/4$ der Länge des Ausgleichstückes entspricht, Stycast dünn aufgetragen. Anschließend wird das Klebeband am Zylinder gelöst und dieser langsam in Richtung der kürzeren Drähte bewegt. Wird der Stycasttropfen am Loch zu groß, ist der Stycast zu dick aufgetragen; kann sich nicht von Anfang an ein Tropfen bilden, wurde Stycast zu

dünn aufgetragen. Das Ausgleichsstück wird so lange entlang der Drähte gezogen, bis auch am anderen Ende des Loches, Stycast sichtbar ist. Eventuell kann auch von dieser Seite noch vorsichtig ein Tropfen Stycast nachgeführt werden. Es ist jedoch dabei besonders darauf zu achten, dass die Drähte außerhalb des Ausgleichstückes nicht mit Stycast benetzt werden. Generell ist zu vermeiden, dass die Drähte außerhalb der zu dichtenden Stelle mit Stycast in Berührung kommen, da sie sonst spröde werden und leicht brechen können. Nur an den Enden der Bohrung dürfen die Drähte mit einem nicht zu dicken, nicht zu langen Tropfen umhüllt sein. Um zu vermeiden, dass die Drähte am Ausgang aus der Druckzelle brechen können, wird gleich nach der beschriebenen Prozedur eine dünne, etwa 4 cm lange Teflonisolierung über die Drähte geschoben, bis sie am Ausgleichsstück ansteht. Es ist günstiger, die Drähte schon direkt nach dem Durchziehen durch das Bohrloch gleich weiter durch die Isolierung zu leiten. Das ist einfacher als alle Drähte gesammelt einzubringen und verhindert, dass die einzelnen Drähte verrutschen, wenn bereits Stycast angebracht ist. Zum Trocknen sollte das Ganze senkrecht mit dem kleineren Zylinderende nach oben aufgehängt werden, ohne die Drähte noch allzusehr zu verschieben. Am einfachsten gelingt dies, wenn man die Drähte und das Ausgleichsstück mit Klebeband horizontal an einen Gegenstand fixiert, der dann anschließend aufgestellt werden kann.

Diese Methode hat für lange Zeit recht gut funktioniert, brachte dann aber eine Serie von Durchbrüchen der Dichtungsmasse. Um dieses Problem zu beseitigen wurde der Stycast mittels eines Vakuumtopfes vorbehandelt. Dabei können Lufteinschlüsse beseitigt werden. Auch nach dem Abdichten des Übergangsstückes mit Stycast wurde dieses nochmals mit dem Vakuumtopf behandelt.

Für das plötzliche Versagen der vormalig erfolgreich eingesetzten Probe, kann folgende Erklärung angeführt werden: Die verschiedenen Messungen wurden über einen größeren Zeitraum durchgeführt. Stycast neigt aber dazu, während der Lagerung zähflüssiger zu werden. Es sieht so aus, als würden Lufteinschlüsse weniger wahrscheinlich, je älter und dicker Stycast ist. Wenn dieser jedoch eine gewisse Zähflüssigkeit erreicht hat, kann er nicht mehr vernünftig verarbeitet werden. Diese Situation ist in unserem Fall eingetreten. Nachdem wir angefangen hatten, Stycast aus der erstmals geöffneten Dose zu verwenden, gab es die besagten Fehlschläge. Eine Behandlung mit dem Vakuumtopf bringt allerdings auch bei älterem Stycast keine Nachteile. Im Zweifelsfall ist es also ratsam, diese Prozedur anzuwenden.

3.4 Probenkontaktierung

Da die 'Vierpunkt-Methode' verwendet wird, müssen vier Zuleitungen an der Probe kontaktiert werden. Dies erfolgt durch Punktschweißen (Spotwelding) oder durch Kleben. Im 1. Fall wird zusätzlich eine Silberpaste aufgetragen um die Stabilität zu erhöhen und den Kontakt zu verbessern. Im 2. Fall werden die Drähte mittels leitenden Spezialkleber angebracht. Es werden für beide Methoden Golddrähte verwendet, die dann auf der Probenhalterung mit den Zuleitungen verlötet werden. Anzumerken ist, dass im Normalfall Schweißkontakte verwendet wurden. Nur wenn damit keine ausreichend stabilen Verbindungen erzielt wurde, kam Kleben zur Anwendung. Aus letzterer Methode resultieren aber meist schlechtere elektrische Kontakte, das heißt, die Übergangswiderstände sind größer.

Zu beachten ist, dass bei beiden Methoden die Klebestelle nicht gerade ist. Weiters gelingt es meist nicht, die Drähte genau normal zum Probenrand zu fixieren. Dies führt dazu, dass es sehr schwierig wird den Abstand der Kontaktpunkte für die Spannungsmessung mittels Schiebelehre zu bestimmen. Es wäre schon von vornherein nicht leicht diese an der Silberpaste bzw. dem Kleber anzulegen, man würde sogar riskieren diese zu beschädigen. Weiters hat besonders der Kleber einen endlichen Leitwert. Insbesondere für $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ ist es nicht gelungen, gerade Flächen zu erzeugen, da die Probe spröde war und beim Abschleifen, besonders aber beim Punktschweißen immer wieder Teile abgebrochen sind. All dies führt dazu, dass der Geometriefaktor schwierig zu bestimmen ist.

3.5 Messinstrumente

Gemessen wird der elektrische Widerstand mittels einer 'Vierpunkt-Methode', da dadurch die Zuleitungs- und Kontaktwiderstände wenig Einfluss nehmen. Durch die äußeren beiden Kontaktierungen wird stabil gehaltener Strom geleitet. Gemessen wird nun die Spannung, die an den inneren Punkten anliegt. Es wird eine sogenannte ac Resistance Bridge, LAKE SHORE Modell 370 verwendet. Der Name Resistance Bridge (Widerstandsbrücke), soll jedoch nur andeuten, dass es sich um ein Präzisionsmessgerät handelt, stimmt jedoch nicht mit der tatsächlichen Messmethode überein.

Wird mit einer Vierpunkt-Methode gemessen, so resultiert der systembedingte Fehler der Messung ausschließlich aus dem Spannungsteiler zwischen Kupferleitung und Einganswiderstand des in der 'Brücke' integrierten Voltmeters. Dieser liegt im $\text{M}\Omega$ -Bereich, wogegen der Widerstand der Kupferleitung maximal etwa $10\ \Omega$ annehmen kann. Der resultierende Fehler liegt

folglich noch weit unter dem Promille-Bereich, befindet sich damit um einige Größenordnungen unter den relevanten Fehlern und kann in allen folgenden Betrachtung völlig ignoriert werden. Die für die Messung relevanten Temperaturdaten werden von einem Temperaturkontroller, NEOCERA LTC-20 geliefert.

3.6 ^3He -Kryostat

Der ^3He -Kryostat (siehe Abb.3.3) besteht im Wesentlichen aus zwei Flüssiggastanks (^4He , N_2), einem ^3He -Einsatz, Vakuumschildern und einer Magnetfeldspule (siehe Abb. 3.3). Für den Betrieb sind extern mehrere Vakuumpumpen angeschlossen.

Der Stickstofftank dient neben dem Vakuumschild lediglich der zusätzlichen thermischen Abkopplung des mit Helium gefüllten Teils des Kryostaten von der Umgebung. Der ^4He -Tank dient zur Bereitstellung des für die Kühlung des ^3He -Einsatzes benötigten Flüssiggases, sowie für die Erreichung des supraleitenden Zustandes der Spule, die sich direkt im flüssigen ^4He befindet. Das Interspacevakuum ist notwendig, um den ^3He -Einsatz vom ^4He thermisch zu entkoppeln, sonst könnten keine geringeren Temperaturen als etwa 4.2 K, den Siedepunkt von ^4He , erreicht werden.

Nun wird mittels einer der Vakuumpumpen der Druck des sogenannten '1K-Pot', der im Wesentlichen einen Wärmetauscher darstellt, erniedrigt. Dadurch fällt der Siedepunkt des ^4He und es können Temperaturen bis zu etwa 2 K (hier wird ^4He auch superfluid) des ^3He -Einsatz erreicht werden. Um die Probe weiter zu kühlen, muss auch der Siedepunkt des ^3He erniedrigt werden. Das Herabsetzen des Siedepunkts des ^3He erfolgt wiederum durch Senken des Dampfdruckes mittels einer Absorptionspumpe, kurz Sorb genannt. Die Absorptionspumpe wird mittels ^4He gekühlt, welches mit einer weiteren Vakuumpumpe zur Sorb gesaugt wird. Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, dass ^3He nicht außerhalb des Kryostaten gebracht werden muss. Dadurch ist das ^3He hermetisch abgeschlossen, wird nicht verunreinigt und kann ohne Aufbereitung weiterverwendet werden. Eine weitere Vorkehrung, um ^3He nicht zu verunreinigen, stellt eine Vakuumschleuse am oberen Ende des Kryostaten dar. Diese ist direkt auf dem Messstab aufgesetzt und wird mittels einer Turbomolekularpumpe auf etwa 10^{-5} mbar evakuiert, bevor der Stab in den Kryostaten geschoben wird.

Die supraleitende Spule kann bei 4.2 K ein Magnetfeld mit der Stärke von bis zu 12 T, beim Einsetzen der Lambda-Platte bis zu 14 T, erzeugen.

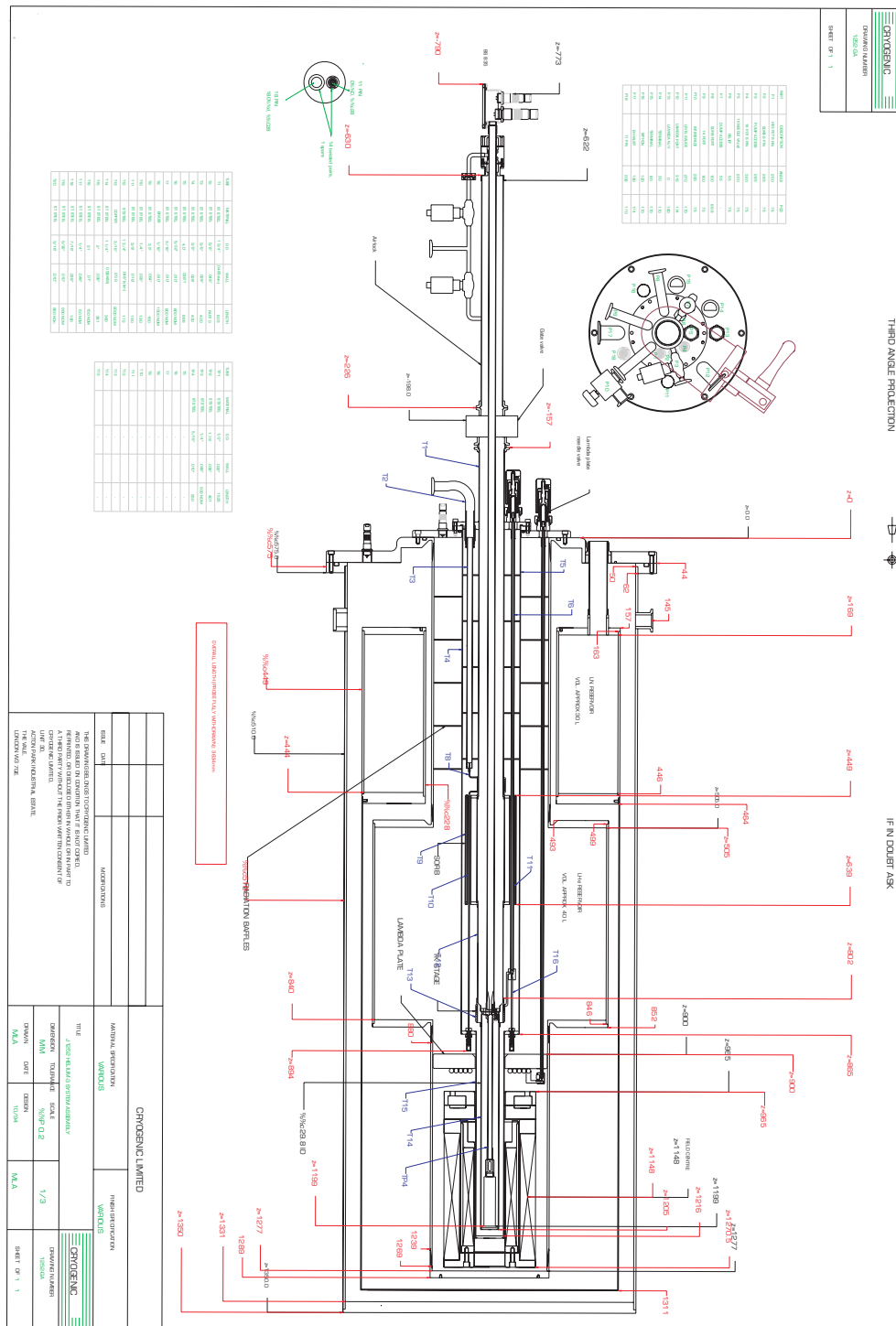


Abbildung 3.3: Konstruktionszeichnung des verwendeten ^3He -Kryostaten

3.7 Messvorgang

3.7.1 Vorbereitungen

Bevor die Druckzelle am Messstab befestigt wird, wird jeweils ein Kurzschluss- und ein Kontaktierungstest durchgeführt. Beides erfolgt mit einem gewöhnlichen Multimeter im Durchgangsprüfungsmodus. Dabei wird bei allen Kontakten geprüft, ob sie mittels der Probe (gut leitend) verbunden sind. Für jede Probe wird dann noch bei einem Draht geprüft, ob ein Kurzschluss mit der Zelle vorliegt, da dies zu Problemen führen kann.

Nachdem die Zelle am Messstab befestigt wurde, werden die Widerstände der Proben am Computermessplatz, der auch bei der eigentlichen Messung zum Einsatz kommt, nochmals getestet.

3.7.2 Ablauf

Die gesamte Messung besteht im Idealfall aus etwa fünf Durchläufen. Nach jedem Durchlauf wird der Druck an der Zelle, wie oben beschrieben, erhöht und dann der nächste Messzyklus gestartet. Man beginnt bei Atmosphärendruck und endet im Bereich von 20 kbar. Die Messung bei Atmosphärendruck kann gegebenenfalls auch entfallen, wenn bereits entsprechende Messungen zur Verfügung stehen. Dies ist relativ oft der Fall, weil diese Messungen wesentlich weniger aufwändig sind, da man für diese Messungen keine Druckzelle benötigt. Nach jeder Druckerhöhung werden die im Kapitel 'Vorbereitungen' geschilderten Kontrollmessungen wiederholt, da dabei leicht Drahtverbindungen oder Kontakte verloren gehen, oder sogar Proben brechen können.

Bei der ersten Messung und nach jeder Druckerhöhung muss die Druckzelle wieder am Messstab montiert, dieser auf den Kryostaten gesetzt und abgedichtet werden. Nachdem man die Vakuumschleuse evakuiert hat, was normalerweise über Nacht geschieht, kann der Messstab in den ^3He -Einsatz eingeschoben werden. Durch die warme Druckzelle, die in den normalerweise kalten Kryostaten eingebracht wird, erwärmt sich das System etwas. Zum Kaltfahren wird begonnen am 1K-Pot zu pumpen. Auch die Sorb wird auf die selbe Weise gekühlt, wie im Kapitel 'Kryostat' beschrieben. Es existiert eine Tabelle mit den optimalen Sorbtemperaturen für das thermische Stabilisieren der Druckzelle, bzw. der Probe im jeweiligen Bereich. Misst man den Magnetowiderstand, was bedeutet, dass eine sogenannte 'Ramp' ausgeführt wird, werden diese Einstellungen allerdings halbautomatisch durchgeführt; es müssen lediglich die Anweisungen des Computers beachtet werden. Allerdings wird erst gestartet, wenn alle Temperaturwerte die richtigen Größen

erreicht haben und stabil sind. Man verkürzt die Wartezeit, wenn sich die Temperaturen schon vorher in den entsprechenden Bereichen bewegen.

Die Messungen von der Basistemperatur bis zur Maximaltemperatur, die aus Zeitgründen etwa 80 K beträgt, geschehen über Nacht, durch Abstellen aller Pumpen. Alle anderen Messungen können zeitlich frei eingeteilt werden. Dabei dauert eine 'Ramp' etwa eine halbe Stunde, wenn der entsprechende Temperaturbereich schon erreicht ist. Kaltfahren von 2 K Proben temperatur aus dauert in etwa eine Stunde. 2 K erreicht man von 10 K in etwa einer halben Stunde bis Stunde. Das Abkühlen von etwa 80 K auf 10 K dauert ca. 2-3 h. Hat sich der Kryostat auf 160 K erwärmt, was in etwa die maximale Temperatur darstellt, die erreicht werden kann, wenn der Heliumtank gefüllt ist, muss mit einem halben Tag Abkühlzeit gerechnet werden.

Hat man die Messungen komplettiert, muss der Messstab herausgezogen werden. Er muss immer wieder mit einer Heissluftpistole erwärmt werden, wenn sich Eis am Stab bildet, um die Öffnung nicht zu blockieren. Befindet sich die Druckzelle in vollem Umfang in der Vakuumschleuse, schließt man das Hauptventil und wartet etwa 1-2 h bis sich alles erwärmt hat, um Eisbildung zu umgehen, bzw. zu minimieren.

3.7.3 Messablauf

Da von beiden Proben bereits Messungen bei Atmosphärendruck vorlagen, wurde die erste Messung bei etwa 4.8 kbar und anschließend bei 9 kbar durchgeführt. Bei der 12 kbar-Messung fiel das Manometer sowie die $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ -Probe aus, wodurch keine verlässlichen Daten über den Druck im Inneren der Zelle zur Verfügung standen. Deswegen wurden keine weiteren Messreihen in dieser Anordnung durchgeführt. Es stellte sich heraus, dass alle Kontaktierungen intakt blieben und nur Kupferdrähte, die von der Probenhalterung aus der Druckzelle führen, gerissen waren. In der Folge gelang es, die Probenhalterung, ohne jegliche Änderungen an den Proben, neu zu kontaktieren wodurch die Geometriefaktoren gleich blieben.

Da Anfangs im Tieftemperaturbereich mit zu großen Intervallen gemessen wurde und dadurch zu wenige Messpunkte zustande kamen, wurden die Messungen in diesen Druckbereichen nochmals durchgeführt. Dies führte zu Messungen bei 3.7 und 10 kbar. Bei diesen Durchgängen wurde es dann allerdings unterlassen, die Magnetowiderstandsmessungen durchzuführen, weil diese bereits bei ähnlichen Drücken (4.8 und 9 kbar) gemessen worden waren. Bei der 10 kbar-Messung wurde dann auch auf die Temperaturdrifts bei 4 und 8 T verzichtet, da sich schon bei 0 und 10 T herausgestellt hatte wie stark sich die Daten mit jenen, die wir bei 9 kbar erhalten hatten,

ähneln. Es wurde folglich ganz darauf verzichtet, die Messung bei 10 kbar im Hochtemperaturbereich darzustellen.

Beim Übergang in den supraleitenden Zustand, oder auch noch etwas später, kann es passieren, dass in der Spule Leckströme fließen und diese damit das Magnetfeld verliert. Man spricht von 'Herauskriechen' des Magnetfeldes. Dieser Fall ist während der 8 T-Messung, bei 20 kbar in der Druckzelle, eingetreten. Das Herauskriechen des Magnetfeldes wurde nicht bemerkt und die Hochtemperaturmessung somit nochmals bei 0 T durchgeführt.

3.8 Temperaturregelung

Um gute Ergebnisse bei Magnetowiderstandsmessungen zu erhalten, ist es wichtig, die Temperatur stabil zu halten. Gelingt das nicht, können je nach Probe und Temperaturbereich erhebliche Abweichungen entstehen. Man kann das leicht an den temperaturabhängigen Widerstandsmessungen erkennen. Je größer die Steigung, $\Delta\rho/\Delta T$ im jeweiligen Temperaturbereich, desto höher die Fehleranfälligkeit der Magnetowiderstandsmessungen bei Temperaturschwankungen. Als Regler wird ein LTC-20-Controller verwendet. Um nun den Fehler möglichst gering zu halten, ist es wichtig, gute Werte für die Parameter der im Gerät integrierten Regler zu finden.

Für den zweiten Regler, der die Temperatur der Absorptionspumpe kontrolliert, ist die Situation wesentlich unkritischer. Dieser kontrolliert die Temperatur in der Probe nur indirekt über den Dampfdruck des ^3He , in dem sich die Druckzelle befindet. Der (Dampf-) Druck in der ^3He -Kammer wird wiederum über die Temperatur der Absorptionspumpe und damit deren Abdampftrate, gesteuert. Dadurch ist dieses System sehr träge. Temperaturen können sich auf diesem Weg nur relativ langsam ändern und herkömmliches Regeln ist damit kaum möglich. Man sollte also in diesem Falle die Trägheit des Systems nutzen, indem man einfach einen Wert an der Absorptionspumpe einstellt, der das System ungefähr in Richtung der gewünschten Temperatur an den Proben treibt und wartet bis sich das System stabilisiert hat. Man kann auf diese Weise zwar nicht genau einstellen, bei welcher Temperatur gemessen wird, die Temperatur ändert sich aber ausreichend langsam um Messungen mit nur sehr kleinen Schwankungen zu produzieren. Allerdings kann nicht vermieden werden, dass sich die Temperatur langsam in eine Richtung verändert und so die Kurvenform beeinflusst. Dies kann aber relativ leicht ausgeglichen werden, indem man die Widerstandsänderung mit der Temperatur linear interpoliert und dann entsprechend der Temperaturänderung bei der Magnetowiderstandsmessung abzieht. Man könnte diese Methode auch für Messungen anwenden, bei denen die Temperatur stark schwankt, aller-

dings kann in diesem Fall nicht davon ausgegangen werden, dass man die Temperatur der Proben wirklich kennt, da sie mit dem Temperatursensor über ein träges System thermisch verbunden sind. Damit sind in diesem Fall keine verlässlichen Korrekturen möglich. Untersucht man die Magnetowiderstandsmessung in Abb. 5.20 bis Abb. 5.23, sowie Abb. 5.10 bis Abb. 5.14, so können Tendenzen erkannt werden und die einzeln vorkommenden Messpunkte, die offensichtlich nicht in diese Reihen passen, können getrost ignoriert werden, ohne an Aussagekraft zu verlieren. Sie wurden auch nicht entfernt, um zusätzlich Informationen über die Verlässlichkeit der jeweiligen Messung zu erhalten.

Allerdings kann ein Temperaturdrift auch verhindert werden, indem man Werte einstellt, die systembedingt stabil sind. Es sind dies die Basistemperatur von etwa 0.3 bis 0.5 K und die Temperatur am Lambdapunkt von ^4He bei 2.17 K. Im Fall von 2 K muss nur am '1 K-Pott' maximal gepumpt und die Absorptionspumpe so eingestellt werden, dass sie das System nicht unter 2 K abkühlen kann (nicht unter 50 K). Im 2. Fall stellt man lediglich die Minimaltemperatur an der Absorptionspumpe ein (etwa 4 K). Dadurch wird im Bereich der Druckzelle eine Minimaltemperatur erreicht, die dort recht stabil bleibt.

Um das System auch bei über 2 K stabil zu halten, reichte der reine Proportionalregler (LTC-20 im PID Modus, wobei der I- und der D-Anteil ausgeschaltet, das heißt die Parameter 0 gesetzt, waren) nicht in allen Temperaturbereichen aus. Um gute Messwerte zu erhalten, musste teilweise manuell eingegriffen werden. Dies lieferte zwar passable, aber keine guten Messergebnisse. Um nun den Messkomfort und die Handhabbarkeit zu verbessern, sowie die Qualität der Messungen zu steigern, wurden verschiedene Einstellungen des PID-Reglers erprobt. Teilweise sind diese durch Verwenden einer Automatikfunktion zur Einstellung der Parameter, die die LTC-20-Controller zur Verfügung stellen, zustande gekommen. Um diese zu aktivieren wird die 'Setup' Taste gedrückt. Im anschließend erscheinenden Menü wählt man den Punkt 'Output' aus. Man kann nun mit den Pfeiltasten auf das in der Tabelle vertikal mit 'Output' und horizontal mit 'Heater' gekennzeichnete Feld manövrieren indem man mit den Tasten 'Increase' bzw. 'Decrease' zwischen verschiedenen Regeloptionen, wie 'PID', 'PI', 'AutoPID', usw. wählt. Man geht nun auf 'AutoPID' und drückt anschließend 'Exit', um das Menü wieder zu verlassen. Ist man wieder im Anzeigemodus, kann man die automatische Parameteroptimierung in Gang setzen, indem man einen neuen Sollwert für die Temperatur einstellt. Dies geschieht, indem man die 'Enter'-Taste betätigt und in diesem Menü einen neuen 'Setpoint' eingibt.

Die in der Tabelle 3.1 aufgelisteten Einstellungen haben sich als brauchbar erwiesen. Je höher Einstellungen in der Tabelle stehen, desto besser

T [K]	P	I	D
30	188	146.4	36.6
5	219	12	3
10	22.3	79.4	19.8
30	170	300	25
10	350	600	35

Tabelle 3.1: verschiedene Einstellungsmöglichkeiten der Parameter des PID-Reglers, günstig für Temperaturbereich T

haben sich diese bewährt (ungefähre Reihung). Die Temperaturen in der Tabelle sollen den Bereich kennzeichnen, in dem die jeweiligen Einstellungen sinnvoll eingesetzt werden können. Die angegebenen 3 Bereiche reichen im Wesentlichen aus, um bei allen Temperaturen sinnvoll messen zu können². P stellt in der Tabelle den Proportionalanteil, I den Integralanteil und D den Differentialanteil, des Reglers dar.

Einstellen kann man diese Parameter indem man in dem oben beschriebenen Menü die Option 'PID' wählt und dann mit 'Enter' bestätigt. Man kann sie natürlich auch mittels Messprogramm vom PC aus übergeben. Obwohl die Temperatur des Systems mit einem derart getrimmten PID-Regler äußerst konstant gehalten werden konnte, hat sich das Gesamtsystem nicht restlos bewährt. Der Grund liegt darin, dass der Temperatursensor magnetfeldempfindlich ist. Wird nun ein Magnetfeld aufgeschaltet, erzeugt der Sensor Störungen auf die der Differentialteil des Reglers empfindlich reagiert. Das System wird so aus dem Gleichgewicht gefahren und es sind keine Messungen unter stabilen Temperaturverhältnissen mehr möglich. Ein Ansatz um dieses Problem zu lösen wäre, jeweils vor der Änderung des Magnetfeldes, den Ausgangswert des Reglers mit dem Messcomputer einzulesen und dann als Output im LTC-20 zu fixieren.

3.9 Systembedingte Messfehler

Durch Hystereserscheinungen stimmen die gemessenen Temperaturen, denen die Widerstandswerte zugeordnet sind, nicht exakt mit den Temperaturen, die zum Messzeitpunkt tatsächlich in der Probenkammer geherrscht haben, überein. Das kann speziell Temperaturen, die gewissen Charakteristika (wie z.B. T_{max} , oder T_N) in der Widerstandskurve zugeordnet sind, verfälschen.

Im Bereich der Minimaltemperatur, die mit dem Kryostaten erreicht werden kann, kann das zu unbrauchbaren Messpunkten führen, da in diesem

²über 30 K werden im Normalfall keine Magnetisierungsmessungen durchgeführt

Bereich Einschwingvorgänge auftreten können.

Oft gibt es Messpunkte, die ohne sofort ersichtlichen Grund, aus der allgemeinen Tendenz der Messkurve herausfallen. Man nennt einen solchen Messpunkt 'scatter'. Treten mehrere solcher Punkte auf spricht man von 'scattering'. Im Extremfall kann es so viele solcher 'scatter' geben, dass keine Tendenz der Messkurve mehr erkennbar ist.

Der Temperatursensor, der die Proben temperatur misst, ist empfindlich gegenüber Magnetfeldern. Das hat in der Praxis die Auswirkung, dass bei hohen Magnetfeldern, die Minimaltemperatur scheinbar um bis zu etwa 150 mK steigt. Man sieht z.B., dass in Abb. 6.33 die 0 T-Messung bei etwa 0.4 K, die 12 T-Messung hingegen schon bei gut 0.5 K endet.

Weiters ist der Temperatursensor nicht kalibriert. Laut Erfahrungen eines Kollegen liegt die tatsächliche Proben temperatur auch ohne angelegtes Magnetfeld etwa 150 mK über der gemessenen.

Kapitel 4

Kristallstruktur von $\text{YbCu}_{4.5}$

Für YbCu existieren mehrer verschiedene Phasen nebeneinander. Bis heute, wurden YbCu , YbCu_2 , YbCu_2 , YbCu_2 , $\text{YbCu}_{3.5}$, $\text{YbCu}_{4.25}$, $\text{YbCu}_{4.4}$, $\text{YbCu}_{4.5}$ und $\text{YbCu}_5/\text{YbCu}_{6.5}$ dokumentiert [23]. Es ist im Moment kaum möglich einkristalline Proben, wie $\text{YbCu}_{4.5}$ herzustellen. Neben $\text{YbCu}_{4.5}$ gibt es noch (mindestens) 2 weitere Überstrukturen in diesem Bereich. Da sowohl die Erstarrungstemperaturen, als auch die Zusammensetzung beider Strukturen sehr nahe beieinander liegen, erstarren insbesondere die $\text{YbCu}_{4.5}$ - und die $\text{YbCu}_{4.4}$ -Phase nahe zueinander. Es ist folglich eher nicht von einer wirklich einkristallinen Probe auszugehen.

Laut Analyse der in Abb. 4.1 dargestellten Lauebildes einer, vom selben Tiegelbereich entnommenen Probe, handelt es sich dabei um eine $\text{YbCu}_{4.4}$ Überstruktur¹. Folglich wird wohl auch in der untersuchten Probe die $\text{YbCu}_{4.4}$ -Phase überwiegen.

Das in Abb. 4.2 dargestellte REM-Bild zeigt, dass der Kristall anscheinend in Schichten gewachsen ist, was man von metallischen Systemen nicht in dieser Form erwarten würde. Abb. 4.3 zeigt ein Foto der untersuchten Probe.

¹Laut schriftlicher Korrespondenz mit S. Gottlieb Schönmeier

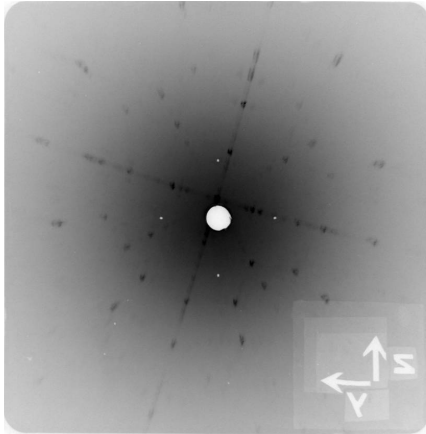


Abbildung 4.1: Lauebild einer, von oben beleuchteten, ähnlichen Probe

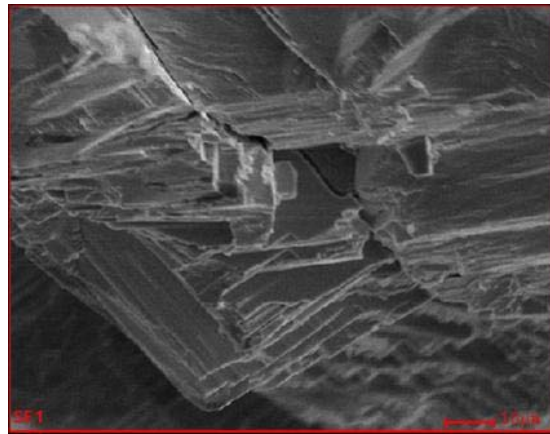


Abbildung 4.2: Bild vom Rasterelektronenmikroskop



Abbildung 4.3: Foto der untersuchten Probe

Kapitel 5

Messdatenpräsentation

5.1 Vorbereitung

Die Rohdaten liegen im Messcomputer im ASCII-Format vor. Sie werden am Arbeitscomputer mittels TableCurve aufbereitet. Es werden Daten sowohl vom Aufwärmvorgang als auch vom Abkühlvorgang verwendet. Für die Widerstandskurve von ≈ 350 mK bis 80 K, die den Überblick über einen relativ großen Temperaturbereich gewährleistet, werden die Daten vom Aufwärmvorgang verwendet. Der Grund dafür liegt darin, dass im Bereich ab etwa 3 K die Temperatur nur langsam steigt, sodass mehr Punkte gemessen werden können und diese dann auch zu den jeweiligen Probestemperaturen genauer zugeordnet werden können. Somit ergibt dies die präzisesten Kurven. Diese Übersichtsmessungen werden in der Folge Hochtemperaturmessungen genannt, weil sie für die Analyse der Daten über etwa 20 K verwendet werden. Um den Temperaturbereich von etwa 350 mK, Basistemperatur genannt, bis ungefähr 2 K genau analysieren zu können, werden dazu die Daten des Abkühlvorgangs verwendet. Dies wiederum liegt daran, dass sich der Kryostat von der Basistemperatur bis etwa 3 K sehr schnell erwärmt, das Abkühlen in diesem Bereich allerdings sehr langsam erfolgt. Wie bereits erwähnt, führt dies zu präziseren Messwerten. Daraus resultieren die Tieftemperaturmessungen, wie sie im folgenden Text genannt werden.

Es können, wie im vorliegenden Fall, bei allen 0 T-Messungen der YbCu_{4,5}-Probe Versetzungen in der Messkurve entstehen. Diese haben meist mechanischen Ursprung und werden einfach korrigiert, indem man alle Widerstandsmesswerte auf einer Seite der Versetzung mit einem so gewählten Korrekturfaktor multipliziert, sodass die Versetzung verschwindet.

Einzelne abweichende Messpunkte, die augenscheinlich nicht der Tendenz der gesamten Messung entsprechen, ('Ausreißer') werden gelöscht. Gibt es zu viele solcher Punkte oder werden wie bei den Magnetowiderstandsmessungen

	Yb _{0.78} Y _{0.22} Cu ₄ In		YbCu _{4.5}	
	T[K]	$\rho[\mu\Omega cm]$	T[K]	$\rho[\mu\Omega cm]$
Ref	4.1651	110.9815	4.1439	109.4712
³ He	4.1555	725.233	4.149	239.3918
Faktor[1]	110.9815/725.233		109.4712/239.3918	

Tabelle 5.1: Punkte, die verwendet wurden, um die ³He-Messung zu normieren

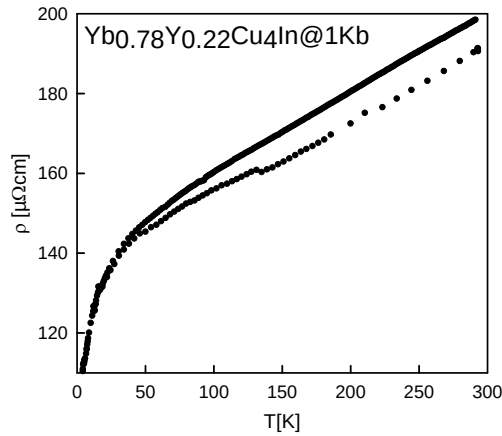


Abbildung 5.1: ρ zu p , gemessen am einfacheren Kryostaten, zur Renormierung

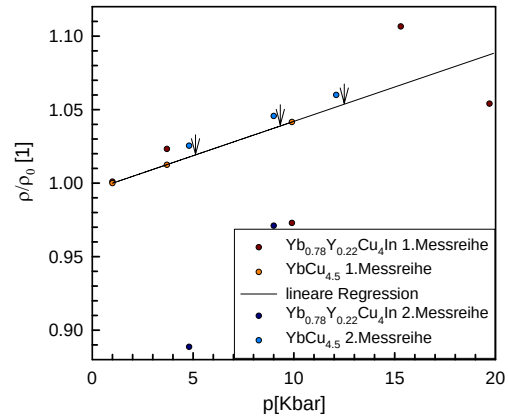


Abbildung 5.2: ρ bei ca. 4 K dividiert durch ρ der Referenzkurve, ebenfalls bei ca. 4 K aufgetragen gegen p

nur relativ wenige Werte gemessen, werden sie beibehalten um Informationen über die Qualität der Messungen nicht zu verlieren.

5.2 Normierung der Messwerte

Wie bereits im Unterkapitel Probenkontaktierung besprochen, ist es mit der verwendeten Messmethode sehr schwierig, einen vernünftigen Geometriefaktor zu bestimmen. Aus diesem Grund wurden noch Messungen in einem anderen, einfacheren Kryostaten durchgeführt. Der entscheidende Unterschied besteht darin, dass die Proben hier in die verwendete Probenhalterung geklemmt werden. Dadurch gibt es nur kleine Kontaktpunkte, deren Abstände zueinander genau bekannt sind. Weiters ist es nicht notwendig, die Proben zu schweißen, was das Risiko, dass Teile der Probe abbrechen, deutlich verringert. Allerdings ist es auch hier nicht gelungen, speziell die YbCu_{4.5} und Yb_{0.78}Y_{0.22}Cu₄In-Probe vollkommen plan, ohne Bruchstellen zu präparieren.

Daraus resultiert eine gewisse Unsicherheit bei der Berechnung des spezifischen Widerstands ρ .

Um nun die Messungen in der Druckzelle zu normieren, wird ein Vergleichspunkt bestimmt. Es sollte dazu einer nahe bei 4 K verwendet werden, da dies der Bereich ist, in dem die Punkte beim Abkühlen und Aufwärmen am nächsten beieinander liegen. Dies gewährleistet die bestmögliche Zuordnung des Messpunktes zur jeweiligen Proben temperatur (siehe Abb. 5.1 als Beispiel). Die obere Messkurve stellt die Messungen beim Erwärmen, die untere die beim Abkühlen des Kryostaten dar. Messungen beim Aufwärmen und Abkühlen sind hier in einer Grafik dargestellt. Man sieht die beiden bei höherer Temperatur divergierenden Kurven.

Es sollen nun im Temperaturbereich von 4 K ein Punkt der ^3He -Messung und eine des einfachen Kryostaten gefunden werden, deren Temperatur möglichst gleich ist. Nun wird ein Faktor durch Quotientenbildung bestimmt. Zu beachten ist, dass die Messungen für die Normierung ohne Magnetfeld und bei Normaldruck (etwa 1 bar) durchgeführt werden. Das bedeutet, dass auch der im ^3He -Kryostaten gemessene Wert bei gleichen Bedingungen zustande kommen musste. Hier wird konkret ein Punkt, der bei etwa 1 kbar gemessen wurde, verwendet. Dies ist zulässig, da sich in diesem Druckbereich, verglichen mit Normaldruck bei Festkörpern, noch keine wesentlichen Verhaltensänderungen ergeben. Mit diesem Faktor werden jetzt alle im ^3He -Kryostaten gemessenen ρ -Werte derselben Probe, bei gleich gebliebener Kontaktierung¹, multipliziert. Damit sind die Kurven normiert. Der Normierungsfehler beträgt mit dieser Methode maximal etwa 2 %. In Anbetracht des größeren Fehlers, der durch die Sprödigkeit und damit der Unregelmäßigkeit des Probenquaders² entsteht, sind keine genaueren (Interpolations-)Methoden nötig. In Tabelle 5.1 sind die Messpunkte dargestellt, die zur Normierung herangezogen wurden. Es sind jeweils die Temperatur- und ρ -Werte der Punkte die im ^3He -Kryostaten bzw. bei der Referenzmessung im einfachen Kryostaten dargestellt. Der Normierungsfaktor ergibt sich indem man ρ der ^3He -Messung durch ρ der Referenzmessung dividiert. Man sieht die Diskrepanzen der beiden Temperaturen bei beiden Proben, aus denen die oben angedeutete Normierungsfehler von maximal etwa 2% resultieren.

Man erkennt bei der Widerstandsänderung mit Druck in der Abb. 5.2 für die $\text{YbCu}_{4.5}$ eine eindeutige lineare Abhängigkeit. Die Ausgleichsgeraden der beiden Messreihen unterscheiden sich lediglich durch einen Faktor. Dies legt die Vermutung nahe, dass sich eine Änderung des Geometriefaktors

¹In unserem Fall wurden neue Kupferleitungen aus der Druckzelle geführt, da diese gebrochen waren (siehe Kapitel 'Messablauf').

²Man kann diese andeutungsweise in Abb. 3.1 sehen.

T_C [K]	68.3	61.8	–	75.2	70.2	60.6	54.3	50.1
p [Kbar]	4.8	9.0	≈ 12.1	1.0	3.7	9.9	15.3	19.7

Tabelle 5.2: Übergangstemperatur von HoCo_2 und der sich daraus ergebende Druck in der Druckzelle

ergeben haben könnte. Das sollte ausgeschlossen werden, da die Kontaktierungen an der Probe nicht verändert wurden (siehe Kapitel 'Messablauf') und die $\text{YbCu}_{4.5}$ -Probe nicht spröde ist. Auch eine Änderung der Länge der Kupferkabel, die aus der Druckzelle führen, kann nicht die Ursache sein, da hier keine Auswirkungen erwartet werden (siehe Kapitel 'Messinstrumente'). Folglich wurden die Temperaturen bei denen die Messwerte aufgenommen worden waren, nochmals genauer betrachtet. Zufällig sind alle Temperaturen, die zu den blauen Punkten zuzuordnen sind, etwas höher als die der roten zugehörigen, unterscheiden sich untereinander aber kaum.

Schlussendlich wird für alle Messungen dieser Probe, derselbe Korrekturfaktor verwendet, weil die entstandene Unsicherheit lediglich auf Temperaturungenauigkeiten zurückzuführen ist. Diese stellt bei den Drifts einen Parameter dar und ist folglich ohnehin bei jeder Messung eigens berücksichtigt. Bei $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ ist leider kein linearer Zusammenhang festzustellen. Möglicherweise haben sich durch die Sprödigkeit dieser Probe zwischen den Messungen immer wieder mechanische Änderungen ergeben. Folglich wird einfach für alle Drücke der in Tab. 5.1 angegebene Normierungsfaktor verwendet. Auch die Widerstandswerte bei 80 K oder sonstigen Temperaturen bilden keine vernünftige Basis zur Normierung. Demzufolge können bei dieser Probe durch diese Messungen keine Aussagen über die quantitative Änderungen des spezifischen Widerstands bezüglich des Druckes gemacht werden. Auch die Absolutwerte von ρ bei Normaldruck (respektive 1 kbar, siehe oben) sind dadurch in Frage gestellt.

5.3 Druckbestimmung

Wie bereits erwähnt, wird in der Probenhalterung eine Referenzprobe eingebaut. Bei den hier durchgeführten Messungen handelt es sich dabei um HoCo_2 . Von dieser Probe sind die magnetischen Ordnungstemperaturen, T_C , für die jeweiligen Drücke bereits bekannt. Siehe Abb.5.3. Nun wurde mittels der von der Referenzmessung stammenden Werte ein Fit generiert. Wie man leicht erkennen kann, zeigt sich exponentielles Verhalten,

$$T_C = 45.9 \cdot e^{-0.0454 \cdot p} + 31.34. \quad (5.1)$$

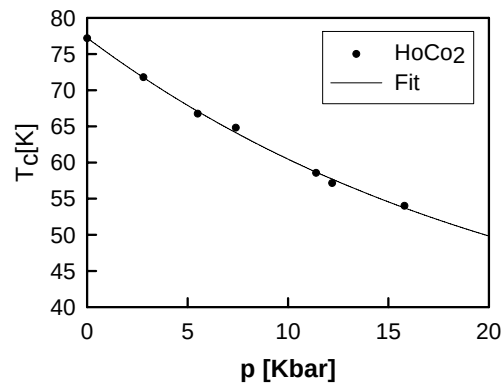


Abbildung 5.3: Druckabhängigkeit der Curietemperatur T_C der Manometerprobe und der daraus resultierende Fit von Gleichung 5.1

Nun müssen noch die jeweiligen magnetischen Ordnungstemperaturen der Manometerprobe bei unseren Messungen bestimmt werden. Dort wo die Steigung der resultierenden Kurver am größten ist, befindet sich T_C . Praktisch wird dieses durch das Maximum der 1. Ableitung bestimmt. Löst man nun die Gleichung, die sich aus dem Fit ergeben hat nach p auf, kann man durch Einsetzen der jeweiligen T_C s direkt den Druck ausrechnen. Für den Fit hat sich ein Fehler von knapp ± 0.4 kbar ergeben. Beachtet man auch noch den Ablesefehler von T_C , der nur geschätzt werden kann, so ergibt sich ein maximaler Fehler von etwa ± 0.5 kbar. Weiters ist zu beachten, dass die Referenzmessung des HoCo_2 -Systems nur Daten bis etwa 16 kbar erfasst hat. Folglich muss für die 20 kbar-Messung ein höherer Fehler einkalkuliert werden. Es wird mit ± 0.6 kbar gerechnet, da sich konkret keine Verhaltensänderung ankündigt.

Im vorliegenden Fall haben sich die in der Tabelle 5.2 eingetragenen Drücke ergeben. In der Folge wurden die Drücke teils gerundet, um die Bezeichnungen der Messungen, beziehungsweise deren Beschriftungen zu vereinfachen. Dies gilt allerdings nicht für die Kurven in denen der Druck in einer der beiden Achsen aufgetragen ist, um diese nicht zu verfälschen. Während der 3. Messung fiel die Manometerprobe aus. Daher konnte der Druck in der Zelle anfangs nur mithilfe der Kenntnis des Druckes an der Hydraulikpresse und Erfahrungswerten geschätzt werden. Dadurch, dass der Zusammenhang zwischen spezifischen Widerstands und dem Druck linear ist, wie bereits im Kapitel 'Normierung der Messwerte' behandelt, kann der Druck, wie es auf den ersten Blick aussieht, sogar mit etwa der selben Genauigkeit, wie mittels der Manometerprobe, berechnet werden. Er muss dabei einfach nur so kalkuliert werden, dass er auf der Regressionsgeraden der Messpunkte liegt. In

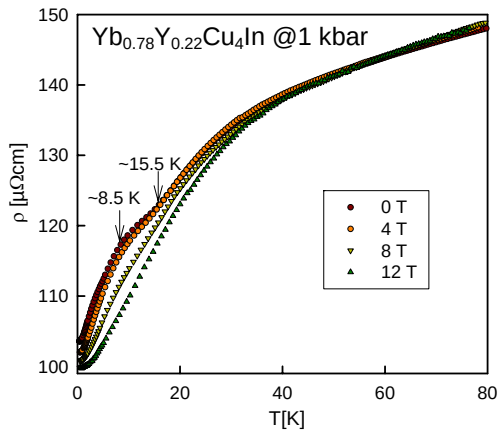


Abbildung 5.4: ρ gegen T bei 1 kbar im gesamten Temperaturbereich

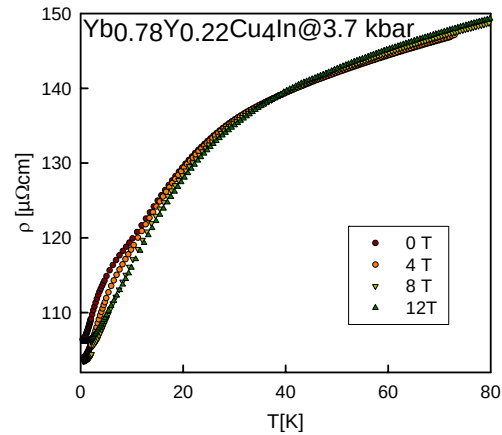


Abbildung 5.5: ρ gegen T bei 3.7 kbar im gesamten Temperaturbereich

Abb. 5.2 wurde diese Anpassung bereits vollzogen und so kann man durch die blauen Punkte ohne Probleme eine Linie ziehen. Zu beachten ist allerdings, dass bei dieser Kalkulation nur zwei Punkte herangezogen werden konnten. Man kann daher schwer sagen, ob diese Übereinstimmung nicht doch nur Zufall ist, der durch sich aufhebende Fehler entsteht. Dem Rechnung tragend wurde für diesen Druckwert ein höherer Fehler einbezogen.

5.4 $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$

Wie bereits erwähnt, ist diese Probe relativ spröde. Trotzdem ist es gelungen, den Widerstand unter allen Druckbereichen bis 20 kbar zu messen. Alle Messungen dieser Probe wurden mit intaktem Manometer durchgeführt, sodaß alle Drücke präzise bestimmt werden konnten.

Die Hochtemperaturmessungen sind in Abb. 5.4 bis Abb. 5.9 dargestellt. Bei der Messung, die bei 1 kbar und 0 T gemacht wurde, sieht man, dass die Kurve 2 Knicke hat. Dies deutet auf zwei Phasenübergänge hin. Man sieht in Abb. 5.4 wie diese Knicke mit steigendem Magnetfeld verschwinden. Bei steigendem Druck verhält es sich ebenso. Dies kann man speziell in Abb. 6.5, bzw. im Detail in Abb. 6.5 beobachten. Man sieht die Übergänge bei 4 T und 1 kbar noch schwach, wobei sie bei 4 T und 3.7 kbar schon fast ganz verschwindet. Siehe Abb. 6.6, bzw. im Detail Abb. 6.8. Die Messungen bei 4.8 kbar zeigen nur noch bei 0 T leichte Knicke. Schon bei 4 T sind sie ganz verschwunden. Siehe Abb. 5.6. Ab 9 Kbar sind bei den Messung

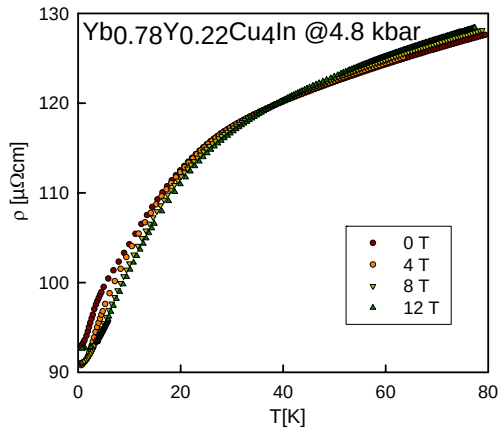


Abbildung 5.6: ρ gegen T bei 4.8 kbar im gesamten Temperaturbereich

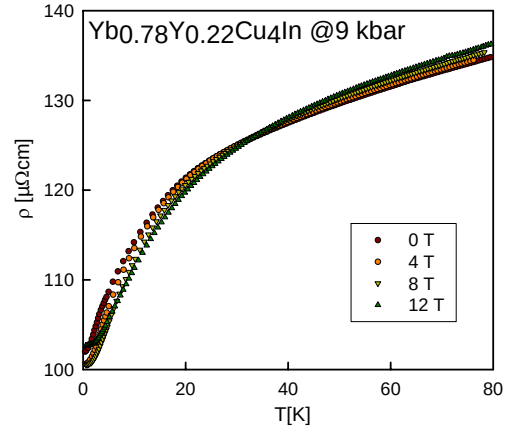


Abbildung 5.7: ρ gegen T bei 9 kbar im gesamten Temperaturbereich

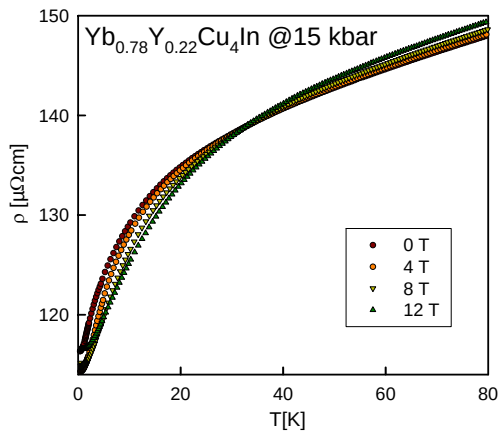


Abbildung 5.8: ρ gegen T bei 15 kbar im gesamten Temperaturbereich

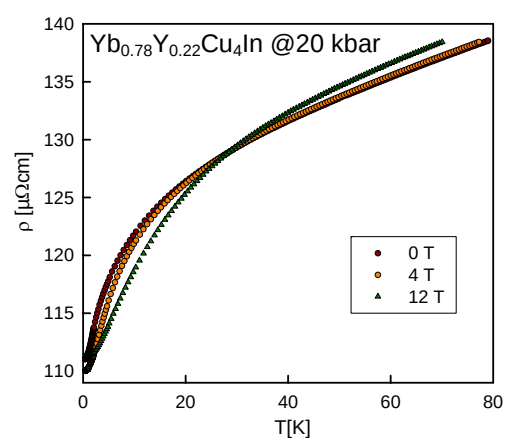
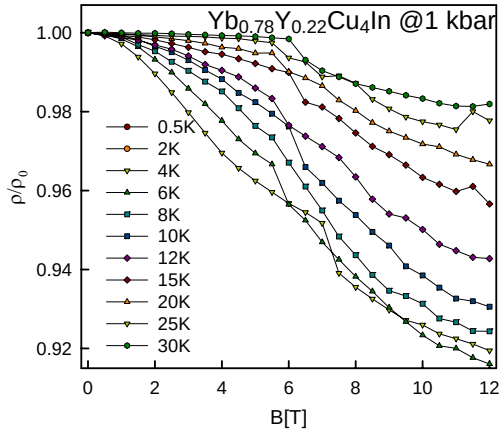
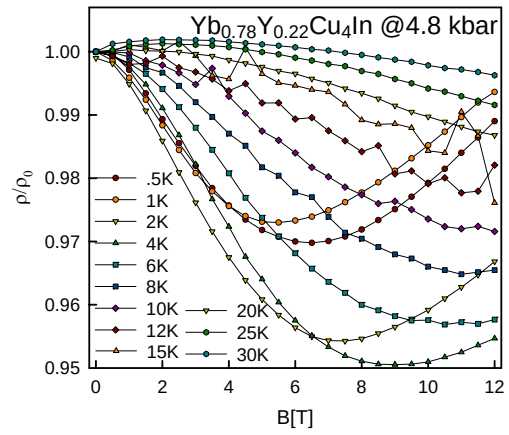
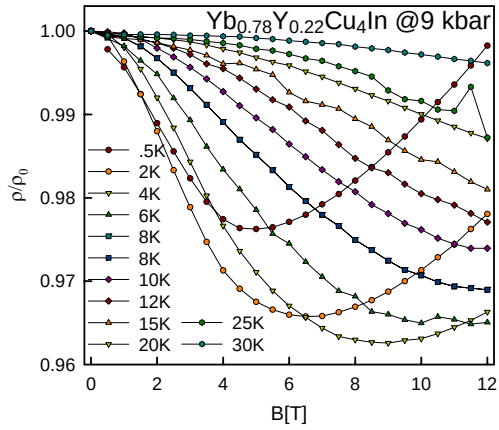
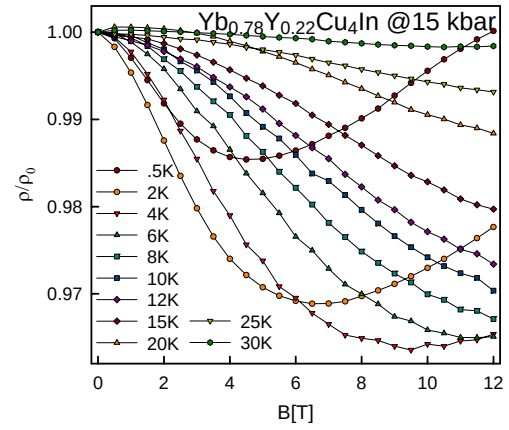


Abbildung 5.9: ρ gegen T bei 20 kbar im gesamten Temperaturbereich


 Abbildung 5.10: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 1 kbar

 Abbildung 5.11: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 4.8 kbar

 Abbildung 5.12: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 9 kbar

 Abbildung 5.13: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 15 kbar

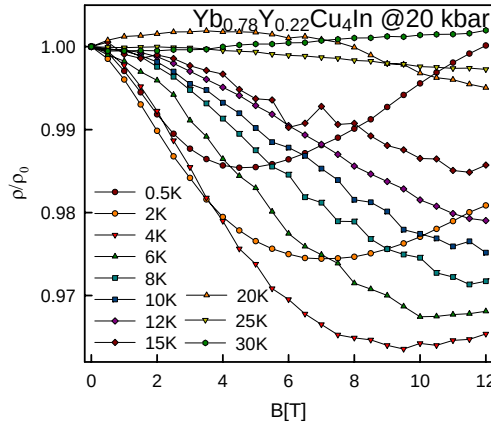


Abbildung 5.14: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 20 kbar

die Knicke nicht mehr wirklich zu erkennen. Auf dieses Verhalten wird im Kapitel Analyse näher eingegangen, mögliche Phasenübergänge werden untersucht. Zu beachten ist, dass die Widerstände in Abb. 6.5 sowie Abb. 6.7 auf $\rho_{80}(0T) = 148.1 \mu\Omega cm$ normiert sind. Abb. 6.6 und Abb. 6.8 sind auf $\rho_{70}(4T) = 146.5 \mu\Omega cm$ normiert.

Generell wird der Widerstand mit dem Magnetfeld kleiner. Bei tiefen Temperaturen bilden sich allerdings Minima aus, die deutlicher werden bzw. sich auch schon bei niedrigeren Temperaturen zeigen, je höher der Druck steigt (siehe Abb. 5.10 bis Abb. 5.14). Dies ist ein Zeichen dafür, dass mehrere Effekte das Transportverhalten des Systems beeinflussen, wie es für Yb-Verbindungen im Allgemeinen auch zu erwarten ist.

5.5 YbCu_{4.5}

Leider fiel diese Probe bei der 1. Messreihe schon ab 10 kbar aus. Bei der 2. Messreihe wurde nur bis etwa 12 kbar gemessen, da die Yb_{0.78}Y_{0.22}Cu₄In-Probe und das Manometer ausgefallen waren. Bei der Normierung stellte sich allerdings heraus, dass der Druck trotzdem mit etwa gleicher Genauigkeit kalkuliert werden konnte (siehe Kapitel 'Druckbestimmung').

Es zeigt sich ein Widerstandsverhalten mit einem deutlichen Maximum bei etwa 10 bis 20 K. Dies lässt ein Zusammenwirken mehrerer relevanter Effekte erwarten. Man sieht, wie das Maximum mit dem Magnetfeld steigt (siehe Abb. 5.15 bis 5.19) und mit dem Druck sinkt. Weiters kann man beobachten, dass der Unterschied der Kurven bei verschiedenen Drücken geringer wird, je höher das angelegte Magnetfeld ist.

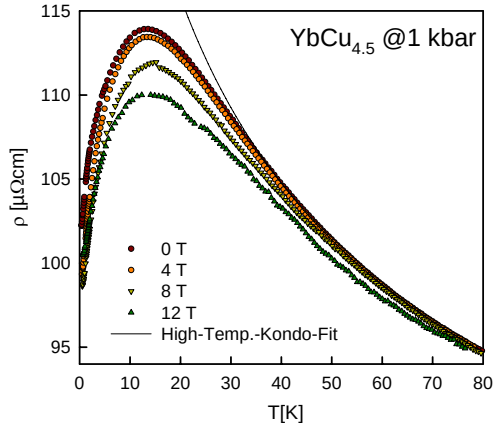


Abbildung 5.15: ρ gegen T bei 1 kbar im gesamten Temperaturbereich mit Hochtemperatur-Kondo-Fit (Gl. 6.4)

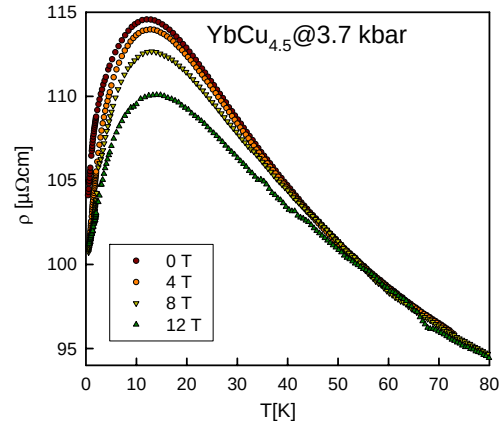


Abbildung 5.16: ρ gegen T bei 3.7 kbar im gesamten Temperaturbereich

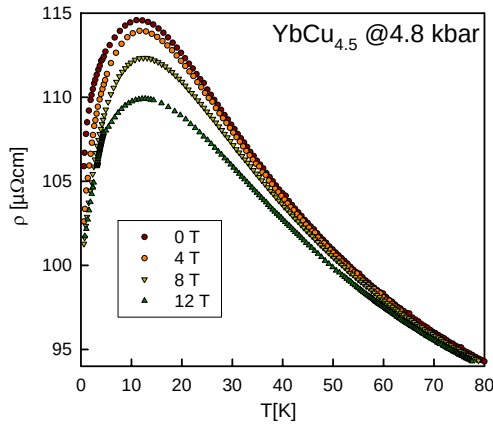


Abbildung 5.17: ρ gegen T bei 4.8 kbar im gesamten Temperaturbereich

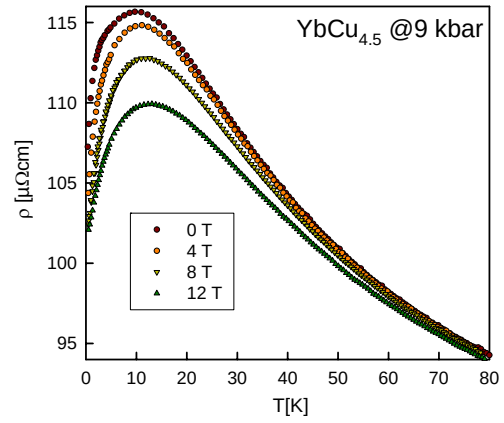
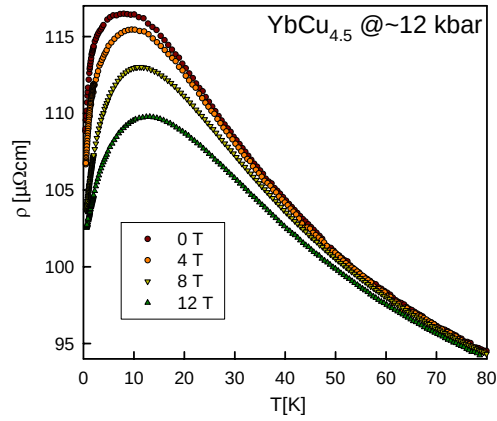
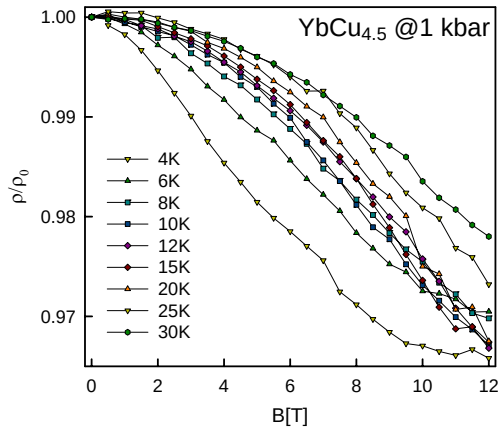
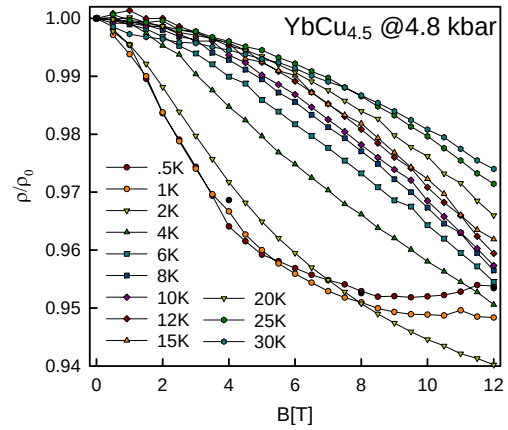


Abbildung 5.18: ρ gegen T bei 9 kbar im gesamten Temperaturbereich


 Abbildung 5.19: ρ gegen T bei ≈ 12 kbar im gesamten Temperaturbereich

 Abbildung 5.20: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 1 kbar

 Abbildung 5.21: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 4.8 kbar

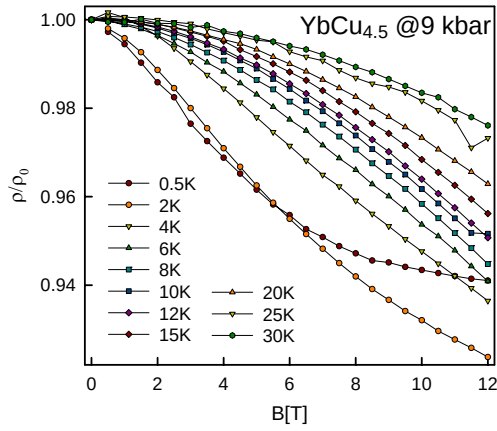


Abbildung 5.22: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 9 kbar

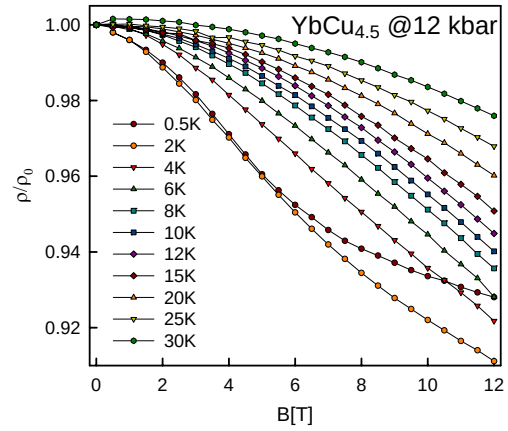


Abbildung 5.23: ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei ≈ 12 kbar

Auch hier wird der Widerstand mit steigendem Magnetfeld kleiner. Im Gegensatz zum magnetoresistiven Verhalten der $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ -Probe bilden sich hier keine Minima aus, auch wenn eine Tendenz dazu vorhanden ist (siehe Abb. 5.20 bis Abb. 5.23). Die Messungen lassen erwarten, dass dies auch passiert, allerdings erst bei höheren Drücken, deren Daten aufgrund des Ausfalls der Probe leider nicht mehr erfasst werden konnten.

Kapitel 6

Analyse

Dieses Kapitel dient hauptsächlich dazu, die vorliegenden Messungen mit verschiedenen Modellen zu vergleichen. Yb-Systeme sind im Allgemeinen bekannt dafür, dass sie oft nur über eine Kombination verschiedener Modelle beschrieben werden können. Im folgenden Kapitel werden alle relevanten Modelle auf ihre Anwendbarkeit untersucht und es wird bestimmt, wie sie zur Anwendung kommen können. Das Anpassen freier Parameter auf die vorliegenden Messdaten, also 'fitten', die resultiert in einer Anzahl sinnvoller physikalischer Parameter.

Das magnetische Verhalten der beiden Materialien ist durch den Yb^{3+} -Zustand bestimmt, der sich durch die Gesamtquantenzahl von $J = \frac{7}{2}$ auszeichnet. Alle anderen Elemente der Verbindungen liefern keine wesentlichen magnetischen Beiträge.

Weiters wurden auch verschieden Fitparameter oder signifikante Temperaturen wie T_{max} gegen die Drücke bzw. Magnetfelder aufgetragen, um daraus eventuelle Tendenzen oder Abhängigkeiten festzustellen. Dieses Verfahren führt zum Begriff und Erstellung eines Phasendiagramms.

Ist hier ein Punkt nicht verzeichnet, so bedeutet das, dass dieser keine Relevanz hat, da er unphysikalische Werte angenommen hatte. Für diese Abbildungen wurden keine Fehler aufgetragen, da sie teilweise nicht eindeutig ermittelt werden können und stark vom jeweiligen Fit abhängen. Fittet man Messdaten in einem fix vorgegebenen Temperaturbereich, so kann man den Fehler der resultierenden Konstanten leicht ausrechnen. Dieser Fehler resultiert aus dem in Kapitel 'Systembedingte Messfehler' beschriebenen 'scattering' und dem Grad der Übereinstimmung der Messdaten mit dem verwendeten Modell. Leider beschreiben die Fits die Systeme in unterschiedlich großen Temperaturbereichen, die nicht eindeutig bestimmt werden können. In der Folge müssen beim Fitten entsprechend unterschiedlich viele Messpunkte und damit Gewichte, berücksichtigt werden. Aus dieser Unsicherheit heraus kann

man die Fehler der Konstanten nicht sinnvoll bestimmen. Die Güte der Fits wird im Folgenden nur qualitativ behandelt und verglichen. Man kann allerdings von Fehlern im Bereich bis zu 10% ausgehen.

6.1 Bestimmung der magnetischen Ordnungstemperatur T_C bzw. T_N

Zu diesem Zweck werden mittels 'TableCurve' Fits für die einzelnen Kurven erstellt. Wichtig dabei ist, dass die Punkte weit oberhalb des Knicks in $\rho(T)$ nicht in die Kalkulation miteinbezogen werden. Diese sind nicht relevant und würden ob ihrer großen Zahl und daraus resultierenden starken Gewichtung, den Fit stark beeinträchtigen. Es wurde die in TableCurve mit LSB-Spline bezeichnete Fitmethode verwendet, da diese die besten Resultate bot. Das heißt, dass die Kurve gut an den Punkten liegt, ohne dass die 1. Ableitung dabei stark zum Schwingen neigt.

Daraus wird nun die 1. Ableitung gebildet. Relevant für unsere Untersuchung ist dabei lediglich der Bereich des Knicks der Kurve. Um in diesem Bereich die Temperatur herauszufinden bei der die größte Steigung der 1. Ableitung herrscht, wird die 2. Ableitung gebildet um das Maximum zu bestimmen. Daraus resultiert dann die magnetische Ordnungstemperatur T_C bzw. T_N . Sollte keine geeignete Fitmethode gefunden werden, wird der Knick einfach optisch ermittelt. Dies ist oft der Fall, wenn die Knicke nicht sehr ausgeprägt sind. In diesem Fall kann man meist keine signifikanten Maxima in den Ableitungen erkennen.

6.2 $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$

Prinzipiell handelt es sich um ein Heavy-Fermion-System. Der kristallelektrische Feldeffekt (CEF) und der Kondoэффект konkurrieren miteinander, sodass komplexes Verhalten beobachtet werden kann. Deutlich kann man dies in den im Kapitel 'Messdatenpräsentation' gezeigten Abbildungen erkennen. Auch die RKKY-Wechselwirkung spielt eine Rolle in diesem Kristall und führt zu langreichweitigen Magnetisierungserscheinungen, die durch Phasenübergänge charakterisiert sind. Um dieser Frage genauer nachgehen zu können, wurden Magnetisierungsmessungen durchgeführt.

6.2.1 Magnetisches Verhalten und Phasenübergänge

Wie man im Bild 5.4 sieht, gibt es zwei magnetische Phasenübergänge und zwar bei ≈ 8.5 K sowie bei ≈ 15.8 K. Da die Anomalien nicht sehr deutlich

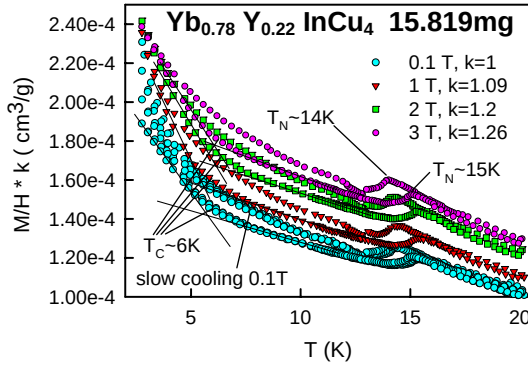


Abbildung 6.1: $M/H \cdot k$ gegen T . k wurde lediglich eingeführt, um die Übersichtlichkeit zu bewahren. Die unteren Kurven stellen jeweils die Messungen beim Erwärmen der Probe dar

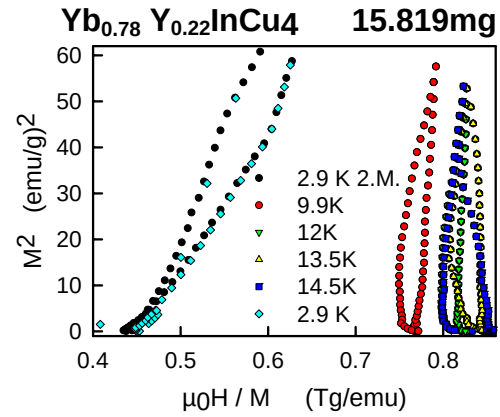


Abbildung 6.2: Arrott-Plot: 2.M. bedeutet 2. Messung.

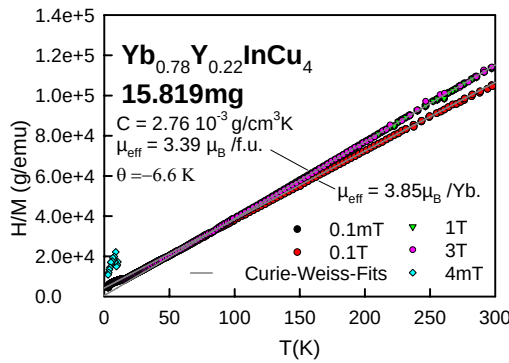


Abbildung 6.3: H/M gegen T im Hochtemperaturbereich

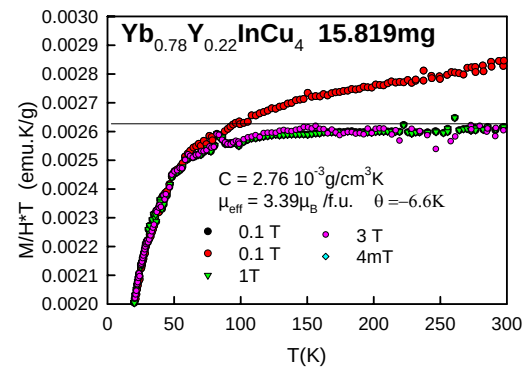


Abbildung 6.4: $M/H \cdot T$ gegen T , zur Verdeutlichung der linearen T -Abhängigkeit

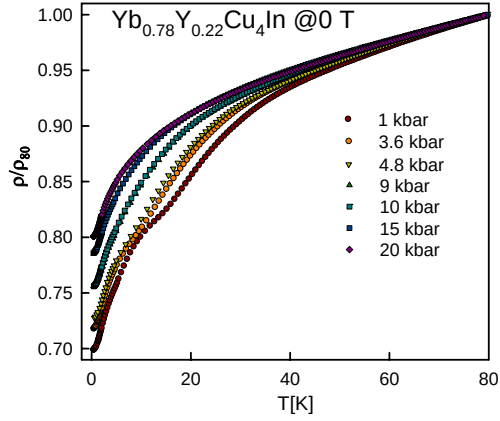


Abbildung 6.5: ρ , auf ρ bei etwa 80 K normiert, gegen T bei 0 T im gesamten Temperaturbereich

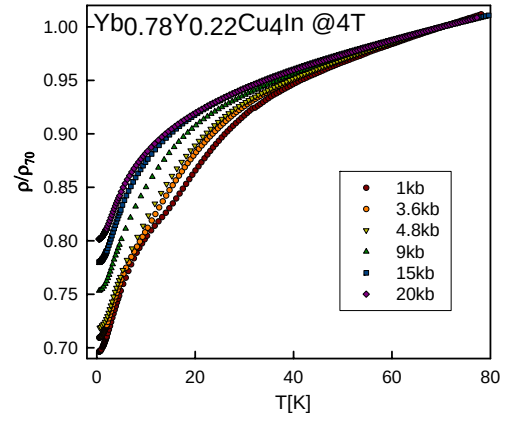


Abbildung 6.6: ρ , auf ρ bei etwa 70 K normiert, gegen T bei 4 T im gesamten Temperaturbereich

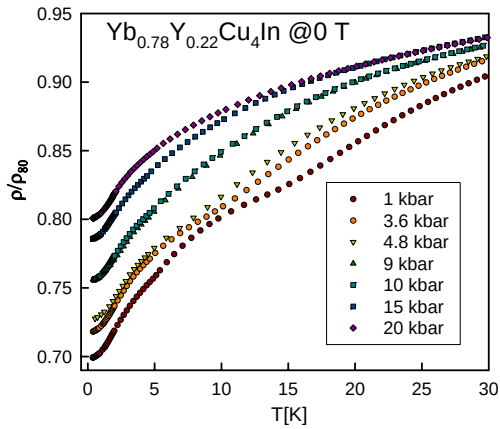


Abbildung 6.7: ρ , auf ρ bei etwa 80 K normiert, gegen T bei 0 T im Detail

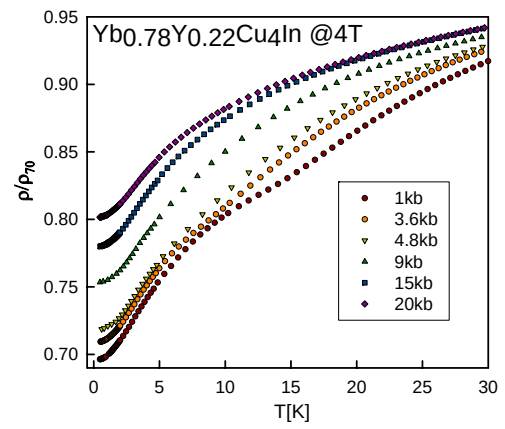


Abbildung 6.8: ρ , auf ρ bei etwa 70 K normiert, gegen T bei 4 T im Detail

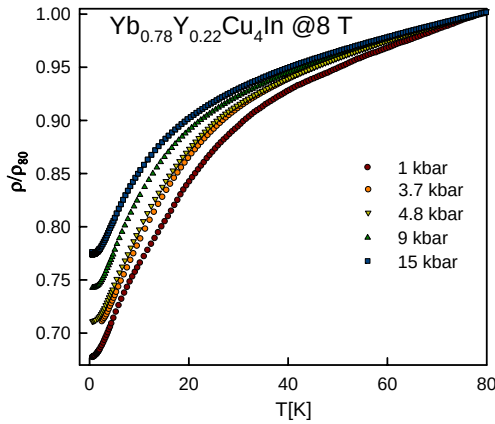


Abbildung 6.9: ρ , auf ρ bei etwa 80 K normiert, gegen T bei 8 T im gesamten Temperaturbereich

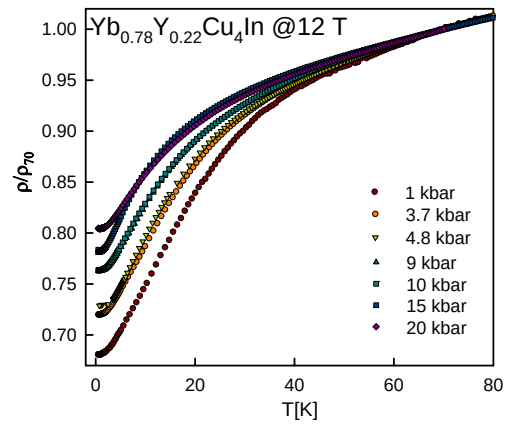


Abbildung 6.10: ρ , auf ρ bei etwa 70 K normiert, gegen T bei 12 T im gesamten Temperaturbereich

sind und bei den allermeisten Materialien nur ein Phasenübergang auftritt, können allein durch die Widerstandsmessung keine eindeutigen Schlüsse gezogen werden. Zur weiteren Klärung werden nun Magnetisierungsmessungen herangezogen.

Zu beachten ist, dass es bei diesen Messungen ausgeprägte Hystereserscheinungen gibt. Um sie sinnvoll mit den Widerstandsmessungen zu vergleichen, verwendet man aus Abb.6.1 nur die bei Erwärmen der Proben aufgenommenen Messpunkte. Weiters muss beachtet werden, dass durch verschieden schnelle Temperaturänderungen trotzdem Diskrepanzen entstehen können.

Analysiert man nun die Magnetisierungsmessung in Abb.6.1 und den sogenannten 'Arrott Plot' [34] in Abb.6.2¹, so kommt man zum Schluss, dass unterhalb der oberen Ordnungstemperatur (≈ 15.8 K) Antiferromagnetismus vorliegt. In Abb.6.1 sieht man bei 15 K (Messung beim Aufwärmen) ein deutliches Maximum, wie es für antiferromagnetische Systeme typisch ist. Der Knick bei etwa 6 K stellt den 2. Phasenübergang dar. In Abb. 6.1 wurden Geraden eingezeichnet, um den Übergang zu verdeutlichen. Es scheint plausibel, dass unterhalb dieser Temperatur eine ferromagnetische Phase vorliegt. Am Arrott Plot in Abb.6.2 kann man erkennen, dass auch bei Temperaturen unter 6 K die antiferromagnetische Phase dominiert. Wäre das System unterhalb der Ordnungstemperatur ferromagnetisch, so würde auch bei $H=0$ T und damit $H/M=0$, noch ein M^2 größer 0 existieren, da das System ge-

¹Bei 2.9 K wurden zwei Messungen durchgeführt, da bei der ersten nur wenige Punkte generiert wurden. Die zweite Messung ist mit 2.M. gekennzeichnet

richtet magnetisch ordnet. Die Messkurve würde in diesem Fall die Y-Achse (M^2) schneiden. Im antiferromagnetischen Fall ist das System zwar magnetisch geordnet, allerdings heben sich die magnetischen Momente auf, weil sie antiparallel zueinander ausgerichtet sind.

Aufgrund der Widerstandsmessungen kann beobachtet werden, dass beide Phasenübergänge mit steigendem Druck verschwinden. Beide Phasenübergang sind bei etwas über 4 kbar nicht mehr beobachtbar. Der ferromagnetische Übergang bei ≈ 8.5 K verschwindet erst über 4.8 kbar. Der antiferromagnetische Phasenübergang (bei ≈ 15.5 K) ist bei der Widerstandsmessung schwerer zu erkennen als bei der Suszeptibilitätsmessung. Allerdings stehen keine Suszeptibilitätsmessungen unter höheren Drücken zur Verfügung.

Es ist schwer zu evaluieren, bei welchem Druck der Phasenübergang bei ≈ 15.5 K tatsächlich verschwindet, da er auch schon bei niedrigem Druck innerhalb der Widerstandskurve relativ schwer zu erkennen ist.

Vergleicht man den bei der Widerstandsmessung gewonnenen Wert $T_C \approx 8.5$ K mit dem von der Magnetisierungsmessung erhaltenen; $T_C \approx 6$ K, so stellt man erhebliche Diskrepanzen fest. Dabei kann es sich wiederum um Hystereseerscheinungen handeln. Weiters ist gerade in diesem Bereich bei Widerstandsmessungen kein deutlicher Knick, sondern nur eine stark abgerundete Kante zu erkennen, die schwer eingrenzbar ist.

Will man nun die Werte der Ordnungstemperaturen mit anderen Messungen in Verbindung bringen, so darf nicht vergessen werden, dass die hier aus Gründen der Vergleichbarkeit verwendeten Temperaturen durch die Hystereseerscheinungen verfälscht wurden. So ist T_N im Endeffekt im Bereich von etwa 14-15 K, T_C bei 6-6.5 K.

Das System verhält sich bei hohen Temperaturen ($T > 150$ K, siehe Abb. 6.4) gemäß dem Curie-Weiss-Gesetz (Gleichung 2.9). Aus den Magnetisierungsmessungen ergeben sich ein effektives magnetisches Moment von $\mu_{eff} = 3.39 \mu_B$ und eine paramagnetische Curietemperatur von $\Theta = -6.6$ K (siehe Abb. 6.3). Die negative paramagnetische Curietemperatur ist ein Hinweis auf antiferromagnetische Wechselwirkungen im System. Vergleicht man das gewonnene μ_{eff} mit dem, aus Gleichung 2.11 ausgerechneten Wert, $\mu_{eff} = 4.54 \mu_B$ (mit $g = 1.14$), so stellt man fest, dass der theoretische Wert größer ist. Das kann mit der Kristallfeldaufspaltung (siehe Kapitel 'Elektrischer Kristallfeld-Effekt') begründet sein. Eine andere Ursache liegt in einem Abweichen der Yb-Valenz vom 3+ Zustand. Das Erreichen des 2+ Zustandes wäre gleichbedeutend mit einem Wert $\mu_{eff} = 0$. Die Magnetisierungsdaten (siehe Abb. 6.1) zeigen kein Sprungverhalten wie es bei einer Valenzinstabilität, wie sie bei YbCu₄In auftritt, erwartet werden würde [13].

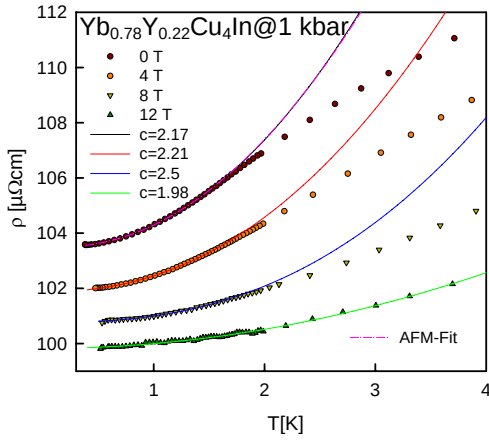


Abbildung 6.11: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 und 6.2 (AFM) bei 1 kbar

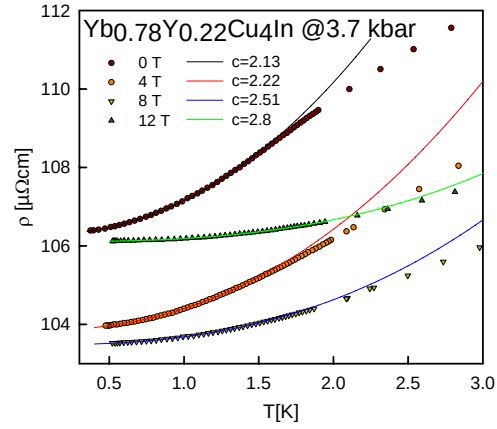


Abbildung 6.12: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 3.7 kbar

6.2.2 Tieftemperaturverhalten

Leider existieren noch keine theoretischen Modelle, die $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ ausreichend beschreiben. Deshalb wird ein für den magnetisch geordneten Bereich ein einfaches Modell verwendet [11]:

$$\rho(T) = \rho_0 + a T^c \quad (6.1)$$

Die Fits stimmen bei Temperaturen kleiner ungefähr 1.5 K bis 2 K recht gut mit den Messdaten überein (siehe Abb. 6.11 bis 6.15). Es gibt allerdings mehr Messpunkte, die nicht der allgemeinen Tendenz der Messkurve folgen, je größer das angelegte Magnetfeld ist. Gibt es zu viele solcher Punkte, kann kein Fit-Verlauf festgestellt, oder nur sehr schwer festgestellt werden. Ein Beispiel dafür liefert die Messung bei 1 kbar und 12 T. Entsprechend ist auch kein Punkt für den Fit dieser Messung in Abb. 6.24 bzw. 6.23 eingetragen. Man kann sich speziell in den Abb. 6.16 bis 6.17 über die Qualität der Fits ein Bild machen, in denen ρ gegen T^c aufgetragen ist. Dabei stellt c den mittels Fit gewonnen Exponenten, der Gleichung 6.1 dar.

Bei 0 T zeigen die Kurven annähernd quadratisches Verhalten. Das entspricht dem Verhalten eines Metalls mit Verunreinigungen entgegen dem eines perfekt reinen Metalls, dessen Verhalten exakt quadratisch ist (dominierende Elektron-Elektron-Wechselwirkung) [11, 19]. Mit steigendem Magnetfeld erhöht sich der Exponent bis auf etwa 3 (bei 12 T) und die Fits stimmen bis zu immer höheren Temperaturen gut mit den Messdaten überein (≈ 2 K für 12 T, bei 0 T nur bis ≈ 1.5 K). Dabei scheinen Streuprozesse mit

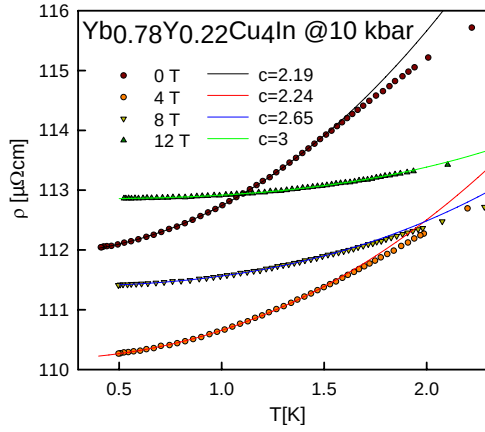


Abbildung 6.13: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 10 kbar

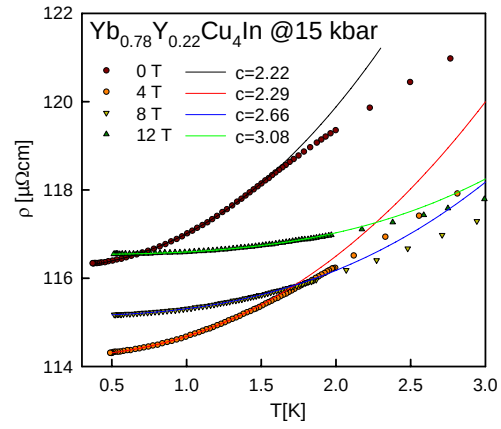


Abbildung 6.14: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 15 kbar

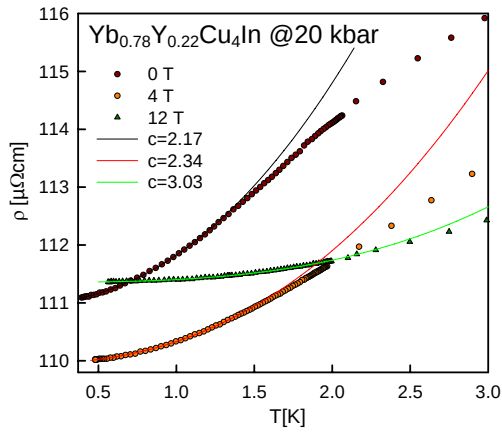


Abbildung 6.15: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 20 kbar

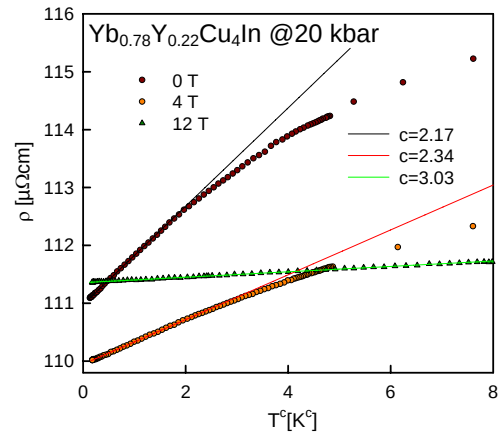
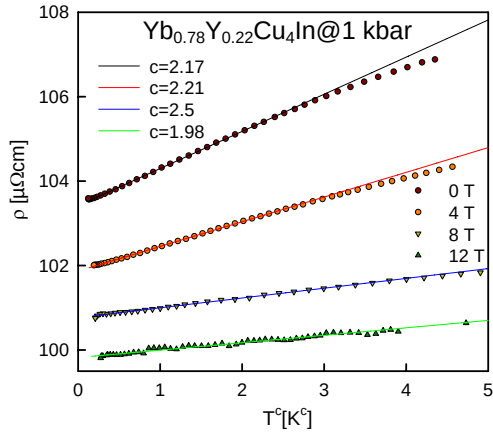
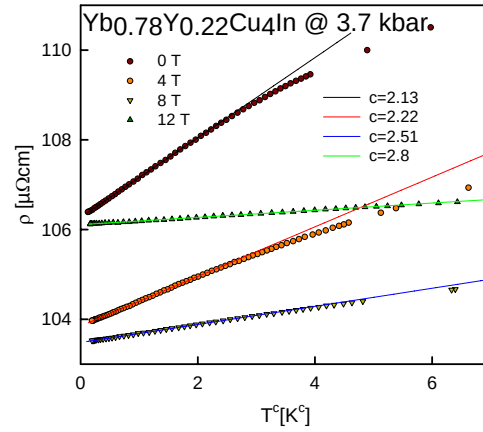
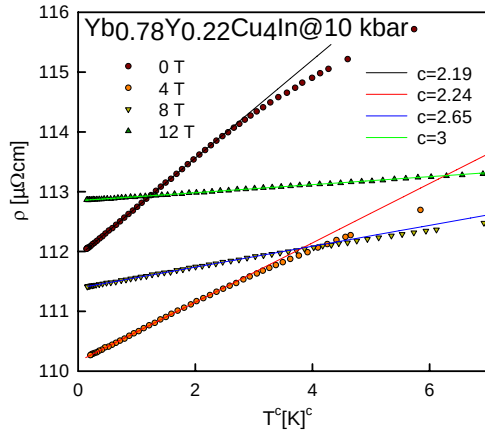
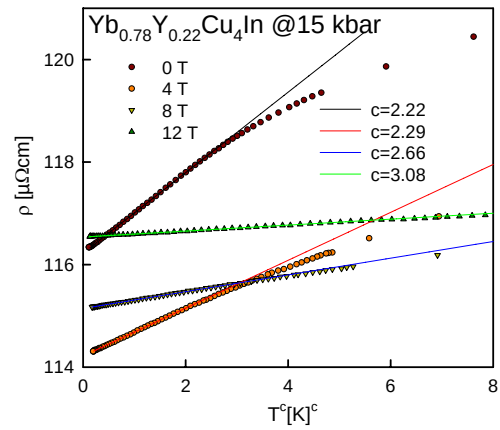
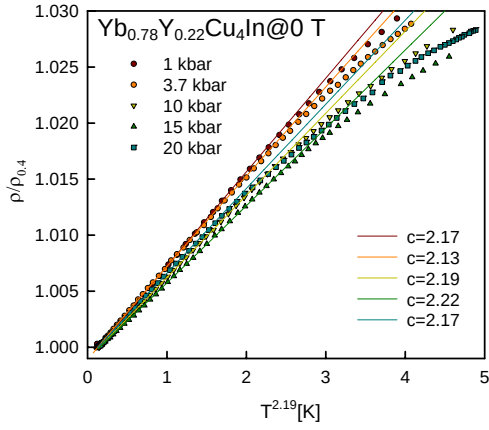
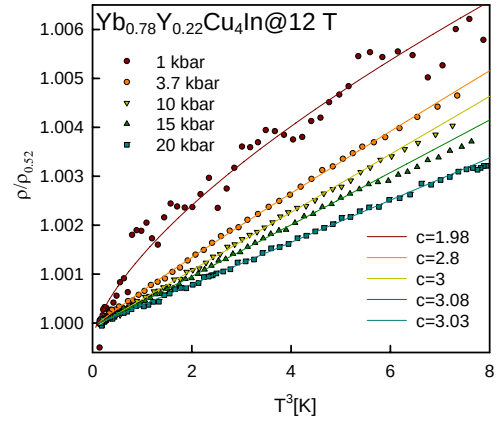
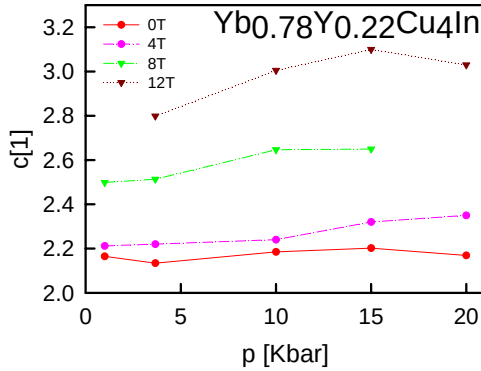
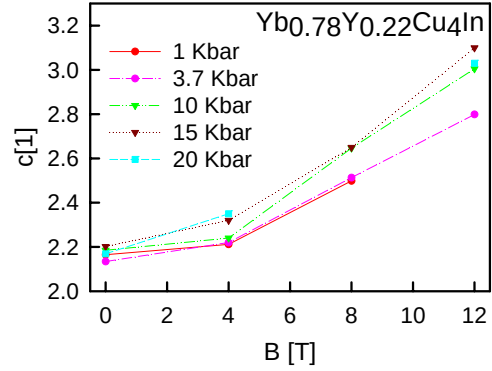


Abbildung 6.16: ρ gegen T_c und Fits mit Gl. 6.1 bei 20 kbar

Abbildung 6.17: ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 kbarAbbildung 6.18: ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 3.7 kbarAbbildung 6.19: ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 10 kbarAbbildung 6.20: ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 15 kbar

Abbildung 6.21: ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 0 TAbbildung 6.22: ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 12 TAbbildung 6.23: Sich beim Fit mit Gl. 6.1 für Yb_{0.78}Y_{0.22}Cu₄In ergebende Exponenten, c , aufgetragen gegen den jeweilig angelegten DruckAbbildung 6.24: Sich beim Fit mit Gl. 6.1 für Yb_{0.78}Y_{0.22}Cu₄In ergebende Exponenten, c , aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld

Phononen eine immer größere Rolle zu spielen, da sich der Exponent immer mehr der Zahl 5 nähert. Ein T^5 -Verhalten bei niedrigen Temperaturen deutet auf einen starken Phononenstreubeitrag hin (siehe Kapitel 'Grundlagen des elektrischen Widerstands'). Durch die hohe Güte der Fits sind die Aussagen relativ gesichert, allerdings stehen für diese Probe keine Tieftemperaturmessungen unter etwa 400 mK zur Verfügung. Dadurch bleibt eine kleine Unsicherheit.

Der Druck beeinflusst den Exponenten der Gleichung 6.1 kaum (siehe Abb. 6.21 und 6.22²). In den beiden Abbildungen ist ρ auf den Wert 0.4 K bei Abb. 6.21 und auf den Wert bei 0.52 K bei Abb. 6.22 normiert. Betrachtet man die Gegenüberstellung der Exponenten in Abb. 6.23, so stellt man fest, dass diese als Funktion des Druckes praktisch nicht schwanken. Das bedeutet, dass die Schwankungsbreite kleiner ist, als die Unsicherheit der aus den Fits gewonnen Exponenten. Diese Unsicherheit (oder Fehler), kann man wie am Anfang des Kapitels behandelt, nur schätzen. Es wird von etwa ± 0.1 (bei 0T) bis ± 0.2 (bei 12 T) ausgegangen. Es wurde zusätzlich versucht andere Modelle anzuwenden, um den magnetisch geordneten Bereich zu beschreiben. Sie sind auf antiferromagnetische Systeme mit sogenannten 'Gaps' in der Spinwellendispersion zugeschnitten. Eines dieser Modelle ist durch

$$\rho(T) = \rho_0 + a T^2 + b T \left(1 + \frac{2T}{\Delta}\right) e^{-\frac{\Delta}{T}} \quad (6.2)$$

gegeben. Es beschreibt antiferromagnetische Ordnung [10], wobei Δ [24] den Gap symbolisiert und a und b Konstanten sind. In Abb. 6.11 kann man erkennen, dass das Modell die Messkurve nicht besser darstellt als das oben verwendete (Gleichung 6.1). Die modifizierten Modelle [8, 9] verhalten sich ähnlich, oder führen zu schlechteren Fits. Aufgrund der höheren Komplexität und des fehlenden Qualitätsgewinns wird in der Folge auf diese Modelle nicht näher eingegangen.

6.2.3 Hochtemperaturverhalten

YbCu_4In hat im Yb^{3+} -Zustand eine Kondotemperatur von $T_K \approx 20$ K [20, 21]. Y hat keine 4f-Elektronen und somit keinen wesentlichen Einfluss auf das Streuverhalten der Elektronen an magnetischen Unreinheiten, sieht man vom sogenannten 'Kondo-hole scattering' ab. Das bedeutet, dass in $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4$ die Kondo-Temperatur in etwa den selben Wert aufweist. Ein Fit mit der Hochtemperaturnäherung des Kondo-Modells

$$\rho(T) = \rho_0 + b \cdot T - c \cdot \ln T \quad (6.3)$$

²auch hier stellt c den ,mittels Fit gewonnenen, Exponenten in der Gleichung 6.1 dar

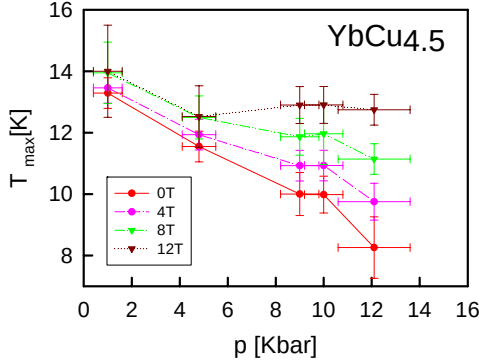


Abbildung 6.25: Temperatur, T_{max} beim Maximum des Widerstands von $\text{YbCu}_{4.5}$, aufgetragen gegen den jeweilig angelegten Druck bei der Messung

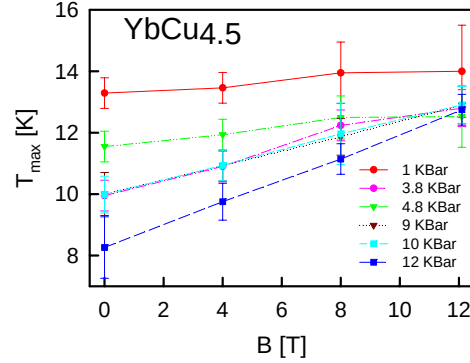


Abbildung 6.26: Temperatur, T_{max} beim Maximum des Widerstands von $\text{YbCu}_{4.5}$, aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld bei der Messung

(abgeleitet aus Gleichung 2.32) bringt keine brauchbaren Ergebnisse.

Mit dem Modell von Cornut und Coqblin kann nicht gearbeitet werden, da dieses keine magnetische Ordnung berücksichtigt. Vergleicht man Abb. 2.2 z.B. mit Abb. 6.5, so erkennt man, dass $\rho(T)$ des Cornut-Coqblin-Modell und der Messdaten völlig unterschiedlich verlaufen.

6.3 $\text{YbCu}_{4.5}$

Auch bei $\text{YbCu}_{4.5}$ handelt es sich um ein Schweres-Fermionensystem. Am Institut für Festkörperphysik wurden bereits Magnetisierungsmessungen mit folgenden Ergebnissen durchgeführt [14]: $\text{YbCu}_{4.5}$ stellt ein nicht magnetisch ordnendes System dar. Bei Temperaturen größer 150 K verhält sich die magnetische Suszeptibilität entsprechend dem Curie-Weiss-Gesetz, mit einem effektiven magnetischen Moment $\mu_{eff}^{\perp c} = 4.39 \mu_B$, normal zur c -Achse und $\mu_{eff}^{\parallel c} = 4.54 \mu_B$, parallel dazu. Vergleicht man diese Werte wieder mit dem theoretisch gewonnenen $\mu_{eff} = 4.54$, so stellt man eine sehr gute Übereinstimmung fest. Es ergeben sich auf Grund einer magnetokristallinen Anisotropie zwei verschiedene Curie-Temperaturen und zwar $\Theta^{\perp c} = -24$ K und $\Theta^{\parallel c} = -54$ K. Wiederum zeigen die negativen Vorzeichen antiferromagnetische Wechselwirkungen auf.

Die Suszeptibilitätsmessung von $\text{YbCu}_{4.5}$ liefert keine Anzeichen für Valenzinstabilitäten. In $\text{YbCu}_{4.5}$ spielen CEF-Effekt und Kondoeffektes eine entscheidende Rolle.

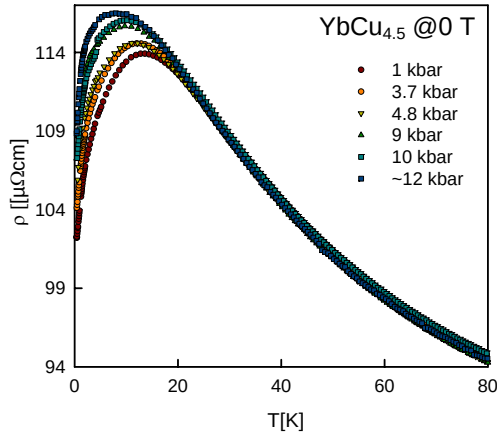


Abbildung 6.27: ρ gegen T bei 0 T im gesamten Temperaturbereich

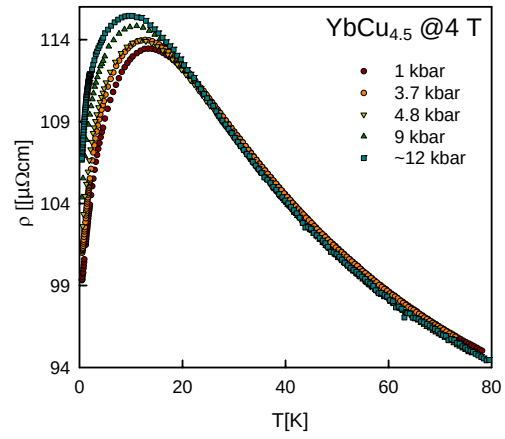


Abbildung 6.28: ρ gegen T bei 4 T im gesamten Temperaturbereich

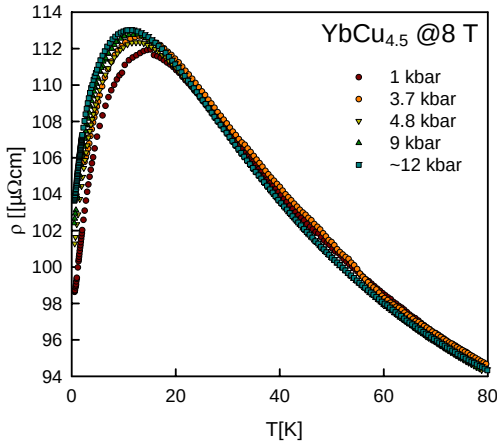


Abbildung 6.29: ρ gegen T bei 8 T im gesamten Temperaturbereich

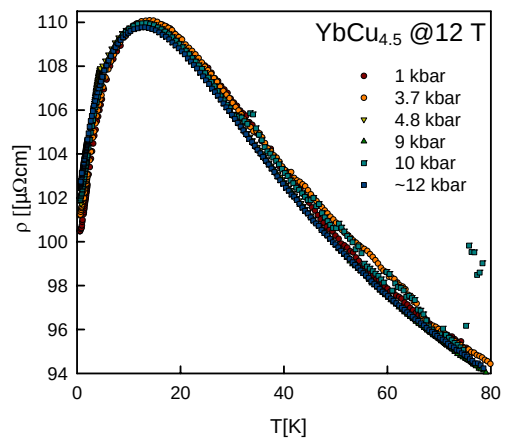


Abbildung 6.30: ρ gegen T bei 12 T im gesamten Temperaturbereich

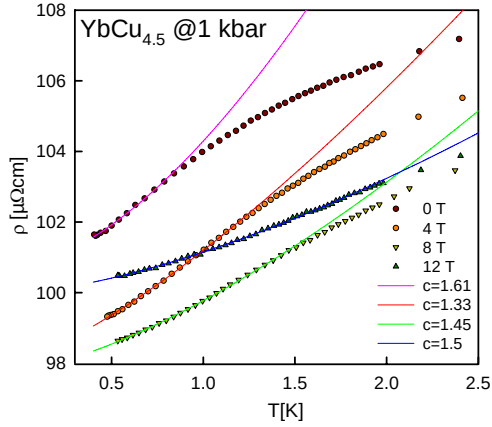


Abbildung 6.31: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 kbar

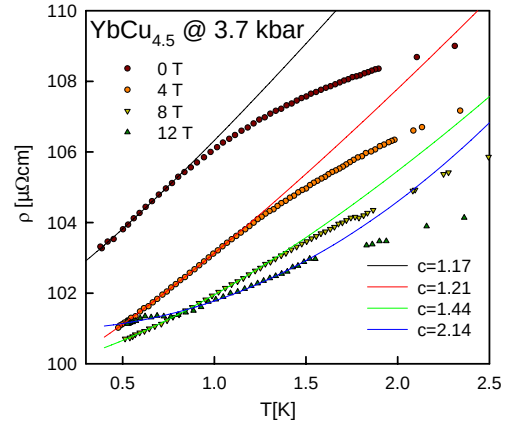


Abbildung 6.32: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 3.7 kbar

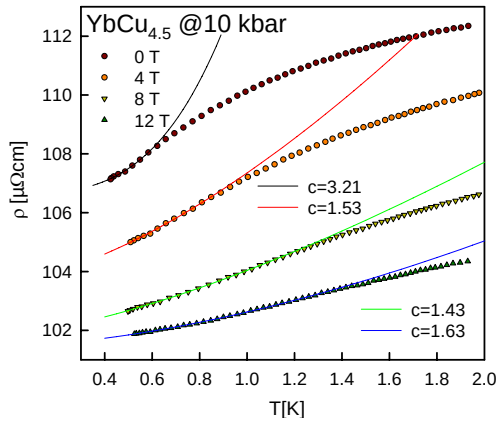


Abbildung 6.33: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 10 kbar

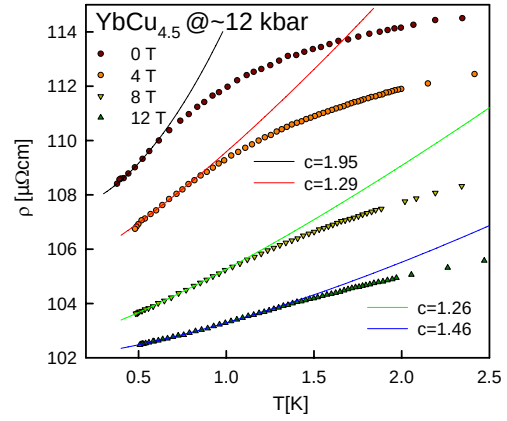


Abbildung 6.34: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 12 kbar

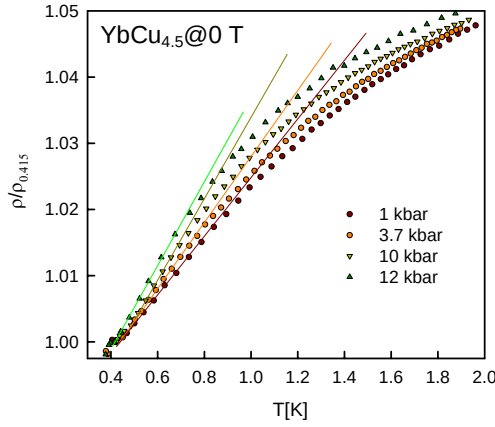


Abbildung 6.35: ρ gegen T , aufgetragen bei 0 T. Die Geraden wurden händisch eingefügt.

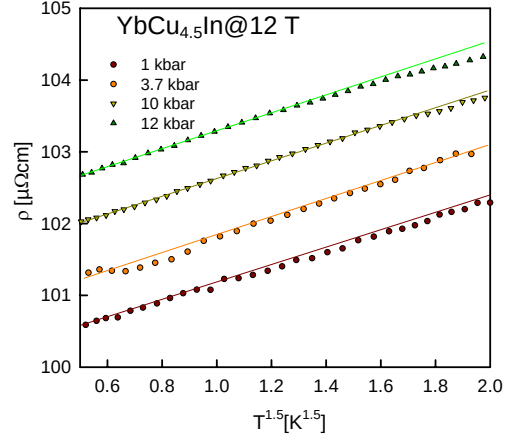


Abbildung 6.36: ρ gegen $T^{1.5}$, aufgetragen bei 12 T. Die Geraden wurden händisch eingefügt.

Wie die Temperatur beim Widerstandsmaximum T_{max} , fällt auch die Kondotemperatur mit steigendem Druck ab (siehe Abb. 6.25) [12, 22]. Entsprechend steigt, bei zunehmendem Magnetfeld, T_{max} und damit auch die Kondotemperatur an (siehe 6.26). Interessant zu beobachten ist die Querempfindlichkeit. So wird der Unterschied zwischen den einzelnen $T_{max}(p)$ wesentlich kleiner je stärker das angelegte Magnetfeld ist. Hingegen wird der Unterschied zwischen den einzelnen $T_{max}(B)$ wesentlich größer, je höher der Druck in Zelle ist.

6.3.1 Tieftemperaturverhalten

Auch bei dieser Probe wird wieder mit Gleichung 6.1 gefittet. In den Abb. 6.31 bis 6.34 sind diese Fits aufgetragen. Durch die Unsicherheit die im unteren Temperaturbereich systembedingt auftritt (siehe Kapitel 'Systembedingte Messfehler') können die Exponenten sehr unterschiedliche Werte annehmen. So kann man etwa in Abb. 6.35 (ρ ist auf den Wert bei 0.415 K normiert) erkennen, dass wenn man die Messpunkte unter etwa 0.5 K ignoriert, bei allen Drücken, bis etwa 0.8 K annähernd lineares Verhalten festzustellen ist. Auch bei höheren Magnetfeldern sind kaum höhere Exponenten als $c \approx 1.5$ festzustellen (siehe Abb. 6.36), vorausgesetzt die Messdaten lassen überhaupt vernünftige Fits zu, was z.B. bei 3.7 kbar und 12 T nicht gegeben ist (siehe Abb. 6.32). In den Abb. 6.35 und 6.36 wurden die Geraden händisch angefügt, um die jeweiligen Abhängigkeiten zu verdeutlichen.

Die Exponenten der Fits sind in Abb. 6.37 und 6.38, denen von Abb.

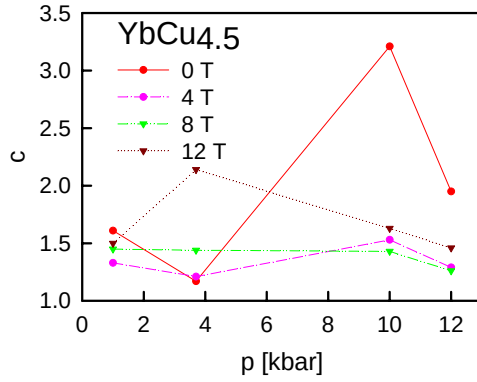


Abbildung 6.37: Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen den jeweilig angelegten Druck

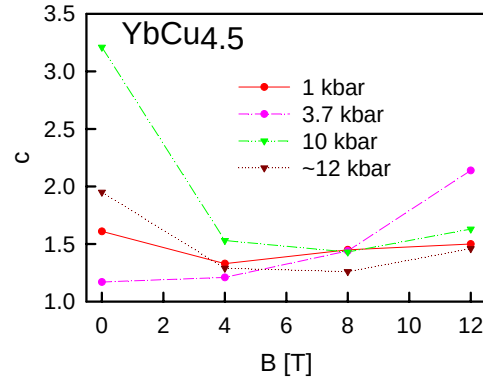


Abbildung 6.38: Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld

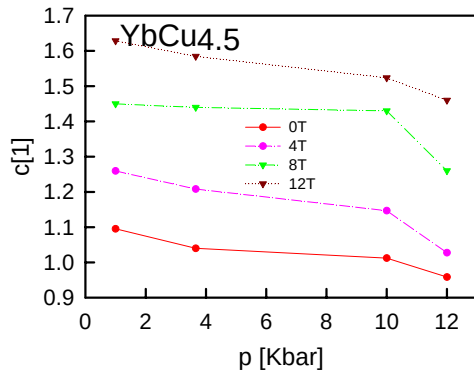


Abbildung 6.39: Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen den jeweilig angelegten Druck

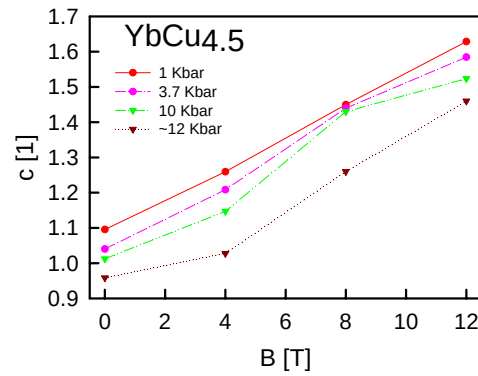


Abbildung 6.40: Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld

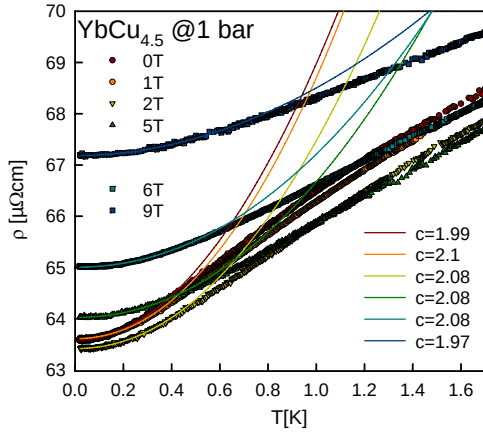


Abbildung 6.41: ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 bar, gemessen im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkühler

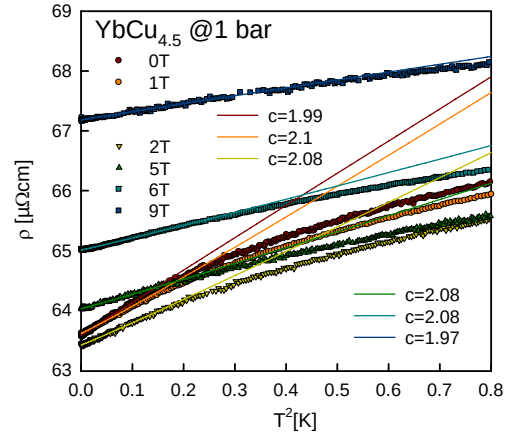


Abbildung 6.42: ρ gegen T^2 , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 bar, gemessen im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkühler

6.37 und 6.38 gegenübergestellt.

Um die erhaltenen Exponenten genauer zu analysieren bzw. deren Gültigkeit zu hinterfragen, wird ein von Millis entwickeltes Modell, das Systeme an quantenkritischen Punkten behandelt, zu Hilfe genommen [17]. Ein lineares Tieftemperaturverhalten würde den marginalen Fall von der Dimension $d = 2$ und des dynamischen Exponenten $z = 3$ bedeuten [11]. Dies ist unwahrscheinlich und die Fits sind auch qualitativ nicht gut genug, um eindeutige Schlüsse ziehen zu können. Auch sind einige Voraussetzungen für das Modell von Millis nicht gegeben. Es kann aber nicht ganz ausgeschlossen werden, dass ein Phasenübergang von $\text{YbCu}_{4.5}$ bei noch extremeren Bedingungen (höherer Druck, höhere Magnetfelder) auftritt [14]. Folglich werden Messungen, die im ^3He - ^3He -Mischkühler am Institut für Festkörperphysik gemacht worden sind, verwendet. Sie liefern Daten bis zu 20 mK und sind in Abb. 6.41 dargestellt. In Abb. 6.41 kann man quadratische Temperaturabhängigkeiten deutlich erkennen. Sie sind von der Minimaltemperatur bis etwa 0.2-0.6 K abhängig vom Magnetfeld zu beobachten.

Das beobachtete quadratische Verhalten entspricht dem eines perfekt reinen Metalls (dominierende Elektron-Elektron-Wechselwirkung) [11, 19] und wird als Fermiflüssigkeitsverhalten bezeichnet.

In den Abb. 6.35 und 6.36 kann man beobachten, dass sich das Tieftemperaturverhalten je nach Druck kaum verändert. Der Exponent bleibt im wesentlichen gleich. Allerdings verändert sich die Temperatur, bis zu der das jeweilig angepasste Modell (Gleichung 6.1) den Messwerten entspricht.

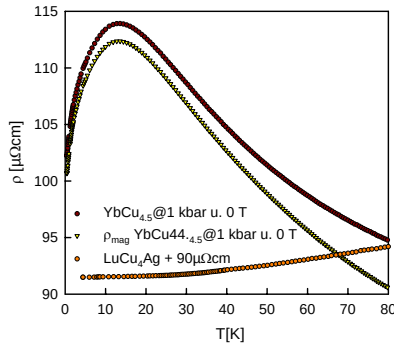


Abbildung 6.43: magnetischer Anteil von ρ gegen T

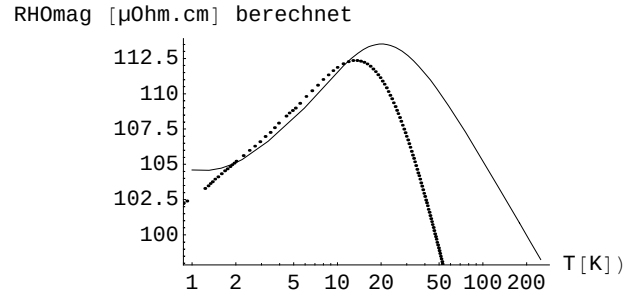


Abbildung 6.44: ρ gegen T ; vom Mathematica-Fit, verglichen mit den Messdaten

Das bedeutet, dass sich nicht die Einflüsse der verschiedenen Streuprozesse sondern nur deren Gültigkeitsrahmen verändert.

6.3.2 Hochtemperaturverhalten

Das $\text{YbCu}_{4.5}$ -System kann man mit der Hochtemperaturnäherung des Kondosystems ab etwa 40 K sehr zufriedenstellend behandeln. Als Basis wird dabei Gleichung 2.32 verwendet.

$$\rho(T) = \rho_0 + b \cdot T - c \cdot \ln T \quad (6.4)$$

Einen entsprechenden Fit kann man in Abb. 5.15 betrachten. Man sieht, dass sich das Hochtemperaturverhalten mit dem Magnetfeld kaum und mit dem Druck praktisch nicht verändert.

Will man eine zufriedenstellende Beschreibung des Widerstandverlaufs im mittleren Temperaturbereich, muss man den CEF-Effekt miteinbeziehen. Ein Modell, dass das leistet, haben Cornut und Coqblin (siehe Kapitel 'Modell von Cornut und Coqblin') auf Basis der Theorie von Coqblin-Schrieffer entwickelt. Das Modell ist allerdings nur für Temperaturen $T > T_K$, mit T_K der Kondotemperatur, geeignet. Am Institut für Festkörperphysik wurde bereits ein Mathematica-Programm entwickelt, mit dem das Modell entsprechend der Messdaten angepasst werden kann [16]. Dafür ist es allerdings notwendig, von Gleichung 2.6 den Phononen und Gitterfehlerbeitrag abzuziehen, so dass nur noch die magnetische Komponente bestehen bleibt.

In der Praxis wird dafür der Widerstand einer Probe, deren Seltenerd-Anteil durch das unmagnetischen Lu (Lutetium) ersetzt ist, abgezogen (siehe Abb. 6.43: Die gelbe Linie stellt den ρ_{mag} dar, von dem bereits ρ von

LuCu_4 abgezogen worden ist. Zu ρ von LuCu_4 wurden $90 \mu\Omega\text{cm}$ addiert um die Abbildung übersichtlicher zu gestalten). Es standen keine Daten für $\text{LuCu}_{4.5}$ zur Verfügung. Es ist anzunehmen, dass LuCu nicht in dieser Phase kristallisiert. Folglich wird eine möglichst ähnliche Verbindung, in diesem Fall LuCu_4 , verwendet.

Im Zuge der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch unternommen das Programm dem $\text{YbCu}_{4.5}$ -System anzupassen. Unangenehmerweise stehen keine CEF-Parameter für das vorliegende System zur Verfügung. Dadurch wird es notwendig die Parameter zu schätzen, was allerdings nur einen tendenziell richtigen Verlauf des Widerstands, aber keinen brauchbaren Fit liefert. (siehe Abb. 6.44: Die durchgezogene stellt den Mathematica-Fit, die Punkte die Daten dar).

Man sieht, dass der magnetische Anteil des spezifischen Widerstands, ρ_{mag} , sehr groß ist. Das bestätigt, dass Yb in den untersuchten Verbindungen im 3-fach ionisiertem Zustand vorliegt. Im Gegensatz dazu ist YbCu_5 nur 2-fach ionisiert und verhält sich folglich paramagnetisch [18].

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die vorliegende Diplomarbeit hatte zum Ziel, Transport- und thermodynamische Eigenschaften von Yb-Verbindungen mit komplexer Kristallstruktur zu untersuchen.

Speziell die Suszeptibilitätsmessung bestätigen in beiden Proben deutlich den $4f^{13}$ -Zustand des Yb-Ions und damit dessen Valenz $\approx 3+$. Bei $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ gibt es aber Anzeichen dafür, dass sich auch der Yb^{2+} -Zustand mit dem dominierenden Yb^{3+} überlagert. Die Magnetisierungsdaten zeigen keinen Phasenübergang 1. Ordnung, wie er bei einer Valenzinstabilität (z.B. YbCu_4In [13]) auftritt. Das magnetische Moment $\mu_{eff} = 3.39 \mu_B$ von $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ liegt näher beim theoretischen Wert von Yb^{3+} ($\mu_{eff} = 4.54 \mu_B$) als bei Yb^{2+} ($\mu_{eff} = 0$). Das zeigt die Dominanz des Yb^{3+} -Zustandes von Ytterbium bei höheren Temperaturen.

$\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ ordnet antiferromagnetisch unterhalb einer Temperatur von $T_N \approx 15$ K. Wobei ein weiterer magnetischer Phasenübergang, in eine ferromagnetische Phase, unterhalb von etwa 6 K auftritt. Auf den Widerstandskurven, $\rho(T)$, kann man über etwa 5 kbar keine Phasenübergänge mehr erkennen. Das bedeutet, dass die Probe nicht mehr magnetisch ordnet; Druck hat die geordnete magnetischen Phasen unterdrückt.

Beide Proben, besonders $\text{YbCu}_{4.5}$, zeigen bei tiefen Temperaturen auch Fermiflüssigkeitsverhalten. Kondo-Effekt, RKKY-Wechselwirkung konkurrieren in den Systemen, während der Kristallfeldeffekt die entarteten Energieniveaus aufspaltet. $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ zeigt eine Kondotemperatur von $T_K \approx 20$ K.

Das effektive Moment $\mu_{eff} = 4.54 \mu_B$, gemessen entlang der c-Achse von $\text{YbCu}_{4.5}$, stimmt exakt mit dem theoretischen Wert überein. Daraus kann gefolgert werden, dass in dieser Probe Yb nur im $3+$ -Zustand vorliegt. $\text{YbCu}_{4.5}$ ist magnetisch ungeordnet und scheint im Rahmen des Modells von Cornut und Coqblin [15] beschreibbar zu sein. Die Temperatur des Widerstandsma-

ximums T_{max} und somit auch die Kondotemperatur fällt, wie beobachtet, mit steigendem Druck ab [22]. Ein lokales Minimum von T_{max} in Abhängigkeit des Druckes [12], konnte nicht beobachtet werden, wobei aufgrund des Ausfalls der Probe nur bis etwa 12 kbar gemessen wurde. Mit angelegtem Magnetfeld steigt T_{max} .

In $\text{YbCu}_{4.5}$ scheint tatsächlich die $\text{YbCu}_{4.4}$ -Phase zu überwiegen. Eine klare Trennung ist derzeit nicht möglich [23].

Abbildungsverzeichnis

1.1	Kristallstruktur von $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$. Die roten Kugeln symbolisieren In, die blauen Cu und die gelben Yb sowie Y in der Gewichtung von 0.78 zu 0.22	2
2.1	Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Widerstandsbeiträge und des Gesamtwiderstands. ρ_{spd} stellt den magnetischen Beitrag dar.	5
2.2	Temperaturabhängigkeit (a) des Spinunordnungswiderstand (durch den direkten Streuprozess), (b) des Gesamtwiderstands und (c) des gewichteten Kondobetrages, dargestellt für ausgewählte Parameter (Cornut & Coqblin, 1972)	11
3.1	Probenhalterung mit 2 Proben, und der Referenzprobe, die als Manometer dient	13
3.2	Probenhalterung: hier sieht man links den Anfang des Konus .	14
3.3	Konstruktionszeichnung des verwendeten ^3He -Kryostaten . . .	20
4.1	Lauebild einer, von oben beleuchteten, ähnlichen Probe	28
4.2	Bild vom Rasterelektronenmikroskop	28
4.3	Foto der untersuchten Probe	28
5.1	ρ zu p, gemessen am einfacheren Kryostaten, zur Renormierung	30
5.2	ρ bei ca. 4 K dividiert durch ρ der Referenzkurve, ebenfalls bei ca. 4 K aufgetragen gegen p	30
5.3	Druckabhängigkeit der Curietemperatur T_C der Manometerprobe und der daraus resultierende Fit von Gleichung 5.1 . . .	33
5.4	ρ gegen T bei 1 kbar im gesamten Temperaturbereich	34
5.5	ρ gegen T bei 3.7 kbar im gesamten Temperaturbereich	34
5.6	ρ gegen T bei 4.8 kbar im gesamten Temperaturbereich	35
5.7	ρ gegen T bei 9 kbar im gesamten Temperaturbereich	35
5.8	ρ gegen T bei 15 kbar im gesamten Temperaturbereich	35
5.9	ρ gegen T bei 20 kbar im gesamten Temperaturbereich	35

5.10	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 1 kbar	36
5.11	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 4.8 kbar	36
5.12	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 9 kbar	36
5.13	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 15 kbar	36
5.14	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 20 kbar	37
5.15	ρ gegen T bei 1 kbar im gesamten Temperaturbereich mit Hochtemperatur-Kondo-Fit (Gl. 6.4)	38
5.16	ρ gegen T bei 3.7 kbar im gesamten Temperaturbereich	38
5.17	ρ gegen T bei 4.8 kbar im gesamten Temperaturbereich	38
5.18	ρ gegen T bei 9 kbar im gesamten Temperaturbereich	38
5.19	ρ gegen T bei ≈ 12 kbar im gesamten Temperaturbereich	39
5.20	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 1 kbar	39
5.21	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 4.8 kbar	39
5.22	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei 9 kbar	40
5.23	ρ , mit ρ_0 bei 0 T normiert, gegen B bei ≈ 12 kbar	40
6.1	M/H * k gegen T. k wurde lediglich eingeführt, um die Übersichtlichkeit zu bewahren. Die unteren Kurven stellen je- weils die Messungen beim Erwärmen der Probe dar	43
6.2	Arrott-Plot: 2.M. bedeutet 2. Messung.	43
6.3	H/M gegen T im Hochtemperaturbereich	43
6.4	M/H*T gegen T, zur Verdeutlichung der linearen T- Abhängigkeit	43
6.5	ρ , auf ρ bei etwa 80 K normiert, gegen T bei 0 T im gesamten Temperaturbereich	44
6.6	ρ , auf ρ bei etwa 70 K normiert, gegen T bei 4 T im gesamten Temperaturbereich	44
6.7	ρ , auf ρ bei etwa 80 K normiert, gegen T bei 0 T im Detail	44
6.8	ρ , auf ρ bei etwa 70 K normiert, gegen T bei 4 T im Detail	44
6.9	ρ , auf ρ bei etwa 80 K normiert, gegen T bei 8 T im gesamten Temperaturbereich	45
6.10	ρ , auf ρ bei etwa 70 K normiert, gegen T bei 12 T im gesamten Temperaturbereich	45
6.11	ρ gegen T, im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 und 6.2(AFM) bei 1 kbar	47
6.12	ρ gegen T, im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 3.7 kbar	47
6.13	ρ gegen T, im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 10 kbar	48
6.14	ρ gegen T, im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 15 kbar	48

6.15 ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 20 kbar	48
6.16 ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 20 kbar	48
6.17 ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 kbar	49
6.18 ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 3.7 kbar	49
6.19 ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 10 kbar	49
6.20 ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 15 kbar	49
6.21 ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 0 T	50
6.22 ρ gegen T^c und Fits mit Gl. 6.1 bei 12 T	50
6.23 Sich beim Fit mit Gl. 6.1 für $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ ergebende Exponenten ,c , aufgetragen gegen den jeweilig angelegten Druck	50
6.24 Sich beim Fit mit Gl. 6.1 für $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ ergebende Exponenten,c , aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld	50
6.25 Temperatur, T_{max} beim Maximum des Widerstands von $\text{YbCu}_{4.5}$, aufgetragen gegen den jeweilig angelegten Druck bei der Messung	52
6.26 Temperatur, T_{max} beim Maximum des Widerstands von $\text{YbCu}_{4.5}$, aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld bei der Messung	52
6.27 ρ gegen T bei 0 T im gesamten Temperaturbereich	53
6.28 ρ gegen T bei 4 T im gesamten Temperaturbereich	53
6.29 ρ gegen T bei 8 T im gesamten Temperaturbereich	53
6.30 ρ gegen T bei 12 T im gesamten Temperaturbereich	53
6.31 ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 kbar	54
6.32 ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 3.7 kbar	54
6.33 ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 10 kbar	54
6.34 ρ gegen T , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 12 kbar	54
6.35 ρ gegen T , aufgetragen bei 0T. Die Geraden wurden händisch eingefügt.	55
6.36 ρ gegen $T^{1.5}$, aufgetragen bei 12T. Die Geraden wurden händisch eingefügt.	55
6.37 Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen den jeweilig angelegten Druck	56
6.38 Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld	56
6.39 Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen den jeweilig angelegten Druck	56

6.40	Sich beim Fit mit $\rho(T) = \rho_0 + a T^c$ für $\text{YbCu}_{4.5}$ ergebende cs, aufgetragen gegen das jeweilig angelegte Magnetfeld	56
6.41	ρ gegen T, im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 bar, gemessen im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkühler	57
6.42	ρ gegen T^2 , im unteren Temperaturbereich und Fits mit Gl. 6.1 bei 1 bar, gemessen im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkühler	57
6.43	magnetischer Anteil von ρ gegen T	58
6.44	ρ gegen T; vom Mathematica-Fit, verglichen mit den Messdaten	58

Tabellenverzeichnis

3.1	verschiedene Einstellungsmöglichkeiten der Parameter des PID-Reglers, günstig für Temperaturbereich T	25
5.1	Punkte, die verwendet wurden, um die ^3He -Messung zu normieren	30
5.2	Übergangstemperatur von HoCo_2 und der sich daraus ergebende Druck in der Druckzelle	32

Literaturverzeichnis

- [1] Y. Uwatoko , Journal of Physics: Condensed Matter 14 (2002) 11291-11296
- [2] K. Kojima, H. Hayashi, A. Minami, Y. Kasamatsu, T. Hihara, J. Magn. and Magn. Mater. 81(1989) 267
- [3] K. Kojima, Y. Nakai, T. Suzuki, H. Asano, F. Izumi, T. Fujita, T. Hihara, J. Phys. Soc. Jpn. 59(1990) 792
- [4] H. Nakamura, K. Ito, M. Shiga J. Phys.: Condens. Matter 6(1994) 9201-9210
- [5] R. Černý, M. Francois, K. Yvon, D. Jaccard, E. Walker, V. Petříček, I. Cisařavá, H. U. Nissen, R. Wessicken J. Phys.: Condens. Matter 8(1996) 4485
- [6] R. Černý, Guénée and R. Wessichen J. Solid State Chem. 174(2003) 125
- [7] C. Moriyoshi, S. Shimomura, K. Itoh, K. Kojima, K. Hiraoka J. Magn. and Magn. Mater. 260(2003) 206-210
- [8] E. Jobilong et al., Phys. Rev. B 72, 104428(2005)
- [9] S.N. de Medeiros et al., Physica B 281-282, 340(2000)
- [10] A.N. Andersen and H. Smith, Phys. Rev. B 19, 384(1979)
- [11] H.v. Löhneysen / Journal of Magnetism and Magnetic Materials B 532-551, 200(1999)
- [12] P. Link, K. Alami-Yadri, D. Jaccard, J. Sierro, E. Walker, Physica B 206 & 207(1995) 361-363
- [13] N. Kurita, M. Kano, M. Hedo, Y. Uwatoko, J. L. Sarrao, J.D. Thompson, S.W. Tozer, Physica B 378-380(2006) 104-106

- [14] J. Custers, S. Gottlieb-Schönmeyer, H. Michor, G. Hilscher, W. Assmus, S. Paschen, to be published in LT25 proceedings
- [15] B. Cornut, B. Coqblin, Phys. Rev. B 5(1972) 4541
- [16] A. Indinger Diplomarbeit am Festkörperinstitut der TU-Wien (1995)
- [17] A. J. Millis, Phys. Rev. B 14(1976) 1165
- [18] E. Bauer, Advanced in Physics 40(1991) No.4, 417-534
- [19] R. Hlubina, T. M. Rice, Phys. Rev. B 51(1995)9523
- [20] J. L. Sarrao, C. D. Immer, C. L. Benton, Z. Fisk, Phys. Rev. B 54(1996) 12207
- [21] J. L. Sarrao, Physica B 259-261(1999) 128-133
- [22] K. H. Fischer, Z. f. Phys. B Cond. Mat. 74(1989) 475
- [23] S. Gottlieb-Schönmeyer, S. Brühne, F. Ritter, W. Assmus, S. Balanetsky, M. Feuerbacher, T. Weber, W. Steurer, Intermetallics 17(2009) 6-10
- [24] T. Maehira, T. Hotta, K. Ueda, A. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. 90(2003) 207007
- [25] I. Felner, Phys. Rev. B 33(1986) 617
- [26] G. Grimvall, Thermophysical Properties of Materials, Vol 18(1986)217
- [27] E. Bauer, Vorlesungsskriptum aus 'Strongly Correlated Electron Systems'(2008) TU-Wien
- [28] M. Fink, R. D. Heuer, H. Kleinpoppen, K. P. Lieb, N. Risch u. P. Schmüser, Bergmann-Schäfer(B.4), Bestandt. der Mat.(2003)
- [29] O. Hittmair, Lehrb. d. Quantentheorie(1972)
- [30] K.W.H. Stevens, Proc. Phys. Soc. London A65(1952) 209
- [31] J. D. Jackson, Klass. Elektrodyn.(1985)
- [32] J. Jensen and A.R. Mackintosh, Rare Earth Magnetism, Clarendon Press, Oxford(1991)
- [33] N. W. Ashcroft, D. N. Mermin, Festkörperphysik(2007)

- [34] J. Stöhr, H. C. Siegmann, Magnetism(from Fundamentals to Nanoscale Dynamics)(2006)
- [35] J. Kondo, Progr. Theor. Physics Osaka, 32(1964) 37
- [36] T. Kasuya, Prog. Thero. Phys. (Kyoto), 16(1956) 45
- [37] K. Yosida, Phys. Rev. 106(1957) 893