

6 $U_{1-x}Th_xBe_{13}$

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Polykristalle sowie ein Einkristall des Schwere-Fermionen-Supraleiters $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ in Wechselfeldsuszeptibilität und DC-Magnetisierung untersucht. Ziel der Messungen war eine sorgfältige Analyse der supraleitenden Eigenschaften von $U_{1-x}Th_xBe_{13}$. Einerseits sollte der Verlauf von $T_c(x)$ genau verfolgt werden, da eine Zuordnung der Signaturen in thermodynamischen Größen zu T_c oft schwierig ist. Andererseits sollte $T_c(B)$ untersucht werden, da T_{c1} im Magnetfeld für thermodynamische Messgrößen im Konzentrationsbereich $0.03 \leq x \leq x_{c2}$ nur schwer zu verfolgen ist.

Das Kapitel ist folgendermaßen gegliedert: Nach einem Überblick über die wichtigsten bisherigen Ergebnisse an $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ in Kapitel 6.1 werden in Kapitel 6.2 die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen vorgestellt. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse folgt in Kapitel 6.3.

6.1 Einleitung

Nach der Entdeckung von Schwere-Fermionen (SF)-Supraleitung an $CeCu_2Si_2$ 1979 [Steglich79] war UBe_{13} das zweite System, an dem dieses Verhalten 1983 von Ott et al. gefunden wurde [Ott83]. Wie auch in Cer-SF-Systemen findet man im normalleitenden Zustand von UBe_{13} die für diese Verbindungen charakteristischen Eigenschaften. Messungen der spezifischen Wärme weisen bei $T \approx 100$ K auf Kristallfeldeffekte hin. Unterhalb der Kondo-Gitter-Temperatur $7 \text{ K} \leq T^* \leq 25 \text{ K}$ [Felten86] liegt der Übergang von paramagnetischem zu anscheinend unmagnetischem metallischem Verhalten mit extrem schweren Ladungsträgern. Zu noch tieferen Temperaturen hin wird im elektrischen Widerstand bei $T_{max} \approx 2$ K ein ausgeprägtes Maximum erreicht [Ott83, Smith84]. Dies wird auf magnetische Korrelationen zurückgeführt [Knetsch93], aber auch lokale magnetische Effekte (zweite Kondoskala) werden diskutiert [Kromer00]. Supraleitung wird in UBe_{13} schließlich bei $T_c \approx 0.9$ K beobachtet¹. Diese bildet sich aus einem hochkorrelierten Zustand mit $\gamma \approx 1.1 \text{ J/molK}^2$ [Ott83]. Der BCS-Wert von 1.43 wird bei der Sprunghöhe von $\Delta C / (\gamma \cdot T_c) = 2.5$ deutlich überstiegen, was ein klares Zeichen für das Auftreten eines stark koppelnden supraleitenden Zustandes ist. Interessant ist die Tatsache, dass sich die Supraleitung in UBe_{13} aus einem Zustand heraus entwickelt, der starke Abweichungen vom Fermi-Flüssigkeits-Verhalten zeigt. Sowohl Messungen der spezifischen Wärme als auch des elektrischen Widerstands im normalleitenden Zustand lassen auf die Existenz einer Nicht-Fermi-Flüssigkeit schließen. Dies könnte, ähnlich wie im SF-Supraleiter $CeCu_2Si_2$, durch die Nähe zu einem Quantenkritischen Punkt (QKP)² verursacht werden [Steglich97]. Jedoch existieren für UBe_{13} , im Gegensatz zu $CeCu_2Si_2$, in dem die

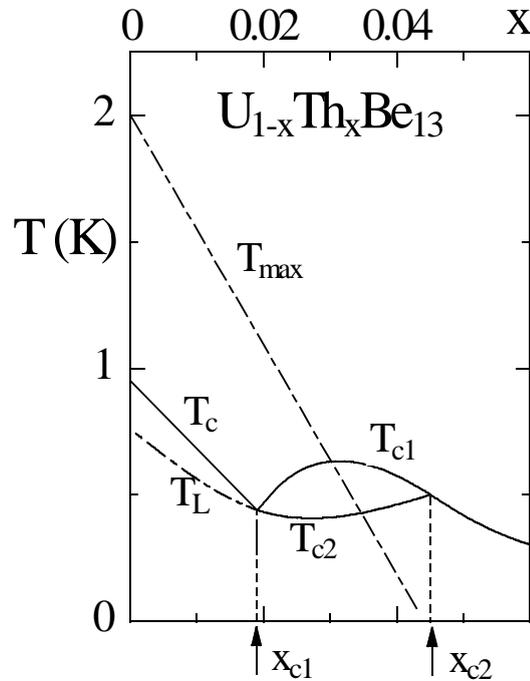
1 Neben Proben mit $0.85 \text{ K} < T_c < 0.95 \text{ K}$, die als 'H'-Typ UBe_{13} bezeichnet werden, existiert eine zweite Variante von UBe_{13} , der sogenannte 'L'-Typ, mit $T_c \approx 0.75 \text{ K}$. Dieser weist in seinen normal- und supraleitenden Eigenschaften deutliche Unterschiede zum 'H'-Typ UBe_{13} auf [Langhammer98, Steglich98].

2 Ein QKP liegt z.B. dann vor, wenn ein magnetischer Phasenübergang bei $T = 0$ zu finden ist.

magnetische „A“-Phase³ mit SF-Supraleitung koexistieren kann [Gegenwart98a], bis heute keine klaren Beweise für die Existenz einer magnetisch geordneten Phase [Dalmas00, de Visser92].

Abbildung 6.1:

T-x-Phasendiagramm für $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ (nach [Kromer00]). Durchgezogene Linien bezeichnen Phasenübergänge und strichpunktierte Linien Anomalien. Gestrichelte Linien begrenzen den Konzentrationsbereich, in dem bei T_{c1} und T_{c2} zwei Phasenübergänge aufgelöst werden können. Hier wird vermutet, dass es sich ebenfalls um Phasenübergänge handelt.



Ähnlich faszinierende Eigenschaften wie die Entdeckung von SF-Supraleitung in reinem UBe_{13} brachte auch die Untersuchung der Dotierungsreihe $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ hervor. Wie im T - x -Phasendiagramm von $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ dargestellt (Abbildung 6.1), nimmt mit steigender Thoriumkonzentration x die supraleitende Übergangstemperatur $T_c(x)$ bis $x = x_{c1} \approx 0.019$ zunächst stark ab, steigt danach jedoch wieder deutlich an und erreicht bei $x \approx 0.03$ ein lokales Maximum. Auffällig ist die Bildung eines zweiten Phasenüberganges T_{c2} innerhalb der supraleitenden Phase für Thorium-Konzentrationen $x_{c1} \approx 0.019 < x < x_{c2} \approx 0.045$ [Ott85], dessen genaue Natur jedoch bis heute ungeklärt ist. Messungen der Ultraschalldämpfung ergaben eine deutliche Zunahme der Dämpfung für longitudinale Ultraschallwellen (entlang der [100]-Richtung). Das wurde auf eine antiferromagnetische Phase (Spin-Dichte-Welle) zurückgeführt, die mit Supraleitung koexistiert [Batlogg85]. Untersuchungen der thermischen Ausdehnung unterstützen diese Interpretation [Kromer01]. Im Einklang dazu stehen auch Messungen der Myonen-Spin-Relaxationsrate unterhalb T_{c2} , die das Auftreten magnetischer Korrelationen zwischen extrem kleinen magnetischen Momenten $\mu_S \approx 10^{-3} \mu_B/U$ [Heffner90] vermuten lassen. Andererseits deutet die plötzliche Steigungsänderung des unteren kritischen Feldes bei T_{c2} eher auf einen zweiten supraleitenden Phasenübergang hin [Rauchschwalbe87]. Als Erklärung für dieses widersprüchlich erscheinende Verhalten wurde unterhalb T_{c2} ein supraleitender Zustand vorgeschlagen, der die Zeit-Umkehr-Symmetrie bricht [Joynt87,

³ Die genaue Natur der magnetischen „A“-Phase ist noch unklar. Es wird angenommen, dass es sich um eine Spin-Dichte-Welle handelt [Bruls94, Gegenwart98a].

Kumar87, Sigrist89]. Das Modell von Sigrist et al. kann vor allem auch die magnetischen Eigenschaften für $x_{c1} < x < x_{c2}$ unterhalb T_{c2} auf nichtunitäre Zustände gebrochener Zeitumkehrinvarianz zurückführen. Unterstützt wird dieses Modell auch durch neuere Messungen unter uniaxialem Druck [Zieve94] sowie durch die Abhängigkeit von T_{c2} von unterschiedlichen Dotierungen [Scheidt99]. Für Konzentrationen $x > x_{c2}$ kann schließlich in thermodynamischen Messungen nur noch ein einzelner Phasenübergang aufgelöst werden.

Im undotierten System UBe₁₃ zeigen Messungen des thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei $T_{max} = 2$ K ein ausgeprägtes Maximum [Kromer01]. Auch in Messungen der spezifischen Wärme können hier Anomalien aufgelöst werden [Kromer01]. Dotierung mit Thorium führt zu einer linearen Abnahme von T_{max} , wobei im T - x -Phasendiagramm interessanterweise T_{max} die $T_{c1}(x)$ Phasengrenzkurve genau bei $x = 0.3$, dem Maximum von $T_{c1}(x)$, schneidet. Nach [Kromer00] wird $T_{max} \rightarrow 0$ gerade für $x \approx x_{c2}$ erreicht. Dieser Verlauf von T_{max} legt einen Zusammenhang zwischen T_{max} und T_{c2} nahe. Ein etwas anderer, nichtlinearer Verlauf von $T_{max}(x)$ wird von E.A. Knetsch aufgrund von Messungen des elektrischen Widerstands angegeben [Knetsch93]. $T_{max}(x)$ mündet hier in einen multikritischen Punkt bei x_{c1} in das lokale Minimum von $T_c(x)$.

Für $x < x_{c1}$ wurde kürzlich durch ultrahochoflösende Messungen des thermischen Ausdehnungskoeffizienten unterhalb von $T_c(x)$ eine weitere Anomalienlinie $T_L(x)$ entdeckt [Kromer98], deren unabhängiger Charakter sowohl durch unterschiedliche Abhängigkeiten vom Magnetfeld als auch durch eine sorgfältige thermodynamische Analyse belegt ist. Die Anomalie weist aufgrund ihrer Struktur nicht auf einen Phasenübergang hin. Bisher wird sie auf kurzreichweitige antiferromagnetische Korrelationen zwischen extrem kleinen magnetischen Momenten zurückgeführt [Kromer97, 98]. In [Kromer98] wird gezeigt, dass T_L ein Vorläufer des Phasenüberganges bei T_{c2} für $x > x_{c1}$ ist. Argumente hierfür sind unter anderem die kontinuierliche Zunahme der Anomaliengröße und ihrer Schärfe mit wachsendem x . Außerdem läuft $T_L(x)$ durch x_{c1} stetig in die $T_{c2}(x)$ -Kurve ein [Kromer98]. Dieses Resultat widerspricht früheren Annahmen, die die Zunahme von $T_{c1}(x)$ für $x > x_{c1}$ mit dem Kreuzen von zwei unterschiedlichen supraleitenden Ordnungsparametern bei x_{c1} begründet hatten, da diese Szenarien alle eine Zuordnung $T_c(x)^{x < x_{c1}} \rightarrow T_{c2}(x)^{x > x_{c1}}$ vorsehen [Sigrist89, Kumar87]. Statt dessen deutet die Entdeckung der Anomalie bei T_L auf einen magnetischen Charakter der Phase unterhalb T_{c2} hin.

Der Verlauf der Phasengrenzlinien T_{c1} und T_{c2} für Thorium-Konzentrationen $x > x_{c2}$ ist bisher noch ungeklärt. Messungen der thermischen Ausdehnung zeigen, dass mit wachsender Thorium-Konzentration ab $x = 0.03$ die absolute Größe der bei $T_{c1}(x)$ beobachteten Anomalie zunehmend reduziert wird. Bei Erreichen der kritischen Konzentration x_{c2} kann schließlich keine Anomalie mehr aufgelöst werden. Dies spricht, zusammen mit Messungen der spezifischen Wärme, für die Bildung sogenannter „gapless“-Supraleitung für $x \rightarrow x_{c2}$ [Schreiner99, Kromer00]. Daraus ergibt sich zwangsweise, dass die in thermischer Ausdehnung und spezifischer Wärme beobachtete Anomalie für $x > x_{c2}$ eine Fortsetzung des Phasenüberganges bei

T_{c2} ist. Zu klären bleibt die Frage, wie die Phasengrenzlinie $T_{c1}(x)$ für $x > x_{c2}$ genau verläuft.

Die Struktur von UBe_{13} ist die in Abbildung 6.2 gezeigte kubische $NaZn_{13}$ -Struktur. Die Gitterkonstante beträgt $a = 10.249 \text{ \AA}$ [Knetsch93], der kürzeste Uran-Uran-Abstand 5.13 \AA . Dagegen beträgt der kürzeste Uran-Beryllium-Abstand nur 3.1 \AA , so dass der direkte Überlapp der Uran-5f-Wellenfunktionen im Vergleich zu der Hybridisierung mit den Beryllium-Leitungselektronenzuständen vernachlässigt werden kann [Knetsch93]. Jede Elementarzelle enthält acht Formeleinheiten UBe_{13} . Für die Beryllium-Atome gibt es zwei nicht Symmetrie-äquivalente Plätze: Zwölf der dreizehn Beryllium-Atome einer Formeleinheit sitzen auf sogenannten Be-II-Plätzen. Auf diesen sind die Be-II-Atome in einem Ikosaeder um ein Be-I-Atom angeordnet. Das dreizehnte Beryllium-Atom sitzt auf einem Be-I-Platz. Hier sind die Be-I-Atome im einem fast kubischen Käfig um jeweils ein Uran-Atom angeordnet.

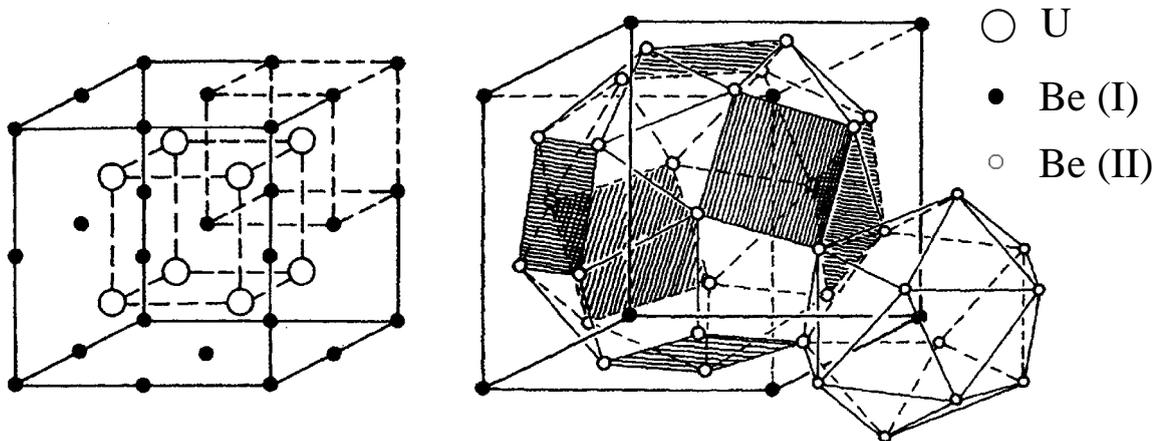


Abbildung 6.2 links: Kubische CsCl-Gitterstruktur in UBe_{13} (Be-II-Atome nicht gezeigt) **rechts:** Ein Uran-Atom in der Käfigmitte (nicht gezeigt) wird von einem Käfig aus Beryllium-Atomen umschlossen. Der Ikosaeder, den die Beryllium-Atome bilden (siehe Text), ist im rechten Teilbild gezeigt. [Knetsch93].

6.2 Messungen

Im folgenden Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen vorgestellt. Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die untersuchten Proben. Alle Polykristalle stammen aus der Gruppe von G.R. Stewart und sind ungetempert. Details über die Herstellung der Polykristalle sind in [Scheidt98] beschrieben. Der ebenfalls ungetemperte Einkristall stammt aus der Gruppe J.L. Smith. Für diesen Einkristall sind in [Mota99] von A. Mota et al. durchgeführte zeitabhängige Suszeptibilitätsmessungen dokumentiert. Details über die Herstellung von Einkristallen kann der interessierte Leser in [Smith92] nachlesen.

Zusammensetzung	Bezeichnung	T_c (K)	Sprungbreite ΔT_c (K)	Meissner-Volumen
$U_{0.9725}Th_{0.0275}Be_{13}$	Ek TPh 271	0.44 ... 0.61 ⁴	0.170	/
$U_{0.983}Th_{0.017}Be_{13}$	Pk TPh 240	0.512	0.067	$\approx 10\%$
$U_{0.9815}Th_{0.0185}Be_{13}$	Pk TPh 254	0.560	0.130	/
$U_{0.97}Th_{0.03}Be_{13}$	Pk TPh 245	0.605	0.080	$\approx 14\%$
$U_{0.957}Th_{0.043}Be_{13}$	Pk TPh 256	0.540	0.125	/
$U_{0.9545}Th_{0.0455}Be_{13}$	Pk TPh 261	0.525	0.081	/
$U_{0.948}Th_{0.052}Be_{13}$	Pk TPh 258	0.382	0.056	$\approx 13\%$
$U_{0.93}Th_{0.07}Be_{13}$	Pk TPh 273	0.240	0.160	$< 5\%$

Tabelle 6.1: Untersuchte $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ Proben. Die Werte für T_c wurden aus den Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität bestimmt, indem an der Stelle des steilsten Abfalles von χ' auf $\chi' = 0$ extrapoliert und $T(\chi' = 0)$ bestimmt wurde. Das Meissner-Volumen ergibt sich aus der DC-Magnetisierung $\Delta M_{FC}/\Delta M_{ZFC}$, wobei ΔM_{ZFC} im Aufwärmen nach Abkühlung im Nullfeld (ZFC) und ΔM_{FC} im Abkühlen (FC) gemessen wurde. /: nicht untersucht.

4 Der Einkristall zeigt vier unterschiedliche supraleitende Phasenübergänge (siehe Kapitel 6.2.5).

6.2.1 Wechselfeldsuszeptibilität

Für die Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität wurde bei der 4.3 % dotierten Probe eine Wechselfeldamplitude von $\Delta B = 1.05 \mu\text{T}$, bei der 7 % dotierten Probe von $\Delta B = 1.79 \mu\text{T}$ und bei allen anderen Proben von $\Delta B = 13 \mu\text{T}$ verwendet⁵. Bei allen Messungen wurde die Frequenz $\nu = 117 \text{ Hz}$ gewählt. Zur Bestimmung von T_c wurde aus dem steilsten Abfall von χ' auf $\chi' = 0$ extrapoliert und $T(\chi' = 0)$ als T_c angenommen (Abbildungen 6.3, 6.4 und 6.6). Das 10 %-90 %-Kriterium wurde nicht verwendet, da die Tieftemperaturflanke des supraleitenden Überganges von der Amplitude des verwendeten Wechselfeldes abhängt, der Beginn des Überganges jedoch nahezu amplitudenunabhängig ist.

Konzentrationsbereich $x \leq x_{c1}$

Die Messungen der Proben mit $x = 0.017$ und $x = 0.0185$ wurden in $0 \leq B \leq 4 \text{ T}$ durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.3 zusammen mit einem Vergleich von Resultaten des thermischen Ausdehnungskoeffizienten und der spezifischen Wärme (beide für $B = 0$)

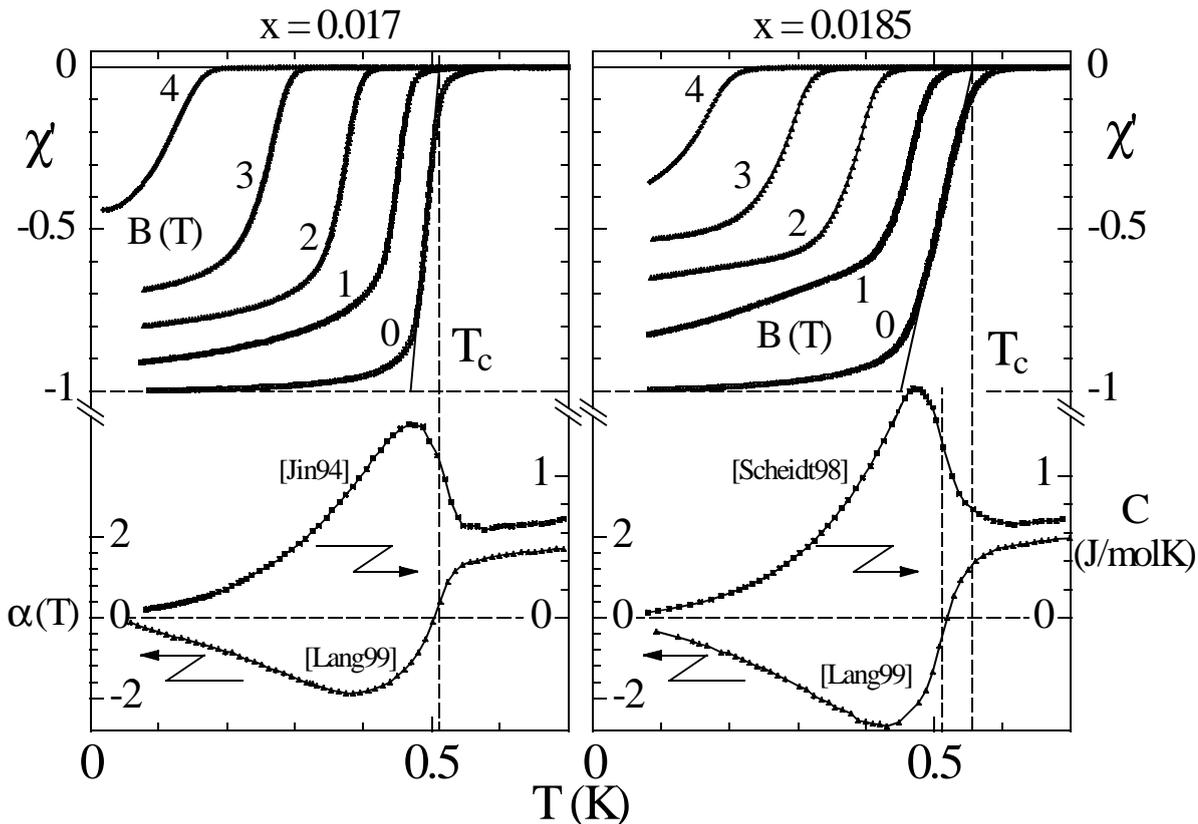


Abbildung 6.3: Realteil $\chi'(T)$ der Wechselfeldsuszeptibilität von $U_{0.983}\text{Th}_{0.017}\text{Be}_{13}$ (links) und $U_{0.9815}\text{Th}_{0.0185}\text{Be}_{13}$ (rechts) für Thorium-Konzentrationen $x < x_{c1}$ in $0 \leq B \leq 4 \text{ T}$. Zum Vergleich sind für $B = 0$ auch Ergebnisse von spezifischer Wärme [Jin94, Scheidt98] und thermischer Ausdehnung [Lang99] eingezeichnet (siehe Text). Gestrichelte Linien markieren die supraleitende Übergangstemperatur.

⁵ Die unterschiedlichen Amplituden ergaben sich durch die Verwendung verschiedener Probenhalter mit unterschiedlichen Spulenarrangements.

dargestellt. Die supraleitende Übergangstemperatur $T_c = 0.512$ K der 1.7 %-dotierten Probe in $B = 0$ ist in Übereinstimmung mit dem bekannten Verlauf von $T_c(x)$ (Abbildung 6.1). Dies zeigt der Eintrag von T_c in das T - x -Phasendiagramm (Kapitel 6.3, Abbildung 6.13). Die Ergebnisse der 1.85 %-dotierten Probe passen nicht so gut in dieses Bild. $T_c = 0.56$ K liegt um 48 mK über dem Wert der 1.7 % dotierten Probe, obwohl die Probe mit $x = 0.0185$ unterhalb von $x_{cI} = 0.019$ liegt und somit nach dem T - x -Phasendiagramm (Abbildung 6.1) ein tieferes T_c als die 1.7 % dotierte Probe aufweisen müsste. Auffällig ist die mit $\Delta T_c \approx 130$ mK für $x = 0.0185$ gegenüber $\Delta T_c \approx 67$ mK für $x = 0.017$ etwa doppelt so große Übergangsbreite⁶. Ursache hierfür ist vermutlich die unmittelbare Nähe der Probe zur kritischen Konzentration $x_{cI} = 0.019$. Da in diesem Bereich T_c stark von der Thorium-Konzentration abhängt, können geringe Inhomogenitäten in der Probe zu einer Verbreiterung des Phasenüberganges führen⁷. Wenn geringe Teile der Probe sogar Thorium-Konzentrationen über $x_{cI} = 0.019$ aufweisen, kann das bei Untersuchungen der Wechselfeldsuszeptibilität zu einem erhöhten T_c führen, da T_c für $x > x_{cI}$ deutlich ansteigt. Bei dem hier beobachteten stark verbreiterten Phasenübergang führt auch die zur Bestimmung von T_c verwendete Konstruktion zu einem erhöhten T_c . Ein Vergleich der aus der halben Sprunghöhe bestimmten $T_c^{50\%}$ zeigt nur noch eine Differenz von $\Delta T_c^{50\%} \approx 13$ mK ($T_{c,1.7\%}^{50\%} = 0.492$ K, $T_{c,1.85\%}^{50\%} = 0.505$ K).

Der Vergleich mit Untersuchungen der spezifischen Wärme und des thermischen Ausdehnungskoeffizienten für $x = 0.0185$ (Abbildung 6.3) zeigt, dass hier ein deutlich kleinerer Wert $T_c \approx 0.51$ K bestimmt wird, während für alle anderen Polykristalle eine sehr gute Übereinstimmung der aus Wechselfeldsuszeptibilität und thermodynamischen Messungen bestimmten Werte von T_c beobachtet wird. Dies unterstützt die Annahme, dass für diese Probe ($x = 0.0185$) der erhöhte T_c -Wert nicht auf Volumensupraleitung zurückgeführt werden kann, sondern durch Inhomogenitäten verursacht wird, und die eigentliche Volumensupraleitung erst beim thermodynamisch bestimmten T_c einsetzt.

6 Diese wurde aus dem 10 %-90 % -Kriterium ermittelt.

7 Ähnliche Effekte sind auch aus χ_{AC} -Messungen an $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ -Polykristallen für Germanium-Konzentrationen $0 < x < 0.1$ bekannt, da in diesem Konzentrationsbereich T_c sehr stark von x abhängt.

Konzentrationsbereich $x_{c1} < x < x_{c2}$

Die Messungen der Proben wurden in $B = 0$ ($x = 0.03$) und $0 \leq B \leq 5$ T ($x = 0.043$) durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Zum Vergleich sind hier wiederum Resultate des thermischen Ausdehnungskoeffizienten und der spezifischen Wärme für $B = 0$ eingetragen. Auch für diesen Konzentrationsbereich bestätigen die Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität in $B = 0$ den bekannten Verlauf von $T_{c1}(x)$ (Abbildung 6.1), wie die Eintragung von T_{c1} in das T - x -Phasendiagramm (Kapitel 6.3, Abbildung 6.13) zeigt.

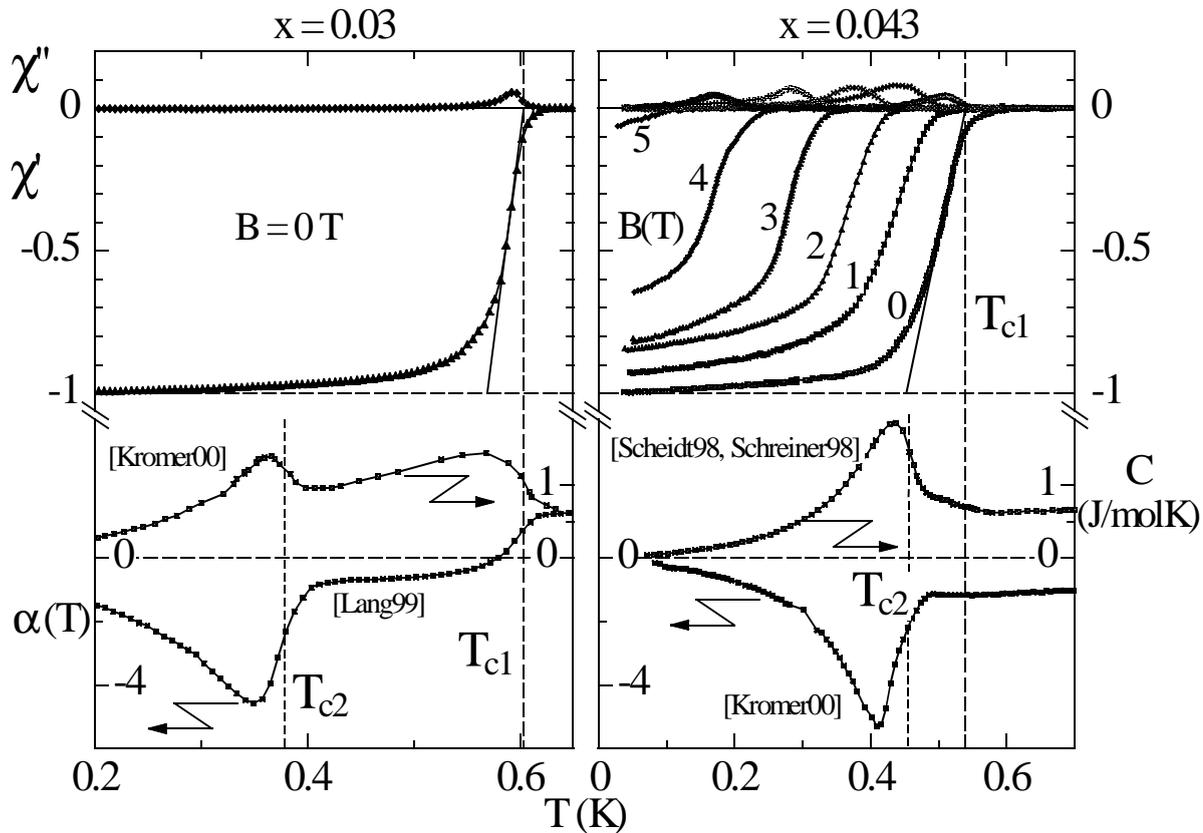


Abbildung 6.4: $\chi'(T)$ und $\chi''(T)$ von $U_{0.97}Th_{0.03}Be_{13}$ in $B = 0$ (links) und von $U_{0.9557}Th_{0.043}Be_{13}$ in $0 \leq B \leq 5$ T (rechts) für Thorium-Konzentrationen $x_{c1} < x < x_{c2}$. Zum Vergleich sind für $B = 0$ Ergebnisse von spezifischer Wärme [Scheidt98, Schreiner98, Kromer00] und thermischer Ausdehnung [Kromer00, Lang99] eingezeichnet. Gestrichelte Linien markieren die Phasenübergangstemperaturen T_{c1} und T_{c2} .

Konzentrationsbereich $x \geq x_{c2}$

Auch für Konzentrationen $x > x_{c2}$ wird bei allen untersuchten Proben ein deutlicher supraleitender Phasenübergang beobachtet. Die Resultate der Messungen sind in Abbildung 6.5 für $B = 0$ ($x = 0.0455$) und $0 \leq B \leq 5$ T ($x = 0.052$) sowie in Abbildung 6.6 für $B = 0$ ($x = 0.07$) ebenfalls im Vergleich zu thermodynamischen Resultaten in $B = 0$ dargestellt.

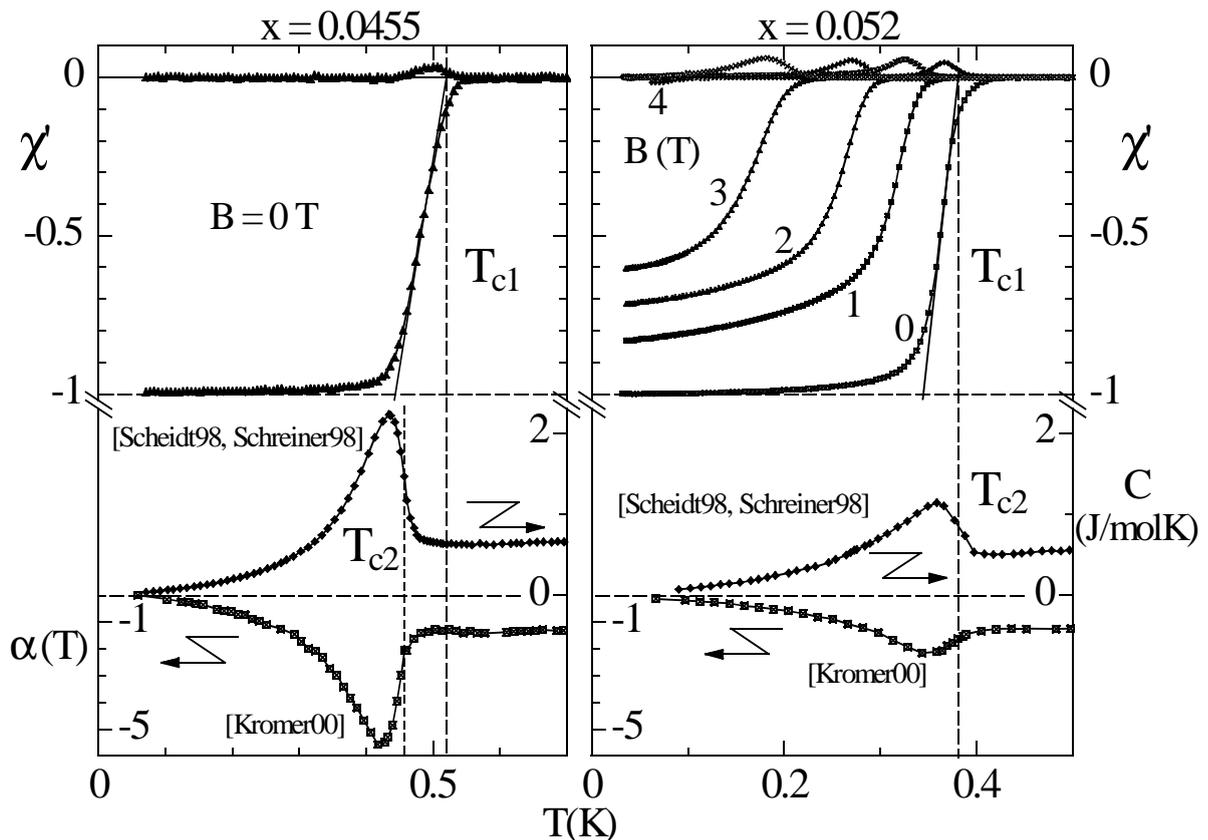
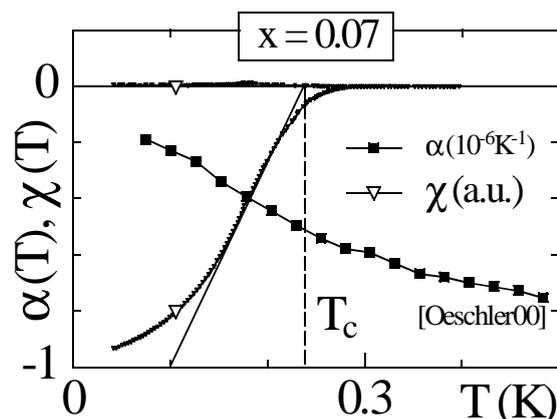


Abbildung 6.5: Realteil $\chi'(T)$ der Wechselfeldsuszeptibilität von $U_{0.945}Th_{0.0455}Be_{13}$ in $B = 0$ (links) und $U_{0.948}Th_{0.052}Be_{13}$ in $0 \leq B \leq 4$ T (rechts) für Thorium-Konzentrationen $x \geq x_{c2}$. Zum Vergleich sind Messungen des thermischen Ausdehnungskoeffizienten [Kromer00] (linke Achse) und der spezifischen Wärme [Scheidt98, Schreiner98] (rechte Achse) in $B = 0$ eingetragen. Gestrichelte Linien markieren die Phasenübergangstemperaturen T_{c1} und T_{c2} .

Abbildung 6.6:

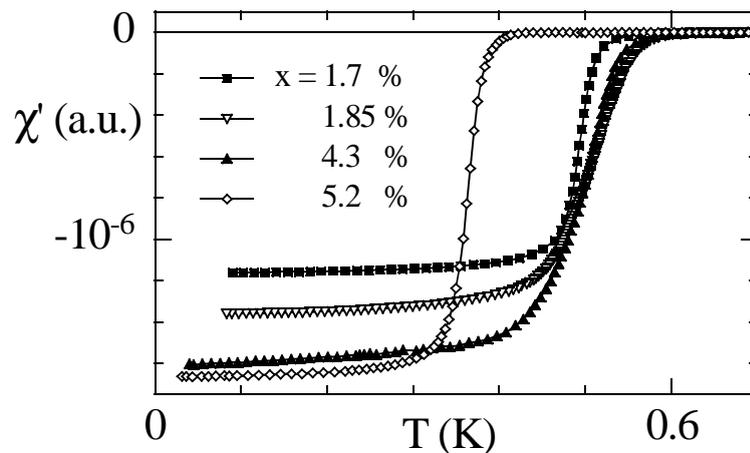
Wechselfeldsuszeptibilität χ_{AC} sowie thermischer Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T)$ [Oeschler00] von $U_{0.93}Th_{0.07}Be_{13}$ in $B = 0$. Gestrichelte Linie markiert den supraleitenden Phasenübergang bei $T_c \approx 0.24$ K in χ_{AC} .



Um eine Abschätzung über den Volumenanteil zu bekommen, der für die unterschiedlichen Konzentrationsbereiche ($x \leq x_{c1}$, $x_{c1} < x < x_{c2}$, $x \geq x_{c2}$) zur Supraleitung beiträgt, wurde für die Thorium-Konzentrationen $x = 0.017$, $x = 0.0185$, $x = 0.043$ und $x = 0.052$ ein Vergleich der normierten Sprunghöhe $\Delta\chi'$ der supraleitenden Übergänge durchgeführt (Abbildung 6.7). Hierzu wurden die bei der Messung am Lock-In (LI)-Verstärker abgelesenen Ausgangssignale auf die verwendete Wechselfeldamplitude, die Empfindlichkeit des LI-Verstärkers sowie die Masse⁸ der jeweiligen Probe normiert. Die so normierten Messkurven bilden supraleitende Übergänge, die in gleichen relativen Volumina der Proben stattfinden, aufeinander ab. Die in Abbildung 6.7 gezeigten Ergebnisse sind ein deutlicher Hinweis dafür, dass bei allen vier Proben ein ähnliches Probenvolumen zur supraleitenden Signaländerung beiträgt. Zusammen mit den Messungen des Meissner-Volumens (Kapitel 6.2.2), die für die Proben $x = 0.017$, $x = 0.03$ und $x = 0.052$ das Vorliegen von Volumensupraleitung belegen, sowie Ergebnissen der spezifischen Wärme [Ott83], die für $x < 0.03$ ebenfalls das Vorliegen von Volumensupraleitung bestätigen, zeigen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen eindeutig das Vorliegen von Volumensupraleitung für alle untersuchten Proben aus den Konzentrationsbereichen $x \leq x_{c1}$, $x_{c1} < x < x_{c2}$ und $x \geq x_{c2}$.

Abbildung 6.7:

Vergleich der normierten s.l. Sprung-höhe aus χ_{AC} -Messungen für Proben mit $x = 0.017$ (■), $x = 0.0185$ (▽), $x = 0.043$ (▲) und $x = 0.052$ (◇) (siehe Text).



Das Vorliegen von Volumensupraleitung für $x = 0.052 \geq x_{c2}$ ist deshalb von besonderer Bedeutung, da in den thermodynamischen Messungen für $x \rightarrow x_{c2}$ die Anomalie bei $T_{c1}(x)$ verschwindet (Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6, „gapless“ Supraleitung, siehe Kapitel 6.1) und somit keine Aussage über die Existenz von Supraleitung mehr möglich ist. Die in den thermodynamischen Messungen für $x > x_{c2}$ beobachtete Anomalie wird nach [Kromer00] als Fortsetzung der für $x < x_{c2}$ gefundenen Anomalie bei $T_{c2}(x)$ angesehen. In diesem Szenario zeigt für $x > x_{c2}$ ein Vergleich der aus thermodynamischen Messungen bestimmten Phasenübergangstemperaturen [Kromer00] mit den aus der Wechselfeldsuszeptibilität ermittelten Werten von T_c (Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6), dass dann die vorher getrennt verlaufenden Phasenübergangslinien $T_{c1}(x)$ und $T_{c2}(x)$ zusammenfallen müssen.

⁸ Eigentlich müsste aufgrund der unterschiedlichen Thorium-Konzentrationen die Molmasse der Proben berücksichtigt werden; dieser unwesentliche Einfluss wurde hier jedoch vernachlässigt.

6.2.2 DC-Magnetisierung

Die Messungen der DC-Magnetisierung wurden zur Bestimmung des Meissner-Volumens an vier ungepulverten Proben⁹ durchgeführt. Die Verwendung von ungepulverten „bulk“-Proben führt zu einer Reduzierung des gemessenen Meissner-Volumens, da beim Abkühlen einer „bulk“-Probe in den supraleitenden Zustand Flussschläuche an Haftzentren in der Probe festgehalten („gepinnt“) werden (siehe auch [Rauchschwalbe86]). Dies führt dazu, dass eine vollständige Verdrängung des magnetischen Flusses aus der Probe nicht mehr möglich ist, obwohl Volumensupraleitung vorliegt.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Trotz der Verwendung ungepulverter Proben weisen die drei Proben mit den Thorium-Konzentrationen $x = 0.017$, $x = 0.03$ und $x = 0.052$ ein für „bulk“-Proben hohes Meissner-Volumen zwischen 10 % und 14 % auf. Bei einer Messung des Meissner-Volumens an der 7 % Thorium-dotierten Probe konnte dagegen mit einem Wert von < 5 % kein nennenswertes Meissner-Volumen mehr aufgelöst werden (ohne Abbildung). Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass bei dieser Thorium-Konzentration schon keine Volumensupraleitung mehr vorliegt, sondern nur noch Teile der Probe Supraleitung aufweisen, was zum Beispiel durch Inhomogenitäten verursacht sein kann. Allerdings ist bei dieser Messung das Rauschen im Vergleich zu den an den anderen Proben durchgeführten Messungen des Meissner-Volumens erheblich größer, so dass eine genauere Aussage über das Meissner-Volumen der 7 % Thorium-dotierten Probe nicht möglich ist.

Ein Vergleich mit früheren Messungen an $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ -Proben [Rauchschwalbe86] zeigt, dass Meissner-Volumina der Größenordnung 10 % bis 14 % eindeutig auf Volumensupraleitung zurückzuführen sind¹⁰. Da die Messungen des Meissner-Effektes für die drei Proben aus den Konzentrationsbereichen $x < x_{c1}$, $x_{c1} < x < x_{c2}$ und $x > x_{c2}$ Meissner-Volumina ähnlicher Größenordnung ergeben, ist dies ein klarer Beweis für das Vorliegen von Volumensupraleitung auch für die Konzentration $x = 0.052 > x_{c2}$.

⁹ Ein Pulverisieren der Proben zur Vermeidung von „Pinning“-Effekten war nicht möglich, da die Proben später für andere Messungen als ganzes erhalten bleiben mussten.

¹⁰ In [Rauchschwalbe86] sind Untersuchungen sowohl an gepulverten als auch an ungepulverten $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ -Proben gezeigt. Während die gepulverten Proben Meissner-Volumina von ca. 50 % aufweisen, finden sich an ungepulverten Proben Meissner-Volumina von nur ca. 33 %. Eine weitere Messung der ungepulverten Probe nach einem Jahr zeigte außerdem erhebliche Alterungseffekte: Das Meissner-Volumen hatte von 33 % auf nur noch 8 % abgenommen. Da die hier untersuchten Proben älter als ein Jahr sind, liegen sie mit Meissner-Volumina zwischen 10 % und 14 % sogar noch etwas höher als dieser Wert.

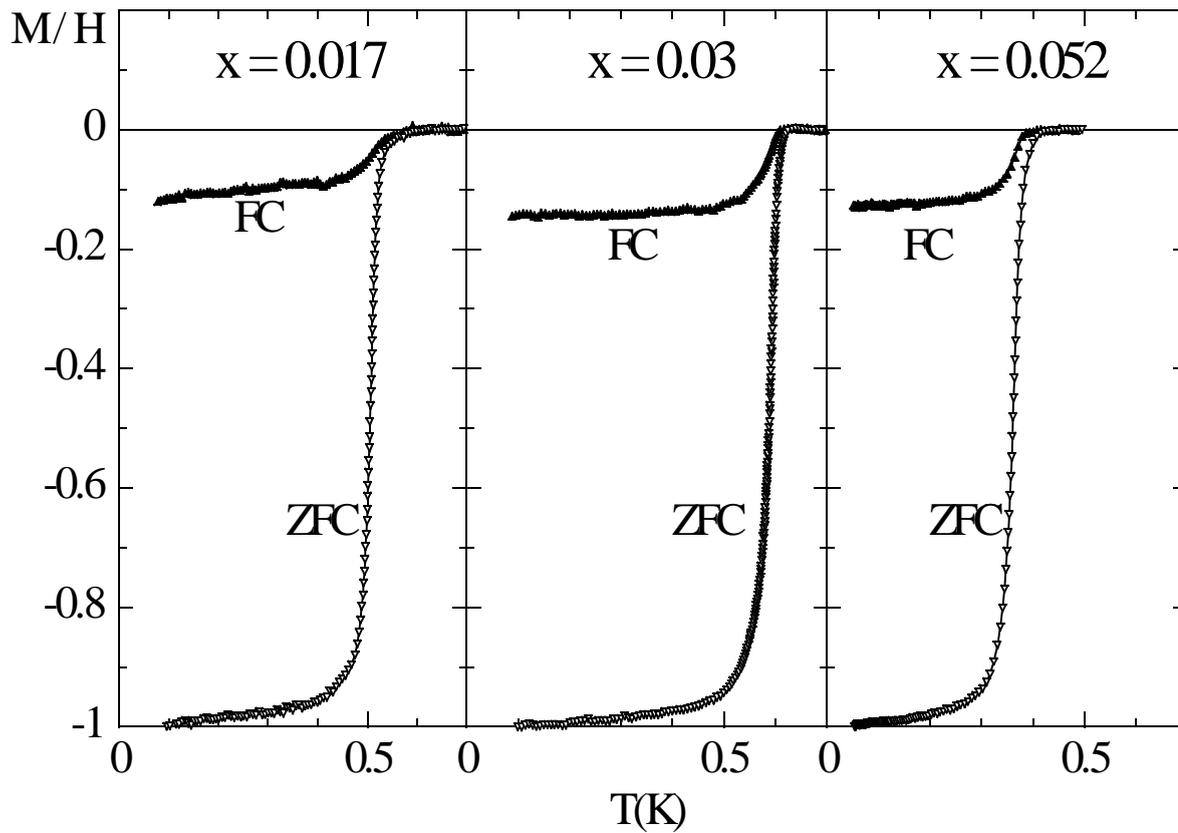


Abbildung 6.8: DC-Magnetisierung M/H vs T für $U_{0.983}Th_{0.017}Be_{13}$, $U_{0.97}Th_{0.03}Be_{13}$ sowie $U_{0.948}Th_{0.052}Be_{13}$, aufgenommen im Aufwärmen nach Nullfeldabkühlung (ZFC) sowie im Abkühlen (FC), jeweils in $B = 64$ mT. Das Meissner-Volumen ergibt sich aus $\Delta M_{FC}/\Delta M_{ZFC}$.

6.2.3 B - T -Phasendiagramme

Aus den Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität konnten die hier vorgestellten B - T -Phasendiagramme für T_c gewonnen werden. Die Bestimmung von T_c erfolgte dabei wie in Kapitel 6.2.1. beschrieben.

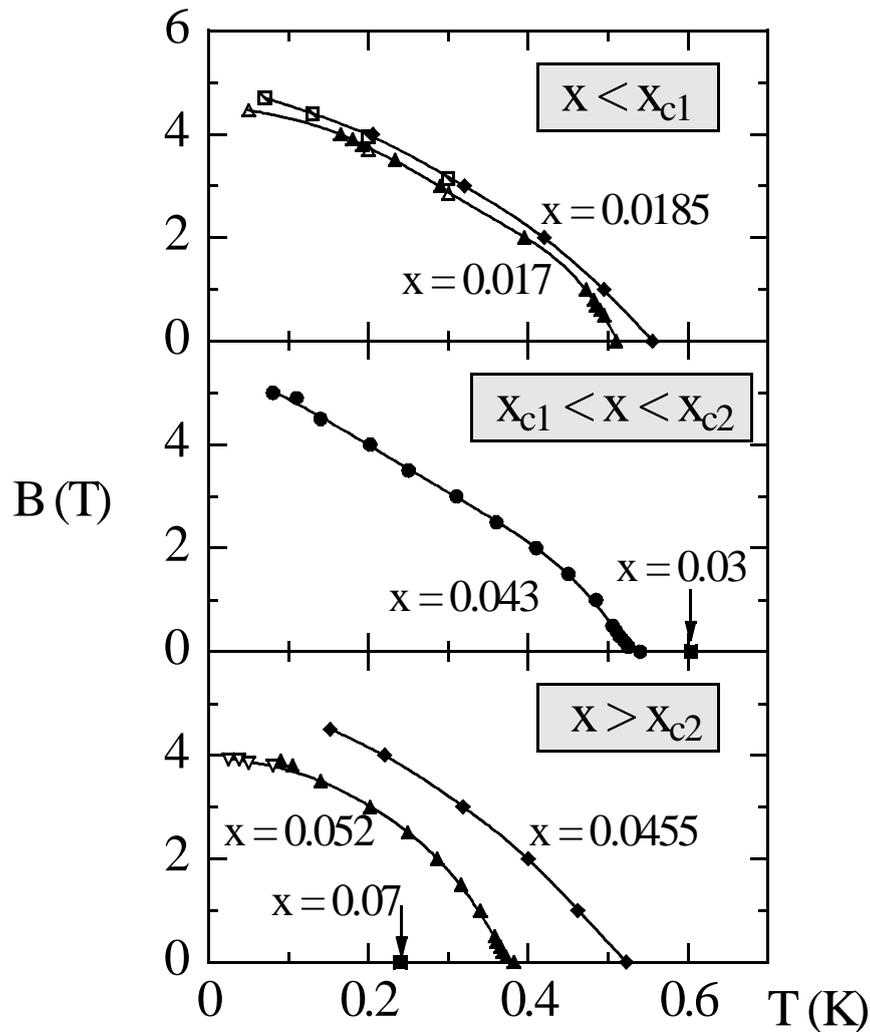


Abbildung 6.9: B - T -Phasendiagramme von $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ für verschiedene Thorium-Konzentrationen x . Geschlossene Symbole bezeichnen supraleitende Übergangstemperaturen aus temperaturabhängigen Messungen bei $B = \text{const.}$, offene Symbole aus feldabhängigen Messungen bei $T = \text{const.}$. Durchgezogene Linien sind "guides to the eyes".

6.2.4 Einkristall $x = 0.0275$

In Abbildung 6.10 sind die Ergebnisse der Wechselfeldsuszeptibilitätsmessungen am Einkristall $U_{0.9725}Th_{0.0275}Be_{13}$ dargestellt. Diese wurden mit einer Wechselfeldamplitude von $\Delta B = 13 \mu T$ und einer Frequenz $\nu = 117 \text{ Hz}$ durchgeführt. Es können innerhalb des stark verbreiterten supraleitenden Überganges vier unterschiedliche supraleitende Übergangstemperaturen aufgelöst werden (T_α , T_β , T_γ und T_δ), die unterschiedlich vom Magnetfeld abhängen. Dies ist in Abbildung 6.10 anhand der gestrichelten Linien, die das Einsetzen des jeweiligen Überganges verdeutlichen sollen, dargestellt. Der aus einer Extrapolation des steilsten Anstieges von χ' ermittelte Wert von $T_{c1} \approx 0.535 \text{ K}$ liegt 70 mK unter dem des 3 % dotierten Polykristalls ($T_{c1} \approx 0.605 \text{ K}$). Allein mit dem Unterschied von 0.25 % in der Thorium-Konzentration lässt sich diese Differenz nicht begründen. Das erste Einsetzen eines diamagnetischen Signals mit $T_{c1} \approx 0.615 \text{ K}$, das nur 10 mK über dem T_c des 3 %-dotierten Polykristalls liegt, kann jedoch aufgrund des hier sehr kleinen diamagnetischen Signals noch nicht auf das Einsetzen von Volumensupraleitung zurückgeführt werden.

Ein Vergleich mit Messungen des thermischen Ausdehnungskoeffizienten in $B = 0$ [Oeschler00], die am selben Einkristall durchgeführt wurden, zeigt im wesentlichen zwei große, aber verbreiterte Anomalien (Abbildung 6.10). Die obere Anomalie liegt in dem Be-

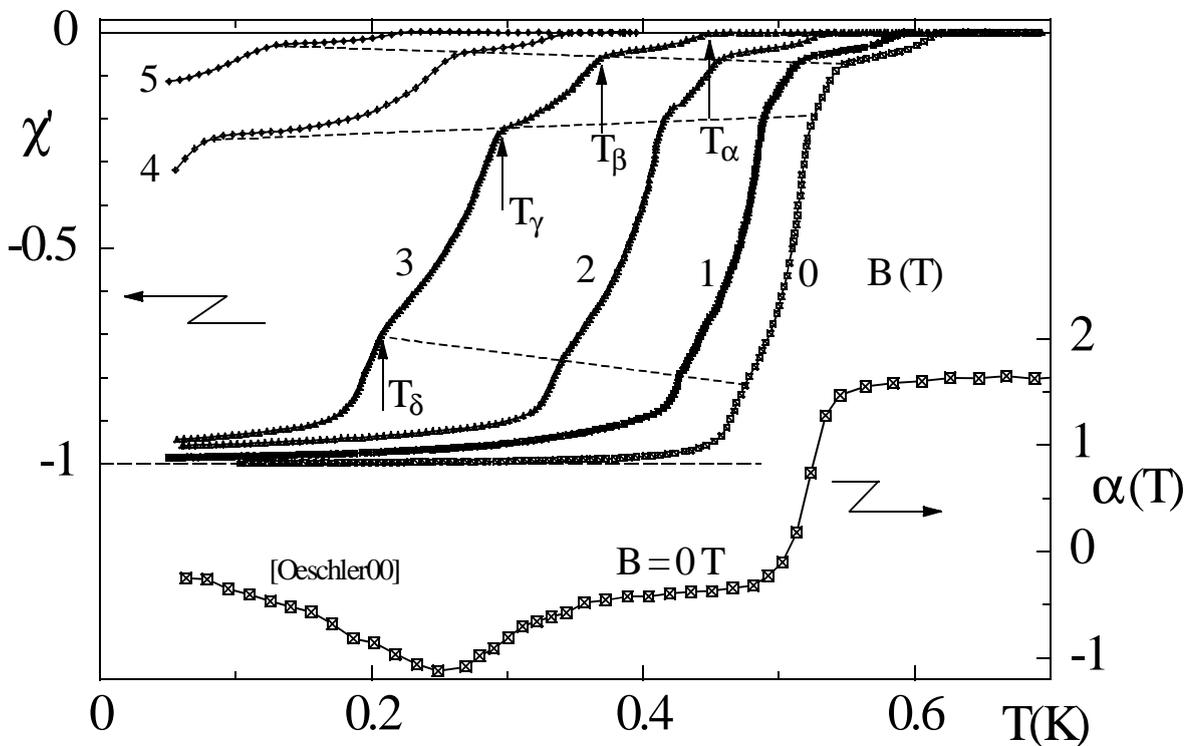


Abbildung 6.10: Realteil $\chi'(T)$ der Wechselfeldsuszeptibilität in $0 \leq B \leq 5 \text{ T}$ (linke Achse) sowie thermischer Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T)$ in $B = 0$ (rechte Achse, [Oeschler00]) am Einkristall $U_{0.9725}Th_{0.0275}Be_{13}$. Für $B = 3 \text{ T}$ markieren die Pfeile das Auftreten der unterschiedlichen Sprungtemperaturen. Gestrichelte Linien zeigen schematisch den Verlauf der Übergangstemperaturen für unterschiedliche Felder.

reich, in dem χ' die Mehrfachstruktur zeigt. Die untere in $\alpha(T)$ beobachtete Anomalie kann in χ' nicht aufgelöst werden.

Das Auftreten mehrerer Übergangstemperaturen in Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität und des thermischen Ausdehnungskoeffizienten ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass die Probe keine gute Qualität aufweist und vermutlich Inhomogenitäten vorliegen. Für die in diesem Kapitel behandelte Problematik sind damit sicherlich keine zusätzlichen Informationen zu erwarten. Aus diesem Grund wurden keine weiteren Messungen an dem Einkristall durchgeführt. Zwar verspricht eine Untersuchung von Einkristallen in der Regel neue Erkenntnisse, hierzu ist jedoch das Vorliegen von qualitativ hochwertigen Proben eine Voraussetzung. Weitere Untersuchungen von Einkristallen erscheinen daher erst beim Vorliegen besserer Proben sinnvoll.

6.2.5 Hystereseeffekte für $B > 0$

Messungen des thermischen Ausdehnungskoeffizienten zeigen für $B > 0$ an den Proben mit $x = 0.017$, $x = 0.0185$ und $x = 0.03$ unterhalb von T_c in einem begrenzten Temperaturbereich ein irreversibles Ausdehnungsverhalten. Dieses hängt von der thermischen und magnetischen Vorgeschichte der Proben ab [Kromer99]. Während Messungen im Abkühlen eine Verringerung von $\alpha(T)$ ohne auffällige Struktur zeigen, zeigen Messungen im Aufwärmen eine Art „Peak“ innerhalb der supraleitenden Phase. Diese „thermische Hysterese“ wurde für $x = 0.017$ in Magnetfeldern $1 \text{ T} \leq B \leq 3 \text{ T}$ beobachtet. Für $x = 0.0185$ findet man die Hysterese in Magnetfeldern $1 \text{ T} \leq B \leq 4 \text{ T}$ nur beim Vergleich zwischen ZFC-Messungen (Messung im Aufwärmen nach Abkühlen im Nullfeld) und FC-Messungen. Die genauere Untersuchung dieser Eigenschaften motivierte Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität.

Die Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität zeigen an den Polykristallen mit $x = 0.017$ und $x = 0.0185$ sowie am Einkristall ($x = 0.0275$) ebenfalls ein unterschiedliches Verhalten zwischen Messungen im Abkühlen und im Aufwärmen. Die Ergebnisse sind in den Abbildun-

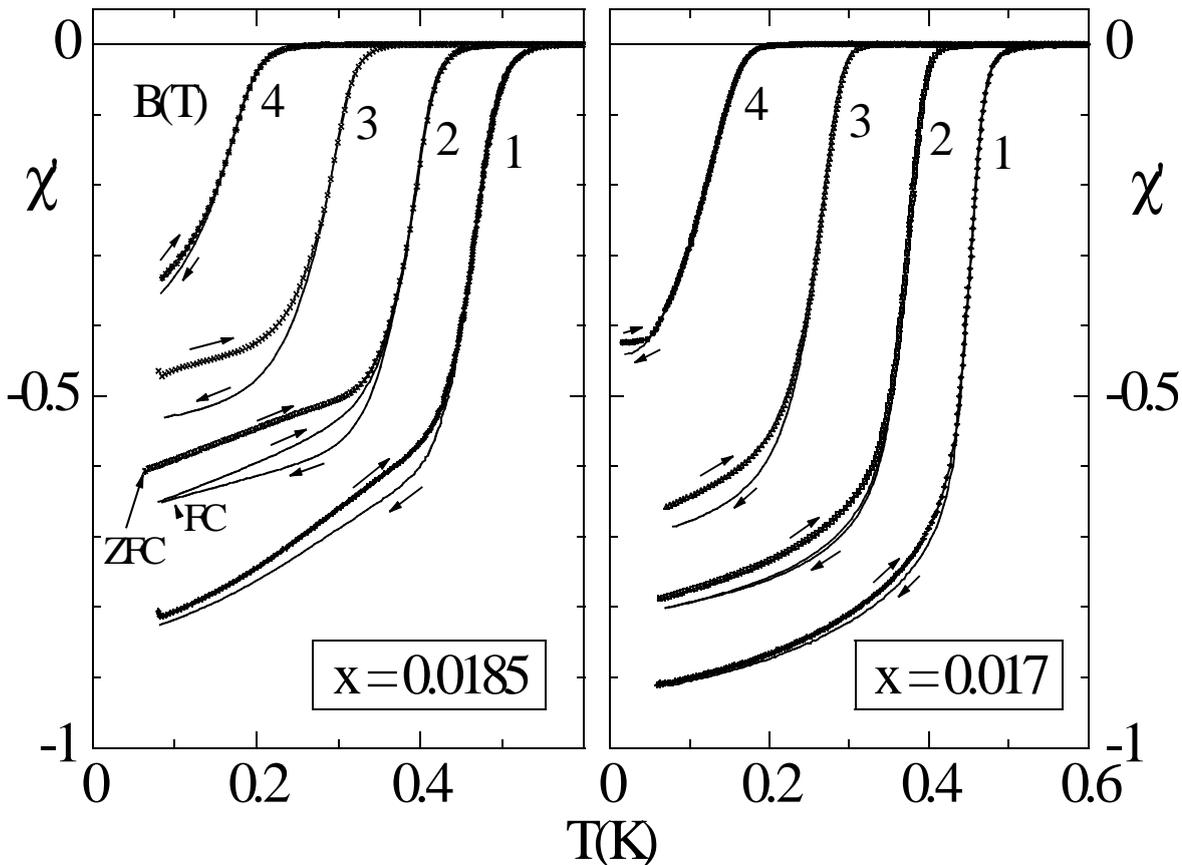


Abbildung 6.11: $\chi'(T)$ vs T von $U_{0.9815}Th_{0.0185}Be_{13}$ (links) und $U_{0.983}Th_{0.017}Be_{13}$ (rechts) für $1 \text{ T} \leq B \leq 4 \text{ T}$. Symbole markieren Messungen, die nach Abkühlen im Nullfeld (ZFC) aufgenommen wurden, Linien markieren Messungen, die beim bzw. nach Abkühlen im Magnetfeld (FC) aufgenommen wurden. Pfeile markieren die Messrichtung (abkühlen oder aufwärmen).

gen 6.11 und 6.12 dargestellt. Die Hystereseeffekte können dabei sowohl beim Vergleich von ZFC-Messungen und FC-Messungen als auch beim Vergleich von FC-Messungen im Abkühlen und Aufwärmen (hier wurde das Magnetfeld bei $T > T_c$ angelegt) beobachtet werden. Es zeigt sich, dass die Hystereseschleife im Vergleich ZFC-FC wesentlich stärker ausgeprägt ist. Die Hystereseschleife wird mit zunehmendem Feld größer. Untersuchungen für $x = 0.017$ weisen darauf hin, dass die Hystereseeffekte auf Nichtgleichgewichtseffekte zurückzuführen sind. Nach Abkühlen im Nullfeld (ZFC) auf $T = 0.3$ K wurde ein Magnetfeld von $B = 2$ T angelegt und anschließend die Wechselfeldsuszeptibilität bei konstanter Temperatur über eine Zeit von $t = 67$ h aufgenommen. Die Messung zeigt eine deutliche Relaxation des Signals in Richtung der FC-Messung (ohne Abbildung). Dieses Verhalten kann mit der Anwesenheit von Pinning-Zentren erklärt werden. Nach dem Anlegen des Magnetfeldes werden die Flussschläuche durch Pinning im äußeren Teil der Probe festgehalten, so dass sich ein Gradient in der Flussschlauchdichte ausbildet. Mit zunehmender Zeit bewegen sich die Flussschläuche auch weiter in das Innere der Probe, so dass der Gradient in der Flussschlauchdichte reduziert wird. Daraus resultiert dann auch die Änderung der gemessenen Suszeptibilität.

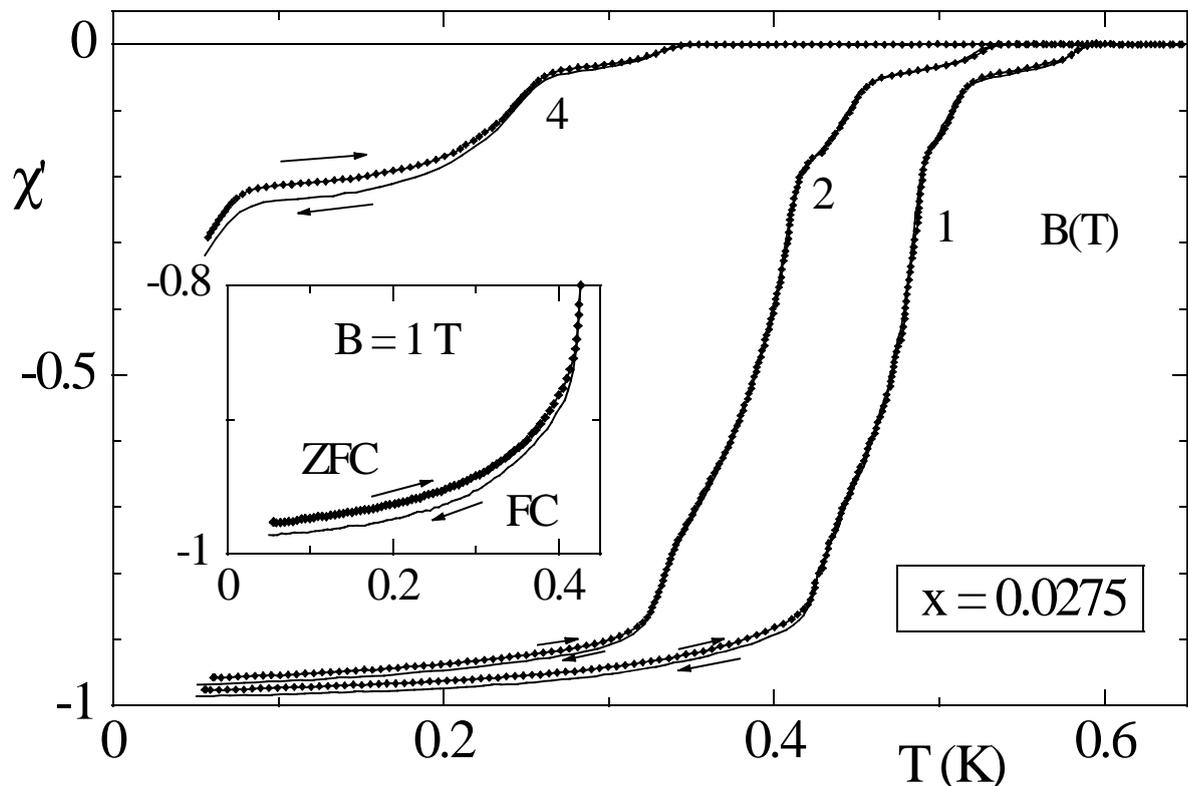


Abbildung 6.12: $\chi'(T)$ vs T am Einkristall $U_{0.9725}Th_{0.0275}Be_{13}$ für verschiedene Magnetfelder. Symbole markieren Messungen, die nach Abkühlen im Nullfeld (ZFC) aufgenommen wurden, Linien markieren Messungen, die beim Abkühlen im Magnetfeld (FC) aufgenommen wurden. Pfeile markieren die Messrichtung. Im Inset ist das Auftreten der Hysterese in $B = 1$ T vergrößert dargestellt.

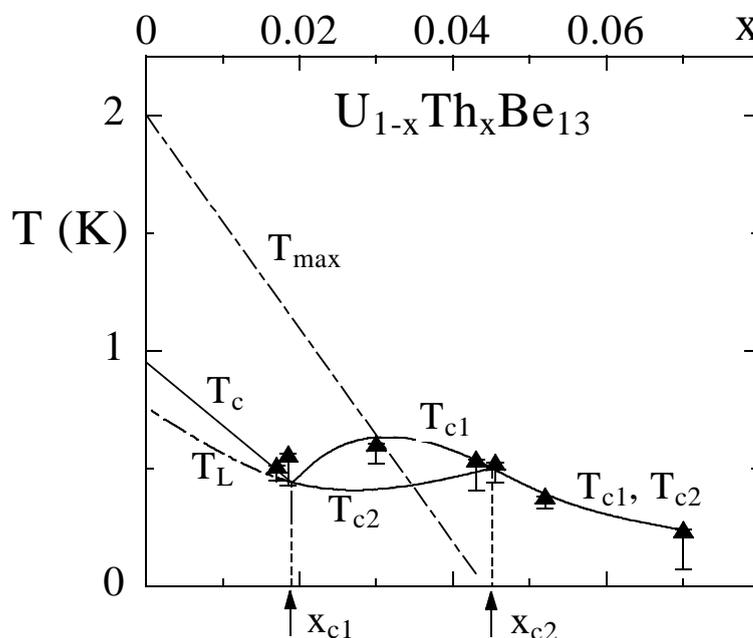
Da die Hystereseeffekte für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Eigenschaften von $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ nicht von Bedeutung sind, sollen sie im Folgenden nicht weiter diskutiert werden und sind nur der Vollständigkeit halber gezeigt. Zur genaueren Analyse dieser (sicherlich interessanten) Effekte wären noch weitere Untersuchungen – auch mit anderen Messgrößen – erforderlich.

6.3 Zusammenfassung

Die vorgestellten Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität und der DC-Magnetisierung an verschiedenen $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ -Proben konnten neue Erkenntnisse über die in diesem System beobachtete Supraleitung hervorbringen und somit zu einer Vervollständigung des T - x -Phasendiagramms der Dotierungsreihe $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ beitragen (Abbildung 6.13). Eine wesentliche neue Erkenntnis ist die Tatsache, dass mit Hilfe dieser Messungen auch für Thorium-Konzentrationen über der kritischen Konzentration von $x_{c2} \approx 0.0455$ noch das Vorliegen von Volumensupraleitung nachgewiesen werden kann. Bisherige Untersuchungen von thermodynamischen Messgrößen hatten hierzu keinen Aufschluss geben können, da hier für Thorium-Konzentrationen $x > 3\%$ die Anomalien bei $T_{c1}(x)$ sukzessive in ihrer Größe abnehmen, was auf das Auftreten von sogenannter „gapless“-Supraleitung zurückgeführt wird. Zu einer Feststellung der exakten Thorium-Konzentration, bei der noch Volumensupraleitung vorliegt, konnten die Messungen keine endgültigen Resultate liefern. Zwar zeigen die Untersuchungen der Wechselfeldsuszeptibilität der 7% dotierten Probe das Auftreten von Supraleitung, diese konnte durch Messungen des Meissner-Volumens jedoch nicht eindeutig auf das Auftreten von Volumensupraleitung zurückgeführt werden. Daher sind in diesem Bereich noch weitere Untersuchungen erforderlich. Notwendig wäre die Untersuchung mehrerer Polykristalle mit unterschiedlichem Thorium-Anteil in diesem Konzentrationsbereich.

Abbildung 6.13:

T - x -Phasendiagramm der Dotierungsreihe $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ mit den aus Messungen der Wechselfeldsuszeptibilität bestimmten supraleitenden Übergangstemperaturen (\blacktriangle) (siehe Abbildung 6.1 und [Kromer00]). Die Fehlerbalken wurden aus der 10%-90%-Übergangsbreite bestimmt.



Die an einem Einkristall mit $x = 0.0275$ durchgeführten Untersuchungen der Wechselfeldsuszeptibilität haben keine nennenswerten neuen Erkenntnisse ergeben. Wesentliche Ursache hierfür ist die schlechte Qualität dieser Probe.

Für weiterführende Untersuchungen wäre auch eine genauere Analyse der in einigen Proben beobachteten Hystereseeffekte interessant.

7 Schwere-Fermionen Systeme auf Ytterbium-Basis

In den letzten 20 Jahren ist das physikalische Verhalten von Schwere-Fermionen (SF)-Systemen auf Cer- sowie Uran-Basis ausführlich untersucht worden. Im Gegensatz dazu sind jedoch vergleichsweise wenige Untersuchungen zu SF-Systemen auf Ytterbium-Basis bekannt¹. Eine Ursache hierfür ist sicherlich die Tatsache, dass es sehr wenige Verbindungen auf Ytterbium-Basis mit Schwere-Fermionen-Verhalten gibt. Dies zeigt ein Vergleich der charakteristischen Temperaturen T_K zwischen Cer- und Ytterbium-Systemen. Für Cer-Systeme sind charakteristische Temperaturen von $T_K \approx 1$ K (meist magnetisch ordnende Systeme) bis zu $T_K \approx 1000$ K (meist zwischenvalente Systeme) bekannt. Die aus experimenteller Sicht interessantesten Systeme liegen jedoch bei mittleren charakteristischen Temperaturen $10 \text{ K} \leq T_K \leq 30 \text{ K}$, wie sie z.B. CeCu_2Si_2 und CeNi_2Ge_2 aufweisen. Die meisten bekannten Systeme auf Ytterbium-Basis haben jedoch entweder sehr kleine charakteristische Temperaturen $1 \text{ K} \leq T_K \leq 5 \text{ K}$ und sind somit magnetisch geordnet oder haben sehr hohe charakteristische Temperaturen $T_K \approx 100 \text{ K}$ und befinden sich damit im zwischenvalenten Bereich. Dagegen sind nur wenige Verbindungen mit den experimentell interessantesten mittleren Temperaturen T_K bekannt. Motivation für die im Folgenden vorgestellten Untersuchungen war deshalb gerade die Untersuchung solcher Systeme. Ein Schwerpunkt sollte dabei auf der Untersuchung von signifikanten Abweichungen vom Fermi-Flüssigkeits (FF)-Verhalten liegen. Dies tritt in Systemen auf, die in der Nähe eines Quantenkritischen Punktes² (QKP) lokalisiert sind. Um den Einfluss von Unordnung auf das NFF-Verhalten zu reduzieren, sollten die Untersuchungen an nahezu stöchiometrischen Systemen durchgeführt werden. Interessant ist aufgrund der Elektron-Loch-Analogie zwischen Cer und Ytterbium ein Vergleich zu dem in CeNi_2Ge_2 (siehe Kapitel 4) und CeCu_2Si_2 (siehe Kapitel 5) beobachteten NFF-Verhalten.

Die Elektron-Loch-Analogie hat zur Folge, dass in SF-Systemen auf Ytterbium-Basis durch das Anlegen von Druck magnetische Ordnung induziert werden kann. Im Gegensatz dazu wird in SF-Systemen auf Cer-Basis eine Unterdrückung der magnetischen Ordnung durch Anlegen von Druck und die damit verbundene Verkleinerung des Gittervolumens erreicht. Dieses gegensätzliche Verhalten basiert auf der unterschiedlichen Konfiguration der für den Magnetismus verantwortlichen 4f-Elektronen. In magnetischen Cer-Systemen hat Cer die Valenz Ce^{3+} und die damit verbundene Elektronenkonfiguration $4f^1$ mit dem Bahndrehimpuls $J = 5/2$. Eine Verringerung des Gittervolumens führt zu einem unmagnetischen Zustand mit der Valenz Ce^{4+} und der Konfiguration $4f^0$ mit $J = 0$. In magnetischen Ytterbium-SF-Systemen hat das Ytterbium die Valenz Yb^{3+} und die damit verbundene Konfiguration $4f^{13}$ mit dem Bahndrehimpuls $J = 7/2$. Hier führt eine Erhöhung des Gittervolumens zu einem unmagnetischen Zustand mit der Valenz Yb^{2+} und der Konfiguration $4f^{14}$ mit $J = 0$.

1 Eine Ursache hierfür ist der hohe Schmelzdruck von Ytterbium, der die Probenherstellung deutlich erschwert.
 2 Ein QKP liegt dabei genau dann vor, wenn die magnetische Übergangstemperatur genau bei $T = 0$ liegt.

Eine Fragestellung ist, ob ein QKP für Ytterbium-Systeme von gleicher Natur ist wie für Cer-Systeme. Es wird diskutiert, dass im Falle von Ytterbium-Systemen der Übergang *nicht magnetisch geordnet* \rightarrow *magnetisch geordnet* durch die Änderung der Ytterbium-Valenz zustande kommt. Im Ytterbium-Fall ist der direkte Überlapp der 4f-Elektronen mit den Ligan-den-Elektronen viel kleiner als beim Cer, weil das Atomvolumen kleiner ist. Daher ist das Austauschintegral $|J|$ immer sehr klein. Für Ytterbium-Systeme besteht aber die Möglichkeit des Valenzüberganges Yb^{3+} ($J = 7/2$ magnetisch) \leftrightarrow Yb^{2+} ($J = 0$, unmagnetisch).

Die Einleitung (Kapitel 7.1) befasst sich kurz mit zwei zu Beginn der Untersuchungen analysierten Systemen. $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ (Kapitel 7.2) ist das erste magnetisch ungeordnete SF-System auf Ytterbium-Basis mit einer niedrigen charakteristischen Energie und deutlichen Kohärenzeffekten im elektrischen Widerstand. Es liegt wie auch YbCo_2Ge_2 (Kapitel 7.3) auf der unmagnetischen Seite eines Quantenkritischen Punktes. Magnetische Ordnung kann in $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ durch das Anlegen von hydrostatischem Druck erreicht werden. Beide Systeme weisen im Vergleich zu dem im Folgenden diskutierten $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ einen wesentlich größeren Homogenitätsbereich auf. Dies hat zur Folge, dass innerhalb der Kristallstruktur relativ häufig Nickel- und Aluminium- (bzw. Cobalt- und Germanium-) Atome vertauscht sind, so dass trotz homogener Proben nur vergleichsweise schlechte Restwiderstandsverhältnisse erreicht werden können. Aus diesem Grund wurden die Untersuchungen auf die wesentlich mehr Erfolg versprechende Dotierungsreihe $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ konzentriert. Dennoch sollen hier die Ergebnisse an $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ und YbCo_2Ge_2 der Vollständigkeit halber kurz vorgestellt werden. Das in Kapitel 7.4 vorgestellte YbRh_2Si_2 befindet sich in der Nähe zu einem quantenkritischen Punkt, was sich in einem antiferromagnetischen Phasenübergang bei $T_N \approx 65$ mK äußert. Schon in YbRh_2Si_2 kann das Auftreten von ausgeprägten NFF-Effekten beobachtet werden. In YbRh_2Si_2 kann die magnetische Ordnung durch Germanium-Dotierung auf dem Silizium-Platz und die damit verbundene Aufweitung des Gittervolumens unterdrückt werden („negativer“ Druck). Die Untersuchungen am dotierten System $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ lokalisieren dieses in unmittelbarer Nähe zu einem Quantenkritischen Punkt ohne Anzeichen auf magnetische Ordnung mit dem Auftreten von NFF-Effekten über einen weiten Temperaturbereich. Den Abschluss dieses Kapitels bildet eine Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 7.3.

7.1 Yb₂Ni₂Al

Yb₂Ni₂Al ist ein magnetisch nicht ordnendes SF-System mit einer charakteristischen Energie $T_K \approx 20$ K. Es kristallisiert in der orthorhombischen Mo₂NiAl₂-Struktur mit den Gitterparametern $a = 5.334$ Å, $b = 8.224$ Å und $c = 4.117$ Å [Geibel96]. Oberhalb von T_K zeigt die magnetische Suszeptibilität ein Curie-Weiß-Verhalten mit einem effektiven magnetischen Moment $\mu_{\text{eff}} = 4.35 \mu_B$. Dieses liegt nah am Wert von $\mu_{\text{eff}} = 4.54 \mu_B$ für freie Yb³⁺-Momente. Der elektrische Widerstand steigt unterhalb Raumtemperatur logarithmisch an, erreicht bei T_K ein Maximum und fällt zu tiefen Temperaturen hin stark ab (Kohärenzeffekte). Die spezifische Wärme C/T zeigt für $T < 5$ K eine logarithmische Temperaturabhängigkeit, wie sie auch bei verschiedenen Legierungen auf Cer- und Uran-Basis, die sich in der Nähe eines Quantenkritischen Punktes befinden, beobachtet wird. Der Sommerfeld-Koeffizient ist mit $\gamma \approx 0.7$ J/molK² bei $T = 0.5$ K relativ hoch. Weder spezifische Wärme noch elektrischer Widerstand zeigen Hinweise auf magnetische Ordnung.

Die Messungen des elektrischen Widerstands an Yb₂Ni₂Al PK # 34011 sind in Abbildung 7.1 dargestellt. In $B = 1$ T wird FF-Verhalten $\Delta\rho = a \cdot T^2$ für $T < 0.4$ K beobachtet. Mit steigendem Magnetfeld nimmt dessen obere Begrenzungstemperatur fast linear zu (Abbildung 7.1, links). Der aus den $\Delta\rho = a \cdot T^2$ -Anpassungen bestimmte Koeffizient $a(B) = \Delta\rho/T^2$ diver-

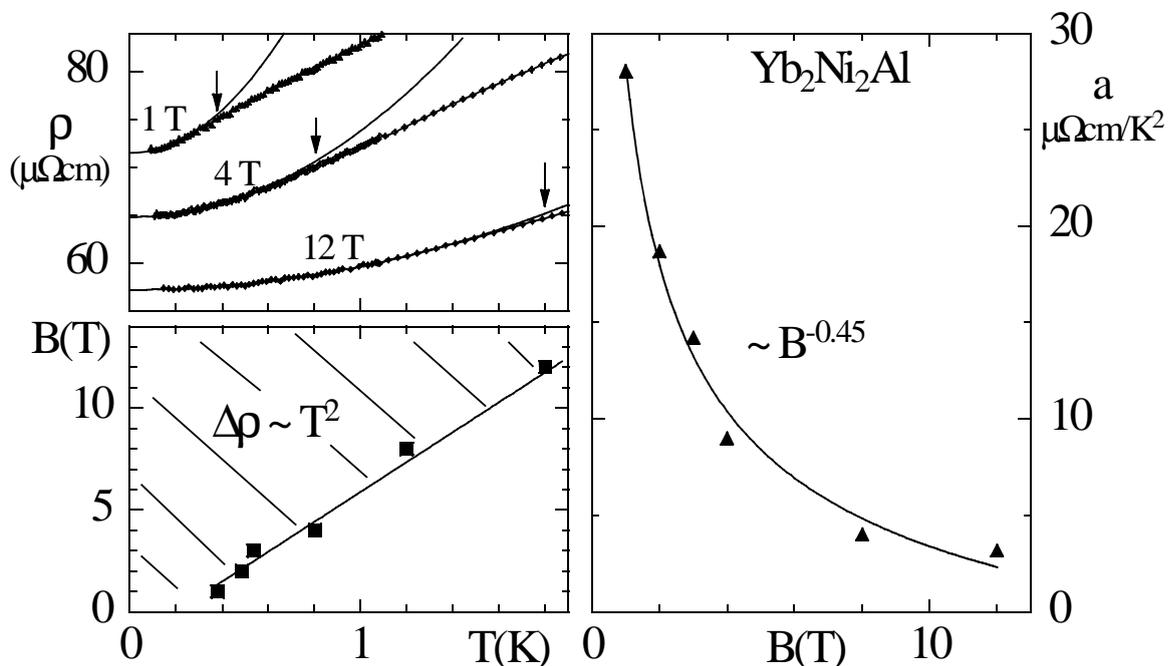


Abbildung 7.1 Ergebnisse an Yb₂Ni₂Al PK # 34041 **links oben:** Elektrischer Widerstand $\rho(T)$ vs T für $B = 1$ T, 4 T und 12 T. Durchgezogene Linien markieren Anpassungen gemäß $\Delta\rho = a \cdot T^2$. Pfeile markieren deren obere Begrenzungstemperatur. **links unten:** Aus $\rho(T)$ -Messungen ermitteltes B - T -Phasendiagramm. **rechts:** Aus $\Delta\rho = a \cdot T^2$ -Anpassungen ermittelter Koeffizient $a(B)$ vs B als Maß für gemäß $a(B) \sim B^{-0.45}$ divergierenden Quasiteilchen-Streuquerschnitt.

giert gemäß $B^{-0.45}$. Zur Auswertung der Messungen, die nur eine Bestimmung von $\rho/\rho_{300\text{K}}$ zuließen, wurde ein Raumwiderstand von $\rho_{300\text{K}} = 120 \mu\Omega\text{cm}$ angenommen [Geibel96]. Eine Analyse des Tieftemperaturverhaltens in $B = 0$ und $B = 0.5$ T war nicht möglich, da bei $T \approx 4$ K bzw. $T \approx 1$ K eine plötzliche Abnahme des Widerstands beobachtet wird (ohne Abbildung). In $B = 1$ T ist dies dann bereits vollständig unterdrückt. Die Ursache für dieses Verhalten ist unbekannt, es dürfte sich hierbei jedoch um keinen intrinsischen Effekt von Yb₂Ni₂Al handeln. Möglich ist der supraleitende Übergang eines kleinen Aluminium-Einschlusses. Zwar beträgt die supraleitende Übergangstemperatur von Aluminium nur $T_c = 1.175$ K, in dünnen Aluminium-Filmen werden jedoch Übergangstemperaturen bis zu $T_c \approx 5.7$ K beobachtet [Weast89]. Die aus einer Anpassung $\Delta\rho = a \cdot T^2$ gewonnenen Werte von ρ_0 zeigen für Felder $B \leq 12$ T einen durchweg negativen Magnetwiderstand $\delta\rho/\delta T < 0$. Ursache für den hier beobachteten negativen Magnetwiderstand dürfte die relativ schlechte Probenqualität sein. Die Streuung an einer relativ großen Zahl magnetischer Defekte liefert einen deutlichen Beitrag zum elektrischen Widerstand $\rho(T)$. Dieser Beitrag wird mit steigendem Magnetfeld unterdrückt, was zu dem beobachteten negativen Magnetwiderstand führt.

Die oben vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass Yb₂Ni₂Al auf der unmagnetischen Seite eines Quantenkritischen Punktes liegt. Die Nähe zu einem QKP wird durch den divergierenden Koeffizienten $a(B)$ angezeigt. Nach Landau wird für Systeme in unmittelbarer Nähe zu einem Quantenkritischen Punkt ein divergierender Quasiteilchen-Streuquerschnitt erwartet. Unter hohem Druck sollte somit die Bildung eines magnetischen Grundzustandes zu erwarten sein. In der Tat zeigen Untersuchungen von Winkelmann et al., dass unter hydrostatischem Druck von $p > 8$ GPa unterhalb von $T = 2$ K ein Übergang von einem unmagnetischen zu einem magnetisch geordneten Zustand der Yb-4f-Momente auftritt [Winkelmann98]. Bei $p = 9$ GPa und $T = 1.8$ K hat das geordnete Moment einen Wert von $1\mu_B/\text{Ytterbium-Ion}$.

7.2 YbCo₂Ge₂

Wie beim zuvor beschriebenen Yb₂Ni₂Al handelt es sich auch bei YbCo₂Ge₂ um ein unmagnetisches SF-System in der Nähe eines Quantenkritischen Punktes. YbCo₂Ge₂ kristallisiert in der von vielen SF-Systemen auf Cer-Basis bekannten tetragonalen ThCr₂Si₂-Struktur mit den Gitterparametern $a = 3.939 \text{ \AA}$ und $c = 9.984 \text{ \AA}$ [Trovarelli99, Kolenda87]. Messungen der Suszeptibilität zeigen für $T > 150 \text{ K}$ ein Curie-Weiß-Verhalten mit einem effektiven magnetischen Moment $\mu_{\text{eff}} = 4.4 \mu_B$, welches relativ nah am Wert von $\mu_{\text{eff}} = 4.54 \mu_B$ für freie Yb³⁺-Momente liegt [Trovarelli99]. Untersuchungen der Magnetisierung ergeben mit $M_{B \parallel a}/M_{B \parallel c} \approx 2.5$ (berechnet für $T = 10 \text{ K}$ und $B = 6 \text{ T}$) eine moderate Anisotropie [Trovarelli01]. Der für $T > 200 \text{ K}$ nahezu temperaturunabhängige elektrische Widerstand fällt für $T < 100 \text{ K}$ stark ab, was auf Kohärenzeffekte zurückgeführt wird. Aus den Messungen des Widerstands und der Suszeptibilität lässt sich eine charakteristische Temperatur von $T_K = (90 \pm 20) \text{ K}$ annehmen. Bei $T = 0.4 \text{ K}$ ergibt sich ein Sommerfeld-Koeffizient von $\gamma \approx 0.215 \text{ J/molK}^2$ [Trovarelli99].

Die Messungen des elektrischen Widerstands an YbCo₂Ge₂ EK # 37043 mit $j \parallel a$ und $B \parallel c$ sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Zur Probenherstellung siehe [Trovarelli99]. Zur Auswer-

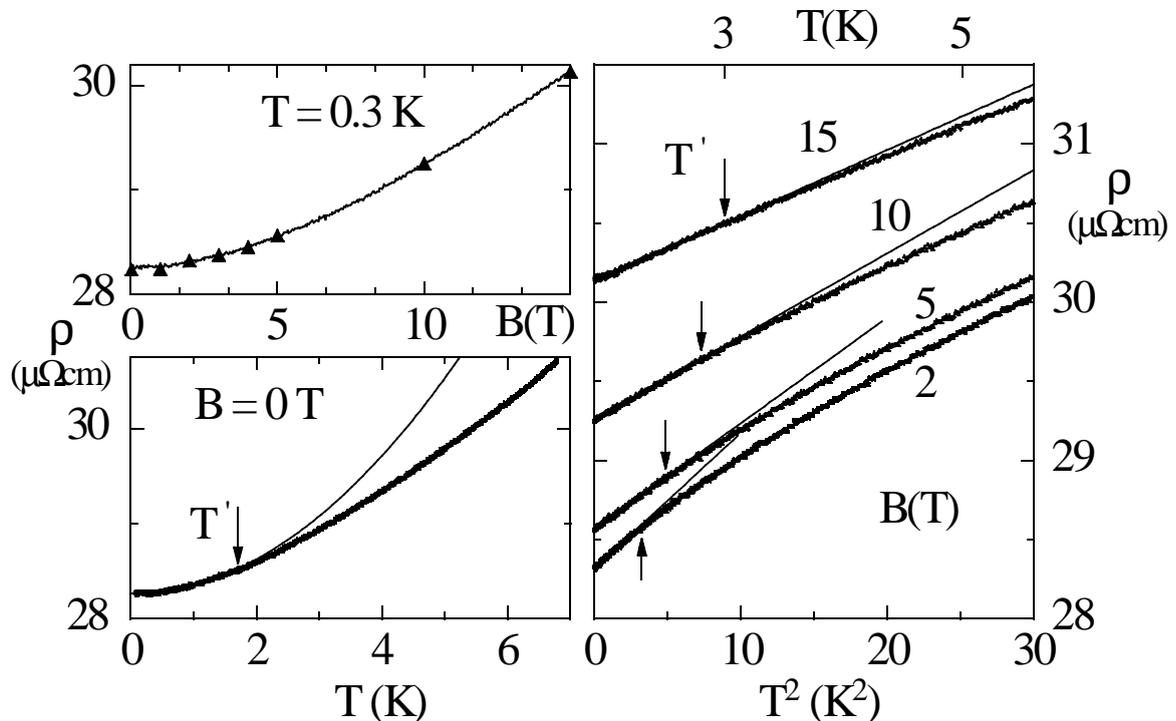


Abbildung 7.2: $\rho(T)$ an YbCo₂Ge₂ EK # 37043 **links unten:** $\rho(T)$ vs T in $B = 0$. Für $T < T' = 1.4 \text{ K}$ (Pfeil) wird FF-Verhalten $\Delta\rho = a \cdot T^2$ beobachtet. **links oben:** Isothermer Magnetwiderstand ρ vs B für 0.3 K , zum Vergleich sind aus $\Delta\rho = a(B) \cdot T^2$ -Extrapolationen ermittelte Werte von ρ_0 eingetragen (\blacktriangle). **rechts:** $\rho(T)$ vs T^2 in $2 \text{ T} \leq B \leq 15 \text{ T}$. Durchgezogene Linien markieren $\Delta\rho = a(B) \cdot T^2$ -Anpassungen, Pfeile deren obere Begrenzungstemperatur T' .

ung wurde für den Restwiderstand ein Wert von $\rho_0 = 28.3 \mu\Omega\text{cm}$ [Trovarelli01] angenommen. Im Nullfeld wird für $T \leq 1.4 \text{ K}$ FF-Verhalten $\Delta\rho \sim T^2$ beobachtet. Im Magnetfeld nimmt die obere Begrenzung $T'(B)$ dieses Bereichs mit steigendem Feld zu und der Koeffizient $a(B) = \Delta\rho/T^2$ ab. Der Magnetwiderstand zeigt bei $T = 0.3 \text{ K}$ in Magnetfeldern $0 \leq B \leq 15 \text{ T}$ einen positiven Verlauf ($\delta\rho/\delta B > 0$), wie es für eine FF erwartet wird.

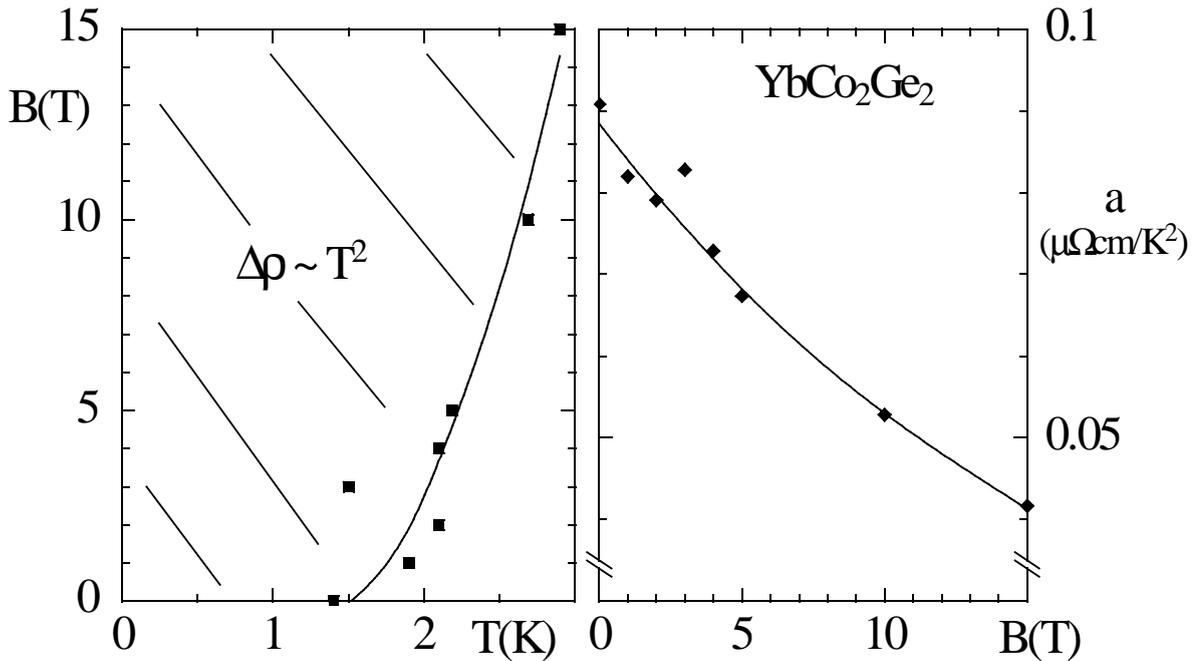


Abbildung 7.3 links: B-T-Phasendiagramm von YbCo₂Ge₂ EK#37043 mit dem Gültigkeitsbereich von $\Delta\rho \sim T^2$. **rechts:** Aus $\Delta\rho = a \cdot T^2$ -Anpassungen gewonnener Koeffizient a als Maß für den divergierenden Quasiteilchen-Streuquerschnitt. Linien sind „guides to the eye“.

Die Ergebnisse weisen darauf hin, dass YbCo₂Ge₂ nicht in direkter Nähe zu einem Quantenkritischen Punkt liegt. Das zeigt das Auftreten von FF-Verhalten im Nullfeld (Abbildung 7.3, links). Unterstützt wird dies auch durch den Verlauf des a -Koeffizienten. Zwar wird auch in YbCo₂Ge₂ ein Anstieg von $a(B)$ für $B \rightarrow 0$ beobachtet, aber ein Vergleich mit Yb₂Ni₂Al zeigt hier einen um einen Faktor 100 deutlich reduzierten Quasiteilchen-Streuquerschnitt. Außerdem zeigt auch ein Vergleich des γ -Koeffizienten von $\gamma \approx 0.215 \text{ J/molK}^2$ für YbCo₂Ge₂ gegenüber $\gamma \approx 0.7 \text{ J/molK}^2$ für Yb₂Ni₂Al deutliche Unterschiede. Schließlich wurden in Messungen unter hydrostatischem Druck, die bis $p \approx 30 \text{ kbar}$ durchgeführt wurden, keine Anzeichen auf magnetische Ordnung gefunden [Trovarelli01]. Auch dies zeigt die im Vergleich zu Yb₂Ni₂Al, wo schon bei $p = 9 \text{ GPa}$ magnetische Ordnung induziert werden kann, wesentlich größere Entfernung von YbCo₂Ge₂ zu einem QKP.

7.3 $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$

Wie YbCo_2Ge_2 kristallisiert auch YbRh_2Si_2 in der tetragonalen ThCr_2Si_2 -Struktur mit den Gitterparametern $a = 4.007 \text{ \AA}$ und $c = 9.858 \text{ \AA}$ [Trovarelli00]. Untersuchungen der AC-Suszeptibilität χ_{AC} ergeben mit $T_N \approx 65 \text{ mK}$ eine der niedrigsten bekannten Ordnungstemperaturen für afm SF-Systeme. Die magnetische Suszeptibilität zeigt für $T > 200 \text{ K}$ ein Curie-Weiß-Verhalten mit einem effektiven magnetischen Moment von $\mu_{\text{eff}} = 4.5 \mu_B$, das sehr nah am Wert von $\mu_{\text{eff}} = 4.54 \mu_B$ für freie Yb^{3+} -Momente liegt. Dabei weisen die Weiß-Temperaturen mit $\Theta_p^a \simeq -9 \text{ K}$ und $\Theta_p^c \simeq -180 \text{ K}$ eine sehr starke Anisotropie auf. Bei $T = 0.1 \text{ K}$ ist die magnetische Suszeptibilität entlang der basalen Ebene der tetragonalen Struktur etwa um einen Faktor 100 größer als in c-Richtung. Dies zeigt, daß die Yb^{3+} -Momente in YbRh_2Si_2 eine magnetisch „leichte-Ebene“ bilden. Die Anordnung der Momente in der basalen Ebene lässt vermuten, dass die afm Ordnung in der ab-Ebene stattfindet. Untersuchungen der DC-Magnetisierung ergeben ein sehr kleines geordnetes Moment von $0.1 \mu_B/\text{Ytterbium-Ion}$, was auf eine sehr schwache magnetische Ordnung hinweist. Diese wird schon für $B \geq 500 \text{ Oe}$ unterdrückt. Der elektrische Widerstand ist für $T > 200 \text{ K}$ nahezu konstant. Zu tieferen Temperaturen hin zeigt er einen deutlichen Abfall, was – wie auch in den anderen beiden untersuchten Ytterbium-Systemen – auf Kohärenzeffekte zurückgeführt wird. Die beobachtete Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands zeigt das typische Verhalten für SF-Systeme mit einer starken Korrelation zwischen lokalisierten 4f-Elektronen und Leitungselektronen, wie es auch in CeNi_2Ge_2 beobachtet wird.

7.3.1 Undotiertes System ($x = 0$)

Motivation für die Messungen des elektrischen Widerstands $\rho(T)$ an einem YbRh₂Si₂-Einkristall (EK #37091, $B \parallel j, j \parallel c$) war einerseits eine weitere Untersuchung des in $\rho(T)$ beobachteten NFF-Verhaltens. Außerdem sollte versucht werden, auch in $\rho(T)$ Hinweise auf den bei $T_N \approx 65$ mK auftretenden afm Phasenübergang aufzulösen. Die Präparation der Probe erfolgte von O. Trovarelli mit Indium-Fluss unter Verwendung hochreiner Ausgangselemente. Anteile von Fremdphasen konnten bei Röntgenuntersuchungen nicht gefunden werden. Die hohe Qualität des Einkristalls ergibt sich aus dem Restwiderstandsverhältnis $RRR \approx 15$. Der Raumwiderstand dieser Probe wurde nicht bestimmt. Um einen Vergleich mit den übrigen untersuchten Ytterbium-Systemen zu ermöglichen, wurde im Folgenden ein Raumwiderstandswert von $\rho_{300K} = 75 \mu\Omega\text{cm}$ angenommen. Dies ist der Raumwiderstand des in Abschnitt 7.3.2 diskutierten YbRh₂(Si_{0.95}Ge_{0.05})₂ Einkristalls # 48002.

Der elektrische Widerstand zeigt im untersuchten Temperaturbereich $T < 1$ K für $T > T_N$ NFF-Verhalten $\Delta\rho \sim T$. Der bei T_N beobachtete Knick wird auf den antiferromagnetischen Phasenübergang zurückgeführt (Abbildung 7.4). Eine genauere Bestimmung von T_N ist durch die Bildung der Ableitung $\delta\rho/\delta T$ möglich. Die Bestimmung von T_N erfolgt ähnlich wie bei Messungen der spezifischen Wärme über einen Zwickelabgleich. Ein scharfer Abknick in $\rho(T)$ sollte eine Unstetigkeit in $\delta\rho/\delta T$ hervorrufen. Deshalb wird der in $\delta\rho/\delta T$ beobachtete Anstieg mit endlicher Sprunbreite ΔT durch den Zwickelabgleich als unendlich schmaler Sprung mit der Übergangstemperatur T_N idealisiert. Hiermit ergibt sich eine Übergangstemperatur von $T_N \approx 65$ mK (Abbildung 7.4). Unterhalb von T_N erscheint eine Anpassung der Form $\Delta\rho \sim T^a$ mit $2 \leq a \leq 3$ möglich, wobei jedoch eine genaue Aussage aufgrund der wenigen Messpunkte in diesem Bereich sehr schwierig ist. Auch für andere afm ordnende SF-Systeme ist unterhalb der Ordnungstemperatur T_N ein Verlauf $\Delta\rho \sim T^2$ bekannt, wie z.B. bei CePd₂Si₂ unterhalb $T_N \approx 8$ K für $p = 2.5$ GPa [Raymond00]. Im Magnetfeld ($B \parallel c$) erfolgt eine Unterdrückung der kritischen Fluktuationen. Es tritt FF-Verhalten mit $\Delta\rho \sim T^2$ auf (Abbildung 7.4), wobei mit wachsendem Magnetfeld die obere Begrenzung $T'(B)$ dieses Bereichs zu- und der a -Koeffizient abnimmt. Bei 2 T ergibt sich der a -Koeffizient zu $a = 3.67 \mu\Omega\text{cm}/\text{K}^2$. Der isotherme Magnetwiderstand zeigt bei $T = 0.03$ K für $B < 1$ T anomales Verhalten ($\delta\rho/\delta T < 0$), welches bei $T = 1$ K bis $B = 4.2$ T beobachtet wird (Abbildung 7.4). In höheren Feldern wird der Magnetwiderstand wieder positiv, wie für Fermi-Flüssigkeiten erwartet.

Bei einer Messung an einem zweiten Einkristall mit $j \parallel a$ konnte keine Anomalie bei T_N gefunden werden (ohne Abbildung). Allerdings war bei dieser Messung durch die ungünstige Probengeometrie bedingt die Auflösung sehr schlecht. Messungen an einer neuen Probengeneration mit $\rho_0 \approx 1 \mu\Omega\text{cm}$ und $RRR \approx 80$ zeigen, dass die Anomalie bei T_N für alle Stromorientierungen deutlich auflösbar ist [Custers01]. Für diese Proben ist der magnetische Phasenübergang im Vergleich zu den beiden im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Einkristallen

der ersten Probengeneration erheblich besser aufzulösen. Es ergibt sich unterhalb T_N ein Verlauf gemäß $\Delta\rho \sim T^2$ für diese Messungen [Custers01]. Insgesamt können die Untersuchungen des elektrischen Widerstands das aus Suszeptibilitätsmessungen bekannte Resultat eines magnetischen Phasenübergangs mit $T_N \approx 65$ mK bestätigen. YbRh_2Si_2 ist somit auf der magnetischen Seite eines Quantenkritischen Punktes lokalisiert.

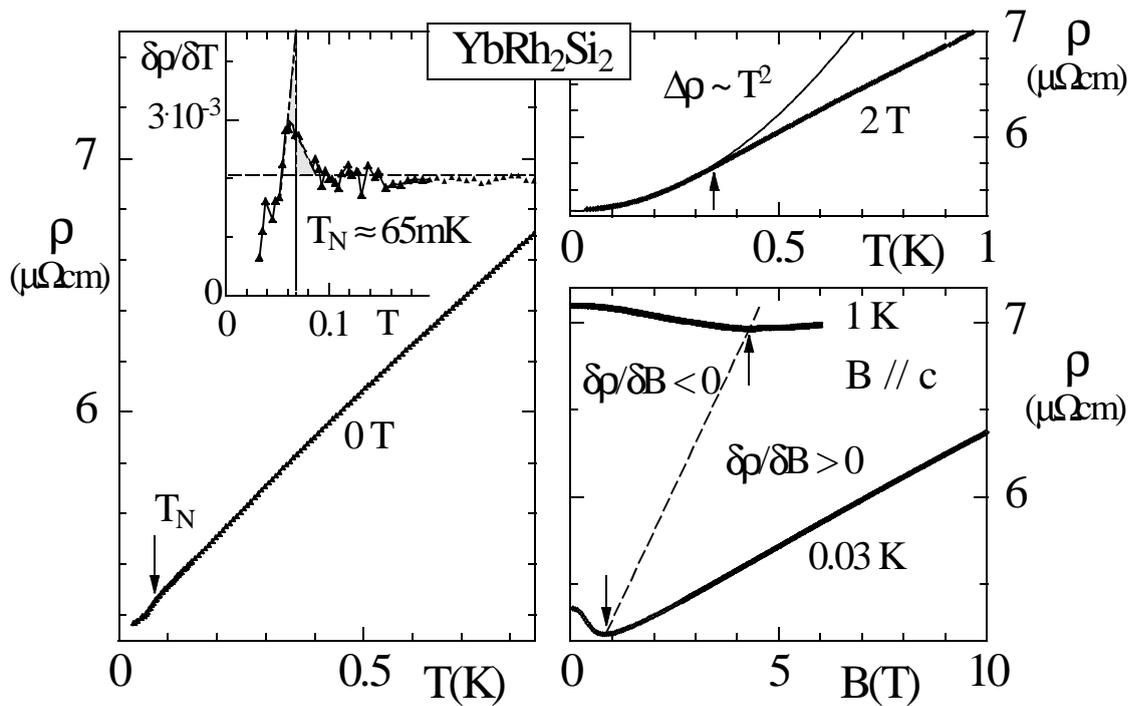


Abbildung 7.4 links: Elektrischer Widerstand $\rho/\rho_{300\text{K}}$ vs T von YbRh_2Si_2 EK#37091 für $j \parallel c$ in $B = 0$ T. Pfeil markiert antiferromagnetischen Phasenübergang bei $T_N \approx 65$ mK. Die Bildung eines Zwickelabgleichs in einer Auftragung $\delta\rho/\delta T$ vs T verdeutlicht dies (Inset). **rechts oben:** ρ vs T in 2 T für $B \parallel c$. Durchgezogene Linie zeigt FF-Verhalten mit $\Delta\rho \sim T^2$, Pfeil markiert dessen obere Begrenzungstemperatur **rechts unten:** Isotherme Feldmessungen für $B \parallel c$ bei 0.03 K und 1 K. Pfeile markieren den Übergang von NFF-Verhalten ($\delta\rho/\delta T < 0$) zu FF-Verhalten ($\delta\rho/\delta T > 0$). Gestrichelte Linie als „guide to the eye“.

7.3.2 Germanium-dotiertes System ($x = 0.05$)

Um die magnetische Ordnung zu $T_N = 0$ zu unterdrücken und YbRh₂Si₂ damit in die unmittelbare Nähe eines Quantenkritischen Punktes zu bringen, ist eine Aufweitung des Gittervolumens notwendig („negativer“ Druck). Die Gitteraufweitung kann durch Dotierung des zu Silizium isoelektrischen Germanium auf dem Silizium-Platz erreicht werden. Untersuchungen von YbRh₂Si₂ unter hydrostatischem Druck führen durch Extrapolation $T_N \rightarrow 0$ im T_N vs p -Phasendiagramm zu einem kritischen Druck von $p_c \approx -0.3$ GPa. Berechnungen mittels Bulk-Modul von YbRh₂Si₂ ergeben, dass dieser Druck mit einer geringen Volumenänderung von $\Delta V \approx +0.3\%$ verbunden ist. Hieraus lässt sich abschätzen, dass eine Dotierung von $x_c \approx 6$ at.%-Ge zur Unterdrückung der magnetischen Ordnung in YbRh₂Si₂ erforderlich ist. In der Tat zeigen die Untersuchungen des elektrischen Widerstands an einem 5 %-Germanium-dotierten YbRh₂(Si_{0.95}Ge_{0.05})₂-Einkristall für $j \parallel a$ bis zur tiefsten erreichbaren Temperatur $T \approx 20$ mK keine Hinweise auf einen magnetischen Phasenübergang und lokalisieren diese Probe somit in unmittelbarer Nähe zum Quantenkritischen Punkt.

Der untersuchte YbRh₂(Si_{0.95}Ge_{0.05})₂ Einkristall # 48002 wurde von O. Trovarelli hergestellt. Die Probe weist mit $RRR \approx 15$ ein sehr gutes Restwiderstandsverhältnis auf, der Raumwiderstand beträgt $\rho_{300K} = 75 \mu\Omega\text{cm}$ [Trovarelli01]. Die Messungen des elektrischen Widerstands wurden für beide Orientierungen des Magnetfelds ($B \parallel a$ und $B \parallel c$) am identischen Probenstück durchgeführt. Die Stromrichtung war jeweils parallel zur a-Achse.

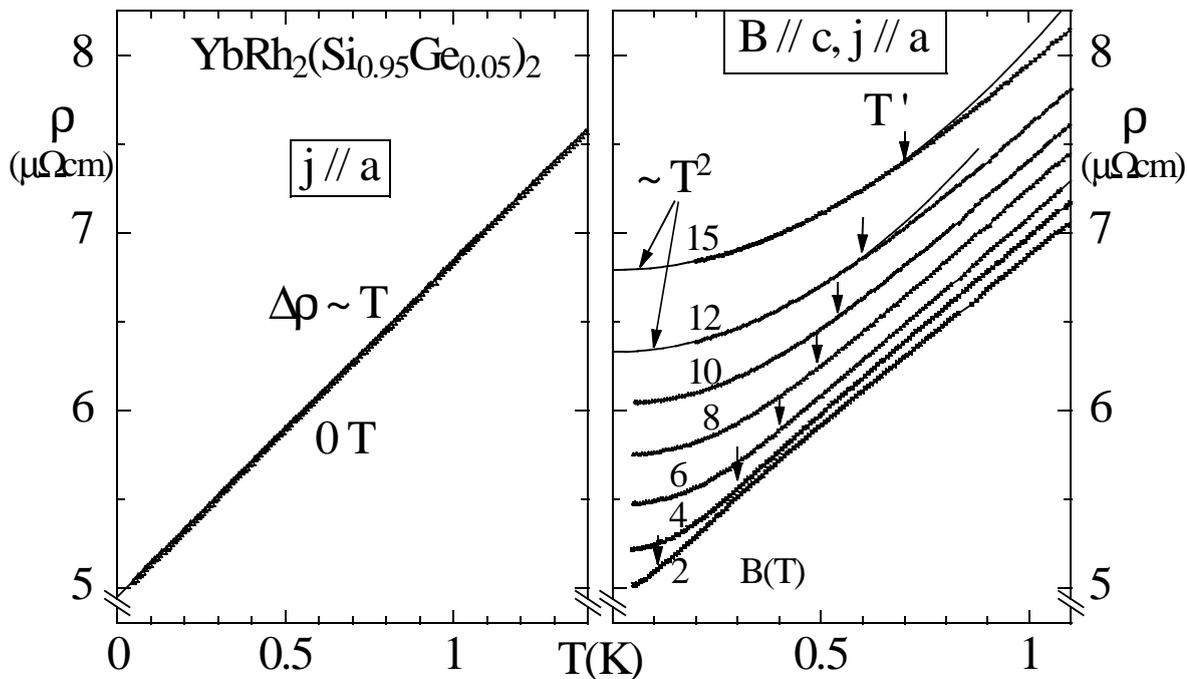


Abbildung 7.5: ρ vs T von YbRh₂(Si_{0.95}Ge_{0.05})₂ EK # 48002 für $j \parallel a$ und $B \parallel c$. links: $B = 0$, durchgezogene Linie markiert Anpassung gemäß $\Delta\rho \sim T$. rechts: $B \geq 2$ T, Linien markieren Anpassungen gemäß $\Delta\rho \sim T^2$, Pfeile markieren dessen obere Begrenzungstemperatur T' .

$B = 0$ folgt der elektrische Widerstand bis zur tiefsten untersuchten Temperatur einem NFF-Verhalten mit $\Delta\rho \sim T$, ohne dass Anzeichen auf magnetische Ordnung beobachtet werden (Abbildung 7.5). Weitere Untersuchungen zeigen, dass dieses Verhalten über fast drei Dekaden bis zu $T \approx 10$ K beobachtet wird [Custers01]. Durch Anlegen von Magnetfeldern erfolgt eine Unterdrückung der kritischen Fluktuationen, es wird ein Übergang zu FF-Verhalten $\Delta\rho \sim T^2$ beobachtet. Mit zunehmendem Feld steigt die obere Begrenzungs-temperatur T' des FF-Verhaltens an (Abbildung 7.5).

Einen weiteren Hinweis für die Nähe eines Systems zu einem QKP bietet das Auftreten von Skalenverhalten. Für undotiertes YbRh_2Si_2 wurde das Auftreten von Skalenverhalten der spezifischen Wärme beobachtet [Langhammer00]. Vergleichbare Ergebnisse zum Germanium-dotierten System sind zur Zeit noch nicht bekannt. Das in der spezifischen Wärme beobachtete Skalenverhalten motivierte aufgrund der Kadowaki-Woods-Beziehung $a \sim \gamma^2$ [Kadowaki86] auch die Untersuchung von Skalenverhalten in $\frac{\delta\rho}{\delta T}$. In der Tat zeigt die Analyse der Widerstandsmessungen von EK # 48002 das Auftreten von Skalenverhalten gemäß

$$\frac{\delta\rho(T,B)}{\delta T} = f\left(\frac{B}{T^\alpha}\right)$$

mit einem Exponenten $\alpha \approx 1.1$ (Abbildung 7.6).

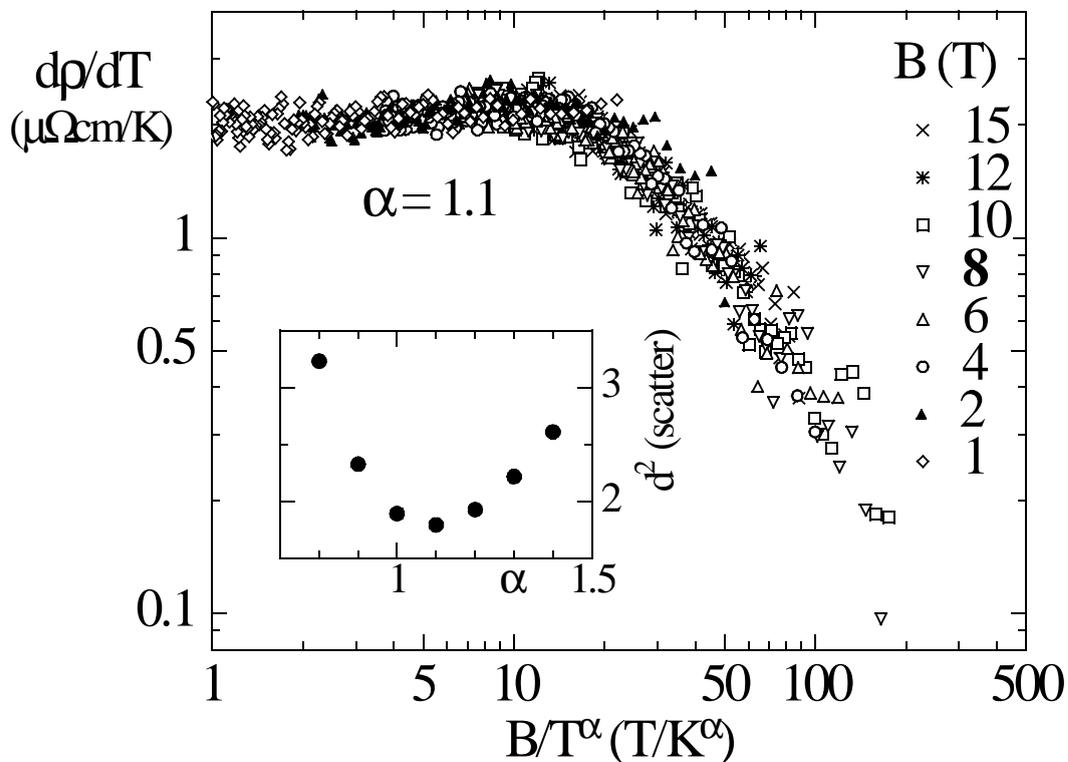
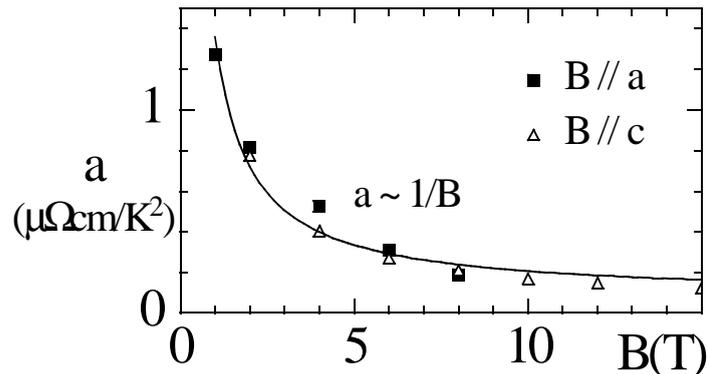


Abbildung 7.6: Skalenverhalten in $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ EK # 48002 in einer Auftragung $d\rho/dT$ vs B/T^α . Im Inset ist die quadratische Abweichung für verschiedene Exponenten α dargestellt.

Wie schon im reinen System YbRh₂Si₂ wird auch beim Germanium-dotierten YbRh₂(Si_{0.95}Ge_{0.05})₂ ein stark anisotropes Verhalten beobachtet. Messungen der spezifischen Wärme scheinen einen wesentlich größeren Wert für $C_{\perp}(T,B)$ ($B \parallel c$) gegenüber $C_{\parallel}(T,B)$ ($B \parallel a$) bei gleichen T und B zu ergeben. Eine genaue Aussage hierzu ist jedoch noch nicht möglich, da das verwendete Setup keine exakte Probenorientierung erlaubt und der Einfluss dieses Effektes auf die gemessene spezifische Wärme derzeit noch nicht geklärt ist [Langhammer01].

Abbildung 7.7:

Koeffizient $a(B)$ vs B , gewonnen aus $\Delta\rho = a(B) \cdot T^2$ -Anpassungen. Zur Verdeutlichung der Anisotropie ist für $B \parallel c$ der Koeffizient gemäß $\frac{1}{10} \cdot a_{\perp}$ aufgetragen.



Im elektrischen Widerstand wird ein stark anisotropes Verhalten zwischen Magnetfeldern, angelegt entlang der basalen a-b-Ebene ($B \parallel a$), sowie entlang der c-Achse ($B \parallel c$), beobachtet. Die aus $\Delta\rho = a \cdot T^2$ -Anpassungen gewonnenen $a(B)$ -Koeffizienten zeigen anisotropes Verhalten (Abbildung 7.7) gemäß

$$\frac{a_{\perp}(B)}{a_{\parallel}(B)} = 10$$

Dies ist äquivalent mit

$$\frac{\frac{1}{10} \cdot a_{\perp}(B)}{a_{\parallel}(B)} = 1$$

Daraus ergibt sich wegen $a \sim \frac{1}{B}$:

$$\frac{a_{\perp}(10 \cdot B)}{a_{\parallel}(B)} = 1$$

Um den Verlauf von a_{\perp} und a_{\parallel} aufeinander abzubilden, muss deshalb für a_{\perp} das Magnetfeld in der Form $\frac{1}{10} \cdot B$ aufgetragen werden. Dies ist in Abbildung 7.8 (links) dargestellt. Das bedeutet, dass das experimentell angelegte Magnetfeld für $B \parallel c$ effektiv wie ein 10-fach kleineres Feld für $B \parallel a$ wirkt. Bestätigt wird dies durch die im B - T -Phasendiagramm Abbildung 7.8 (rechts) gewählte Darstellung.

Nach der Kadowaki-Woods-Beziehung $a \sim \gamma^2$ [Kadowaki86] lässt die Anisotropie $a_{\perp}(B)/a_{\parallel}(B) \approx 10$ für die spezifische Wärme eine Anisotropie der Größenordnung $\gamma_{\perp}(T, B)/\gamma_{\parallel}(T, B) \approx 3$ erwarten. Ob dies erfüllt ist, bleibt allerdings aufgrund des zur Zeit für die Messungen der spezifischen Wärme verwendeten Aufbaus noch ungeklärt.

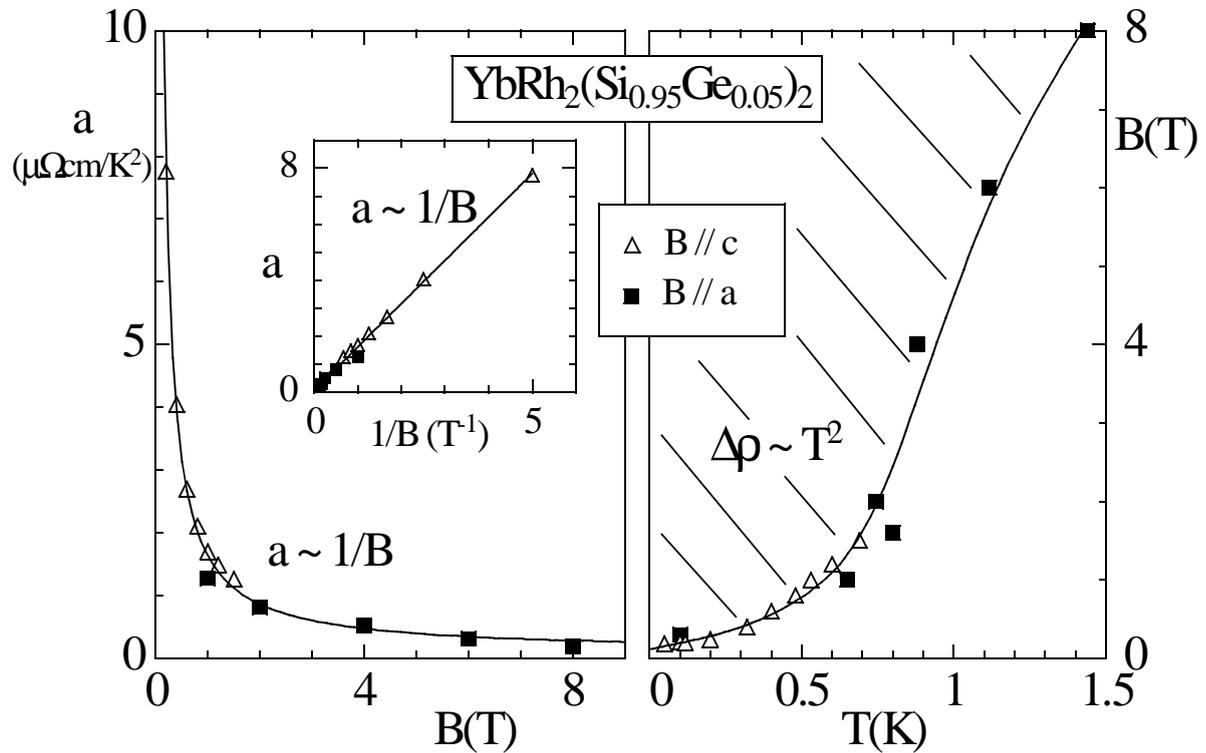


Abbildung 7.8 links: Koeffizient $a(B)$ vs B , gewonnen aus $\Delta\rho = a(B) \cdot T^2$ -Anpassungen. Für $B \parallel c$ ist $a \propto \frac{1}{B}$ aufgetragen. Durchgezogene Linie markiert $a(B) \sim 1/B$ -Anpassung. **Inset:** $a(B)$ vs $1/B$, Linie markiert $a(B) \sim 1/B$ -Anpassung. **rechts:** B - T -Phasendiagramm mit der oberen Begrenzungstemperatur T' für den Gültigkeitsbereich $\Delta\rho = a(B) \cdot T^2$. Für $B \parallel c$ ist $T' \propto \frac{1}{10} \cdot B$ aufgetragen.

Das im Magnetwiderstand beobachtete Verhalten wird in Abbildung 7.9 dargestellt. Auch hier kann das anisotrope Verhalten zwischen den beiden untersuchten Orientierungen aufgelöst werden. Bei $B \parallel c$ wird für $T \leq 0.2$ K in kleinen Magnetfeldern ein negativer Magnetwiderstand $\delta\rho/\delta T < 0$ beobachtet. Für $T \geq 0.35$ K ist der Magnetwiderstand dagegen im gesamten untersuchten Feldbereich mit $\delta\rho/\delta T > 0$ positiv. Auch bei $B \parallel a$ wird in kleinen Feldern ein negativer Magnetwiderstand beobachtet. Das Minimum liegt hier jedoch bei deutlich kleineren Feldern, wobei das charakteristische Feld wieder um einen Faktor der Größenordnung 10 reduziert ist. Für $B \parallel a$ ist selbst bei $T = 0.8$ K noch ein Minimum im Magnetwiderstand zu beobachten. Interessant ist das Verhalten für $B > 9$ T. Die Messungen bei $T = 0.1$ K und $T = 0.8$ K zeigen hier eine Sättigung des Magnetwiderstands, ab $B \approx 13$ T wird erneut ein Abnehmen des Magnetwiderstands gemessen. Für $T = 3$ K wird schließlich im gesamten untersuchten Feldbereich $0 \leq B \leq 15$ T eine Abnahme des Magnetwiderstands erfasst.

Trotz des auf den ersten Blick sehr unterschiedlichen Verhaltens im Magnetwiderstand zwischen den beiden untersuchten Orientierungen lässt sich dieses zumindest qualitativ gut verstehen. Der für tiefe Temperaturen in kleinen Feldern beobachtete negative Magnetwiderstand ist ein Hinweis auf das beobachtete NFF-Verhalten. Der in höheren Feldern gemessene positive Magnetwiderstand zeigt die Unterdrückung der kritischen

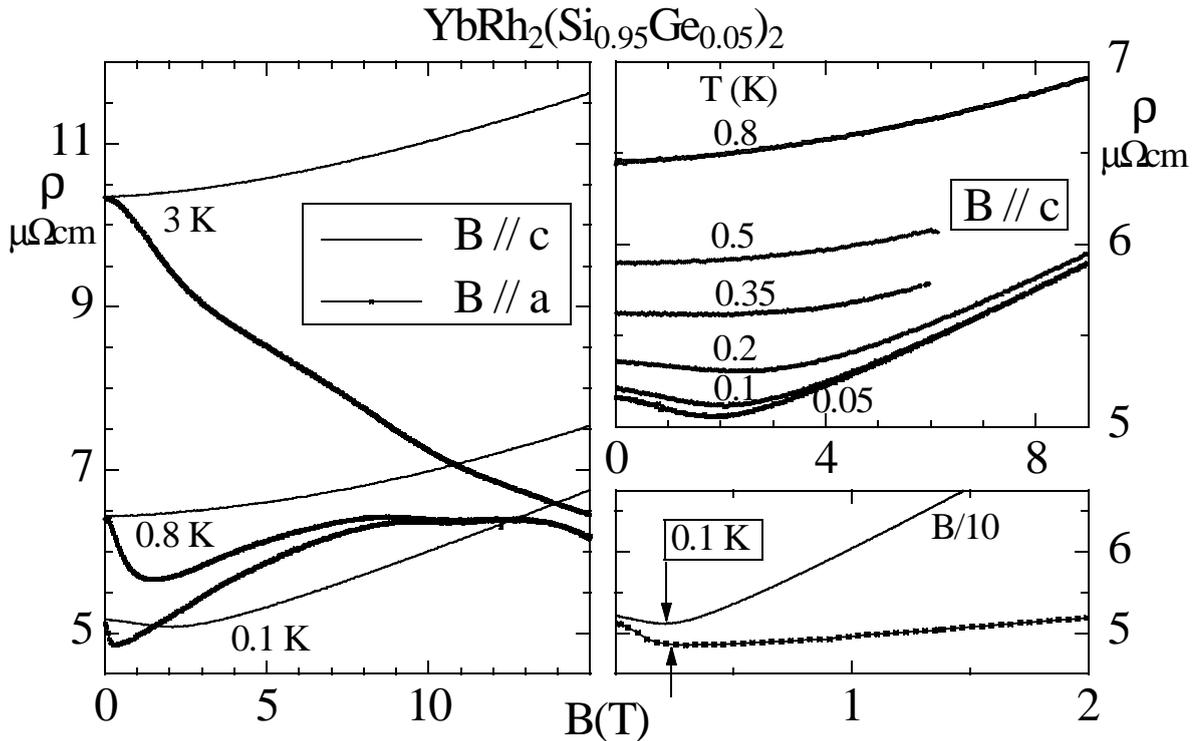


Abbildung 7.9 Isothermer Magnetwiderstand $\rho(B)$ vs B von $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ EK 48002 für verschiedene Temperaturen **links:** $B \parallel a$ (■) und $B \parallel c$ (—). **rechts oben:** $B \parallel c$. **rechts unten:** $B \parallel a$ und $B \parallel c$ bei 0.1 K. Pfeile markieren Minimum in $\rho(B)$. Für $B \parallel c$ ist $\rho(\frac{1}{10} B)$ aufgetragen.

Fluktuationen und das Auftreten von FF-Verhalten. Die Lage des bei $T = 0.1$ K gefundenen Minimums spiegelt dabei die schon aus den Temperaturläufen bekannte Anisotropie wider. Die Sättigung des Magnetwiderstands für $T = 0.1$ K und $T = 0.8$ K bei $B \parallel a$ kann mit einem festen Ausrichten aller magnetischen Momente erklärt werden. Die erneute Abnahme des Magnetwiderstands für $B > 13$ T könnte durch eine Wechselwirkung mit dem Kondo-Effekt verursacht werden. Diese Wechselwirkung könnte auch den bei 3 K für $B \parallel a$ durchweg negativen Magnetwiderstand erklären. Dass diese Effekte nur für $B \parallel a$ gefunden werden, ergibt sich direkt aus dem anisotropen Verhalten. So tritt das Minimum bei 0.1 K für $B \parallel c$ erst in einem 10-fach höheren Feld auf. Daraus lässt sich schließen, dass die bei $B \parallel a$ beobachteten Effekte für $B \parallel c$ erst in Magnetfeldern der Größenordnung $B \approx 100$ T beobachtet werden könnten.

7.4 Diskussion

Im Rahmen einer ausführlichen Untersuchung von SF-Systemen auf Ytterbium-Basis wurden in dieser Arbeit Messungen des elektrischen Widerstands an den Systemen $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$, YbCo_2Ge_2 und $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ mit $x = 0$ und $x = 0.05$ durchgeführt. Die Ergebnisse lokalisieren die beiden Systeme $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ und YbCo_2Ge_2 auf der unmagnetischen Seite eines Quantenkritischen Punktes. In $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ kann das Auftreten magnetischer Korrelationen und das damit verbundene NFL-Verhalten durch Anlegen von hydrostatischem Druck erreicht werden. Das System YbRh_2Si_2 liegt dagegen auf der magnetischen Seite in der Nähe eines Quantenkritischen Punktes. Dies äußert sich im Auftreten eines antiferromagnetischen Phasenüberganges bei $T_N \approx 65$ mK. Die Nähe zu einem Quantenkritischen Punkt wird außerdem durch das Auftreten von NFF-Verhalten im elektrischen Widerstand bestätigt. Um den magnetischen Phasenübergang zu unterdrücken und in die unmittelbare Nähe zu einem Quantenkritischen Punkt zu gelangen, ist das Anlegen von „negativem Druck“, also eine Vergrößerung des Gitterzellenvolumens, notwendig. Dies wird, analog zum SF-System CeCu_2Si_2 , durch das Dotieren von Germanium-Atomen auf dem Silizium-Platz erreicht. Das 5 % Germanium-dotierte System $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ zeigt dann auch bis zur tiefsten untersuchten Temperatur im elektrischen Widerstand das Auftreten von NFF-Verhalten ohne Anzeichen auf einen magnetischen Phasenübergang. Der niedrige Restwiderstand von nur $5 \mu\Omega\text{cm}$ zeigt, dass die NFF-Effekte durch die unmittelbare Nähe zum QKP und nicht durch Unordnung verursacht werden.

Ein Anhaltspunkt über den Abstand der Systeme zum QKP lässt sich auch aus einem Vergleich der absoluten Größe des $a(B)$ -Koeffizienten erhalten. So zeigt der Vergleich von YbCo_2Ge_2 und $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ einen um einen Faktor 100 deutlich reduzierten Quasiteilchen-Streuquerschnitt für YbCo_2Ge_2 , so dass dieses System sicherlich einen erheblich größeren Abstand zum QKP aufweist. Unterstützt wird dies durch das Auftreten von FF-Verhalten in YbCo_2Ge_2 , den Vergleich der γ -Koeffizienten beider Systeme sowie dem Auftreten von induzierter magnetischer Ordnung in $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ bei $p = 9$ GPa. In YbCo_2Ge_2 können bis $p \approx 3$ GPa keine Anzeichen auf magnetische Ordnung gefunden werden. Auch für die beiden Systeme $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ mit $x = 0$ und $x = 0.05$ zeigt der Vergleich der $a(B = 2 \text{ T})$ -Koeffizienten, dass das 5 %-Germanium dotierte System mit einem etwa doppelt so großen Koeffizienten deutlich näher am QKP liegt. Bestätigt wird dies durch die Resultate der Widerstands- und Suszeptibilitätsmessungen mit dem Auftreten eines magnetischen Phasenüberganges im undotierten System.

Im Folgenden wird nur noch das System $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ mit $x = 0$ und $x = 0.05$ betrachtet. Es werden Ergebnisse des elektrischen Widerstands an $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ mit Untersuchungen der spezifischen Wärme und der magnetischen Suszeptibilität verglichen. In der magnetischen Suszeptibilität von YbRh_2Si_2 wird in $B = 0$ bei $T_N \approx 65$ mK ein antiferromagnetischer Phasenübergang beobachtet [Trovarelli00]. Auch die Untersuchungen an zwei

weiteren Einkristallen zeigen bei $T_N \approx 65$ mK für $B < 0.05$ T phasenübergangsartige Anomalien [Custers00] (siehe auch [Langhammer00]), so dass von einer intrinsischen Natur der antiferromagnetischen Phase in YbRh_2Si_2 auszugehen ist. Neue Untersuchungen der AC-Suszeptibilität an $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ EK #48002 [Custers01] zeigen dagegen bis zur tiefsten erreichbaren Temperatur $T \approx 10$ mK keine Anzeichen für einen magnetischen Phasenübergang, was die unmittelbare Nähe des dotierten Systems zum QKP unterstützt. Im Einklang mit der nahezu linearen Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands steht auch die Abhängigkeit des Ytterbium-Anteils der spezifischen Wärme $\Delta C/T \sim \ln T$ im Temperaturintervall $0.3 \text{ K} < T < 10 \text{ K}$ [Trovarelli00]. Dagegen ist die genaue Ursache des für $T \leq 0.3 \text{ K}$ in $\Delta C/T$ beobachteten starken Anstieges noch unbekannt. Ursache hierfür könnte einerseits der in Widerstand und Suszeptibilität beobachtete Phasenübergang bei T_N sein. Denkbar wäre dabei, dass der Anstieg in $\Delta C/T$ durch lokale Ordnungseffekte oberhalb von T_N hervorgerufen wird. Eine andere Ursache könnten in einer Analogie zu den ebenfalls noch nicht befriedigend erklärten Tieftemperaturanstiegen der spezifischen Wärme in einer Reihe unmagnetischer SF-Systeme wie UBe_{13} , „S-Typ“ CeCu_2Si_2 , CeNi_2Ge_2 und $\text{CeRu}_4\text{Sb}_{12}$ sein [Trovarelli00]. Eine ausführlichere Diskussion zu dem im undotierten System YbRh_2Si_2 gemessenen Tieftemperaturanstieg der spezifischen Wärme und möglichen Ursachen dazu findet sich in [Langhammer00].

Interessant erscheint ein Vergleich der an $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ gewonnenen Ergebnisse mit dem in $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ beobachteten NFF-Verhalten (siehe z.B. [Schröder98, 00, Stockert98]), in dem ein sehr ähnliches phänomenologisches Verhalten auftritt. Hier wird ebenfalls eine lineare Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands sowie eine logarithmische Temperaturabhängigkeit $\Delta C/T$ beobachtet. Für $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ wird dies auf das Auftreten quasi-zweidimensionaler kritischer Fluktuationen, die an ein System dreidimensionaler Ladungsträger gekoppelt sind, zurückgeführt. Die Beschreibung davon erfolgt mit der Theorie eines lokalen QKP, ein kurzer Überblick dazu wird in Kapitel 3.3.2 vorgestellt. Mögliche Hinweise für ein analoges Szenario für YbRh_2Si_2 sind unter anderem die logarithmische Divergenz von $\Delta C/T$, das anomale Verhalten von $\chi(T)$ mit $\chi^{-1}(T) = \chi_0^{-1} + T^\alpha$, $\alpha < 1$ sowie das H/T -Skalenverhalten in $\chi(T)$. Das sowohl in spezifischer Wärme [Trovarelli00, Langhammer00] als auch elektrischem Widerstand beobachtete Skalenverhalten kann als weiterer Hinweis für die unmittelbare Nähe von $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ zu einem QKP angenommen werden. Zur weiteren Untersuchung zur Natur des QKP in YbRh_2Si_2 sind inelastische Neutronenstreuemessungen erforderlich.

8 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen des elektrischen Widerstands $\rho(T)$, der Wechselfeldsuszeptibilität $\chi_{AC}(T)$ sowie der DC-Magnetisierung $M(T)$ im Temperaturbereich $0.01 \text{ K} \leq T \leq 6 \text{ K}$ in Magnetfeldern $B \leq 15.5 \text{ T}$ an den Schwere-Fermionen (SF)-Systemen CeNi_2Ge_2 , $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1})_2$, $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$, $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$, YbCo_2Ge_2 und $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ durchgeführt. Ziel dieser Messungen war eine ausführliche Analyse sowohl supraleitender als auch normaleitender Eigenschaften. Ein Schwerpunkt lag dabei auf der Beobachtung von sogenanntem Nicht-Fermi-Flüssigkeits (NFF)-Verhalten, das häufig in unmittelbarer Nähe zu einer magnetischen Instabilität beobachtet wird. Im Folgenden werden die wesentlichen Resultate dieser Arbeit noch einmal kurz zusammengefasst.

In Kapitel 2 erfolgt eine Beschreibung der wichtigsten zur Durchführung der Messungen notwendigen **experimentellen Methoden**. Es wird ein kurzer Überblick über die verwendete Messapparatur und die verwendeten Messmethoden gegeben. Zur Demonstration der Bestimmung des Meissner-Volumens mittels SQUID-Technik wird hier die Messung an einem CeIrIn_5 -Einkristall gezeigt. CeIrIn_5 gehört zu einer erst kürzlich neu entdeckten Klasse von SF-Supraleitern [Petrovic01] CeMIn_5 ($M = \text{Rh}, \text{Ir}, \text{Co}$).

In Kapitel 3 werden einige **theoretische Grundlagen** vorgestellt. Neben einer kurzen Diskussion der experimentell beobachteten Eigenschaften von SF-Systemen wird ein auf der Konkurrenz von Kondo- [Kondo64] und RKKY-Wechselwirkung [Ashcroft87] aufbauendes Modell zur Beschreibung dieser Systeme behandelt [Doniach77]. Das Auftreten von NFF-Verhalten in SF-Systemen kann durch verschiedene theoretische Modelle erklärt werden. Drei dieser Modelle werden hier vorgestellt, wobei ein Schwerpunkt auf das Modell der „nearly antiferromagnetic Fermi liquid“ gelegt wird.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse einer systematischen Untersuchung des elektrischen Widerstands von $\text{Ce}_{1+x}\text{Ni}_{2+y}\text{Ge}_{2+z}$ -Polykristallen, welche geringe Abweichungen von der exakten 1:2:2-Stöchiometrie aufweisen, behandelt. CeNi_2Ge_2 zeigt schon unter Atmosphärendruck ein ausgeprägtes NFF-Verhalten und ist das mit Abstand reinste System unter den Nicht-Fermi-Flüssigkeiten. Die sehr niedrigen Restwiderstände $\rho_0 \geq 0.1 \mu\Omega\text{cm}$ der untersuchten Proben belegen, dass ein durch Unordnung hervorgerufenen NFF-Verhalten für CeNi_2Ge_2 ausgeschlossen werden kann. Das Tieftemperaturverhalten von CeNi_2Ge_2 weist dennoch eine relativ starke Probenabhängigkeit auf [Steglich96, Grosche98, Gegenwart98], die sich unter anderem in dem Auftreten von meist unvollständigen supraleitenden Übergängen in $\rho(T)$ unterhalb von 0.2 K in mehreren hochwertigen Proben zeigt. Ziel der in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Untersuchungen ist deshalb eine Analyse dieser Probenabhängigkeiten. Um die Ursachen der beobachteten Nicht-Fermi-Flüssigkeits-Effekte aufzufinden, werden Hinweise auf die Existenz eines magnetischen Phasenübergangs gesucht.

Die detaillierte Untersuchung von $\text{Ce}_{1+x}\text{Ni}_{2+y}\text{Ge}_{2+z}$ -Polykristallen im elektrischen Widerstand ergibt einen systematischen Zusammenhang zwischen der Einwaage der Proben und deren physikalischen Eigenschaften. Der niedrigste Restwiderstand $\rho_0 \approx 0.1 \mu\Omega\text{cm}$ wird für Proben der Einwaage $\text{Ce}_{0.98}\text{Ni}_{2.02}\text{Ge}_{1.98}$ erreicht. Die Verwendung dieser Einwaage ermöglichte die Herstellung und Untersuchung eines der besten bisher untersuchten Einkristalle mit $\rho_0 \approx 0.23 \mu\Omega\text{cm}$. Auch für den Gitterparameter in Richtung der c -Achse wird eine signifikante Abhängigkeit von der Einwaage beobachtet; mit steigendem Nickel-Anteil x sinkt der c -Achsen-Parameter. Das Auftreten verschiedener Anomalien zeigt ebenfalls eine systematische Korrelationen zur Einwaage der Proben:

Für $B \geq 6 \text{ T}$ kann in sehr sauberen Proben ($RRR \geq 200$) nahe der stöchiometrischen Zusammensetzung das Auftreten einer Hochfeldanomalie („B“-Phase) erfasst werden, die in $\rho(T)$ zu einem zusätzlichen Widerstandsbeitrag bei tiefen Temperaturen führt. Die für einen Einkristall beobachtete Anisotropie dieses Beitrages zeigt, dass es sich hier um eine intrinsische Eigenschaft handelt. Messungen der spezifischen Wärme weisen beim Einsetzen der „B“-Phase jedoch keine Signatur auf, so dass das Vorliegen eines magnetischen Phasenübergangs unwahrscheinlich erscheint. Als mögliche Ursachen kommen Fermi-Flächen-Effekte wie ein Fermi-Flächen-Durchbruch oder die Bildung einer Spin-Dichte-Welle in Frage. Diese Erkenntnisse bieten einen sehr guten Ausgangspunkt für mögliche Messungen des de Haas-van Alphen-Effektes. Diese könnten z.B. das Auftreten eines Fermi-Flächen-Durchbruchs durch Beobachtung einer zusätzlichen, größeren Oszillationsfrequenz bestätigen.

Zwei weitere Anomalien können an einer ganzen Reihe von Proben im Nullfeld bzw. für Felder $B \leq 2 \text{ T}$ festgestellt werden. Bei Proben mit einem leichten Nickel-Überschuss wird der Ansatz eines supraleitenden Phasenübergangs gemessen. Dabei weisen nur zwei der Proben, beide hergestellt aus der Einwaage $\text{Ce}_{0.98}\text{Ni}_{2.025}\text{Ge}_{1.975}$, einen nahezu vollständigen Phasenübergang auf. Dieser zeichnet sich durch eine sehr geringe kritische Stromdichte von $j_c \approx 0.05 \text{ A/cm}^2$ und ein sehr niedriges oberes kritisches Feld von $B_{c2} \approx 0.03 \text{ T}$, für das keine Anisotropie beobachtet wird, aus. Die große Anfangssteigung des oberen kritischen Feldes von $B'_{c2} \approx -0.8 \text{ T/K}$ ist zumindest ein Indiz für SF-Supraleitung.

Für Proben mit einem leichten Nickel-Mangel wird eine als „A“-Phase bezeichnete Anomalie beobachtet, deren eigentliche Natur jedoch noch unklar ist. Merkmal der „A“-Phase ist eine Abnahme von $\rho(T)$ unterhalb $T = 0.43 \text{ K}$. Die Signatur der „A“-Phase in der Ableitung $d\rho/dT$ des elektrischen Widerstands ähnelt dem für antiferromagnetische (afm) Phasenübergänge erwarteten Verhalten. Auch die Magnetfeldabhängigkeit wäre mit afm Ordnung kompatibel. Allerdings spricht die Tatsache, dass in Messungen der spezifischen Wärme bei T_A keine Signatur aufgelöst werden kann, gegen einen Phasenübergang in der Hauptphase. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass ein supraleitender Phasenübergang einer Fremdphase für die beiden Anomalien in $\rho(T)$ verantwortlich ist. Ein Problem ist hierbei, dass in allen Proben eine Reihe meist binärer Ni-Ge-Fremdphasen vorliegen, deren genaue physikalische Eigenschaften nicht bekannt sind. Eine exakte Bestimmung dieser Fremdphasen und deren

Untersuchung ist deshalb für ein weiteres Verständnis dieser Anomalien dringend erforderlich. Ein besonderes Augenmerk sollte dabei auf die Untersuchung der Fremdphasen im Hinblick auf Supraleitung gelegt werden. Zur Zeit ist noch keine Aussage darüber möglich, ob das quantenkritische Verhalten in CeNi_2Ge_2 durch einen bei $T_A \rightarrow 0$ festgelegten QKP verursacht wird.

Für alle in $\rho(T)$ untersuchten CeNi_2Ge_2 -Proben wird im Nullfeld ein NFF-Verhalten beobachtet. Selbst bei tiefsten Temperaturen wird kein für FF-Verhalten erwarteter Übergang zu $\Delta\rho \sim T^2$ gefunden. Daraus kann man schließen, dass CeNi_2Ge_2 auf der paramagnetischen Seite sehr nahe an einem QKP liegt. Im Gegensatz hierzu zeigen thermodynamische Untersuchungen [Cichorek01, Kromer01, Koerner00] bei etwa 0.3 K einen Übergang von deutlichem NFF-Verhalten zu einer Sättigung bei tieferen Temperaturen. Diese Untersuchungen lokalisieren CeNi_2Ge_2 daher auf der paramagnetischen Seite in einem gewissen Abstand zum QKP. Somit tritt für CeNi_2Ge_2 , wie schon bei CeCu_2Si_2 beobachtet [Gegenwart98a], ein unterschiedliches Verhalten zwischen thermodynamischen Messungen und elektrischem Widerstand auf. Dies könnte auf ein Zusammenbrechen des Quasiteilchen-Konzepts am QKP hindeuten.

In genau stöchiometrischem CeCu_2Si_2 tritt Supraleitung in Konkurrenz zu einer weiteren thermodynamischen Phase auf. Diese magnetische Phase wird nach Bruls et al. als „A“-Phase bezeichnet [Bruls94] und ist vermutlich vom (afm) Spin-Dichte-Wellen-Typ [Gegenwart98]. Im Gegensatz dazu zeigen Untersuchungen an polykristallinen Proben der Dotierungsreihe $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ mit $x = 0.1$ eine Koexistenz zwischen Supraleitung und Magnetismus. Zum genauen Studium dieser Wechselwirkung zwischen Supraleitung und Magnetismus ist jedoch die Untersuchung von Einkristallen erforderlich. Fortschritte in der Probenpräparation erlauben nun die in Kapitel 5 vorgestellten Untersuchungen des Widerstands an $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1})_2$ -Einkristallen. Diese ergeben bei $T_{N1} \approx 1.1$ K eine Zunahme von $\rho(T)$ mit abnehmender Temperatur. Vermutliche Ursache hierfür ist die Bildung der schon vom undotierten System bekannten „A“-Phase. Außerdem kann eine weitere Anomalie bei $T_{N2} \approx 0.8$ K unterhalb von T_{N1} beobachtet werden. Polykristalline Proben zeigen hier in $\rho(T)$ keine Hinweise auf eine Anomalie [Trovarelli97]. Neueste Untersuchungen der Neutronenstreuung [Deppe01] können eine Änderung des Propagationsvektors \vec{Q} der magnetischen Ordnung bei T_{N2} weitgehend ausschließen, so dass als Ursache für die Abnahme von $\rho(T)$ zwei Szenarien als möglich erscheinen: Einerseits verursachen Defekte unterhalb von T_{N2} ein verstärktes „Pinning“ der magnetischen Momente und somit ein „Ausbremsen“ der Spinfluktuationen. Dies führt zu einer Reduktion der Spin-Flip Streuung und damit zu einer Abnahme des Widerstands. Andererseits kann die bei T_{N2} beobachtete Widerstandsabnahme durch eine Umorientierung der magnetischen Momente hervorgerufen werden. Ähnliches Verhalten wird auch in CeRh_2Si_2 ($T_N \approx 36$ K) bei $T_{N'} \approx 25$ K beobachtet [Araki98]. Zur Zeit werden intensive Untersuchungen thermodynamischer Messgrößen von $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ mit $0.1 \leq x \leq 0.4$ durchgeführt. Diese zeigen, dass T_{N2} Bestandteil einer

zusätzlichen Anomalienlinie im T - x -Phasendiagramm von $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ ist. Im elektrischen Widerstand wird außerdem das Auftreten von Supraleitung mit $T_c \approx 0.2$ K beobachtet. Ein Vergleich mit bekannten Ergebnissen an mit 10 % Germanium dotierten Polykristallen zeigt, dass auch in den Einkristallen Volumensupraleitung vorliegt.

Der Schwere-Fermionen-Supraleiter UBe_{13} zeigt das Auftreten von Supraleitung bei $T_c \approx 0.9$ K. Die besonderen Eigenschaften der Dotierungsreihe $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ sind die nicht-monotone $T_c(x)$ -Abhängigkeit und das Auftreten einer zweiten Phase bei T_{c2} innerhalb der supraleitenden Phase für $0.019 \leq x \leq 0.0455$. Eine für $x \leq 0.019$ bei $T_L < T_c(x)$ gefundene Anomalienlinie wird als Vorläufer des Überganges bei T_{c2} angesehen [Kromer98]. Dies ist ein Hinweis auf eine magnetische Natur der Phase unterhalb von T_{c2} . Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen von Wechselfeldsuszeptibilität und DC-Magnetisierung wurden zur Untersuchung der supraleitenden Eigenschaften von $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ vorgenommen. Der Verlauf von $T_c(x)$ wurde genau verfolgt und außerdem die Magnetfeldabhängigkeit $T_c(B)$ untersucht. Für Thorium-Konzentrationen $x > 0.03$ haben Untersuchungen von thermodynamischen Messgrößen bisher keine sicheren Erkenntnisse über den Verlauf von $T_c(x)$ zugelassen, da die Anomalien bei T_c für $x > 0.03$ sukzessive verschwinden. Die Untersuchungen von $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ (Kapitel 6) haben nun als wesentliche neue Erkenntnis auch für Thorium-Konzentrationen oberhalb der kritischen Konzentration von $x_{c2} \approx 0.0455$ das Vorliegen von Volumensupraleitung nachgewiesen und somit zu einer Vervollständigung des T - x -Phasendiagramms der Dotierungsreihe $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ beigetragen.

Im Vergleich zu Schwere-Fermionen-Systemen auf Cer- und Uran-Basis existieren bisher vergleichsweise wenige Untersuchungen zu SF-Systemen auf Ytterbium-Basis. Dies war die Motivation zu den in Kapitel 7 vorgestellten Messungen des Widerstands $\rho(T)$ an $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$, YbCo_2Ge_2 und $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ mit $x = 0$ und $x = 0.05$. Insbesondere das Auftreten von NFF-Verhalten wurde an diesen Systemen untersucht. Die Ergebnisse lokalisieren $\text{Yb}_2\text{Ni}_2\text{Al}$ und YbCo_2Ge_2 auf der unmagnetischen Seite eines QKP. In YbRh_2Si_2 zeigt das Vorliegen eines antiferromagnetischen Phasenübergangs bei $T_N \approx 65$ mK, dass YbRh_2Si_2 auf der magnetischen Seite eines QKP angeordnet werden muss. Im elektrischen Widerstand wird für YbRh_2Si_2 deutliches NFF-Verhalten beobachtet. Das mit 5 % Germanium dotierte System $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$, in dem durch eine Vergrößerung des Gitterzellenvolumens die magnetische Ordnung unterdrückt wird, zeigt im elektrischen Widerstand über drei Dekaden der Temperatur ($10 \text{ mK} \leq T \leq 10 \text{ K}$) das Auftreten von NFF-Verhalten gemäß $\rho - \rho_0 = \beta \cdot T$, ohne Anzeichen auf einen magnetischen Phasenübergang. Hier belegt der geringe Restwiderstand $\rho_0 = 5 \mu\Omega\text{cm}$, dass das NFF-Verhalten eindeutig durch die Nähe zu einem QKP und nicht durch Unordnung hervorgerufen wird. Das sowohl in spezifischer Wärme [Trovarelli00, Langhammer00] als auch elektrischem Widerstand beobachtete Skalenverhalten kann als weiterer Hinweis für die unmittelbare Nähe von $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ zu einem QKP gedeutet werden. Ein Vergleich der an $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ gewonnenen Ergebnisse mit dem in $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ beobachteten NFF-Verhalten [Stockert98, Schröder98, 00] lässt ein sehr

ähnliches phänomenologisches Verhalten erkennen. Daraus folgt, dass das für $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$ entwickelte Szenario eines lokalen QKP möglicherweise auch auf $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ anwendbar ist.

Literaturverzeichnis

- Andrade98: M.C. de Andrade, R. Chau, R.P. Dickey, N.R. Dilley, E.J. Freeman, D.A. Gajewski, M.B. Maple, R. Movshovich, A.H. Castro Neto, G. Castilla, B.A. Jones, Phys. Rev. Lett **81**, 25, 5620-5623 (1998).
- Araki98: S. Araki, A. Misawa, R. Settai, T. Takeuchi, Y. Onuki, J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 8, 2915-2918 (1998).
- Ashcroft87: N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, Solid State Physics, HRW International Editions, Washington (1987).
- Bach97: A. Bach, Diplomarbeit, TU Darmstadt, unveröffentlicht (1997).
- Bardeen57: J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- Batlogg85: B. Batlogg, D. Bishop, B. Golding, C.M. Varma, Z. Fisk, J.L. Smith, H.R. Ott, Phys. Rev. Lett. **55**, 1319 (1985).
- Bednorz86: J. Bednorz, K. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- Bogenberger95: B. Bogenberger and H.v. Löhneysen, Phys. Rev. Lett **74**, 1016 (1995).
- Braithwaite00: D. Braithwaite, T. Fukuhara, A. Demuert, I. Sheikin, S. Kambe, J-P Brison, K. Maezawa, T. Naka and J. Flouquet, J. Phys. Cond. Mat. **12**, 1339-1349 (2000).
- Bruls94: G. Bruls, B. Wolf, D. Finsterbusch, P. Thalmeier, I. Kouroudis, W. Sun, W. Assmus, B. Lüthi, M. Lang, K. Gloos, F. Steglich, R. Modler, Phys. Rev. Lett. **72**, 1754 (1994).
- Buckel86: W. Buckel, Supraleitung, Grundlagen und Anwendungen, VCH Weinheim, ISBN 3-527-29087-7 (1986).
- Büttgen96: N. Büttgen, R. Böhmer, A. Loidl, Phys. Rev. B **53**, 5557 (1996).
- CastroNeto98: siehe u. a.: A.H. Castro Neto, G. Castilla, B.A. Jones, Phys. Rev. Lett. **81**, 3531 (1998).
- Cichorek01: T. Cichorek, unveröffentlichte Messergebnisse (2001).
- Coleman01: P. Coleman, C. Pepin, Q. Si, R. Ramazashili, cond. mat. 0105006, 1. May (2001).
- Coleridge87: P.T. Coleridge, J. Phys. F: Met. Phys. **17**, L79 (1987).
- Continentino94: M.A. Continentino, Phys. Rep. **239**, 179 (1994).
- Cox87: D.L. Cox, Phys. Rev. Lett. **59**, 1240 (1987).
- Custers00: J. Custers, P. Gegenwart, unveröffentlichte Messergebnisse (2000).
- Custers01: J. Custers, P. Gegenwart, unveröffentlichte Messergebnisse (2001).
- Dalmas00: P. Dalmas de Réotier, A. Yaouanc, R.H. Heffner, J.L. Smith, P.C.M. Gubbens, C.T. Kaiser, Phys. Rev. B **61**, 6377 (2000).
- Deppe01: M. Deppe, unveröffentlichte Ergebnisse (2001).
- de Visser92: A. de Visser, N.H. van Dijk, J.J.M. Franse, A. Lacerda, J. Flouquet, Z. Fisk, J.L. Smith, J. Magn. magn. Mater. **108**, 56 (1992).

- Doniach77: S. Doniach, *Physica B* **91**, 231 (1977).
- Donnevert98: L. Donnevert et al., *J. Magn. magn. Mater.* **177-181**, 375 (1998).
- Felten86: R. Felten, F. Steglich, G. Weber, H. Rietschel, F. Gompf, B. Renker, J. Beuers, *Europhys. Lett.* **2**, 323 (1996).
- Feyerherm95: R. Feyerherm, Diss. ETH Nr. 11249, Zürich (1995).
- Fischer87: Fischer, in *Ferromagnetic Materials Vol. 5*, eds. K.H.J. Buschow, E.P. Wohlfahrt (1987).
- Fukuhara95: T. Fukuhara, K. Maezawa, H. Ohkuni, J. Sakurai, H. Sato, *J. Magn. magn. Mater.* **140-144**, 889-890 (1995).
- Fukuhara96: T. Fukuhara, K. Mazewa, H. Ohkuni, J. Sakurai, H. Sato, H. Azuma, K. Sygyiyama, Y. Onuki, K. Kindo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 6, 1559 (1996).
- Gegenwart94: P. Gegenwart, Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1994).
- Gegenwart98: P. Gegenwart, Dissertation, TU Darmstadt, Shaker Verlag Aachen, ISBN 3-8265-3552-9 (1998).
- Gegenwart98a: P. Gegenwart, C. Langhammer, C. Geibel, R. Helfrich, M. Lang, G. Sparn, F. Steglich, S. Horn, L. Donnevert, A. Link, W. Assmus, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1501 (1998).
- Gegenwart99: P. Gegenwart, F. Kromer, M. Lang, G. Sparn, C. Geibel, F. Steglich, *Phys. Rev. Lett* **82**, 1293 (1999).
- Geibel96: C. Geibel, U. Klinger, B. Buschinger, M. Weiden, G. Olesch, F. Thomas, F. Steglich, *Physica B* **223 + 224**, 370-372 (1996).
- Geibel01: C. Geibel, persönliche Mitteilung (2001).
- Grewe91: N. Grewe, F. Steglich, *Handbook on the Physics of Rare Earths* **14**, 343, eds. K.A. Gschneidner, L. Eyring, Elsevier, Amsterdam (1991).
- Grosche98: F.M. Grosche, P. Agarwal, S.R. Julian, N.J. Wilson, R.K.W. Haselwimmer, S.J.S. Lister, N.D. Mathur, F.V. Carter, S.S. Saxena, G.G. Lonzarich, *cond-mat/9812133* (1998).
- Grosche00: F.M. Grosche, P. Agarwal, S.R. Julian, N.J. Wilson, R.K.W. Haselwimmer, S.J.S. Lister, N.D. Mathur, F.V. Carter, S.S. Saxena and G.G. Lonzarich, *J. Phys. Cond. Matt.* **12**, L533 (2000).
- Grosche00a: F.M. Grosche, M.J. Steiner, P. Agarwal, I.R. Walker, D.M. Freye, S.R. Julian, G.G. Lonzarich, *Physica B* **281 + 282**, 3+4 (2000).
- Heffner90: R.H. Heffner, J.L. Shmith, J.O. Willis, P. Birrer, C. Baines, F.N. Gygax, B. Hitti, E. Lippelt, H.R. Ott, A. Schenck, E.A. Knetsch, J.A. Mydosh, D.E. MacLaughlin, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 281, 6 (1990).
- Helfrich96: R. Helfrich, Dissertation, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1996).
- Hellmann97: P. Hellmann, Dissertation, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1997).
- Hinze98: P. Hinze, Diplomarbeit, TU Darmstadt, unveröffentlicht (1998).
- Hlubina95: R. Hlubina, T.M. Rice, *Phys. Rev. B* **51**, 9253 (1995).
- Horn81: S. Horn, E. Holland-Moritz, M. Loewenhaupt, F. Steglich, H. Scheuer, A.

- Benoit, J. Fouquet, Phys. Rev. B **23**, 3171 (1981).
- Jaccard92: D. Jaccard, K. Rehnia und J. Sierr, Phys. Lett. A **163**, 475 (1992).
- Jin94: D.S. Jin, T.F. Rosenbaum, J.S. Kim, G.R. Stewart, Phys. Rev B **49**, 1540 (1994).
- Joynt87: R. Joynt, T.M. Rice, K. Ueda, Phys. Rev. Lett. **56**, 1412 (1987).
- Julian96: S.R. Julian, C. Pfleiderer, N.D. Mathur, F.M. Grosche, G.J. McMullan, A.J. Diver, I.R. Walker, G.G. Lonzarich, J. Phys. Cond. Matter, 9675 (1996).
- Kadowaki86: K. Kadowaki, S.B. Woods, Sol. St. Com. **58**, 507 (1986).
- Kambe96: S. Kambe, S. Raymond, L.P. Regnault, J. Flouquet, P. Lejay and P. Haen, J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 3294 (1996).
- Knebel99: G. Knebel, M. Brando, J. Hemberger, M. Nicklas, W. Trinkl and A. Loidl, Phys. Rev. B **59**, 19, 12390-12397 (1999).
- Knetsch93: E.A. Knetsch, Dissertation, Universität Leiden, unveröffentlicht (1993).
- Knopp88: G. Knopp, A. Loidl, R. Caspary, U. Gottwick, C.D. Bredl, H. Spille, F. Steglich, A.P. Murani, J. Magn. magn. Mater. **74**, 341 (1988).
- Koerner00: S. Koerner, E.-W. Scheidt, T. Schreiner, K. Heuser and G.R. Stewart, J. Low Temp. Phys. **119**, 147 (2000).
- Kolenda87: M. Kolenda, A. Szytula, J. Magn. magn. Mater. **79**, 57 (1987).
- Kondo64: J. Kondo, Prog. Theo. Phys. Kyoto **32**, 37 (1964).
- Kromer97: F. Kromer, R. Helfrich, M. Lang, F. Steglich, C. Langhammer, A. Bach, T. Michels, G.R. Stewart, Chin. J. Phys (Tapei) (1997).
- Kromer98: F. Kromer, R. Helfrich, M. Lang, F. Steglich, C. Langhammer, A. Bach, T. Michels, G.R. Stewart, Phys. Rev. Lett. **81**, 4476 (1998).
- Kromer99: F. Kromer, unveröffentlichte Meßergebnisse (1999).
- Kromer00: F. Kromer, M. Lang, N. Oeschler, P. Hinze, C. Langhammer, F. Steglich, J.S. Kim, G.R. Stewart, Phys. Rev. B **62**, 12477-12487 (2000).
- Kromer01: F. Kromer, Dissertation, TU Dresden, Shaker Verlag Aachen, ISBN 3-8265-8714-6 (2001).
- Kumar87: P. Kumar, P. Wölfle, Phys. Rev. Lett. **59**, 1954 (1987).
- Landau57: L.D. Landau, J. of exp. and theor. phys. **3**, 920 (1957).
- Lang91: M. Lang, Dissertation, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1991).
- Lang99: M. Lang, R. Helfrich, F. Kromer, C. Langhammer, F. Steglich, G.R. Stewart, J.S. Kim, Physica B **259-261**, 608 (1999).
- Langhammer97b: C. Langhammer, R. Helfrich, A. Bach, F. Kromer, M. Lang, T. Michels, M. Deppe, F. Steglich, Beitrag zur SCES (1997).
- Langhammer98: C. Langhammer, R. Helfrich, A. Bach, F. Kromer, M. Lang, T. Michels, M. Deppe, F. Steglich, G.R. Stewart, J. Magn. magn. Mater. **177-181**, 443 (1998).
- Langhammer00: C. Langhammer, Dissertation, TU Dresden, Cuvillier-Verlag Göttingen,

- ISBN 3-89712-958-2 (2000).
- Langhammer01: C. Langhammer, unveröffentlichte Messergebnisse (2001).
- Lohmann96: M. Lohmann, Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1996).
- Löhneysen94: H.v. Löhneysen, T. Pietrus, G. Portisch, H.G. Schlager, A. Schröder, M. Sieck and T. Trappmann, Phys. Rev. Lett **72**, 3262 (1994).
- Löhneysen95: H.v. Löhneysen, Phys. Bl. **51**, 10, 941-946 (1995).
- Löhneysen97: H.v. Löhneysen, F. Huster, S. Mock, A. Neubert, T. Pietrus, M. Sieck, O. Stockert, M. Waffenschmidt, Physica B **230 - 232**, 550 (1997).
- Löhneysen98: H.v. Löhneysen, A. Neubert, T. Pietrus, A. Schröder, O. Stockert, U. Tutsch, M. Loewenhaupt, A. Rosch, P. Wölfle, Eur. Phys. J. B **5**, 447455 (1998).
- Lonzarich97: G.G. Lonzarich, in "The Electron", ed. M. Springford, Cambridge Univ. Press, ISBN 0-521-56130-2 (1997).
- Lounasmaa74: O.V. Lounasmaa, Exp. Principles and Methods below 1K, Academic Press, ISBN 0-12-455950-6 (1974).
- Lühmann96: T. Lühmann, Dissertation, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1996).
- Maezawa99: K. Maezawa, S. Sakane, T. Fukuhara, H. Ohkuni, R. Settai, Y. Onuki, Physika B **259-261**, 1091-1092 (1999).
- Mahan84: G.D. Mahan, J. Phys. **F14**, 941 (1984).
- Maple96: M.B. Maple et al., J. Phys. Cond. Mat. **8** (1996).
- Meissner33: W. Meissner, R. Ochsenfeld, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).
- Millis93: A.J. Millis, Phys. Rev. B **48**, 7183 (1993).
- Miranda97: E. Miranda, V. Dobrosavljevic, G. Kotliar, Phys. Rev. Lett. **78**, 290 und Physica B **230-232**, 569 (1997).
- Miyako96: Y. Miyako, T. Takeuchi, T. Taniguchi, Y. Yamamoto, S. Karawazaki, M. Acet, G. Dumpich, E.F. Wassermann, Z. Phys. B. **101**, 339 (1996).
- Miyako97: Y. Miyako, S. Karawazaki, T. Taniguchi, T. Takeuchi, K. Marumoto, R. Hamada, Y. Yamamoto, M. Sato, Y. Tabata, H. Tamabe, M. Ocio, P. Pari, J. Hammann, Physika B **230-232**, 1011 (1997).
- Modler96: R. Modler, P. Gegenwart, M. Lang, M. Deppe, M. Weiden, T. Lühmann, C. Geibel, F. Steglich, C. Paulsen, J.L. Tholence, N. Sato, T. Tomatsubara, Y. Onuki, M. Tachiki, S. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **76**, 1292 (1996).
- Moriya95: T. Moriya, T. Takimoto, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 960 (1995).
- Mota99: A.C. Mota, E. Dumont, J.L. Smith, J. Low. Temp. Phys. **117**, 1477 (1999).
- Movshovich96: R. Movshovich, T. Graf, D. Mandrus, J.D. Thompson, J.L. Smith, Z. Fisk, Phys. Rev. B **53**, 8241 (1996).
- Müller-Reisener95: R. Müller-Reisener, Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1995).

- Nozieres64: P. Nozieres, W.A. Benjamin, Menlo Park, California (1964).
- Nozieres80: P. Nozieres, A. Blaudin, *J. Physique* **41**, 193 (1980).
- Oeschler99: N. Oeschler, Diplomarbeit, TU Dresden, unveröffentlicht (1999).
- Oeschler00: N. Oeschler, unveröffentlichte Messergebnisse (2000).
- Onnes08: H.K. Onnes, *Comm. Leiden* **108**, *Proc. Roy. Acad. Amsterdam* **11**, 168 (1908).
- Onnes11: H.K. Onnes, *Comm. Leiden* **120** b (1911).
- Ott83: H.R. Ott, H. Rudigier, Z. Fisk, J.L. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1595 (1983).
- Ott85: H.R. Ott, H. Rudigier, Z. Fisk, J.L. Smith, *Phys. Rev. B* **31**, 1651 (1985).
- Petrovic01: C. Petrovic et al., *Europhys. Lett* **53**, 354 (2001).
- Pippard89: A.B. Pippard, „Magnetoresistance in Metals“, Cambridge University Press, Cambridge (1989).
- Priestley63: M.G. Priestley, L.M. Falicov und G. Weiß, *Phys. Rev.* **131**, 617 (1963).
- Rauchschwalbe82: U. Rauchschwalbe, Diplomarbeit, TH Darmstadt, unveröffentlicht (1982).
- Rauchschwalbe86: U. Rauchschwalbe, Dissertation, TH Darmstadt, auszugsweise veröffentlicht in *Physika B + C* **147**, 1 (1986).
- Rauchschwalbe87: U. Rauchschwalbe, F. Steglich, G.R. Stewart, A.L. Giorgi, P. Fulde, K. Maki, *Europhys. Lett.* **3**, 751 (1987).
- Raymond00: S. Raymond and D. Jaccard, *Phys. Rev. B* **61**, 8679 (2000).
- Rosch00: A. Rosch, *Physika B* **280**, 341-346 (2000).
- Rosch99: A. Rosch, *Phys. Rev. Lett* **82**, 4280 (1999).
- Saha00: S.R. Saha, H. Sugawara, Y. Aoki and H. Sato (2000).
- Sales76: B.C. Sales, R. Viswanathan, *J. Low Temp. Phys.* **23**, 449 (1976).
- Sato98: H. Sato, Y. Aoki, J. Urakawa, T.D. Matsuda, H. Sugawara, T. Fukuhara, *J. Magn. magn. Mater.* **177-181**, 409-410 (1998).
- Scheidt98: E.-W. Scheidt, T. Schreiner, P. Kumar, G.R. Stewart, *Phys. Rev. B* **58**, 15153 (1998).
- Scheidt99: E.-W. Scheidt, T. Schreiner, G.R. Stewart, *J. Low Temp. Phys.* **114**, 115 (1999).
- Schreiner98: T. Schreiner, E.W. Scheidt, G.R. Stewart, *Solid State Com.* **108**, 53 (1998).
- Schreiner99: T. Schreiner et al., *Europhys. Lett.* **48**, 568 (1999).
- Schröder00: A. Schröder et al., *Nature* **407**, 351 (2000).
- Schröder98: A. Schröder, G. Aeppli, E. Bucher, R. Ramazashvili, P. Coleman, *Phys. Rev. Lett* **80**, 25, 5623 - 5626 (1998).
- Shoenberg84: D. Shoenberg, „Magnetic Oscillations in Metals“, Cambridge University Press, Cambridge (1984).
- Si00: Q. Si, S. Rabello, K. Ingersent, J.L. Smith, preprint cond-mat 0011477

- (2000).
- Sigrist89: M. Sigrist, T.M. Rice, Phys. Rev. B **39**, 2200 (1989).
- Smith84: J.L. Smith, Z. Fisk, J.O. Willis, B. Batlogg, H.R. Ott, J. Appl. Phys. **55** (1984).
- Smith92: J.L. Smith et al., Philos. Mag. B **65**, 1367 (1992).
- Steglich79: F. Steglich, J. Aarts, C.D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franz, H. Schäfer, Phys. Rev. Lett. **43**, 1892 (1979).
- Steglich95: F. Steglich, C. Geibel, R. Modler, M. Lang, P. Hellmann, P. Gegenwart, J. L. Temp. Phys. **99**, 267 (1995).
- Steglich96: F. Steglich, P. Gegenwart, C. Geibel, R. Helfrich, P. Hellmann, M. Lang, A. Link, R. Modler, G. Sparn, N. Büttgen, A. Loidl, Physica B **223+224**, 1 (1996).
- Steglich96a: F. Steglich, B. Buschinger, P. Gegenwart, M. Lohmann, R. Helfrich, C. Langhammer, P. Hellmann, L. Donnevert, S. Thomas, A. Link, C. Geibel M. Lang, G. Sparn, W. Assmus, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 9909 (1996).
- Steglich97: F. Steglich, P. Gegenwart, R. Helfrich, C. Langhammer, P. Hellmann, L. Donnevert, C. Geibel, M. Lang, G. Sparn, W. Assmus, G.R. Stewart, A. Ochiai, Z. Phys. B **103**, 235 (1997).
- Steglich98: F. Steglich, C. Geibel, R. Helfrich, F. Kromer, M. Lang, G. Sparn, P. Gegenwart, L. Donnevert, C. Langhammer, A. Link, J.S. Kim, G.R. Stewart, J. Phys. Chem. Solids **59**, 2190 (1998).
- Steglich00a: F. Steglich, P. Gegenwart, C. Geibel, P. Hinze, M. Lang, C. Langhammer, G. Sparn, O. Trovarelli, Physica B **280**, 349-353 (2000).
- Steglich00b: F. Steglich, N. Sato, T. Tayama, T. Lühmann, C. Langhammer, P. Gegenwart, P. Hinze, C. Geibel, M. Lang, G. Sparn, W. Assmus, Physica C **341-348**, 691-694 (2000).
- Steglich00c: F. Steglich, P. Gegenwart, P. Hinze, C. Langhammer, C. Geibel, M. Lang, G. Sparn, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, Suppl. A, 71 (2000).
- Stockert98: O. Stockert, H.v. Löhneysen, A. Rosch, N. Pyka, M. Loewenhaupt, Phys. Rev. Lett. **80**, 25, 5627-5630 (1998).
- Tayama00: T. Tayama, unveröffentlichte Messergebnisse (2000).
- Trovarelli97: O. Trovarelli, M. Weiden, R. Müller-Reisener, M. Gonez-Berisso, P. Gegenwart, M. Deppe, C. Geibel, J.G. Sereni, F. Steglich, Phys. Rev. B **56**, 2, 678 - 685 (1997).
- Trovarelli99: O. Trovarelli, C. Geibel, M. Grosche, R. Schleser, R. Borth, G. Sparn, F. Steglich, Physica B **259-261**, 140-141 (1999).
- Trovarelli00: O. Trovarelli, C. Geibel, C. Langhammer, F.M. Grosche, P. Gegenwart, M. Lang, G. Sparn, F. Steglich, Phys. Rev. Lett **85**, 626-629 (2000).
- Trovarelli01: O. Trovarelli, persönliche Mitteilung (2001).

- Umeo96: K. Umeo, H. Kadomatsu and T. Takabatake, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 9743 (1996).
- Weast89: R.C. Weast, *Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press Inc., Boca Raton, Florida , ISBN-0-8493-0470-9 (1998).
- Winkelmann98: H. Winkelmann, M.M. Abd-Elmeguid and H. Micklitz, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 22, 4947-4950 (1998).
- Yuan01: H. Yuan, unveröffentlichte Messergebnisse (2001).
- Zieve94: R.J. Zieve, D.S. Jin, T.F. Rosenbaum, J.S. Kim, G.R. Stewart, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 756 (1994).
- Zwicknagl92: G. Zwicknagl, *Adv. Phys.* **41**, 3, 203 (1992).

Danke !

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Menschen bedanken, deren Hilfe und Unterstützung so wichtig für das Gelingen dieser Arbeit waren.

An erster Stelle möchte ich hier Professor Dr. F. Steglich nennen, der mir die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit gab. Mit seiner Unterstützung war ein selbstständiges experimentelles Arbeiten möglich; er war trotz seiner zahlreichen Aufgaben stets für klärende Gespräche zugänglich.

Herrn Prof. Dr. R. Feile danke ich für die freundliche Übernahme der Position des Referenten sowie Prof. Dr. J. Kübler für die kurzfristige Übernahme des Korreferates.

Desweiteren danke ich Dr. Philipp Gegenwart, der auch nach der Betreuung meiner Diplomarbeit immer an den Resultaten meiner Messungen interessiert war und so auch wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Sein Engagement und seine stets vorhandene Bereitschaft für eine Diskussion waren mir eine große Hilfe.

Ein großer Dank geht auch an Priv. Doz. Dr. C. Geibel für seine Hilfsbereitschaft, die Bereitstellung von Proben und die Erklärung vieler Details zur Probenpräparation. Er hatte immer ein offenes Ohr für meine Fragen.

Ich danke auch Prof. Dr. M. Lang für die gute Zusammenarbeit, die Gruppenrunden in Darmstadt waren immer für neue Erkenntnisse gut.

Dr. T. Lühmann danke ich besonders für die Lösung von vielen Computerproblem, speziell für das (seiner Ansicht nach ganz einfache) Programm zur Erstellung der ternären Phasendiagramme.

Ein weiterer Dank geht an Dr. O. Trovarelli, Dr. C. Langhammer und Dipl. Phys. Micha Deppe für manches aufschlussreiches Gespräch. Herrn Deppe möchte ich außerdem für die Bereitstellung der CeCu_2Si_2 -Einkristalle und Herrn Trovarelli für die Bereitstellung der verschiedenen Ytterbium-Systeme danken.

Danken möchte ich auch Dipl. Phys. J. Custers und Dipl. Phys. N. Oeschler, die mir in Diskussionen weiter geholfen und nebenbei auch noch einen besseren Überblick über die Kneipen der Dresdner Neustadt gegeben haben.

Danke auch an alle, die die einzelnen Kapitel zur Korrektur gelesen und damit geholfen haben, die Anzahl der Fehler zu reduzieren.

Bei allen Mitarbeitern der TU-Darmstadt und des MPI-Dresden möchte ich mich für ihre immer vorhandene Hilfsbereitschaft und sehr gute Zusammenarbeit bedanken.

Ein besonderer Dank geht dabei an Herr D. Freytag, der immer für genügend Nachschub an 100-Liter-He-Kannen sorgen konnte, um den nicht gerade geringen He-Bedarf des Kryostaten zu decken, und an Herrn H. Nicolay sowie die feinmechanische Werkstatt für die Lösung mancher Probleme. Außerdem danke ich Dr. C.D. Bredl, der immer viel Zeit für ein sehr ausführliches Gespräch hatte und mir dabei manche völlig neuen Aspekte vermittelt hat. Bei R. Clemens und N. Caroca Canales bedanke ich mich für die Unmengen an CeNi_2Ge_2 -Proben.

Danken möchte ich auch meinen Eltern, die mir das Studium der Physik an der TU-Darmstadt ermöglicht haben.

Mein allergrößter Dank geht an meine Familie, meine Freundin Christine, die mir auch in schweren Zeiten immer zur Seite gestanden hat, und unseren Sohn Florian, der mir trotz manch schlafloser Nacht eine unglaublich große Motivation gegeben hat.

Lebenslauf und Bildungsweg

Peter Hinze

geboren am 25. 09. 1969

in Frankfurt am Main

1976 - 1980	<i>Grundschule „Auf der Aue“ in Münster</i>
1980 - 1982	<i>Förderstufe der „John-F.-Kennedy-Schule“ in Münster</i>
1982 - 1986	<i>Gymnasialzweig der „Goetheschule“ in Dieburg</i>
1986 - 1989	<i>Gymnasiale Oberstufe an der „Alfred-Delp-Schule“ in Dieburg</i>
Mai 1989	<i>Abitur</i>
WS 1990/91 - WS 1993/94	<i>Grundstudium im Studiengang Physik an der TH Darmstadt</i>
März 1994	<i>Vordiplom</i>
SS 1994 - WS 1997/98	<i>Hauptstudium im Studiengang Physik an der TH Darmstadt</i>
Februar 1998	<i>Diplom</i> Thema der Diplomarbeit: <i>„Wechselspiel von Supraleitung und Magnetismus in $CeCu_2Si_2$ und anomaler Peak-Effekt in $CeRu_2$“</i>
März 1998 - Februar 1999	Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Festkörperphysik der TU Darmstadt
seit März 1999	Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für chemische Physik fester Stoffe Dresden, Außenstelle Darmstadt
März 1998	Beginn der <i>Promotion</i> mit dem Thema: <i>„Supraleitung, Magnetismus und Nicht-Fermi-Flüssigkeitsverhalten in Schwere – Fermionen – Systemen ; Untersuchungen zu Magnetotransport und magnetischen Eigenschaften“</i>

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Bisher habe ich noch keinen Promotionsversuch unternommen.

Darmstadt, den 14.10.2001

Peter Hüse