Die approbierte Originalversion dieser Diplom-/Masterarbeit ist an der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt (http://www.ub.tuwien.ac.at).

The approved original version of this diploma or master thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology (http://www.ub.tuwien.ac.at/englweb/).

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

VIENNA UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

D I P L O M A R B E I T

Aufbau eines Probenstabs zur hochgenauen Messung des Hall–Effekts an $YbIr_2Si_2$

Ausgeführt am Institut für
Festkörperphysik
der Technischen Universtität Wien

unter der Anleitung von
Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.rer.nat. Silke Bühler-Paschen
und
Univ.Ass. Dr.rer.nat. Jeroen Custers

Martin Kriegisch
Matrikelnummer: 0027638
5580 TAMSWEG, Glanz 48

Wien, 19.Dezember 2007 _____

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **4**

2 Theorie **5**
2.1 Schwere–Fermionen–Systeme 5

3 ^{3}He/^{4}He–Mischkühler **8**
3.1 Funktionsweise 8

4 Der Hall–Effekt–Messstab **11**
4.1 Aufbau des Probenstabs 11
4.2 Verkabelung 11

5 Messtechnik und Auswertung **13**
5.1 Messung des elektrischen Widerstands 13
5.2 Rauschen 13
5.2.1 Johnson-Rauschen 14
5.3 Messung des Hall–Effekts 18
5.4 Zwei–Band–Systeme 19
5.4.1 Beispielkurve für Zwei-Band-System 21
5.5 Anomaler Hall–Effekt 22

6 $YbRh_2Si_2$ **23**
6.1 Physikalische Eigenschaften von $YbRh_2Si_2$ 24
6.2 Der quantenkritische Punkt in $YbRh_2Si_2$ 25

7 $YbIr_2Si_2$ **26**
7.1 Physikalische Eigenschaften von $YbIr_2Si_2$ 27
7.2 Quantenkritisches Verhalten in $YbIr_2Si_2$ 29

8 Messergebnisse **31**
8.1 Magnetische Suszeptibilität 31
8.2 Elektrischer Widerstand 32
8.3 Hall–Effektmessung 34
8.4 Zwei–Band–Modell 35
8.5 Die T_{Hall}–Linie im Hall–Widerstand 41

9 Zusammenfassung und Ausblick **44**

Danksagung

Ich danke besonders meinen Betreuern Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.rer.nat. Silke Bühler-Paschen und Univ.Ass. Dr.rer.nat. Jeroen Custers für die interessante Aufgabenstellung sowie für ihre Anregungen, Unterstützung und die Hilfestellungen.

Ich bedanke mich auch bei Univ.Ass. Dipl.-Ing. Dr.techn. Martin Müller für die freundschaftliche Zusammenarbeit und Hilfsbereitschaft.

Mein besonderer Dank gilt der Werkstatt des Instituts für Festkörperphysik für die gute Zusammenarbeit.

Für die freundliche Atmosphäre und gute Zusammenarbeit bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern des Instituts für Festkörperphysik.

Ich bedanke mich beim Dekanat für Physik, das mir mit einem Förderungsstipendium ermöglicht hat, meine Forschungsergebnisse auf der internationalen Konferenz „*Strongly Correlated Electron Systems 2007*“ zu präsentieren.

Ganz herzlich danke ich meiner Familie, die mir nicht nur das Studium ermöglicht hat, sondern mir auch immer mit Rat und Tat zur Seite steht.

Zusammenfassung

Wenn ein Schweres–Fermionen–System bei $T = 0$ einen Phasenübergang zweiter Ordnung durchläuft, tritt ein quantenkritischer Punkt auf. Für $T > 0$ findet man im Allgemeinen Nicht–Fermi–Flüssigkeitsverhalten, das sich zum Beispiel im elektrischen Widerstand manifestiert. Das Schwere–Fermionen–System $YbRh_2Si_2$ weist einen durch ein äußeres Magnetfeld induzierten quantenkritischen Punkt auf. Bei dieser Verbindung wurde eine Anomalie im Hall–Koeffizienten gefunden, die ihren Ursprung im quantenkritischen Punkt hat. Das isostrukturelle Schwere–Fermionen–System $YbIr_2Si_2$ zeigt keine magnetische Ordnung bis $T = 20$ mK. Die Motivation, $YbIr_2Si_2$ zu untersuchen, besteht in der Vermutung, dass sich $YbIr_2Si_2$ im Phasendiagramm auf der paramagnetischen Seite eines quantenkritischen Punktes befindet. Dies wurde durch Messungen des Hall–Effekts und des elektrischen Widerstands untersucht. Die in Analogie zu $YbRh_2Si_2$ erwarteten Anomalien im Hall–Koeffizienten konnten nicht eindeutig nachgewiesen werden. Die starke Magnetfeldabhängigkeit des Hall–Koeffizienten wird im Rahmen eines Zwei–Band–Modells diskutiert. Der Temperaturverlauf des Hall–Koeffizienten ist aber ein erstes Anzeichen für eine solche Analogie.

Abstract

When a heavy fermion system undergoes a second order phase transistion at $T = 0$, a quantum critical point is found. Non–Fermi–Liquid–behaviour is usually found for $T > 0$, which becomes for example evident in the electrical resistivity. The heavy fermion compound $YbRh_2Si_2$ shows a magnetic field induced quantum critical point. An anomaly in the Hall–coefficient which originates from the quantum critical point was found. The isostructural heavy fermion system $YbIr_2Si_2$ shows no magnetic ordering down to $T = 20$ mK. The motivation to study $YbIr_2Si_2$ is prompted by the speculation that this system is on the paramagnetic side of a quantum critical point. For this reason measurements on the Hall–effect and on electrical resistivity were conducted to confirm this assumption. The expected anomalous behaviour in the Hall–coefficient like in $YbRh_2Si_2$ could not be detected unambiguously. The strong magnetic field dependency is interpreted within a Two–Band–Model. However, the temperature dependent Hall–coefficient is a first indication of such an analogy.

1 Einleitung

Phasenübergänge sind ein weitverbreitetes Phänomen in der Natur. Ein Beispiel ist das Verdampfen von Wasser bei 100° C. In den letzten Jahren ist eine neue Klasse von Phasenübergängen in das Blickfeld der Festkörperphysik gerückt, die Quantenphasenübergänge (QPU). Diese unterscheiden sich quantitativ sehr stark von den bekannten „klassischen Phasenübergängen“. Der Übergang findet ausschließlich bei $T = 0$ statt und Quantenfluktuationen übernehmen die Rolle der thermischen Fluktuationen.
Magnetische QPU stehen im Verdacht, für verschiedenste ungewöhnliche Beobachtungen in der experimentellen Festkörperphysik verantwortlich zu sein, wie zum Beispiel: Schweres–Fermionen–Verhalten, abweichendes Verhalten von der Landau–Fermi–Flüssigkeitstheorie (einem Eckstein der modernen Festkörperphysik) oder die unkonventionelle Supraleitung, die auch die Hochtemperatursupraleitung mit einschließt. Ein besseres Verständnis der obigen Phänomene lässt sich wohl nur durch ein besseres Verständnis von QPU erreichen.
Die hier vorgestellte Diplomarbeit befasst sich mit Messungen des elektrischen Widerstands und des Hall–Widerstands an einer einkristallinen Schweren–Fermionen–Verbindungen bei tiefen Temperaturen.
Die Arbeit besteht aus zwei Teilen: erstens der Konstruktion und dem Aufbau eines Probenstabs für Hall–Messungen im ^{3}He/^{4}He–Mischkühler und zweitens der Ausführung hochgenauer Hall- und Widerstandsexperimente an der intermetallischen Verbindung $YbIr_2Si_2$.

2 Theorie

2.1 Schwere–Fermionen–Systeme

Unter dem Begriff Schwere–Fermionen–Systeme (SFSe) lassen sich jene Verbindungen zusammenfassen, in der die effektive Elektronenmasse aufgrund starker Korrelationen um ein Vielfaches im Vergleich zu der freien Elektronenmasse erhöht ist. Oft betrifft es hierbei Verbindungen, die Elemente aus der Lanthaniden– oder Aktiniden–Gruppe (meistens Ce, Yb oder U) enthalten. Diese großen effektiven Elektronenmassen entstehen durch eine starke Beeinflussung oder Korrelation zwischen den $4f$ ($5f$)–Elektronen und den Leitungselektronen und dadurch werden Quasiteilchen mit einer Masse von dem bis zu 1000–fachen der freien Elektronenmasse erzeugt [Gre91, Ott06].
Der Grundzustand solcher SFSe wird von der Wechselwirkung der lokalisierten f–Elektronen mit dem Leitungsband bestimmt. Dabei sind zwei Arten der Wechselwirkung von Bedeutung: Der Ruderman–Kittel–Kasuya–Yoshida (RKKY) Mechanismus, der über die indirekte Interaktion benachbarter magnetischer Momente über die Leitungselektronen entsteht und bevorzugt magnetische Ordnung verursacht, und der Kondo–Effekt [Kon64], der die f–Elektronen durch Spin–Polarisierung der Leitungselektronen abschirmt. Bei den meisten SFSen kann der Grundzustand durch Landau–Fermi–Flüssigkeits–Verhalten (LFF) beschrieben werden [Lan57a, Lan57b, Ful95]. Dieses Verhalten äußert sich zum Beispiel dadurch, dass die Temperatur T linear in die spezifische Wärme c_{P} und quadratisch in den elektrischen Widerstand ρ eingeht.
Wenn man das Phasendiagramm eines SFS darstellt, dann wird zumeist die Temperatur über einen nicht thermischen Kontrollparameter aufgetragen [Don77, Don93]. Solche Parameter können der äußere Druck p, das Magnetfeld B oder eine Substitution x eines Elements sein. Die Temperatur T_{coh} beschreibt die Grenze, unter der das System LFF-Verhalten aufweist.
Bei einigen Systemen finden aber Phasenübergänge in energetisch günstigere Zustände statt, wie zum Beispiel eine antiferromagnetische Ordnung der magnetischen Momente der f–Elektronen (siehe Abbildung 1). Dadurch wird der Grundzustand verändert. Am Übergang vom antiferromagnetischen (AF) zum paramagnetischen (PM) Zustand bei T→0 kann sich ein sogenannter quantenkritischer Punkt (QKP) [Con94, Löh95] befinden, falls der Übergang zweiter Ordnung ist. Von diesem QKP kann außerdem eine Region ausgehen, die Nicht-Fermi-Flüssigkeits-Verhalten (NFF) aufweist. Das NFF-Verhalten äußert sich zum Beispiel im elektrischen Widerstand, der sich nicht mehr quadratisch mit der Temperatur T ändert, sondern gemäß $\Delta\rho \sim T^{\alpha}$ wobei $\alpha < 2$ [Ste01].

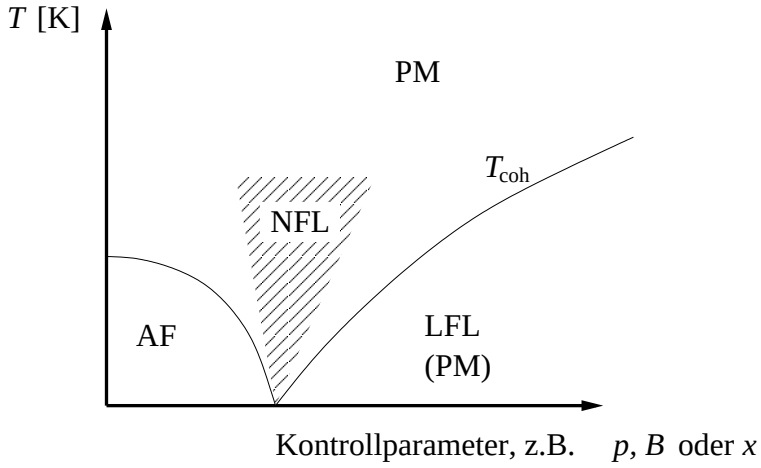

Abbildung 1: Phasendiagramm eines typischen SFSs in der Nähe eines QKP

Zur Zeit gibt es zwei konkurrierende theoretische Ansätze zur Beschreibung des NFF-Verhaltens am QKP. Im *Spin–Dichte–Wellen–Szenario* (SDW–Szenario) [Con94, Her76, Mor79, Mil93], auch itinerantes Szenario genannt, wird angenommen, dass die magnetische Ordnung durch das Auftreten einer räumlichen Modulation der Spins der Leitungselektronen hervorgerufen wird, während im *Kondo–Destruktions–Szenario* (KDS - früher auch unter dem Namen *lokales Szenario* bekannt) die magnetischen Momente der f-Elektronen ordnen [Col99, Sch00, Si01, Col01]. Prinzipiell lässt sich in inelastischen Neutronenstreuungs-Experimenten eine Aussage machen, welches der beiden Szenarien vorliegt. In vielen Fällen aber ist ein solches Experiment nicht möglich [Sch00].

Einen Ausweg bietet die Messung des Fermi–Volumens [Si01, Col01]. Im magnetisch ungeordneten Zustand (paramagnetischen Zustand) beeinhaltet die Fermi–Fläche sowohl die Leitungselektronen als auch die magnetischen Momente (Spins). Wird nun durch Anlegen eines externen Kontrollparameters (zum Beispiel Druck oder Magnetfeld) ein Übergang erzwungen, so ändert sich im Falle eines SDW–Quantenkritischen Punktes (SDW–QKP) das Fermi–Volumen zumindest in unmittelbarer Nähe zum QKP in erster Näherung nicht [Col02]. Im geordneten und im ungeordneten Zustand beinhaltet das Fermi–Volumen sowohl die Leitungselektronen als auch die Spins. Anders sieht es für den Fall des Kondo–Destruktions–QKP aus. Da im magnetisch geordneten Zustand nur noch die Leitungselektronen Teil des Fermi–Volumens sind, kommt es direkt am quantenkritischen Punkt zu einer Fermi–Flächen–Rekonstruktion. Bei einer Messung bei $T = 0$ würde man einen

Sprung (Singularität) im Fermi–Volumen erwarten und zwar von einem großen Volumen im paramagnetischen Zustand (Leitungselektronen und Spin) zu einem kleineren Volumen im magnetisch geordneten Zustand (nur Leitungselektronen).
Der Hall–Koeffizient, welcher aus Messungen des Hall–Widerstandes ermittelt wird, ist in einfachen Fällen ein Maß für das Fermi–Volumen. Eine Singularität im Fermi–Volumen am QKP, wie sie im Fall des Kondo–Destruktions–Szenarios auftreten soll, würde sich in einem Sprung des Hall–Koeffizienten manifestieren [Pas04].

3 ^{3}He/^{4}He–Mischkühler

3.1 Funktionsweise

Das Prinzip des Mischkühlers wurde erstmals 1951 von H. London beschrieben [Lon51]. Seit damals haben sich die kryotechnischen Methoden immer weiter verfeinert, und außerdem wurde der Prozeß zunehmend besser beschrieben und verstanden. Im Folgenden wird hier nur ein kurzer Abriss über die Funktionsweise gegeben. Für genauere Informationen sei auf die Literatur verwiesen: [Lou74], [Whi79], [Ric88], [Bet89], [Pob92] und [Bal96].

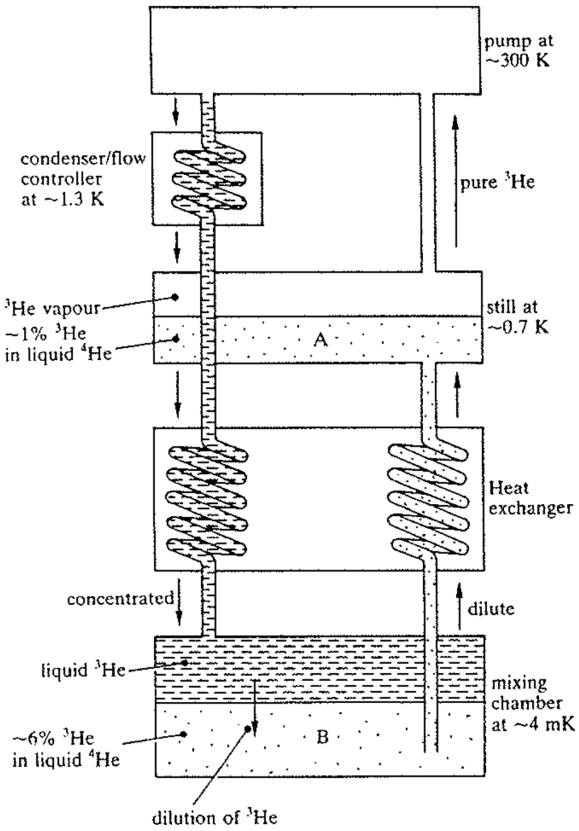

Abbildung 2: Schematische Darstellung eines ^{3}He/^{4}He–Mischkühlers, aus [Bet89] entnommen

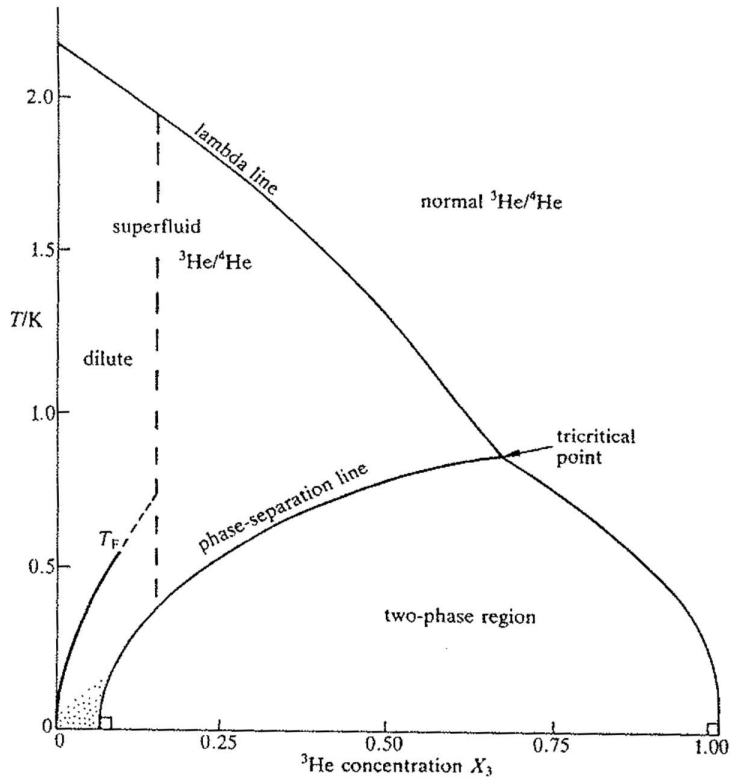

Abbildung 3: Phasendiagramm von ^{3}He in ^{4}He, aus [Bet89]

In Abbildung 2 ist der Abkühlprozess in einem Mischkühler graphisch verdeutlicht. Der Mischkühler ist in einem ^{4}He–Kryostaten aufgebaut und muss nach außen hin sehr gut thermisch isoliert sein. Die ^{3}He/^{4}He–Mischung zirkuliert in einem geschlossenen Kreislauf. Die zu Beginn des Prozesses gasförmige ^{3}He/^{4}He–Mischung kondensiert am 1 K-Topf (1 K-„pot“ oder „condenser“), wo durch Abpumpen von flüssigem ^{4}He eine Temperatur von zirka 1,5 K erreicht wird. Von dort gelangt die Mischung zum Destillen–Wärmetauscher („still“), an dem sie weiter abgekühlt wird. Über mehrere Gegenstromwärmetauscher wird sie weiter abgekühlt und in die Mischkammer befördert.
Im Phasendiagramm von ^{3}He in ^{4}He (siehe Abbildung 3) ist die ^{3}He-Konzentration X_3 gegen die Temperatur T aufgetragen. Bei dem verwendeten Mischkühler beträgt das Mischungsverhältnis X_3 ca. 13,8 %, was im Phasendiagramm in etwa der gestrichelten, senkrechten Linie entspricht.
Wenn diese flüssige Mischung der zwei stabilen Heliumisotope ^{3}He und ^{4}He unter eine Temperatur T von ca. 1,9 K gekühlt wird („lambda line“), dann

befindet sich das ^{4}He in einem suprafluiden Zustand. Bei weiterem Abkühlen gelangt man zum Gebiet der Phasen-Separation, wo sich die Mischung in ihre zwei Phasen auftrennt („phase–separation line“). Das leichtere Isotop ^{3}He schwimmt auf dem schwereren Isotop ^{4}He.
Nun löst sich aber so lange ^{3}He in der ^{4}He-Phase, bis das chemische Gleichgewicht hergestellt ist. Wird dieses chemische Gleichgewicht durch Abpumpen von ^{3}He in der ^{4}He–reichen Phase gestört, dann versucht das System das chemische Gleichgewicht wieder herzustellen, indem es ^{3}He aus der ^{3}He-reichen Phase in die ^{4}He–reiche Phase befördert. Dafür wird Energie benötigt, die sich das System aus der Umgebung holt. Dadurch kühlt das System immer weiter ab, bis sich ein Gleichgewicht zwischen abgeführter und zugeführter Wärmemenge einstellt (=Basistemperatur).
Von der Mischkammer (Mischkammertemperatur: T_M) wird durch den osmotischen Druck das im ^{4}He gelöste ^{3}He über Gegenstromwärmetauscher in die Destille befördert. Durch Wärmezufuhr in der Destille mittels eines Heizers wird der ^{3}He–Fluß $\dot{n}_3$, der direkt proportional zur Kühlleistung $\dot{Q}_M \sim \dot{n}_3 T_M^2$ ist [Lou74], durch mehr oder weniger starkes Verdampfen beeinflusst. Im gasförmigen Zustand wird das ^{3}He von Pumpen abgesaugt und dem System erneut beim 1 K–Topf zugeführt.
Bei dem am Institut verwendeten Mischkühler „Kelvinox TLM DR–400[1] “ der Firma Oxford Instruments handelt es sich um ein „top loading“–System. Das bedeutet, dass der experimentelle Aufbau direkt in der Mischkammer in der Mischung erfolgt. Ein Vorteil eines solchen Systems ist, dass die zu messenden Proben sehr gut thermisch an die Mischung angekoppelt sind. Je nach zu messender Größe kann der Mischkühler mit einem anderen Probenstab bestückt werden.
So gibt es zum Beispiel einen Probenstab für Suszeptibilitätsmessungen, einen für Widerstandsmessungen, mit dem gleichzeitig mindestens vier Proben vermessen werden können. Der Standardstab wird für diverse Testaufbauten (z.B. Test von Piezoaktuatoren) und die Thermometerkalibrierung verwendet. Ein Probenstab war ursprünglich für *SQUID*–Messungen konzipiert, wurde aber im Rahmen dieser Diplomarbeit für Hall–Effekt–Messungen adaptiert.

[1] die Zahl 400 bezieht sich auf die Kühlleistung in μW bei 100 mK

4 Der Hall–Effekt–Messstab

4.1 Aufbau des Probenstabs

Der schematische Aufbau eines Probenstabs für den Mischkühler ist in Abbildung 4 ersichtlich. In der ursprünglichen Ausführung des Probenstabs wurde ein zweiteiliger Verdrängerkolben verwendet. Aufgrund dieser Konstruktion entstand ein Spalt und zusätzlich eine kleine Verkippung des Kolbens aus der Stabachse, die ihre Ursache in Ungenauigkeiten bei der Fertigung hatte. Dadurch war die thermische Ankopplung des Stabes an den 1 K–Topf unzureichend und die Basistemperatur des Probenstabs im Mischkühler betrug nicht weniger als 60 mK. Dies wurde durch Verwendung eines einteiligen Verdrängerkolbens verbessert.

Abbildung 4: Schematischer Aufbau des Hall–Effekt–Probenstabs

4.2 Verkabelung

Auch die Verkabelung des Probenstabs wurde erneuert. Insgesamt stehen nun zweimal 24 Leitungen zu Verfügung.
Beim ersten 24-poligen Fischer–Stecker - mit der römischen Zahl I markiert - sind 24 Konstantanleitungen angelötet. Die Leitungen sind mit einer Polyesterschicht als Isolierung überzogen, paarweise miteinander verdrillt und zusätzlich mit Nomexfäden verwoben. Im Englischen wird dieses Geflecht auch als „Loom“ bezeichnet. Durch das Verweben sind die Leitungen kompakt zusammengefasst und lassen sich einfacher handhaben. Darüber hinaus können so etwaige Kabelvibrationen eher unterbunden werden, da die Kabel einfacher befestigt werden können.
Das Konstantan–„Loom“ wird auf der Höhe des 1 K-Topfs des Mischkühlers auf dem Probenstab mit einem tieftemperaturtauglichen Lack (GE–„Var-

Tabelle 1: *Elektrischer Widerstand und Wärmeleitfähigkeit der am Probenstab verwendeten Kabel*

	Konstantan–„Loom“	Kupfer–„Loom“	NbTi–„Loom“
elektr. Widerstand R/l [$\Omega\mathrm{m}^{-1}$]			
bei 300 K	66	2,3	52
bei 1 K	66	$\leq$ 0,01	supraleitend
Wärmeleitfähigkeit λ [$\mathrm{WK}^{-1}\mathrm{m}^{-1}$]			
T_1=300 K, T_2=4 K	18	160	unbekannt
T_1=4 K, T_2=1 K	0,4	5	unbekannt
T_1=1 K, T_2=0,1 K	0,05	1	unbekannt

nish“[2]) thermisch angekoppelt und geht danach direkt in die Mischkammer zum Experiment.

Am zweiten 24-poligen Fischer–Stecker - mit der römischen Zahl II markiert - werden Kupferleitungen verwendet. Diese führen aber nur bis zur Höhe des 1 K-Topfs am Probenstab, werden dort auch thermisch mit GE–„Varnish“ angekoppelt und enden dann auf einer Platine, wo sie über ein System von Steckverbindungen mit einem NbTi–„Loom“ (in CuNi-Ummantelung) verbunden sind. Dieses NbTi–„Loom“ führt dann gemeinsam mit dem Konstantan–„Loom“ durch den Verdrängerkolben direkt in die Mischkammer zum Experiment.

Das Kupfer–„Loom“ wird nicht vom 1 K–Topf bis zur Mischkammer verwendet, da es eine zu große thermische Leitungsfähigkeit hat (siehe Tabelle 1) und deshalb zuviel Wärme in die Mischkammer transportieren würde. Um aber die Zuleitungen möglichst niederohmig zu halten, wird ein NbTi–„Loom“ verwendet.

Auf der Platine, wo das Kupfer–„Loom“ auf das NbTi–„Loom“ übergeht, hat man aber auch die Möglichkeit, einen Tieftemperatur-Transformator oder einen aktiven Verstärker einzubauen um das Messsignal zu verstärken.

[2] CMR/IMI-7031 „Varnish“

5 Messtechnik und Auswertung

Typische Abmessungen der in der vorliegenden Diplomarbeit verwendeten Proben sind 2 mm × 1 mm × 0,2 mm. Sowohl die Stromzufuhr als auch die Spannungsabgriffe sind auf der Probe mit Golddrähten (50 µm bzw. 12,5 µm Dicke) angebracht. Die Golddrähte werden entweder durch Punktschweißen[3] oder mit Silberleitkleber[4] auf der Probe fixiert.
Alle Widerstands- und Hall–Effekt–Experimente wurden mit der Widerstandsmessbrücke „LR-700“ der Firma *Linear Research Inc.* gemacht.

5.1 Messung des elektrischen Widerstands

Die Widerstandsmessungen erfolgen mit der *AC*-Vierpunkt-Methode. Das heißt, es gibt 2 Stromzuführungen (I+ und I– , vgl. Abbildung 5), durch die ein bekannter Wechselstrom geschickt wird. An den Spannungsabgriffen (U+ und U–) wird nun die entstehende Wechselspannung mit der Widerstandsmessbrücke „LR-700“ gemessen und gemäß der Formel in Tabelle 2 ausgewertet.

Tabelle 2: *Vierpunkt-Methode zur Messung des elektrischen Widerstands*

$$\rho = \frac{\Delta U}{I}\frac{A}{l} = R\,\frac{A}{l}$$

ρ	[Ωm]	spezifischer Widerstand
ΔU	[V]	Spannungsabfall zwischen U+ und U–
I	[A]	angelegter Wechselstrom
R	[Ω]	in der Messbrücke gemessener Widerstand
$A = a{\cdot}b$	[m^2]	Querschnitt der Probe (siehe Abb. 5)
l	[m]	Länge des Spannungsabgriffs an der Probe

5.2 Rauschen

Rauschen entsteht bei jeder Art von Messung, bei der das Nutzsignal von einem anderen Signal überdeckt wird. Das Rauschen lässt sich durch sein *Frequenzspektrum*, die *Amplitude* und den dafür verantwortlichen *physikalischen Mechanismus* charakterisieren [Hor06].
Im Folgenden wird nur auf das Johnson-Rauschen Bezug genommen, da es betragsmäßig den größten Beitrag in unseren Messungen liefert. Das Schrotrauschen (flaches Frequenzspektrum; statistische Stromschwankungen in Halb-

[3]Modell UIP1000 der Firma Schmidt Instrumente und Laborgeräte, Augsburg
[4]EPOTEK H20E der Firma Epoxy Technology Inc.

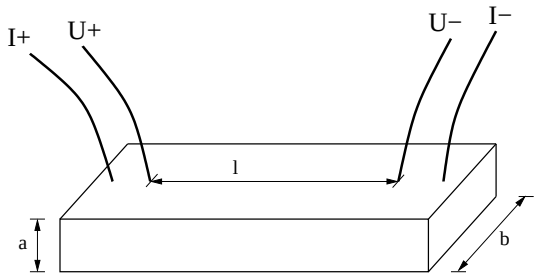

Abbildung 5: Kontaktierung der Probe zur Widerstandsmessung

leitern) und Flickerrauschen ($\frac{1}{f}$-Spektrum; „rosa Rauschen“; hat verschiedene Ursachen) spielen in der Messbrücke eine tragende Rolle, können aber nachträglich nicht mehr durch etwaige Maßnahmen vermindert werden und stellen die Auflösungsgrenze der Messbrücke dar.

5.2.1 Johnson-Rauschen

Das *Johnson-Rauschen*, auch *thermisches Rauschen* genannt, entsteht durch eine temperaturbedingte, statistische Dichteschwankung der Leitungselektronen in einem Widerstand [Grö05]. Das Rauschen zeichnet sich durch ein flaches Frequenzspektrum aus, was für jede Frequenz dieselbe Rauschleistung bedeutet (=„weißes Rauschen“).
Mathematisch betrachtet mittelt sich das Rauschen wieder weg, wenn man lange genug misst ($\tau \to \infty$) und über die Spannungs–Rauschamplitude U_N mittelt:

$$< U_N >= \lim_{\tau \to \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau U_N(t) dt = 0.$$

Da man in der Praxis aber nicht unendlich lange messen kann, empfiehlt es sich, gegen das Rauschen Maßnahmen zu ergreifen. Um das erfolgreich zu tun, muss man dem Rauschen weiter auf den Grund gehen.
Für die Rauschamplitude U_N eines Widerstands R gilt gemäß dem Nyquist-Theorem:

$$< U_N^2 >= 4 k_B T R \Delta f,$$

wobei k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des Widerstands in Kelvin sind. Die Bandbreite Δf des Rauschsignals ist vergleichbar mit einem Spannungssignal, das durch einen perfekten, rauschfreien Bandpassfilter mit der Bandbreite Δf angesteuert wird. Dieser Filter ist in diesem Messaufbau in der Messbrücke „LR–700“ der Firma *Linear Research Inc.* realisiert

und kann durch Variieren der Filterzeit beeinflusst werden. Bei Erhöhung der Filterzeit nimmt die Bandbreite Δf und damit das Eingangsrauschen U_V der Messbrücke ab [Lin96]. Der Widerstand R geht genauso wie die Temperatur T linear in die Gleichung ein. Als direkte Konsequenz daraus ergibt sich daher bei Abkühlung des rauschverursachenden Widerstands R eine Verminderung der Rauschamplitude U_N.
Konkret in unserem Versuchsaufbau (siehe Abbildung 6) heißt das, dass wir einen idealen (rauschfreien) Widerstand R_Q haben, der mit einer Rauschspannungsquelle U_Q in Serie geschaltet ist. Als Rauschamplitude ergibt sich daher U_Q bei weniger als einem Kelvin. Hinzu kommt aber noch der Kontaktwiderstand R_{1K} und der Widerstand der Messzuleitungen R_{RT}, der sich über einen Temperaturbereich von $1,5$ K bis hin zu Raumtemperatur erstreckt und daher kommt ein zusätzliches Rauschen in Form von den zwei Rauschspannungsquellen U_{1K} und U_{RT} in unser System. Die Messbrücke verursacht auch noch ein zusätzliches Rauschsignal U_V, das laut Herstellerangaben [Lin96] bei $U_{eff} \sim 0,6$ nVHz^{-1} bei einer Bandbreite von einem Hertz liegt.
Da die Rauschquellen von einander unabhängig sind, wird zur Errechnung

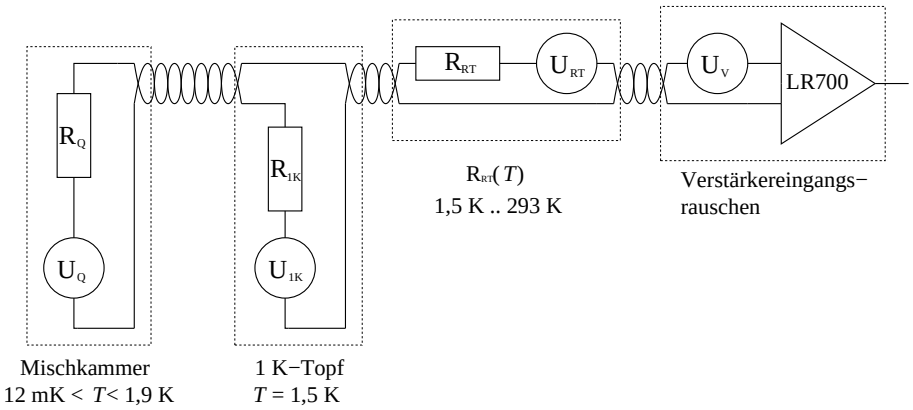

Abbildung 6: Schematischer Messaufbau mit Rauschquellen

der Gesamtrauschamplitude bei der Addition die Wurzel aus der Summe der einzelnen Quadrate der Effektivspannungen gezogen [Hor06]:

$$U_N = \sqrt{U_Q^2 + U_{1K}^2 + U_{RT}^2} \quad .$$

Die einzelnen Additonsterme sind in Tabelle 3 zusammengefasst, wobei die Bandbreite Δf variiert wird, abhängig von der Filterzeit der Messbrücke. Alle Spannungsangaben verstehen sich als Effektivwerte.
Die Werte der Leitungswiderstände R_{RT} der Kupfer– und Konstantanlei-

Tabelle 3: *Abschätzung der maximalen Rauschamplitude*

Widerstand [Ω]		T [K]	Bandbreite Δf [Hz]			
			1	0,053	0,005	0,001
Probenwiderstand			U_Q [V Hz^{-1}]			
R_Q	10^{-6}	$0,012$	$2,57 \cdot 10^{-14}$	$5,93 \cdot 10^{-15}$	$1,82 \cdot 10^{-15}$	$8,14 \cdot 10^{-16}$
R_Q	10^{-6}	1	$2,35 \cdot 10^{-13}$	$5,41 \cdot 10^{-14}$	$1,66 \cdot 10^{-14}$	$7,43 \cdot 10^{-15}$
R_Q	10^{-6}	$1,9$	$3,24 \cdot 10^{-13}$	$7,46 \cdot 10^{-14}$	$2,29 \cdot 10^{-14}$	$1,02 \cdot 10^{-14}$
Kontaktwiderstand			U_{1K} [V Hz^{-1}]			
R_{1K}	$0,1$	$1,5$	$9,10 \cdot 10^{-11}$	$2,09 \cdot 10^{-11}$	$6,43 \cdot 10^{-12}$	$2,88 \cdot 10^{-12}$
Kupferleitung			$U_{RT\ Cu}$ [V Hz^{-1}]			
$R_{RT\ Cu}$	$4,2$	$1,5$	$5,90 \cdot 10^{-10}$	$1,36 \cdot 10^{-10}$	$4,17 \cdot 10^{-11}$	$1,86 \cdot 10^{-11}$
$R_{RT\ Cu}$	$4,2$	$\overline{T} = 100$	$4,81 \cdot 10^{-9}$	$1,11 \cdot 10^{-9}$	$3,40 \cdot 10^{-10}$	$1,52 \cdot 10^{-10}$
$R_{RT\ Cu}$	$6,7$	293	$1,04 \cdot 10^{-8}$	$2,40 \cdot 10^{-9}$	$7,36 \cdot 10^{-10}$	$3,29 \cdot 10^{-10}$
Konstantanleitung			$U_{RT\ Kon}$ [V Hz^{-1}]			
$R_{RT\ Kon}$	277	$1,5$	$4,79 \cdot 10^{-9}$	$1,10 \cdot 10^{-9}$	$3,39 \cdot 10^{-10}$	$1,51 \cdot 10^{-10}$
$R_{RT\ Kon}$	277	$\overline{T} = 100$	$3,91 \cdot 10^{-8}$	$9,00 \cdot 10^{-9}$	$2,76 \cdot 10^{-9}$	$1,24 \cdot 10^{-9}$
$R_{RT\ Kon}$	282	293	$6,75 \cdot 10^{-8}$	$1,55 \cdot 10^{-8}$	$4,78 \cdot 10^{-9}$	$2,14 \cdot 10^{-9}$
Gesamtrauschamplitude			U_N [V Hz^{-1}]			
$R_{RT\ Cu}$			$4,90 \cdot 10^{-9}$	$1,13 \cdot 10^{-9}$	$3,46 \cdot 10^{-10}$	$1,55 \cdot 10^{-10}$
$R_{RT\ Kon}$			$3,91 \cdot 10^{-8}$	$9,00 \cdot 10^{-9}$	$2,77 \cdot 10^{-9}$	$1,24 \cdot 10^{-9}$

tungen, die laut Tabelle bei der Temperatur T = 1,5 K lagen, gehen auf Messungen zurück, bei der eine Seite der Leitung auf T = 1,5 K abgekühlt war und die andere auf einer Temperatur T von 293 K lag. Hier wurde der Probenstab in den Mischkühler eingebaut, abgekühlt und es wurden die Leitungswiderstände unter realen Bedingungen ermittelt. Bedingt durch die Abkühlung und den temperaturabhängigen Wärmeleitungskoeffizienten λ (siehe Tabelle 1), ergab sich ein unbekannter thermischer Gradient, der dazu führte, dass der Widerstandsgradient über die Länge des Probenstabs nicht exakt bestimmt werden konnte und daher abgeschätzt werden musste. Als Folge daraus wurde eine mittlere Temperatur $\overline{T}$ von 100 K angenommen, um eine möglichst gute Abschätzung zu erreichen. Diese Werte wurden auch für die Berechnung der Gesamtrauschamplitude benutzt.
Ein etwaiger Kontaktwiderstand in der Kupfer–/NbTi–„Loom“–Verbindungsplatine wurde mit $0,1\ \Omega$ angenommen. Die Berechnungen ergaben selbst für einen sehr großen Widerstand von $10\ \Omega$ bei $1,5$ K ein vertretbares Rauschen von weniger als $U_{1K} \sim 9 \cdot 10^{-10}$ VHz^{-1} bei einer Bandbreite Δf von einem Hertz. Das liegt weit unter der Rauschspannungsamplitude der Zuleitungen und trägt nicht maßgeblich zur Addition der Gesamtrauschspannung bei –

ebenso wie das Eigenrauschen U_Q der Probe (siehe Gesamtrauschamplitude in Tabelle 3).
Da die Kühlleistung in einem Mischkühler mit der Temperatur abnimmt, ist man in der Wahl des Probenstroms beschränkt. Bei zu großem Strom fungiert die Probe, beziehungsweise die Kontaktwiderstände der Zuleitungen auf der Probe, als Heizung (Joulesche Wärme $P = U \cdot I$). Die Probe heizt sich dadurch selbst auf, hat eine höhere Temperatur als die Mischkammer $T_{Probe} > T_M$ und verfälscht die Messung. Bei weiterer, zu starker Erhöhung des Stroms aber kann es durchaus auch sein, dass die Probe die Mischung aufheizt. Deshalb sollte der Strom, der durch die Probe geschickt wird, begrenzt werden, um die Temperatur stabil zu halten (siehe [Lou74]).
Wenn man als Beispiel einen bei tiefen Temperaturen typischen Probenwiderstand R von 1 µΩ annimmt, dann ergibt eine Messung mit einem (typischen) Strom I von 100 µA einen Spannungsabfall U von $1 \cdot 10^{-10}$ V. Das Rauschen und damit die Auflösungsgrenze der „LR–700“ Messbrücke beträgt bei einem Hertz Bandbreite ca. $6 \cdot 10^{-10}$ VHz^{-1}. Um die Auflösung zu verbessern kann man durch Vermindern der Bandbreite (=Erhöhen der Filterzeit an der Messbrücke) das Eingangsrauschen der Messbrücke weiter verringern, aber das Rauschen der Messzuleitungen ($U_{RT\ Cu} \sim 4,90 \cdot 10^{-9}$ VHz^{-1}) kann durch diese Maßnahme nicht verhindert werden.
Das bedeutet in weiterer Folge, dass wir auch in der Auflösung unserer Widerstandsprobe eine „natürliche“ Grenze haben, die im Wesentlichen durch das Auflösungsvermögen der Messbrücke und vor allem durch das Johnson-Rauschen der Messzuleitungen vorgegeben ist.
Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) drückt die Relation vom Nutzsignal zum Rauschen aus. Je höher das SNR ist, desto weniger wird die Messung vom Rauschen beeinflusst. Eine Möglichkeit das SNR bei unseren Messungen zu verbessern, ist die Verwendung von Tieftemperatur-Transformatoren (LTT). Diese werden auf Höhe des 1 K-Topfs (siehe Abbildung 6), vor dem Kupfer–„Loom“ eingebaut und auf dem 1 K-Topf thermisch angekoppelt. Daher haben die LTT eine Temperatur von 1,5 K und sind rauscharm.
Diese Transformatoren verstärken das zu messende Signal durch eine rein induktive Transformation auf das 100-fache[5], bevor zum Messsignal das thermische Rauschen der Zuleitungen $U_{RT\ Cu}$ hinzukommt. Durch einen LTT wird das Nutzsignal verstärkt und das Rauschen „verdeckt“ prozentuell weniger vom Signal und dadurch erreicht man ein besseres SNR.

[5] abhängig vom Wicklungsverhältnis

5.3 Messung des Hall–Effekts

Der im Jahre 1879 von E. W. Hall gefundene Effekt beschreibt das Zusammenspiel der freien Ladungsträger in einem Festkörper mit einem Magnetfeld [Hal79].
Die folgende (einfachste) Erklärung des Hall–Effekts bezieht sich auf das Drude–Modell (siehe [Ash05], [Kit06] und [Hur72]), das für einfachste Metalle, in denen es nur eine Art der Ladungsträger gibt, annähernd gilt. Da in diesem Modell die Bandstruktur des Materials nicht berücksichtigt wird, kann es im Allgemeinen auch nur beschränkt angewendet werden. Eine detailliertere Beschreibung des Hall–Effekts für Zwei–Band–Systeme folgt in Kapitel 5.4.
Das durch einen elektrischen Strom der Dichte j_x erzeugte elektrische Feld E_x zeigt in positive x-Richtung (siehe Abbildung 7). Ein äußeres Magnetfeld $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ zeige in positive z–Richtung. Daraus ergibt sich durch die Lorentzkraft $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} = -e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ eine Ablenkung der Elektronen in negativer y–Richtung, da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen der Stromrichtung entgegengesetzt ist. Da in y–Richtung aber kein Strom fließen kann (j_y=0), baut sich ein elektrisches Feld E_y (Hall–Feld) auf, das die Elektronen daran hindert weiter abgelenkt zu werden. Ein stationärer Zustand wird erreicht.
Der Hall–Koeffizient R_H ist definiert als $R_\mathrm{H} = \frac{E_y}{j_x B}$ und der spezifische Hall–Widerstand ist definiert als $\rho_\mathrm{mag}(B) = \frac{E_x}{j_x}$. In einem Ein–Band–Modell ist der Hall–Koeffizienten $R_\mathrm{H} = -\frac{1}{ne}$.
Da die Elementarladung e konstant ist, bedeutet das, dass der Hall–Koeffizient nur mehr durch die Anzahl der Ladungsträger n bestimmt ist und sonst keinerlei materialspezifische Parameter besitzt.
Zur Messung des Hall–Effekts benötigt man die zwei Kontakte $U_\mathrm{t}+$ und

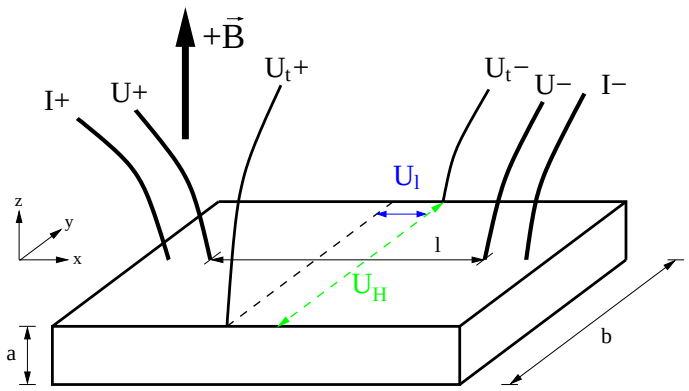

Abbildung 7: Schematischer Aufbau zur Hall–Effektmessung

U_t– (siehe Abbildung 7), die im Idealfall normal zu den longitudinalen Spannungsabgriffen angebracht sind. Durch Ausrichtungsfehler misst man aber zusätzlich zur Hall–Spannung U_H einen Anteil an longitudinaler Spannung U_l. Durch eine zweite Messung mit inversem Magnetfeld mittelt sich aber dieser Anteil heraus:

$$\frac{U_t(+B) - U_t(-B)}{2} = \frac{[U_l(+B) + U_H(+B)] - [U_l(-B) + U_H(-B)]}{2} = U_{\text{Hall}}$$

Mit U_{Hall} errechnet man den Hall–Widerstand $\rho_H = \frac{U_{Hall} \cdot a}{I} = R_{\text{Hall}} \cdot a$, wobei a die Dicke der Probe und I der Probenstrom ist. Wenn ρ_H linear mit steigendem Magnetfeld B zu- oder abnimmt, ergibt sich der Hall–Koeffizient zu $R_H = \frac{\rho_H}{B}$. Bei negativem Vorzeichen von R_H ergeben sich Elektronen als Ladungsträger und bei positivem Vorzeichen Löcher.
Für den Fall, dass ρ_H sich nicht linear mit steigendem Magnetfeld B verändert, kann die Hall-Effektmessung häufig mit einem *Zwei–Band–System* oder mit *anomalem Hall–Effekt* erklärt werden.

5.4 Zwei–Band–Systeme

Die Interpretation des Hall–Effekts für Zwei–Band–Systeme basiert auf einem Modell von Ch. Chambers [Cha52], das für Leiter mit isotropen, von einander unabhängigen Leitungsbändern gilt. Im Folgenden beschränken wir uns hier auf den Fall mit zwei Bändern mit verschiedenen Ladungsträgern unterschiedlicher Mobilität, der auch in [Aru73] und [Pas97] behandelt wird. Die von Chambers vorgeschlagene Formel [Cha52] für den Hall–Koeffizienten gilt nur für kleine Magnetfelder

$$R_H = \frac{R_1\rho_2^2 + R_2\rho_1^2 + R_1R_2(R_1 + R_2)H^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2 + (R_1 + R_2)^2H^2} \tag{1}$$

und lässt sich umformen zu [Aru73] :

$$R_H = \frac{R_0 + R_\infty\mu^2B^2}{1 + \mu^2B^2}, \tag{2}$$

wobei

$$R_0 = \frac{R_1\sigma_1^2 + R_2\sigma_2^2}{\sigma_0^2} \tag{3}$$

$$R_\infty = \frac{R_1R_2}{R_1 + R_2} \tag{4}$$

$$\mu = \frac{\sigma_1\sigma_2}{\sigma_0}(R_1 + R_2) \tag{5}$$

$$\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2. \tag{6}$$

R_1 und R_2 sind die Hall–Koeffizienten der zwei Bänder, und σ_1 und σ_2 sind die jeweiligen spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten ($\sigma_1 = \frac{1}{\rho_1}$ und $\sigma_2 = \frac{1}{\rho_2}$). Die Parameter R_0, R_∞ und μ werden nach Formel 2 an die Messdaten angepasst und daraus lassen sich die Informationen über die einzelnen Bänder berechnen.
R_0 ist der Hall–Koeffizient für kleine Magnetfelder, R_∞ ist der Grenzwert des Hall–Koeffizienten für unendlich hohe Felder, μ ist die Gesamtmobilität der Ladungsträger und σ_0 ist die spezifische elektrische Leitfähigkeit der Probe. Daraus lassen sich die Einzelmobilitäten der Ladungsträger $\mu_{1,2}$, die spezifischen elektrischen Widerstände $\rho_{1,2}$ und die Hall–Koeffizienten $R_{1,2}$ der einzelnen Bänder berechnen [Aru73]

$$k = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{R_0}{\rho_0}\right) + \mu\right] \tag{7}$$

$$\mu_{1,2} = k \pm \sqrt{k^2 - \frac{\mu R_\infty}{\rho_0}} \tag{8}$$

$$\rho_2 = \frac{(\mu_1 - \mu_2)\rho_0}{\mu - \mu_2} \tag{9}$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_0\rho_2}{\rho_2 - \rho_0} \tag{10}$$

$$R_1 = \mu_1\rho_1 \tag{11}$$

$$R_2 = \mu_2\rho_2. \tag{12}$$

Bei den Berechnungen ist darauf zu achten, dass das Vorzeichen des Parameters μ sowohl positiv als auch negativ sein kann. Das liegt daran, dass der Parameter quadratisch in die Fit-Formel (Formel 2) eingeht.
Welches Vorzeichen von μ verwendet werden soll, hängt von der Art der Ladungsträger der beiden Bänder ab. Haben die Ladungsträger beider Bänder das selbe Vorzeichen (negativ für Elektronen oder positiv für Löcher), dann wird μ positiv gewählt, so wie es aus den Fit-Parametern hervorgeht.
Wenn die zwei Bänder unterschiedliche Vorzeichen haben, so muss μ negativ angenommen und die Berechnungen müssen mit negativem μ durchgeführt werden um korrekte Ergebnisse zu bekommen.

5.4.1 Beispielkurve für Zwei-Band-System

In Abbildung 8 ist ein Beispiel einer Hall–Effektmessung zu sehen. Die Paramter aus Formel 2 werden an die Messpunkte (kleine schwarze Quadrate) angepasst, wobei nach mehreren Durchgängen die Parameter angeglichen werden. Oft kann es hilfreich sein, die Werte für die *Fit*-Parameter abzuschätzen und dem *Fit*-Programm vorzugeben.
Das Hochfeld-Limit R_∞ der Kurve ist durch die waagrechte, gestrichelte grüne Linie angedeutet, wobei ersichtlich ist, dass die Kurve für $B \to \infty$ sich an den Wert anschmiegt. Der Hall–Koeffizient für kleine Magnetfelder R_0 liegt bei $B = 0$ und wird durch den blauen Pfeil angedeutet. Die Krümmung der Kurve wird mathematisch durch μ bestimmt.

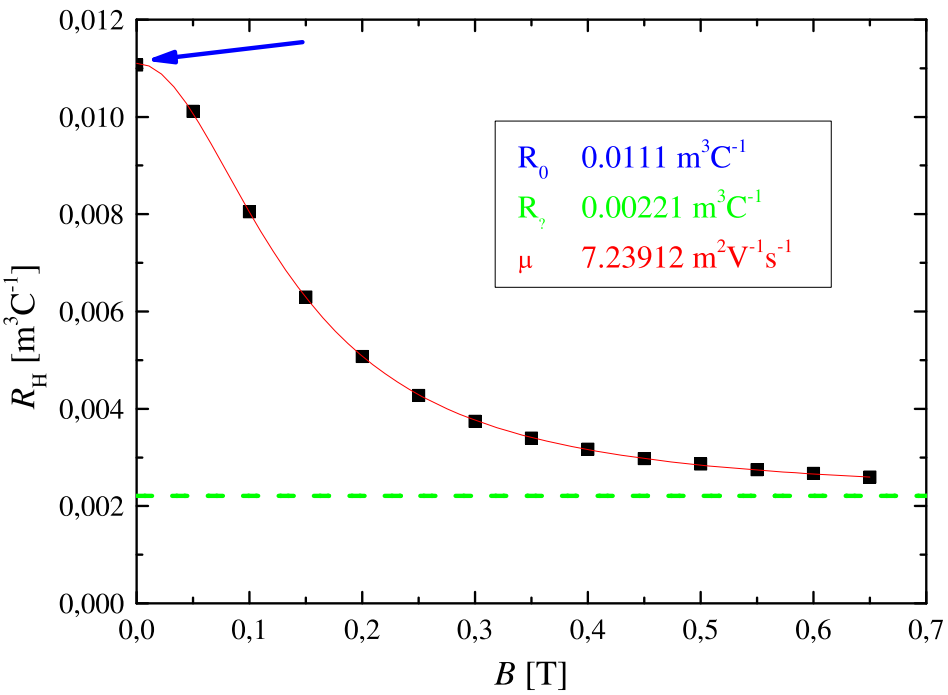

Abbildung 8: Beispiel einer Hall–Effektmessung mit Zwei–Band–Modell Auswertung

5.5 Anomaler Hall–Effekt

Eine weitere Interpretationsmöglichkeit für einen nicht-linearen Verlauf des spezifischen Hall–Widerstands ρ_{H} mit dem Magnetfeld B kann der anomale Hall–Effekt sein. Dieser Effekt hat seinen Ursprung in der Spin-Bahn-Kopplung der lokalisierten Momente mit den itineranten Elektronen und produziert ein zusätzliches Feld. Dieses Feld zeigt in diesselbe oder in die entgegengesetzte Richtung wie das durch die Lorentzkraft erzeugte Feld beim normalen Hall–Effekt. Dadurch entsteht ein zusätzlicher Beitrag zum Hall–Widerstand.
Die lokalisierten Momente können durch eine nicht voll aufgefüllte d- oder f-Schale entstehen und entweder mit dem Spin oder mit dem Bahnmoment der Leitungselektronen wechselwirken [Hur72].
Der Hall–Widerstand eines solchen Materials kann wie folgt angeschrieben werden [Fer87]:

$$\rho_{\mathrm{H}} = R_0 B + \mu_0 R_{\mathrm{S}} M(B), \tag{13}$$

wobei R_0 und R_{S} der normale und der spontane (oder anomale) Hall–Koeffizient sind, μ_0 die Permeabilitätskonstante des Vakuums und $M(B)$ die Magnetisierung der Probe.

6 $YbRh_2Si_2$

Bei der Vielzahl der heute bekannten Verbindungen, die quantenkritisches Verhalten aufweisen, sticht hervor, dass Ce–basierte Systeme häufiger als Yb–basierte Systeme vorkommen, wie zum Beispiel $CeCu_{6-x}Au_x$ [Löh98], $CeCu_2Si_2$ [Geg98, Ste00, Yua03], $CeIn_3$ [Wal97], $CePd_2Si_2$ [Mat98] oder auch $CeNi_2Ge_2$ [Geg99]. Ein Grund dafür ist sicher der Herstellungsprozess der Ce–Proben, der im Gegensatz zu Yb–Proben relativ einfach ist. Der hohe Dampfdruck des Ytterbiums erschwert beim Aufschmelzen der Elemente die gewünschte Stöchiometrie der Verbindung zu bewahren.
Die Motivation, trotzdem nach Yb-basierten SFSen mit quantenkritischem Verhalten zu suchen, liegt in der Loch-Elektron-Analogie zwischen der $4f^{13}$–Yb^{3+} und der $4f^1$–Ce^{3+} Elektronenkonfiguration. Weiters ist es im Gegensatz zu Ce-basierten Systemen möglich, durch Anlegen eines Drucks ein Yb–basiertes System in einen magnetisch geordneten Zustand überzuführen. Der Grund hierfür liegt im Abnehmen der Austauschwechselwirkung zwischen den lokalen $4f$–Momenten und den Leitungselektronen bei Erhöhung des Drucks. Somit kann man die Entwicklung von Magnetismus in der Nähe eines QKPes verfolgen. Dies wurde in einigen unmagnetischen Verbindungen schon realisiert, entweder durch Anlegen von hydrostatischem Druck wie in $YbNi_2Al_2$ [Win98, Kne01] und $YbCu_2Si_2$ [Win99] oder durch Dotierung wie zum Beispiel in $YbCu_{5-x}Al_x$ [Bau99, Seu00]. Jedoch haben beide Methoden gewisse Nachteile. Im Falle der Dotierung wird das quantenkritische Verhalten durch Unordnungseffekte überlagert, während unter Druck thermodynamische Messungen nur schwer realisierbar sind.
Mit der Entdeckung von NFF-Verhalten im SFS $YbRh_2Si_2$ wurde ein geeignetes Material gefunden, um das quantenkritische Verhalten in einer Yb–Verbindung zu untersuchen. $YbRh_2Si_2$ zeigt bei $T_N \approx 65$ mK antiferromagnetische Ordnung und liegt somit schon auf der magnetischen Seite des QKP [Tro00a]. Im Folgenden wurde die Verbindung $YbIr_2Si_2$ synthetisiert. Dieses zu $YbRh_2Si_2$ isostrukturelle SFS weist bis zu tiefsten Temperaturen keine magnetische Ordnung auf und liegt somit auf der paramagnetische Seite eines möglichen QKP [Hos05b].
In den folgenden Abschnitten wird zuerst eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse über $YbRh_2Si_2$ gegeben, da dies die Motivation für die in der Diplomarbeit durchgeführten Hall–Effektmessungen an $YbIr_2Si_2$ darstellt. Im zweiten Abschnitt wird das SFS $YbIr_2Si_2$ vorgestellt. Die Hall–Widerstandsdaten werden präsentiert und die Befunde mit jenen von $YbRh_2Si_2$ verglichen. Des Weiteren werden die Daten im Rahmen eines Zwei–Band–Modells diskutiert. Das Kapitel endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick für zukünftige Messungen.

6.1 Physikalische Eigenschaften von $YbRh_2Si_2$

Die Verbindung $YbRh_2Si_2$ kristallisiert in der tetragonalen $ThCr_2Si_2$–Struktur (Raumgruppe $I4/mmm$) [Ros79, Tro00b]. Die Gitterparameter sind in Tabelle 4 angegeben.
Die physikalischen Eigenschaften von $YbRh_2Si_2$ sind typisch für SFS [Tro00a, Cus04]. In der magnetischen Suszeptibilität findet man für $T \gg T_K$ paramagnetisches Curie–Weiss–Verhalten, wobei das effektive Moment des Yb in etwa dem freien Moment des reinen Yb^{3+} entspricht ($\mu_{eff} = 4{,}54\ \mu_B$). Auffällig ist die starke magnetische Anisotropie bezüglich des Kristallgitters. Schon bei $T = 2$ K ist die magnetische Suszeptibilität entlang $B \perp c$ um einen Faktor 20 höher als entlang $B \parallel c$. Dies schlägt sich in den stark unterschiedlichen Weiss–Temperaturen nieder. Zu tiefen Temperaturen hin vergrößert sich dieser Anisotropiefaktor bis auf einen Wert $\lim_{T\to 0} \chi_{ab}/\chi_c \approx 100$. Bei $T \approx 70$ mK ist eine Singularität im Nullfeld der AC-Suszeptibilität erkennbar, was auf einen antiferromagnetischen Übergang zurückzuführen ist, wobei das geordnete Moment nur sehr klein ist ($< 10^{-2}\ \mu_B$).
Der elektronische Beitrag der spezifischen Wärme im Nullfeld zeigt im entsprechenden Temperaturbereich 0,3 K $< T <$ 10 K eine logarithmische Divergenz ($C(T)/T \propto \ln T$). Unterhalb $T <$ 0,3 K steigt die spezifische Wärme stark an, bis der Phasenübergang zweiter Ordnung bei $T \approx 70$ mK das Maximum erreicht. Das beobachtete logarithmische Verhalten der spezifischen Wärme über einen Temperaturbereich von fast zwei Dekaden ist ein deutlicher Hinweis für NFF-Verhalten in dieser Verbindung. Unterstützt wird diese Aussage durch Tieftemperatur-Widerstandsmessungen.
Der elektrische Widerstand zeigt, beginnend bei Raumtemperatur, einen leicht logarithmischen Anstieg. Bei $T_{max} \approx 100$ K wird der maximale Wert erreicht. Unterhalb dieses Kondo–Maximums fällt der Widerstand aufgrund von Kohärenzeffekten kontinuierlich. Unterhalb von $T \approx 1$ K bis zur antiferromagnetischen Ordnungstemperatur verläuft der Widerstand quasilinear mit der Temperatur $\Delta\rho \sim T$, was ein weiteres Indiz für das ausgeprägte NFF-Verhalten in $YbRh_2Si_2$ ist. Unterhalb T_N kann der Widerstandsverlauf mit einem $\Delta\rho \sim T^2$–Gesetz beschrieben werden [Cus03a].
Durch quadratische Extrapolation des elektrischen Widerstands zu $T = 0$ erhält man ρ_0, mit dem man das Restwiderstandverhältnis $RRR = \frac{\rho_{300K}}{\rho_0}$ (*Residual Resistance Ratio*) ausrechnen kann. Im Allgemeinen gilt, dass Kristalle mit einem hohen RRR weniger Verunreinigung und Kristalldefekte aufweisen als solche mit einem niedrigeren RRR. Da die Kristalle ein relativ hohes Restwiderstandsverhältnis aufweisen ($RRR = 77$), kann das beobachtete Verhalten nicht durch Verunreinigungseffekte oder Kristalldefekte verursacht worden sein. Anders gesagt: die tiefliegende Ordnungstemperatur impliziert,

dass das beobachtete NFF-Verhalten durch die Nähe des Systems zu einem QKP hervorgerufen wird.

6.2 Der quantenkritische Punkt in $YbRh_2Si_2$

Es gibt zwei Methoden, um $YbRh_2Si_2$ durch den QKP zu führen: Eine Möglichkeit ist das Anlegen eines „negativen Druckes“. Eine Dotierung von $\approx$ 5 At% isoelektronischem Ge auf den Siliziumplatz bewirkt eine leichte Aufweitung des Einheitszellenvolumens um $\Delta V = (0{,}30 \pm 0{,}03)$ Å^3, was mit einem kritischen Druck $p_c = (-0{,}3 \pm 0{,}1)$ GPa korrespondiert um den QKP zu erreichen [Med02]. Es ist aber äußerst schwierig Si durch Ge zu ersetzen. In einem weiteren Versuch wurde Yb durch das unmagnetische und vom Volumen her größeren La substituiert. Eine Serie $La_xYb_{1-x}Rh_2Si_2$ mit $x =$ 0,05; 0,1; 0,2; 0,3; wurde gezüchtet und untersucht [Wei06b, Wei06a]. Dabei ist der quasilineare Widerstandsverlauf bei tiefen Temperaturen bis zu einer La–Konzentration von x=0,1 beobachtet worden. Es gab keinerlei Hinweise auf magnetische Ordnung in diesen Proben. Das Problem der Dotierung stach bei der La–Serie deutlich hervor: Die Dotierung bringt Unordnung in das System, was wiederum in einem niedrigeren RRR resultiert. Außerdem verdeckt die Unordnung das eigentlich interessante quantenkritische Verhalten in der Probe.
Die zweite Möglichkeit, $YbRh_2Si_2$ durch den QKP zu bewegen, ist das Anlegen eines externen Magnetfeldes [Geg02, Cus03b]. Der antiferromagnetische Übergang wird bei $B_c \approx 0{,}06$ T ($B_c \perp c$), beziehungsweise $B_c \approx 0{,}66$ T ($B_c \parallel c$) unterdrückt [Cus03a]. In Messungen des Widerstandes bei B_c wird ein $\Delta\rho \sim T$–Verhalten bis zu tiefsten Temperaturen gefunden. Oberhalb B_c bildet sich mit zunehmendem Feld ein $\Delta\rho \sim T^2$–Verhalten aus, das sich in einem immer größer werdenden Temperaturbereich manifestiert, wie im Phasendiagramm angedeutet wird (siehe Abbildung 10). Gleichzeitig beobachtet man, dass das Verhältnis von spezifischer Wärme und Temperatur $C(T)/T$ konstant bleibt, was typisch für eine LFF ist.
Aus verschiedenen Messungen gibt es Beobachtungen, dass das quantenkritische Verhalten von $YbRh_2Si_2$ der gängigen SDW-Theorie widerspricht, wie zum Beispiel dem starken Anstieg des A–Koeffizienten aus den Widerstandsmessungen bei Annäherung an den QKP von der LFF Seite und der daraus resultierenden stärkeren logarithmischen Divergenz des Sommerfeld–Koeffizienten $\gamma_0(B)$ [Cus03b] oder den vom Wert 1 abweichenden Exponenten des temperaturabhängigen Grüneisen–Parameters $\Gamma \propto T^{-\delta}$ mit $\delta = 0{,}7$ [Küc03]. Alles deutet darauf hin, dass es sich bei $YbRh_2Si_2$ - wie es auch für $CeCu_{5.9}Au_{0.1}$ diskutiert wird - um einen KDS–QKP handelt [Sch00]. Den Beweis hierfür lieferten Hall–Widerstandsmessungen (siehe Abbildung 9). In

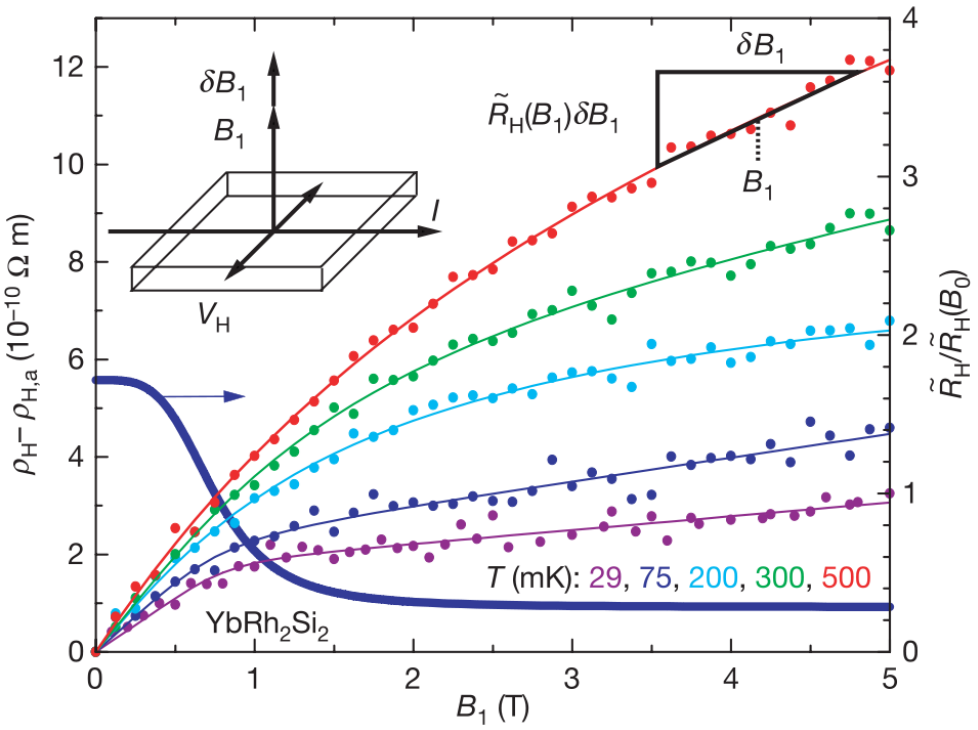

Abbildung 9: Magnetfeldabhängigkeit des Hall–Effekts von $YbRh_2Si_2$, Bild aus [Pas04] entnommen

diesem Experiment wurde anhand der Änderung des differentiellen Hallkoeffizienten $\tilde{R}_H$ entlang einer Temperaturlinie T_{Hall} gezeigt, dass es wegen der zunehmenden Schärfe der Änderung von $\tilde{R}_H$ für $T \rightarrow 0$ am QKP selber zu einer Diskontinuität kommt beziehungsweise zu einer plötzlichen sprunghaften Änderung des Fermi–Volumens am QKP [Pas04], was genau auf die Vorhersage für das KDS zutrifft [Col02].

7 $YbIr_2Si_2$

$YbRh_2Si_2$ kann sowohl durch Anlegen eines externen Magnetfeldes als auch durch Dotierung von einem in einen anderen Grundzustand übergeführt werden. Ersteres hat den Nachteil, dass ein Spinpolarisations–Effekt auftritt, d. h. der AFM Zustand wird durch Ausrichtung der Yb–Momente unterdrückt. Zweiteres bringt - wie oben schon erwähnt - Unordnung in das System. Ge-

sucht wird aber ein stöchiometrisches Yb–System, welches sich direkt in der Nähe eines QKPes befindet, aber auf der paramagnetischen Seite im Phasendiagramm.
Ein möglicher Kandidat ist $YbIr_2Si_2$ [Hos05b], das in zwei unterschiedlichen Strukturen vorkommt. Der sogenannte P–Typ von $YbIr_2Si_2$ kristallisiert in der tetragonal primitiven $CaBe_2Ge_2$–Struktur, während der I–Typ die tetragonal raumzentrierte $ThCr_2Si_2$–Struktur aufweist. Der Unterschied beider Kristalltypen betrifft den Austausch einer Ir–Schicht gegen eine Si–Schicht, wodurch aber auch das Yb–Atom lokal in einer anderen Umgebung sitzt. In Tabelle 4 sind die wichtigsten physikalischen Größen zusammengefasst. Im Folgenden beschränken wir die Diskussion auf den I–Typ, weil in dieser Struktur das Yb die gleiche lokale Symmetrie aufweist wie in $YbRh_2Si_2$.

7.1 Physikalische Eigenschaften von $YbIr_2Si_2$

Die $YbIr_2Si_2$ Einkristalle wurden von C. Krellner in der Arbeitsgruppe von PD Dr. C. Geibel am MPI-CPfS in Dresden hergestellt. Die Herstellung der $YbIr_2Si_2$ Einkristalle erfolgt analog zu $YbRh_2Si_2$. Nach der stöchiometrischen Einwaage der Elemente (wobei mit ca. 10% Yb–Überschuss eingewogen wird, um Einkristalle vom I-Typ zu bekommen, siehe [Hos05b]) werden unter Verwendung von Indium als Flussmittel in geschlossenen Ta–Tiegeln die Einkristalle gezüchtet. Nach dem Entfernen der Indiumreste werden die Proben noch wärmebehandelt, um etwaige Gitterdefekte und stöchiometrische Schwankungen in der Kristallstruktur auszuheilen [Kre07].
Die Gitterparameter sind $a = 4{,}032$ Å und $c = 9{,}826$ Å, was einem Einheitszellenvolumen von $V = 159{,}7(4)$ Å^3 entspricht und somit ein bisschen größer ist als das von $YbRh_2Si_2$ ($V = 158{,}4$ Å^3).
$YbIr_2Si_2$ weist viele Ähnlichkeiten mit $YbRh_2Si_2$ auf. Der elektrische Widerstand zwischen Raumtemperatur und $T \approx 2$ K zeigt das selbe typische Kondo–Gitter–Verhalten: anfangs ein leichter Anstieg, wobei der maximale Wert in etwa bei $T \approx 150$ K liegt. Zu tieferen Temperaturen wird ein steiles Abfallen des Widerstandes beobachtet. Das Maximum im Widerstand markiert den Übergang von inkohärenter zu kohärenter Streuung. Im Nullfeld wurde für $T < 0{,}2$ K ein $\Delta\rho \propto T^2$–Verhalten gefunden. Die magnetische Suszeptibilität lässt sich oberhalb von $T = 100$ K mit einem Curie–Weiss–Verhalten beschreiben. Das ermittelte effektive Moment beträgt $\mu_{\text{eff}} = 4{,}5\ \mu_{\text{B}}$ und entspricht somit dem des freien Yb^{3+}–Zustandes. Aus den stark unterschiedlichen Weiss–Temperaturen für Messungen $B \perp c$ und $B \parallel c$, $\Theta_{\text{W}}^{a} = -82$ K, beziehungsweise $\Theta_{\text{W}}^{c} > -400$ K ist zu schließen, dass die ab–Ebene die magnetisch leichte, während die c–Kristallachse der

Tabelle 4: *Übersicht der charakteristischen Größen (Daten für $YbRh_2Si_2$ aus [Tro00a, Cus04] und Daten für $YbIr_2Si_2$ aus [Hos05a] entnommen).*

a	T_K	$B_c \perp c$	γ_0	μ_{eff} ($T = 300$ K)	ρ_{300K} ($j \perp c$)
c	T_{max}	$B_c \parallel c$	T_{CEF}	Θ_W^a	ρ_{300K} ($j \parallel c$)
	T_N			Θ_W^c	RRR
$YbRh_2Si_2$ I–Typ					
4,007(5) Å	25 K	0,06 T	1,7(2) $Jmol^{-1}K^{-2}$	4,4 μ_B ¶	75 µΩcm
9,858(5) Å	100 K	0,66 T	60 K	−9 K	40 µΩcm
	70 mK			−180 K	77 †
$YbIr_2Si_2$ P–Typ					
4,032 Å	2 K	unbek.	unbek.	4,4 μ_B §	unbek.
9,826 Å	70 K	unbek.	unbek.	unbek.	unbek.
	0,7 K			unbek.	2 ‡
$YbIr_2Si_2$ I–Typ					
4,036 Å	40 K	–	0,37 $Jmol^{-1}K^{-2}$	4,5 μ_B §	70 µΩcm
9,900 Å	150 K	–	85 K	−82 K.	unbek.
	–			> −400 K	225 †

Abkürzungen: a, c: Gitterparameter der Kristallstruktur; T_K : Kondo–Temperatur, ermittelt aus den Daten der spezifischen Wärme; T_{max} : Position des Widerstandsmaximums; T_N : magnetische Ordnungstemperatur; T_{CEF} : Maximum in C/T, hervorgerufen durch Kristallfeldaufspaltung (erstes Energieniveau); Θ_W^a ,Θ_W^c : Weiss–Temperaturen für $B \perp c$ bzw. $B \parallel c$; B_c : Magnetfeld zur Unterdrückung der magnetischen Ordnung; RRR: Restwiderstandsverhältnis ρ_{300K} /ρ_0, mit ρ_0 als Widerstandswert bei $T \to 0$;

¶ Wert für $B \perp c$. μ_{eff} für $B \parallel c$ =4,3 μ_B .

§ Wert für $B \perp c$.

† Wert für $j \perp c$.

‡ Keine Angabe, in welche Richtung der Strom angelegt wurde. Am wahrscheinlichsten ist $j \perp c$.

magnetisch harten Richtung entspricht. In den Messungen der spezifischen Wärme beobachtet man bei $T \approx 85$ K ein Maximum. Dieses wird mit einer Kristallfeldaufspaltung des Yb–Niveaus assoziiert. Im Temperaturintervall 0,5 K$< T < 2$ K ist ein logarithmischer Anstieg erkennnbar. Unterhalb $T \sim$ 0,5 K sättigt die spezifische Wärme pro Temperatur auf einen konstanten Wert, $\gamma_0 = \lim_{T\to 0} C/T \approx$0,37 Jmol^{-1}K^{-2}. Mit diesem γ–Wert ist die Verbindung als moderates SFS einzustufen [Hos06].
Auch das Kristallfeldschema von $YbIr_2Si_2$ ist dem des $YbRh_2Si_2$ sehr ähnlich. Die Yb–Ionen sind trivalent und das entartete $J = 7/2$ Multiplett wird durch die Coulomb-Wechselwirkung in 4 Kramer–Dupletts aufgespalten. Der erste angeregte Zustand in $YbIr_2Si_2$ liegt bei 18 meV ($\approx$ 208 K) [Hie06]. In $YbRh_2Si_2$ liegt es bei 17 meV [Wal97]. Daraus folgt, dass ausschließlich das Grundzustandsduplett die Tieftemperatureigenschaften beider Verbindungen bestimmt [Sto06].

7.2 Quantenkritisches Verhalten in $YbIr_2Si_2$

Bis zu tiefsten Temperaturen ($T \approx 20$ mK) wurde keine magnetische Ordnung in $YbIr_2Si_2$ gefunden. Das beobachtete Tieftemperaturverhalten im elektrischen Widerstand ($\Delta\rho \propto T^2$) und der spezifischen Wärme ($C/T =$ *const.*) sind deutlich einer LFF zuzuordnen. Oberhalb der LFF-Phase ($T >$ 200 mK) findet man aber bis zu einer Temperatur von $T \approx 10$ K ein $\Delta\rho \propto T^{\varepsilon}$–Verhalten mit $\varepsilon = 1{,}31$ und außerdem ein $C(T)/T \propto \log T$–Verhalten. Dies kann als Indiz für quantenkritische Fluktuationen gedeutet werden, was bedeuten würde, dass sich die Verbindung $YbIr_2Si_2$ auf der paramagnetischen Seite eines Quantenphasenübergangs befindet.
Abbildung 10 zeigt die B–T Phasendiagramme von $YbRh_2Si_2$ und $YbIr_2Si_2$. $T_{\mathrm{Hall,YRS}}$ ist die im vorherigen Abschnitt erwähnte Linie aus den Hall–Widerstandsdaten von $YbRh_2Si_2$, welche bei $T > 0$ als Signatur des Sprunges im Fermi–Volumen bei $T = 0$ zu deuten ist. $T_{\mathrm{N,YRS}}$ und $T_{\mathrm{LFF,YRS}}$ sind entsprechend die antiferromagnetische Übergangstemperatur und die Obergrenze des T^2–Verhaltens im Widerstand (LFF–Verhalten). Die schwarzen Punkte kennzeichnen den Verlauf der LFF–Phase für die $YbIr_2Si_2$–Verbindung [Wei06a]. Um einen Eindruck zu erhalten, wo $YbIr_2Si_2$ im $YbRh_2Si_2$–Phasendiagramm anzusiedeln wäre, wurden die Phasendiagramme beider Systeme wie folgt übereinandergelegt: Als charakteristische Temperatur wird die Kondo–Temperatur verwendet, da diese von der antiferromagnetischen Kopplungskonstante und der Zustandsdichte am Fermi–Niveau abhängig ist. Die Temperaturachse wurde mit der entsprechenden Kondo–Temperatur der jeweilgen Verbindung skaliert. Das Phasendiagramm von $YbIr_2Si_2$ wurde so-

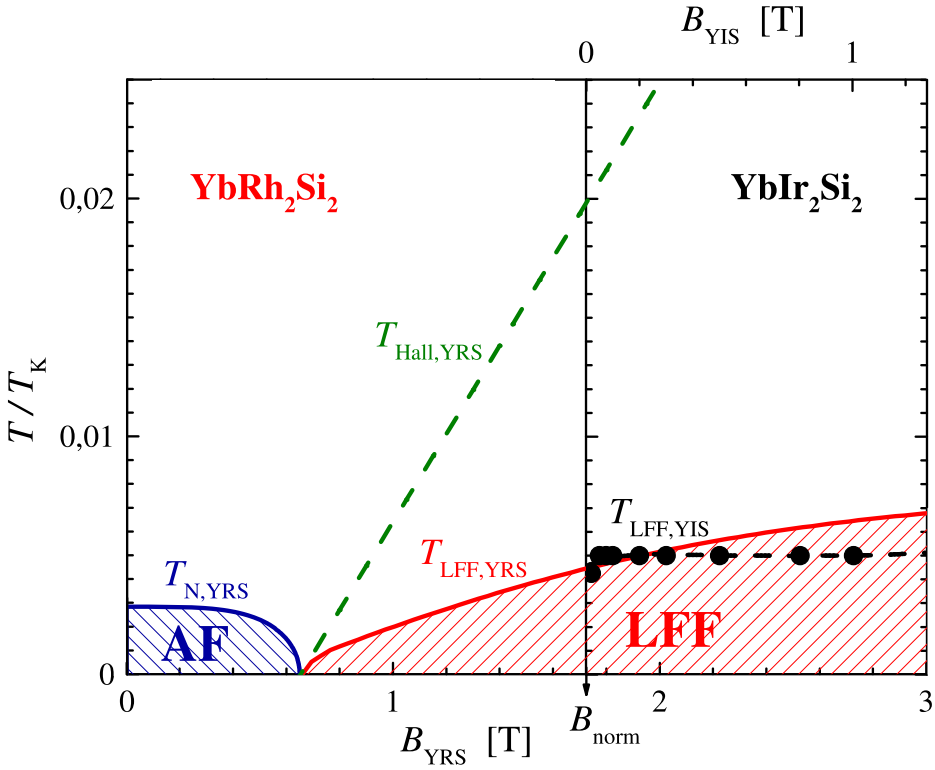

Abbildung 10: Generisches B–T Phasendiagramm von $YbRh_2Si_2$ (YRS) und $YbIr_2Si_2$ (YIS, schwarze Symbole). Die Temperaturskala ist auf die jeweiligen Kondo–Temperaturen der Systeme normiert, mit $T_{K,YRS} = 25$ K und $T_{K,YIS} = 40$ K. B_{norm} bezeichnet das Magnetfeld, bei dem $YbIr_2Si_2$ im B–T Phasendiagramm von $YbRh_2Si_2$ angesiedelt ist.

weit auf die B_{YRS}-Achse verschoben, bis der Nullfeld–$T_{LFF,YIS}$–Datenpunkt auf der LFF–Phasenlinie von $YbRh_2Si_2$ liegt.
Laut Abbildung 10 würde $YbIr_2Si_2$ somit $YbRh_2Si_2$ bei $B_{norm} \approx 1{,}73$ T entsprechen. Als Konsequenz dieser Annahmen sollte in den Hall–Widerstandsdaten von $YbIr_2Si_2$ auch die T_{Hall}–Linie erkennbar sein, und zwar bei $T > 0{,}02 \cdot T_K$.
Aus Widerstandsmessungen am $YbIr_2Si_2$ [Yua06] und Magnetisierungsdaten unter hydrostatischem Druck [Tok06] ist zu erkennen, dass diese Verbindung in keiner Weise das paramagnetische Pendant zu $YbRh_2Si_2$ ist. Die Widerstandsdaten deuten auf die Existenz der LFF–Phase bis zu einem Druck von $p_c \approx 8$ GPa hin. Oberhalb p_c ordnet $YbIr_2Si_2$ ferromagnetisch. Die erwarte-

te Ausbildung einer antiferromagnetischen Phase für $p < p_c$ und damit der Nachweis für einen antiferromagnetischen QKP wie in $YbRh_2Si_2$ wurde weder in den Widerstands- noch in den Magnetisierungsmessungen beobachtet.

8 Messergebnisse

Obwohl in den Druckexperimenten kein antiferromagnetischer Übergang nachgewiesen werden konnte, ist dies dennoch nicht auszuschließen. Die Experimente sind nur bis $T = 40$ mK durchgeführt worden, und die Ordnungstemperatur könnte kleiner sein. Zudem sind die Hochdruckexperimente ($p >$ 2 GPa) an einer Probe mit dem Restwiderstandwert von $\rho_0 \approx 5$ µΩcm ($RRR \approx 35$) durchgeführt worden. Aus Erfahrung mit $YbRh_2Si_2$ ist bekannt, dass in einer Probe mit hohem Restwiderstand, also mehr Unordnung, die antiferromagnetischen Übergange in Widerstandsmessungen nicht immer auflösbar sind. Desweitern ist nicht auszuschließen, dass zusätzlich noch die Signatur des Phasenübergangs im elektrischen Widerstand sehr schwach sein könnte und dass man deshalb auch in der qualitativ besseren Probe ($RRR \approx 350$), welche bis $p = 2$ GPa gemessen wurde, keinen Hinweis auf Ordnung fand. Ähnliche Argumente können auch für die Magnetisierungsmessungen angeführt werden, da die Magnetisierung von $YbIr_2Si_2$ wesentlich kleiner als die von $YbRh_2Si_2$ ist.
Aufschluss, ob sich $YbIr_2Si_2$ in der Nähe eines antiferromagnetischen QKP befindet, welcher sich im Rahmen des KDS erklären lässt, könnten die Hall–Widerstandsmessungen geben, nämlich dann, wenn sich zeigt, dass es auch in dieser Verbindung eine T_{Hall}–Linie gemäß B–T Phasendiagramms (siehe Abbildung 10) gibt [Kri07].

8.1 Magnetische Suszeptibilität

Die gemessenen Einkristalle weisen das gleiche Verhalten auf wie in der Literatur angegeben. Die magnetische Suszeptibilität $\chi(T)$ ist hochgradig anisotrop, wobei $\chi(T)$ viel größer innerhalb der kristallographischen (a, b)-Ebene als entlang der c-Achse ist. Ein ähnliches Verhalten tritt auch bei $YbRh_2Si_2$ auf.

Bei Anwendung des Curie–Weiss–Gesetzes im Temperaturbereich von 200 K bis 300 K auf $\chi(T)$ liefert der $YbIr_2Si_2$–Einkristall „Probe 7.2“ für $B \parallel (ab)$ fast das freie effektive Moment von Yb^{3+}, wie in Tabelle 5 aufgelistet. Die Weiss–Temperaturen $\Theta_W^a = -70$ K und $\Theta_W^c = -340$ K stimmen auch relativ gut mit denen aus [Hos05b] überein.

Tabelle 5: *Übersicht der gemessenen Einkristalle*

Probe	μ_{eff} §	magnetische Suszeptibilität Fitbereich	Θ_W^a	Θ_W^c	elektrischer Widerstand ρ_0 † [µΩcm]	RRR	A [µΩcmK^{-2}]
„Probe 7.2“	4,4 μ_B	200 K – 300 K	−70 K	−340 K	2,29	30	–
„Probe 8.1“	–	–	–	–	0,42	170	0,006±0,207‡¶
[Hos05b]	4,5 μ_B	100 K – 350 K	−82 K	> −400 K	0,3	225	
[Wei06a]	–	–	–	–	0,372	190	0,71(3) ‡

§ Wert für $B \perp c$.
† Wert für $j \perp c$, normiert auf $\rho_{300K} = 70$ µΩcm, siehe Text
‡ A-Wert aus *Fits* gemäß: $\rho = \rho_0 + A{\cdot}T^2$, bei $T < 200$ mK
¶ Das Rauschen war zu stark, um genaue Werte zu ermitteln

8.2 Elektrischer Widerstand

Beide Proben (Probe 7.2 und Probe 8.1) weisen Indium-Einschlüsse auf, wie aus Messungen im Nullfeld hervorgeht. Bei $T \approx 3$ K, was der supraleitenden Sprungtemperatur von Indium entspricht, zeigt die Widerstandskurve ein leichtes Abknicken. Legt man hingegen ein kleines Feld $B = 30$ mT an, so reicht dies aus, um die Supraleitung zu unterdrücken. Der Einschluss von Indium ist durch den Herstellungsprozess bedingt. Die Einkristalle werden, wie schon erwähnt, im Indiumfluss gezogen. Weil in Messungen der magnetischen Suszeptibilität $\chi(T)$ keine Indizien für Supraleitung gefunden wurden , kann man davon ausgehen, dass sich in Relation zum Probenvolumen nur wenig reines Indium in der Probe befindet. Die Indiumeinschlüsse verändern aber den Widerstand der Proben leicht. Um dies zu kompensieren, wurden die Werte von „Probe 7.2“ und „Probe 8.1“ auf den Raumwiderstandswert der Probe aus [Wei06a] skaliert ($\rho_{300K} = 70$ µΩcm), da diese Probe im Gegensatz zu unserer keine Indiumeinschlüsse aufweist. Effektiv betrifft die Skalierung nur eine kleine Änderung im Geometriefaktor, $\frac{A}{l}$ (siehe Tabelle 2). Im Folgenden werden die normierten Ergebnisse gezeigt.
Die Messung des elektrischen Widerstands erinnert stark an $YbRh_2Si_2$ (siehe Abbildung 12). Mit abnehmender Temperatur steigt der Widerstand erst leicht an. Bei $T \approx 180$ K erreicht $\rho(T)$ den maximalen Wert und fällt danach leicht ab. Dieses Maximum im Widerstand lässt sich einerseits auf den Übergang von inkohärenter zu kohärenter Streuung an Yb–Ionen (Kondo–Streuung) erklären. Der erste angeregte Energie–Zustand liegt auch in diesem

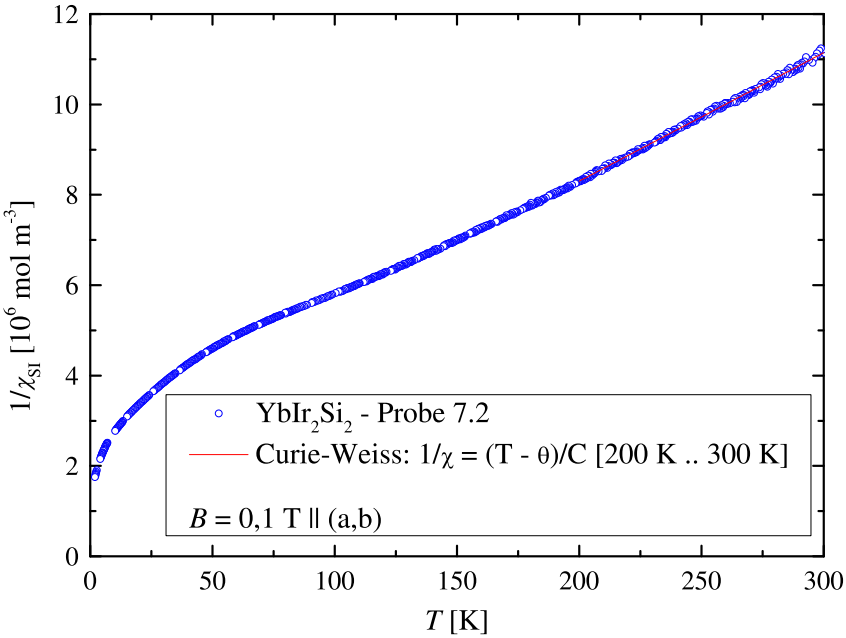

Abbildung 11: Magnetische Suszeptibilitätsmessung $\chi(T)$ an einem $YbIr_2Si_2$–Einkristall

Temperaturbereich. Die Änderung des Widerstands lässt sich daher als eine Zusammensetzung aus Kondo–Streuung und Kristallfeldbeitrag bewerten. Unterhalb von 100 K fällt der Wert dann sehr schnell ab. Das Verhalten von „Probe 7.2“ entspricht nicht ganz dem Verhalten des reinen I–Typs, was aber durch Verunreinigungseffekte erklärt werden kann. Das RRR der gemessenen Einkristalle lag bei 30 für „Probe 7.2“ und bei 170 für „Probe 8.1“ (siehe Tabelle 5), wobei Werte bis zu 230 möglich sind [Hos05b].

Bei Temperaturen unterhalb von $T \approx 200$ mK befindet sich $YbIr_2Si_2$ in einem LFF-Grundzustand, wie aus Messungen des elektrischen Widerstands und der spezifischen Wärme hervorgeht [Wei06a]. In Abbildung 13 sind die auf den Raumtemperaturwert des elektrischen Widerstands normierten Messungen eingezeichnet. Bei 200 mK $< T <$ 4 K folgt $YbIr_2Si_2$ einem $\rho = \rho_0 + A \cdot T^{\varepsilon}$–Gesetz, wobei ε =1,31 ist [Wei06a]. Aus Abbildung 13 wird deutlich, dass die Werte für „Probe 8.1“ im Vergleich zu denen aus [Wei06a] stärker verrauscht sind (siehe Kapitel 5.2). Dadurch war es auch nicht möglich, den

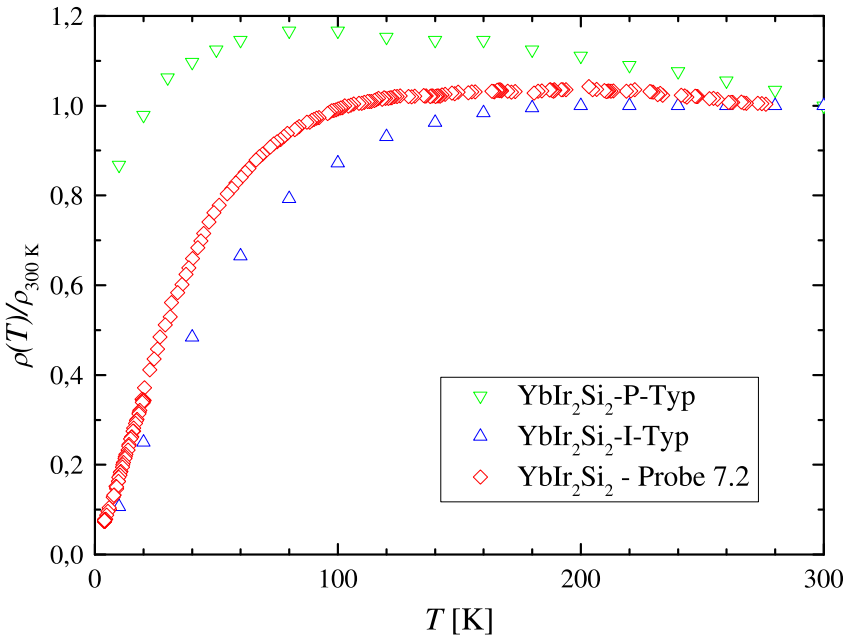

Abbildung 12: Messung des elektrischen Widerstands an einem $YbIr_2Si_2$–Einkristall und Vergleich der Daten mit [Hos05b].

A-Koeffizienten (Tabelle 5) genau zu bestimmen. Beide Proben weisen aber das für $YbIr_2Si_2$ typische Verhalten auf.

8.3 Hall–Effektmessung

Im Folgenden wurden an „Probe 7.2“ Hall–Effektmessungen im Temperaturbereich von 20 mK $< T <$ 1,0 K und in Magnetfeldern bis $B = 15$ T durchgeführt. Die Probe ist so eingebaut, dass das Magnetfeld parallel zur c-Achse angelegt wird. Der Strom fließt in der ab–Ebene ($B \parallel c \perp j$). Die Probe hat eine Dicke von 200 µm. Die Berücksichtigung des anomalen Hall–Effekts in diesem Temperaturbereich erübrigt sich, da einerseits keine Magnetisierungsmessungen für $B \parallel c$ existieren und andererseits davon ausgegangen werden kann, dass die Magnetisierung sehr gering ist, wie auch in $YbRh_2Si_2$.

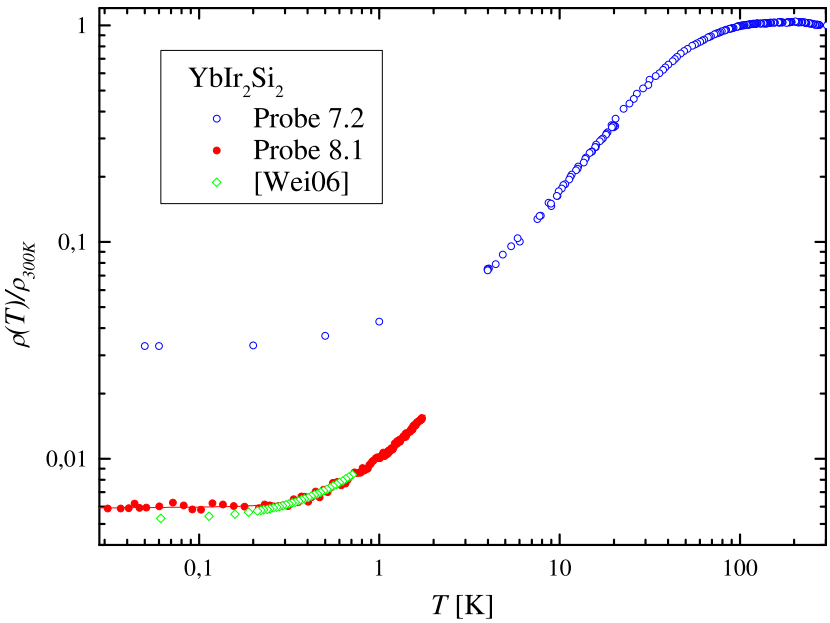

Abbildung 13: Elektrische Widerstandsdaten an $YbIr_2Si_2$–Einkristallen im Vergleich mit [Wei06a]

8.4 Zwei–Band–Modell

Abbildung 14 zeigt den isothermen spezifischen Hall–Widerstand ρ_H als Funktion des angelegten Magnetfeldes für verschiedene Temperaturen, wobei ρ_H gemäß der Formeln in Kapitel 5.3 ausgewertet wurde.

Aus der Abbildung sieht man, dass die Hall–Widerstände der verschiedenen Isothermen für $T \leq 200$ mK (innerhalb des Rauschens) aufeinanderliegen. Für diese Kurven zeigt der Verlauf von ρ_H bei $B = 0$ T eine leichte negative Steigung bis $B \approx 2$ T. Das Minimum liegt etwa bei $\rho_H \approx$0,02 µΩcm. Oberhalb $B \approx 2$ T zeigt die Kurve im gesamten Feldbereich eine positive Steigung. Bei $B \approx 4$ T gibt es einen erneuten Null-Durchgang der Kurven. Bei $B = 15$ T findet man für den Hall–Widerstand einen Wert von $\rho_H = 0{,}45$ µΩcm. Der Hall–Widerstand bei $T = 500$ mK und $T = 1000$ mK ist hingegen immer positiv. Das bei tieferen Temperaturen beobachtete Minimum ist nur noch als ein leicht ausgebildeter Wendepunkt in den Daten zu erkennen.

Nach Division des spezifischen Hall–Widerstands durch das entsprechende

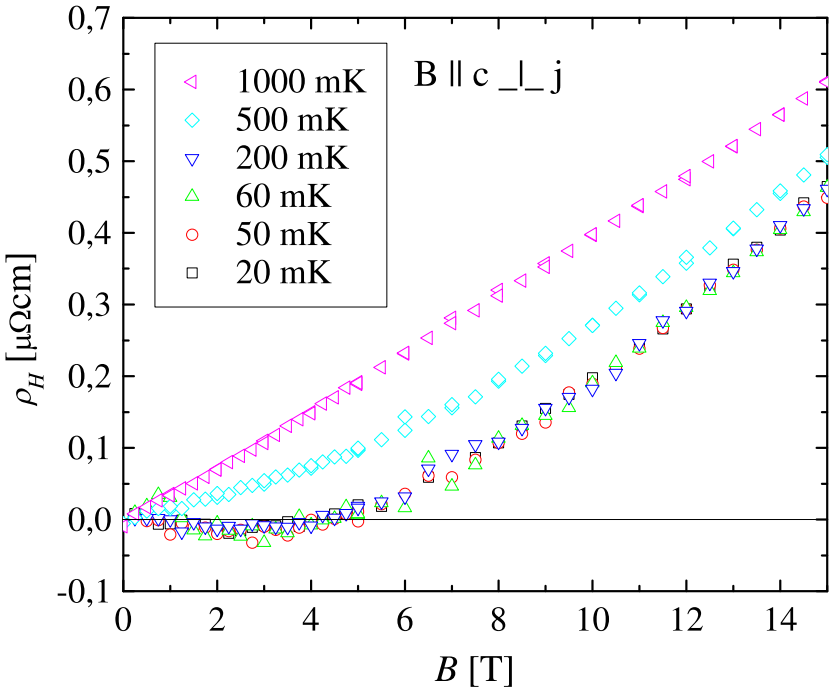

Abbildung 14: Spezifischer Hall–Widerstand ρ_{H} vs. Magnetfeld $B = \mu_0 H$

Feld bekommt man den feldabhängigen Hall–Koeffizienten $R_{\mathrm{H}} = \rho_{\mathrm{H}}/B$. Dieser ist für die verschiedenen isothermen Kurven in Abbildung 15 gezeigt. Die Daten lassen sich im Rahmen eines Zwei–Band–Modells beschreiben (vgl. *Fit*-Kurven durch die Datenpunkte).

Die Auswertung mit dem Zwei–Band–Modell beruht auf der Annahme, dass zwei voneinander und vom Magnetfeld unabhängige Leitungsbänder einen Beitrag zum Hall–Widerstand leisten (siehe Kapitel 5.4). Der elektrische Widerstand zeigt aber eine leichte Magnetfeldabhängigkeit, die jedoch im Verhältnis viel kleiner als die Änderung des Hall–Widerstands ist. Daher sollte sie die Auswertung mit dem Zwei–Band–Modell nur wenig beeinflussen.

In Abbildung 15 kann man die Übereinstimmung der Messdaten mit den *Fits* sehen. Die Messdaten wurden gemäß Formel 2 angeglichen. Die *Fit*-Parameter sind in Abbildung 17 gegen die Temperatur aufgetragen. R_∞, der Hall–Koeffizient für hohe Magnetfelder, nimmt leicht mit steigender Tempe-

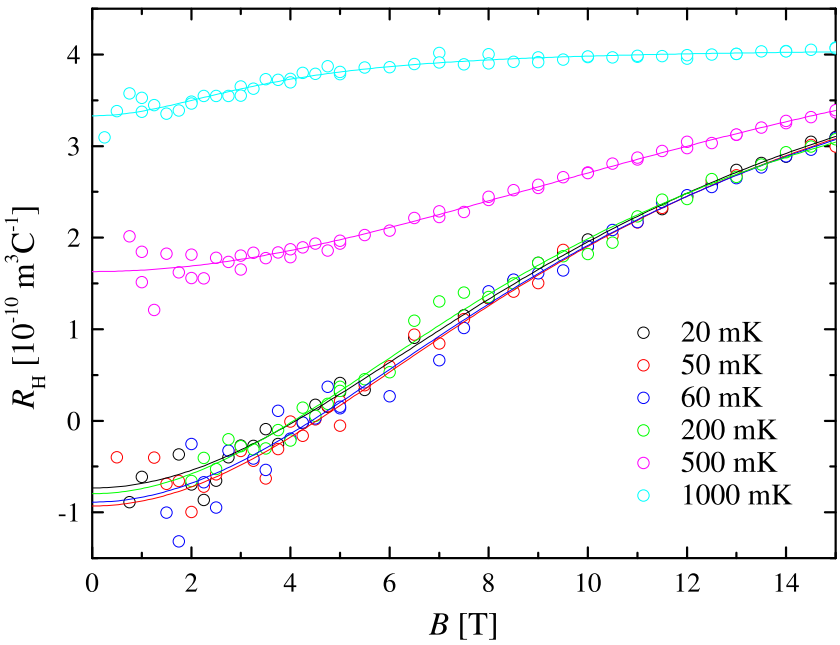

Abbildung 15: Hall–Koeffizient $R_{\mathrm{H}} = \rho_H/B$ von „Probe 7.2“ vs. Magnetfeld $B = \mu_0 H$ mit Fit-Kurven aus dem Zwei–Band–Modell, wobei $B \parallel c \perp j$

ratur ab, verändert sich aber insgesamt nicht sehr stark. Die Gesamtmobilität μ der Ladungsträger ändert sich bis zu einer Temperatur von ca. 500 mK nicht stark, steigt aber bis 1000 mK auf das mehr als Doppelte an. R_0, der Hall–Koeffizient für kleine Magnetfelder, ist negativ unterhalb und positiv oberhalb einer Temperatur von ca. 300 mK. Das bedeutet, dass Elektronen als Ladungsträger bei tiefen Temperaturen und Löcher als Ladungsträger bei hohen Temperaturen dominieren.

Aus diesen drei Fit-Parametern (R_0, R_∞ und μ) lassen sich die Parameter der zwei Bänder gemäß den Formeln 7 bis 12 (aus Kapitel 5.4) errechnen. Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 6 zusammengefasst. Hervorzuheben ist, dass die Leitfähigkeit des Elektronen–Bands σ_2 mit steigender Temperatur stark abnimmt. Dadurch ergibt sich auch ein angestiegener Hall–Koeffizient R_2 bei fast gleich bleibenden Parametern (σ_1,R_1 und μ_1) des Löcher-Bands.

Leider konnten die Parameter der zwei Leitungsbänder nicht mit einer Band-

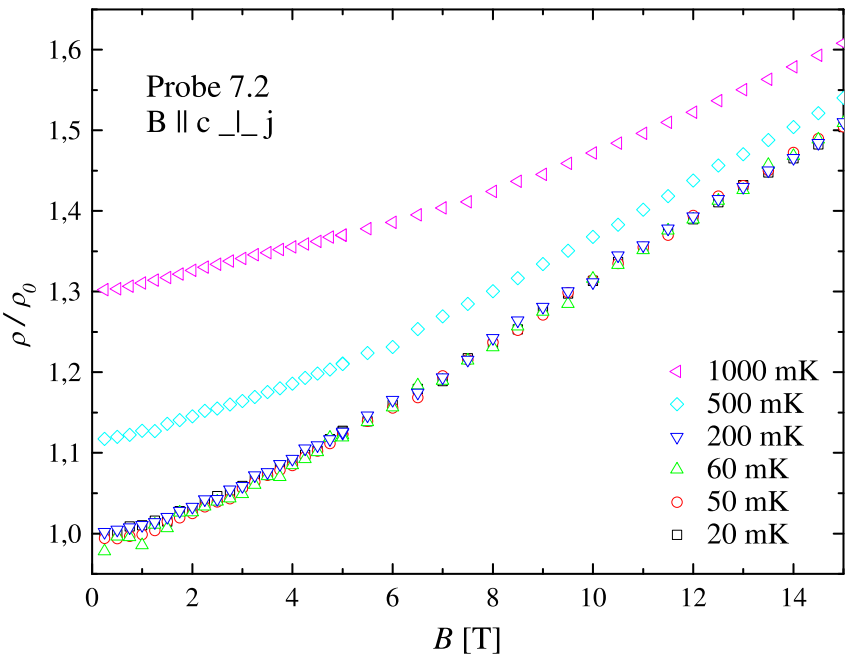

Abbildung 16: Magnetfeldabhängigkeit des elektrischen Widerstands bei verschiedenen Temperaturen

strukturrechnung verglichen werden. Die in [Dan06] und [Dan07] gemachten Bandstrukturrechnungen verwendeten eine reduzierte Geometrie („*nine-atomic layer*“) und können mit den Messungen an unserer „*bulk*“-Geometrie nicht verglichen werden. Weitere Bandstrukturrechnungen an dieser Verbindung sind in Arbeit [Moh07].

Es wurde auch noch an einem anderen Einkristall, mit einem höheren *RRR* von 170, Hall–Effekt gemessen. Die Messdaten sind in Abbildung 18 zusammengefasst. Ganz klar erkennt man, dass die Messungen an der $YbIr_2Si_2$–Probe mit einem *RRR* von 170 stärker verrauscht sind. Das liegt daran, dass das Nutzsignal ca. 5,5 mal kleiner ist als bei der Messung an der $YbIr_2Si_2$ -Probe mit einem *RRR* von 30. Trotzdem war es möglich, durch Erhöhen der Messzeit die Auflösung ein wenig zu verbessern (siehe Kapitel 5.2) und akzeptable Messkurven zu erhalten.

Bei dem Vergleich der Messwerte der beiden Proben in Abbildung 18 sticht außerdem auch hervor, dass die Probe mit dem größeren *RRR* tendenziell

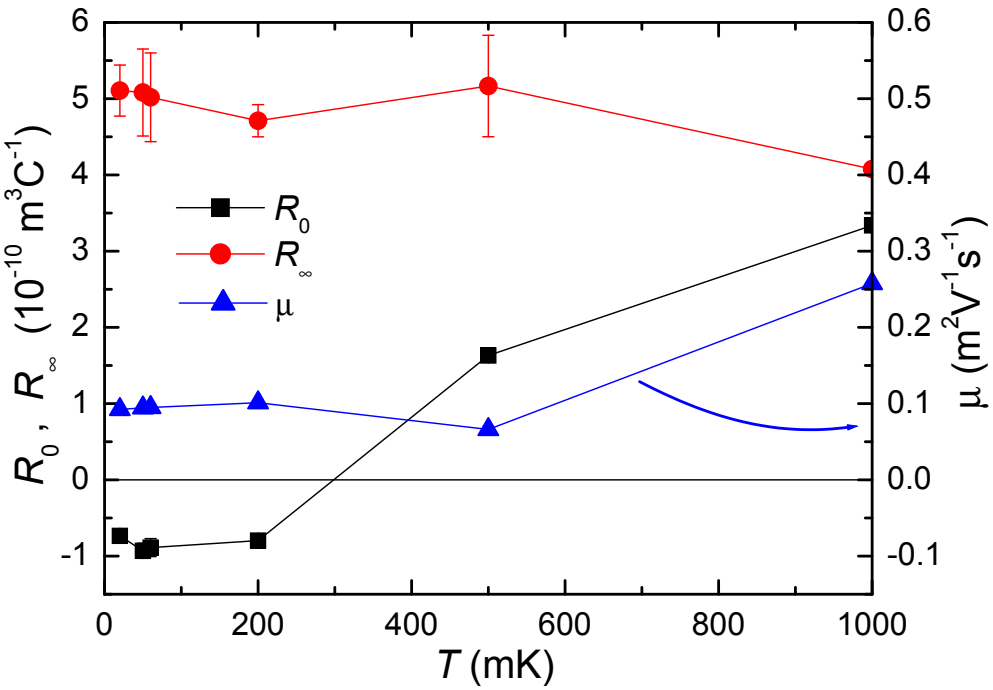

Abbildung 17: Temperaturabhängigkeit der *Fit*-Parameter des Zwei–Band–Modells

niedrigere Hall–Koeffizienten (R_{H} , R_0 und R_∞) hat. Je größer der RRR-Wert ist, desto kleiner ist ρ_0 und damit ist σ_0 automatisch größer. Das wiederum schlägt sich in der deutlich größeren Leitfähigkeiten der einzelnen Bänder nieder, was die verminderten Hall–Koeffizienten erklärt.

Tabelle 6: *Parameter der zwei Leitungsbänder aus den Hall–Messungen von „Probe 7.2“*

T [mK]	σ_1 [$10^8\Omega^{-1}\mathrm{m}^{-1}$]	σ_2	R_1 [$10^{-10}\mathrm{m}^3\mathrm{C}^{-1}$]	R_2	μ_1 [$\mathrm{m}^2\mathrm{V}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$]	μ_2
20	0,3471	0,0641	4,962	-175,5	0,0172	-0,1125
50	0,3463	0,0649	4,939	-177,7	0,0171	-0,1154
60	0,3473	0,0639	4,883	-180,9	0,0170	-0,1156
200	0,3526	0,0586	4,605	-205,8	0,0162	-0,1207
500	0,3268	0,0412	5,026	-185,8	0,0164	-0,0766
1000	0,3134	0,0026	4,075	-10062,5	0,0128	-0,2597

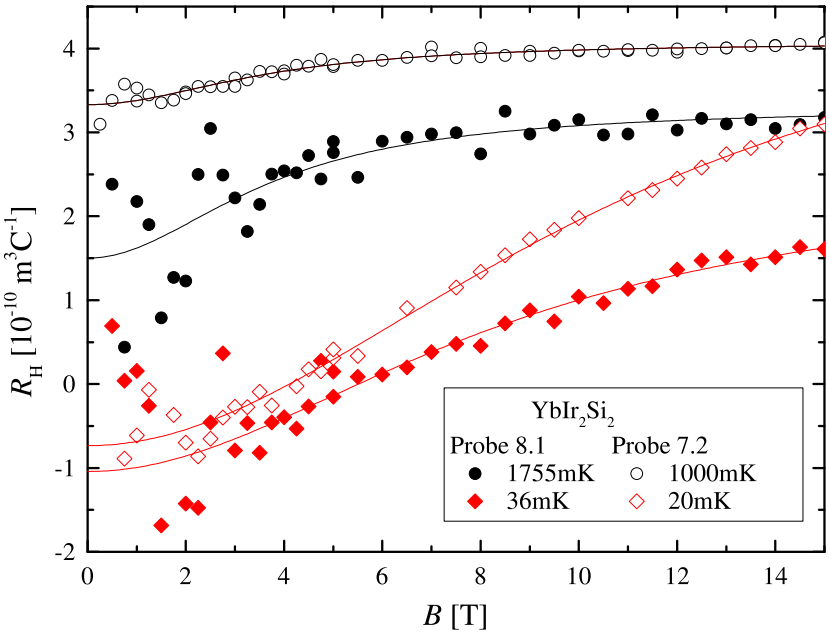

Abbildung 18: Vergleich des Hall–Koefizienten zweier $YbIr_2Si_2$–Einkristalle mit unterschiedlichen Restwiderstandsverhältnissen (RRR), wobei $B \parallel c \perp j$

8.5 Die T_{Hall}–Linie im Hall–Widerstand

Im Folgenden gehen wir der Frage nach, ob es Hinweise auf die Existenz der T_{Hall}–Linie in $YbIr_2Si_2$ gibt. Dazu stellen wir erstmal fest, dass sich T_{Hall} auf zwei Arten, je nachdem welche Messgröße man betrachtet, in $YbRh_2Si_2$ manifestiert.

Einerseits wird sie durch eine breite, stufenähnliche Struktur im differentiellen Hall–Koeffizienten $\tilde{R}_{\text{N}}$ gekennzeichnet (siehe dicke, blaue Linie in Abbildung 9). Die Höhe dieser Stufe wird mit steigender Temperatur stark reduziert, während die Breite der Stufe stark anwächst. In Anlehnung an das kombinierte Phasendiagramm beider Materialien (siehe Abbildung 10) würde in dieser Messgröße die T_{Hall}–Linie erst für Messungen oberhalb von $T > 800$ mK in $YbIr_2Si_2$ sichtbar sein. Es genügt daher vorerst, ausschließlich die ρ_{H}–Daten bei $T = 1000$ mK zu betrachten. Einer Temperatur $T = 1000$ mK im $YbIr_2Si_2$–System entspricht eine Temperatur $T = 625$ mK im $YbRh_2Si_2$–System (siehe Abbildung 10). Nach [Pas04] wäre die Halbwertsbreite $FWHM$ im Magnetfeld dieser Stufenstruktur bei dieser Temperatur $B_{FWHM} = 2{,}0$ T.

Aus einem Vergleich der ρ_{H}–Messungen beider Materialien wird aber deutlich, dass sich die Stufenform nicht ohne weiteres aus den Daten von $YbIr_2Si_2$ herleiten lässt. Die $\rho_{\text{H}}(1000\text{ mK})$–Kurve in $YbIr_2Si_2$ zeigt einen fast linearen Anstieg im Feld mit Ausnahme einer kleinen Steigungsänderung bei $B \approx 4$ T. Im Gegensatz dazu zeigt die ρ_{H}–Kurve von $YbRh_2Si_2$ zwei deutlich andere Bereiche: einen etwa linearen bei niedrigerem Magnetfeld und einen anderen bei hohem Magnetfeld, mit unterschiedlichen Steigungen. Vergleicht man zudem die durch Temperaturerhöhung hervorgerufene Änderung in ρ_{H} im jeweiligen Material, so stellt man fest, dass in $YbRh_2Si_2$ sich die Kurvenform qualitativ nicht ändert. Anders sieht es bei $YbIr_2Si_2$ aus, wo es einen deutlichen Unterschied in Verlauf und Form der Kurve bei $T < 200$ mK und bei $T \geq 500$ mK gibt. Ob $YbIr_2Si_2$ eine ähnliche Stufenform im differentiellen Hall–Koeffizienten wie $YbRh_2Si_2$ aufweist, lässt sich daher nicht ohne Weiteres sagen.

Die T_{Hall}–Linie aber zeigt sich in $YbRh_2Si_2$ auch durch ein Maximum in den Daten des temperaturabhängigen Hall–Koeffizienten, siehe Abbildung 19. Im Vergleich dazu ist R_{H} von $YbIr_2Si_2$ in Abbildung 20 gezeigt. Deutlich ist das Maximum bei $T \approx 900$ mK ersichtlich, was genau der Temperatur, wo die T_{Hall}–Linie im Phasendiagramm von $YbIr_2Si_2$ erscheinen sollte, entspricht. Die Daten von [Fri07] stimmen quantitativ recht gut überein, bis auf die Tatsache, dass unsere Messwerte um einen Faktor 2 größer sind. Dies könnte durch die unterschiedlichen RRR der Proben bedingt sein.

Unterhalb von $T < 200$ mK befindet sich $YbIr_2Si_2$ im LFF–Zustand und

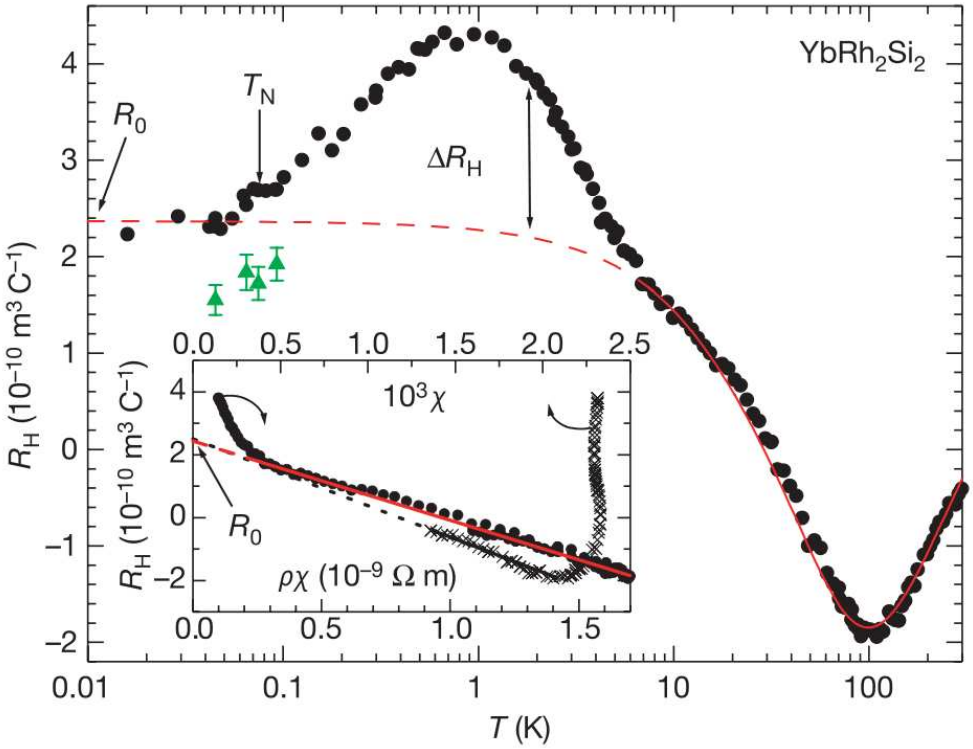

Abbildung 19: Temperaturabhängigkeit des Hall–Effekts von $YbRh_2Si_2$, Bild aus [Pas04] entnommen

hat eine konstante Ladungsträgerkonzentration. Oberhalb von $T > 200$ mK überlagern sich die Ausläufer der T_{Hall}–Linie mit der LFF–Phase. Mit anderen Worten, quantenkritische Fluktuationen, welche mit der T_{Hall}–Linie und dementsprechend mit einem QKP assoziiert werden können, führen zu einem Aufbrechen der LFF–Phase. Diese quantenkritischen Fluktuationen bewirken eine Fluktuation im Fermi-Volumen, was zu einer Änderung in der Ladungsträgerkonzentration führt. Bei $T \approx 900$ mK würde sich dementsprechend in Analogie zu $YbRh_2Si_2$ der Umkehrpunkt vom kleinen zum großen Fermi-Volumen befinden. Die Abnahme von R_{H} zu höheren Temperaturen würde man mit der Abnahme der Quantenfluktuationen verstehen.
Zusammenfassend kann man sagen, dass es, ausgehend von den R_{H}–Daten, in $YbIr_2Si_2$ deutliche Anzeichen auf eine mögliche Existenz der T_{Hall}–Linie gibt. Bekräftigen könnte man diese Aussage, wenn sich eine ähnliche Stufen–Struktur wie in $YbRh_2Si_2$ im diffentiellen Hall–Koeffizenten nachweisen lässt. Dies ist aber für das $YbIr_2Si_2$–System nicht trivial, da eine mögliche Stufen-

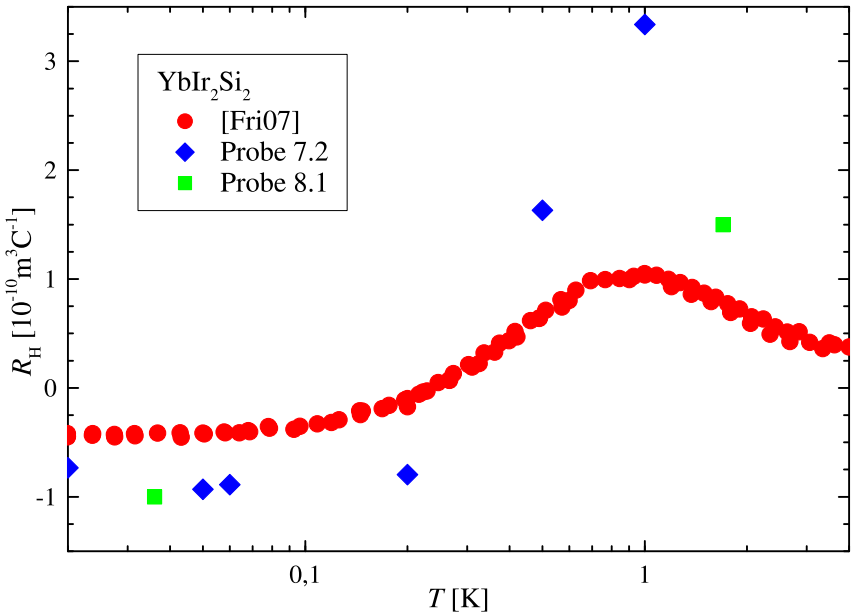

Abbildung 20: Vergleich mit Messdaten von [Fri07]

Struktur durch die starke Feldabhängigkeiti des normalen Hall–Koeffizienten überlagert wird. Eine Separation des quantenkritischen Beitrags des Hall–Widerstands vom normalen Hall–Widerstand konnte im Rahmen dieser Diplomarbeit aus Zeitgründen nicht mehr erfolgen.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Hall–Widerstandsmessungen am Schweren–Fermionen–System $YbIr_2Si_2$ durchgeführt. Das Interesse an diesem Material ist deswegen so groß, da diese Verbindung starke Ähnlichkeiten mit $YbRh_2Si_2$ hat, welches einen quantenkritischen Punkt aufweist. Daher wird vermutet, dass sich auch $YbIr_2Si_2$ in unmittelbarer Nähe zu einem quantenkritischen Punkt, also einem Phasenübergang bei $T = 0$, befindet. Bisherige Messungen haben gezeigt, dass sich $YbIr_2Si_2$ bei $T < 200$ mK in der paramagnetischen Fermi-Flüssigkeitsphase befindet. Experimente unter Druck ermittelten den Übergang von einer paramagnetischen in eine (wahrscheinlich) ferromagnetische Phase erst bei $p_c \approx 8$ GPa. Damit wäre $YbIr_2Si_2$ noch recht weit von einem möglichen quantenkritischen Punkt entfernt. Man kann nicht ausschließen, dass sich bei viel kleineren Drücken nicht doch eine antiferromagnetische Phase ausbildet. Hall–Effektmessungen sind der zugänglichste Weg um die Fragestellung, ob sich $YbIr_2Si_2$ nun doch in der unmittelbaren Nähe des QKP befindet, nachzugehen. Dabei richten wir uns nach Beobachtungen in den Hall–Widerstandsmessungen an $YbRh_2Si_2$, wo eine T_{Hall}–Linie im B–T Phasendiagramm eine Signatur des QKP ist.
Da $YbIr_2Si_2$ ein sehr guter elektrischer Leiter ist, sind die Spannungsabfälle an den Hall–Kontakten insbesondere bei tiefen Temperaturen sehr gering, in etwa in der Größenordnung von einigen nV. Deswegen wurde die Entwicklung eines Probeneinsatzes speziell für Hall–Widerstandsmessungen vorangetrieben. Dies ist in Kapitel 4 beschrieben. Ein wesentlicher Teil der Arbeit wurde in die Signalverstärkung bei T =1,5 K investiert. Das Messsignal gerade bei so tiefen Temperaturen schon zu verstärken ist daher sinnvoll, weil bei dieser Temperatur das thermische Rauschen noch kaum zum Tragen kommt und daher nicht mitverstärkt wird. Die Temperatur von $T = 1{,}5$ K ist konstruktionstechnisch bedingt. Verschiedene Vorverstärker wurden auf ihre Funktionstüchtigkeit bei $T = 1{,}5$ K überprüft. Die getesteten aktiven Vorverstärker auf Halbleiterbasis funktionierten nur bei höheren Temperaturen $T > 15$ K, weshalb sie nicht zum Einsatz kamen. Die passiven Vorverstärker hingegen, bestehend aus einem Ringkerntransformator mit zwei im Verhältnis 1:30 gewickelten Spulen, zeigten die entsprechend erwartete Verstärkung des Signals. Dabei ist aber zu berücksichtigen, dass der Verstärkungsfaktor eine Frequenzabhängigkeit aufweist. Der Probenstab für Hall–Effektmessungen hat den Testbetrieb leider nicht überstanden. In Zukunft ist aber die Konstruktion eines neuen Probenstabs für Hall–Effektmessungen geplant, wo Ringkerntransformatoren als Vorverstärker mit eingebaut werden.
Die Messungen an $YbIr_2Si_2$ wurden dennoch gemacht. Um das eigentliche Signal aus dem Rauschen zu ermitteln, wurde die Messdauer eines jeden

Messpunktes erhöht. Im Prinzip bedeutet dies nicht mehr als dass über eine längere Zeit beziehungsweise mehr Messdaten gemittelt wurde. Die Ergebnisse sind im Kapitel 8 vorgestellt worden. Die isothermen Hall–Widerstandsmessungen, ρ_{H} von $YbIr_2Si_2$ zeigen ein anderes Verhalten als im $YbRh_2Si_2$. Unterhalb $T \leq 200$ mK liegen die Messkurven unabhängig von der Temperatur aufeinander. Für kleine Felder ist ρ_{H} negativ. Bei $B \approx 4$ T gehen die Kurven durch Null und ρ_{H} wird positiv. Unterhalb $B \approx 2$ T ist die Steigung der Kurven negativ, während oberhalb dieses Feld die Steigung positiv bleibt. ρ_{H} bei $T = 500$ mK und $T = 1000$ mK sind hingegen immer positiv. Die Kurven zeigen im gesamten Feldbereich auch eine positive Steigung. Die Daten lassen sich gut im Rahmen eines Zwei–Band–Modells erklären. Aus einem generischen Phasendiagramm, welches beide Verbindungen enthält, würde man am ehesten bei $T = 1000$ mK eine Stufenform im differentiellen Hall–Widerdstand, wie es in $YbRh_2Si_2$ beobachtet wurde, erwarten. Eine solche Stufenform ist aber nicht erkennbar. Da aber die Signatur sehr breit sein sollte, ist nicht auszuschließen, dass die entsprechende Form vom normalen (Zwei–Band) Hall–Widerstand verdeckt wird.
Eine andere Signatur des QKP wird aber bei Betrachtung des temperaturabhängigen Hall–Koeffizienten R_{H} beobachtet. Dort erkennt man eine ausgeprägte Maximumstruktur bei $T \approx 900$ mK. In $YbRh_2Si_2$ manifestiert sich die T_{Hall}–Linie auf die gleiche Weise. Das Maximum der Kurve liegt auch dort, wo man es aus dem generischen Phasendiagramm in etwa erwarten würde. Damit ist zumindest gezeigt, dass es in $YbIr_2Si_2$ einen QKP geben könnte.
Einerseits ist es interessant, die Ergebnisse aus dem Zwei–Band–Modell mit Bandstrukturdaten zu vergleichen. Diese lagen aber beim Einreichen der Arbeit noch nicht vor.
Anderseits sollten Anstrengungen unternommen werden, die Evidenz, dass $YbIr_2Si_2$ in der Nähe eines QKP liegen kann, wesentlich zu verstärken. Dies ist dann gegeben wenn auch im differentiellen Hall–Widerstand eine Stufenform gefunden wird. Dazu ist es aber notwendig, den mit der T_{Hall}–Linie assozierten Hall–Widerstandsbeitrag der Quantenfluktuationen von dem normalen feldabhängigen (Zwei–Band) Hall-Widerstandsbeitrag zu trennen. Überlegungen hierzu sind bereits im Gange.

Abbildungsverzeichnis

1 Phasendiagramm eines typischen SFSs in der Nähe eines QKP 6
2 Schematische Darstellung eines ^{3}He/^{4}He–Mischkühlers, aus [Bet89] entnommen . . . 8
3 Phasendiagramm von ^{3}He in ^{4}He, aus [Bet89] . . . 9
4 Schematischer Aufbau des Hall–Effekt–Probenstabs . . . 11
5 Kontaktierung der Probe zur Widerstandsmessung . . . 14
6 Schematischer Messaufbau mit Rauschquellen . . . 15
7 Schematischer Aufbau zur Hall–Effektmessung . . . 18
8 Beispiel einer Hall–Effektmessung mit Zwei–Band–Modell Auswertung . . . 21
9 Magnetfeldabhängigkeit des Hall–Effekts von $YbRh_2Si_2$, Bild aus [Pas04] entnommen . . . 26
10 Generisches B–T Phasendiagramm von $YbRh_2Si_2$ (YRS) und $YbIr_2Si_2$ (YIS, schwarze Symbole). Die Temperaturskala ist auf die jeweiligen Kondo–Temperaturen der Systeme normiert, mit $T_{\mathrm{K,YRS}} = 25$ K und $T_{\mathrm{K,YIS}} = 40$ K. B_{norm} bezeichnet das Magnetfeld, bei dem $YbIr_2Si_2$ im B–T Phasendiagramm von $YbRh_2Si_2$ angesiedelt ist. . . . 30
11 Magnetische Suszeptibilitätsmessung $\chi(T)$ an einem $YbIr_2Si_2$–Einkristall . . . 33
12 Messung des elektrischen Widerstands an einem $YbIr_2Si_2$–Einkristall und Vergleich der Daten mit [Hos05b]. . . . 34
13 Elektrische Widerstandsdaten an $YbIr_2Si_2$–Einkristallen im Vergleich mit [Wei06a] . . . 35
14 Spezifischer Hall–Widerstand ρ_{H} vs. Magnetfeld $B = \mu_0 H$ . . 36
15 Hall–Koeffizient $R_{\mathrm{H}} = \rho_H / B$ von „Probe 7.2“ vs. Magnetfeld $B = \mu_0 H$ mit Fit-Kurven aus dem Zwei–Band–Modell, wobei $B \parallel c \perp j$ . . . 37
16 Magnetfeldabhängigkeit des elektrischen Widerstands bei verschiedenen Temperaturen . . . 38
17 Temperaturabhängigkeit der Fit-Parameter des Zwei–Band–Modells . . . 39
18 Vergleich des Hall–Koefizienten zweier $YbIr_2Si_2$–Einkristalle mit unterschiedlichen Restwiderstandsverhältnissen (RRR), wobei $B \parallel c \perp j$ . . . 40
19 Temperaturabhängigkeit des Hall–Effekts von $YbRh_2Si_2$, Bild aus [Pas04] entnommen . . . 42
20 Vergleich mit Messdaten von [Fri07] . . . 43

Tabellenverzeichnis

1 *Elektrischer Widerstand und Wärmeleitfähigkeit der am Probenstab verwendeten Kabel* 12
2 *Vierpunkt-Methode zur Messung des elektrischen Widerstands* 13
3 *Abschätzung der maximalen Rauschamplitude* 16
4 *Übersicht der charakteristischen Größen (Daten für $YbRh_2Si_2$ aus [Tro00a, Cus04] und Daten für $YbIr_2Si_2$ aus [Hos05a] entnommen).* 28
5 *Übersicht der gemessenen Einkristalle* 32
6 *Parameter der zwei Leitungsbänder aus den Hall–Messungen von „Probe 7.2“* 40

Literatur

[Aru73] E. K. Arushanov and G. P. Chuiko. The Magnetic Field Dependence of Kinetic Coefficients of Cadmium Arsenide Single Crystals. *Phys. Stat. Sol.*, **A**(17):K135, 1973.

[Ash05] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. Festkörperphysik. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2005. ISBN 3-486-57720-4.

[Bal96] N. H. Balshaw. Practical Cryogenics. Oxford Instruments Superconductivity Limited, 1996. ISBN: 0-9527594-0-3.

[Bau99] E. Bauer. *J. Magn. Magn. Mater.*, **196–197**:873, 1999.

[Bet89] D. S. Betts. An Introduction to Millikelvin Technology. Cambridge University Press, 1989. ISBN-13 978-0-521-01817-3.

[Cha52] R. G. Chambers. The Two-Band Effect in Conduction. *Phys. Soc. London*, Sect. A(65):903, 1952.

[Col99] P. Coleman. *Physica B*, **259–261**:353, 1999.

[Col01] P. Coleman, C. Pépin, Q. Si, and R. Ramazashvili. *J. Phys.: Condens. Matter*, **13**:R723, 2001.

[Col02] P. Coleman and C. Pépin. *Physica B*, **312–313**:383, 2002.

[Con94] M. Continentino. *Phys. Rep.*, **239**:179, 1994.

[Cus03a] J. Custers, T. Cichorek, P. Gegenwart, N. Caroca–Canales, O. Stockert, C. Geibel, F. Steglich, P. Pedrazzini, and J. Sereni. *Acta Phys. Pol. B*, **34**:379, 2003.

[Cus03b] J. Custers, P. Gegenwart, H. Wilhelm, K. Neumaier, Y. Tokiwa, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, C. Pépin, and P. Coleman. *Nature*, **424**:524, 2003.

[Cus04] J. Custers. Ph.D. thesis, Techn. Univ. of Dresden, 2004.

[Dan06] S. Danzenbächer, Y. Kucherenko, C. Laubschat, D. V. Vyalikh, Z. Hossain, C. Geibel, X. J. Zhou, W. L. Yang, N. Manella, Z. Hussain, Z.-X. Shen, and S. L. Molodtsov. Energy Dispersion of 4f-Derived Emissions in Photoelectron Spectra of the Heavy-Fermion Compound $YbIr_2Si_2$. *Physical Review Letters*, **96**(106402), March 2006.

[Dan07] S. Danzenbächer, Y. Kucherenko, D. V. Vyalikh, M. Holder, C. Laubschat, A. N. Yaresko, C. Krellner, Z. Hossain, C. Geibel, X. J. Zhou, W. L. Yang, N. Mannella, Z. Hussain, Z.-X. Shen, M. Shi, L. Patthey, and S. L. Molodtsov. Momentum dependence of 4f hybridization in heavy-fermion compounds: Angle-resolved photoemission study of $YbIr_2Si_2$ and $YbRh_2Si_2$. *Physical Review B*, **75**(045109), 2007.

[Don77] S. Doniach. *Physica B & C*, **91**:231–234, 1977.

[Don93] S. Doniach. Valence Instabilities and related Narrow–Band Phenomena. Plenum, New York, 1993. Pg. 435.

[Fer87] A. Fert and P. M. Levy. Theory of the Hall effect in heavy-fermion compounds. *Phys. Rev. B*, **36**(4):1907, August 1987.

[Fri07] S. Friedemann. private communication, 2007.

[Ful95] P. Fulde. Electron Correlations in Moleculs and Solids, volume **100** of *Solid–State Science*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg and New York, third edition, 1995.

[Geg98] P. Gegenwart, C. Langhammer, C. Geibel, R. Helfrich, M. Lang, G. Sparn, F. Steglich, R. Horn, L. D. A. Link, and W. Assmus. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:1501, 1998.

[Geg99] P. Gegenwart, F. Kromer, M. Lang, G. Sparn, C. Geibel, and F. Steglich. *Phys. Rev. Lett.*, **82**:1293, 1999.

[Geg02] P. Gegenwart, J. Custers, C. Geibel, K. Neumaier, T. Tayama, K. Tenya, O. Trovarelli, and F. Steglich. *Phys. Rev. Lett.*, **89**:056402, 2002.

[Gre91] N. Grewe and F. Steglich. Heavy-Fermions, volume 14. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, 1991.

[Grö05] R. Grössinger and H. Müller. Analog- und Digitaltechnik. script for a lecture, 2005.

[Hal79] E. W. Hall. On a New Action of the Magnet on Electric Currents. *Am. J. Math.*, **2**(287), 1879.

[Her76] J. Hertz. *Phys. Rev. B*, **14**:1165, 1976.

[Hie06] A. Hiess, O. Stockert, M. Koza, Z. Hossain, and C. Geibel. *Physica B*, **378–380**:748, 2006.

[Hor06] P. Horowitz and W. Hill. Die Hohe Schule der Elektronik. Elektor-Verlag, Aachen, 2006. ISBN 3-89576-024-2.

[Hos05a] Z. Hossain, C. Geibel, F. Weickert, T. Radu, H. Jeevan, P. Gegenwart, and F. Steglich. *Phys. Rev. B*, **72**:094411, 2005.

[Hos05b] Z. Hossain, C. Geibel, F. Weickert, T. Radu, Y. Tokiwa, H. Jeevan, P. Gegenwart, and F. Steglich. Yb-based heavy-fermion metal situated close to a quantum critical point. *Physical Review B*, **72**(094411), 2005.

[Hos06] Z. Hossain, C. Geibel, T. Radu, Y. Tokiwa, F. Weickert, C. Krellner, H. Jeevan, P. Gegenwart, and F. Steglich. Low-temperature properties of the heavy fermion system $YbIr_2Si_2$. *Physica B*, **378-380**:74–75, 2006.

[Hur72] C. M. Hurd. The Hall Effect in Metals and Alloys. Plenum Press, New York, 1972. ISBN: 0-306-30530-5.

[Kit06] C. Kittel. Einführung in die Festkörperphysik. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2006. ISBN 3-486-57723-9.

[Kne01] G. Knebel, D. Braithwaite, G. Lapertot, P. Canfield, and J. Flouquet. *J. Phys.: Condens. Matter*, **13**:10935, 2001.

[Kon64] J. Kondo. *Prog. Theo. Phys.*, **32**:37, 1964.

[Kre07] C. Krellner. private communication, May 2007.

[Kri07] M. Kriegisch, J. Custers, C. Geibel, G. Hilscher, C. Krellner, M. Müller, F. Steglich, and S. Paschen. Hall effect of $YbIr_2Si_2$. *Physica B*, published at SCES 2007, 2007. Presented at SCES 2007 (Houston, Texas, USA).

[Küc03] R. Küchler, F. Weickert, P. Gegenwart, N. Oeschler, J. Ferstl, C. Geibel, and F. Steglich. *J. Magn. Magn. Mater.*, **272–276**:229, 2003.

[Lan57a] L. Landau. *Journ. Exp. Theor. Phys.*, **3**:920, 1957.

[Lan57b] L. Landau. *Journ. Exp. Theor. Phys.*, **5**:101, 1957.

[Lin96] Linear Research Inc. LR-700 AC Resitance Bridge, 1996. Version 1.3.

[Löh95] H. von Löhneysen. *Phys. Bl.*, **51**:941, 1995.

[Löh98] H. von Löhneysen. *J. Phys.:Condens. Matter*, **8**:447–455, 1998.

[Lon51] H. London, editor. Proc. Int. Conf. on Low Temp. Phys., volume p.157. Oxford, 1951.

[Lou74] O. V. Lounasmaa. Experimental Principles and Methods below 1K. Academic Press Inc. (London) Ltd., 1974. ISBN: 0-12-455950-6.

[Mat98] N. Mathur, F. Grosche, S. Julian, I. Walker, D. Freye, R. Haselwimmer, and G. Lonzarich. *Nature*, **394**:39, 1998.

[Med02] S. Mederle, R. Borth, C. Geibel, F. Grosche, G. Sparn, O. Trovarelli, and F. Steglich. *J. Phys.:Condens. Matter*, **14**:10731, 2002.

[Mil93] A. Millis. *Phys. Rev. B*, **48**:7183, 1993.

[Moh07] P. Mohn. private communication, 2007.

[Mor79] T. Moriya. *J. Magn. Magn. Mater.*, **14**:1, 1979.

[Ott06] H. R. Ott. Heavy electrons and non-Fermi liquids, the early times. *Physica B*, **378-380**:1–6, 2006.

[Pas97] S. Paschen, E. Felder, M. A. Chernikov, L. Degiorgi, H. Schwer, H. R. Ott, D. P. Young, J. L. Sarrao, and Z. Fisk. Low-temperature transport, thermodynamic, and optical properties of FeSi. *Phys. Rev. B*, **56**(20):12916, November 1997.

[Pas04] S. Paschen, T. Lühmann, S. Wirth, P. Gegenwart, O. Trovarelli, C. Geibel, F. Steglich, P. Coleman, and Q. Si. Hall-effect evolution across a heavy-fermion quantum critical point. *Nature*, **432**:881, 2004.

[Pob92] F. Pobell. Matter and Methods at Low Temperatures. Springer-Verlag, 1992. ISBN: 3-540-53751-1.

[Ric88] R. C. Richardson and E. N. Smith. Experimental Techniques in Condensed Matter Physics at Low Temperatures. Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1988. ISBN 0-201-15002-6.

[Ros79] D. Rossi, R. Marazza, and R. Ferro. Ternary R Me2 X2 alloys of the rare earths with the precious metals and silicon (or germanium). *Journal of the Less-Common Metals*, **66**:17–25, 1979.

[Sch00] A. Schröder, G. Aeppli, R. Coldea, M. Adams, O. Stockert, H. v. Löhneysen, E. Bucher, R. Ramazashvili, and P. Coleman. *Nature*, **407**:351, 2000.

[Seu00] C. Seuring, K. Heuser, E. Scheidt, T. Schreiner, E. Bauer, and G. Stewart. *Physica B*, **281–282**:374, 2000.

[Si01] Q. Si, S. Rabello, K. Ingersent, and J. Smith. *Nature*, **413**:804, 2001.

[Ste00] F. Steglich, P. Gegenwart, C. Geibel, P. Hinze, C. Langhammer, M. Lang, G. Sparn, and O. Trovarelli. *Physica B*, **280**:349, 2000.

[Ste01] G. Stewart. *Rev. Mod. Phys.*, **73**:797, 2001.

[Sto06] O. Stockert, M. Koza, J. Ferstl, A. Murani, C. Geibel, and F. Steglich. *Physica B*, **378–380**:157, 2006.

[Tok06] Y. Tokiwa, P. Gegenwart, Z. Hossain, J. Ferstl, G. Sparn, C. Geibel, and F. Steglich. Low-temperature high-field magnetization of $YbRh_2Si_2$ and $YbIr_2Si_2$ under hydrostatic pressure. *Physica B*, **378-380**:746–747, 2006.

[Tro00a] O. Trovarelli, C. Geibel, S. Mederle, C. Langhammer, F. Grosche, P. Gegenwart, M. Lang, G. Sparn, and F. Steglich. *Phys. Rev. Lett.*, **85**:626, 2000.

[Tro00b] O. Trovarelli, C. Geibel, and F. Steglich. *Physica B*, **284–288**:1507, 2000.

[Wal97] I. Walker, F. Grosche, D. Freye, and G. Lonzarich. *Physica C*, **282**:303–306, 1997.

[Wei06a] F. Weickert. Quantenkritisches Verhalten in hochkorrelierten Elektronensystemen. Ph.D. thesis, Max-Planck-Institut für Chemische Physik fester Stoffe, Dresden, 2006. ISBN 13: 978-3-86727-030-4.

[Wei06b] F. Weickert, P. Gegenwart, J. Ferstl, C. Geibel, and F. Steglich. *Physica B*, **378–380**:72, 2006.

[Whi79] G. K. White. Experimental Techniques in Low-Temperature Physics. Clarendon Press, Oxford, 1979. ISBN: 0-19-851359-3.

[Win98] H. Winkelmann, M. Abd-Elmeguid, H. Micklitz, J. Sanchez, C. Geibel, and F. Steglich. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:4947, 1998.

[Win99] H. Winkelmann, M. Abd-Elmeguid, H. Micklitz, J. Sanchez, P. Vulliet, K. Alami-Yadri, and D. Jaccard. *Phys. Rev. B*, **60**:3324, 1999.

[Yua03] H. Yuan, F. Grosche, M. Deppe, C. Geibel, G. Sparn, and F. Steglich. *Science*, **302**:2104, 2003.

[Yua06] H. Q. Yuan, M. Nicklas, Z. Hossain, C. Geibel, and F. Steglich. Quantum phase transitions in the heavy-fermion compound $YbIr_2Si_2$. *Physical Review B*, **74**(212403), 2006.