

# P3 Festkörperphysik

19. Juli 2009

## Magnetisierung

Gruppe 58 - Saskia Meißner, Arnold Seiler

### Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel des Versuchs</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>theoretische Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Supraleitung . . . . .	2
2.2	rf-SQUID . . . . .	2
2.3	Magnetisierung . . . . .	3
2.3.1	Diamagnet . . . . .	3
2.3.2	Paramagnet . . . . .	3
2.3.3	Ferromagnet . . . . .	4
2.3.4	Antiferromagnet . . . . .	4
<b>3</b>	<b>experimenteller Aufbau</b>	<b>4</b>
3.1	Materialien . . . . .	4
3.1.1	Terbium . . . . .	4
3.1.2	Gadolinium . . . . .	4
3.1.3	Dysprosium . . . . .	5
3.1.4	Yttrium-Barium-Kupfer-Oxid (YBCO) (mag. Übergangstemp. $\sim 90\text{K}$ ) . . .	5
3.1.5	Nickel (Eichprobe) . . . . .	5
3.1.6	Spule (Kalibrierungs“probe“) . . . . .	5
<b>4</b>	<b>Durchführung des Versuchs</b>	<b>5</b>
4.1	Kalibrierung des SQUID . . . . .	6
4.1.1	mit der Spule . . . . .	6
4.1.2	mit der Nickel-Probe . . . . .	6
4.2	Messung . . . . .	6
4.2.1	Terbiumprobe . . . . .	6
4.2.2	Gadoliniumprobe . . . . .	6
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
5.1	Eichung . . . . .	7
5.1.1	Spule . . . . .	7

5.1.2	Nickel-Probe . . . . .	7
5.2	Magnetisierungskurven von Terbium . . . . .	8
5.2.1	bei senkrechtem Einbau . . . . .	8
5.2.2	bei parallelem Einbau . . . . .	10
5.2.3	Neukurve . . . . .	11
5.3	Magnetisierungskurve von Gadolinium . . . . .	11
<b>6</b>	<b>Rechnung</b>	<b>13</b>
6.1	Eichung mit der Spule . . . . .	13
6.2	Eichung mit Nickel . . . . .	13
6.3	Aufmagnetisierung . . . . .	13
6.4	Curie-Temperatur . . . . .	13
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>14</b>
7.1	Tabellen . . . . .	14
7.2	Fehlerrechnung . . . . .	14

## 1 Ziel des Versuchs

Der Umgang mit einem SQUID und die Messung der Magnetisierung verschiedener Selten-Erden (Lanthanoide) zwischen 77K (Temperatur von flüssigem Stickstoff) und 300K (Zimmertemperatur).

## 2 theoretische Grundlagen

### 2.1 Supraleitung

Elektronen sind schwach gekoppelt, sinkt die thermische Energie unter die Energieabsenkung durch diese Kopplung  $k_B T < E_{Cooper}$ , so tragen diese neuen, durch die Kopplung erzeugten Teilchen (Cooper-Paare) die Aufgabe des Ladungstransports. Die Cooper-Paare sind aufgrund der Kopplung Spin-0 Teilchen, also Bosonen, und können sich in makroskopischer Zahl im Grundzustand befinden. Da zum ersten angeregten Zustand eine kleine Energielücke vorhanden ist, können die Cooper-Paare durch anlegen schwacher äußerer Felder nicht streuen, erfahren also keinen Widerstand<sup>1</sup>.

Zu diesem elektrischen Effekt kommt noch dazu, dass ein Supraleiter ein idealer Diamagnet ist, d.h. im inneren des Leiters das magnetische Feld immer Null ist.

### 2.2 rf-SQUID

In einem supraleitenden Ring können nur ganze vielfache eines Flußquants eingeschlossen sein:  $\Phi_{SQUID} = n \cdot \Phi_0$ . Bei einem geschlossenen Ring fließen immer so viele Flußquanten durch die Öffnung, wie zu dem Zeitpunkt hindurchgingen, als er in den supraleitenden Zustand gebracht wurde. Der Fluß ist eingeschlossen.

Der rf-SQUID besteht aus einem supraleitenden Ring mit einer gezielt eingebauten Schwachstelle (Josephson-Kontakt). Diese Schwachstelle sorgt nun dafür, dass der Ring nur ein Flußquant einschließen kann. Müsste er zwei Flußquanten abschirmen, müsste ein größerer Strom fließen, was wegen der Schwachstelle nicht geht. Diese geht dann in den normalleitenden Zustand über und ein Flußquant kann in den Ring eindringen (oder aus dem Ring heraus wandern). Fließen

<sup>1</sup>Durch starke äußere Felder (H und E-Felder) kann die Supraleitung zerstört werden, dies wird beim SQUID genutzt

durch ein äußeres Magnetfeld bedingt nur  $\frac{n}{2}\Phi_0$  Flußquanten durch den Ring, rundet Ringstrom diesen Fluß zu  $n\Phi_0$  auf oder ab.

Mit einer äußeren, induktiv an den SQUID gekoppelten Spule, im folgenden Tankschwingkreis oder Tankkreis genannt, kann man mit einer Frequenz von 100Mhz bis 1Ghz ebenfalls einen Fluß durch den SQUID  $\Phi_T$  erzeugen. Sind nun  $n_0\Phi_0$  Flußquanten im SQUID eingeschlossen und  $\Phi_T = 0$ , so fließt auch kein Strom im SQUID. Erhöht man den Strom im Tankkreis, erhöht man auch den Fluß, den der SQUID abschirmen muss. Solange der SQUID diesen Fluß abschirmen kann, ohne dass die Schwachstelle normalleitend wird, verliert der Tankkreis keine Energie, es passiert nichts.

Sind nun jedoch bereits  $(n_0 + \frac{1}{2})\Phi_0$  Flußquanten eingeschlossen, verliert der Tankkreis durch die Kopplung an den SQUID bei jeder Periode zwei mal Energie, da die Schwachstelle im SQUID normalleitend wird, Energie verliert (in Wärme) und ein Flußquant in den SQUID-Ring hinein bzw. hinaus wandert. Dieser Energieverlust des Tankkreises lässt sich messen, da die Resonanzüberhöhung der Spannung des Tankkreises zusammenbricht. Die Frequenz des Tankkreises wird durch die Dämpfung durch den SQUID verstimmt.

Die Verstimmung des Tankkreises ist periodisch zu den im SQUID eingeschlossenen Flußquanten und für  $(n + \frac{1}{2})\Phi_0$  maximal bzw. für  $n\Phi_0$  minimal. Mit einer externen Elektronik, die den Tankkreis auf seiner Resonanzfrequenz (ungedämpft) anregt, kann man den Spannungsabfall messen und so die in den SQUID gewanderten Flußquanten zählen.

## 2.3 Magnetisierung

Das Feld des Elektromagneten kann mit einer Hallsonde kalibriert werden, man erhält  $B(I) = 9,8461 \cdot 10^{-4} \frac{G}{mA} \cdot I + 2,0587 \cdot 10^{-3} G$  ( $1G \cdot cm^3 = 1emu$ )<sup>2</sup>.

Im Vakuum sind das Magnetfeld  $H$  und die magnetische Flußdichte  $B$  durch die skalare Größe  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$  verknüpft:  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ . In Materie kann diese magnetisiert werden, d.h. die magnetischen Momente der Atome werden ausgerichtet, was man dem Feld hinzufügen bzw. abziehen muss:  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ .  $\vec{H}$  ist dabei unabhängig von der Magnetisierung  $\vec{M}$ , die magnetische Flußdichte  $\vec{B}$  ändert sich. Gemessen wird meist  $\vec{B}$ , da die Flußdichte in einer Spule einen Strom induziert:  $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}$ . Dies kann man auch mit der Permeabilität  $\hat{\mu}$  ausdrücken, die im Allgemeinen ein Tensor ist:  $\vec{B} = \hat{\mu} \mu_0 \vec{H}$ . Der Einfachheit halber betrachten wir im folgenden nur Beträge dieser Größen:  $B = \mu_0(H + M) = \mu_0 H = \mu_0(1 + \chi_m)H$  mit der Suszeptibilität  $\chi_m$ .

Aus dieser Gleichung  $\mu_0 H + \mu_0 M = \mu_0 H + \mu_0 \chi_m H$  erhält man einen linearen Zusammenhang zwischen dem äußeren Feld und der Magnetisierung  $M = \chi_m H$ . Bei der Messung wird die Flußdichte gemessen, die ohne äußeres Feld verbleibt:  $B = \mu_0 M =$

### 2.3.1 Diamagnet

Materialien, die ein  $\chi_m < 0$  im Bereich  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  haben, nennt man Diamagneten. Die Atome haben in der Regel abgeschlossene Schalen, so dass sich die Bahndrehimpulse und die Spins der Elektronen gerade kompensieren, der Gesamtdrehimpuls  $J = 0$  ist.

Ein Supraleiter ist mit  $\chi_m = -1$  ein idealer Diamagnet, jedoch wegen anderer Effekte.

### 2.3.2 Paramagnet

Materialien mit  $\chi_m > 0$  im Bereich  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  nennt man Paramagneten. Meist haben die Atome nicht abgeschlossene Schalen, so dass sie einen großen Gesamtdrehimpuls  $J$  haben. Diese werden im äußeren Feld ausgerichtet und verstärken es so.

<sup>2</sup>Quelle: Vorbereitungshilfe, Kap. 3.3 - S. 41

### 2.3.3 Ferromagnet

Kommt zu dem großen Gesamtdrehimpuls noch eine langreichweitige Wechselwirkung im Festkörper, die die parallele Ausrichtung der Drehimpulse begünstigt, so koppeln die Atome in große Bezirke, die sich im äußeren Feld ausrichten. Diese Materialien mit teils sehr großem  $\chi_m$  nennt man Ferromagneten. Eisen (Fe) Cobalt (Co) und Nickel (Ni) sind typische Ferromagneten, aber auch Übergangsmetalle (Lanthanoide) können solche Eigenschaften haben.

Oberhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  folgt die Suszeptibilität der Gleichung  $\chi = \frac{C}{T-T_C}$  mit Curie-Konstante C. Die Remanenz  $B_R$  ist dann Null.

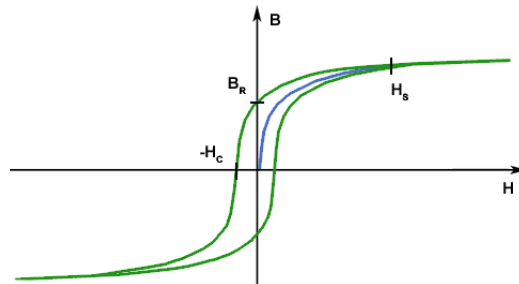


Abbildung 1:

Hysteresiskurve eines Ferromagneten mit Remanenz  $B_R$  und Koerzitivfeldstärke  $H_C$

3

### 2.3.4 Antiferromagnet

Wird im Gegensatz zum Ferromagnet eine antiparallele Ausrichtung der Drehimpulse begünstigt, kann der Festkörper ein äußeres Feld fast vollständig abschirmen. Dieses Verhalten nennt man antiferromagnetisch.

## 3 experimenteller Aufbau

### 3.1 Materialien

#### 3.1.1 Terbium

- $J = \frac{15}{2} (S = \frac{5}{2} + L = 5)$ 
  - ferromagnetisch unter Curie-Temperatur  $T_C = 219K$
  - zw. 219K und 229K helimagnetisch
  - Probe  $5mm \cdot 5mm \cdot 0,1mm$  groß, auf Cu  $7mm \cdot 7mm \cdot 7mm$  befestigt  $\rightarrow$  kann  $\parallel$  und  $\perp$  zum  $\vec{B}$ -Feld eingebaut werden

#### 3.1.2 Gadolinium

- ferromagnetisch unter Curie-Temperatur  $T_C = 292,5K$ 
  - $J = \frac{7}{2} (S = \frac{7}{2} + L = 0)$
  - zwischen 293K ( $= T_C$ ) und 230K ist  $\vec{M} \parallel \vec{c}$ -Achse, unter 230K dreht sich  $\vec{M}$  schnell von der  $\vec{c}$ -Achse weg, bei 200K wird maximaler Winkel  $\theta = \angle(\vec{B}, \vec{c}) = 60$  erreicht
  - Probe  $5mm \cdot 2mm \cdot 2mm$ ,  $\vec{c}$ -Achse nicht bekannt, Winkelabhängigkeit mangels Befestigung nicht messbar.

<sup>3</sup>Quelle: Wikipedia „Ferromagnetismus“

### 3.1.3 Dysprosium

- mag. Übergangstemp.  $\sim 90K$ 
  - Peak bei 178K - Neel-Temperatur
  - Probe  $5mm \cdot 5mm \cdot 0,1mm$  groß, auf Cu  $7mm \cdot 7mm \cdot 7mm$  befestigt  $\rightarrow$  kann  $\parallel$  und  $\perp$  zum  $\vec{B}$ -Feld eingebaut werden

### 3.1.4 Yttrium-Barium-Kupfer-Oxid (YBCO) (mag. Übergangstemp. $\sim 90K$ )

- Hochtemperatursupraleiter,  $T_{sprung} = 93K$

### 3.1.5 Nickel (Eichprobe)

- $T_C = 293,4K$ 
  - Sättigungsmagnetisierung  $\sigma_s = 55,09 \frac{emu}{g}$  bei 298K . Diese wird mit dem Elektromagneten nicht erreicht, daher wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Magnetisierung und dem Feld des Magneten angenommen.
  - Masse der Probe  $m = 0,0202g$
  - Probe  $5mm \cdot 5mm \cdot 0,1mm$  groß, auf Cu  $7mm \cdot 7mm \cdot 7mm$  befestigt  $\rightarrow$  kann  $\parallel$  und  $\perp$  zum  $\vec{B}$ -Feld eingebaut werden

Die Nickelprobe kann bis zur bekannten Sättigungsmagnetisierung magnetisiert werden und diese dann mit dem SQUID gemessen werden. Um die Probe bis zur Sättigung zu magnetisieren braucht man ein äußeres Feld mit  $B_{ext \rightarrow Mmax} = 4\pi \cdot 55,09 \frac{G \cdot cm^3}{g} \cdot 8,912 \frac{g}{cm^3} = 6169G$  , die  $55,09 \frac{G \cdot cm^3}{g}$  entsprechen der Sättigungsmagnetisierung, die  $\rho_{Nickel} = 8,912 \frac{g}{cm^3}$  der Dichte. Das Feld am Ort des SQUIDs ist dann  $B(x_{SQUID}) = 2 \frac{\mu}{x_{SQUID}^3}$  mit dem mag. Moment  $\mu = \sigma_s m$  in [emu] der Probe und dem Abstand  $x_{SQUID}$  in [m].

### 3.1.6 Spule (Kalibrierungs“probe“)

- eine Windung
  - auf Cu-Zylinder  $\emptyset = 5,5mm$ ,  $h = 7mm$  und  $R = 2,75mm$
  - max. Strom  $I_{max} = 400mA$

Die Spule erzeugt am Ort des SQUIDs ein Magnetfeld, das mit dem Gesetz von Biot-Savart berechnet werden kann. Am Ort der Spule ist dann  $B(x_{SQUID}) = \frac{2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot I}{x_{SQUID}^3}$  mit der Vakuumpermeabilität  $\mu_0$ , dem Radius der Spule R in [m], dem Abstand des SQUIDs zur Spule  $x_{SQUID} = 0,014m$  und dem Strom durch die Spule I in [A].

## 4 Durchführung des Versuchs

Der SQUID muss auf Betriebstemperatur gebracht werden. Dazu evakuiert man den Kryostaten um den SQUID und füllt flüssigen Stickstoff in das Dewar, in dem der SQUID eingelassen ist. Nach ca. 15min ist er einsatzbereit.

Nun wird die Probe vorbereitet. Man setzt sie dem Feld des Elektromagneten aus, dessen Feldstärke durch eine Hallsonde bestimmt werden kann. Die Probe wird im Feld des Magneten heruntergekühlt und dann unter dem Kryostat mit dem SQUID plziert. Beim erwärmen der Probe kann man nun die Magnetisierung messen.

## 4.1 Kalibrierung des SQUID

### 4.1.1 mit der Spule

Die Probenspule wird unter dem SQUID angebracht und ca. 10 verschiedene Stromstärken eingestellt. Dabei wird die SQUID-Spannung abgelesen und dann über der Stromstärke aufgetragen. (Handbuch zum SQUID, Kap. 11. Inbetriebnahme, S39)

### 4.1.2 mit der Nickel-Probe

Mit der Nickelprobe wird eine Messung wie später mit Terbium durchgeführt. Für Nickel sind die Magnetisierungswerte bekannt.

Zudem soll eine Nullfeldmessung mit einer nicht magnetisierten Probe (Gd oder Tb) durchgeführt werden.

## 4.2 Messung

Beim Abkühlen der Probe ist es wichtig darauf zu achten, dass der Schlauch für den Stickstoff möglichst frei hängt. Durch Wärme-Kontakte (z.B. Metalltischbein, Kabel) verzögert sich der Prozess um einige Minuten. Während der Messung, beim Aufwärmen der Probe sollte die Druckluft nicht zu stark eingestellt sein (max 0,5bar). Somit befindet sich das System näherungsweise im thermischen Gleichgewicht.

### 4.2.1 Terbiumprobe

- Einbau *Probe*  $\perp$  *Feld*
  - B=0, kühlen, B=0, messen
  - B=0, kühlen, B=150G, messen
  - B=50G, kühlen, messen
  - B=150G, kühlen, messen
- Einbau *Probe*  $\parallel$  *Feld*
  - B=50G, kühlen, messen
  - B=75G, kühlen, messen
  - B=100G, kühlen, messen
  - B=150G, kühlen, messen

### 4.2.2 Gadoliniumprobe

- Einbau *Probe*  $\parallel$  *Feld* (nicht anders möglich wegen der Halterung)
  - B=400G, kühlen, messen (Diese Messung haben wir aus Zeitknappheit nicht durchgeführt)
  - B=1000G, kühlen, messen

## 5 Auswertung

### 5.1 Eichung

#### 5.1.1 Spule

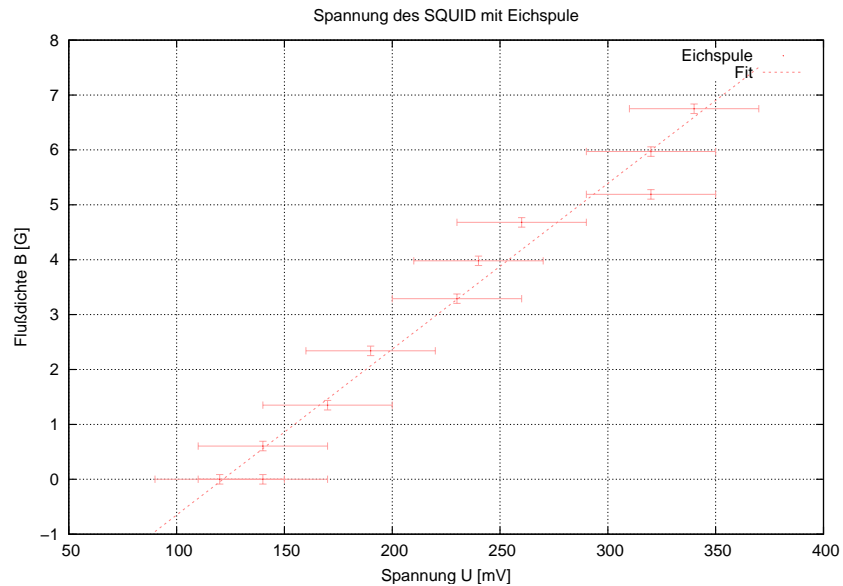


Abbildung 2:  
Fit zur Eichung des SQUIDs

Bei gegebenem Spulenstrom lässt sich die Flußdichte am Ort der SQUIDs berechnen und dieser damit Eichen. Wir erhalten für die SQUID-Spannung  $U$ :

$$B(U) = (3,02 \pm 0,16) \frac{G}{mV} \cdot U - (3,7 \pm 0,4)G$$

Der Offset bei  $U=0mV$  spielt später keine Rolle, da die Messungen unabhängig voneinander auf  $B=0G$  normiert werden. Dazu wird das Feld bei hohen Temperaturen  $T > T_C$  Null gesetzt.

#### 5.1.2 Nickel-Probe

Die Sättigungsmagnetisierung ist mit  $\sigma_S = 55,09 \frac{emu}{g}$  angegeben, um diese zu Erreichen benötigt man eine Flußdichte von  $6169G$ . Da die Spule nur eine Flußdichte von  $B=1130G$  erreicht, errechnen wir (unter Annahme eines linearen Zusammenhangs) eine Magnetisierung  $\sigma_{real} = 10,09 \frac{emu}{g}$ . Daraus kann man das magnetische Moment der Nickelprobe berechnen  $\mu_{real} = \sigma_{real} \cdot m = 10,09 \frac{emu}{g} \cdot 0,0202g = 0,204emu$ .

Die SQUID-Spannung lässt sich nun mit dem magnetische Moment  $\mu(U) = const \cdot U$  der Probe in Zusammenhang bringen. Dabei ist die Konstante für die beiden Einbaurichtung verschieden. Je nach Einbaurichtung der Tb-Probe muss dann der entsprechende Wert benutzt werden, um das magnetische Moment der Probe zu berechnen.

Einbaurichtung	const.
senkrecht	$(164 \pm 6) \cdot 10^{-3} \frac{emu}{V}$
parallel	$(60,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-3} \frac{emu}{V}$

## 5.2 Magnetisierungskurven von Terbium

Mit den beiden Eichungen lässt sich die Magnetisierung  $\sigma$  und die Flußdichte  $B$  über der Temperatur auftragen. Die Angabe der Magnetisierung erscheint sinnvoller, da es eine materialspezifische Größe ist. Zudem ist in den Grafiken in der Vorbereitungshilfe die gleiche Achsenbeschriftung zu finden.

Für die Bestimmung der Curie-Temperatur der Probe ist die Wahl der Einheiten ohnehin ohne Bedeutung - hier interessiert nur der Schnittpunkt einer Tangenten mit der Temperaturachse. Dafür werden die Werte bei hohen Temperaturen, also nach dem erkennbaren Phasenübergang, auf  $\sigma = 0$  bzw.  $B = 0$  normiert.

Die Unstetigkeit der Ableitung war leider nicht zu erkennen, da diese wegen des Rauschens des SQUIDs entweder annähernd homogen alle möglichen Werte annimmt oder bei genügender Glättung zwar Schwingungen, jedoch keine Unstetigkeit mehr zeigt. Daher erschien es uns genauer, eine Tangente an die Magnetisierungskurve kurz vor dem Phasenübergang zu fitten und den Schnittpunkt mit der Temperaturachse als Curie-Temperatur zu identifizieren.

### 5.2.1 bei senkrechtem Einbau

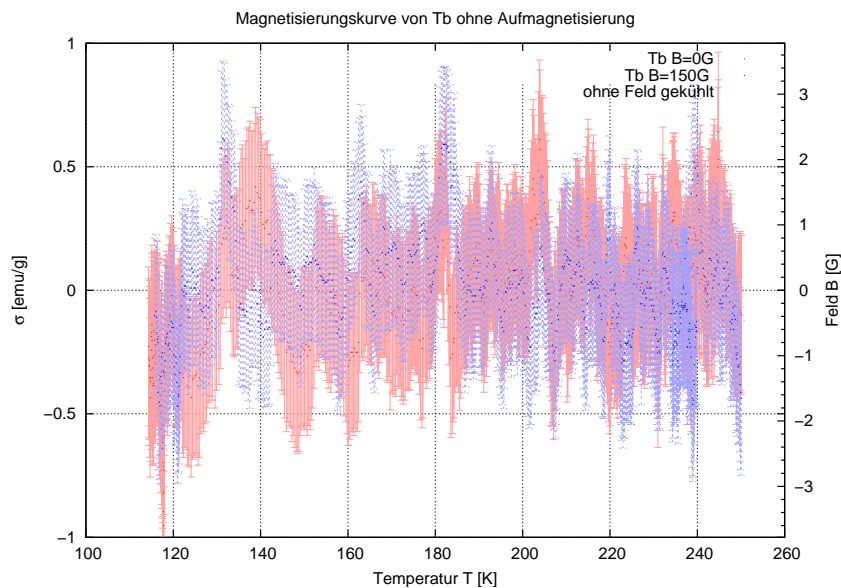


Abbildung 3:

Terbium ohne Feld gekühlt

tatsächliche Feldstärke: rot  $B = (2 \pm 5)G$ ; blau  $B = (152 \pm 5)G$

Wie erwartet, ist die Probe, die ohne Feld abgekühlt wurde, nicht magnetisiert. Die abgekühlte Probe lässt sich auch nicht magnetisieren.

Kühlt man die Probe jedoch im Feld, so wird die Magnetisierung  $\vec{M}$  eingefroren, was im folgenden gemessen wird.



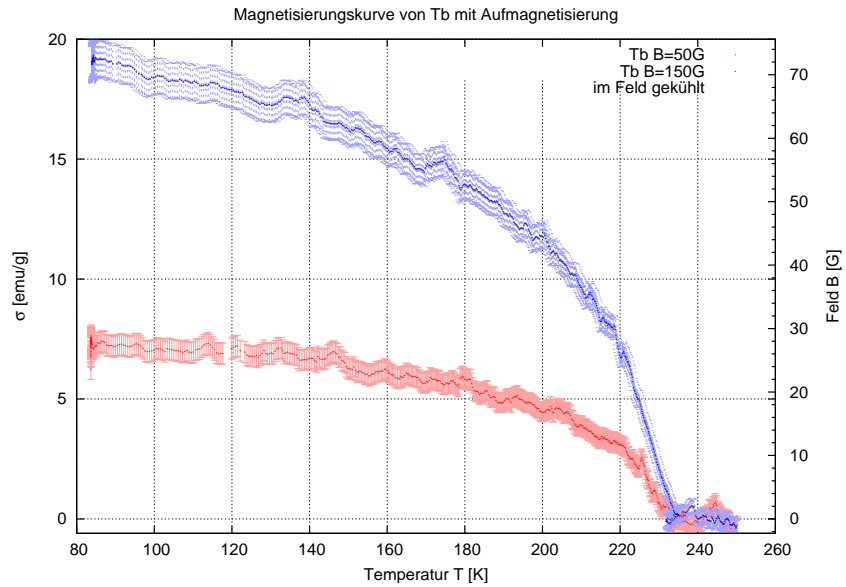


Abbildung 4:  
Terbium im Feld gekühlt  
tatsächliche Feldstärke: rot  $B = (66 \pm 5)G$ ; blau  $B = (168 \pm 5)G$

Bei  $T \approx 230K$  ist in der blauen Kurve zu erkennen, dass die Temperatur beim Erwärmen wieder leicht abgesunken ist. Dies kann daher rühren, dass die Wärmekapazität bei dem Übergang von ferro- nach paramagnetisch einen Sprung macht.

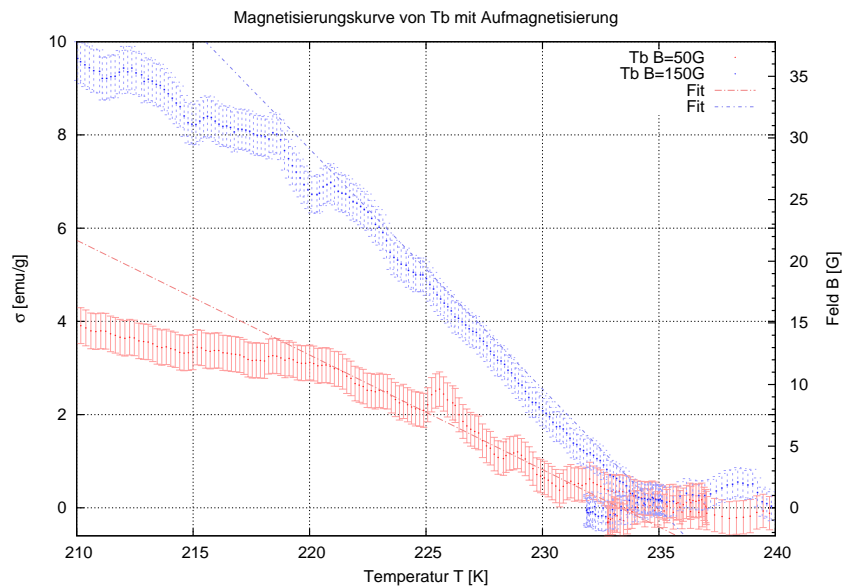


Abbildung 5:  
Magnetisierungskurve beim Phasenübergang

	Curie-Temperatur
B=50G	$(233 \pm 10 \pm 0,03)K$
B=150G	$(234 \pm 2 \pm 0,03)K$

### 5.2.2 bei parallelem Einbau

Für die parallel eingebaute Probe wird die Eichung mit der ebenfalls parallel eingebauten Nickelprobe verwendet.

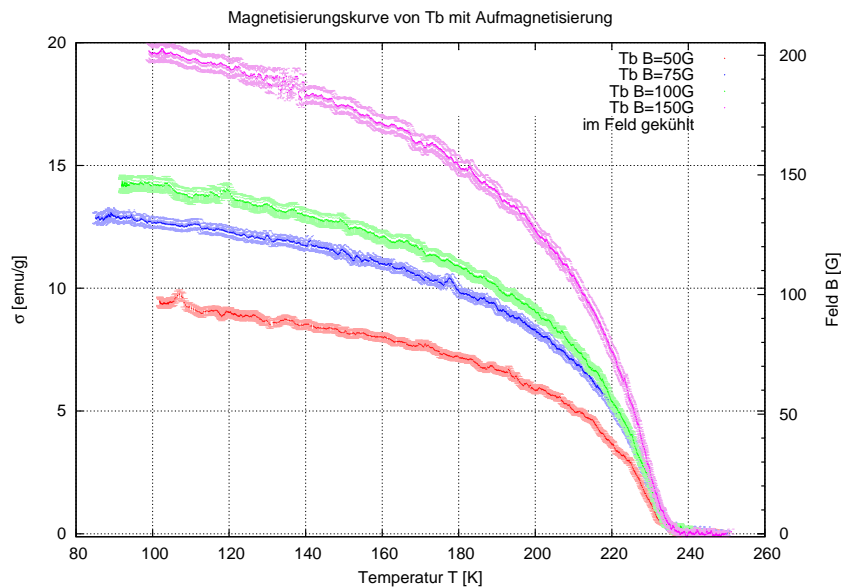


Abbildung 6:

Terbium bei verschiedenen Feldstärken gekühlt

tatsächliche Feldstärke: rot  $B = (53 \pm 5)G$ ; blau  $B = (80 \pm 5)G$ ; grün  $B = (105 \pm 5)G$ ; rosa  $B = (158 \pm 5)G$

Der Verlauf ist wie beim senkrechten Einbau, allerdings ist die gemessene Flussdichte größer. Die Magnetisierung (bzw. das magnetische Moment) nimmt zunächst schwach ab, was durch die thermische Anregung von Magnonen erklärt werden kann. Die Magnetisierung bricht zusammen, wenn sich die Temperatur der Curie-Temperatur nähert, was bei einem anliegenden externen Feld durch das Curie-Weiss-Gesetz beschrieben wird.

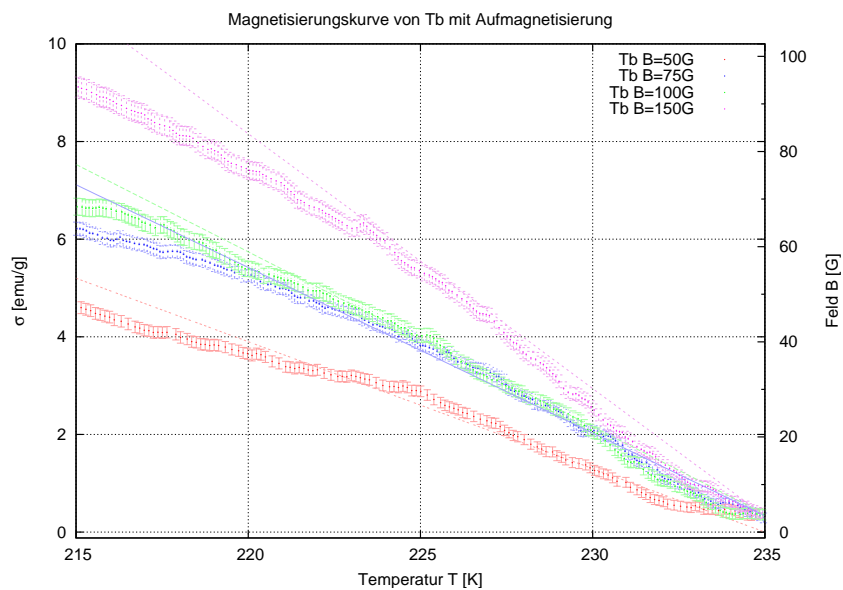


Abbildung 7:

Ausschnitt bei der Übergangstemperatur

Die Curie-Temperatur bestimmen wir hier wieder mit durch den Schnittpunkt mit der T-Achse:

	Curie-Temperatur
B=50G	$(235 \pm 5 \pm 0,02)K$
B=75G	$(236 \pm 3 \pm 0,02)K$
B=100G	$(236 \pm 3 \pm 0,01)K$
B=150G	$(235 \pm 3 \pm 0,02)K$

Mittelt man alle gemessenen Curie-Temperaturen, so erhält man  $T_C = (235 \pm 4 \pm 0,02)K$ . Dies liegt 16K über dem Literaturwert von  $T_C = 219K$ . Das kann daran liegen, dass der Temperatursensor einen wesentlich besseren Kontakt zum Probenhalter hat, als die Probe selbst. Da der Probenhalter aufgewärmt wurde, kann die Probe selbst noch eine wesentlich niedrigere Temperatur haben, als das Platin-Plättchen, dessen Widerstand zur Temperaturmessung benutzt wird. Erstaunlich ist die hohe Genauigkeit, die diese Verschiebung zeigt, obwohl wir im Lauf der Messungen die Aufwärmgeschwindigkeit reduziert haben.

### 5.2.3 Neukurve

Um aus den gemessenen Werten (die Messung erfolgt bei ausgeschaltetem externen Magnetfeld, also  $H = 0$ ) lässt sich eine Neukurve konstruieren, wenn man annimmt, dass die Remanenz der Probe proportional zu ihrer Sättigung ist. Dazu werden die Magnetisierungen im Bereich  $T \in [200...205]K$  gemittelt.

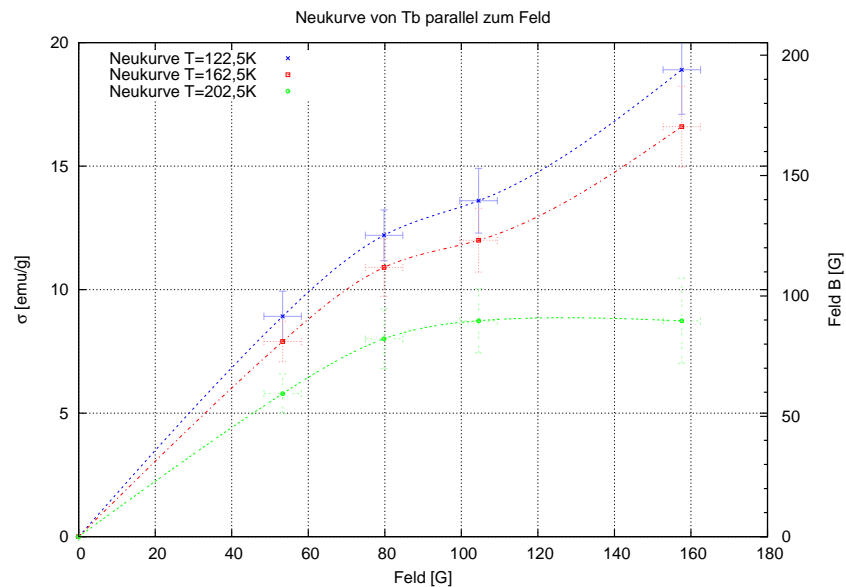


Abbildung 8:  
„Neukurve“ von Terbium

Erkennbar ist, dass die Remanenz mit zunehmender Temperatur nicht mehr über einen gewissen Wert hinausgeht. Bei  $T=202,5K$  ist die Probe bereits mit  $\sigma \approx 8,7emu$  gesättigt. Bei niedrigeren Temperaturen erreichen wir bei den verwendeten Feldstärken noch nicht den Bereich der Sättigung. Die eingezeichneten Kurven haben keine physikalische Bedeutung.

### 5.3 Magnetisierungskurve von Gadolinium

Analog zu den Messungen mit Terbium wird eine Messung mit Gadolinium durchgeführt. Da diese Probe wesentlich anders geformt ist als die Nickel-Probe, ist es hier nicht sinnvoll, die Magnetisierung  $\sigma$  anzugeben.

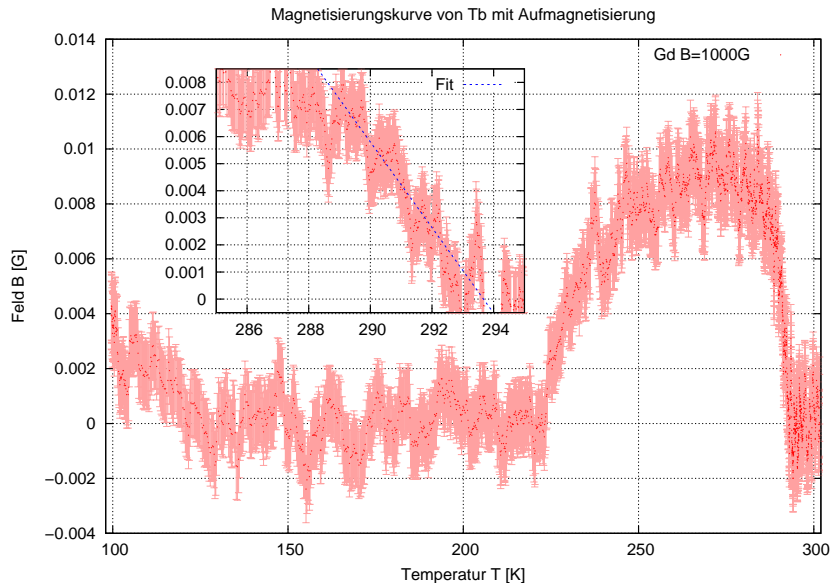


Abbildung 9:  
Gadolinium bei 1000G gekühlt  
tatsächliche Feldstärke:  $B = (1000 \pm 5)G$

Aus dem Fit erhält man die Curie-Temperatur von  $T_C = (294 \pm 15 \pm 0,03)K$  was sehr gut mit dem Literaturwert von  $T_C = 292,5K$  überein stimmt. Möglicherweise hat dann auch die systematische Abweichung der Werte bei Tb eine andere Ursache, allerdings widerspricht diese Messung der Erklärung nicht, da der Fehler recht groß ist.

Der seltsam anmutende Verlauf der Kurve - zunächst um Werte nahe 0, dann eine starke Magnetisierung - liegt daran, dass sich die Magnetisierungsrichtung im Kristall dreht. Bei tiefen Temperaturen zeigt sie zunächst um  $\angle(\vec{M}, \vec{c}) = 60$  von der c-Achse des Kristalls weg, ab 230K dreht sie sich zur Kristallachse hin. Bis zur Curie-Temperatur liegt sie dann parallel zur c-Achse. Vermutlich ist die c-Achse um ca.  $30^\circ$  zum SQUID geneigt, daher ist die Flußdichte durch den SQUID unterhalb von 230K fast Null.

Die Messung für  $B = 400G$  konnten wir aus Zeitgründen leider nicht durchführen.

## 6 Rechnung

### 6.1 Eichung mit der Spule

Mit Hilfe der Spule kann man zu einer SQUID-Spannung das Feld bestimmen  $B(x_{SQUID}) = \frac{2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot I}{x_{SQUID}^3}$ . Den Fehler  $\sigma_B$  von B werden wir nicht betrachten, da wir eine Regressionsgerade  $B(U_{SQUID}) = a \cdot U_{SQUID} + b$  durch die Messwerte legen um für jede Spannung das Feld zu bestimmen. Für die weitere Rechnung wird nur noch a und der Fehler  $\sigma_a$  benötigt.

### 6.2 Eichung mit Nickel

Mit den Angaben kann man das magnetische Moment der Nickelprobe berechnen:  $\mu_{real} = \sigma_{real} \cdot m = \frac{B_{real} \cdot \sigma_{max}}{B_{max}} \cdot m$  (Sättigungsmagnetisierung  $\sigma_{max} = \sigma_S$ )

Magnetisches Moment einer Probe wenn der SQUID U ausgibt:  $\mu_{Probe}(U) = aU + const.$  mit  $a = \frac{\mu_{real}}{U_{Messung}}$  wobei  $U_{Messung}$  die gemessene Spannung mit der Nickelprobe ist. Bei der Messung ist der Offset und die Beeinflussung durch den leeren Probenhalter zu berücksichtigen:  $U_{Messung} = U_{SQUID} - U_{Probenhalter} - \frac{U_{offset\ vor} + U_{offset\ nach}}{2}$ . Da alle Fehler  $\sigma_U = 30mV$  angenommen werden, ist  $\sigma_{U_{Messung}} = 45mV = \sqrt{\sigma_{U_{SQUID}}^2 + \sigma_{U_{Probenhalter}}^2 + (\frac{1}{2})^2(\sigma_{U_{offset\ vor}}^2 + \sigma_{U_{offset\ nach}}^2)}$ .

### 6.3 Aufmagnetisierung

Man kann das tatsächlichen Feld der Aufmagnetisierung aus dem eingestellten Spulenstrom  $I_{Spule}$  in [mA] bestimmen.  $B(I_{Spule}) = 98,461 \frac{G}{mA} \cdot 10^{-3} \cdot I_{Spule} + 2,0587G$  mit dem Fehler  $\sigma_B = \sqrt{\sigma_{I_{Spule}}^2 \cdot (\frac{\partial B}{\partial I_{Spule}})^2}$  und  $\sigma_{I_{Spule}} = 5mA$ .

### 6.4 Curie-Temperatur

Aus dem Geraden-Fit erhält man den Schnittpunkt mit der T-Achse:  $0 = a \cdot T + b \Rightarrow T = -\frac{b}{a}$ . Für den Fehler ist zu beachten dass  $\sigma_T \neq 0$  ist, da die T-Achse mit dem Mittelwert der Spannungen bei  $T > T_C$  auf 0 gesetzt wurde. Die Fehler des Fits ergeben den statistischen Fehler  $\sigma_T = \sqrt{\sigma_b^2 (\frac{1}{a})^2 + \sigma_a^2 (\frac{b}{a^2})^2}$ , der Fehler der Achse den systematischen Fehler  $\sigma_T = \sigma_b$ .

## 7 Anhang

### 7.1 Tabellen

- Eichung mit der Spule (page 1)
- Eichung mit Nickel (page 2)
- Aufmagnetisierung Tb (page 3)
- Aufmagnetisierung Gd (page 4)
- Tb senkrecht ohne Aufmagnetisierung (page 5)
- Tb kalt aufmagnetisiert bei B=150G (page 6)
- Tb senkrecht im Feld gekühlt B=50G (page 7)
- Tb senkrecht im Feld gekühlt B=150G (page 8)
- Tb parallel im Feld gekühlt B=50G (page 9)
- Tb parallel im Feld gekühlt B=75G (page 10)
- Tb parallel im Feld gekühlt B=100G (page 11)
- Tb parallel im Feld gekühlt B=150G (page 12)
- Mittelwert Curietemperatur (page 13)
- Gd im Feld gekühlt B=1000G (page 14)
- Neukurven (page 15)

### 7.2 Fehlerrechnung

- Fehlerfortpflanzung einer Funktion:  $\sigma_{f(x,y,\dots)} = \sqrt{\sigma_x^2 \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \sigma_y^2 \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 + \dots}$
- statistischer Fehler (Poisson-Verteilung):  $\sigma_x = \sqrt{x}$
- Standardabweichung vom Mittelwert (Abschätzung für systematischen Fehler):

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \text{ und } \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

- relativer Fehler von R:  $\frac{\sigma_R}{R}$
- Notation:

(Wert  $\pm$  statistischer Fehler  $\pm$  systematischer Fehler) bzw. (Wert  $\pm$  statistischer Fehler)