

# FORTGESCHRITTENEN-PRAKTIKUM I

---

## SQUID

---

21. und 22. Oktober 2014

Moritz  
BITTERLING

Benjamin  
ROTTLER

Betreuer: Adam PIECHACZEK



INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
FREIBURG IM BREISGAU

Alle Berechnungen in diesem Protokoll wurden unter Python 2.7 mit Hilfe folgender Programmbibliotheken

- PyROOT (<http://root.cern.ch/drupal/content/pyroot>)
- NumPy (<http://www.numpy.org/>)

oder mit oder Mathematica 10 durchgeführt. Die Graphiken wurden mit Inkscape (<http://www.inkscape.org>) gezeichnet.

Alle Python-Skripte, L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X-Skripte und SVG-Graphiken können online unter <https://github.com/Bigben37/FP1/tree/master/1021-SQUID> abgerufen werden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Versuchsziel</b>	<b>1</b>
<b>2. Physikalische Grundlagen</b>	<b>1</b>
2.1. Supraleitung . . . . .	1
2.2. Funktionsweise des <i>SQUID</i> . . . . .	2
2.3. Magnetfeld einer Leiterschleife . . . . .	2
<b>3. Versuchsaufbau</b>	<b>4</b>
<b>4. Versuchsdurchführung</b>	<b>5</b>
<b>5. Messergebnisse und Auswertung</b>	<b>7</b>
5.1. Vorgehensweise bei der Auswertung . . . . .	7
5.2. Vermessung des Magnetfeldes der Leiterschleife . . . . .	9
5.3. Vermessung des Magnetfelder verschiedener Proben . . . . .	14
<b>6. Literatur</b>	<b>19</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>19</b>
A.1. Messprotokoll . . . . .	19

## 1. Versuchsziel

Im Versuch wird ein Messprinzip angewendet, mit dem sehr kleine Änderungen der Magnetfeldstärke detektiert werden können: Ein *Superconducting Quantum Interference Device* verliert im Magnetfeld seine Supraleitfähigkeit, wenn sich die Magnetfeldstärke um mehr als den Betrag eines Flussquants ändert. Dies führt zur Dämpfung eines elektrischen Wechselfelds, die detektiert werden kann. Das Messprinzip wird verwendet, um die winkelabhängige Stärke des Magnetfelds einer *Leiterschleife*, von *Eisen-*, *Gold-* und *Magnetspänen* und die eines kleinen *Stabmagneten* zu vermessen.

## 2. Physikalische Grundlagen

Die Ausführungen in diesem Abschnitt orientieren sich an [4] und an [1].

### 2.1. Supraleitung

Das Auftreten von Supraleitung wird phänomenologisch dadurch beschrieben, dass der elektrische Widerstand eines Leiters unterhalb einer bestimmten Temperatur nicht mehr messbar ist. Für moderne Hochtemperatursupraleiter beträgt diese kritische Temperatur über 100 K. Die Mechanismen, die zur Supraleitung führen, sind bis heute nicht vollständig geklärt.

Eine Beschreibung liefert zum Beispiel die BCS-Theorie. Hier wird die Supraleitung mit dem Auftreten von *Cooper-Paaren* begründet. Ein Cooper-Paar besteht aus zwei freien Elektronen, die über eine Entfernung von mehreren hundert Ångström miteinander gekoppelt sind. Die Kopplung wird verursacht durch eine Deformation (und daraus folgende Polarisation) des Kristallgitters, wenn sich ein Elektron durch das Gitter bewegt. Ein zweites Elektron, das mit gleicher Geschwindigkeit dem ersten Elektron folgt, wird durch die Polarisation des Gitters angezogen und bewegt sich in einem Potentialminimum. Die Elektronen, die einzeln als Fermionen beschrieben werden (dann gilt das Paulische Ausschlussprinzip), werden als Cooper-Paar als einziges Boson beschrieben. Daher können bei tiefen Temperaturen viele Cooper-Paare im gleichen Zustand existieren, das Ausschlussprinzip gilt hier nicht.

Neben des verschwindenden elektrischen Widerstands zeigt ein Supraleiter das Verhalten eines idealen Diamagneten: Ein äußeres Magnetfeld wird durch induzierte Ströme vollständig kompensiert. Wechselt ein Material in den supraleitenden Zustand, während es sich in einem Magnetfeld befindet, so bleibt ein konstanter Kreisstrom erhalten (Meissner-Ochsenfeld-Effekt). Die Bohr-Sommerfeldsche Quantisierungsregel erlaubt hier allerdings nicht beliebige Stromstärken, sondern es sind nur ganzzahlige Vielfache eines *Flussquants*  $\phi_0$  erlaubt. Der Wert für  $\phi_0$  beträgt

$$\phi_0 = 2.0678 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2 . \quad (2.1)$$

Wird die äußere Magnetfeldstärke geändert, so können kleine Änderungen vom Supraleiter durch induzierte Oberflächenströme kompensiert werden (ihre Eindringtiefe wird

durch die London-Gleichungen beschrieben). Bei einer zu großen Änderung bricht die Supraleitfähigkeit allerdings zusammen, und es stellt sich im Supraleiter ein neuer Strom ein, der das vorhandene Magnetfeld besser kompensiert. Dann ist die Supraleitfähigkeit wieder vorhanden.

Der Punkt, an dem die Supraleitfähigkeit zusammenbricht, kann exakt mit einem *Josephson-Kontakt* eingestellt werden. Dieser Kontakt besteht aus einem wenige Nanometer dicken Isolator, der sich im Supraleiter befindet. Äußere Magnetfelder können in den Isolator eindringen, damit die Phasenverschiebung der Cooper-Paare, die durch den Kontakt tunneln, beeinflussen, und so die Größe des Flussquants ändern.

## 2.2. Funktionsweise des SQUID

Der kurzzeitige Verlust der Supraleitfähigkeit kann als Messsignal für ein äußeres Magnetfeld verwendet werden. Man benutzt dazu einen externen Schwingkreis, der mit einem hochfrequenten Wechselstrom angeregt wird. Die Stromamplitude ist so eingestellt, dass das resultierende Magnetfeld gerade keine Flussänderung im Supraleiter verursacht. Wird nun das äußere Magnetfeld durch die Anwesenheit einer magnetischen Probe geändert, so ändert sich das Magnetfeld am Supraleiter über den kritischen Wert hinaus und es kommt zu einer Änderung des Kompensationsstroms um ein Flussquant. Dies ist mit dem kurzzeitigen Zusammenbruch der Supraleitfähigkeit und Energieaufnahme aus dem elektromagnetischen Wechselfeld verbunden. Der Grad der Energieaufnahme kann als Einbruch der Spannungsamplitude am Schwingkreis gemessen werden.

Eine periodische Änderung des Magnetfelds führt zu einer periodischen Änderung des Signals des SQUID. Der Zusammenhang zwischen der Signalamplitude  $\Delta V$  und dem Magnetfeld  $B_z$  ist folgender:

$$B_z = F \cdot \frac{\Delta V}{2s_i} \quad (2.2)$$

$F$  ist der Feld-Fluss-Koeffizient ( $F = 9.3 \text{ nT}/\phi_0$ ) und  $s_i$  der Transferkoeffizient, der die Empfindlichkeit des Messgeräts beschreibt und mit einem Widerstand  $R_{\text{FB}}$  eingestellt werden kann (siehe [Tabelle 2.1](#)).

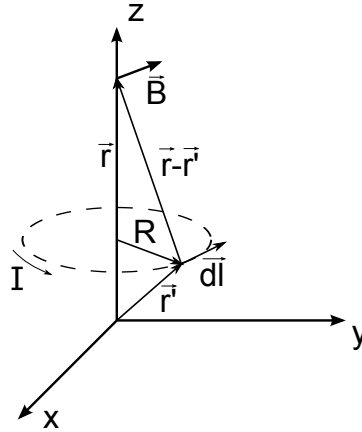
**Tabelle 2.1:** Zusammenhang zwischen Widerstand  $R_{\text{FB}}$  und Transferkoeffizient  $s_i$  ([3]).

$R_{\text{FB}} / \text{k}\Omega$	1	3	6	10	15	20	15	100
$s_i / (\text{mV}/\phi_0)$	21	60	120	195	290	380	950	1900

## 2.3. Magnetfeld einer Leiterschleife

Die magnetische Flussdichte  $d\vec{B}$  am Ort  $\vec{r}$  eines mit dem Strom  $I$  durchflossenen Leiters mit Länge  $d\vec{l}$  am Ort  $\vec{r}'$  lässt sich mit Hilfe des *Biot-Savart*-Gesetzes bestimmen:

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot d\vec{l} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (2.3)$$



**Abbildung 2.1:** Kreisförmige Leiterschleife mit Radius  $R$ , parallel zur  $x$ - $y$ -Ebene.

Es wird eine kreisförmige Leiterschleife parallel zu der  $x$ - $y$ -Ebene mit dem Radius  $R$  betrachtet (Abbildung 2.1) [2]. Da die Komponente

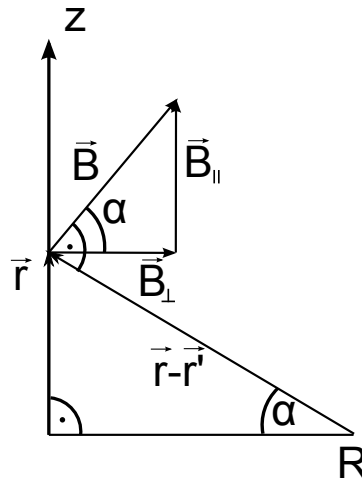
$$dB_{\perp} = dB \cdot \sin \alpha \quad (2.4)$$

senkrecht zur  $z$ -Achse bei der Integration über  $dl$  verschwindet (Rotationssymmetrie), bleibt nur die parallele Komponente

$$dB_{\parallel} = dB \cdot \cos \alpha \quad (2.5)$$

zu betrachten. Wie in Abbildung 2.2 zu erkennen ist, gilt

$$\left| d\vec{l} \times (\vec{r} - \vec{r}') \right| = |\vec{r} - \vec{r}'| \cdot dl \cdot \underbrace{\sin \varphi}_{=1} = |\vec{r} - \vec{r}'| \cdot dl = \frac{R}{\cos \alpha} \cdot dl \quad (2.6)$$



**Abbildung 2.2:** Komponenten des  $\vec{B}$ -Vektors und Dreieck zwischen  $R$ ,  $\vec{r} - \vec{r}'$  und  $\vec{r}$ .

Es folgt für  $B_{\parallel}$ :

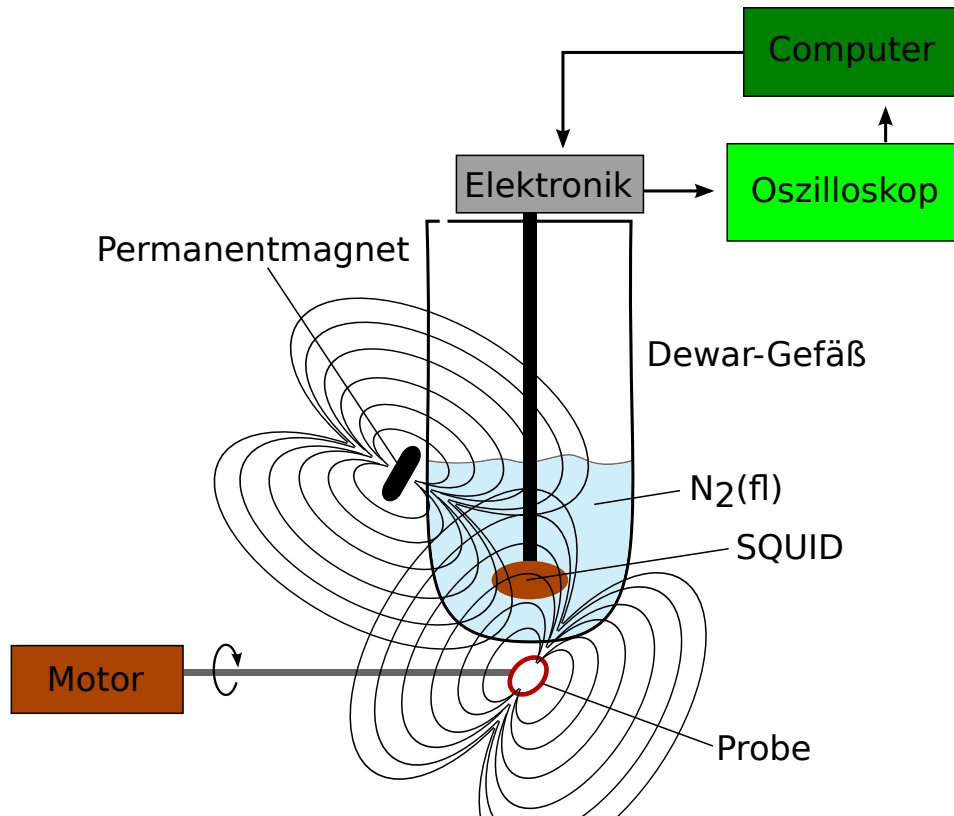
$$\begin{aligned}
 B_{\parallel} &= \int dB_{\parallel} = \int dB \cdot \cos \alpha \\
 &\stackrel{(2.3)}{=} \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \oint \frac{|\vec{dl} \times (\vec{r} - \vec{r}')|}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \cdot \cos \alpha \\
 &\stackrel{(2.6)}{=} \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \cdot \frac{R}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \cdot \oint ds = \frac{\mu_0 \cdot I}{2} \cdot \frac{R^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Mit  $|\vec{r} - \vec{r}'|^2 = R^2 + (z - z')^2$  folgt damit für die magnetische Flussdichte  $\vec{B}(z, z')$

$$\vec{B}(z, z') = B_{\parallel} \cdot \hat{e}_z \stackrel{(2.7)}{=} \frac{\mu_0 \cdot I}{2} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + (z - z')^2)^{3/2}} \cdot \hat{e}_z \tag{2.8}$$

Dieser Zusammenhang wird in der Auswertung mit den Messwerten verglichen.

### 3. Versuchsaufbau



**Abbildung 3.1:** Aufbau zur Messung kleiner Magnetfeldänderungen mit einem *Superconducting Quantum Interference Device*.

Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau, der für die Messungen des Magnetfelds verwendet wird. Unter einem temperaturisolierten Behälter, der mit flüssigem Stickstoff (Temperatur 77 K) gefüllt ist, befindet sich eine Probe. Die Probe wird mit einem Motor in Rotation versetzt, so dass ein veränderliches Magnetfeld in dem Behälter erzeugt wird. Ein weiteres, statisches Magnetfeld wird von einem beweglichen Permanentmagneten verursacht, so dass ein während der Messung auftretender Offset (z.B. durch das Magnetfeld elektrischer Verbraucher) kompensiert werden kann. Eingetaucht in den Stickstoff ist das *SQUID*, das von einer Elektronik über dem Behälter gesteuert und ausgelesen wird. Die notwendigen Einstellungen der Elektronik können mit dem Computer vorgenommen werden. Das Signal des *SQUID* wird an ein Oszilloskop gesendet und von dort weiter an einen Computer.

Der innere Aufbau des *SQUID* ist auf Abbildung 3.2 gezeigt: Über der (magnetischen) Probe befindet sich ein supraleitender Ring, der an einer Stelle durch einen isolierenden Josephson-Kontakt unterbrochen ist. Von einem Schwingkreis wird mit einem Wechselstrom ein elektromagnetisches Feld erzeugt, das den Ring durchdringt. Nimmt der Ring Energie aus diesem elektromagnetischen Feld auf, zeigt sich dies durch eine Abnahme der Spannungsamplitude am Schwingkreis.

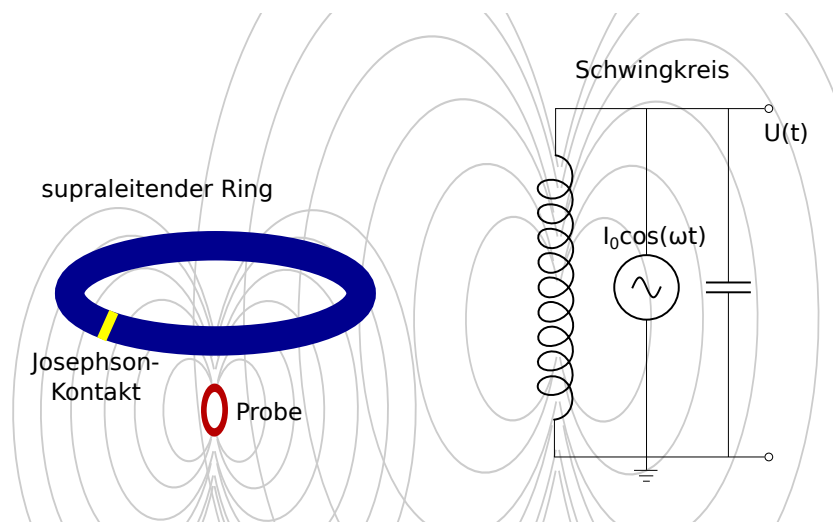


Abbildung 3.2: Aufbau des *SQUID*: Schwingkreis zur Erzeugung eines elektromagnetischen Wechselfelds an einem supraleitenden Ring und zur Messung der Energieaufnahme bei Verlust seiner Supraleitfähigkeit.

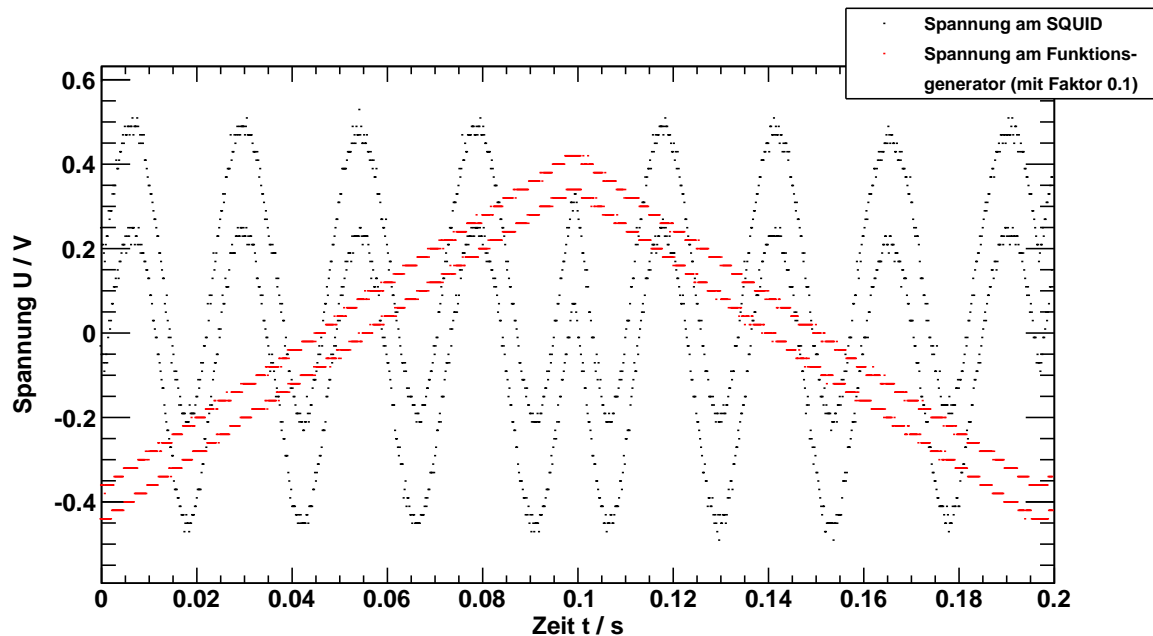
## 4. Versuchsdurchführung

### Kalibrierung des Aufbaus

Vor Durchführung der Messungen wird durch Einstellung der Parameter der Elektronik das *SQUID*-Signal optimiert. Dazu wird dem Signal am Schwingkreis eine Dreieckss-



pannung überlagert, so dass durch den dadurch verursachten Anstieg und Abfall des Magnetfelds am supraleitenden Ring eine Flussänderung von mehr als einem Flussquant stattfindet. Dadurch wird ein Sinussignal vom *SQUID* generiert. Dieses Signal wird durch die Einstellung von Frequenz und Stromamplitude am Schwingkreis maximiert und durch Anpassung des Offsets um den Nullpunkt zentriert. [Abbildung 4.1](#) zeigt das gemessene Signal, dessen Amplitude maximiert wird.



**Abbildung 4.1:** Charakteristisches *SQUID-pattern*, dessen Amplitude bei der Kalibrierung des Aufbaus maximiert wird. Die Ursache für die Aufspaltung der Signale in zwei Anteile ist nicht bekannt.

## Bestimmung des Magnetfelds verschiedener Proben

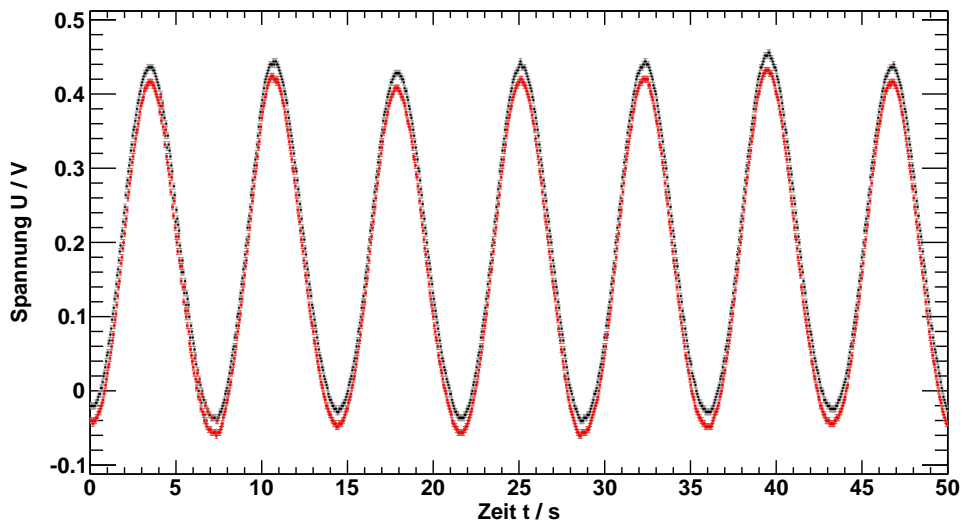
Anschließend werden verschiedene Proben unter dem *SQUID* eingebaut und von einem Motor mit konstanter Geschwindigkeit gedreht.

An einer Leiterschleife werden fünf Messungen mit verschiedenen Strömen durchgeführt. Außerdem werden ein Eisen-, ein Magnet- und ein Goldspan sowie ein Stabmagnet vermessen. Zusätzlich wird eine Messung ohne Präparat sowie eine Messung mit leerem, rotierendem Probenhalter durchgeführt.

## 5. Messergebnisse und Auswertung

### 5.1. Vorgehensweise bei der Auswertung

Abbildung 5.1 zeigt beispielhaft das Signal einer Messung mit dem SQUID. Man erkennt, dass das Messsignal in zwei, vertikal verschobene Sinuskurven aufgespalten ist. Da dies für einen sinnvollen Fit ungünstig ist, wird für alle Messsignale nur das obere Signal gefittet. Wir gehen davon aus, dass der Fit des unteren Signals oder die Bildung des Mittelwerts der beiden Signale das gleiche Ergebnis liefert.



**Abbildung 5.1:** *SQUID*-Signal der stromdurchflossenen Leiterschleife mit R1 als Widerstand. Der Grund für die Aufspaltung in zwei vertikal verschobene Sinuskurven ist nicht bekannt.

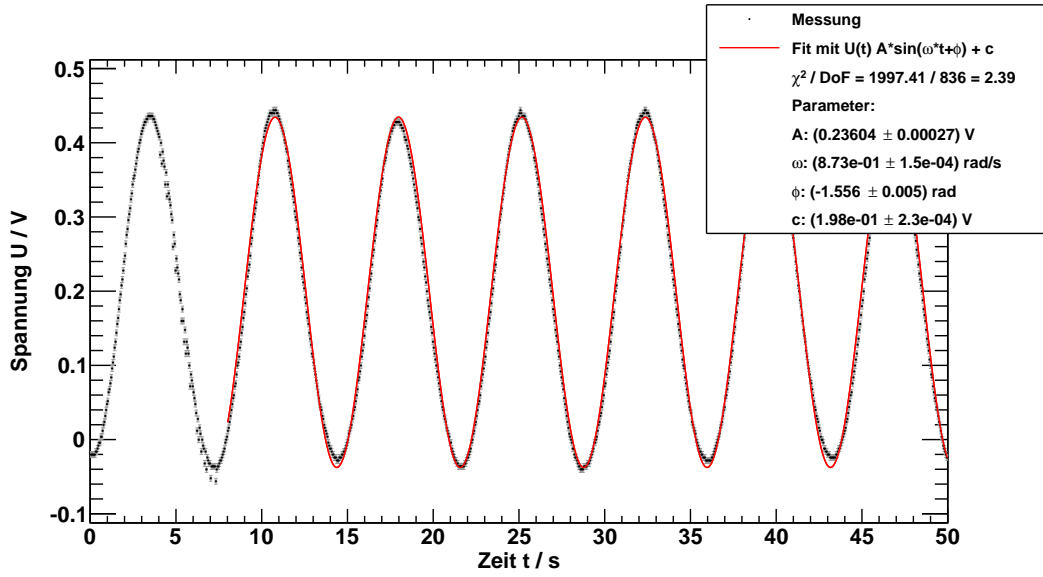
Das obere Signal wird mit einer allgemeinen Sinuskurve

$$U(t) = A \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi) + c \quad (5.1)$$

gefittet. Dabei ist  $A$  die Amplitude,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $\phi$  ein konstanter Phasenoffset und  $c$  ein konstanter Spannungsoffset. Dieser Ansatz ist sinnvoll, da die Probe rotiert wird und somit auch ein periodisches Signal erwartet werden kann.

Ein Beispiel für einen Fit ist in [Abbildung 5.2](#) dargestellt. Der  $\chi^2$ -Wert ist überhöht, weil dem Signal ein Untergrundsignal überlagert ist und das sinusförmige Signal somit deformiert wird.

Aus der Amplitude  $A$  lässt sich nun mit [Gleichung 2.2](#) das maximale Stärke des Magnetfeldes berechnen. Diese Ergebnis wird hier für das Beispiel nicht extra angegeben, da die Diskussion der Magnetfeldstärke der Leiterschleife weiter unten erfolgt.



**Abbildung 5.2:** Fit des oberen Signals der Leiterschleife mit R1 als Widerstand mit einer Sinusfunktion.

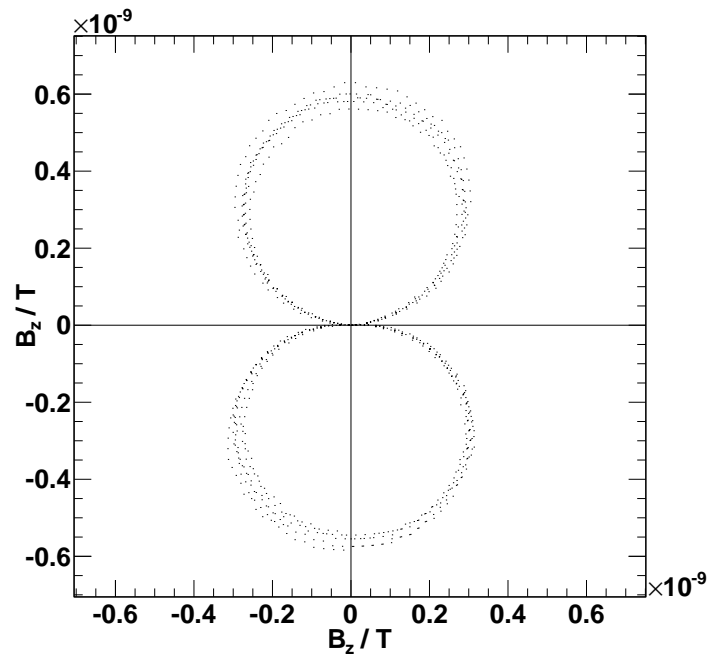
Mit der Kreisfrequenz  $\omega$  und dem Phasenoffset  $\phi$  kann nun ein Polarplot des Messsignals durch folgende Transformation erstellt werden.

$$\begin{aligned} x(t) &= |B_z(t)| \cdot \cos(\omega \cdot t + \phi) \\ y(t) &= |B_z(t)| \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi) \end{aligned} \quad (5.2)$$

$B_z(t)$  berechnet sich für jeden Zeitpunkt  $t$  mit [Gleichung 2.2](#) aus  $U'(t)$ . Von der eigentlichen Spannung  $U(t)$  muss noch der konstante Offset  $c$  abgezogen werden, damit die Amplitude um 0 herum oszilliert.

$$U'(t) = U(t) - c \quad (5.3)$$

Die so erhaltenen Polardarstellung für den Beispielfit sieht man in [Abbildung 5.3](#).



**Abbildung 5.3:** Polarplot der Messdaten aus [Abbildung 5.2](#) mit der Kreisfrequenz  $\omega$ , die aus dem Fit gewonnen wurde: Dipolfeld einer stromdurchflossenen Leiterschleife mit  $R_1$  als Widerstand.

## 5.2. Vermessung des Magnetfeldes der Leiterschleife

### 5.2.1. Berechnung aus der SQUID-Messung

Die SQUID-Signale wurden wie oben beschrieben mit einem Sinus gefittet und in einem Polarplot dargestellt ([Abbildung 5.4](#) bis [Abbildung 5.8](#)). Bei den Fits wurde jeweils ein Bereich auf der x-Achse gewählt, in dem Amplitude keine zu großen Schwankungen aufwies.

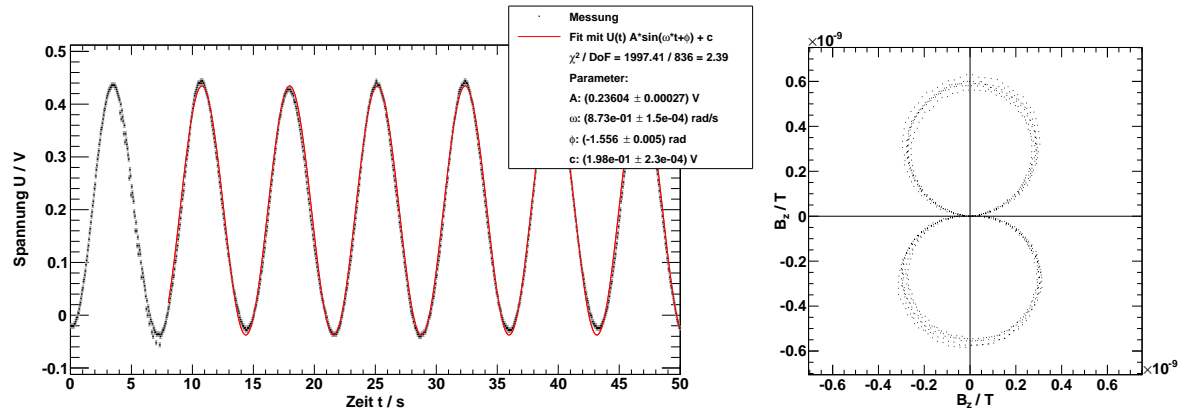


Abbildung 5.4: Fit und Polarplot des Magnetfeldes der Leiterschleife mit Widerstand R1.

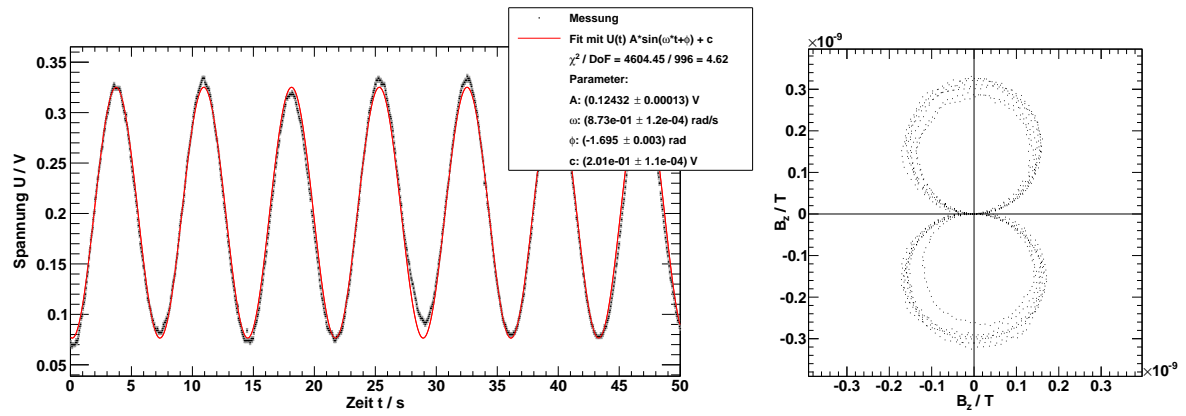


Abbildung 5.5: Fit und Polarplot des Magnetfeldes der Leiterschleife mit Widerstand R2.

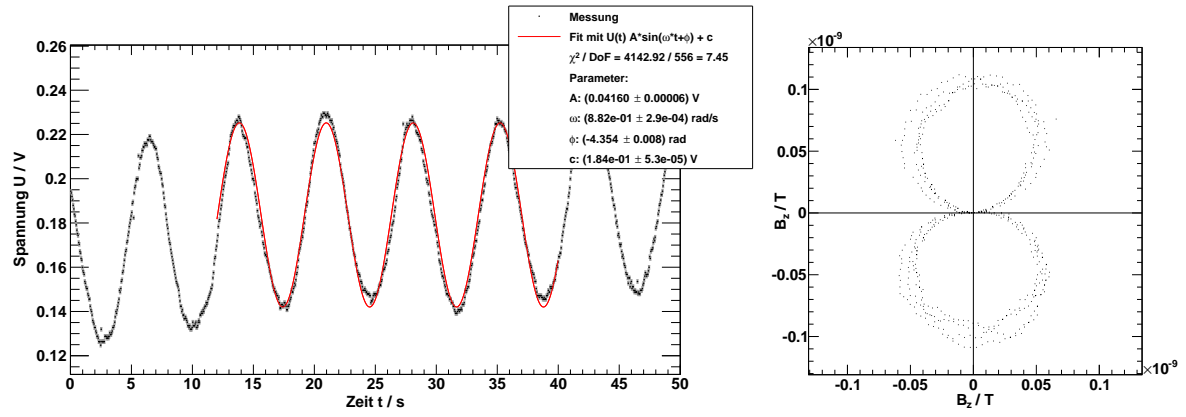


Abbildung 5.6: Fit und Polarplot des Magnetfeldes der Leiterschleife mit Widerstand R3.

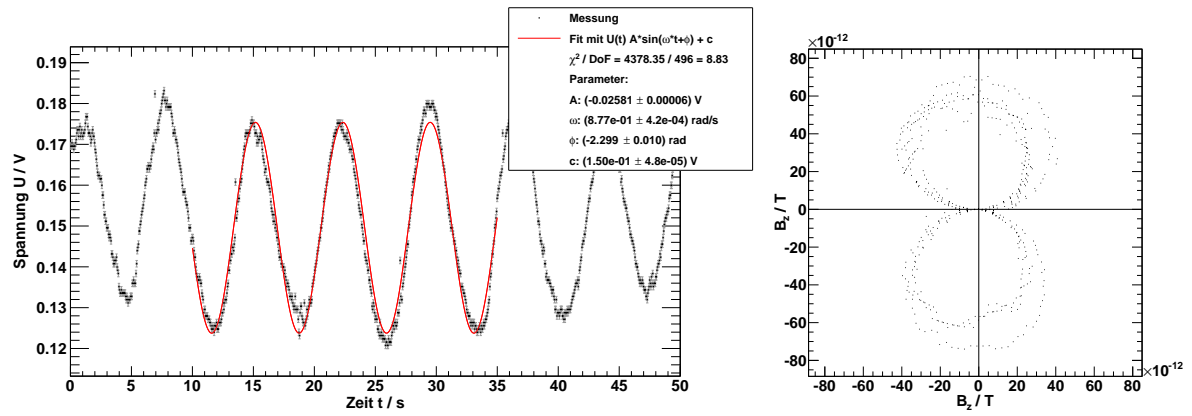
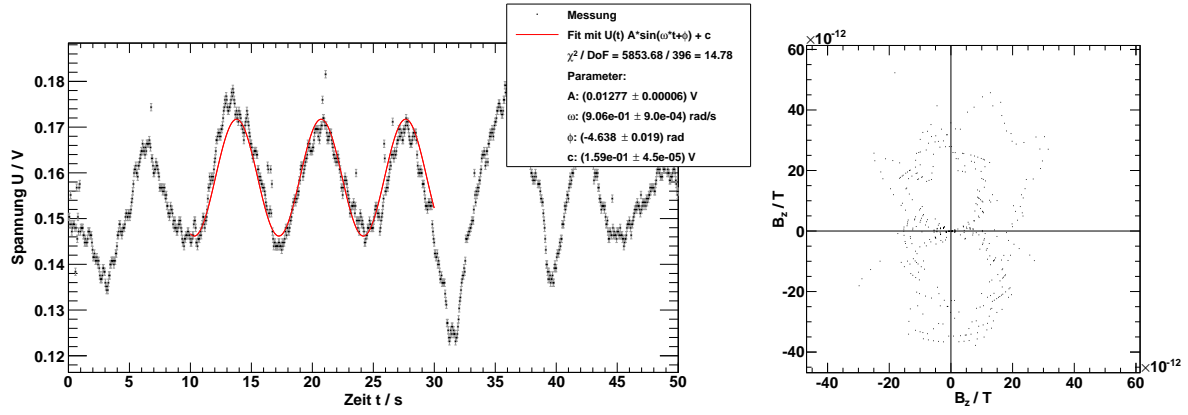


Abbildung 5.7: Fit und Polarplot des Magnetfeldes der Leiterschleife mit Widerstand R4.



**Abbildung 5.8:** Fit und Polarplot des Magnetfeldes der Leiterschleife mit Widerstand R5.

Aus den Amplitude der Fits erhält man mit [Gleichung 2.2](#) die Stärke des Magnetfeldes ([Tabelle 5.1](#)).

**Tabelle 5.1:** Gemessene Magnetfeldstärke  $B_z$  in Abhängigkeit des Widerstandes  $R$  der Leiterschleife.

$R / \Omega$	$B_z / \text{nT}$	$s_{B_z} / \text{nT}$
100	0.57769	0.00067
510	0.30426	0.00031
1000	0.10182	0.00015
5100	0.06317	0.00015
10000	0.03125	0.00015

Der Fehler auf  $B_z$  ist sehr klein, dies liegt daran, dass er ausschließlich aus den Fehlern der Fitparameter stammt und damit nicht alle Fehlermechanismen erfasst werden. Für einen besseren Fehler hätten mehrere Messungen mit den selben Bedingungen durchgeführt werden müssen.

### 5.2.2. Berechnung aus der Geometrie der Leiterschleife

Aus [Gleichung 2.8](#) lässt sich nun die theoretische Stärke des Magnetfeldes  $B_z$  in  $z$ -Richtung bestimmen. Mit  $I = \frac{U}{R}$  und  $z' = 0$  (Leiterschleife im Ursprung) folgt:

$$B_z = \frac{\mu \cdot U}{2R} \cdot \frac{r^2}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \quad (5.4)$$

Dabei ist  $r$  der Radius,  $U$  die angelegte Spannung und  $R$  der Widerstand der Leiterschleife. Der Fehler lässt sich mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung berechnen:

$$s_{B_z} = \frac{\mu \cdot r}{2R(r^2 + z^2)^{5/2}} \left( r^6 s_U^2 + r^4 (s_r^2 U^2 + 2s_U^2 z^2) + r^2 z^2 (U^2 (9s_z^2 - 4s_r^2) + s_U^2 z^2) + 4s_r^2 U^2 z^4 \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

Die berechneten Werte sind in [Tabelle 5.2](#) aufgelistet. Der Radius wurde auf  $r = (1.90 \pm 0.18)$  mm und der Abstand auf  $z = (2.5 \pm 0.3)$  cm bestimmt.

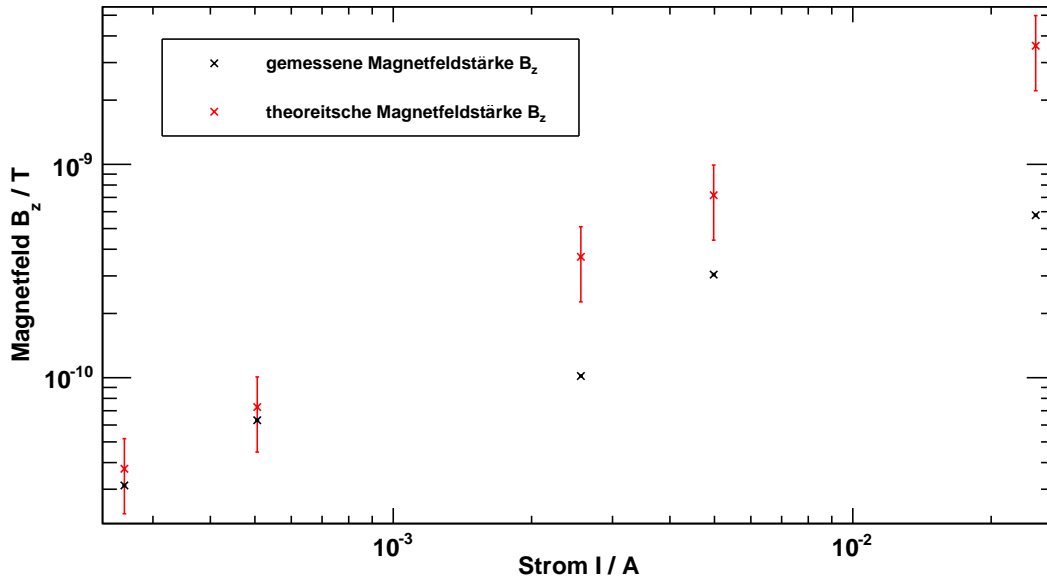
**Tabelle 5.2:** Theoretische Magnetfeldstärke  $B_z$  in Abhängigkeit des Stroms  $I$ , der durch die Leiterschleife fließt.

$I$ / mA	$s_I$ / mA	$B_z$ / nT	$s_{B_z}$ / nT
25.0000	0.1000	3.598	1.384
4.9804	0.0196	0.717	0.276
2.5600	0.0100	0.368	0.142
0.5059	0.0020	0.073	0.028
0.2600	0.0010	0.037	0.014

### 5.2.3. Vergleich gemessener und theoretischer Werte

Zum Vergleich der mit dem SQUID gemessenen und aus der Geometrie der Leiterschleife bestimmten Magnetfeldstärken  $B_z$  wurden diese gemeinsam in einer doppeltlogarithmischen Graphik über dem Strom  $I$  aufgetragen ([Abbildung 5.9](#)). Die Werte stimmen innerhalb des maximal 3- $\sigma$ -Intervalls überein (vergleiche dazu [Tabelle 5.1](#) und [Tabelle 5.2](#)). Die gemessenen Werte liegen immer unterhalb der theoretischen Werte. Dies könnte daran liegen, dass zur Berechnung der theoretischen Werte ein zu kleiner Abstand von SQUID und Leiterschleife gemessen wurde.





**Abbildung 5.9:** Vergleich von gemessener und theoretischer Magnetfeldstärke  $B_z$  der Leiterschleife für verschiedene Ströme  $I$ .

### 5.3. Vermessung des Magnetfelder verschiedener Proben

Im Folgenden konnten nicht alle SQUID-Signale gefittet werden. Um in diesen Fällen trotzdem einen Polarplot erstellen zu können, wurde der Mittelwert aus Kreisfrequenzen der Fits gebildet. Man erhält:

$$\bar{\omega} = (0.87207 \pm 0.00006) \frac{\text{rad}}{\text{s}} \quad (5.6)$$

Der zur Erstellung der Polarplots nötige y-Offset der Daten wurde mit dem Mittelwert aller Messpunkte genähert. Dies ist vertretbar, da es sich um periodische Signale handelt. Der konstante Phasenoffset  $\phi$  wurde hier 0 gesetzt, dies entspricht einer Rotation in der Polardarstellung.

#### 5.3.1. Untergrund

Abbildung 5.10 zeigt das SQUID-Signal bei ausgeschaltetem Motor, ohne Probe. Es ist keine Periodizität des Signals zu erkennen. Die Schwankungen sind statistisch und werden vermutlich durch wechselnde Magnetfelder von elektrischen Verbrauchern in der Umgebung verursacht. Ein derartiges Untergrundrauschen mit 10 mV bis 20 mV Amplitude ist allen Messungen überlagert und führt bei geringen Signalamplituden zu Deformation und Drift der Messsignale.

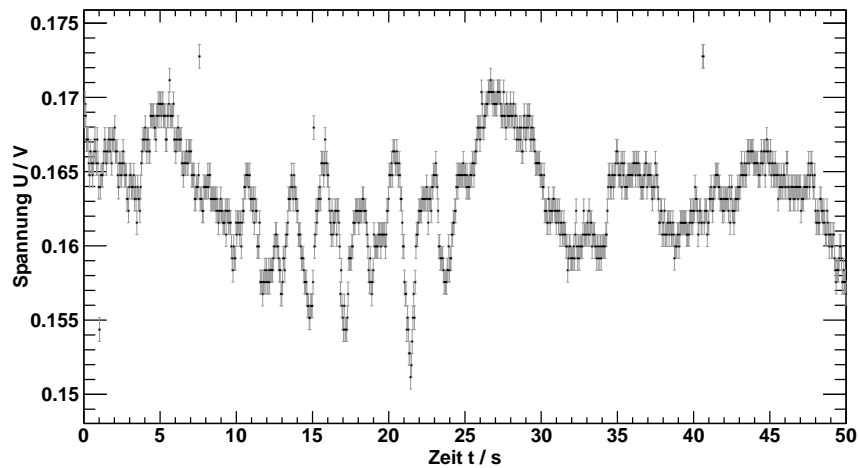


Abbildung 5.10: *SQUID*-Signal ohne Probe, bei ausgeschaltetem Motor.

### 5.3.2. Probenhalter

Eine weitere Untergrundmessung ohne Probe wurde mit rotierendem Probenhalter durchgeführt. Hier wird ein periodisches Signal mit ca. 40 mV Amplitude gemessen. Der Probenhalter ist also leicht magnetisch.

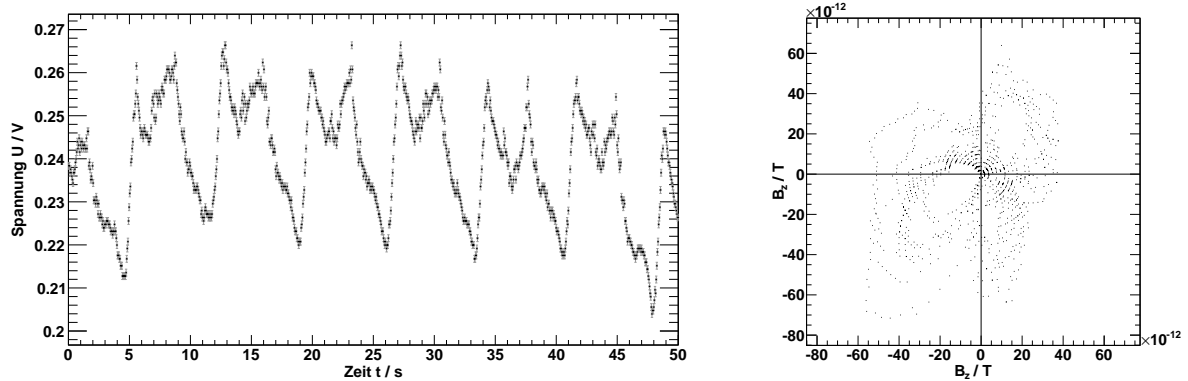


Abbildung 5.11: *SQUID*-Signal bei leerem, rotierendem Probenhalter. Es ist eine leichte Magnetisierung des Probenhalters erkennbar.

### 5.3.3. Stabmagnet

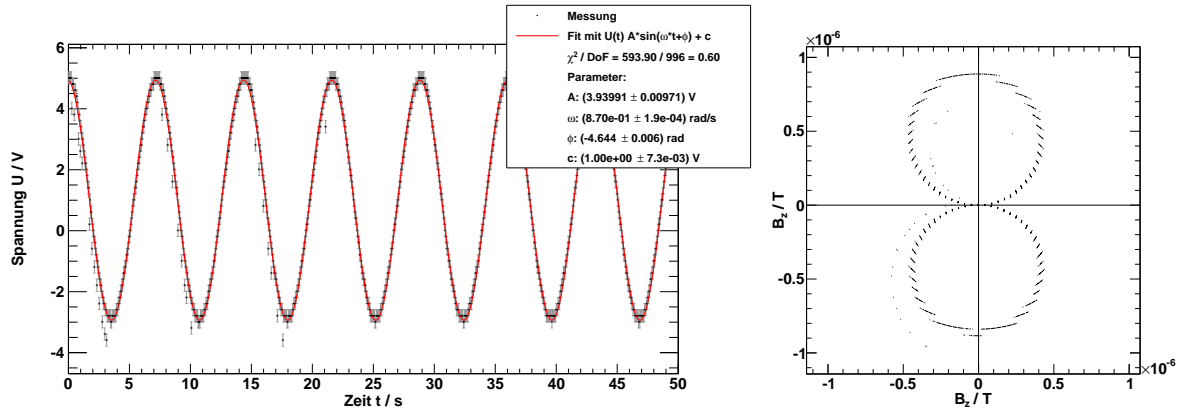


Abbildung 5.12: Bestimmung des Magnetfelds eines kleinen Stabmagneten und Fit mit Sinusfunktion.

Die Messung am Stabmagneten wurde gemäß Gleichung 5.1 gefittet. Für die Amplitude der Schwingung erhält man

$$A_{\text{St}} = (3.9399 \pm 0.0010) \text{ V} . \quad (5.7)$$

Daraus folgt nach Gleichung 2.2 für die maximale Magnetfeldstärke des Stabmagneten

$$B_{\text{St}} = (872 \pm 2) \text{ nT} . \quad (5.8)$$

Auf dem Polarplot ist deutlich die Struktur des magnetischen Dipols zu erkennen.

### 5.3.4. Magnetspan

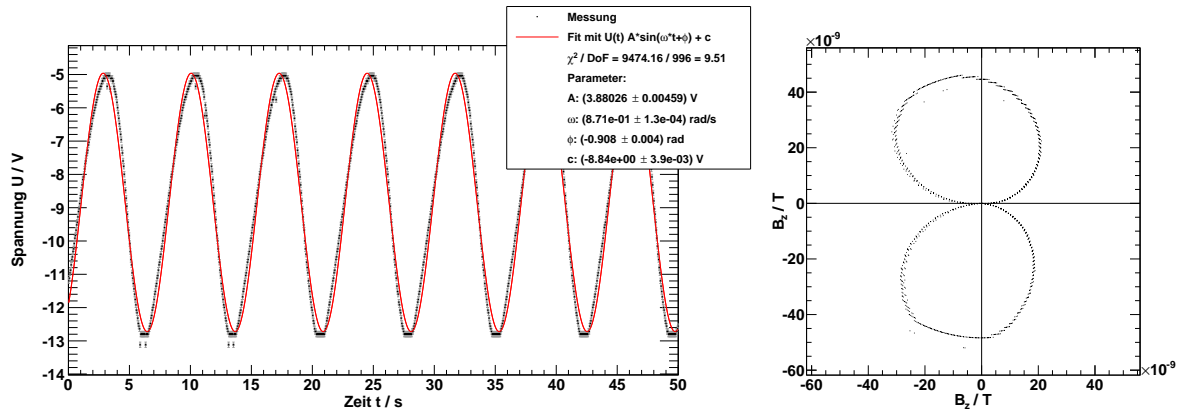


Abbildung 5.13: Bestimmung des Magnetfelds eines Magnetspanns und Fit mit Sinusfunktion.

Auch die Messung am Magnetspan wurde gemäß [Gleichung 5.1](#) gefittet. Für die Amplitude der Schwingung erhält man

$$A_{\text{St}} = (3.880 \pm 0.005) \text{ V} . \quad (5.9)$$

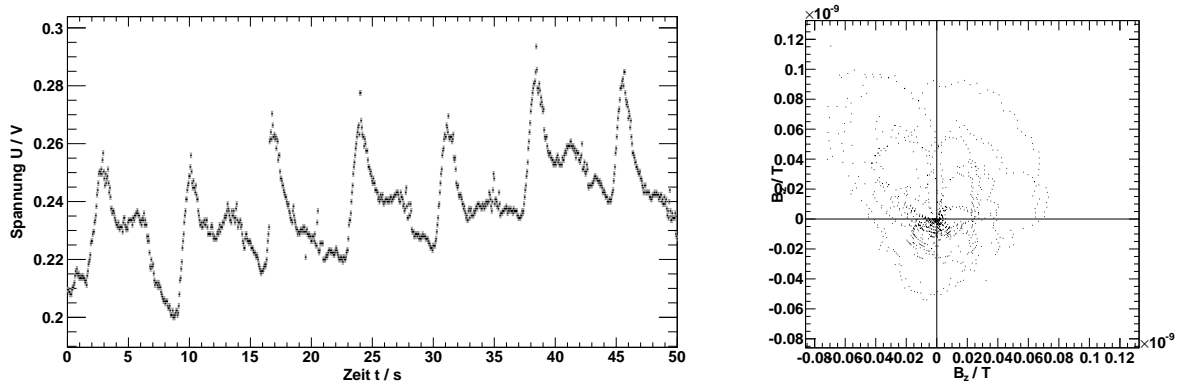
Daraus folgt nach [Gleichung 2.2](#) für die maximale Magnetfeldstärke des Stabmagneten

$$B_{\text{St}} = (47.48 \pm 0.06) \text{ nT} . \quad (5.10)$$

Obwohl die Spannungsamplitude hier fast genauso hoch ist wie bei der Messung am Stabmagneten, ist das berechnete Magnetfeld viel kleiner. Dies liegt an den unterschiedlichen Transferkoeffizienten, die bei der Messung gewählt wurden.

Im Gegensatz zum Stabmagneten weicht das Messsignal hier von der Form eines Sinus ab. Dies ist auch gut in der Polardarstellung zu sehen: Die Struktur des magnetischen Dipols ist erkennbar, sie ist aber leicht in eine Richtung verformt. Dies kann damit erklärt werden, dass das Feld des Magnetspans erst im Fernfeld ein Dipolfeld ist. Nahe an der Probe wird das Feld durch die Oberflächenstruktur des Magnetspans verformt.

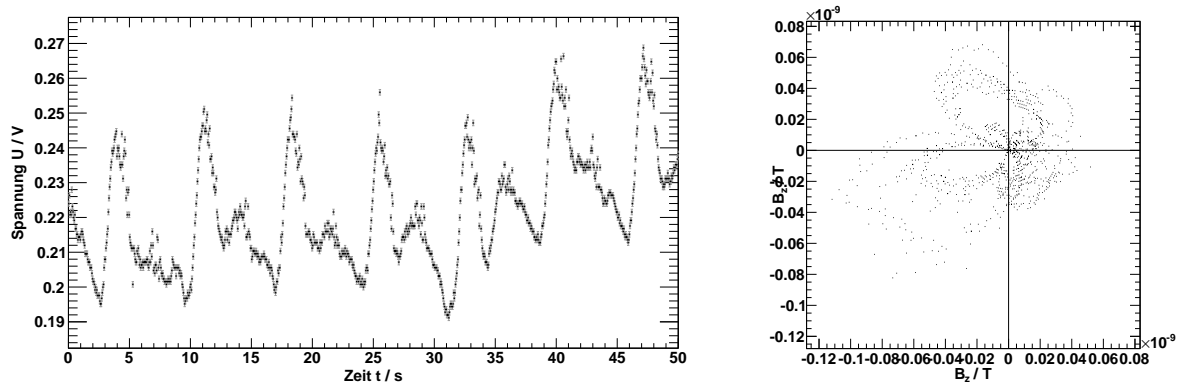
### 5.3.5. Eisenspan



**Abbildung 5.14:** Bestimmung des Magnetfelds eines Eisenspans. Das periodische Signal stammt vermutlich vom magnetisierten Probenhalter ([Abbildung 5.11](#)).

Bei der Messung am Eisenspan ist keine Magnetisierung erkennbar. Das periodische Signal mit 40 mV Amplitude wird vermutlich durch den magnetisierten Probenhalter verursacht (siehe oben).

### 5.3.6. Goldplättchen



**Abbildung 5.15:** Bestimmung des Magnetfelds eines Goldplättchens. Das periodische Signal stammt vermutlich vom magnetisierten Probenhalter ([Abbildung 5.11](#)).

Auch das Goldplättchen besitzt kein messbares Magnetfeld, hier wird ebenfalls nur das Signal des Probenhalters gemessen.

## 6. Literatur

- [1] Bange, V. *Einrichtung des Versuches „SQUID“; Staatsexamensarbeit*. Freiburg, 2000.
- [2] Demtröder, W. *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik, 6. Auflage*. Springer Spektrum, 2013.
- [3] Jülicher SQUID GmbH. *User Manual for JSQ Magnetometer SQUID and Electronics*. Research Center Jülich, 2007.
- [4] M. Köhli. *Superconducting Quantum Interference Device, Fortgeschrittenen-Praktikum I*. Institut für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 2011.

## A. Anhang

### A.1. Messprotokoll



SQUID

Tag 1

$$V_{CA} = 7287$$

$$V_{CO} = 1420$$

$$V_A = 1785$$

Write stamper

$$F.B. - R = 700 \text{ K}$$

$$C = 22 \mu\text{F}$$

n	V/V
1	2.140
2	2.50
3	2.55
4	2.58
5	2.50

$$C = 22 \mu\text{F}$$

||

$$C = 70 \mu\text{F}$$

Leiterschleife:  $d = 3,2 \text{ mm}$

Goldplättchen

Magnet-Span

$$F.B. - R = 700 \text{ K}$$

$$C = 70 \mu\text{F}$$

Fe-Span

Stabsange

$$F.B. - R = 7 \text{ K}$$

$$C = 700 \mu\text{F}$$

Ablesen

Rechts Leiterschleife:  $3,20 \text{ m}$   $S = 0,05 \text{ m}$   
 $4,40 \text{ m}$



Tag 2

VCA = 7355

VCO = 7473

Off: 7677

$R_{\#}$	UV
1	2,50
2	2,54
3	2,56
4	2,58
5	2,60

$S_u = \pm 0,5\% M.$   
 $\pm 7 \text{ Digit}$

$C = 100 \mu F$

$R = 100 k\Omega$

Fe-Span

$C = 100 \mu F$

$R = 100 k\Omega$

Gold-Plättchen

$C = 100 \mu F$

$R = 100 k\Omega$

Magnet-Span

$0^\circ$   $C = 100 \mu F$   
 $R = 100 k\Omega$

$90^\circ$   $R = 50 k\Omega$

$45^\circ$   $R = 20 k\Omega$

~~20 k~~

Stabmagnet

~~10 k~~

$R = 1 k\Omega$

Länge SV in: 20,5 cm

Absend. Pol: 20,0 cm  
hin oben

Feld: 0,2 cm