



Fortgeschrittenen Praktikum I:

SQUID

Moritz Bültmann
Jessica Schäper

Durchgeführt am 17.09.2015

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Aufgabenstellung	1
3 Theoretische Grundlagen	2
3.1 Supraleiter	2
3.2 Ginzburg-Landau-Theorie	2
3.3 Magnetische Eigenschaften	2
3.4 London-Gleichungen	3
3.5 Flussquantisierung	4
3.6 BCS-Theorie	4
3.7 Josephson-Effekt	6
3.8 SQUID	8
3.9 Feld einer Leiterschleife	9
3.10 Lock-In-Methode	9
4 Versuchsaufbau	10
5 Versuchsdurchführung	10
6 Auswertung	11
6.1 Leiterschleifen	11
6.1.1 Theoretische Werte	11
6.1.2 Gemessene Werte	12
6.2 Verschiedene Gegenstände	18
7 Zusammenfassung und Diskussion	25
7.1 Leiterschleifen	25
7.2 Verschiedene Gegenstände	26
8 Anhang	27
8.1 Leiterschleifen	27
8.2 Verschiedene Gegenstände	28
8.3 Quellcode (MATLAB)	29
8.3.1 Leiterschleifen	29
8.3.2 Verschiedene Gegenstände	31
8.4 Laborheft	33

1 Einleitung

Anhand dieses Versuches soll die Nutzung von Supraleitern zur hochpräzisen Messung von Magnetfeldstärken mit einem sogenannten SQUID (Superconducting QUQuantum Interference Device) untersucht werden. Dazu werden von einigen Proben die Dipolmomente und Feldstärken gemessen.

2 Aufgabenstellung

1. Zunächst wird das SQUID justiert (Kalibrierung der korrekten Einstellungen mit Hilfe des Control-Panels des Magnetometers) und der optimale Wert zur Maximierung der Amplitude des SQUID-Patterns gesucht.
2. Die Dipolmomente/Feldstärken einer Leiterschleife mit fünf Widerständen werden bestimmt und mit den berechneten Werten verglichen.
3. Die Dipolmomente/Feldstärken von einigen weiteren Proben werden bestimmt.
4. In einer Polardarstellung wird die Stärke des Magnetfeldes in Abhängigkeit des Drehwinkels dargestellt.

3 Theoretische Grundlagen [1][2]

3.1 Supraleiter

Einige Materialien haben die interessante Eigenschaft, ihren elektrischen Widerstand zu verlieren wenn man sie unter eine gewisse Temperatur (die sogenannte Sprung- oder kritische Temperatur T_c) abkühlt. Solche Materialien bezeichnet man als Supraleiter. Die Sprungtemperatur der meisten Supraleiter liegt dabei sehr niedrig (bei einigen Kelvin), was dafür sorgt, dass die Kühlung mit flüssigem Helium (Siedetemperatur -269°C bei Atmosphärdruk[3]) durchgeführt werden muss. Bei Hochtemperatur-Supraleitern genügt hingegen eine Kühlung mit flüssigem Stickstoff (Siedetemperatur -196°C bei Atmosphärdruk[3]).

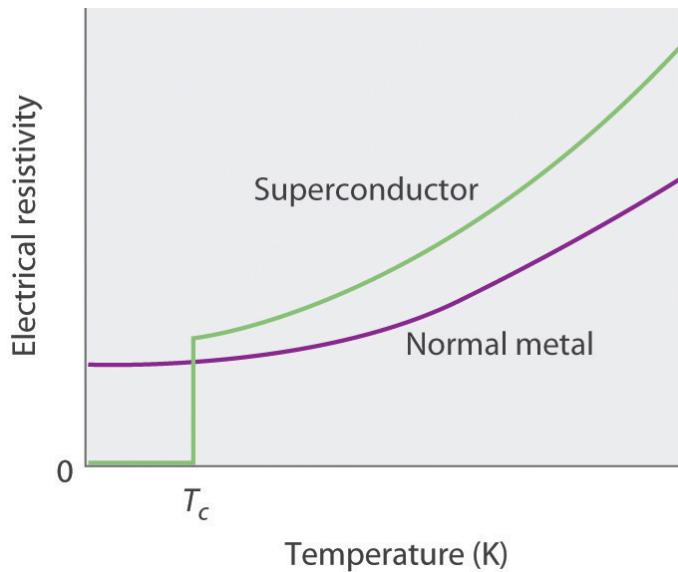


Abbildung 1: Phasenübergang eines Supraleiters verglichen mit einem normalen Leiter

3.2 Ginzburg-Landau-Theorie

Die Ginzburg-Landau-Theorie wird zur Erklärung von Supraleiterphänomenen benutzt. Man konstruiert aus den Einteilchenzuständen Zweiteilchenzustände, die ein einziges Gesamtsystem bilden. Die Wahrscheinlichkeitsstromdichte für die Wellenfunktion Ψ lässt sich folgendermaßen auffassen:

$$\vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\Psi \vec{\nabla} \Psi^* - \Psi^* \vec{\nabla} \Psi) = \frac{1}{m} \text{Re}(\Psi^* \hat{p} \Psi)$$

Mit dem Impulsoperator $\hat{p} = -(i\hbar \vec{\nabla} + \frac{q}{c} \vec{A})$ kann man einen Ausdruck für die Stromdichte eines Zweiteilchensystems herleiten.

$$\vec{j} = - \left(\frac{2e^2}{mc} \vec{A} + \frac{e\hbar}{m} \vec{\nabla} \theta \right) |\Psi|^2$$

Dies gilt nur, wenn man annimmt dass sich nur die Phase von $\Psi = |\Psi| e^{i\theta}$ ändert, aber nicht der Betrag. Diese Annahme ist erfüllt, wenn die Anzahl der Cooper-Paare konstant bleibt.

3.3 Magnetische Eigenschaften

Zusätzlich zum Verschwinden des Widerstandes zeichnen sich Supraleiter dadurch aus dass sie unterhalb der Sprungtemperatur ideale Diamagneten sind, was bedeutet dass das Magnetfeld im Su-

praleiter nicht nur konstant ist (perfekter klass. Leiter/Diamagnet), sondern komplett verschwindet. In diesem Verhalten unterscheiden sich die Supraleiter in zwei Typen:

Typ I: Typischerweise ist T_c hier sehr niedrig ($< 23.2K$). Bei Unterschreitung einer kritischen äußeren Magnetfeldstärke H_c springt das innere Magnetfeld auf 0 Tesla und das Material wird supraleitend. Dies wird als Meißner-Ochsenfeld-Effekt bezeichnet, der Supraleiter befindet sich dann in der sog. Meißner-Phase. Bis zu einer Eindringtiefe von wenigen Nanometern ist jedoch ein Restmagnetfeld vorhanden (London'sche Eindringtiefe).

Typ II: („Hochtemperatursupraleiter“) Dieser Typ von Supraleitern hat zwei kritische äußere Magnetfeldstärken $H_{c,1}$ und $H_{c,2}$ ($H_{c,1} < H_{c,2}$). Unter $H_{c,1}$ verdrängt auch dieser Supraleiter das Magnetfeld in ihm komplett und ist supraleitend. Im Intervall $H_{c,1} < H < H_{c,2}$ wird das Magnetfeld nur teilweise verdrängt. Dabei bilden sich normal leitende Flussfäden im Supraleiter, die von Wirbelströmen umschlossen sind und in denen das Magnetfeld $\neq 0$ Tesla ist. Die Flussfäden sind vom restlichen supraleitenden Anteil umschlossen.

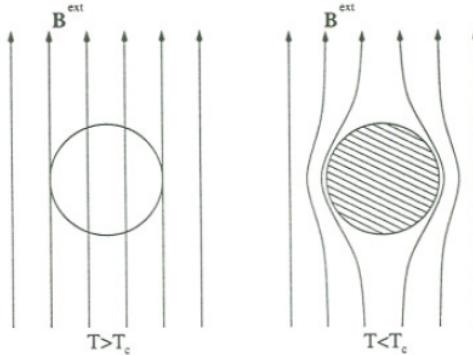


Abbildung 2: Magnetfeld vor und nach dem Phasenübergang eines Supraleiters (Meißner-Ochsenfeld-Effekt) [2]

3.4 London-Gleichungen

Die London-Gleichungen dienen zur Berechnung der Eindringtiefe des Magnetfelds in den Supraleiter bei konstantem \vec{E} -Feld. Zudem werden Bremseffekte auf die Elektronen vernachlässigt. Setzt man nun

$$m\dot{\vec{v}}_e = e\vec{E}$$

$$\vec{j} = n_e e \vec{v}_e$$

Kraft auf Elektronen durch das E-Feld

Stromdichte mit n_e : Elektronendichte

in die Heaviside-Maxwell-Gleichungen

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \underbrace{\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}}_{=0}$$

ein, so erhält man:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{\nabla} \times \vec{j} + \frac{n_e e^2}{m} \vec{B} \right) = 0$$

Da im inneren des Supraleiters gilt, dass $\vec{B} = 0$ ist. Muss der Ausdruck in den Klammern auf der linken Seite gleich null sein. Daraus folgt die London-Gleichung.

$$\vec{\nabla} \times \vec{j} = -\frac{n_e e^2}{m} \vec{B}$$

Daraus kann man nun die folgenden Gleichungen ableiten:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) &= \frac{\mu_0 n_e e^2}{m} \vec{B} \\ \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{j}) &= \frac{\mu_0 n_e e^2}{m} \vec{j}\end{aligned}$$

Diese Gleichungen haben einen exponentiellen Abfall als Lösung, sodass das Magnetfeld und ein dazu senkrecht stehender „Abschirmstrom“ in der äußeren Schicht des Supraleiters vorhanden sind. Die Reichweite dieses Effekts ist:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu_0 n_e e^2}{m}}$$

3.5 Flussquantisierung

Beim SQUID liegt der Supraleiter in Form eines Ringes vor. Der Kreisstrom lässt sich somit als geschlossenes Wegintegral darstellen.

$$\oint_C \vec{j} d\vec{l} = 0$$

Das Integral muss notwendigerweise null sein, ansonsten würde es eine Stromänderung oder einen Potentialgradienten geben. Nach dem Stoke'schen Gesetz ergibt das Wegintegral über das Vektorpotential \vec{A} den magnetischen Fluss Φ_B . Zudem ist die Phase der Wellenfunktion festgelegt und darf sich somit nur um ganzzahlige Vielfache von 2π ändern.

$$\begin{aligned}\oint_C \vec{A} d\vec{l} &= \Phi_B \\ \oint_C \vec{\nabla} \theta d\vec{l} &= \Delta\theta = 2\pi n \quad n \in \mathbb{N}\end{aligned}$$

Schlussendlich erhält man eine Quantisierung des magnetischen Flusses (Fluxoide).

$$|\Phi_B| = n \frac{\hbar}{2e} = n\Phi_0$$

3.6 BCS-Theorie

Der erste Supraleiter wurde 1911 entdeckt. Die Theorie der Quantenmechanik wurde im frühen 20. Jahrhundert entwickelt. Trotzdem dauerte es bis in die 60er-Jahre bis eine Theorie für Supraleiter aus der Quantenmechanik abgeleitet werden konnte. Das lag vor allem daran, dass in der Molekül- und Festkörperphysik die 1927 entwickelte Born-Oppenheimer-Näherung angewandt wurde, in welcher

zuerst der Kern festgehalten wird, um die Elektronenbewegung zu beschreiben und dann angenommen wird, dass wenn sich die Kerne bewegen, die Elektronen instantan folgen. Dies nähert jedoch genau den Supraleitereffekt heraus, sodass man vergebens damit nach der Erklärung für Supraleiter suchte. Die BCS-Theorie war die erste Theorie, die Supraleitung beschreiben konnte, wofür John Bardeen, Leon Neil Cooper und John Robert Schrieffer 1957 den Physik-Nobelpreis erhielten.

Phonen sind Quasiteilchen und beschreiben harmonische Gitterschwingungen in einem Festkörper. Der Hamiltonian eines Phonons hat daher folgende Form:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \frac{\vec{p}_i}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{\{i,j\}\{\alpha,\beta\}} u_{i\alpha} \mathcal{D}(\vec{R}_i^0, \vec{R}_j^0) u_{j\beta}$$

- \vec{p}_i sind die Kernimpulse und m die Masse eines Kerns.
- u beschreibt die Auslenkung von der Ruhelage \vec{R}^0 .
- \mathcal{D} ist die dynamische Matrix (Analogon: Federkonstante)

Aus dem Phonon-Hamiltonian und dem Elektron-Hamiltonian kann man nun einen Hamilton-Operator aufstellen, der die Auslenkung von Atomkernen durch Elektronen beschreibt. Man nennt diesen Operator auch Fröhlich-Hamiltonian.

In einem normalen Leiter bewegen sich einzelne Elektronen durch Anlegen eines \vec{E} -Feldes. Wenn sich ein Elektron in einem Supraleiter bewegt, deformiert es das Gitter durch die Coulombwechselwirkung. Dabei werden die trägeren, positiv geladenen Atomrümpfe durch das Elektron ausgelenkt. Die Atomkerne brauchen $T \approx 10^{-13}$ s (das Inverse der Debyefrequenz ω_D) um in ihre Ausgangsposition zurückzukehren. Hieraus ergibt sich eine kurze positive Polarisierung im Gitter, die für ein zweites Elektron über mehrere Gitterkonstanten hinweg wie ein Sog wirkt. Die dadurch verbundenen Elektronen nennt man Cooper-Paare.

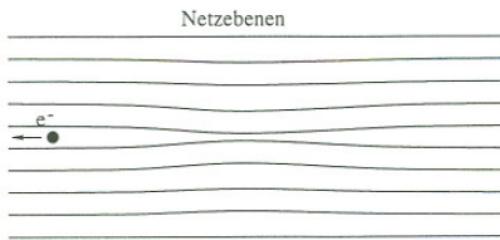


Abbildung 3: Ein Elektron hinterlässt eine Polarisationsspur im Gitter [2]

Man kann den Elektronen im Supraleiter einen Wellenvektor \vec{k} und \vec{k}' zuordnen. Die Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen mit Energiedifferenz $\hbar\omega$ hat die folgende Form.

$$V_{\vec{k}, \vec{k}'} = 4\pi \frac{e^2}{q^2 - \vec{k}_0^2} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_D^2}$$

$\vec{k}_0^2 = 4\pi e^2 \frac{\partial n_0}{\partial \mu}$ ist der Thomas-Fermi-Vektor mit n_0 : Ladungsträgerverteilung und μ : chem. Potential. Das virtuelle Phonon hat die Energie $\hbar\omega_D$ und den Wellenvektor \vec{q} . Wenn der Nenner des zweiten Terms sehr klein wird, das heißt $\omega \approx \omega_D$, ergibt sich eine starke Wechselwirkung zwischen den Elektronen. Die Energiedifferenz zwischen dem Phonon und der Differenzenergie der Elektronen muss

demnach klein sein.

Bei Elektronen handelt es sich um Fermionen, sodass jeder quantenmechanische Zustand nur einfach besetzt werden kann. Unterhalb der Fermienergie sind nahezu alle Elektronenzustände besetzt, aber oberhalb nimmt die Besetzungsdichte stark ab (Fermi-Statistik). Das heißt, man findet im Bereich der Fermi-Energie E_F zu jedem Elektron mit einem bestimmten Impuls ein Elektron mit dem gleichen Impulsbetrag. Durch das Potential V sind diese nun in einem gebundenen Zustand und gelten als Bosonen, da sich ihr Spin zu 0 addiert. Dieser um ΔE energetisch günstigere Zustand (als E_F) kann nach dem Pauli-Prinzip von beliebig vielen Bosonen angenommen werden. Hierbei entsteht eine Art Bandlücke zwischen dem BCS-Niveau und dem Fermi-Niveau.

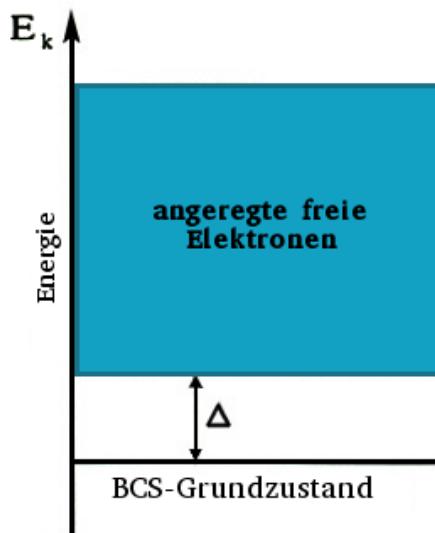


Abbildung 4: Darstellung der Energiedifferenz zwischen BCS- und Fermi-Niveau [2]

Das liefert auch die Erklärung, warum der Widerstand so abrupt verschwindet, da ab einer gewissen Temperatur die thermische Energie zu klein ist, um die Cooper-Paare aufzubrechen. Bei extrem großen Strömen können die Cooper-Paare aufgrund von Gitterstößen aufbrechen, da dort ihre kinetische Energie groß genug ist. Zusammen mit $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ erklärt dies, warum starke Magnetfelder die Supraleitung zerstören können.

3.7 Josephson-Effekt

Wenn man zwischen zwei Leitern einen Isolator anbringt, dann fließt, wenn man einzelne Elektronen betrachtet, trotzdem ein Strom, der mit steigender Potentialdifferenz linear ansteigt (ohmsch). Dies liegt an den im Isolator exponential abfallenden Aufenthaltswahrscheinlichkeiten (gewöhnlicher Tunneleffekt).

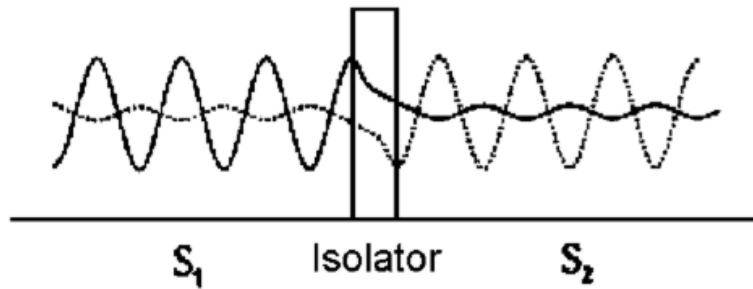


Abbildung 5: Tunneleffekt im Isolator zweier Wellenfunktionen der Supraleiter \$S_i\$ [2]

Auch Cooper-Paare können durch den Isolator tunneln, da sie eine sehr stark ausgedehnte Wellenfunktion besitzen. Die Wellenfunktion \$\Psi_1\$ des einen Supraleiters muss also stetig differenzierbar in die Wellenfunktion \$\Psi_2\$ des anderen Supraleiters übergehen. Um das zu berücksichtigen muss man in die jeweilige Schrödinger-Gleichung einen Kopplungsterm einbauen.

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} &= \hat{H}_1 \Psi_1 + K \Psi_2 \\ i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} &= \hat{H}_2 \Psi_2 + K \Psi_1 \end{aligned}$$

Dieses lineare Gleichungssystem lässt sich lösen, indem man \$\Psi_i = \Psi_0 e^{i\theta_i}\$ ansetzt.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} &= \frac{2}{\hbar} \Psi_{0,1} \Psi_{0,2} K \sin(\theta_2 - \theta_1) \\ \frac{\partial \theta_1}{\partial t} &= \frac{1}{\hbar} \frac{\Psi_{0,2}}{\Psi_{0,1}} K \sin(\theta_2 - \theta_1) - \frac{H_1}{\hbar} \end{aligned} \quad \Psi_2 \text{ und } \theta_2 \text{ analog}$$

Mit der Annahme \$\dot{\theta}_2 = \dot{\theta}_1\$ und der Interpretation dass die Wahrscheinlichkeitsdichte der Cooper-Paar-Dichte entspricht, erhält man:

$$I \propto K \sin(\theta_2 - \theta_1)$$

Zusammenfassend kann man sagen dass Cooper-Paare keine Energie über den Isolator verlieren und es somit auch keine Potentialdifferenz gibt. In einen Isolator kann aber sehr wohl ein Magnetfeld eindringen, das dann wiederum die Kopplung ändert, wodurch man folgende Beziehung erhält.

$$I = I_0 \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \quad \text{Josephson-Gleichstrom}$$

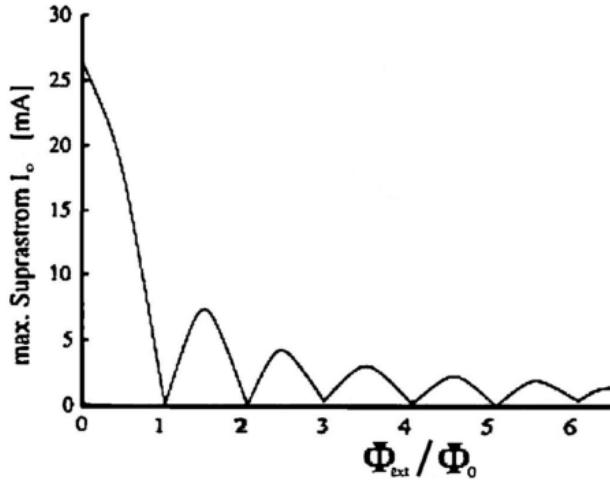


Abbildung 6: Josephson Gleichstrom in Abhängigkeit des externen magn. Flusses [2]

3.8 SQUID

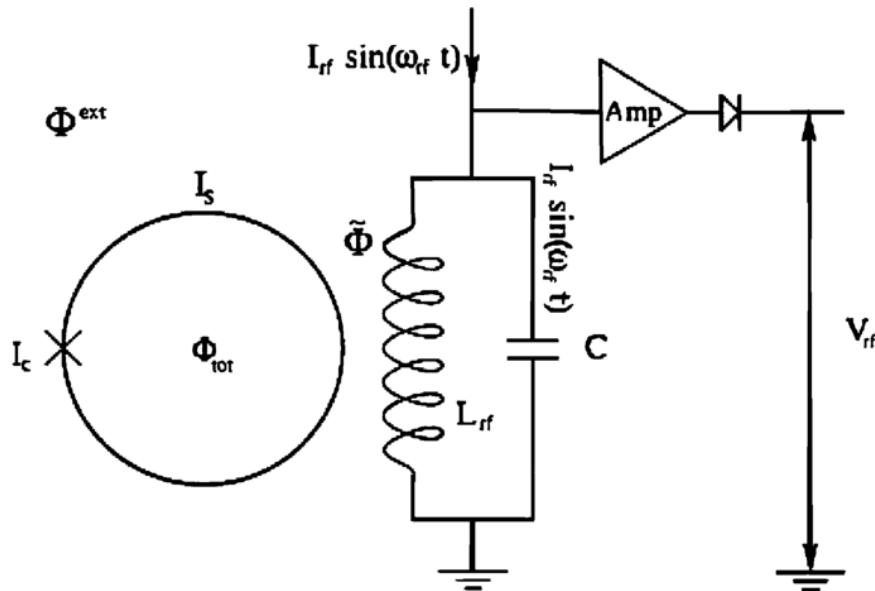


Abbildung 7: Funktionsweise des RF-SQUID mittels eines LC-Schwingkreises, $I_{rf} \sin(\omega_{rf} t)$: Wechselstrom, C : Kondensator, L_{rf} : Spule zur Erzeugung des Wechselfeldes, I_S : SQUID-Strom zum Ausgleich des Magnetfeldes im Inneren, $\tilde{\Phi}$: Vom Schwingkreis erzeugter magn. Wechselfluss, Φ^{ext} : externer magn. Fluss der Probe, Φ_{tot} : Fluss, der SQUID-Ring durchsetzt, *Amp*: Shaping Amplifier, V_{rf} : gemessene Spannung

Ein SQUID nutzt die oben beschriebenen Phänomene der Supraleitung um Magnetfelder in der Größenordnung eines Flussquants Φ_0 zu messen. Hier wird nur das RF-SQUID (radio frequency), welches im Versuch verwendet wird, beschrieben. Dieses besteht aus einem Supraleiterring welcher an einer Stelle durch einen Josephson-Kontakt unterbrochen wird. Von einem hochfrequenten elektromagnetischen Schwingkreis, der nicht direkt mit dem Squid verbunden ist, wird ein magnetischer Fluss erzeugt. Im SQUID bilden sich gequantelte Kreisströme, die das äußere Feld ausgleichen. Wird ein Ausgleichsstrom benötigt, der nicht genau einem Vielfachen des Flussquants Φ_0 entspricht, sorgen sog. Londonströme auf der Oberfläche des SQUID für einen vollständigen Ausgleich. Wird dieser

Strom zu hoch, bricht die Supraleitung zusammen, da die Cooper-Paare aufgebrochen werden. Der Suprastrom im Inneren des SQUID kann dann von $n\Phi_0$ auf $(n+1)\Phi_0$ ansteigen, die Londonströme werden schwächer und die Supraleitung setzt wieder ein. Dieser Vorgang entzieht dem Schwingkreis Energie, was auf dem Oszilloskop sichtbar ist.

3.9 Feld einer Leiterschleife

Die magnetische Flussdichte $d\vec{B}$ am Ort \vec{r} eines mit dem Strom I durchflossenen Leiters der Länge $d\vec{l}$, der sich bei \vec{r}' befindet, kann mit dem Biot-Savart-Gesetz bestimmt werden:

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

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV'$$

Dabei gilt $\vec{j}dV' = Id\vec{l}$. Nun wählt man:

$$\vec{r} = (0, 0, z) \quad d\vec{l} = dl(-\sin(\varphi), \cos(\varphi), 0) \quad dl = R d\varphi \quad \vec{r}' = R(-\sin(\varphi), \cos(\varphi), 0)$$

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{R^2 + z^2} \implies |\vec{r} - \vec{r}'|^3 = (R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_C \frac{Id\vec{l} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{IR^2 d\varphi (z \cos \varphi, z \sin \varphi, 0)}{(R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\implies B_z(z) = \frac{\mu_0 IR^2}{2(R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Für $z \gg R$ (Fernfeld) gilt dann:

$$B_z(z) = \frac{\mu_0 IR^2}{2z^3}$$

3.10 Lock-In-Methode [4]

Diese Methode kommt immer dann zum Einsatz, wenn man ein schwaches Signal über einem großen Rauschen messen will. Das starke Rauschen kommt in diesem Fall durch Fluktuationen des Magnetfelds und Rauschen der Elektronik zustande.

Hierbei überlagert man das eigentliche Signal U_{in} mit einem Referenzsignal, wobei die Frequenz des eigentlichen Signals bekannt sein muss. Die Phase muss nicht unbedingt bekannt sein, da diese am Lock-In Verstärker verschoben werden kann bis man ein maximales Signal erhält.

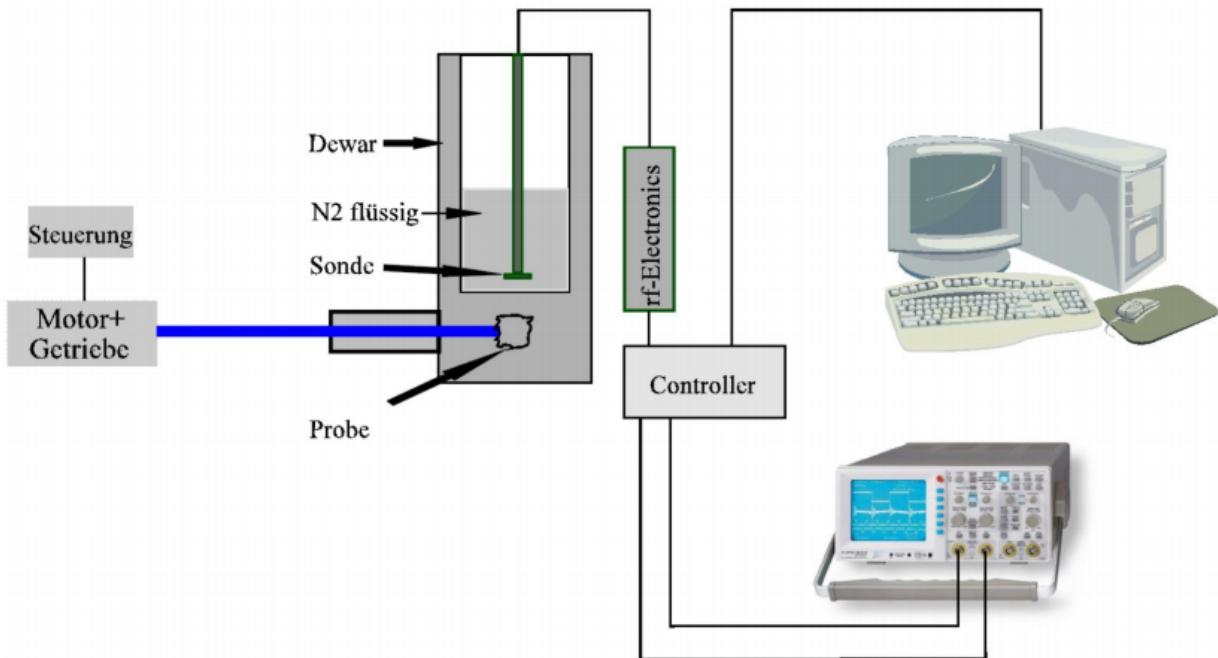
$$U_{out}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t L_{\omega, \phi} U_{in}(s) ds$$

Stimmen Phase und Frequenz von $L_{\omega, \phi}$ und $U_{in}(s)$ überein, so wird der Ausdruck maximal.

Ein anschauliches Beispiel ist ein Experiment mit einer Reaktion auf einen Laser, der durch einen Chopper in Pulse unterteilt wird. Der Motor gibt ein Referenzsignal aus, in der der Laser pulst. Das schwache Antwortsignals des Experiments ist das zu verstärkende Signal. Das Referenzsignal ist für den Lock-In Amplifier wie ein Schalter der bei Referenzsignaländerung umschaltet. Je nach Schalterstellung wird das eigentliche Signal mit 1 oder -1 multipliziert. Durch Integrieren des Signals (oder einen Tiepass-Filter) hebt sich das Rauschen (egal bei welchem Vorzeichen) weg. Des Weiteren ist das Signal nun positiv definit.

4 Versuchsaufbau

Das SQUID selbst befindet sich in einem Dewar, welches mit flüssigem Stickstoff befüllt ist. Am unteren Ende befindet sich ein waagerechter Schacht, in den die Probe, welche von einem Motor gedreht wird, hineingeschoben wird. Die SQUID-Sonde ist mit einer Kontroll-Einheit verbunden, die die gemessenen Daten der Sonde an ein Oszilloskop weitergibt und die Steuerung des RC-Schwingkreises des SQUIDs übernimmt.



5 Versuchsdurchführung

Nach Einschalten des SQUID muss im Programm JSQ-Duosensor das SQUID-Signal mit den VCA-, VCO- und Off-Werten optimiert werden, das heißt der Arbeitspunkt gefunden werden. Hierfür geht man wie folgt vor:

- Zuerst werden die Werkeneinstellungen wieder hergestellt, indem man auf „Load Param“ drückt.
- Nun stellt man den Modus „Test“ ein.
- Das Oszilloskop muss auf den x-y-Modus gestellt werden und der vertikale (y-) Kanal auf „AC coupling“. Man erhält das SQUID-Signal.
- Der VCA Kanal wird zunächst auf 1000 gestellt.
- Danach wird der VCO-Regler so eingestellt, dass man das größte Spitze-Spitze-Signal erhält.
- Daraufhin wird auch der VCA-Kanal so optimiert, dass das Spitze-Spitze-Signal größtmöglich wird.
- Durch Drücken auf „Measure/Reset“ kann nun angefangen werden zu messen.

Anschließend wird das Spannungssignal einer Leiterschleife mit verschiedenen Widerständen und das einiger weiterer Proben aufgenommen.

6 Auswertung

6.1 Leiterschleifen

6.1.1 Theoretische Werte

Zunächst wird für die Leiterschleife der theoretische Wert des Dipolmoments und des Magnetfeldes am Ort des SQUID berechnet um diesen mit den gemessenen Werten vergleichen zu können.
Für das magnetische Dipolmoment gilt:

$$p = AI = A \frac{U}{R} \quad \text{und} \quad s_p = p \sqrt{\left(\frac{s_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{s_U}{U}\right)^2 + \left(\frac{s_R}{R}\right)^2}$$

Das Magnetfeld ergibt sich dann mit:

$$B_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{p}{z^3} \quad \text{mit} \quad s_{B_z} = B_z \sqrt{\left(\frac{s_p}{p}\right)^2 + \left(3 \frac{s_z}{z}\right)^2}$$

Dabei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante und z der Abstand der Leiterschleife zum SQUID.
Dazu müssen zuerst die Fehler auf die Fläche A, die Spannung U und den Widerstand R bestimmt werden:

$$\begin{aligned} A &= \pi R^2 = \frac{\pi}{4} D^2 & s_A &= \frac{\pi D}{2} s_D \\ U &= U_1 + U_2 & s_U &= \sqrt{s_{U_1}^2 + s_{U_2}^2} \\ R &\text{ wird Anleitung übernommen mit} & \frac{s_R}{R} &= 0.001 \end{aligned}$$

Der Abstand z ergibt sich aus Summen und Differenzen der gemessenen Einzelabstände (s.Anhang) und der Fehler entsprechend zu $s_z = \sqrt{5}s_x$

	R1	R2	R3	R4	R5
Widerstand R/Ω	51,47	100,8	300,8	510,6	1000
Spannung U/V	2,125	2,252	2,353	2,378	2,401
Fläche A/mm²	15,9	15,9	15,9	15,9	15,9
Dipolmoment p/Amm²	0,66	0,36	0,12	0,074	0,038
Fehler s_p /Amm²	0,09	0,05	0,02	0,009	0,005
Magnetfeld B _z /nT	1,7	0,9	0,3	0,19	0,09
Fehler s_{B_z} /nT	0,6	0,3	0,1	0,06	0,03

Tabelle 1: Berechnete Werte für das magnetische Dipolmoment und das Magnetfeld der Leiterschleife für die 5 Widerstände

6.1.2 Gemessene Werte

Am Oszilloskop kann man eine durch die Drehung der Probe entstehende Sinuskurve entnehmen. Deshalb werden die Daten durch folgende Funktion gefittet.

$$U(t) = a \cdot \sin(bt + c) + d + et$$

Der letzte Term wird verwendet, da sich der Untergrund linear zu verändern scheint. Die Spannungsdifferenz ΔU erhält man aus dem Parameter $|a| = \Delta U$. Mit ΔU kann man den magnetischen Fluss und mit dem Feld-Fluss-Koeffizienten ($F = 9.3 \text{nT}/\Phi_0$ laut SQUID-Hersteller) direkt ausrechnen.

$$B_z = \frac{F \Delta U}{2s_i}$$

$$s_B = B_z \frac{s_{\Delta U}}{\Delta U}$$

Hierbei ist s_i der eingestellte Wert des Feedback-Resistors, wobei folgendermaßen umgerechnet wird. $s_{\Delta U}$ erhält man aus den 95%-Konfidenzintervallen der Parameter der Fits.

$R [k\Omega]$ (abgelesen)	1	3	6	10	15	20	50	100
$s_i [V/\Phi_0]$	0.021	0.06	0.12	0.195	0.29	0.38	0.95	1.9

Durch Rückrechnung bekommt man das Dipolmoment der einzelnen Proben.

$$p = \frac{2\pi B_z z^3}{\mu_0}$$

$$s_p = p \sqrt{\left(\frac{s_B}{B_z}\right)^2 + \left(\frac{s_{z^3}}{z^3}\right)^2}$$

d ist der Offset des Fits, der erst für den Polarplot wichtig wird. Auch $b = \omega$, die Winkelgeschwindigkeit, die nur vom Motor abhängt, wird erst beim Polarplot benötigt. Die Phase c ist, bezüglich der Auswertung, nicht von Bedeutung.

Ein Polarplot hat anstatt der x- und y-Achse (karthesisch) eine ρ - und φ -Achse. Die karthesischen Koordinaten lassen sich folgendermaßen transformieren.

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right)$$

Unsere Messungen befinden sich schon in Polarkoordinaten mit

$$\varphi = \omega t$$

$$\rho = |B_z(t)| = \left| \frac{F \cdot (U_{exp}(t) - d - et)}{2s_i} \right|$$

Leiterschleife 1:

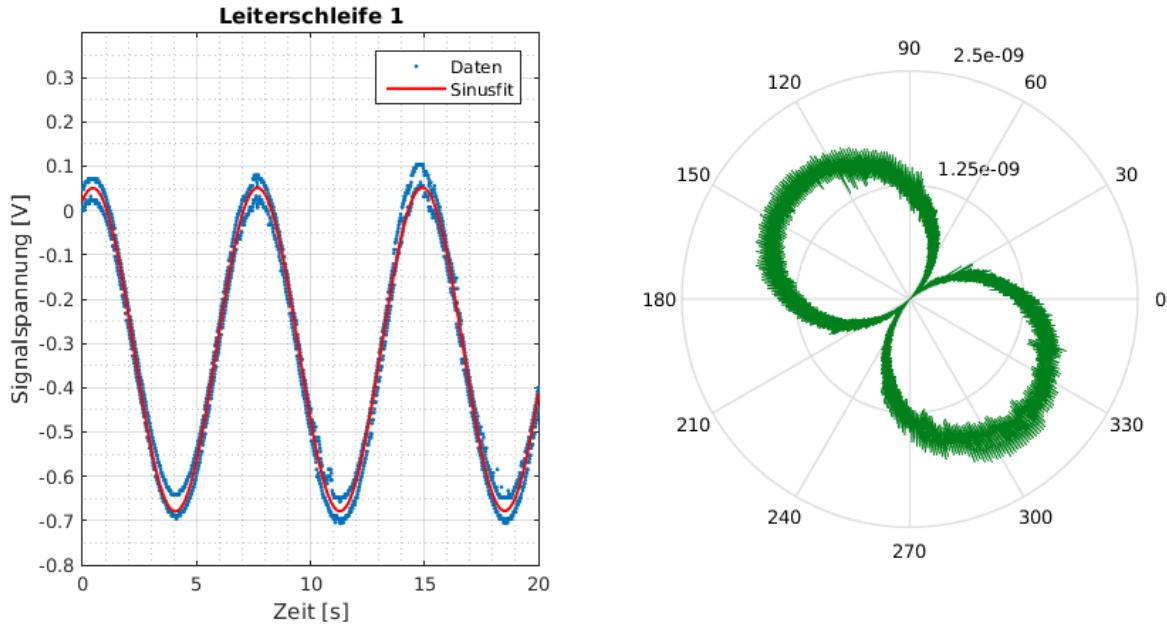


Abbildung 8: links: Signalspannungsverlauf der Leiterschleife 1 mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfelds B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 6.25$$

$$B_z = (1.787 \pm 0.004)\text{nT}$$

$$p = (0.71 \pm 0.22)\text{A mm}^2$$

Leiterschleife 2:

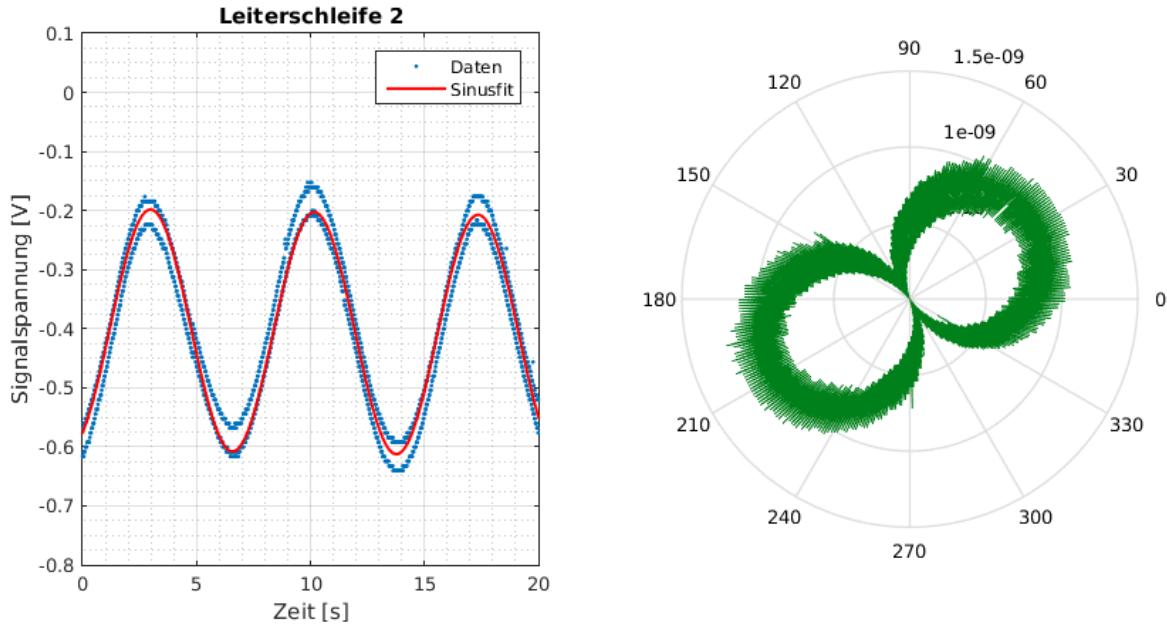


Abbildung 9: links: Signalspannungsverlauf der Leiterschleife 2 mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfelds B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [$^{\circ}$]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 5.64$$

$$B_z = (0.997 \pm 0.004)\text{nT}$$

$$p = (0.40 \pm 0.12)\text{A mm}^2$$

Leiterschleife 3:

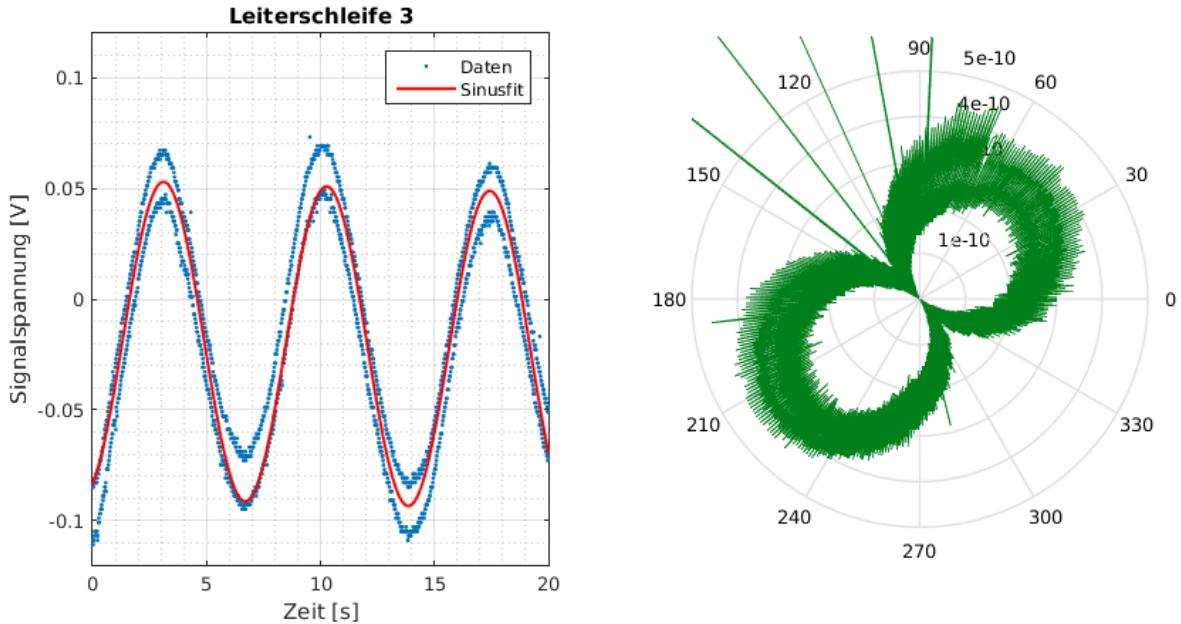


Abbildung 10: links: Signalspannungsverlauf der Leiterschleife 3 mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfeldes B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 2.12$$

$$B_z = (0.351 \pm 0.003)\text{nT}$$

$$p = (0.14 \pm 0.04)\text{A mm}^2$$

Leiterschleife 4:

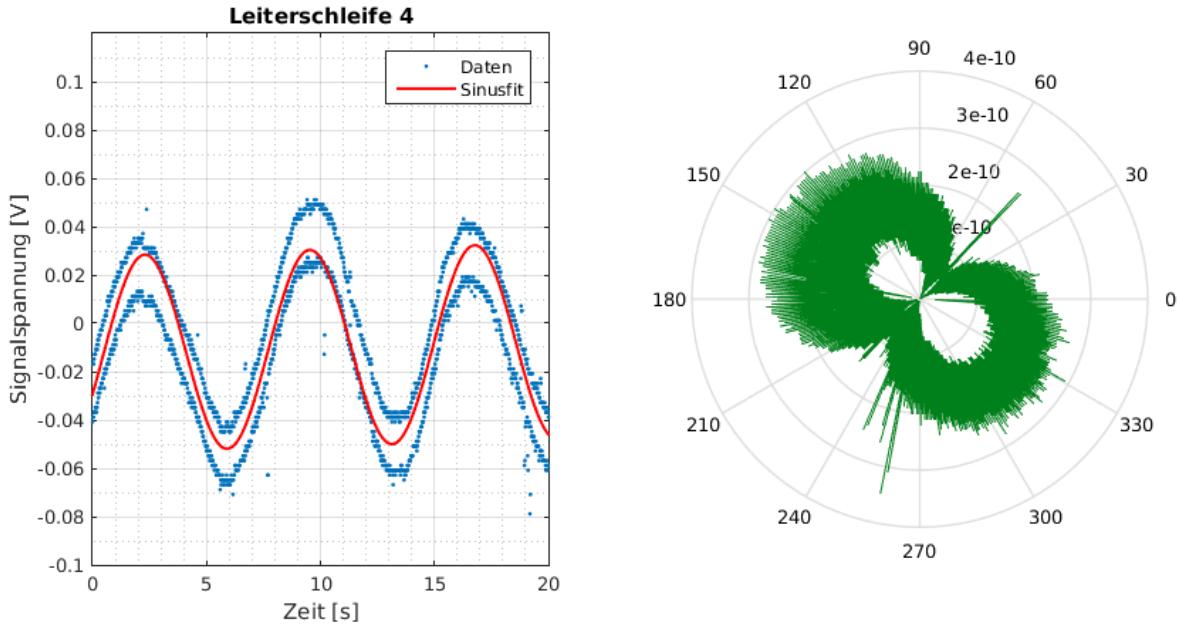


Abbildung 11: links: Signalspannungsverlauf der Leiterschleife 4 mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfeldes B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 1.31$$

$$B_z = (0.199 \pm 0.002)\text{nT}$$

$$p = (0.07 \pm 0.02)\text{A mm}^2$$

Leiterschleife 5:

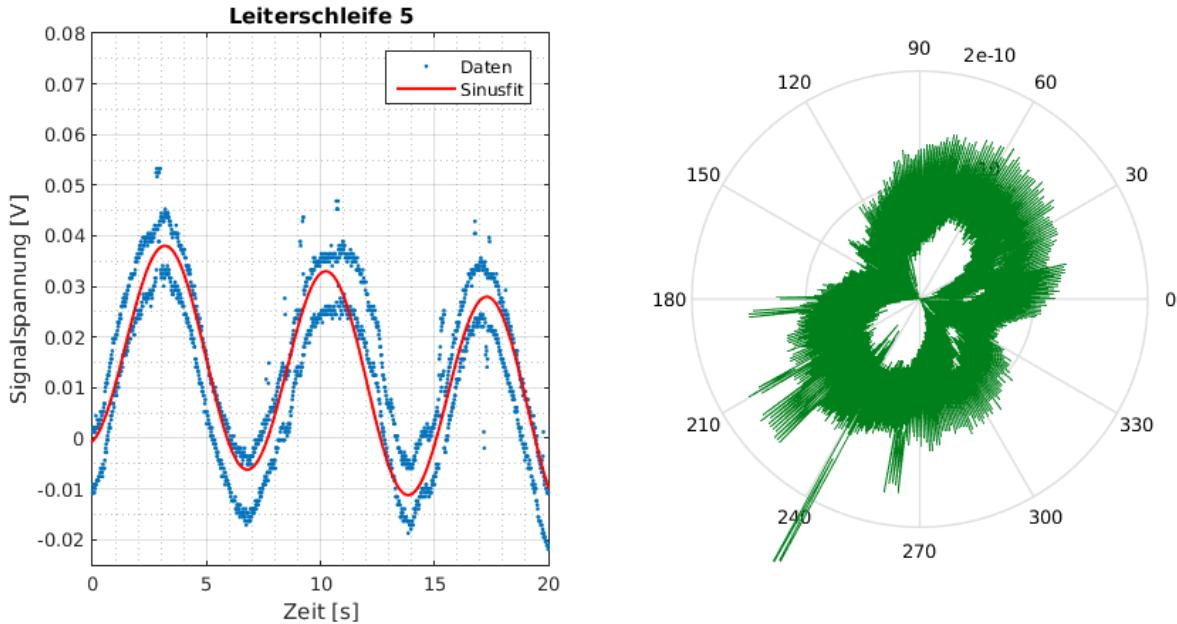


Abbildung 12: links: Signalspannungsverlauf der Leiterschleife 5 mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfeldes B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 0.49$$

$$B_z = (0.102 \pm 0.001)\text{nT}$$

$$p = (0.04 \pm 0.01)\text{A mm}^2$$

Der Übersicht halber, wurden alle Sinusfits in einen Graphen geplottet. Das macht Sinn, da alle Leiterschleifen mit dem gleichen s_i gemessen wurden. Somit kann direkt die Amplitude verglichen werden.

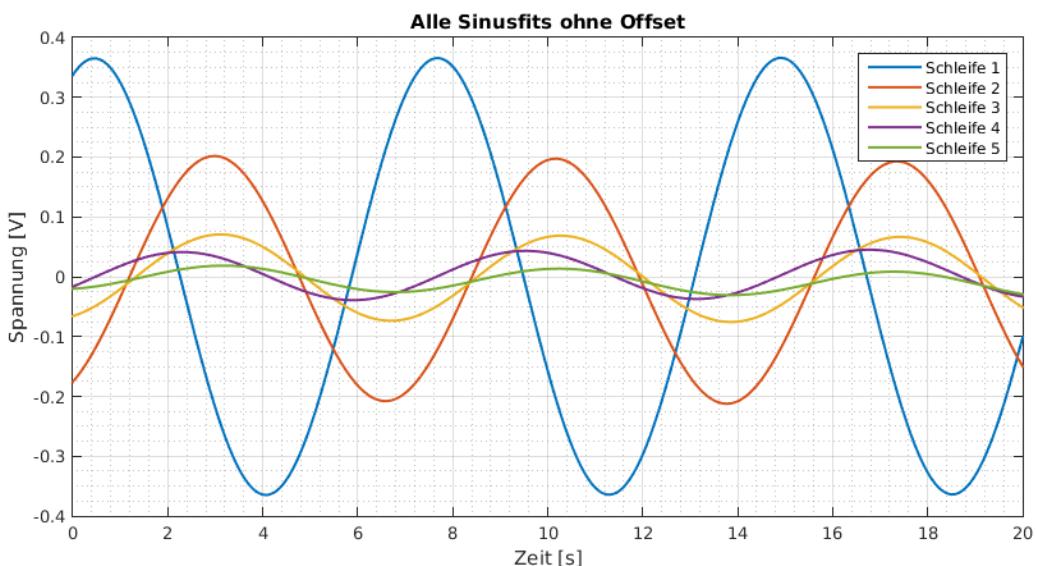


Abbildung 13: Alle Sinusfits: der Offset wurde abgezogen.

6.2 Verschiedene Gegenstände

Für die verschiedenen Proben gibt es keine theoretischen Werte, sodass die experimentellen Werte nicht überprüft werden können. Diese Werte werden wie in Abschnitt 6.1.2 ausgewertet.

Bolzen:

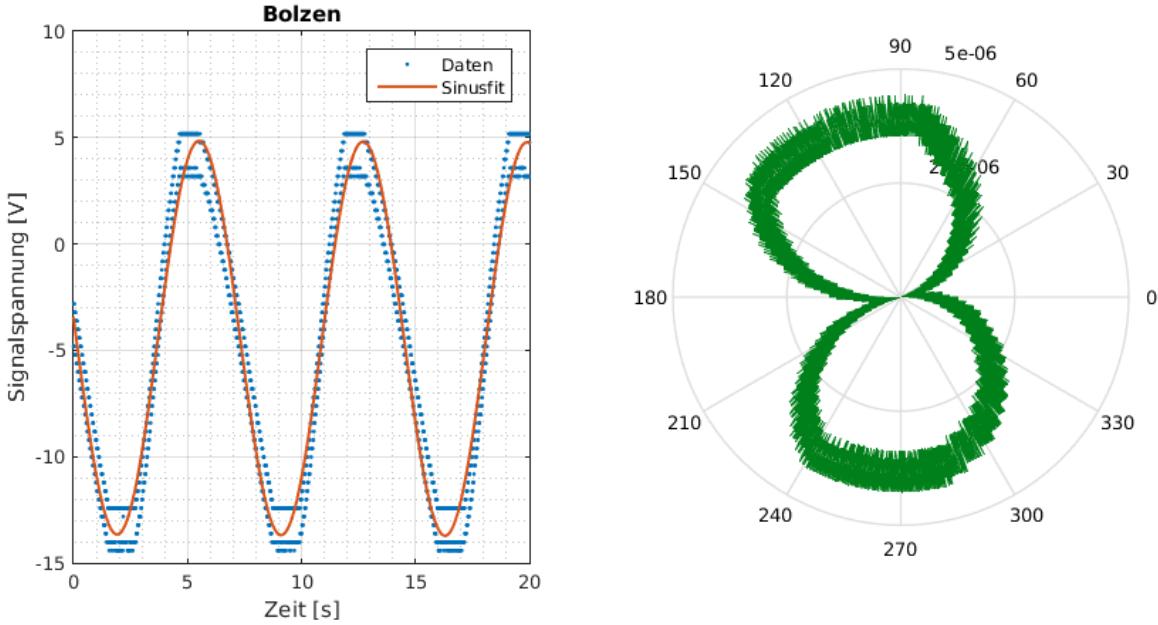


Abbildung 14: links: Signalspannungsverlauf eines Bolzens mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfelds B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [$^{\circ}$]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 5400$$

$$B_z = (4.101 \pm 0.018)\mu\text{T}$$

$$p = (1600 \pm 500)\text{A mm}^2$$

Büroklammer:

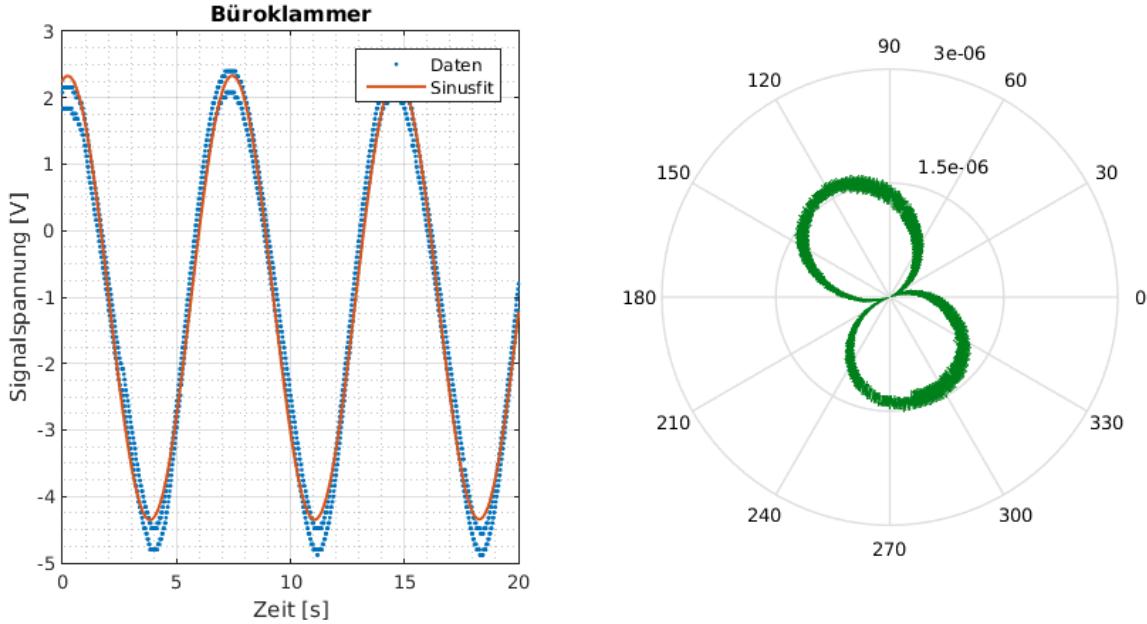


Abbildung 15: links: Signalspannungsverlauf einer Büroklammer mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfelds B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [$^{\circ}$]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 290$$

$$B_z = (1.480 \pm 0.004)\mu\text{T}$$

$$p = (588 \pm 184)\text{A mm}^2$$

Eisenspan:

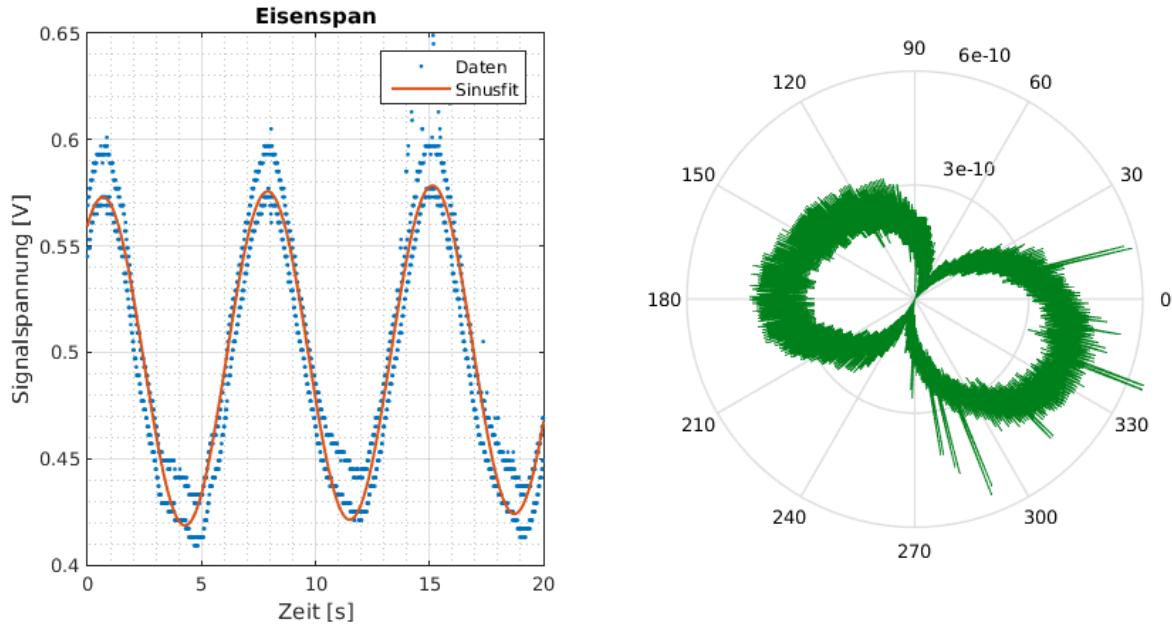


Abbildung 16: links: Signalspannungsverlauf eines Eisenspans mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfeldes B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 0.65$$

$$B_z = (.3811 \pm 0.0022)\text{nT}$$

$$p = (0.152 \pm 0.047)\text{A mm}^2$$

Knute:

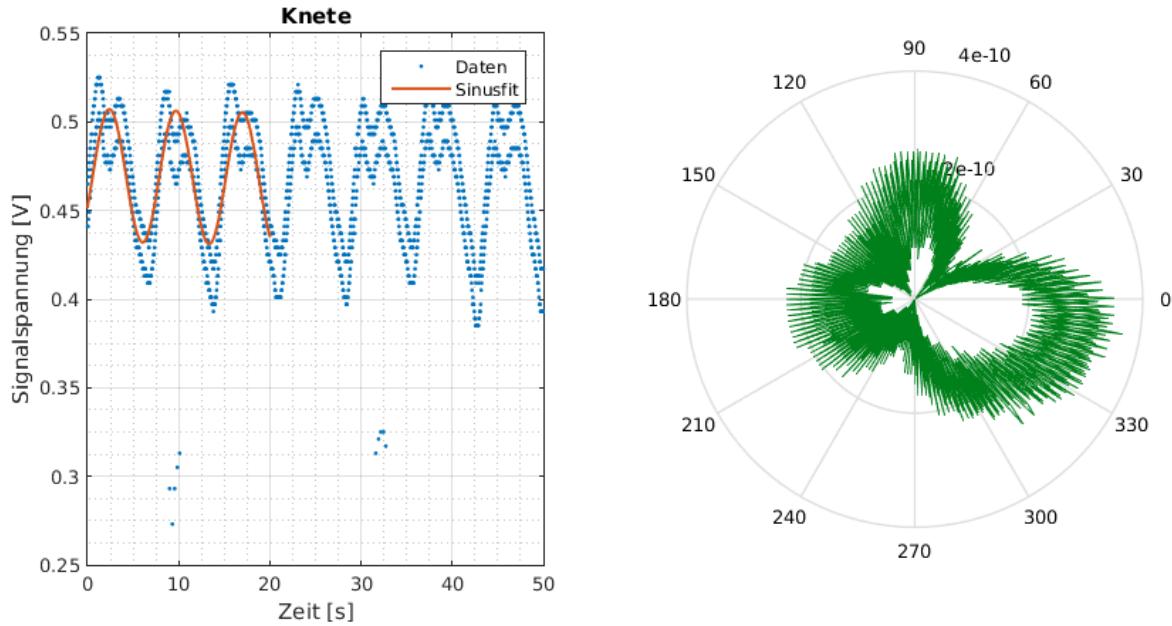


Abbildung 17: links: Signalspannungsverlauf der Knete mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfelds B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [$^{\circ}$]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 1.7$$

$$B_z = (0.1827 \pm 0.0035) \text{nT}$$

$$p = (0.0726 \pm 0.0227) \text{A mm}^2$$

Kronkorken:

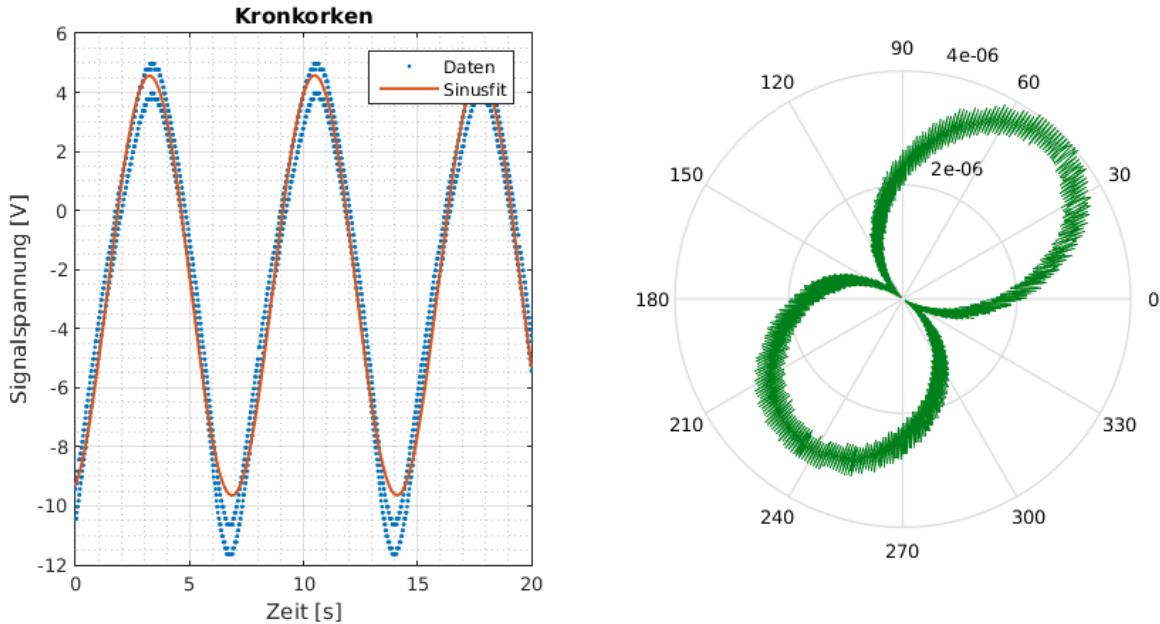


Abbildung 18: links: Signalspannungsverlauf eines Kronkorkens mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfeldes B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 2200$$

$$B_z = (3.147 \pm 0.012)\mu\text{T}$$

$$p = (1300 \pm 400)\text{A mm}^2$$

Magnetspan:

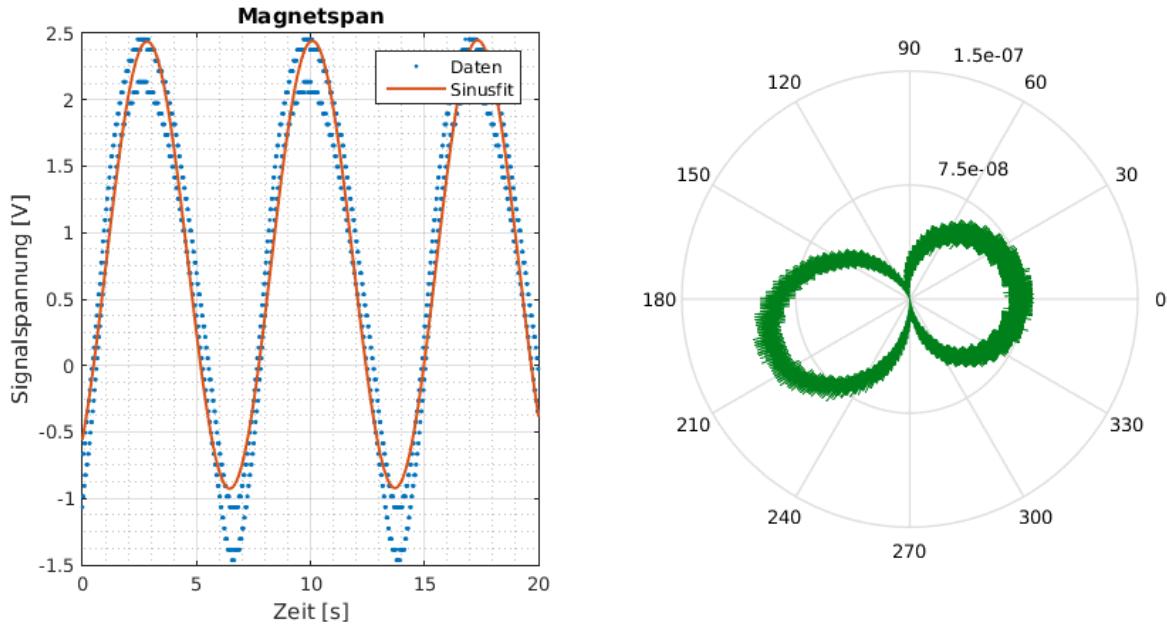


Abbildung 19: links: Signalspannungsverlauf eines Magnetspans mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfelds B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\frac{\chi^2}{ndf} = 220$$

$$B_z = (80.29 \pm 0.40)\text{nT}$$

$$p = (31.9 \pm 10.0)\text{A mm}^2$$

Halterung (ohne Probe):

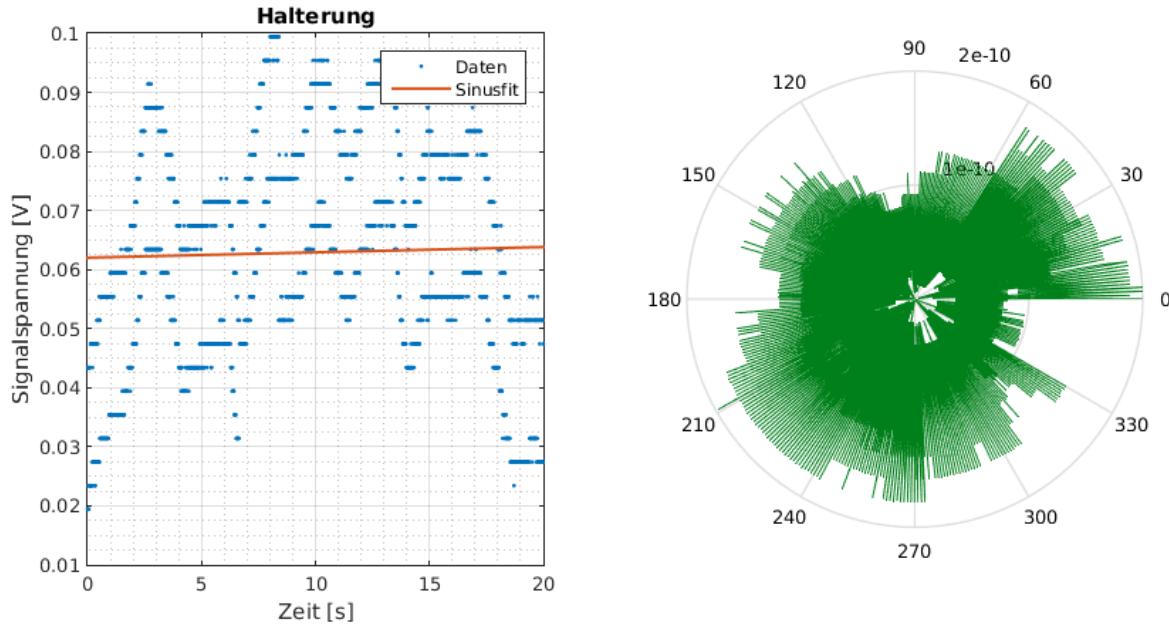


Abbildung 20: links: Signalspannungsverlauf einer Halterung mit Sinusfit; rechts: Polarpot des Magnetfeldes B_z [T] in Abhängigkeit des Drehwinkels φ [°]

$$\boxed{\frac{\chi^2}{ndf} = 1}$$

Aus der Halterungsmessung wurden durch den Varianzschätzer

$$s_U^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^2$$

die Fehlerbalken für die anderen Messungen generiert ($\Rightarrow \chi^2/ndf = 1$). Ein sinnvoller Sinusfit war bei dieser Messung nicht möglich, da das Magnetfeld der Halterung zu klein ist, um mit diesem SQUID gemessen zu werden. Um den Polarplot zu erstellen, muss aber eine Winkelgeschwindigkeit ermittelt werden. Mit der Annahme, dass der Motor sich relativ konstant dreht kann man dafür den gewichteten Mittelwert $\bar{\omega}$ der anderen Messungen heranziehen.

$$\boxed{\omega_{Motor} = (0.8691 \pm 0.0003)s^{-1} \iff T_{Motor} = (7.230 \pm 0.003)s}$$

7 Zusammenfassung und Diskussion

7.1 Leiterschleifen

Mit der SQUID-Methode war es möglich selbst die Magnetfelder von Leiterschleifen genauer zu bestimmen, als aus den geometrischen Abmessungen. Theorie und Messergebnisse stimmen dabei innerhalb einer Standardabweichung überein. Der große Fehler des theoretischen Wertes ergibt sich zwangsläufig aus dem relativen Fehler des Durchmessers der Leiterschleife, der mit einem Lineal gemessen wurde und daher recht groß ist.

Weiterhin fällt auf, dass alle theoretischen Magnetfeldwerte kleiner sind als die experimentell bestimmten. Dies deutet auf einen zu klein bestimmten Durchmesser oder zu klein bestimmten Abstand zwischen Probe und SQUID hin.

Die Dipolmomente stimmen auch innerhalb einer Standardabweichung überein und es konnten keine weitere Auffälligkeiten entdeckt werden.

Schleife	$R [\Omega]$	$B_{z,\text{theo}} [nT]$	$B_{z,\text{exp}} [nT]$	$p_{\text{theo}} [A \text{ mm}^2]$	$p_{\text{exp}} [A \text{ mm}^2]$
1	51.47	1.7 ± 0.6	1.787 ± 0.004	0.66 ± 0.36	0.71 ± 0.22
2	100.8	0.9 ± 0.3	0.997 ± 0.004	0.36 ± 0.12	0.40 ± 0.12
3	300.8	0.3 ± 0.1	0.351 ± 0.003	0.12 ± 0.02	0.14 ± 0.04
4	510.6	0.19 ± 0.06	0.199 ± 0.002	0.074 ± 0.009	0.07 ± 0.02
5	1000	0.09 ± 0.03	0.102 ± 0.001	0.038 ± 0.005	0.04 ± 0.01

Die χ^2/ndf -Werte der Fits befinden sich zwischen 0.5 und 6.3 (meist > 1), was bedeutet, dass die Fehlerabschätzung etwas zu klein, aber durchaus akzeptabel ist und die Daten gut zu dem Fitmodell passen.

7.2 Verschiedene Gegenstände

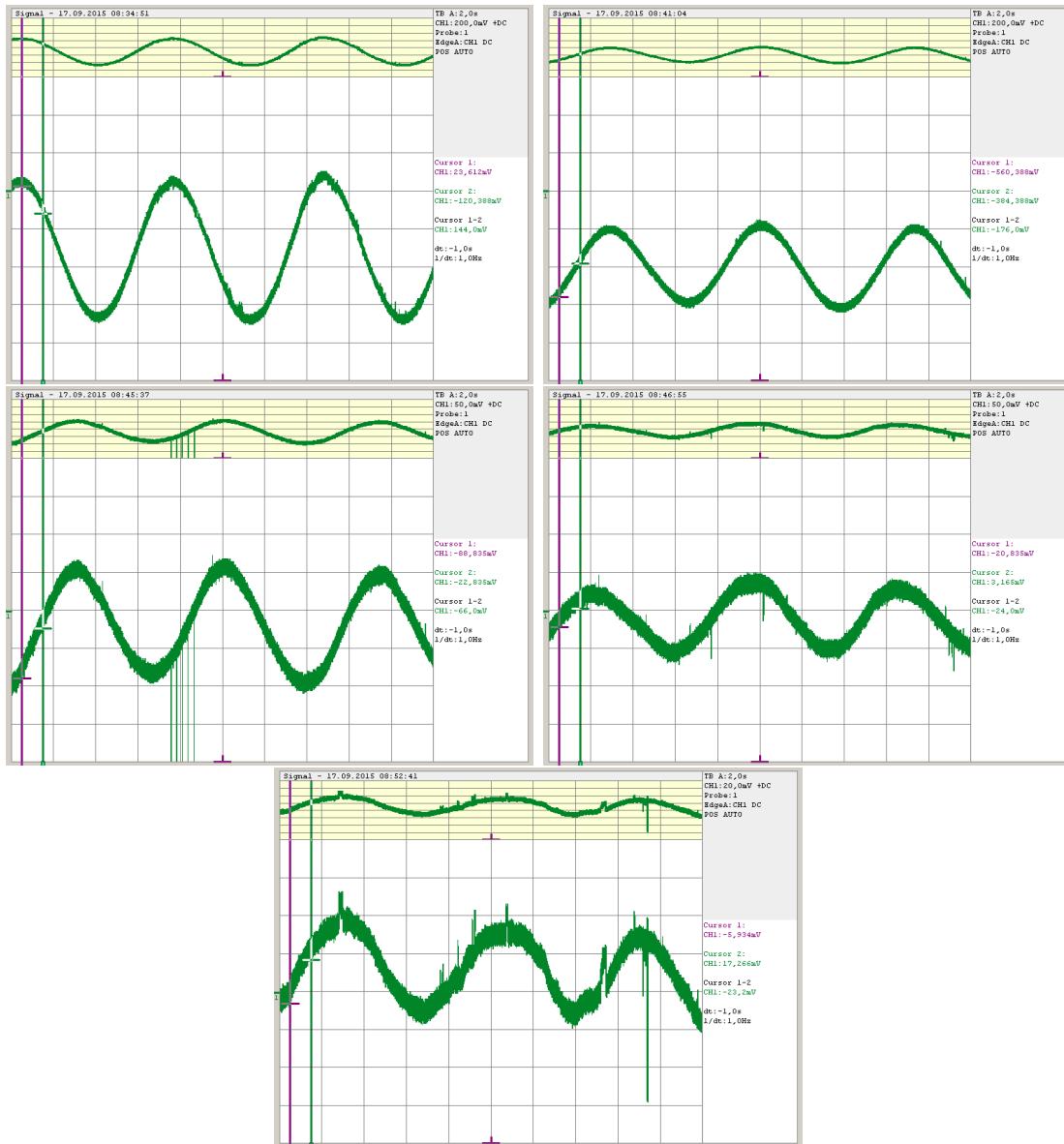
Für die verschiedenen Proben ließen sich keine theoretischen Werte finden oder ermitteln. Die Werte sind aber durchaus realistisch, da zum Beispiel der Magnetspan ein größeres Magnetfeld aufweist als der Eisenspan. Darüber hinaus wurde bei großen Metallischen Gegenständen ein größeres Magnetfeld ermittelt, als bei den kleineren. Der Bolzen und der Kronkorken wiesen beide ein Magnetfeld auf, was schon etwas zu groß war für den SQUID. Erkennbar wurde dies durch eine abgeschnittene Sinuskurve. Das Magnetfeld der Knete ist erstaunlicherweise messbar gewesen, jedoch wieß es Inhomogenitäten auf. Wir vermuten dass durch Verunreinigungen in den Zutaten Tonerde und Salz eine Magnetische wirkung messbar wird.

Probe	$B_{z,exp}$ [nT]	p_{exp} [A mm ²]
Bolzen	4101 ± 18	1600 ± 500
Büroklammer	1480 ± 4	588 ± 184
Eisenspan	0.3811 ± 0.0022	0.152 ± 0.047
Knete	0.1827 ± 0.0035	0.0726 ± 0.0227
Kronkorken	3147 ± 12	1300 ± 400
Magnetspan	80.29 ± 0.40	31.9 ± 10.0

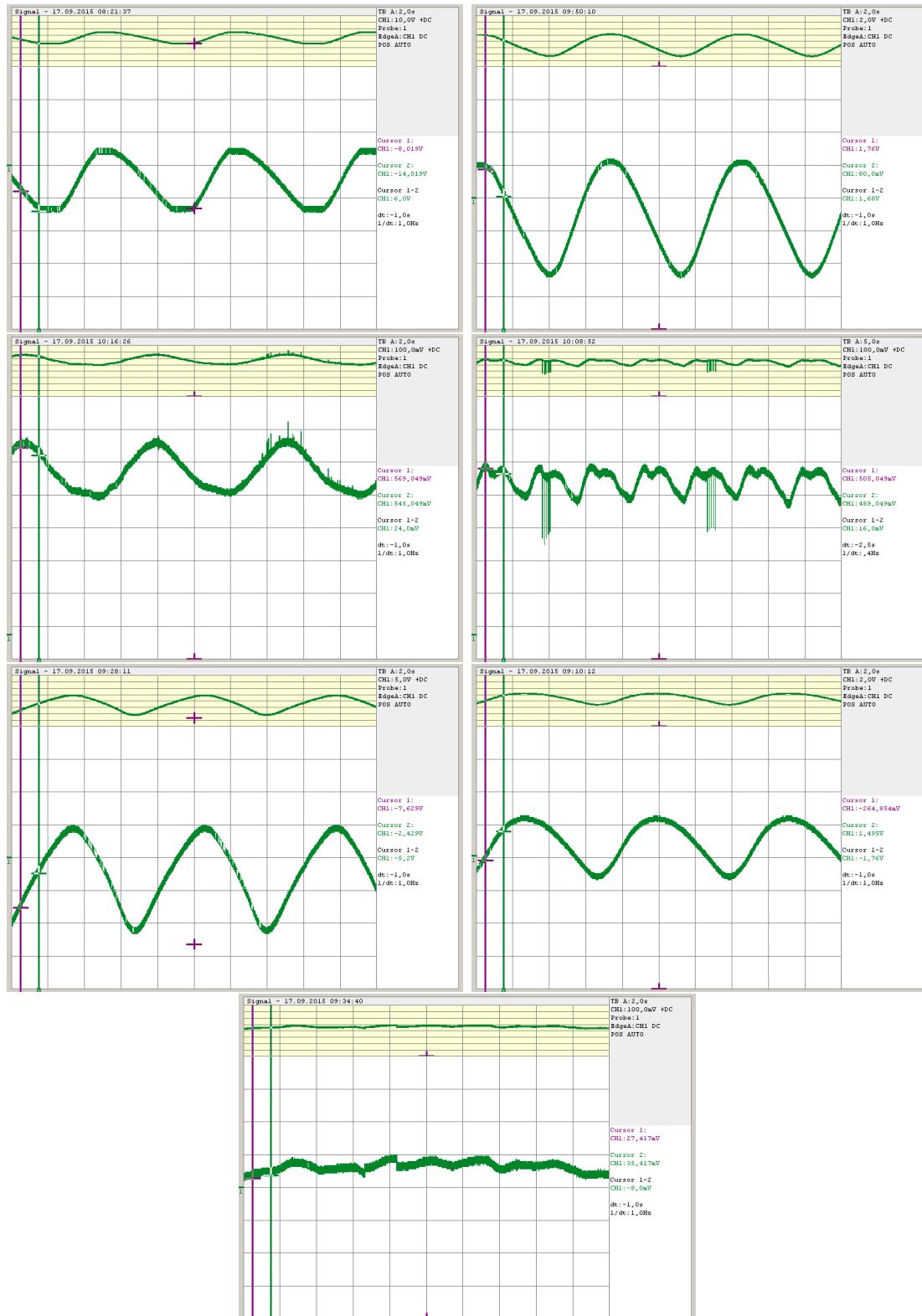
Bei den meisten Sinusfits war der χ^2/ndf -Wert viel zu hoch (> 100). In diesen Fällen war entweder die universelle Fehlerabschätzung durch die Halterungsmessung zu optimistisch, oder aber das Sinusmodell falsch (wahrsch. zu einfach). Trotzdem sind in den Daten deutliche Sinusähnlichkeiten festzustellen, sodass wir glauben, dass auch hier das Sinusmodell ausreicht um das Magnetfeld zu bestimmen.

8 Anhang

8.1 Leiterschleifen



8.2 Verschiedene Gegenstände



8.3 Quellcode (MATLAB)

8.3.1 Leiterschleifen

```

clear all
load Schleife_workspace.mat
%
% for i=1:5
%     eval(sprintf('t_S%d=t_S%d./10;', i, i))
% end
% t_Halterung=t_Halterung./10;

Varianz=var(V_Halterung(1900:2000));
Standardabw=sqrt(Varianz);

s_V=ones(2000,1)*Standardabw;

z=0.043;
sz=sqrt(5)*0.002;
phi0=2.067833667*10^-15;
s=1.9;
F=9.3*10^(-9);
mu0=4*pi*10^-7;

est=[0.3649 .8694 0 -0.3137; -.2035 .8742 0 -.4064; -.07149 .8778 0 -.02069; -.04047 .8674 0 -.01022; -.02053 .88
est (:,5)=0;

for i=1:5
    fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',est(1,:),'Weights',1./s_V.^2);
    ft=fittype('a*sin(b*x+c)+d+e*x','options',fo);
    eval(sprintf('[ fitsinus%d,gof%d]=fit(t_S%d,V_S%d,ft);',i,i,i,i))
end

plotylim=[-.8 .4; -.8 .1; -.12 .12; -.1 .12; -.025 .08];

for i=1:5
    eval(sprintf('param(i,:)=coeffvalues(fitsinus%d);',i))
end

ss=zeros(2,4);
for i=1:5
    eval(sprintf('ss=confint(fitsinus%d);',i))
    sparam(i,:)=(ss(2,:)-ss(1,:))/4;
    ss=zeros(2,4);
end

for i=1:5
    eval(sprintf('chi(i)=gof%d.sse/(gof%d.dfe);',i,i))
end
%-----Polar-----

T=2*pi./param(:,2);
for i=1:5
    eval(sprintf('t(i,:)=t_S%d;',i))
    phi(i,:)=t(i,:).*param(i,2)-param(i,3);
    eval(sprintf('volt(i,:)=V_S%d;',i))
    voltcor(i,:)=abs(volt(i,:)-param(i,4)-param(i,5).*t(i,:));
end
rad=F.*[0.5 0.3 0.1 0.08 0.04]./s;

Bcor=F.*voltcor./s';
%-----Magnetfeld-----

B=param(:,1).*F./s;
sB=B.*sparam(:,1)./param(:,1);

pp=B.*z^3*2*pi/mu0;
sz3=3*z^2*sz;
sp=pp.*sqrt((sB./B).^2 + (sz3/z^3)^2 );
%-----PLOT-----

```

```
figure(1)
p1=plot((0:0.01:20),(fitsinus1((0:0.01:20))-param(1,4)));
title('Alle Sinusfits ohne Offset')
xlabel('Zeit [s]')
ylabel('Spannung [V]')
grid on
grid minor
for i=2:5
    hold on
    eval(sprintf('p%d=plot((0:0.01:20),(fitsinus%d((0:0.01:20))-param(%d,4)));',i,i))
    hold off
end
set(p1,'Linewidth',1.5)
set(p2,'Linewidth',1.5)
set(p3,'Linewidth',1.5)
set(p4,'Linewidth',1.5)
set(p5,'Linewidth',1.5)
legend([p1 p2 p3 p4 p5],'Schleife 1','Schleife 2','Schleife 3','Schleife 4','Schleife 5')

for i=1:5
    figure(1+i)
    subplot(1,2,1)
    p1=plot(t(i,:),volt(i,:),'.');
    title(['Leiterschleife ', num2str(i)])
    hold on
    grid on
    grid minor
    eval(sprintf('p2=plot(fitsinus%d);',i))
    hold off
    set(p1,'Linewidth',1.5)
    set(p2,'Linewidth',1.5)
    xlabel('Zeit [s]')
    ylabel('Signalspannung [V]')
    legend('Daten','Sinusfit')
    ylim([plotylim(i,:)])
    
    subplot(1,2,2)
    x=0:.01:(2*pi);
    P= polar(x,rad(i).*ones(size(x)));
    set(P,'Visible','off')
    hold on
    grid on
    grid minor
    pol=polar(phi(i,:),Bcor(i,:))
    set(pol,'Color',[0 0.5 0.1])
    hold off
end
```

8.3.2 Verschiedene Gegenstände

```

clear all
tic;
filenames={'Bolzen_HM1508-2.csv','bueroklammer_HM1508-2.csv','Eisenspan_HM1508-2.csv','knete_HM1508-2.csv','knocken_HM1508-2.csv','kronkorken_HM1508-2.csv','magnetspan_HM1508-2.csv','spanner_HM1508-2.csv'};
names={'Bolzen','Büroklammer','Eisenspan','Knete','Kronkorken','Magnetspan','Halterung'};
dummy=zeros(2000,3);
for i=1:7
    dummy=csvread(char(filenames(i)),1,0);
    t(:,i)=dummy(:,1);
    volt(:,i)=dummy(:,2);
end
importtime=toc;
[ 'IMPORT_FINISHED_time: ' num2str(importtime) ]

z=0.043;
sz=sqrt(5)*0.002;
phi0=2.067833667*10^-15;
s=[0.021 0.021 1.9 1.9 0.021 0.195 1.9];
F=9.3*10^(-9);
mu0=4*pi*10^-7;

%-----Sinusfits-----
svolt=sqrt(var(volt(:,7)));
svolt=ones(2000,1).*svolt;
est=[-9.254 0.8733 -0.09746 -4.433;3.341 0.8702 1.373 -1.007;0.0772 0.8676 1.011 0.4986;0.03747 0.862 5.785 0
est(:,5)=0;

for i=1:7
    fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',est(i,:),'Weights',1./svolt.^2);
    ft=fitype('a*sin(b*x+c)+d+e*x','options',fo);
    eval(sprintf('[ fitsinus%d,gof%d]=fit(t(:,i),volt(:,i),ft); ',i,i))
end

for i=1:7
    eval(sprintf('param(i,:)=coeffvalues(fitsinus%d); ',i))
end

ss=zeros(2,5);
for i=1:7
    eval(sprintf('ss=confint(fitsinus%d); ',i))
    sparam(i,:)=(ss(2,:)-ss(1,:))/4;
    ss=zeros(2,5);
end

for i=1:7
    eval(sprintf('chi(i)=gof%d.sse/(gof%d.dfe); ',i,i))
end

%-----Polar-----
T=2*pi./param(:,2);
for i=1:6
    phi(i,:)=t(:,i).*param(i,2)-param(i,3);
    voltcor(i,:)=abs(volt(:,i)-param(i,4)-param(i,5).*t(:,i));
end
i=7;
phi(i,:)=t(:,i).*param(6,2);
voltcor(i,:)=abs(volt(:,i)-param(i,4)-param(i,5).*t(:,i));

for i=1:7
    Bcor(i,:)=F.*voltcor(i,:)/s(i);
end

rad=F.*[10.5 5 .11 .08 8.5 2.5 0.04]./s;
low([1:3 5:7])=1;
up([1:3 5:7])=2000;
low(4)=410;
up(4)=1250;
%-----Magnetfeld-----
B=abs(param(:,1)).*F./s';

```

```
sB=B.*sparam(:,1)./abs(param(:,1));  
pp=B.*z^3*2*pi/mu0;  
sz3=3*z^2*sz;  
sp=pp.*sqrt((sB./B).^2 + (sz3/z^3)^2);  
%-----PLOT-----  
for i=1:7  
    figure(i)  
    subplot(1,2,1)  
    p1=plot(t(:,i),volt(:,i),'.');  
    title(char(names(i)))  
    grid on  
    grid minor  
    hold on  
    eval(sprintf('p2=plot((0:0.01:20),fitsinus%d((0:0.01:20)));',i))  
    hold off  
    set(p1,'LineWidth',1.5)  
    set(p2,'LineWidth',1.5)  
    xlabel('Zeit [s]')  
    ylabel('Signalspannung [V]')  
    legend('Daten','Sinusfit')  
  
    subplot(1,2,2)  
    x=0:.01:(2*pi);  
    P= polar(x,rad(i).*ones(size(x)));  
    set(P,'Visible','off')  
    hold on  
    grid on  
    grid minor  
    pol=polar(phi(i,low(i):up(i)),Bcor(i,low(i):up(i)))  
    set(pol,'Color',[0 0.5 0.1])  
    hold off  
end
```

8.4 Laborheft

SQUID

Abstand Deckel-Ring: $(23,2 + 1,8 + 0,9) \text{ cm}$ $s = 9,3 \text{ cm}$

-II- Deckel - Boden: $33,5 \text{ cm}$

-II- Proba - Boden: ~~9,3~~ $9,3 \text{ cm}$

Messungen:

1.) Leiterschleife mit Widerstand	1	$U_5 = 0,990 \text{ V} + 1,411 \text{ V}$
2.) -II-	2	$U_4 = 0,970 \text{ V} + 1,408 \text{ V}$
3.) -II-	3	$U_3 = 0,948 \text{ V} + 1,405 \text{ V}$
4.) -II-	4	$U_2 = 0,854 \text{ V} + 1,388 \text{ V}$
5.) -II-	5	$U_1 = 0,743 \text{ V} + 1,382 \text{ V}$

6.) Halterung ✓ (nicht messbar)

7.) Magnetspan ✓

8.) Kronkorken ✓

9.) Büroklammer ✓ ~~(magnetisiert)~~

10.) Knoete (edlige) ✓

11.) FeSpan ✓

Durchmesser Leiterschleife:
 $d = (0,45 \pm 0,05) \text{ cm}$

$VCA: 1381$
 $VCO: 1428$
 $OFF: 1772$

→ Leiterschleifen mit 100k
 → Halterung 100k
 → Kronkorken, Büroklammer mit 1k
 → Bolzen mit 1k
 → Knoete mit 100k
 → Magnetspan 10k
 → FeSpan 100k

17.9.15
Achim

Literatur

- [1] M. Köhli, *Versuchsanleitung Fortgeschrittenen Praktikum: Superconducting Quantum Interference Device*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2010/2011
- [2] Volker Bange, *Einrichtung des Versuches „SQUID“*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2000
- [3] Yiming Zhang, Julian R. G. Evans, Shoufeng Yang, *Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks*, School of Engineering Sciences, University of Southampton, 2011
- [4] Adrian Melissinos, Jim Napolitano, *Experiments in Modern Physics*, 2nd edition, University of Rochester, Rensselaer Polytechnic Institute 2003