



ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG

PHYSIKALISCHES FORTGESCHRITTENEN-PRAKTIKUM I

Superconducting Quantum Interference Device (SQUID)

Studenten:

Daniel UHL

&

Jan Péter SZABADOS

Tutor:

Hannah ARNOLD

13. Oktober 2014

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	1
2	Theoretische Grundlagen	1
2.1	Supraleiter	1
2.2	BCS-Theorie	1
2.3	Flussquantisierung	2
2.4	Josephson-Effekt	2
3	Aufbau und Durchführung	4
3.1	Aufbau	4
3.2	Durchführung	4
4	Auswertung	6
4.1	Aufgabe 1 - Justierung des SQUID	6
4.2	Aufgabe 2 - Dipolmomente/Feldstärken der Leiterschleife	7
4.2.1	Berechnete Werte	7
4.2.2	Mit SQUID gemessene Werte	8
4.2.3	Vergleich	9
4.3	Aufgabe 3 - Dipolmoment/Feldstärke des Magnetospans	9
4.4	Aufgabe 4 - Polarplots	10
5	Zusammenfassung	10
6	Literaturverzeichnis	11
7	Anhang	12

1 Aufgabenstellung

1. Justage des SQUID per Control Panel am PC. Maximierung des SQUID-Patterns.
2. Bestimmung des Dipolmoments/der Feldstärke der Leiterschleife mit den fünf Widerständen und Vergleich mit den berechneten Werten.
3. Bestimmung der Dipolmomente/Feldstärken weiterer Proben.
4. Darstellung der Stärke des Magnetfeldes in Abhängigkeit des Drehwinkels in Polardarstellung.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Supraleiter

Man nennt Materialien, deren elektrischer Widerstand unterhalb einer materialabhängigen kritischen Temperatur T_C unmessbar klein wird, Supraleiter. Dabei verhalten sie sich wie ideale Diamagneten: Wird ein äußeres Magnetfeld angelegt, wird ein Strom in dem Supraleiter induziert, sodass im Inneren des Leiters ein Magnetfeld induziert wird, welches das äußere Feld genau kompensiert. Bei der Verdrängung Magnetfeldes aus dem Inneren des Supraleiters spricht man vom 'Meissner-Ochsenfeld-Effekt'.

Das Prinzip der Supraleitung basiert auf sogenannten 'Cooper-Paaren', makroskopischen Zuständen von zwei Elektronen, welche über hunderte Nanometer hinweg miteinander verbunden sind. Die Entstehung und Wirkung der Cooper-Paare wird durch die sogenannte 'BCS-Theorie' beschrieben, welche noch ausführlich diskutiert wird.

Es kann durch steigende Temperatur (für $T > T_C$), aber auch durch große externe Ströme, ein starkes äußeres Magnetfeld oder ein externes elektromagnetisches Wechselfeld der Größenordnung $\omega \approx \Delta E/\hbar$, mit welchem Elektronen über die 'Bandlücke' des Supraleiters angeregt werden, die Supraleitung unterbrochen werden.

Es werden zwei Arten von Supraleitern unterschieden:

Typ I

Das innere Magnetfeld sinkt unterhalb einer kritischen äußeren Magnetfeldstärke H_C auf 0 (wenn $T < T_C$). Das Magnetfeld dringt nur wenige Nanometer in den Leiter ein.

Typ II

Diese Art von Supraleiter wird auch 'Hochtemperatursupraleiter' genannt, da die kritischen Temperaturen deutlich höher sind als diejenigen für Supraleiter von Typ I.

Es werden zwei Stufen für das innere Magnetfeld unterschieden: Unterhalb der externen Feldstärke H_{C_2} sinkt die innere Feldstärke auf kleine Werte, unterhalb von H_{C_1} auf null. Zwischen diesen beiden Feldstärken kommt es zur Bildung von Flussfäden im Leiter, welche lokal für einen kleinen Feldbeitrag sorgen.

2.2 BCS-Theorie

Wie bereits erwähnt, wird die Supraleitung mittels Cooper-Paare, welche aus zwei Elektronen bestehen, die über hunderte Nanometer miteinander wechselwirken, durch die BCS-Theorie (benannt nach ihren Entwicklern John Bardeen, Leon N. Cooper und John R. Schrieffer) erklärt. Die gegenseitige Anziehung der Elektronen beruht auf der Trägheit der positiv geladenen Atomrümpfe. Kommt es zu Gitterschwingungen im Kristall, so wandern die Atomrümpfe langsamer in ihre Ausgangsposition zurück als die Elektronen. Aus diesem Grund ziehen - bildlich gesprochen - Elektronen einen Schweif positiver Polarität hinter sich her. Dieser kann ein Elektron ähnlicher

Energie und entgegengesetztem Spin anziehen, wodurch sich ein Cooper-Paar bildet.

Um möglichst viele solche Paare zu erhalten, muss eine tiefe Temperatur vorherrschen, damit alle Zustände bis zur Fermi-Energie gefüllt sind. Auf diese Weise gibt es viele Elektronen ähnlicher Energie und kaum thermische Anregung: Die schwache Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen, welche das Cooper-Paar formen, wird also nicht aufgebrochen. Die einzelnen Elektronen bilden nun nicht mehr Fermionen, sondern dank der Spinkopplung miteinander ein Boson. Die Wechselwirkungsenergie ist dabei kleiner als die der einzelnen Ladungsträger.

Da die Bosonen nicht dem Pauli-Prinzip unterliegen, können beliebig viele Cooper-Paare denselben Zustand, auch den Grundzustand, einnehmen. Dadurch kommt es zu keiner Wechselwirkung mit dem Rest des Leiters mehr, was der Grund für den unmessbar kleinen elektrischen Widerstand ist.

Kommt es zum Zusammenbrechen der Supraleitung, werden eigentlich die Cooper-Paare aufgebrochen. Bei dem Entstehen eines Cooper-Paares wird Energie frei. Wird diese Energie einem Cooper-Paar zugeführt, kann dieses aufgebrochen werden. Unterschiedliche Methoden hierfür wurden im Unterkapitel 'Supraleiter' beschrieben.

2.3 Flussquantisierung

Der in diesem Versuch verwendete Supraleiter hat die Form eines Ringes. Der magnetische Fluss kann somit mithilfe des Stoke'schen Satzes über das geschlossene Integral des Vektorfelds \vec{A} über die Leiterschleife berechnet werden:

$$\oint \vec{A} d\vec{l} = \Phi_B.$$

Da sich, wie bereits diskutiert, alle Cooper-Paare im gleichen Zustand befinden, können sie als Gesamtwellen betrachtet werden. Somit ist es klar, dass sich die Phase θ bei einem Umlauf nur um Vielfache von 2π ändern kann:

$$\oint \nabla \theta d\vec{l} = \Delta\theta = n \cdot 2\pi,$$

wobei $n \in \mathbb{N}$.

Somit ergibt sich die Quantisierung des magnetischen Flusses im geschlossenen Supraleiter in sogenannten Flussquanten:

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

wobei $\Phi_0 = 2,067833667 \cdot 10^{-15} \text{Tm}^2$ (Quelle: [ver]).

2.4 Josephson-Effekt

Der Josephson-Effekt tritt auf, wenn ein dünner Isolator ('Josephson-Kontakt') zwischen zwei Supraleiter gebracht wird.

Aufgrund der geringen Breite des Kontakts (wenige Nanometer) können Cooper-Paare mit hoher Wahrscheinlichkeit durch ihn tunneln, wodurch ein Tunnelstrom verursacht wird.

Wenn der Josephson-Kontakt, wie in diesem Experiment, zwischen zwei identischen Supraleitern ohne Potentialdifferenz liegt (dies ist hier der Fall wegen der Ringform des Supraleiters), so hängt der Tunnelstrom ausschließlich von der Phasendifferenz der einlaufenden Wellen ab. Der Josephson-Kontakt verhält sich zwar für den Strom wie ein schwacher Supraleiter, kann aber dennoch von einem äußeren Magnetfeld durchdrungen werden. Dadurch kann die Kopplung der Wellen und ihre Phasenlage verändert werden.

Solange sich das Material im supraleitenden Zustand befindet, fließt ein Gleichstrom von tunnelnden Cooper-Paaren, der 'Josephson-Gleichstrom' genannt wird. Wird aber eine kritische Stromstärke I_C überschritten, so beginnen die Cooper-Paare aufzubrechen.

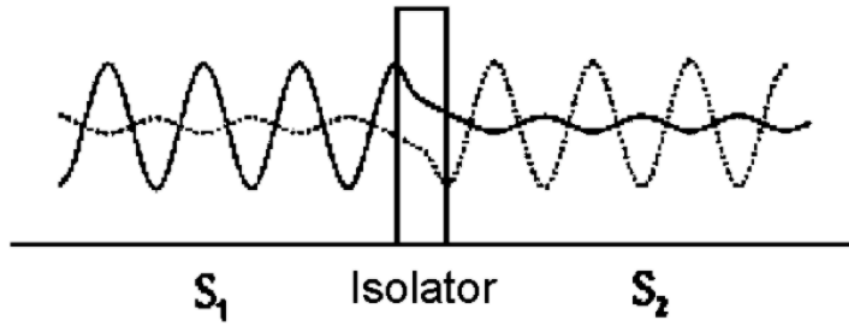


Abbildung 1: Josephson-Kontakt zwischen zwei Supraleitern. Quelle: [ver].

Der Tunnelstrom/‘Josephson-Gleichstrom’ kann in Abhängigkeit eines äußeren magnetischen Flusses Φ_m und dem Flussquant folgendermaßen geschrieben werden:

$$I = I_0 \cdot \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0}.$$

Der dazugehörige Graph sieht folgendermaßen aus:

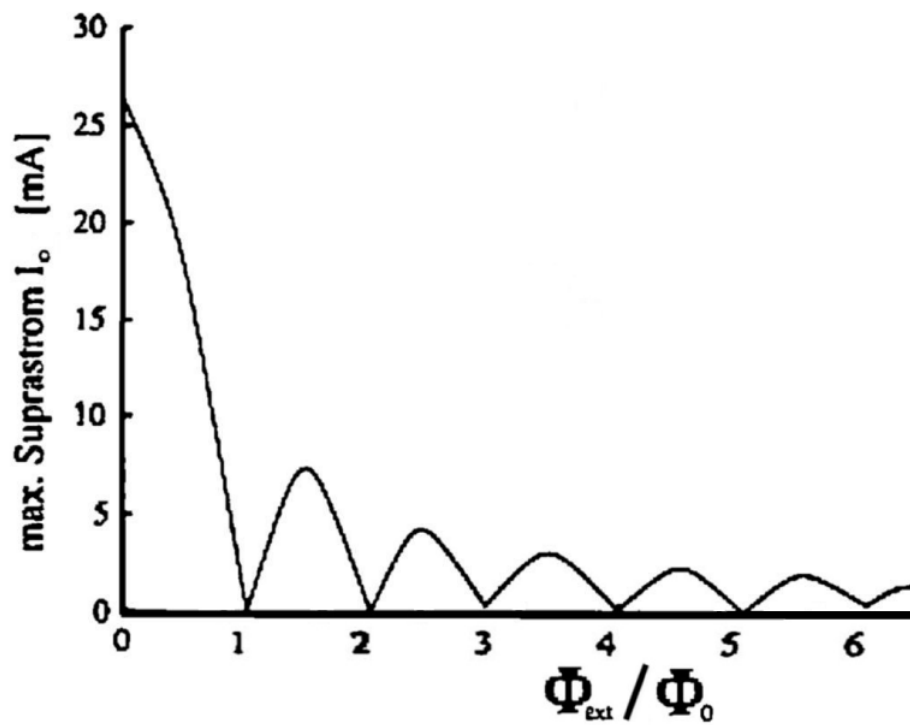


Abbildung 2: Maximaler Tunnelstrom durch den Josephson-Kontakt in Abhängigkeit des externen magnetischen Flusses. Quelle: [ver]

3 Aufbau und Durchführung

3.1 Aufbau

Der Aufbau ist in Abb. 3 schematisch dargestellt. Die SQUID-Sonde wird in einem Behälter durch flüssigen Stickstoff unter die kritische Temperatur gebracht und über die Auswertelektronik mit dem Oszilloskop verbunden, welches per Computer ausgelesen wird. Die jeweilige Probe wird an einem motorgesteuerten Dreharm angebracht und unterhalb der Sonde platziert. Zur Messung stehen fünf Widerstände, welche in einem Stromkreis mit der Leiterschleife in Reihe geschaltet werden, sowie weitere Proben mit unbekannten Dipolmomenten zur Verfügung.

Am PC können über das JSQ-Magnetometer verschiedene Parameter des Schwingkreises am

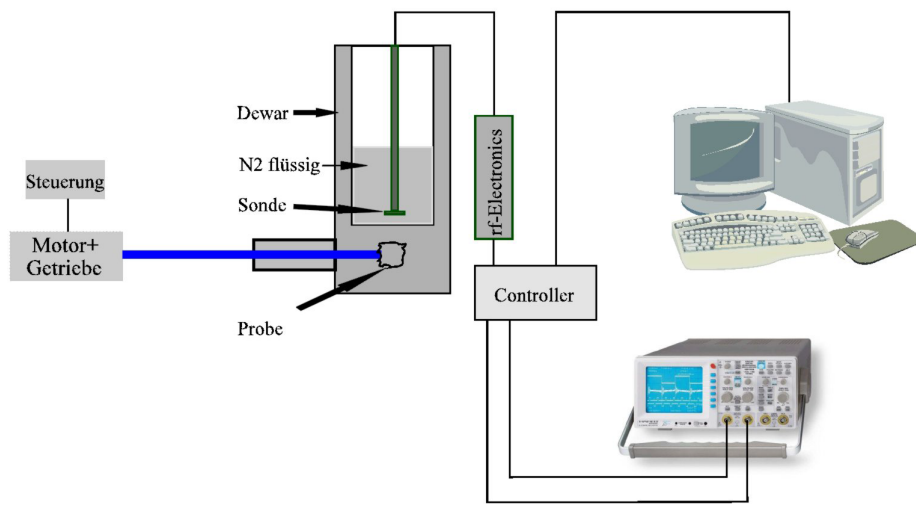


Abbildung 3: Schematischer Versuchsaufbau. Quelle: [ver]

SQUID variiert werden. VCA bezeichnet die Amplitude, VCO die Frequenz des Schwingkreises. Über OFF kann der Offset der Amplitude eingestellt werden, mit Integr.C wird die Signalglättung bestimmt. FB-R (Feedback-Resistor) bestimmt den Widerstand der Schaltung und somit den Verstärkungsgrad.

3.2 Durchführung

Vor Beginn der Messung muss der Stickstoff in den Kryostat eingefüllt werden, damit der Supraleiter unter seine kritische Temperatur gekühlt wird. Für spätere Berechnungen muss der Abstand zwischen SQUID-Sonde und Probe bestimmt werden, sowie der Radius der Leiterschleife und die an der Leiterschleife anliegende Spannung.

Bevor nun Messungen durchgeführt werden können, muss der Arbeitspunkt gewählt werden. Dazu muss die Amplitude des SQUID-Patterns über die Einstellungen des JSQ maximiert werden. Dieses entsteht, wenn im Schwingkreis zusätzlich zur oszillierenden eine Dreiecksspannung eingekoppelt wird. Dabei entsteht im SQUID eine Flussänderung über mehrere Φ_0 , die dabei gemessene Spannung wird SQUID-Pattern genannt.

Ist das Pattern gut zu sehen, kann die eigentliche Messung beginnen. In Abb. 4 kann man unser SQUID-Pattern nach der Justierung sehen. Dafür wird die Leiterschleife mit verschiedenen Widerständen in den Versuchsaufbau gebracht und über den Motor rotiert. Um später daraus die Dipolmomente/Feldstärken zu berechnen werden die am Oszilloskop aufgeszeichneten Spannungsverläufe am PC ausgelesen und gespeichert. Das selbe wird mit einigen Proben unbekannter Feldstärken wiederholt, in unserem Fall konnte dies nur mit einer Probe, dem Magnetospan, durchgeführt werden da die Versuchsanordnung einen Fehler auf wies welcher nicht vor Ort und

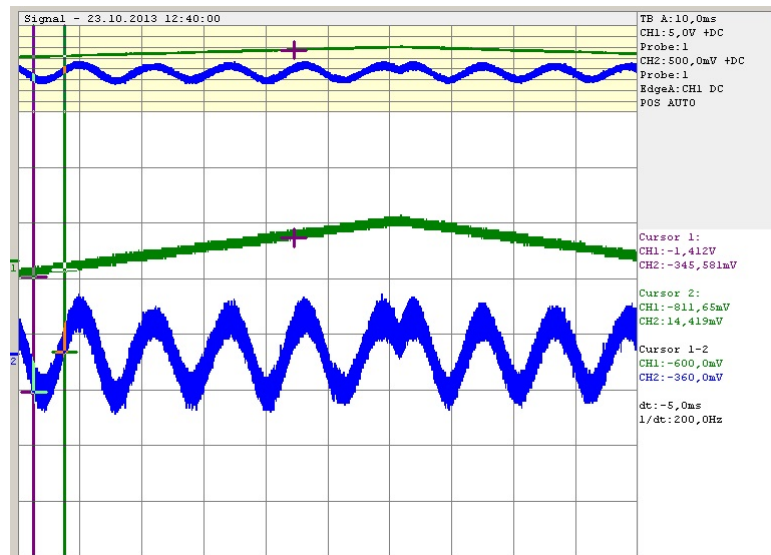


Abbildung 4: SQUID-Pattern nach der Justierung

der gegebenen Zeit repariert werden konnte, weshalb der Versuch abgebrochen werden musste. Zusätzlich werden die aufgenommenen Verläufe noch in Polardiagrammen dargestellt.

4 Auswertung

4.1 Aufgabe 1 - Justierung des SQUID

Die Justierung des SQUID wurde wie oben beschrieben vorgenommen und der Arbeitspunkt wurde passend gewählt. Für die Einstellungen erhielten wir folgende Parameter:

VCA	=	1342	Amplitude des Schwingkreises
VCO	=	1431	Frequenz des Schwingkreises
Offset	=	1612	Offset zum Verschieben des Signals

Integr.C, d.h. die Kapazität des Kondensators, und FB-R, also der Widerstandswert des Schwingkreis-Widerstands, wurde der jeweiligen Messung angepasst.

4.2 Aufgabe 2 - Dipolmomente/Feldstärken der Leiterschleife

4.2.1 Berechnete Werte

Der Radius der stromdurchflossenen Leiterschleife mit dem Durchmesser $d = (4,2 \pm 0,1)mm$ beträgt:

$$r = \frac{d}{2} = (2,10 \pm 0,05)mm$$

Das Dipolmoment kann man wie folgt berechnen:

$$p_m = AI = \pi r^2 \frac{U}{R}$$

mit dem Fehler:

$$\begin{aligned} s_{p_m} &= \sqrt{\left(\frac{\partial p_m}{\partial r}\right)^2 s_r^2 + \left(\frac{\partial p_m}{\partial U}\right)^2 s_U^2 + \left(\frac{\partial p_m}{\partial R}\right)^2 s_R^2} \\ &= p_m \sqrt{4 \frac{s_r^2}{r^2} + \frac{s_U^2}{U^2} + \frac{s_R^2}{R^2}} \end{aligned}$$

Mit dem Dipolmoment kann die magnetische Flussdichte berechnet werden:

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

mit einem Fehler

$$s_{B_z} = B_z \sqrt{\frac{s_p^2}{p^2} + 9 \frac{s_z^2}{z^2}}.$$

Die Distanz zwischen dem SQUID und der Leiterschleife beträgt $z = (3,3 \pm 0,3)cm$. Die berechneten Werte sind in der folgenden Tabelle 1 aufgeführt, die Werte der Widerstände werden aus der Versuchsanleitung entnommen, die Werte für die Spannung wurden während der Versuchsdurchführung zum jeweiligen Widerstand gemessen.

Nr	R in Ω	s_R in Ω	U in V	s_U in V	p_m in $C \cdot nm$	s_{p_m} in $C \cdot nm$	B_z in nT	s_{B_z} in nT
R1	51,47	0,05	2,32	0,06	590	30	3,3	0,9
R2	100,8	0,1	2,22	0,05	305	16	1,7	0,5
R3	300,8	0,3	2,30	0,06	106	6	0,59	0,16
R4	510,6	0,3	2,33	0,06	63	3	0,4	0,1
R5	1000	1	2,35	0,06	32,6	1,7	0,18	0,05

Tabelle 1: Berechnete Werte zur Leiterschleife.

4.2.2 Mit SQUID gemessene Werte

Zunächst müssen die erhaltenen Spannungsverläufe mit einer Sinusfunktion der Form

$$f(x) = a + b \cdot \sin(cx + d)$$

gefittet werden. Dabei steht a für den Offset der Funktion, $|b|$ für die Amplitude, $c = \omega$ für die Kreisfrequenz und d für die Phase der Funktion. x gibt die Zeit an, $f(x)$ die Spannung. Die Fits sind im Anhang zu finden.

Für die maximale Spannungsdifferenz gilt:

$$\Delta U = 2|b|.$$

Nach Erhalt dieser Größe kann das Magnetfeld mit der Formel

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

berechnet werden. $F = 9,3nT/\Phi_0$ ist dabei wie der vom eingestellten Widerstandswert des Feedback-Resistors (FB-R) abhängige Wert s_i [ver] zu entnehmen. In dieser Messreihe galt $s_i = 1,9V/\Phi_0$. Der Fehler auf das errechnete B-Feld ergab sich somit mithilfe der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung zu

$$s_{B_z} = B_z \cdot \left| \frac{s_b}{b} \right| = B_z \cdot \frac{s_{\Delta U}}{\Delta U}.$$

Um das Dipolmoment p_m zu bestimmen, wird wieder der bereits verwendete Zusammenhang $B_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot p_m z^3$ und stellt diesen nach p_m um:

$$p_m = \frac{2\pi \cdot B_z z^3}{\mu_0}.$$

Der Fehler auf diesen Wert wird mithilfe Gauss'scher Fehlerfortpflanzung zu

$$s_{p_m} = p_m \sqrt{\left(\frac{s_{B_z}}{B_z} \right)^2 + 9 \left(\frac{s_z}{z} \right)^2}$$

berechnet. Die erhaltenen Ergebnisse werden in folgender Tabelle zusammengefasst:

Tabelle 2:

Nr	ΔU in V	p_m in C*nm	B_z in nT
R1	$0,972 \pm 0,006$	900 ± 200	$4,76 \pm 0,03$
R2	$0,5066 \pm 0,0016$	450 ± 120	$2,480 \pm 0,008$
R3	$0,0927 \pm 0,0012$	80 ± 20	$0,454 \pm 0,006$
R4	$0,0593 \pm 0,0012$	52 ± 14	$0,290 \pm 0,006$
R5	$0,0258 \pm 0,0012$	23 ± 6	$0,126 \pm 0,006$

4.2.3 Vergleich

Um nun etwas über die mithilfe des SQUID bestimmten Werte aussagen zu können, werden diese mit den auf theoretischem Wege berechneten Werten verglichen.

Tabelle 3:

Nr	p_m in C*nm mit SQUID	p_m in C*nm theoretisch	B_z in nT mit SQUID	B_z in nT theoretisch
R1	900 ± 200	590 ± 30	$4,76 \pm 0,03$	$3,3 \pm 0,9$
R2	450 ± 120	305 ± 16	$2,480 \pm 0,008$	$1,7 \pm 0,5$
R3	80 ± 20	106 ± 6	$0,454 \pm 0,006$	$0,59 \pm 0,16$
R4	52 ± 14	63 ± 3	$0,290 \pm 0,006$	$0,4 \pm 0,1$
R5	23 ± 6	$32,6 \pm 1,7$	$0,126 \pm 0,006$	$0,18 \pm 0,05$

Alle Ergebnisse der Messungen entsprechen sich innerhalb einer bis zwei Standardabweichungen. Dies ist ein gutes Ergebnis, vor allem in Anbetracht der Tatsache, dass es zu erheblichen Problemen bei der Messung kam. Dies legt den Schluss nahe, dass der SQUID-Sensor an sich in Ordnung war und gute Ergebnisse lieferte, wenn Signale übermittelt wurden. Das Problem ist wohl in der Übertragung des Signals zu suchen.

Dennoch ist ein Vorteil des SQUIDS hier sofort zu sehen: Das Magnetfeld B_z wird sehr genau vermessen. Der Fehler ist äußerst klein im Vergleich zum theoretisch bestimmten Wert, was daran liegt, dass bei letzterem über p_m der ziemlich große Fehler der Leiterschleifen-Radius-Messung vierfach und der Fehler des nicht allzu genau bestimmmbaren Abstandes zwischen Probe und Sensor, z , neunfach eingeht.

Bei dem SQUID dagegen ergibt sich der große Fehler für p_m hauptsächlich durch den neunfach eingehenden Fehler von z . Das B-Feld kann sehr genau bestimmt werden.

4.3 Aufgabe 3 - Dipolmoment/Feldstärke des Magnetospans

Die Berechnung des B-Feldes und des Dipolmoments erfolgt analog zu der Bestimmung dieser Werte für die unterschiedlichen Widerstände.

Wie bereits im Kapitel 'Durchführung' erwähnt, konnte dieser Teil des Versuchs ausschließlich mit dem Magnetospan durchgeführt werden, da für alle anderen Proben kein Signal entstand (auch für den Magnetospan konnte nur nach zahlreichen Neueinstellungen und Wiederholungen ein Signal beobachtet werden).

Aufgrund anderer Einstellungen für den Widerstandswert des FB-R (s. Aufzeichnungen im Anhang) betrug die Sensitivität $s_i = 0,12V/\Phi_0$.

Die Messung wurde ausgewertet, wobei wir folgende Ergebnisse erhielten:

Tabelle 4:

Probe	ΔU in V	p_m in C*nm	B_z in nT
Magnetospan	$3,703 \pm 0,007$	52000 ± 14000	$287,0 \pm 0,6$

Dabei ist zu bemerken, dass sich die entstandene Kurve sehr gut durch einen Sinus-Fit beschreiben lässt: Das korrigierte Bestimmtheitsmaß ('Adjusted R^2 ') des Fits beträgt 0,99215 (s. Anhang). Für eine perfekte Übereinstimmung zwischen Fit und Werten ergibt sich der Wert 1. Dies und die Tatsache, dass ansonsten keine Signale zu beobachten waren, verstärkt den bereits geäußerten Verdacht, dass das Problem die Übertragung und nicht der Sensor selbst war.

4.4 Aufgabe 4 - Polarplots

Um veranschaulichen zu können, inwiefern das Magnetfeld der Leiterschleife und des Magnetospanns einem Dipolfeld entspricht, wurden Polarplots gezeichnet: Dabei wurde die mithilfe des SQUID gemessene Spannung, welche proportional zum Magnetfeld der Proben ist, in Abhängigkeit des Drehwinkels aufgetragen. Die einzelnen Koordinaten x und y berechnen sich dabei folgendermaßen:

$$x_i = |U_i - \bar{U}| \cos(\omega t_i),$$

$$y_i = |U_i - \bar{U}| \sin(\omega t_i),$$

wobei $\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i$.

Es wurden jeweils, da wir mehr als eine Periode aufgenommen hatten, zwei aufeinanderfolgende Minima der Funktion gesucht, um eine Periode für das Auftragen zu bekommen. Aus den Spannungsdaten in dieser Periode konnte deren Mittelwert \bar{U} bestimmt werden. Die Kreisfrequenz ω wurde aus den Fits herausgelesen (Parameter c), wobei sie immer in einer ähnlichen Größenordnung war, da es sich bei ihr um die Drehfrequenz des antreibenden Motors handelt. Dennoch haben wir für jede Messreihe den jeweiligen Parameter c benutzt, um ein genaueres Ergebnis zu erhalten, da kleine Veränderung in der Motordrehfrequenz möglich waren.

Die Plots sind dem Anhang zu entnehmen: Bei den Widerständen $R1$ und $R2$ bzw. dem Magnetospann ist die Dipolcharakteristik des Feldes gut zu erkennen. Bei den Widerständen $R3$ bis $R5$ war das Magnetfeld sehr schwach, wodurch das Untergrundrauschen den Polarplot beeinflusst.

5 Zusammenfassung

Die magnetischen Felder und Dipolmomente wurden für unterschiedliche Widerstände berechnet und mithilfe eines SQUID-Sensors vermessen. Die erhaltenen Ergebnisse sind folgende:

Tabelle 5:

Nr	p_m in C*nm mit SQUID	p_m in C*nm theoretisch	B_z in nT mit SQUID	B_z in nT theoretisch
R1	900 ± 200	590 ± 30	$4,76 \pm 0,03$	$3,3 \pm 0,9$
R2	450 ± 120	305 ± 16	$2,480 \pm 0,008$	$1,7 \pm 0,5$
R3	80 ± 20	106 ± 6	$0,454 \pm 0,006$	$0,59 \pm 0,16$
R4	52 ± 14	63 ± 3	$0,290 \pm 0,006$	$0,4 \pm 0,1$
R5	23 ± 6	$32,6 \pm 1,7$	$0,126 \pm 0,006$	$0,18 \pm 0,05$

Es ist zu sehen, dass sich die berechneten und die mit dem SQUID-Sensor gemessenen Werte jeweils im Rahmen von ein bis zwei Standardabweichungen entsprechen. Eine detailliertere Diskussion ist dem Unterkapitel 'Vergleich' des Kapitels 'Auswertung' zu entnehmen.

Für die einzige vermessene Probe erhielten wir folgende Werte für B-Feld und Dipolmoment: .

Tabelle 6:

Probe	ΔU in V	p_m in C*nm	B_z in nT
Magnetospann	$3,703 \pm 0,007$	52000 ± 14000	$287,0 \pm 0,6$

6 Literaturverzeichnis

[ver] - Versuchsanleitung 'Superconducting Quantum Interference Device', M. Köhli, Institut für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2011

7 Anhang

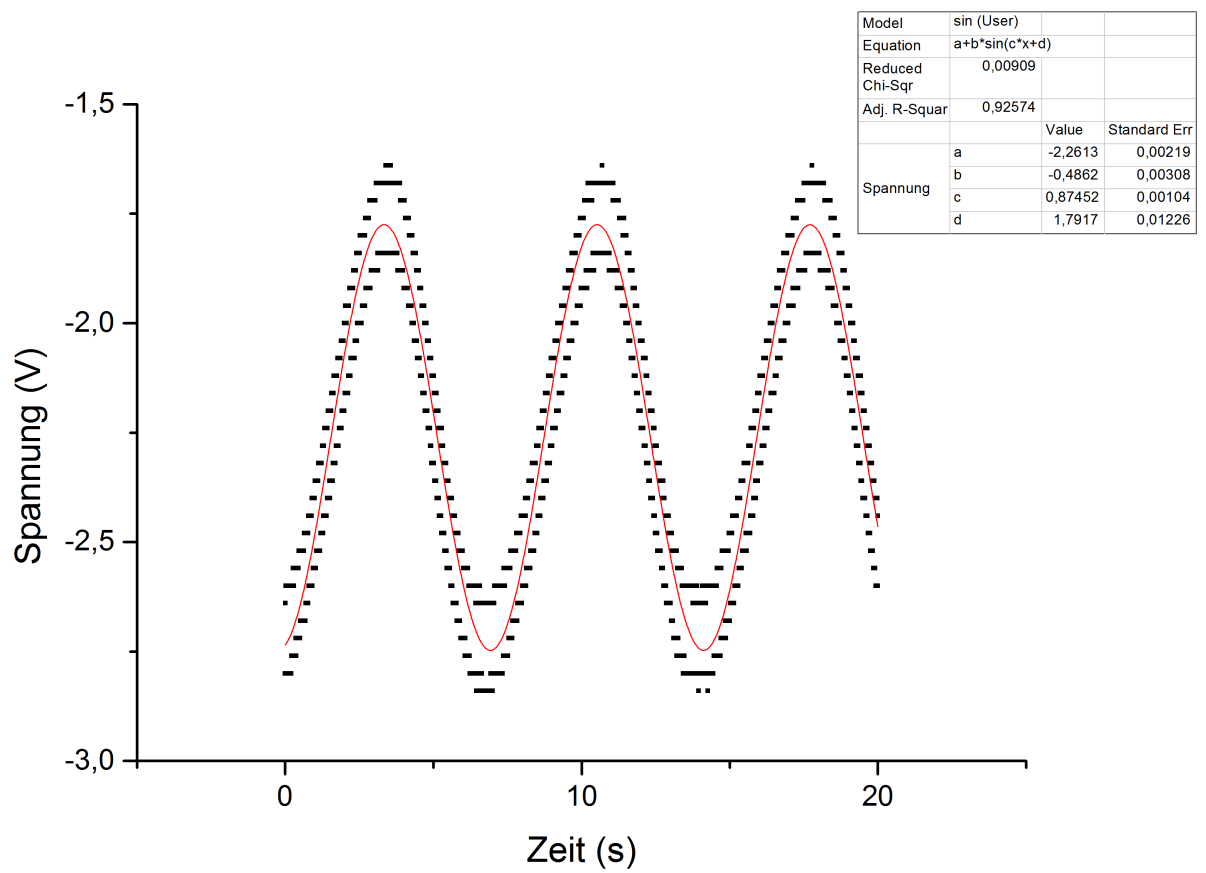


Abbildung 5: Messung mit Widerstand R1

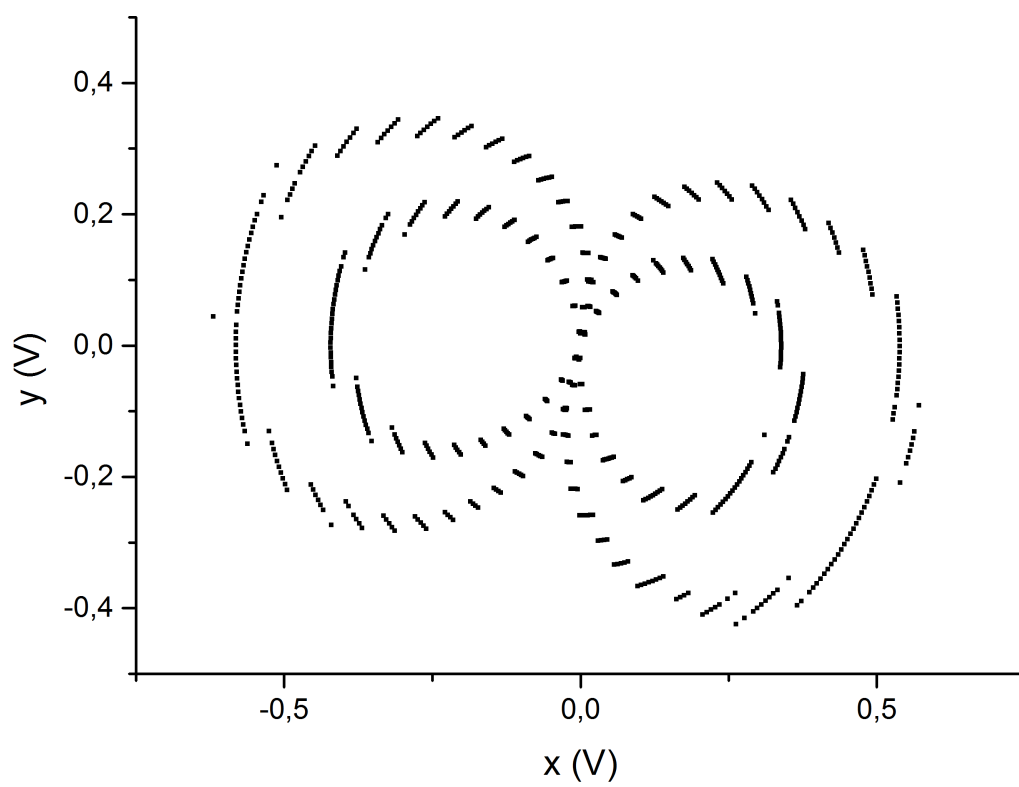


Abbildung 6: Polarplot mit Widerstand R1

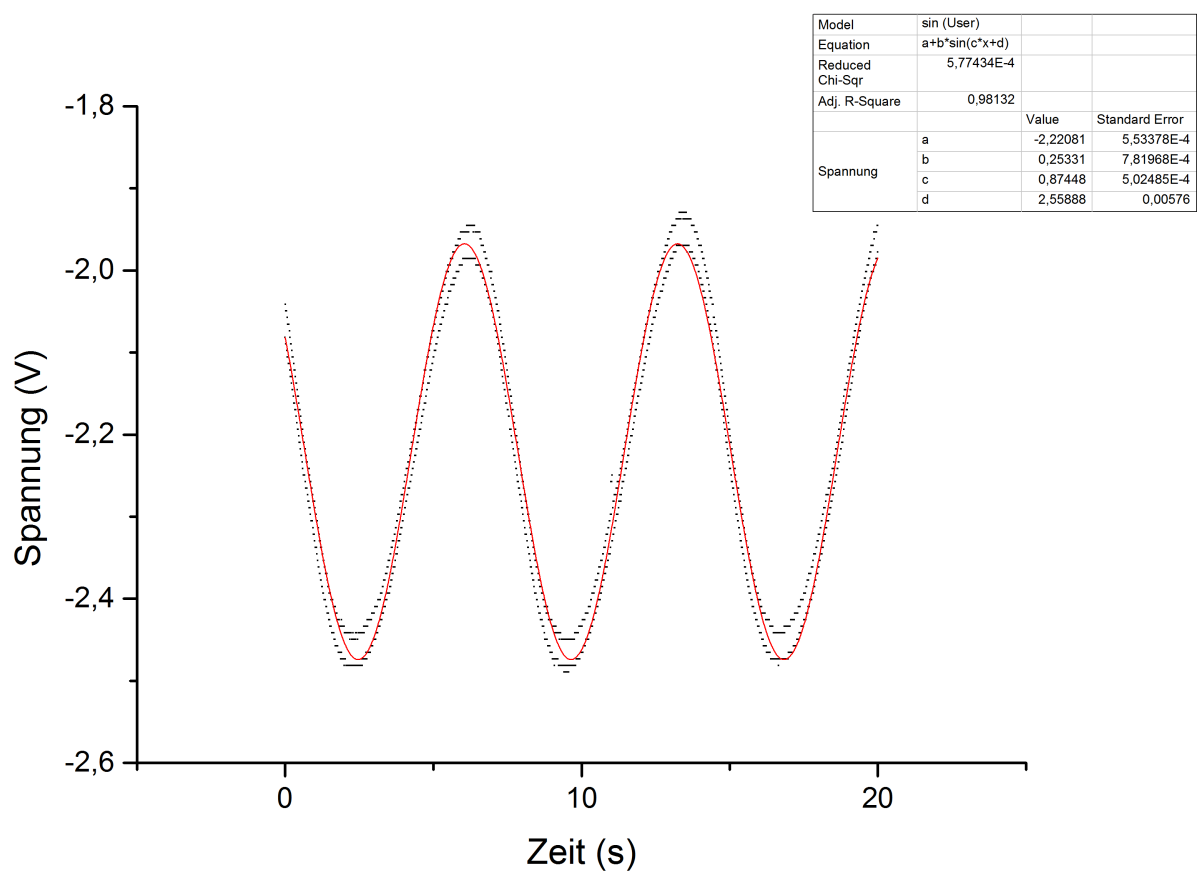


Abbildung 7: Messung mit Widerstand R2

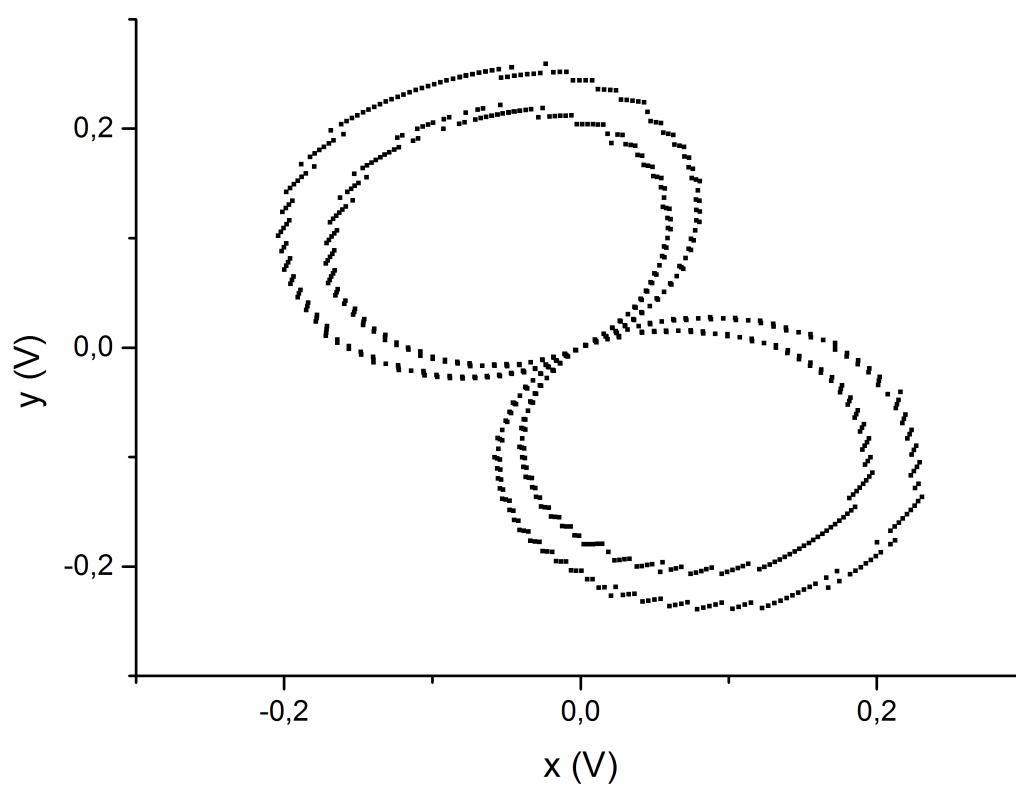


Abbildung 8: Polarplot mit Widerstand R2

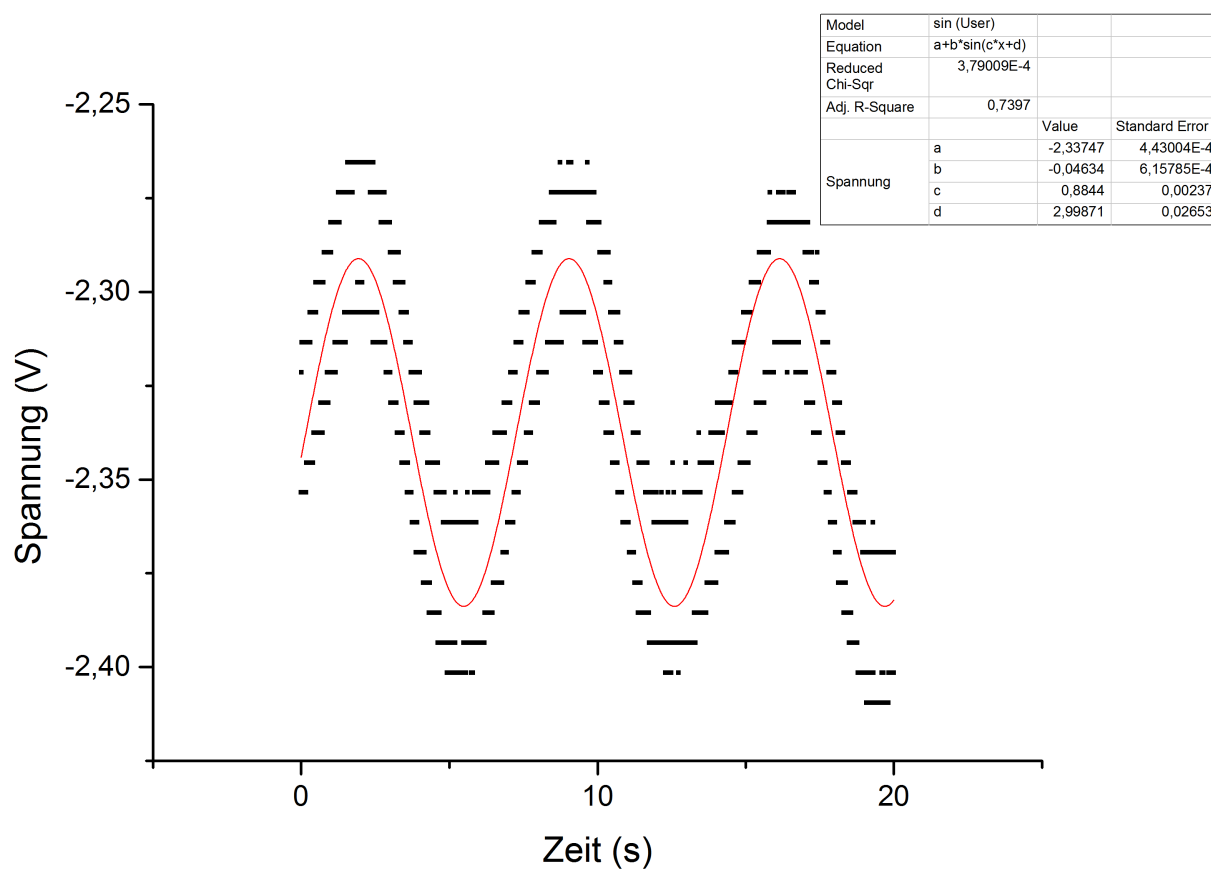


Abbildung 9: Messung mit Widerstand R3

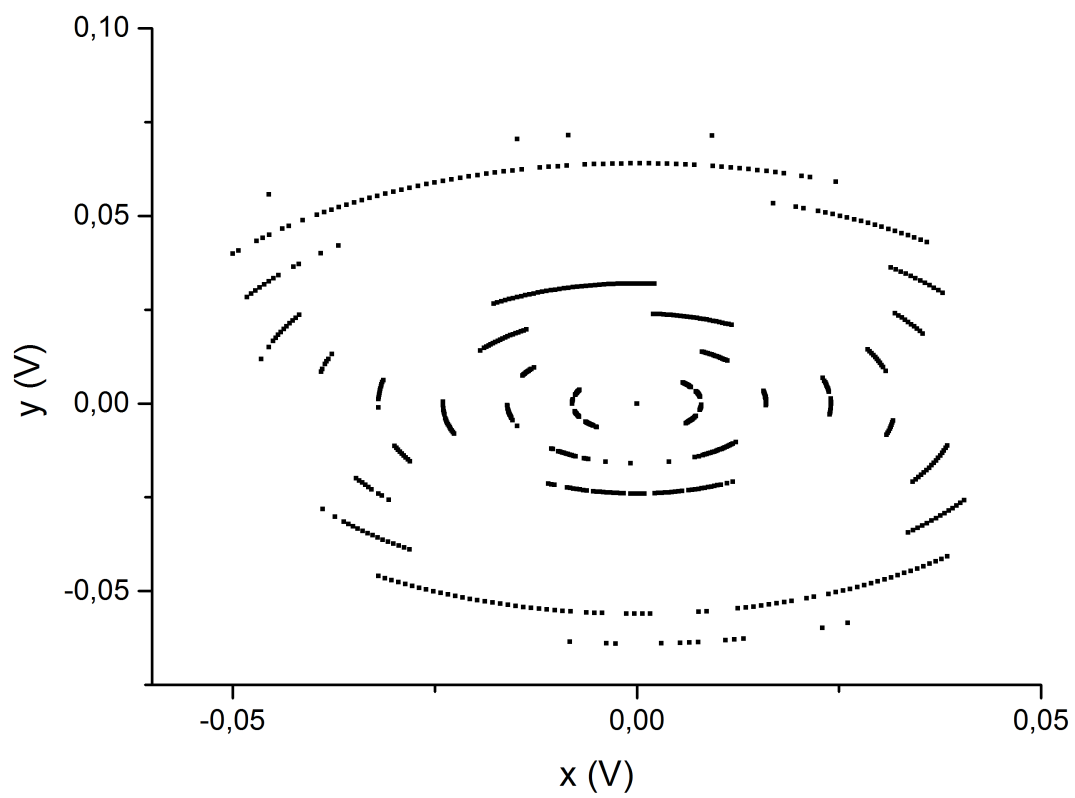


Abbildung 10: Polarplot mit Widerstand R3

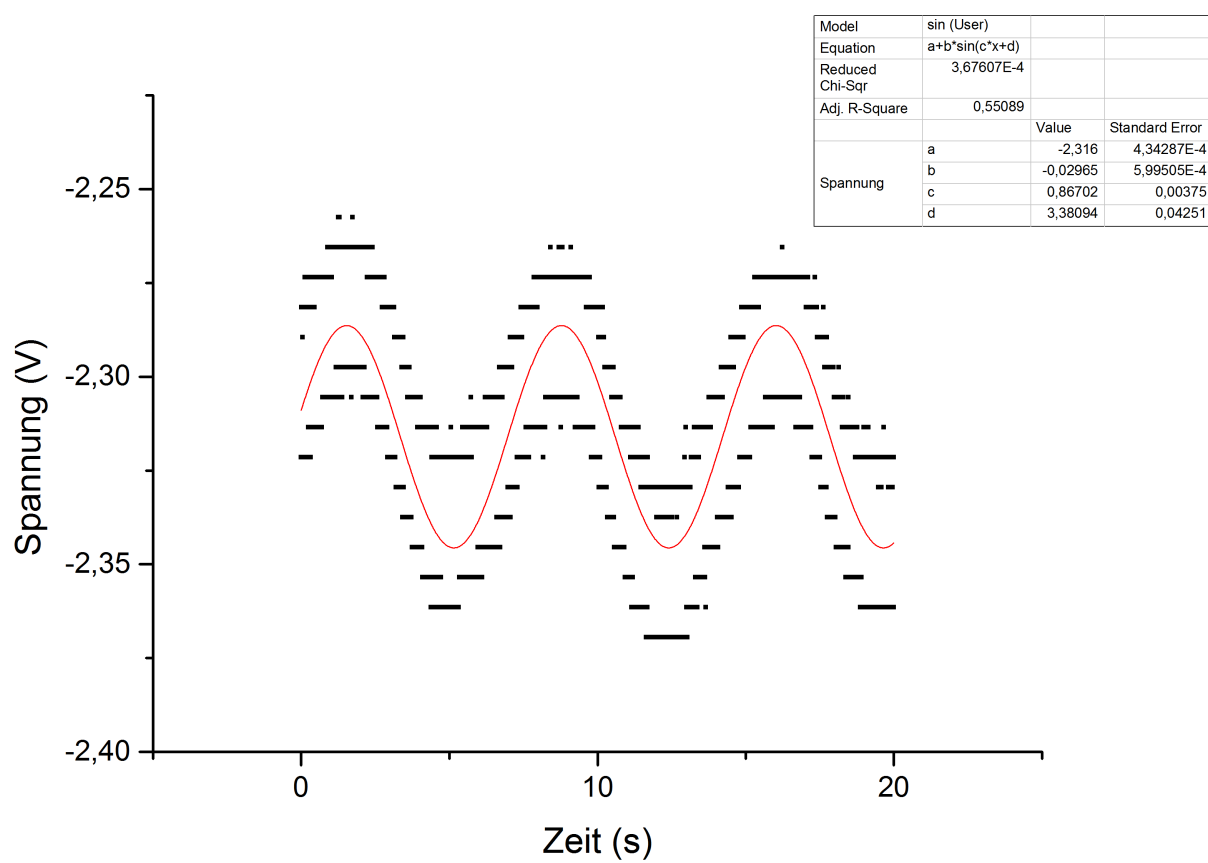


Abbildung 11: Messung mit Widerstand R4

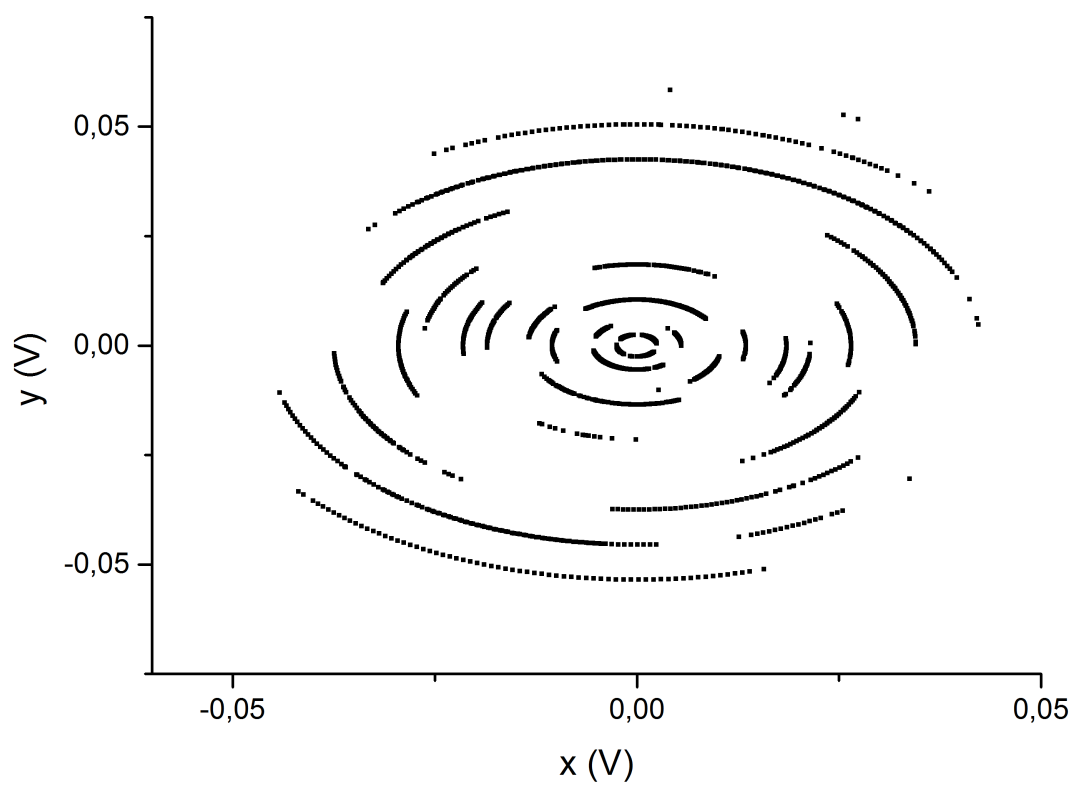


Abbildung 12: Polarplot mit Widerstand R4

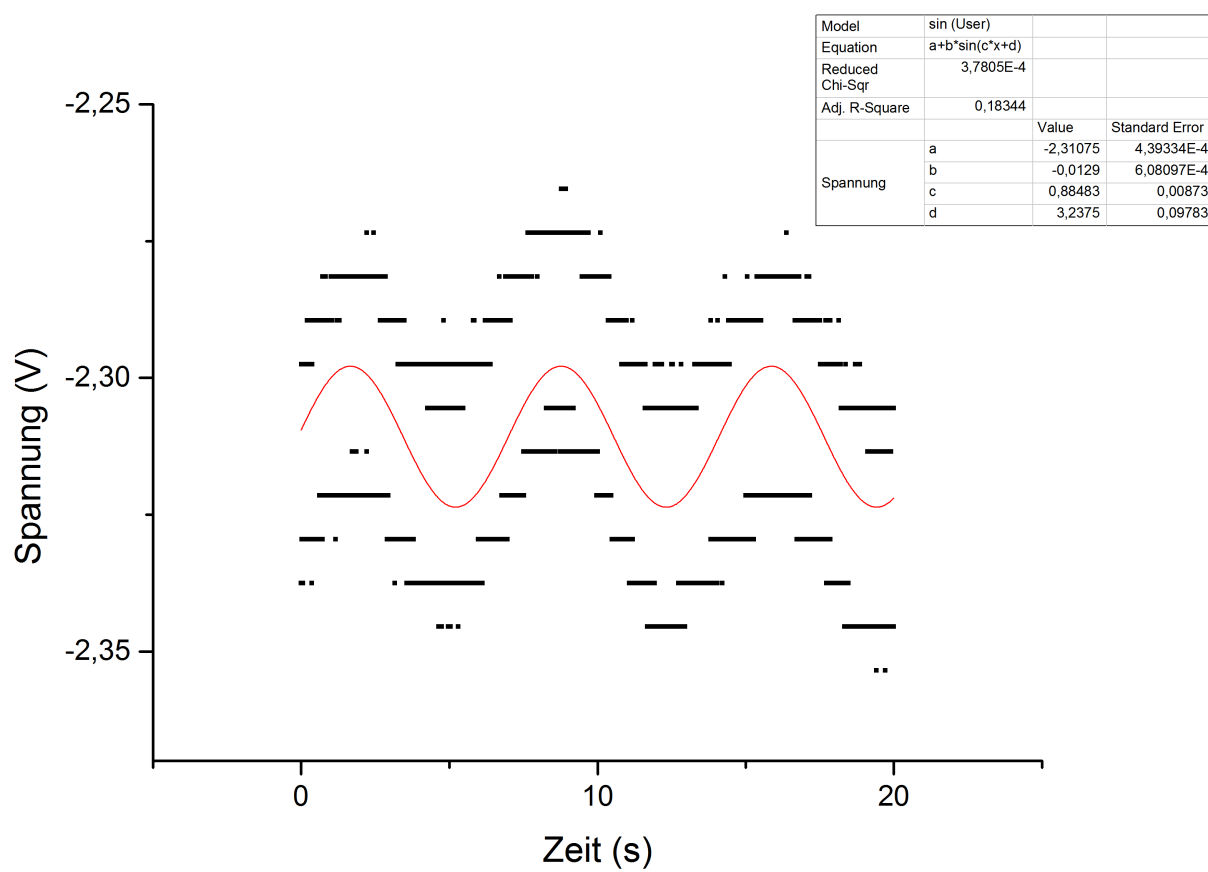


Abbildung 13: Messung mit Widerstand R5

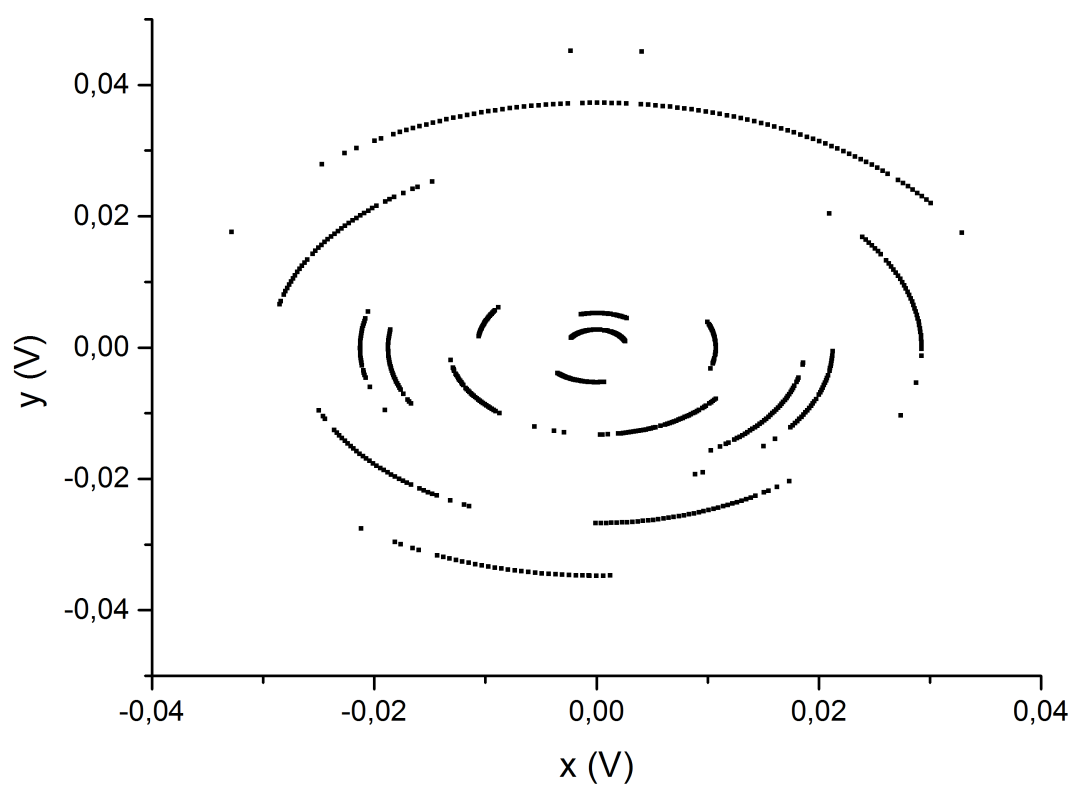


Abbildung 14: Polarplot mit Widerstand R5

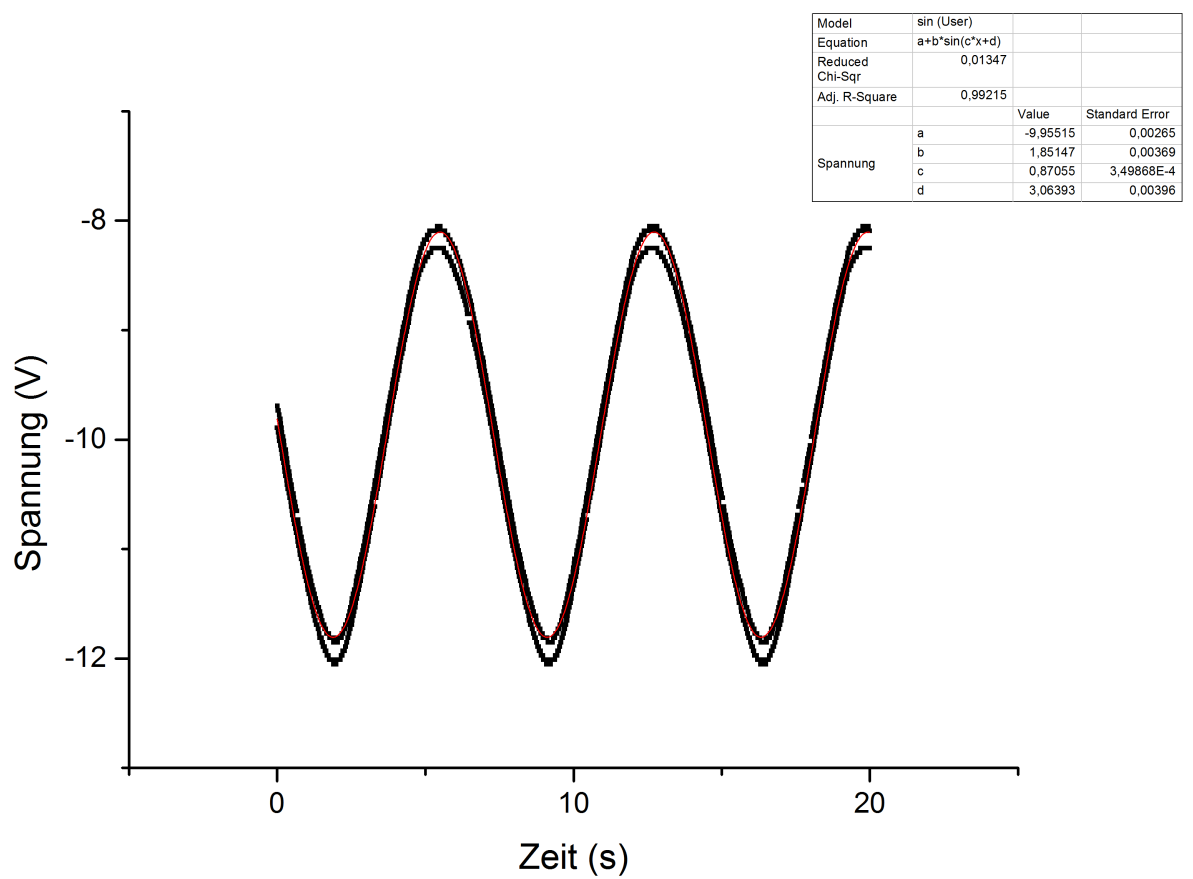


Abbildung 15: Messung mit Magnetospan

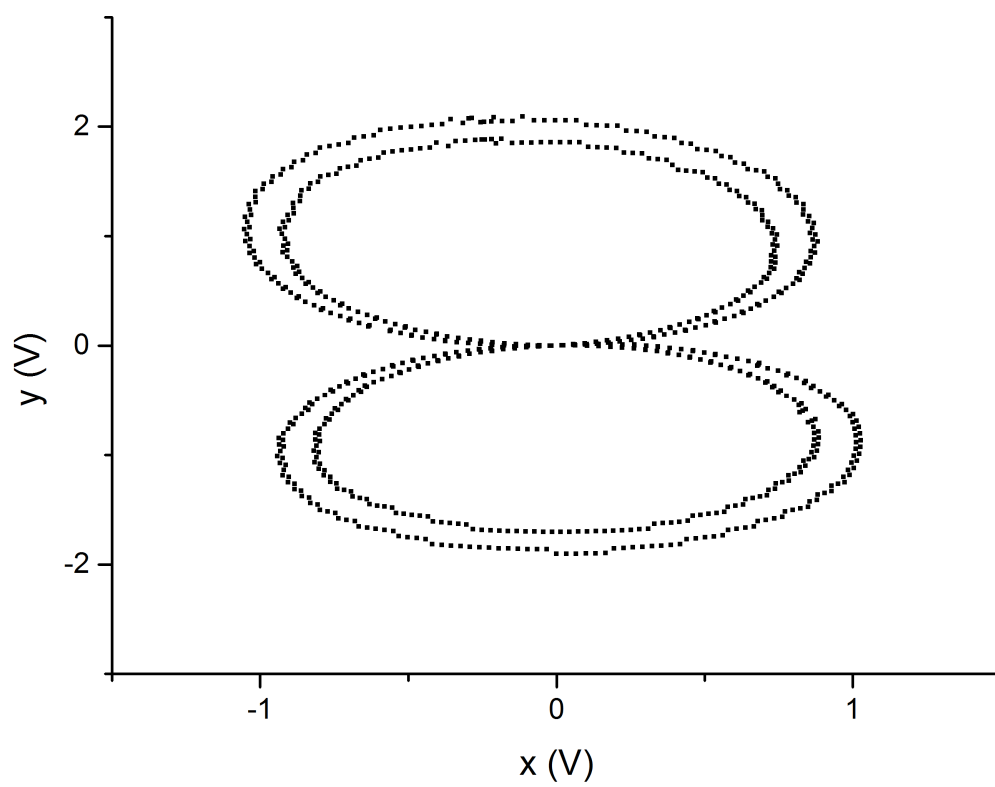


Abbildung 16: Polarplot mit dem Magnetospan