

FAKULTÄT FÜR PHYSIK

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM FÜR FORTGESCHRITTENE Praktikum Moderne Physik

Gruppe Nr. <u>164</u> K

Curs:	Mo		Mi
	zutreffendes	bitte	ankreuzen

SS 2020

Versuch: Einstein-de-Haas Effekt

Namen: Alexis Michel

Michael Hohenstein

Assistent: Fangquing Xie

durchgeführt am: 17.02.2021

Protokollabgabe am:_____

vom Betreuer auszufüllen	
Note gesamt	
Anerkannt:	
(Datum Unterschrift)	
Datum Rückgabe:	_
Bemerkung:	

Inhaltsverzeichnis

1	Vorbereitung	

2	Auswertung
----------	------------

Aus	wertung	8
2.1	Bestimmung der Resonanzfrequenz	8
2.2	Bestimmung der Dämpfungskonstante	9
2.3	Erdmagnetfeld	10
2.4	Kalibrierung des Galvanometers	11
2.5	Magnetisierungsänderung mit Galvanometer	12
2.6	Magnetisierungsänderung mit Oszilloskop	13
2.7	Bestimmung des g-Faktors	14

 $\mathbf{4}$

Abbildungsverzeichnis

2.1	Bestimmung der Resonanzfrequenz durch Variation der Frequenz der antreibenden Schwin-	
	gung und Messung der dabei zustandekommenden Amplitude	8
2.2	Bestimmung der Dämpfung über den zeitlichen Verlauf der Amplitude	10
2.3	Fit zur Kalibrierung des balistischen Galvanometers	11
2.4	Kalibrierungsschaltung des balistischen Galvanometers (Quelle: Versuchsvorbereitung)	12
2.5	Mit dem Oszilloskop aufgenommene Kurven	13

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter aus der Regression	9
2.2	Parameter aus der Regression	9
2.3	Berechnung der Werte für D_{max}	0
2.4	Berechnung der Werte für \dot{M}_1	3
2.5	Berechnung der Werte für $(U_{ind})_1$ und \dot{M}_1	4

2.6	Berechnung der W	'erte für g	•	•••					•			•		•									•					•			14	1
-----	------------------	---------------	---	-----	--	--	--	--	---	--	--	---	--	---	--	--	--	--	--	--	--	--	---	--	--	--	--	---	--	--	----	---

Vorbereitung

Theoretische Grundlagen - Einstein-de-Haas-Effekt

Der Einstein-de-Haas-Effekt beschreibt den Zusammenhang zwischen Elektronenspin und Ferromagnetismus. Wird ein beweglicher Stab aus ferromagnetisches Material in ein homogenes Magnetfeld eingesetzt, so richten sich die zunächst ungeordneten mikroskopischen magnetischen Momente der Elektronen entlang des B-Feldes aus, weshalb eine makroskopische Magnetisierung M auftritt.

Der Gesamtdrehimpuls des Stabes setzt sich aus der von außen sichtbaren Drehbewegung und der Summe der Drehimpulse seiner Elektronen zusammen. Mit der Erhaltung die Gesamtdrehimpulses lässt sich darauf schließen, dass ein Drehmoment auf den Stab ausgerichtet werden muss. Somit dient der Einsteinde-Haas-Effekt als Nachweis für den Elektronenspin.

Theoretische Grundlagen - Gyromagnetisches Verhältnis und Landé-Faktor

Das gyromagnetische Verhältnis γ ist der Quotient aus dem magnetischen Moment μ_S und dem Drehimpuls S eines geladenen Teilchens. Es gilt

$$\gamma = \frac{|\vec{\mu}_S|}{\left|\vec{S}\right|} = g\frac{\mu}{\hbar} = \frac{gq}{2m}$$

mit dem Landé-Faktor gund dem Magenton $\mu=\hbar q/(2m).$ In klassischer Betrachtung gilt für das magnetische Moment $\vec{\mu}_l$

$$\vec{\mu}_l = \frac{q}{2m}\vec{L}$$

mit dem klassischen Drehimpuls \vec{L} . In der Quantenmechanik wir dieser durch den Spin \vec{S} ersetzt, allerdings muss der Landé-Faktor g_s des Teilchens zusätzlich berücksichtigt werden. Es gilt dann

$$\vec{\mu}_l = g_s \frac{q}{2m} \vec{S}.$$

Im klassischen Fall ist der für das Elektron der Landé-Faktor g_l gegeben durch

$$g_l = -\frac{2m_e}{e}\frac{\mu_l}{L}.$$

Ziel des Versuches ist es auch, den Landé-Faktor zu bestimmen. Durch die im Experiment gemessenen Größen ausgedrückt ergibt sich dann

$$g_l = -\frac{2m_e}{e} \frac{V_{\rm Stab} M_{\rm max}}{D_{\rm max}}.$$

Hier ist V_{Stab} das Volumen des Stabes, \dot{M} die Ableitung der Magnetisierung des Stabes und $D = \dot{L}$ das Drehmoment, welches auf den Stab wirkt. Gerechnet wird für \dot{M} und D mit den Werten der maximalen Amplitude.

Entgegen der klassischen Erwartung $g_s = 1$ soll in diesem Versuch festgestellt werden, dass $g_s \approx 2$ gilt für das Elektron.

Theoretische Grundlagen - Torsionsschwingungen

Bei der Durchführung des Versuches wird die Spule mit einer Wechselspannung betrieben. Das hat zur Folge, dass der Stab zu einer harmonischen Torsionsschwingung mit schwacher Dämpfung angeregt wird. Die Schwingung wird durch die DGL beschrieben

$$\ddot{\alpha} + 2\beta \dot{\alpha} + \omega_0^2 \alpha = \frac{D_{\max}}{\theta} e^{i\omega_{\text{err}}t}.$$

Die hier verwendeten Größen sind

- α : Auslenkungswinkel des Stabes
- θ : Trägheitsmoment des Stabes
- ω_0 : Eigenfrequenz der ungedämpften Schwingung
- β : Dämpfungskonstante der Schwinung
- $\omega_{\rm err}$: Erregerfrequenz

Es wird der Ansatz gemacht

$$\alpha(\omega_{\rm err}, t) = \alpha_0 \mathrm{e}^{i\omega_{\rm err}t}.$$

Die Amplitude α_0 ist gegeben durch

$$\alpha_0 = \frac{D_{\max}}{\theta} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_{\text{err}}^2)^2 + 4\beta^2 \omega_{\text{err}}^2}}.$$

Maximal wird α_0 für den Resonanzfall, wenn gilt

$$\omega_{\rm err} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \approx \omega_0.$$

Dann gilt

$$\alpha_{\rm max} = \alpha_{\rm res} = \frac{D_{\rm max}}{\theta} \frac{1}{2\beta\omega_0}.$$

Umgestellt nach D_{\max} ergibt sich

$$D_{\rm max} = 2\beta\omega_0\alpha_{\rm res}\theta \approx 2\beta\omega_{\rm res}\alpha_{\rm res}\theta$$

Theoretische Grundlagen - Magnetisierung

Wird ein von außen harmonisch angeregter Ferromagnet betrachtet, der über seine Sättigungsinduktion gebracht wird, verläuft dessen Magentisierung wie ein abgeflachter Cosinus. Wird das Magnetfeld über die Induktionsspannung einer zweiten Spule bestimmt, dann gilt

$$-U_{\rm ind} = \mu_0 N_2 F_{\rm Spule} \dot{H} + \mu_0 N_2 F_{\rm Stab} \dot{M}.$$

Zudem gilt

$$\left(\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t}\right)_1 = -\frac{8M_S}{T}$$

mit der Sättigungsmagnetisierung M_S

$$M_S = \frac{1}{2\mu_0 N_2 F_{\text{Stab}}} \int_0^{T/2} U_{\text{ind}} dt - \frac{N_1 \hat{I}}{l} \frac{F_{\text{Spule}}}{F_{\text{Stab}}}$$

mit den Querschnittsflächen ${\cal F}$ und der WicklungszahlN der Spulen.

Versuchsbeschreibung

Um den g-Faktor zu bestimmen, werden die Werte für M_{Max} und D_{Max} aus dem Zusammenhang

$$g_l = -\frac{2 \cdot m_e}{e} \cdot V_{\text{Stab}} \cdot \frac{\dot{M}_{\text{Max}}}{D_{\text{Max}}}$$
(1.1)

experimentell bestimmt.

Ein zylindrischer Eisenstab wird an einem Torsionsfaden aufgehängt. Eine an eine Wechselstromquelle angeschlossene Spule regt ihn zur Schwingung an. Die Amplitude der Auslenkung wird dabei gemessen, indem ein an die drehbare Vorrichtung befestigter Spiegel die Reflexion eines Laserstrahls auf einem Schirm mit Millimeterpapier messbar verschiebt. Die Magnetisierung wird gemessen, indem eine zweite Spule in das Feld der ersten Spule (beide Windungszahlen bekannt) eingeführt wird. Währenddessen wird die Induktionsspannung gemessen.

Messung des maximalen Drehmoments

Das maximale Drehmoment D_{Max} lässt sich aus der Resonanzfrequenz ω_{res} und der Dämpfungskonstante β bestimmen. Dabei gilt der Zusammenhang:

$$D_{\text{Max}} = 2 \cdot \beta \cdot \omega_{\text{res}} \cdot \alpha_{\text{res}} \cdot \Theta \,. \tag{1.2}$$

Für as Trägheitsmoment des Zylinders gilt der Zusammenhang:

$$\Theta = \frac{1}{2} \cdot m \cdot R^2 = 5 \cdot 10^{-8} \,\mathrm{Kgm}^2 \,. \tag{1.3}$$

die Resonanzfrequenz ω_{res} und Amplitude α_{res} lassen sich aus dem maximum der Resonanzkurve bestimmen. Die Abklingkonstante β kann über eine Regression mit einer Exponentialfunktion aus dem zeitlichen Verlauf der maximalen Amplitude bestimmt werden.

Messung der Änderung der Magnetisierung

Zwischen der änderung der Magnetisierung M_{Max} und der Induktionsspannung U_{ind} gilt folgende Näherung:

$$\dot{M}_{\text{Max}} \approx \frac{4}{T \cdot \mu_0 \cdot N_2 \cdot F_{\text{Stab}}} \int_0^{\frac{T}{2}} U_{\text{ind}}(t) \, dt + \frac{8 \cdot N_1 \cdot \hat{I}}{T \cdot l} \cdot \frac{F_{\text{Spule}}}{F_{\text{Stab}}} \,. \tag{1.4}$$

Bei schmalen Peaks der Magnetisierungsänderung im Verhältnis zur Periodendauer T lässt sich das Integral über die Induktionsspannung U_{ind} aus der geflossenen Ladung Q berechnen:

$$\int_0^{\frac{T}{2}} U_{\text{ind}}(t) \, dt = 2 \cdot R_{\text{ges}} \cdot Q \,. \tag{1.5}$$

Die Ladung Q lässt sich dabei mit einen ballistischen Galvanometer messen. Dabei ist die Ladung Q proportional zur Auslenkung A_0 des Galvanometers. Aus der Proportionalität lässt sich dann ein kondensator mit bekannter Kapazität C eichen:

$$Q_G = k \cdot A \,. \tag{1.6}$$

Dabei fließt nur ein Teil der Gesamtladung $Q = C \cdot U$ des Kondensators durch das Galvanometer. Aus der Schaltskizze folgt der Zusamenhang zwischen I ud I_G bzw. Q und Q_G .

$$Q = \left(1 + \frac{R_V + R_G}{R_S}\right) \cdot Q_G \,. \tag{1.7}$$

Für eine genauere Betrachtung kann M_{Max} auch aus dem Verlauf von U_{ind} berechnet werden. Dabei gilt:

$$\left(\dot{M}\right)_{1} \approx -\frac{1}{\mu_{0} \cdot N_{2} \cdot F_{\text{Stab}}} \left(U_{\text{ind}}\right)_{1} + \frac{N_{1} \cdot I \cdot \omega_{\text{res}}}{l} \cdot \frac{F_{\text{Spule}}}{F_{\text{Stab}}}.$$
(1.8)

Dabei lässt sich das folgende Integral numerisch aus den Spannungswerten des Oszilloskops berechnen:

$$(U_{\rm ind})_1 := \frac{2}{T} \int_0^T |U_{\rm ind}(t) \cdot \sin(\omega_{\rm res} \cdot t)| \, dt \,.$$
(1.9)

Auswertung

2.1 Bestimmung der Resonanzfrequenz

Zu Beginn wird die Resonanzfrequenz der Torsionsschwingung des Stabs bestimmt. Diese befindet sich im Bereich von 13,1 Hz bis 13,3 Hz. Um die Resonanzfrequenz zu ermitteln, wurde für unterschiedliche anregende Frequenzen die Amplitude der Schwingung gemessen. Die Feldspule wurde während diesem Versuch mit einem effektiven Strom von 440 mA bei einer Spannung von 5 V betrieben.

Während der Durchführung des Versuches wurde auf den Bereichen zwischen den größten Amplituden die Auflösung der Frequenz erhöht, um mehr Messwerte im Bereich der Resonanzfrequenz zu erhalten. Die Messwerte wurden mit einer Exponentialfunktion approximiert. Eine grafische Auswertung der Messwerte ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Da sich der Laserstrahl in Bewegung befand und auf dem Millimeterpapier nicht akkurat abgelesen wurden, wurde für die gemessene Amplitude ein systematischer Fehler von 1 mm angenommen. Die angelegte Frequenz lässt sich auf 0,001 Hz genau einstellen und wird daher als fehlerunbehaftet betrachtet.



Anregende Frequenzen und die dabei gemessenen Amplituden

Abbildung 2.1: Bestimmung der Resonanzfrequenz durch Variation der Frequenz der antreibenden Schwingung und Messung der dabei zustandekommenden Amplitude

In der Auswertung in Abbildung 2.1 wurde die antreibende Frequenz in die Kreisfrequenz umgerechnet. Die Regression wurde mit der Funktion

$$A(\omega) = \frac{A_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2 \cdot \beta \cdot \omega)^2}}$$
(2.1)

durchgeführt. Die aus der Regression ermittelten Parameter können Tabelle 2.1 entnommen werden. Daraus resultierte ein Parameter für die Resonanzkreisfrequenz:

$$\omega_0 = 83,340(33) \,\mathrm{s}^{-1} \,. \tag{2.2}$$

Tabelle 2.1: Parameter aus der Regression

Parameter	Wert
A_0	288,4(32)
β	0,04(4)
ω_0	$83,\!340(33)$

Aus der Kreisfrequenz umgerechnet entspricht dies einem Wert für die Resonanzfrequenz von

$$f_0 = 13,263\,93(17)\,\mathrm{Hz} \tag{2.3}$$

Der Versuch wird folglich bei einer Frequenz von 13,265 Hz durchgeführt.

2.2 Bestimmung der Dämpfungskonstante

Im nächsten Schritt wird das System bei seiner Resonanzfrequenz angeregt. Kurz darauf wird der Strom getrennt. Die abklinkende Amplitude wird dabei mit einem Video aufgenommen. Aus den Aufnahmen des Videos wird die abklinkende Amplitude der Schwingung abgelesen. Diese wird, wie in Abbildung 2.2 zu sehen ist, über der Zeit aufgetragen. Weiterhin wurden diese Messwerte einer Regression mit der Funktion

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\beta \cdot t} \tag{2.4}$$

unterzogen. Die aus der Regression ermittelten Parameter können Tabelle 2.2 entnommen werden. Das Ergebnis dieser Regression ist ebenfalls in Abbildung 2.2 zu sehen.

Tabelle 2.2: Parameter aus der Regression

Parameter	Wert
A_0	37,1(4)
β	0,036(15)

Für die gemessene Amplitude wurde, wie im vorherigen Versuchsteil ebenfalls verwendet, eine Fehler von $\pm 1 \text{ mm}$ verwendet. Das Video wurde mit einer Bildrate von 240 Bildern pro Sekunde aufgenommen. Bei der Analyse wurde das Video in seine einzelnen Bilder aufgeteilt und das Bild mit der maximalsten Auslenkung der Schwingung um vielfache von 240 Bildern herum gesucht. Dabei wurde nie mehr als 10 Bilder von dem 240. Bild abgewichen. Daraus resultiert ein Fehler von ± 10 Bilder bzw. $\frac{10}{240}$ s ≈ 0.04 s. Dieser Fehler ist so klein, dass er in Abbildung 2.2 nicht einmal sichtbar ist. Aus diesem Grund wurde er aus der grafischen Darstellung wieder entfernt.



Abbildung 2.2: Bestimmung der Dämpfung über den zeitlichen Verlauf der Amplitude

Zwischen der Auslenkung des Laserstrahls auf dem Schirm und dem Auslenkungswinkel lässt sich aus der Geometrie der Anordnung folgender Zusammenhang herleiten:

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \arctan\left(\frac{x}{L}\right) \approx \frac{x}{2 \cdot L} \,. \tag{2.5}$$

Dabei wurde an dieser Stelle die Kleinwinkelnäherung verwendet.

Bei L = 210(1) cm handelt es sich um den Abstand zwischen dem Stab und dem Schirm. In der Versuchsvorbereitung wurde hergeleitet, dass das maximale Drehmoment D_{max} mit folgender Gleichung berechnet wird:

$$D_{max} = 2 \cdot \beta \cdot \omega_0 \cdot \alpha_0 \cdot \Theta \,. \tag{2.6}$$

Bei diesem Versuch wurde die Amplitude α_0 für drei unterschiedliche antreibende Spannungen gemessen. Diese Werte und die berechneten Werte für D_{max} können Tabelle 2.3 entnommen werden.

Tabelle 2.3: Berechnung der Werte für D_{max}

Effektivstrom in mA	Amplitude in mm	α_0 in rad	D_{max} in Nm
489	33(1)	7,8(2)	$1,89(75) \cdot 10^{-9}$
440	40(1)	9,5(2)	$2,29(91) \cdot 10^{-9}$
390	40(1)	9,5(2)	$2,29(91) \cdot 10^{-9}$

2.3 Erdmagnetfeld

Um Störeffekte zu vermeiden, müsste die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes durch Spulen kompensiert werden. Da sich im Versuchsraum viele weitere elektronische Geräte befanden und von diesen Geräten bzw. auch von Teilen des Gebäudes angenommen werden kann, dass sie magnetische Störfelder hervorrufen, wurde im Versuchaufbau von dieser Maßnahme angesehen. Dennoch sollte die daraus resultierende Unsicherheit nicht vernachlässigt werden. Die Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes liefert keinen Beitrag zum Drehimpuls des Stabes und wird daher vernachlässigt.

2.4 Kalibrierung des Galvanometers

Die Induktion durch die Induktionsspule beim Abschalten des Gleichstroms soll bestimmt werden. Dafür wird ein ballistisches Galvanometer verwendet. Dieses muss zunächst mit bekannten Ladungen kalibriert werden. Dabei wird an der Kalibrierungsschaltung Abbildung 2.4 ein Kondensator mit der Spannung U von 1 bis 15V in Schritten von 1V aufgeladen. Dann wird der geladene Kondensator über eine Spule entladen, während er mit dem balistischen Galvanometer verbunden ist. Dort wird die Auslenkung A gemessen.

Die Messwerte folgen einem Linearen Zusammenhang. Folglich wird ein linearer Fit der Form A = mUdurchgeführt. Dieser ist zusammen mit den Messwerten in Abbildung 2.3 zu sehen. Die Messwerte sind mit Fehlerbalken eingezeichnet. Auf die Spannung U wird ein Fehler von 0,1 V angenommen, da das genaue Einstellen nur schwer möglich ist. Auf die Auslenkung A wird ein Fehler von 1 mm angenommen, da das Auslesen der maximalen Auslenkung wegen der Bewegung des Zeigers erschwert wird.



Abbildung 2.3: Fit zur Kalibrierung des balistischen Galvanometers

Die Regression liefert den Parameter $m = 5,50(14) \,\mathrm{mmV^{-1}}$. Daraus soll die Galvanometerkonstante k bestimmt werden. Dafür wird die Kalibrierungsschaltung in Abbildung 2.4 genauer betrachtet.



Abb 8.1 Schaltskizze

Abbildung 2.4: Kalibrierungsschaltung des balistischen Galvanometers (Quelle: Versuchsvorbereitung)

Nach der Versuchsvorbereitung gilt

$$Q = CU = \left(1 + \frac{R_{\rm V} + R_{\rm G}}{R_{\rm S}}\right) Q_{\rm G} = \frac{R_{\rm S} + R_{\rm V} + R_{\rm G}}{R_{\rm S}} Q_{\rm G}.$$
 (2.7)

Hier ist $C = 30 \,\mu\text{F}$ die Kapazität des Kondensators, $R_{\text{S}} = 37 \,\Omega$ der Spulenwiderstand, $R_{\text{V}} = 9.5 \,\text{k}\Omega$ der Vorwiderstand und $R_{\text{G}} = 25 \,\Omega$ der Widerstand des Galvanometers. Q_{G} ist die Ladung, die das balistische Galvanometer misst. Diese kann auch durch $Q_{\text{G}} = kA$ ausgedrückt werden, mit der Galvanometerkonstante k und der Auslenkung A. Zudem gilt wegen dem Fit A = mU. Final ergibt sich k zu

$$k = \frac{C}{m} \frac{R_{\rm S}}{R_{\rm S} + R_{\rm V} + R_{\rm G}} = 21,1(5)\,{\rm nC/mm}.$$
(2.8)

Auf die Bauteile wird kein Fehler angenommen, lediglich der Fehler auf m aus dem Fit wird fortgepflanzt.

2.5 Magnetisierungsänderung mit Galvanometer

Mit dem kalibrierten Galvanometer soll die erste Fourierkomponente der Änderung der Magnetisierung $\left(\frac{dM}{dt}\right)_1 = \dot{M}_1$ bestimmt werden. Dafür werden die Spitzenströme mit einer Gleichspanngsquelle eingestellt. Da mit sinusförmigen Wechselspannungen gearbeitet wurde, werden die effektiven Stomstärken mit dem Faktor $\sqrt{2}$ multipliziert, um die Spitzenströmwerte \hat{I} zu erhalten. Das balistische Galvanometer ist an eine Induktionsspule angeschlossen, welche sich im Inneren der Feldspule befindet. Beim Abschalten der Gleichspannung misst das Galvanometer dann das Integral $\int_0^{T/4} U_{ind}(t) dt = R_{ges}kA$, indem es um A ausschlägt, was proportional zur empfangenen Ladung ist (Q = kA). Für die sinusförmige Anregung gilt zudem

$$\int_{0}^{T/2} U_{\rm ind}(t) dt = 2 \int_{0}^{T/4} U_{\rm ind}(t) dt = 2R_{\rm ges} kA.$$
(2.9)

Nach der Vorbereitung bestimmt sich \dot{M}_1 zu

$$\dot{M}_{1} = -\frac{4f}{\mu_{0}N_{2}F_{\text{Stab}}} \int_{0}^{T/2} U_{\text{ind}}(t) dt + \frac{8fN_{1}\hat{I}}{l} \frac{F_{\text{Spule}}}{F_{\text{Stab}}}.$$
(2.10)

Einsetzen von Gleichung 2.9 liefert

$$\dot{M}_{1} = -\frac{8fR_{\rm ges}kA}{\mu_{0}N_{2}F_{\rm Stab}} + \frac{8fN_{1}I}{l}\frac{F_{\rm Spule}}{F_{\rm Stab}}.$$
(2.11)

Die Paramter sind $N_1 = 1845; N_2 = 1000; l = 0.29 \text{ m}; f = 13,265 \text{ Hz}; \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ sowie für die Flächen $F_{\text{Spule}} = \frac{\pi}{4} (4,3 \text{ cm})^2 \approx 1,452 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ und $F_{\text{Stab}} = \frac{\pi}{4} (4 \text{ mm})^2 \approx 1,257 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$.

Der Gesamtwiderstand R_{ges} ergibt sich als Summe der Einzelwiderstände zu $R_{\text{ges}} = 9562\Omega$, da der Spulenwiderstand, der Widerstand des Galvanometers und der dominante Vorwiderstand effektiv in Reihe geschaltet sind.

Die Messwerte für die drei eingestellten Stromstärken und die daraus berechneten Werte für \dot{M}_1 sind in Tabelle 2.4 zu sehen. Auf die Stromstärke wird wegen der Ungenauigkeit beim Einstellen und Runden wegen dem irrationalen Faktor $\sqrt{2}$ ein Fehler von 1 mA angenommen. Beim Ablesen des Ausschlages A wird wieder ein Fehler von 1 mm angenommen.

Tabelle 2.4: Berechnung der Werte für M_1

\hat{I} in mA	A in mm	\dot{M}_1 in $\mathrm{Am}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$
693(1)	95(1)	$-7,48(35)\cdot 10^7$
622(1)	93(1)	$-7,77(34)\cdot 10^{7}$
552(1)	88(1)	$-7,\!63(33)\cdot10^7$

2.6 Magnetisierungsänderung mit Oszilloskop

Die Änderung der Magnetisierung soll auch aus Aufnahmen des Oszilloskops bestimmt werden. Dafür werden die Helmholtzspulen und die Feldspule an die Kanäle des Oszilloskos angeschlossen und es wird wieder mit der Resonanzfrequenz angeregt. Als Stromstärke werden dieselben drei Stromstärken wie zuvor eingestellt. Die gemessenen Kurven sind in Abbildung 2.5 zu sehen.



Abbildung 2.5: Mit dem Oszilloskop aufgenommene Kurven

Daraus soll zunächst die erste Fourierkomponente der Induzierten Spannung $(U_{ind})_1$ bestimmt werden. Diese berechnet sich nach der Vorbereitung zu

$$(U_{\rm ind})_1 = \frac{2}{T} \int_0^T |U_{\rm ind}(t) \cdot \sin(\omega_{\rm res} t)| dt.$$
 (2.12)

Hier wird das Signal der Helmholtzspule als $U_{ind}(t)$ verwendet. Als Startzeit wird die Zeit gewählt, bei der die Spannung das Vorzeichen wechselt. So ist die Korrelation zum Sinus maximal, was sinnvoll ist,

da die maximale Änderung der Magnetisierung bestimmt werden soll. Theoretisch entfällt bei dieser Konstruktion sogar die Verwendung des Betrags, da das Signal und der Sinus gleichzeitig das Vorzeichen wechseln. Das integral wird nach Riemann über eine Rechtecksumme aller gemessenen Werte über eine Periode bestimmt. Da die Messwerte etwas rauschen und das Integrieren über die Rechtecksumme auch nicht sehr präzise ist, wird auf die finalen Werte ein relativer Fehler von 1% angenommen. Die ermittelten Spannungen sind in Tabelle 2.5 zu sehen.

Aus diesen Werten soll noch der erste Fourierkoeffizient der Magnetisierungsänderung bestimmt werden. Nach der Vorbereitung gilt hier

$$\dot{M}_{1} = -\frac{(U_{\text{ind}})_{1}}{\mu_{0}N_{2}F_{\text{Stab}}} + \frac{N_{1}\hat{I}\omega_{0}}{l}\frac{F_{\text{Spule}}}{F_{\text{Stab}}}.$$
(2.13)

Die Parameter sind identisch zum letzten Teil. Die finalen Werte sind ebenfalls in Tabelle 2.5 angegeben.

\hat{I} in mA	$(U_{\rm ind})_1$ in V	\dot{M}_1 in $\mathrm{Am}^{-1}\mathrm{s}^{-1}$
552(1)	1,489(15)	$-6,05(09) \cdot 10^{7}$
622(1)	1,551(16)	$-6,01(10)\cdot 10^7$
693(1)	1,599(16)	$-5,88(10) \cdot 10^{7}$

Tabelle 2.5: Berechnung der Werte für $(U_{ind})_1$ und M_1

Es fällt auf, dass die Werte größer (im Betrag kleiner) ausfallen als die mit dem Galvanomter bestimmten Werte.

2.7 Bestimmung des g-Faktors

Final soll aus allen berechneten Werten der Landé-Faktor g des Elektrons bestimmt werden. Es gilt

$$g = -\frac{2m_e}{e} \cdot V_{\text{Stab}} \cdot \frac{\dot{M}_{\text{max}}}{D_{\text{max}}}.$$
(2.14)

Es gilt $V_{\text{Stab}} = F_{\text{Stab}} \cdot l_{\text{Stab}} \approx 1,257 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot 0,25 \text{ m} \approx 3,143 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$. Die Naturkonstanten sind $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ und $e = 1,606 \cdot 10^{-19} \text{ C}$. Mit den vorhandenen Messwerten lassen sich sechs Werte für g berechnen, diese sind in Tabelle 2.6 zu sehen.

I in mA	$g_{ m Galvanometer}$	$g_{\rm Oszilloskop}$
390	0,48(19)	$0,\!38(15)$
440	0,48(19)	$0,\!37(15)$
490	0,56(23)	0,44(18)

Tabelle 2.6: Berechnung der Werte für g

Der Literaturwert g = 2 kann nicht bestätigt werden. Auffällig ist, dass die Werte konsistent um einen Faktor 4 zu klein sind. Vermutlich wurde hier hier der Auswertung ein Fehler gemacht, der einen fehlenden Faktor 4 verursacht hat.

Durch Messungenauigkeiten lässt sich so eine große Abweichung eigentlich nicht erklären.