

V46

Der Faradayeffekt

Benjamin Schäfer
benjamin.schaefer@tu-dortmund.de

Jan Gaschina
jan.gaschina@tu-dortmund.de

Durchführung: 02.02.2022

Abgabe: 15.02.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Das Bändermodell	3
2.2	Die effektive Masse	3
2.3	Dotierung	4
2.3.1	n-Dotierung	4
2.3.2	p-Dotierung	5
2.4	Doppelbrechung	5
2.4.1	Das Glan-Thompson-Prisma	6
2.5	Die zirkulare Doppelbrechung	6
2.6	Der Faradayeffekt	7
2.6.1	Berechnung des Rotationswinkels der Polarisations-ebene	7
3	Fehler	8
4	Durchführung	9
4.1	Aufbau	9
4.2	Justierung der Messapparatur	9
4.3	Versuchsdurchführung	11
5	Auswertung	11
5.1	Magnetflussdichte am Ort der Probe	11
5.2	Rotationswinkel der Faraday-Rotation	12
5.3	Effektive Masse	17
6	Diskussion	20
7	Literatur	20

1 Zielsetzung

Eine elektromagnetische Welle, welche linear polarisiert ist, kann in einem für die Welle durchlässigen Medium, welches von einem parallel zur Wellenausbreitungsrichtung gerichteten Magnetfeldes durchströmt wird, eine Drehung der Polarisationssebene um die Achse der Ausbreitungsrichtung erfahren. Dieser Vorgang wird als Faradayeffekt bezeichnet. Mithilfe dieses Effektes soll im folgenden die effektive Masse m^* von Elektronen im Leitungsband von verschiedenen n-dotierten Proben des Halbleiters Galliumarsenid bestimmt werden.

2 Theorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Hintergründe dieses Versuches erläutert.

2.1 Das Bändermodell

Ein einzelnes Atom besitzt nur diskrete Energieniveaus auf denen sich Elektronen befinden können. In einem Festkörper dürfen die Energieniveaus der Atome allerdings nicht vollständig gleich sein und unterscheiden sich daher minimal, sind aber dennoch nah genug beieinander, dass die Elektronen problemlos zwischen den Niveaus wechseln können, sie sind quasikontinuierlich. So ergeben sich die sogenannten Bänder. Bänder, die vollständig mit Elektronen gefüllt sind, tragen nicht zur elektrischen Leitfähigkeit bei, sie heißen Valenzbänder. Die Bänder sind im Energieraum ausgedehnt und können sich mit anderen Bändern überschneiden, oder durch eine Bandlücke voneinander getrennt sein. Bei einer großen Bandlücke und keinen Elektronen im Leitungsband ist der Stoff ein Isolator. Hier ist die Bandlücke so groß, dass auch bei hohen Temperaturen keine nennenswerte Zahl von Elektronen in das Leitungsband aufsteigen kann und so auch bei hohen Temperaturen keine elektrische Leitfähigkeit entsteht. Bei einer schmalen Bandlücke ist der Stoff ein Halbleiter. Hier können durch thermische Anregung genug Elektronen ins Leitungsband aufsteigen, um elektrische Leitfähigkeit zu gewährleisten. Am absoluten Nullpunkt leiten intrinsische Halbleiter keinen Strom.

2.2 Die effektive Masse

Elektronen können sich auch im Festkörper nicht als vollständig frei betrachtet werden. Sie spüren die ortsabhängigen Potentiale der Atomrümpfe. Daher wird die effektive Masse m^* eingeführt. Dank ihr können die Elektronen in Leitungs- und nicht vollständig besetzten Valenzbändern als freie Elektronen mit der Dispersionsrelation

$$E(\vec{k}) = E_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (1)$$

beschrieben werden. Dabei ist m^* durch

$$m^* = \hbar \left(\frac{d^2 E}{dk_i dk_j} \right)^{-1}$$

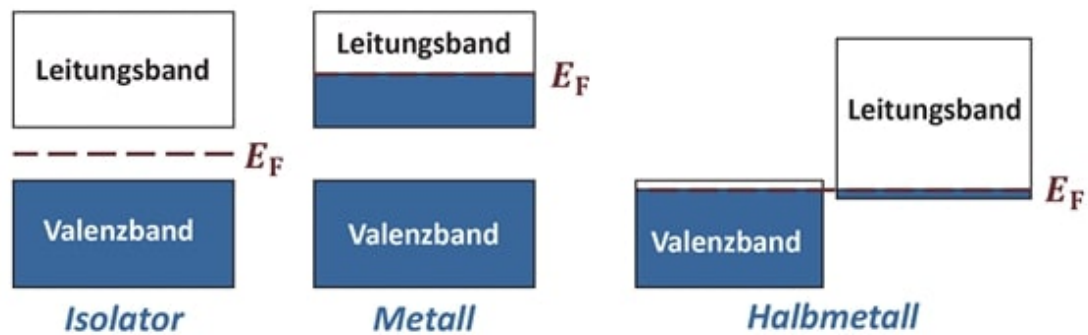


Abbildung 1: Vergleich der Bändermodelle von Isolatoren, Leitern und Halbleitern. E_F bezeichnet die Fermienergie [1]

gegeben.

2.3 Dotierung

Reine Halbleiter, die auch als intrinsisch bezeichnet werden, leiten zwar elektrischen Strom, allerdings nicht besonders gut. Daher werden sie dotiert. Das bedeutet es wird eine sehr geringe Zahl Fremdatome (etwa 1 Fremdatom auf 10000 bis 100-millionen Halbleiteratome) in das Kristallgitter eingebracht. Je nachdem ob die eingebrachten Atome eine höhere oder geringere Wertigkeit als die Halbleiteratome haben spricht man von n- oder p-Dotierung.

2.3.1 n-Dotierung

n-Dotierung bedeutet das in ein Kristallgitter aus vierwertigen Atomen, fünfwertige Fremdatome, sogenannte Donatoren, eingebracht werden. Das fünfte Hüllenelektron das nicht zur Kristallbindung benötigt wird ist stark delokalisiert und damit quasi frei. So entstehen neue Energieniveaus knapp unterhalb des Leitungsbandes und die Bandlücke wird schmaler. So wird die elektrische Leitfähigkeit drastisch erhöht, da thermisch angeregte Elektronen leichter ins Leitungsband wechseln können. Das zugehörige Bändermodell ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt.

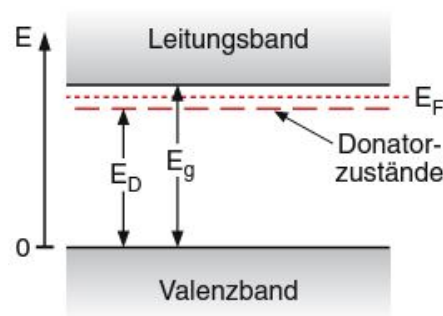


Abbildung 2: Bändermodell eines mit donator Atomen dotierten Halbleiters. [3]

2.3.2 p-Dotierung

p-Dotierung bedeutet das in das Kristallgitter aus vierwertigen Atomen die sogenannten Akzeptoren, also dreiwertige Fremdatome eingebracht. Das führt dazu das das Valenzband nach oben hin ausgeweitet wird. Auch so wird die Bandlücke schmaler und die elektrische Leitfähigkeit wird stark erhöht. Das zugehörige Bändermodell ist in Abbildung 3 schematisch dargestellt.

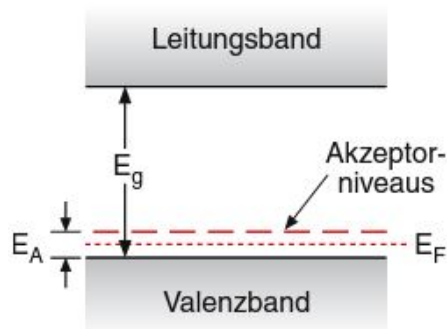


Abbildung 3: Bändermodell eines mit akzeptor Atomen dotierten Halbleiters. [3]

2.4 Doppelbrechung

Ein zirkular polarisierter Lichtstrahl der in einen Kristall einläuft, der kein kubisches Kristallgitter besitzt, wird in zwei jeweils entgegengesetzt polarisierte teilsatrahlen aufgespalten. Die Begründung hierfür liegt in Brechungsindizes die von der Polarisationsrichtung abhängen. Der eine, sogenannte ordentliche Strahl, läuft ungebrochen durch den Kristall, der andere, sogenannte außerordentliche Strahl, wird vom ordentlichen Strahl weggebrochen. Würde man den Kristall um die Strahlachse des ordentlichen Strahls rotieren würde der außerordentliche Strahl sich auf einem Zylindermantel um den ordentlichen Strahl herum bewegen.

2.4.1 Das Glan-Thompson-Prisma

?? Mithilfe der Doppelbrechung ist es möglich die im Versuch verwendeten Glan-Thompson-Prismen zu konstruieren. Dafür wird ein doppelbrechender Kristall schräg in zwei Teile geschnitten und anschließend wieder zusammengefügt. Der Schnittwinkel wird dabei so gewählt das der ordentliche Strahl an der Schnittebene totalreflektiert wird. Das führt dazu das der Hauptstrahl nahezu verlustfrei in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilstrahlen aufgeteilt wird. Solche Prismen werden meist aus Kalkspat gefertigt da hier der Effekt der Doppelbrechung besonders stark auftritt.

2.5 Die zirkulare Doppelbrechung

Sogenannte optisch aktive Kristalle sorgen dafür das dass austretende linear polarisierte Licht zusätzlich noch eine veränderte polarisation besitzt. Das liegt an daran das in solchen Kristallen unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten abhängig von der Polarisationsrichtung existieren. Der einfallende linear polarisierte Lichtstrahl kann als Überlagerung von zwei in entgegengesetzte Richtungen zirkular polarisierte Wellen betrachtet werden. Die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten führen dann bei späterer erneuter Überlagerung der beiden zirkular polarisierten Wellen wieder zu dem resultierenden, linear polarisierten, jedoch gedrehtem Lichtstrahl.

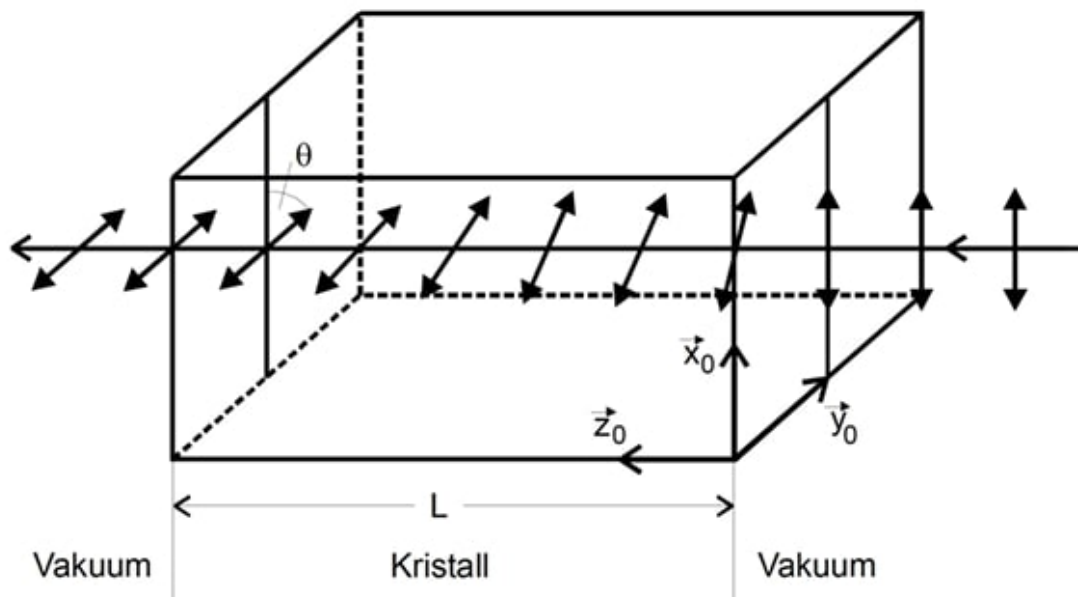


Abbildung 4: Drehung der Polarisationssebene einer elektromagnetischen Welle im B-Feld durchfluteten Medium. [1]

2.6 Der Faradayeffekt

Ein isotroper lichtdurchlässiger Kristall der in ein entlang der Strahlachse gerichtetes Magnetfeld gebracht wird kann optisch aktiv werden. Das lässt sich damit begründen das das Magnetfeld zusätzliche Kreisströme in den Atomen des Kristalls bewirkt. So kommt es zu einer Asymetrie des Kristalls die sich durch das Magnetfeld quasi ein- und ausschalten lässt. Der Drehwinkel θ der Polarisationssebene des durchlaufenden linear polarisierten Lichtstrahls ist abhängig von dem durch die Verdet-Konstante V repräsentierten Kristalls, der Länge l des selbigen, sowie des durchflutenden Magnetfeldes B .

$$\theta = VBl$$

Die Besonderheit des Faradayeffektes gegenüber der normalen optischen Aktivität liegt darin das der Faradayeffekt von der Durchlaufrichtung des des Lichtstrahls abhängig ist. Wenn der Lichtstrahl also erst in die eine und dann in die andere Richtung durch das selbe Medium läuft ist die Polarisationssebene um den Winkel 2θ gedreht. Bei normaler optischer Aktivität wäre bei einem solchen Aufbau am Ende keine Drehung mehr vorhanden.

2.6.1 Berechnung des Rotationswinkels der Polarisationssebene

Die Bewegungsgleichung für ein gebundenes Elektron im Magnetfeld lautet:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + K \vec{r} = -e_0 \vec{E}(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B}.$$

Dabei ist \vec{r} die Auslenkung des Elektrons aus seiner Ruhelage, $\vec{E}(\vec{r})$ das Feld der einfallenden Lichtwelle und \vec{B} das äußere Magnetfeld. Die Konstante K beschreibt die Bindung des Elektrons an die Umgebung. Da das E-Feld eine sehr hohe Kreisfrequenz ω aufweist kann nur eine Verschiebungspolarisation beobachtet werden und es gilt:

$$\vec{P} = -Ne_0 \vec{r}$$

mit N als Elektronendichte. Wenn nun ein Kristallsymmetrie ernidrigendes Magnetfeld \vec{B} angelegt treten im Suszeptibilitätstensor χ nicht-diagonale Komponenten auf und es ergibt sich letztlich der Rotationswinkel θ zu:

$$\theta = \frac{e_0^3 \omega^2 N B l}{2\epsilon_0 c m^2 ((-\omega^2 + \frac{K}{m})^2 - (\frac{e_0 B \omega}{m})^2) n}.$$

mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 , der Lichtgeschwindigkeit c , der Probenlänge l , dem Brechungsindex n , der Resonanzfrequenz $\omega_0 := \sqrt{\frac{K}{m}}$ der gebundenen Ladungsträger und der Zyklotronfrequenz $\omega_c := \epsilon_0 \frac{B}{m}$, welche die Umlauffrequenz der Ladungsträger beschreibt, welche ohne weitere Einflüsse aufgrund der Lorentz-Kraft eine Kreisbahn um die Feldachse \vec{B} beschreiben würden. Für Messfrequenzen weit unter der Resonanzfrequenz ω_0 gilt die Näherung:

$$\theta \approx \frac{e_0^3 N B l}{2\epsilon_0 c m^2 \lambda^2 \omega_0^4 n} \quad (2)$$

wobei λ die Wellenlänge des verwendeten Lichts repräsentiert. Für quasifreie Ladungsträger gilt aufgrund von ($\omega_0 \rightarrow 0$) im weiteren:

$$\theta \approx \frac{e_0^3 \lambda^2 N B l}{8 \pi^2 \epsilon_0 c^3 m^2 n}.$$

In dieser Gleichung kann nun m durch die effektive Masse m^* ersetzt werden, sodass jetzt die quasifreien Elektronen in einem Kristall repräsentiert werden.

$$\theta_{frei} = \frac{e_0^3 \lambda^2 N B}{8 \pi^2 \epsilon_0 c^3 (m^*)^2 n}. \quad (3)$$

wobei $\theta_{frei} = \frac{\theta}{L}$ die Faraday-Rotation pro Einheitslänge in $\frac{\text{rad}}{\text{m}}$ darstellt.

3 Fehler

Der Mittelwert:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=0} x_i \quad (4)$$

Die Standardabweichung:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n - 1}} \quad (5)$$

Der Fehler des Mittelwertes:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (6)$$

Die Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_x = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2} \quad (7)$$

Die Prozentuale Abweichung:

$$Abweichung = \frac{\text{Experimenteller Wert} - \text{Theoriewert}}{\text{Theoriewert}} \times 100 \quad (8)$$

4 Durchführung

In diesem Kapitel sollen die einzelnen Schritte des Versuches erklärt werden.

4.1 Aufbau

Der Aufbau ist Schematisch in Abbildung 5 zu erkennen, ein Foto des realen Aufbaus ist in Abbildung 6 zu sehen. Als Lichtquelle wird eine Halogenlampe genutzt. Ihr Licht wird mithilfe des Kondensors durch eine Lichtzerhacker auf ein aus Kalkspat bestehendes Glan-Thompson-Prisma abgebildet. Das Prisma ist mit einem Geniometer verbunden sodass es in verschiedenen Winkeln θ_1 und θ_2 eingestellt werden kann und diese Winkel auch abgelesen werden können. Nach Durchlauf des Prismas ist das Licht linear polarisiert und läuft durch eine Bohrung im ersten Polschuh des Elektromagneten in eine im Luftspalt zwischen den Polschuhen platzierten Probe ein. Anschließend läuft es auf gleiche Weise durch eine Bohrung im zweiten Polschuh wieder aus dem B-Feld aus. Nun wird das Licht durch einen Interferenzfilter geleitet mit welchem einzeln Wellenlängen ausgewählt werden können. Der Filter lässt sich austauschen, so können unterschiedliche Wellenlängen untersucht werden. Anschließend trifft das nun monochromatische Licht auf ein zweites Glan-Thompson-Prisma wo der Lichtstrahl in zwei senkrecht zueinander polarisierte Lichtstrahlen aufgeteilt wird. Diese durchlaufen dann jeweils eine Sammellinse und werden mit dieser auf je einen Bleisulfid Photowiderstand abgebildet. Die beiden Photowiderstände sind mit einem Differenzenverstärker verbunden dessen Ausgangssignal wiederum in einen Selektivverstärker geleitet wird. Das Ausgangssignal des Selektivverstärkers wird dann mit einem Oszilloskop gemessen. Der Differenzenverstärker verstärkt die Spannungsdifferenz zwischen den Photowiderständen, wenn also beide Lichtstrahlen die aus dem zweiten Glan-Thompson-Prisma austreten die gleiche Intensität haben ist das Ausgangssignal gleich null. Der Selektivverstärker muss auf die gleiche Frequenz eingestellt werden wie der Lichtzerhacker, so wird ein Rauschen der Photowiderstände unterdrückt. Der Elektromagnet wird von einem Konstantstromgerät gespeist, so ist die magnetische Flussdichte über die Stromstärke I einstellbar.

4.2 Justierung der Messapparatur

Um die Messapparatur zu justieren wird das sichtbare Spektrum der Halogenlampe genutzt. Die Probe und der Interferenzfilter werden noch nicht eingesetzt. Es wird zunächst eine scharfe Abbildung auf dem ersten Prisma erzeugt. Dann wird durch das für den ordentlichen Strahl vorgesehene Austrittsfenster des zweiten Prismas geschaut. Der Strahl muss durch Drehung des ersten Prismas zum Verschwinden gebracht werden können. Ist dies nicht der Fall muss das zweite Prisma noch um seine vertikale Achse ausgerichtet werden. Der Strahl sollte auf beide Prismen senkrecht auftreffen. Anschließend muss überprüft werden ob das Licht durch die Sammellinsen auf die Photowiderstände trifft. Im Optimalfall kann das Licht durch Drehung des ersten Prismas zwischen den beiden Photowiderständen hin und her geschaltet werden. Wenn das der Fall ist wird der Lichtzerhacker auf eine Frequenz von $f = 450 \text{ Hz}$ eingestellt. Die Mittenfrequenz des

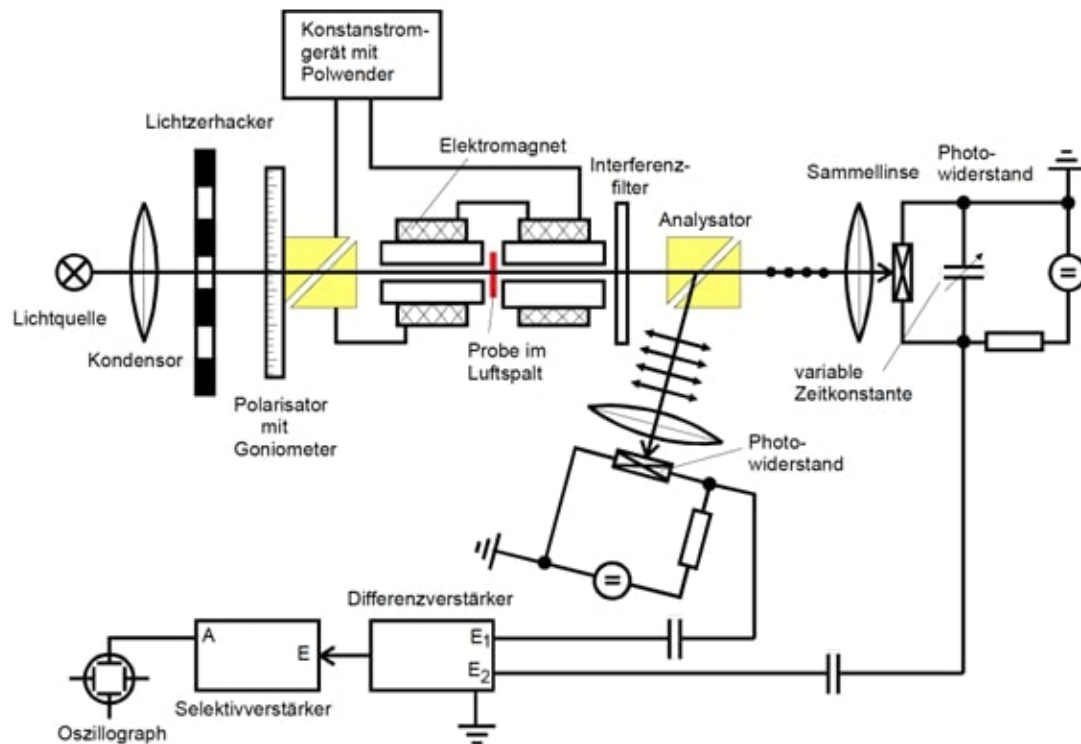


Abbildung 5: Der Schematische Versuchsaufbau. [1]

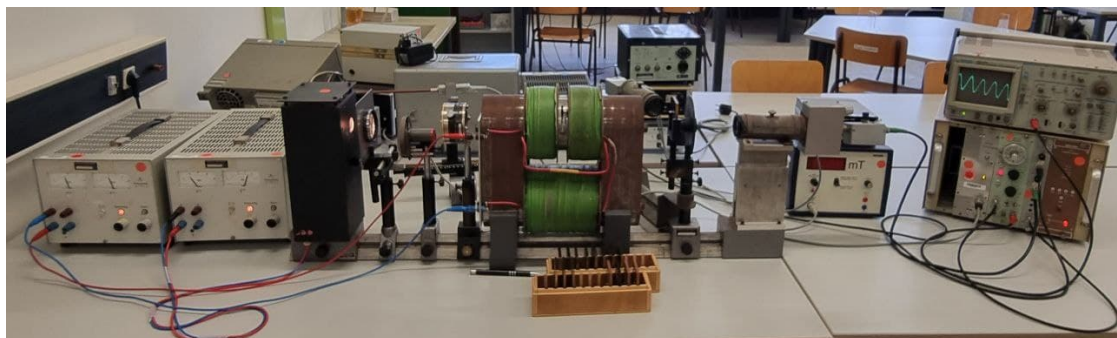


Abbildung 6: Der tatsächliche Versuchsaufbau im Labor.

Selektivverstärkers wird auf den gleichen Wert eingestellt. Die Güte des Selektivverstärkers wird auf den Maximalwert $Q = 100$ eingestellt um einen möglichst schmalen verstärkten Frequenzbereich zu erreichen. Die Mittenfrequenz wird mithilfe des Oszilloskops noch nachgeregelt um einen Maximalausschlag zu erreichen.

4.3 Versuchsdurchführung

Zunächst wird die magnetische Flussdichte B bestimmt. Dazu wird das Konstantstromgerät auf den Höchststrom von $I = 10\text{ A}$ eingestellt und eine Hallsonde durch ein Loch in den Polschuhen geschoben. Nun wird abhängig von der Position der Sonde die Flussdichte gemessen und notiert. Nun werden nacheinander drei GaAs- (Galliumarsenit-) Proben, eine hochreine, eine schwach und eine stark n-dotierte, im Luftspalt zwischen den Polschuhen platziert und jeweils der Winkel θ der Faradayrotation für 9 verschiedene Wellenlängen, also mit 9 verschiedenen Polarisationsfiltern gemessen. Dazu wird das erste Prisma so um seine Längsachse rotiert das sich am Oszilloskop möglichst keine Spannung mehr ablesen lässt. Die Winkeleinstellung wird vom Goniometer abgelesen und als θ_1 notiert. Dann wird das B-Feld langsam heruntergeregelt und umgepolt. Das Prisma wird erneut so rotiert das sich auf dem Oszilloskop möglichst kein Ausschlag mehr erkennen lässt. Der zweite Winkel wird als θ_2 notiert. Der Winkel θ ergibt sich dann über:

$$\theta = \frac{1}{2}(\theta_2 - \theta_1) \quad (9)$$

5 Auswertung

In diesem Kapitel werden die aufgenommenen Messwerte ausgewertet. Es werden die Rotationswinkel für folgende Galliumarsenid-Proben bestimmt:

Tabelle 1: Verwendete GaAs-Proben

	Probe 1 stark dotiert	Probe 2 schwach dotiert	Probe 3 hochrein
L [mm]	1,296	1,36	5,11
N [$1/\text{cm}^3$]	$2,8 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{18}$	0

wobei N die Donatorenkonzentration und L die Probendicke sind.

5.1 Magnetflussdichte am Ort der Probe

Die Messwerte der Magnetflussdichte entlang der optischen Achse, die hier als z-Achse definiert ist, sind in Tabelle 2 zu sehen. In Abbildung 7 sind diese Werte gegeneinander aufgetragen. Der größte Wert der Magnetflussdichte beträgt:

$$B = 412\text{ mT} \quad (10)$$

Für die restlichen Rechnungen wird angenommen, dass die Magnetflussdichte am Ort der Probe diesem Wert entspricht.

Tabelle 2: Messwerte der Magnetflussdichte B entlang der optischen Achse z

z [mm]	B [mT]
78	270
80	327
82	372
84	399
86	411
88	412
90	405
92	386
94	352
96	297
98	230

5.2 Rotationswinkel der Faraday-Rotation

Die gemessenen Winkel θ zur Bestimmung der Faraday-Rotation sind in Tabelle 3 zu finden. Dabei bezeichnen θ_+ und θ_- die Winkel zu unterschiedlich gepoltem Magnetfeld.

Tabelle 3: Gemessene Winkel zur Faraday-Rotation

λ [μm]	Probe 1		Probe 2		Probe 3	
	θ_+	θ_-	θ_+	θ_-	θ_+	θ_-
2,650	74°2'	68°57'	68°30'	60°11'	65°1'	61°13'
2,510	28°18'	23°38'	24°57'	11°28'	32°58'	29°6'
2,340	10°36'	40°35'	74°8'	68°2'	48°50'	44°30'
2,156	76°28'	64°3'	73°30'	66°58'	72°13'	67°21'
1,960	72°30'	67°4'	74°45'	68°10'	74°9'	68°36'
1,720	160°19'	150°45'	79°5'	72°33'	80°32'	72°45'
1,450	81°31'	73°45'	79°53'	74°44'	83°47'	70°30'
1,290	81°15'	71°15'	79°12'	73°8'	82°58'	68°20'
1,060	84°22'	73°9'	81°50'	72°4'	88°13'	66°32'

Für den Faraday-Rotationswinkel θ gilt:

$$\theta = \frac{|\theta_+ - \theta_-|}{2} \quad (11)$$

Die sich damit ergebenden Rotationswinkel sind in Radiant umgerechnet und bezogen auf die jeweilige Probendicke L als θ_{KR} in Tabelle 4 aufgelistet.

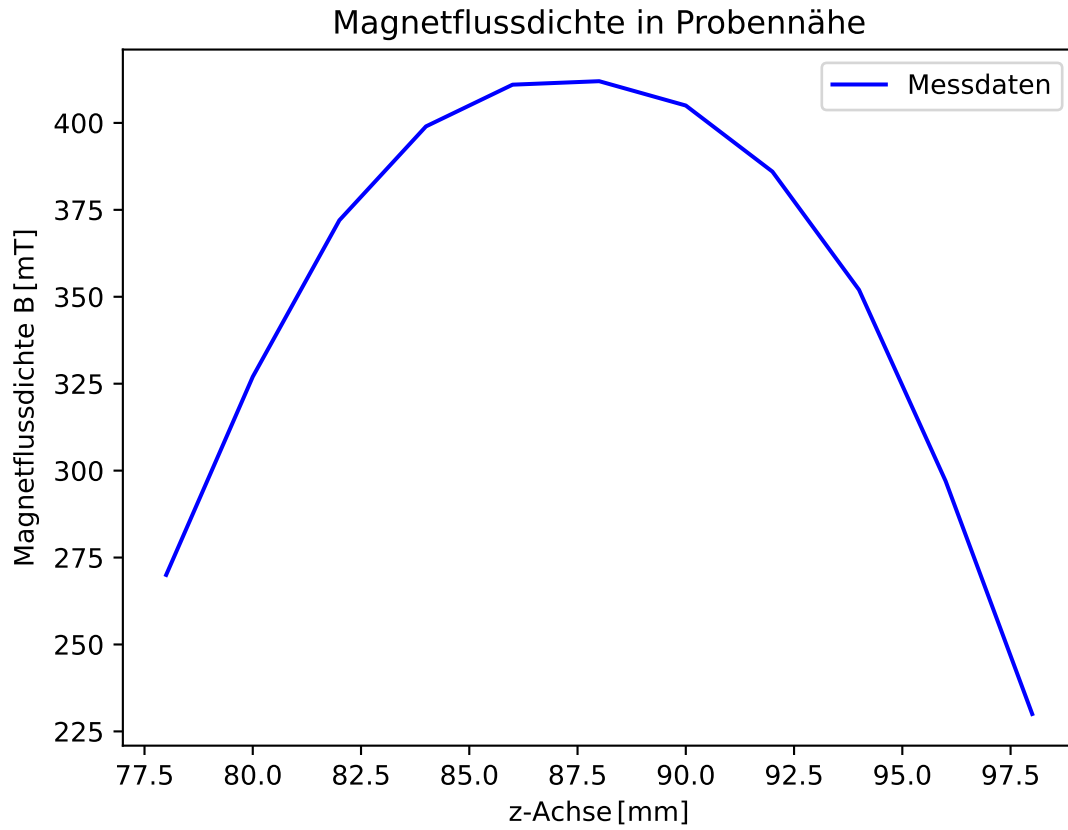


Abbildung 7: Magnetflussdichte

Tabelle 4: Faraday-Rotationswinkel

	Probe 1	Probe 2	Probe 3
λ [μm]	θ_{KR} [1/m]	θ_{KR} [1/m]	θ_{KR} [1/m]
2,65	34,22874	53,36515	6,48948
2,51	31,42311	86,51785	6,60333
2,34	201,89347	39,14158	7,40029
2,156	83,60791	41,92212	8,31109
1,96	36,58548	42,24296	9,47806
1,72	64,41737	41,92212	13,29205
1,45	52,29703	33,04576	22,68473
1,29	67,33523	38,92769	24,99020
1,06	75,52769	62,66930	37,02990

Die Rotationswinkel je Einheitslänge aus Tabelle 4 sind in Abbildung 8, Abbildung 9 und Abbildung 10 gegen das Quadrat der Wellenlänge λ aufgetragen.

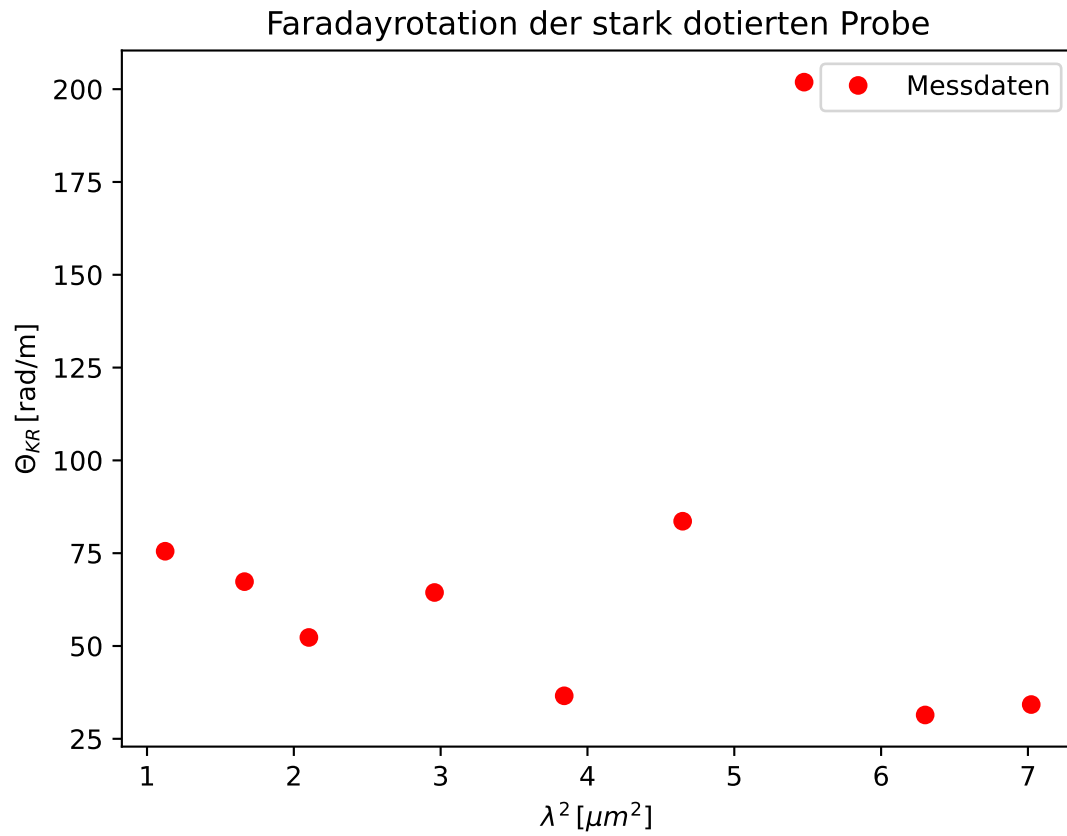


Abbildung 8: Rotationswinkel pro Einheitslänge der ersten Probe

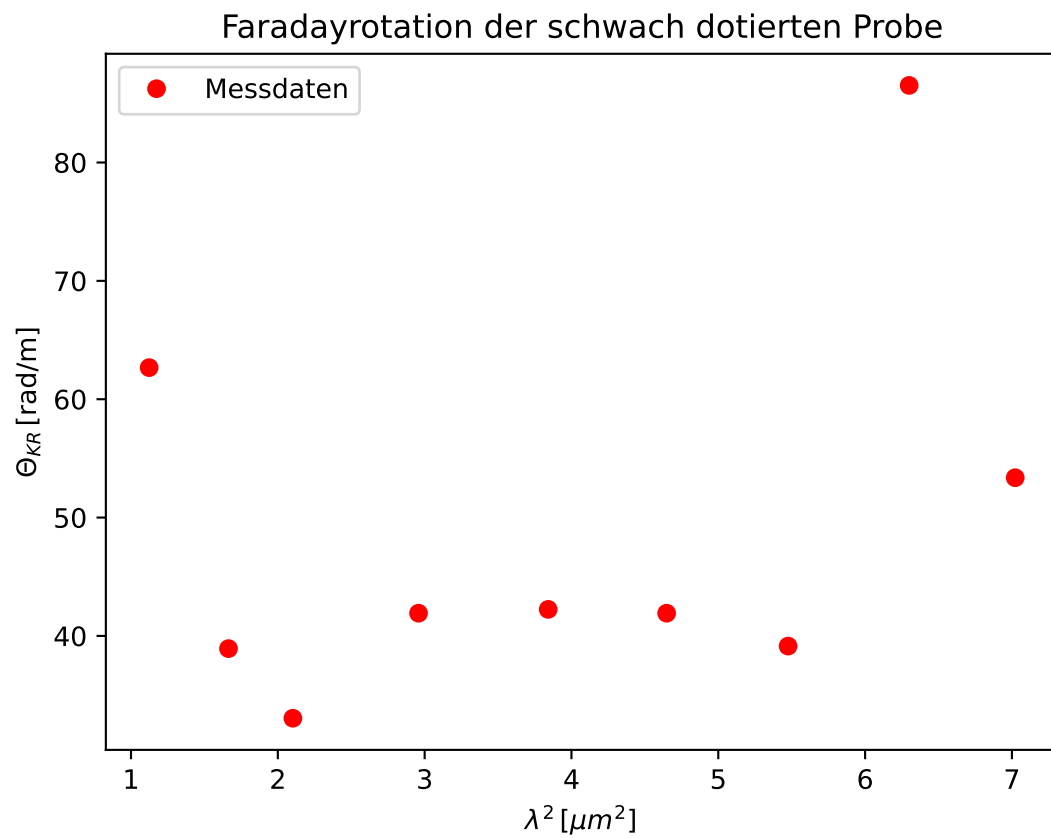


Abbildung 9: Rotationswinkel pro Einheitslänge der zweiten Probe

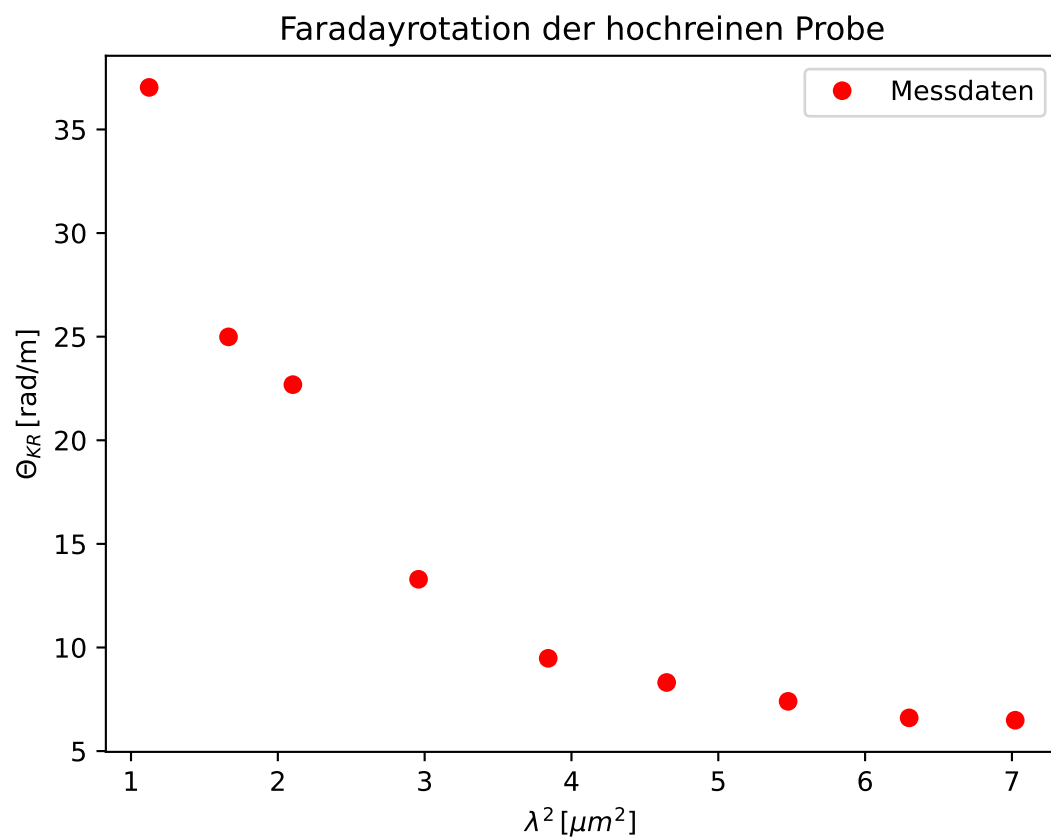


Abbildung 10: Rotationswinkel pro Einheitslänge der dritten Probe

5.3 Effektive Masse

Um den Einfluss, den die Leitungsband-Elektronen auf den Rotationswinkel haben, zu bestimmen, wird der Rotationswinkel pro Einheitslänge der hochreinen Probe von denen der dotierten Proben abgezogen. Die sich ergebenden Rotationswinkel θ_{frei} sind in Tabelle 5 zu sehen. Sie sind laut Gleichung 3 proportional zu λ^2 . Es wird daher folgende Funktion an die Daten gefittet:

$$\theta_{frei} = a \cdot \lambda^2 \quad (12)$$

Für den Parameter a gilt somit:

$$a = \frac{e_0^3 NB}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 (m^*)^2 n} \quad (13)$$

und daraus folgend für die effektive Masse m^* der Leitungsband-Elektronen:

$$m^* = \sqrt{\frac{e_0^3 NB}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 a n}} \quad (14)$$

Tabelle 5: Freie Rotationswinkel der Leitungsband-Elektronen

λ [μm]	Probe 1	Probe 2
	θ_{frei} [1/m]	θ_{frei} [1/m]
2,65	27,74	46,88
2,51	24,82	79,91
2,34	194,49	31,74
2,156	75,30	33,61
1,96	27,11	32,76
1,72	51,13	28,63
1,45	29,61	10,36
1,29	42,35	13,94
1,06	38,50	25,64

Die Messdaten aus Tabelle 5 und die Fits der Funktion Gleichung 12 sind für Probe 1 in Abbildung 11 und für Probe 2 in Abbildung 12 zu sehen. Für den Parameter a ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} a_{\text{Probe1}} &= (12,73 \pm 4,20) \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{m}^3} \\ a_{\text{Probe2}} &= (8,39 \pm 1,02) \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{m}^3} \end{aligned} \quad (15)$$

Daraus lässt sich die effektive Masse berechnen zu¹:

$$\begin{aligned} m_{\text{Probe1}}^* &= (0,085 \pm 0,028) m_e \\ m_{\text{Probe2}}^* &= (0,068 \pm 0,008) m_e \end{aligned} \quad (16)$$

¹der Brechungsindex n wurde dabei <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/optic.html> entnommen

Die Unsicherheiten wurden mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet.

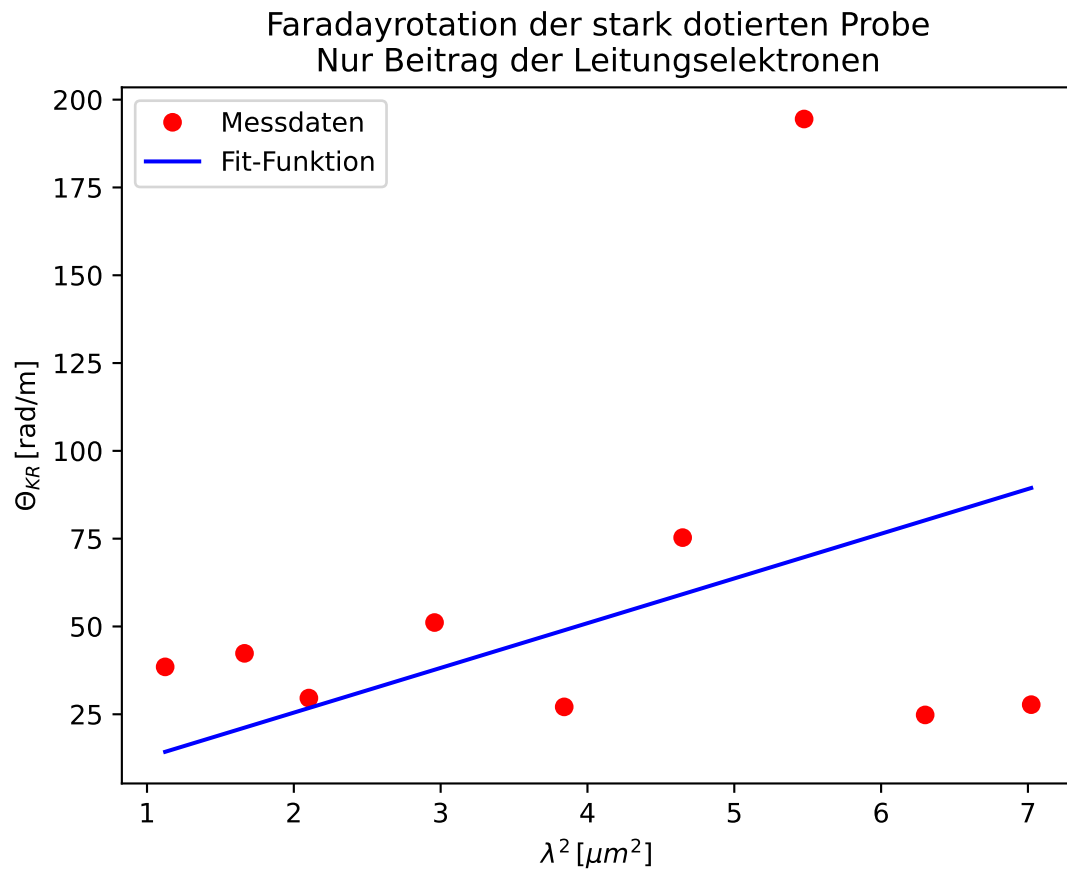


Abbildung 11: Freier Faraday-Rotationswinkel für Leitungsband-Elektronen der ersten Probe mit Fit der Funktion Gleichung 12

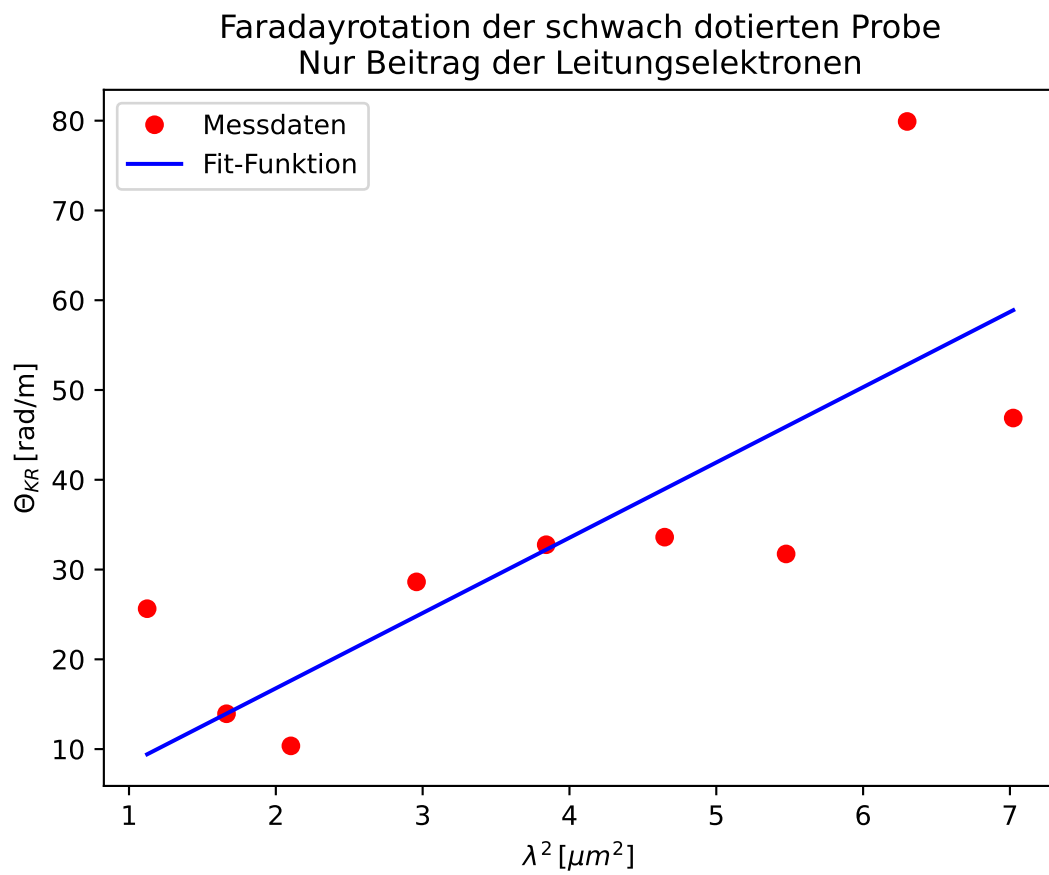


Abbildung 12: Freier Faraday-Rotationswinkel für Leitungsband-Elektronen der zweiten Probe mit Fit der Funktion Gleichung 12

6 Diskussion

Dieses Kapitel befasst sich mit der Diskussion der im Abschnitt 5 erhaltenen Ergebnisse. Für die maximale Magnetflussdichte ließ sich der Wert zu $B = 412 \text{ mT}$ ablesen. Eine genauere Bestimmung wäre durch mehrfaches Messen und dann fitten eines Polynoms zweiten Grades an die Messdaten in unmittelbarer Nähe des Maximums möglich gewesen. Dies ist jedoch im Rahmen der Genauigkeit nicht nötig, da andere Faktoren die Unsicherheit des Wertes maßgeblich beeinflussen. Zum einen ist die Annahme, dass am Ort der Probe das Magnetfeld seine maximale Flussdichte annimmt möglicherweise nicht ganz richtig. Zum anderen erhitzt sich der Elektromagnet während des Versuchs stetig, was zu Änderungen der Magnetflussdichte führen könnte.

Laut Gleichung 2 soll der Rotationswinkel je Einheitslänge der hochreinen Probe eine Proportionalität zu λ^{-2} aufweisen. Dies ist in Abbildung 10 sehr gut erkennbar. Die gemessenen Werte zur hochreinen Probe stimmen also sichtbar gut mit der Theorie überein.

Auch in Abbildung 11 und Abbildung 12 sind die Winkel gegen λ^2 aufgetragen. Hier sollten die Messwerte als linearer Verlauf zu sehen sein. Sie weichen in beiden Diagrammen vom Fit der Funktion Gleichung 12 an die Messwerte ab, wobei in Abbildung 11 deutlich stärkere Schwankungen erkennbar sind.

Mögliche Gründe könnten die zuvor erwähnte Unsicherheit des Magnetfeldes sein, aber wahrscheinlicher sorgt das Zusammenspiel der Messinstrumente für größere Unsicherheiten. Auch Fehler bei der Justage oder unsachgemäßes Ablesen der Winkel könnten zu Unsicherheiten beitragen.

Für die effektive Masse ergaben sich die Werte:

$$\begin{aligned} m_{\text{Probe1}}^* &= (0,085 \pm 0,028) m_e \\ m_{\text{Probe2}}^* &= (0,068 \pm 0,008) m_e \end{aligned}$$

Für die erste Probe weicht der Wert um 35% vom Literaturwert² ab. Der Wert für die zweite Probe hat eine Abweichung von 8%. Beide Werte stimmen trotz starker Abweichungen der Rotationswinkel vom theoretischen Verlauf gut mit der Literatur überein, wobei die errechnete effektive Masse der zweiten Probe eine sehr gute Übereinstimmung aufweist.

7 Literatur

- [1] TU Dortmund. Versuchsanleitung zu Versuch V46: Faraday-Effekt an Halbleitern.
- [2] TU Dortmund. Anhang 1, V46 - Faraday-Effekt an Halbleitern.
- [3] Wolfgang Demtröder. Experimentalphysik 3. Atome, Moleküle und Festkörper. 4. Aufl. Springer-Verlag Berlin, 2010.

²siehe <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/basic.html>

[4] http://www.ioffe.ru/index_en.html