

V 46

Der Faraday Effekt an Halbleitern

Donata Osthues
donata.osthues@tu-dortmund.de

Jonas Rönsch
jonas.roensch@tu-dortmund.de

Durchführung: 06.07.2020

Abgabe: 26.08.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	3
2	Theorie	3
2.1	Bandstruktur und Dotierung von Halbleitern	3
2.2	Definition und Eigenschaften der effektiven Masse	4
2.3	Polarisation und zirkulare Doppelbrechung	4
2.4	Faraday Effekt	5
3	Versuchsaufbau	6
4	Versuchsdurchführung	7
5	Auswertung	8
5.1	Bestimmung der maximalen Feldstärke	8
5.2	Bestimmung der effektiven Masse	10
6	Diskussion	16
	Literatur	17

1 Motivation

Über den Faraday Effekt kann die effektive Masse der Leitungselektronen in n-dotiertem Galliumarsenid (GaAs) bestimmt werden. Dafür ist die Kenntnis über die spezifischen Drehwinkel der Polarisationsenebene nötig. Daher ist das Ziel dieses Versuches die Messung der Drehwinkel für verschiedene Wellenlängen und daraus die Berechnung der effektiven Masse der Leitungselektronen in GaAs.

2 Theorie

2.1 Bandstruktur und Dotierung von Halbleitern

Ein Festkörper, dessen elektrische Leitfähigkeit sich zwischen $10 \cdot 10^{-8} \text{ S/cm}$ und $10 \cdot 10^4 \text{ S/cm}$ befindet und bei steigender Temperatur zunimmt, wird als Halbleiter bezeichnet. Es wird zwischen direkten und indirekten Halbleitern unterschieden. Diese Unterscheidung wird über die Bandstruktur des Festkörpers getroffen. Die Bandstruktur wird im Impulsraum angegeben und beschreibt die Dispersionsrelation von Elektronen in einem Festkörper bzw. Halbleiter. Das heißt, sie beschreibt den Zusammenhang zwischen der Energie und dem Wellenvektor. Sie ist eine Darstellungsform des quantenmechanischen Energiebändermodells, welches die energetischen Zustände von Elektronen in einem Einkristall beschreiben kann. Dabei wird von der quantenmechanischen Grundannahme ausgegangen, dass Elektronen, die im Potential eines Atomkerns gebunden sind, nur auf diskreten Energieniveaus (bzw. Atomorbitalen) existieren können. Werden Atome einander nah genug angenähert, dann überschneiden sich ihre Atomorbitale, sodass sich die möglichen Energiezustände nach unten und oben verschieben, weil nach dem Pauli-Prinzip jeder mögliche Zustand nur einfach besetzt sein darf. Elektronen die sich besonders nah am Atomkern bewegen, also auf den unteren Energieniveaus, sind stärker gebunden als Elektronen, die sich auf hohen Energieniveaus befinden und weiter vom Atomkern und seinem Potential entfernt sind. Diese schwächer gebundenen Elektronen können die Kernpotentiale leichter überwinden und können so keinem Atom mehr eindeutig zugeordnet werden. Sie können sich also von einem Atom zum anderen bewegen, während sie sich auf einem Energiebereich befinden, der sich über den gesamten Kristall erstreckt und daher auch von anderen Elektronen besetzt ist. Dieser Energiebereich wird Valenzband genannt. Er ist das höchste besetzte Energieniveau eines nicht angeregten Festkörpers. Wenn Elektronen im Valenzband angeregt werden, können sie in das Leitungsband übergehen. Für Halbleiter befindet es sich energetisch über dem Valenzband. Das heißt, Elektronen müssen eine Mindestenergie aufbringen um das Band wechseln zu können. Der Energiebereich zwischen Valenz- und Leitungsband wird Bandlücke genannt. Bei Isolatoren ist er im Gegensatz zu Halbleitern unüberwindbar. Bei Metallen gibt es dagegen gar keine Bandlücke. Das heißt, die Bänder überschneiden sich. Der Unterschied zwischen direkten und indirekten Halbleitern besteht darin, dass Elektronen bei einem direkten Halbleiter lediglich ihre Energie hinreichend erhöhen müssen, um in das Leitungsband überzugehen. Indirekte Halbleiter müssen zusätzlich eine Änderung des Elektronimpulses realisieren, damit ein entsprechender Übergang stattfinden kann. Um die Leitfähigkeit eines Halbleiters zu

erhöhen können Fremdatome in den Einkristall eingebracht werden. Dieser Vorgang wird Dotierung genannt. Es wird zwischen n- und p-Dotierung unterschieden. Bei der n-Dotierung (negativ) werden Elektronendonatoren in den Halbleiter eingefügt. Dabei handelt es sich um Fremdatome, die Elektronen zur Verfügung stellen. Dadurch, dass die Elektronenanzahl erhöht wird, steigt die Leitfähigkeit durch Elektronentransport. Bei der p-Dotierung (positiv) werden hingegen Elektronenakzeptoren hinzugefügt. Dabei handelt es sich um Fremdatome, die Elektronenlöcher zur Verfügung stellen. Dadurch wird umgekehrt die Leitfähigkeit durch Löcherleitung erhöht. Generell bietet es sich an für die Dotierung Fremdatome zu verwenden, deren Energieniveaus sich im Bereich der Bandlücke des Trägermaterial befinden, da so die notwendige Energiehöhe zum Übergang zwischen Valenz- und Leitungsband verringert wird, weil die Fremdatome Zwischenniveaus erzeugen.

2.2 Definition und Eigenschaften der effektiven Masse

Die Masse eines Elektrons in einem Kristall wird durch die effektive Masse beschrieben, da sie von der tatsächlichen Masse abweichen kann. Für ein Elektron in einem Einkristall gilt nach dem zweiten Newton'schen Gesetz die Bewegungsgleichung:

$$a = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \cdot eE. \quad (1)$$

In Gleichung 1 bezeichnet a die Beschleunigung, ϵ die Dispersionsrelation, k die Wellenzahl, e die Elektronenladung und E das äußere elektrische Feld. Im Gegensatz zu einem freien Elektron im Vakuum ist die Dispersionsrelation eines Elektrons im Leitungsband eines Festkörpers im allgemeinen nicht quadratisch sondern richtungsabhängig. Für den Fall eines hinreichend symmetrischen Kristalls (bspw. GaAs) ist die effektive Masse somit in allen Richtungen gleich.

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \right)^{-1} \quad (2)$$

Im Bereich von Extremstellen kann die Dispersionrelation jedoch quadratisch angenähert werden, sodass das Modell einer effektiven Masse (Gleichung 2) in diesen Energiebereichen besonders nützlich ist.

2.3 Polarisation und zirkulare Doppelbrechung

Unter Polarisation wird in der Physik im Bezug auf Wellen die Richtung der Schwingungsamplitude im Vergleich zur Ausbreitungsrichtung der Gesamtwelle verstanden. Longitudinale Wellen sind nicht polarisiert bzw. longitudinal polarisiert. Transversale Wellen können linear, zirkular oder elliptisch polarisiert sein. Bei der linearen Polarisation ist die Schwingungsrichtung konstant, während die Auslenkung aus der Ruhelage periodisch ihren Betrag und ihr Vorzeichen ändert. Sie kann als Überlagerung zweier zirkular polarisierter Wellen interpretiert werden. Bei der zirkularen Polarisation ist hingegen die Auslenkung konstant, während sich die Schwingungsrichtung mit einer

konstanten Winkelgeschwindigkeit ändert. Unter elliptischer Polarisation wird eine Mischform der linearen und zirkularen Polarisation verstanden. Optisch anisotrope Medien haben einen Brechungsindex, welcher von der Ausbreitungsrichtung und Polarisation abhängt. Wenn ein Lichtstrahl auf ein entsprechendes Medium trifft, wird er in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilbündel aufgespalten. Das heißt, wenn ein Medium die Eigenschaft aufweist, Licht in einen links- und rechts-zirkular polarisierten Anteil zu spalten, dann wird von zirkularer Doppelbrechung gesprochen. Aufgrund der verschiedenen Brechungsindices (n_r, n_l) der Teilstrahlen, setzt sich der Drehwinkel θ auch aus den zugehörigen Phasengeschwindigkeiten ν_r und ν_l für den links- und rechts-polarisierten Strahl zusammen.

$$\theta = \frac{L\omega}{2} \left(\frac{1}{\nu_r} - \frac{1}{\nu_l} \right) = \frac{L\omega}{2c} (n_r - n_l) \quad (3)$$

In Gleichung 3 entspricht ω der Kreisfrequenz des einfallenden Lichtstrahles, L der Länge des Mediums und c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Für isotrope Medien gilt $n_r = n_l$, was dazu führt, dass θ verschwindet. Bei anisotropen Medien ergibt sich Gleichung 4, wobei n den Brechungsindex und χ_{xy} ein Nebendiagonalelement des Suszeptibilitätstensors beschreibt.

$$\theta = \frac{L\omega}{2cn} \chi_{xy} \quad (4)$$

2.4 Faraday Effekt

Unter dem Faraday-Effekt wird die Drehung der Polarisationsebene von linear polarisierter elektromagnetischer Strahlung unter dem Einfluss eines Magnetfeldes verstanden. In einem anisotropen Material unterscheiden sich die Brechungsindices der zirkular polarisierten Anteile, wenn ein Magnetfeld mit Feldlinien, welche parallel zur Ausbreitungsrichtung sind, angelegt ist. Somit unterscheiden sich auch die Wellenlängen für den im Uhrzeigersinn polarisierten Anteil (λ_r) und den Anteil, der entgegen des Uhrzeigersinns polarisiert ist (λ_l).

$$\lambda_r = \frac{c}{f \cdot n_r} \quad (5)$$

$$\lambda_l = \frac{c}{f \cdot n_l} \quad (6)$$

In den Gleichungen 6 entspricht f der inversen Schwingungsdauer. Während einer Schwingungsdauer wird die Polarisationsebene also um den Winkel $\delta\beta$ weiter gedreht. Der Zusammenhang zu den Brechungsindices wird aus Gleichung 7 ersichtlich.

$$\delta\beta = \pi \left(\frac{n_r}{n_l} - 1 \right) \quad (7)$$

Zur Bestimmung des Drehwinkels θ ergibt sich für freie Ladungsträger, die Gleichung:

$$\theta \approx \frac{e_0^3 NBL}{2\epsilon_0 c m^2 \omega^2 n} = \frac{e_0^3 \lambda NBL}{8\pi^2 \epsilon c^3 m^2 n} \quad (8)$$

wobei B der magnetischen Flussdichte und N der Elektronenanzahl pro Volumeneinheit entspricht. Um die Elektronen in einem Kristall zu beschreiben kann in Gleichung 8, die Masse m durch die effektive Masse m^* ersetzt werden, sodass der Drehwinkel der Polarisationssebene proportional zu $\frac{1}{m^2}$ ist. Dieses Kapitel wurde mit den Literaturquellen [4], [3], [6], [5] und [7].

3 Versuchsaufbau

Die Abbildung 1 stellt den Versuchsaufbau schematisch dar. Es handelt sich bei den Halbleiterproben um jene, die nur für infrarote Strahlen durchlässig sind, weshalb eine Lichtquelle vorhanden sein muss, die entsprechendes Licht erzeugen kann. Dafür wird eine Halogenlampe verwendet. Danach wird das Licht durch Interferenzfilter monochromatisiert und mit Hilfe eines Glan-Thompson-Prismas linear polarisiert. Danach wird der Strahl auf die Halbleiterprobe gelenkt, welche sich in einem konstanten Magnetfeld im Luftspalt eines Elektromagneten befindet. Die Lichtintensität wird schließlich über Photowiderstände gemessen. Der Innenwiderstand dieser Elemente ist um mehrere Zehnerpotenzen proportional zur Lichtintensität, sodass deutliche Rauschspannungen entstehen. Daher wird der Lichtstrahl direkt nach der Emittierung durch einen Zerhacker in Einzelpulse geteilt und durch einen Selektivverstärker, der auf die Zerhackerfrequenz eingestellt ist verstärkt, sodass an den Photowiderständen eine Wechselspannung gemessen werden kann. Um den Drehwinkel der Polarisationssebene nach dem Durchlauf des Lichtes durch den Elektromagneten zu messen, befindet sich hinter ihm ein weiteres Glan-Thompson-Prisma. Dadurch wird der Strahl geteilt und die Intensität beider Strahlen wird erneut über Photowiderstände gemessen und durch einen Differenzverstärker verstärkt, sodass auf einem danach geschalteten Oszilloskop festgestellt werden kann, ob die Signalspannungen der Teilstrahlen gleich sind [4].

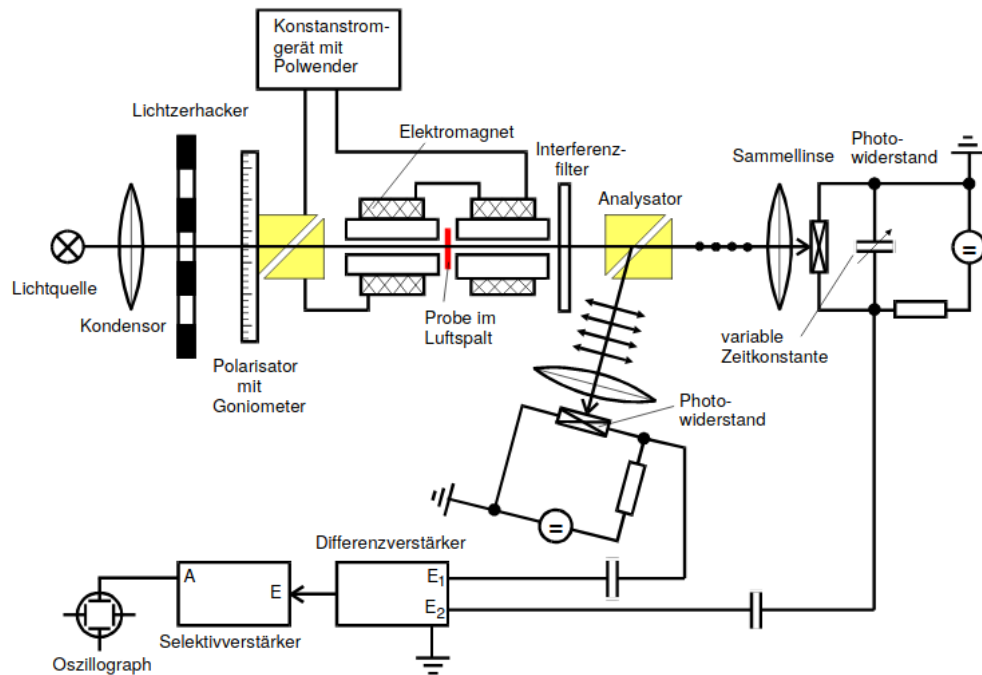


Abbildung 1: schematische Abbildung des Versuchsaufbaus [4]

4 Versuchsdurchführung

Das Messprogramm ist in drei Schritte unterteilt. Zunächst wird die Kraftflussdichte $B(z)$ in Strahlrichtung in der Nähe des Luftspaltes gemessen. Dafür wird die Kraftflussdichte für den Abstand 125 mm aufgenommen. Dann wird sich dem Luftspalt in 2 mm Schritten angenähert, bis der Abstand 107 mm erreicht ist. Zusätzlich wurden die Kraftflussdichten für die Abstände 114 mm und 116 mm aufgenommen, da bei zunächst bei 15 mm die maximale Kraftflussdichte gemessen wurde. Beim zweiten Messdurchlauf wird die Faraday-Rotation für zwei unterschiedlich dicke n-dotierte GaAs-Proben gemessen. Die erste Probe hat eine Teilchendichte von $N = 1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und eine Dicke von $L = 1,36 \text{ mm}$, während die zweite eine Teilchendichte von $N = 2,8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und eine Dicke von $L = 1,296 \text{ mm}$ aufweist. Das heißt, die Drehwinkel werden einmal für ein Magnetfeld in Strahlrichtung und ein Magnetfeld gegen Strahlrichtung bzgl. neun verschiedenen Wellenlängen im Bereich zwischen $1,06 \mu\text{m}$ und $2,65 \mu\text{m}$ gemessen. Das letzte Messprogramm stellt eine Wiederholung des Zweiten für eine hochreine GaAs-Probe der Dicke $L = 5,11 \text{ mm}$ dar [4].

5 Auswertung

5.1 Bestimmung der maximalen Feldstärke

Um die maximale Feldstärke zu bestimmen, wird eine Hallsonde entlang der z -Achse verschoben und die damit gemessene Feldstärke wird notiert. Die Messwerte sind in Tabelle 1 aufgelistet.

z / mm	B / mT
125	202
123	298
121	359
119	389
117	404
116	406
115	410
114	409
113	409
111	402
109	386
107	355

Tabelle 1: Messwerte zur Bestimmung der maximalen Feldstärke.

Die Werte aus der Tabelle 1 werden in Abbildung 2 dargestellt.

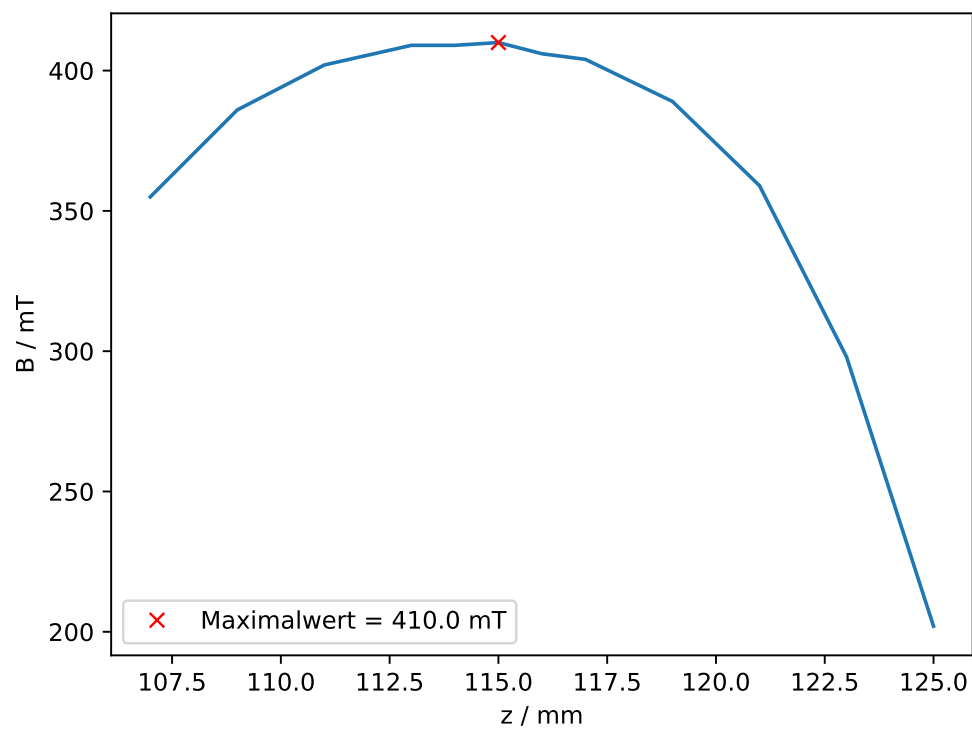


Abbildung 2: Graphische Darstellung der Messwerte für die Bestimmung der maximalen Feldstärke

Der Maximale Wert liegt bei 410 mT.

5.2 Bestimmung der effektiven Masse

Für die Bestimmung der effektiven Masse wird der Drehwinkel der Polarisationssebene in Abhängigkeit der Wellenlänge gemessen. Diese Daten werden für zwei n-dotierte und eine reine Probe aufgenommen. Da die Proben unterschiedlich dick sind, wird der Drehwinkel auf die Dicke der Probe normiert. Der Drehwinkel wird bestimmt, indem zwei Winkel gemessen werden, bei betragsmäßig gleichem Magnetfeld, allerdings um 180° gedreht. Aus diesen beiden Winkeln lässt sich der eigentliche Drehwinkel über die Formel

$$\theta = \frac{\theta_1 - \theta_2}{2}$$

Die Messwerte sind in den Tabellen 2 - 4 notiert, in Tabelle 5 sind die normierten Drehwinkel aufgelistet.

$\lambda / \mu\text{m}$	$\theta_1 / ^\circ$	$\theta_2 / ^\circ$	$\theta / ^\circ$
1,06	214,52	184,53	14,99
1,29	209,33	193,58	7,88
1,45	151,18	148,0	1,59
1,72	152,92	149,67	1,62
1,96	157,17	147,25	4,96
2,156	158,52	151,07	3,73
2,34	188,72	175,92	6,4
2,51	218,0	190,45	13,78
2,65	164,1	155,58	4,26

Tabelle 2: Drehwinkel der Probe 1 mit der Dicke $d = 1360 \mu\text{m}$, in Abhängigkeit der Wellenlänge.

$\lambda / \mu\text{m}$	$\theta_1 / ^\circ$	$\theta_2 / ^\circ$	$\theta / ^\circ$
1,06	155,53	143,87	5,83
1,29	154,32	145,0	4,66
1,45	153,23	144,18	4,52
1,72	155,1	145,4	4,85
1,96	160,0	149,23	5,38
2,156	161,15	149,08	6,03
2,34	186,45	173,43	6,51
2,51	207,07	191,82	17,62
2,65	165,63	152,0	6,82

Tabelle 3: Drehwinkel der Probe 2 mit der Dicke $d = 1296 \mu\text{m}$, in Abhängigkeit der Wellenlänge.

$\lambda / \mu\text{m}$	$\theta_1 / ^\circ$	$\theta_2 / ^\circ$	$\theta / ^\circ$
1,06	161,47	138,07	11,7
1,29	158,87	141,45	8,71
1,45	155,05	142,0	6,53
1,72	154,8	144,77	5,02
1,96	157,45	150,5	3,47
2,156	157,12	151,68	2,72
2,34	182,53	177,57	2,48
2,51	34,78	31,2	1,79
2,65	163,55	158,02	2,77

Tabelle 4: Drehwinkel der reinen Probe mit der Dicke $d = 5110 \mu\text{m}$, in Abhängigkeit der Wellenlänge.

$\lambda / \mu\text{m}$	$\theta_{\text{n-dotiert 1}} / \frac{\text{rad}}{\mu\text{m}}$	$\theta_{\text{n-dotiert 2}} / \frac{\text{rad}}{\mu\text{m}}$	$\theta_{\text{rein}} / \frac{\text{rad}}{\mu\text{m}}$
1,06	$1,92 \cdot 10^{-4}$	$0,79 \cdot 10^{-4}$	$0,4 \cdot 10^{-4}$
1,29	$1,01 \cdot 10^{-4}$	$0,63 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-4}$
1,45	$0,2 \cdot 10^{-4}$	$0,61 \cdot 10^{-4}$	$0,22 \cdot 10^{-4}$
1,72	$0,21 \cdot 10^{-4}$	$0,65 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-4}$
1,96	$0,64 \cdot 10^{-4}$	$0,72 \cdot 10^{-4}$	$0,12 \cdot 10^{-4}$
2,156	$0,48 \cdot 10^{-4}$	$0,81 \cdot 10^{-4}$	$0,09 \cdot 10^{-4}$
2,34	$0,82 \cdot 10^{-4}$	$0,88 \cdot 10^{-4}$	$0,08 \cdot 10^{-4}$
2,51	$1,77 \cdot 10^{-4}$	$1,03 \cdot 10^{-4}$	$0,06 \cdot 10^{-4}$
2,65	$0,55 \cdot 10^{-4}$	$0,92 \cdot 10^{-4}$	$0,09 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5: Normierter Drehwinkel in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die Dicken der Probe sind: Probe 1 $d = 1360 \mu\text{m}$, Probe 2 $d = 1296 \mu\text{m}$, reine Probe $d = 5110 \mu\text{m}$.

Die Daten aus Tabelle 5 werden in Abbildung 3 und 4 dargestellt.

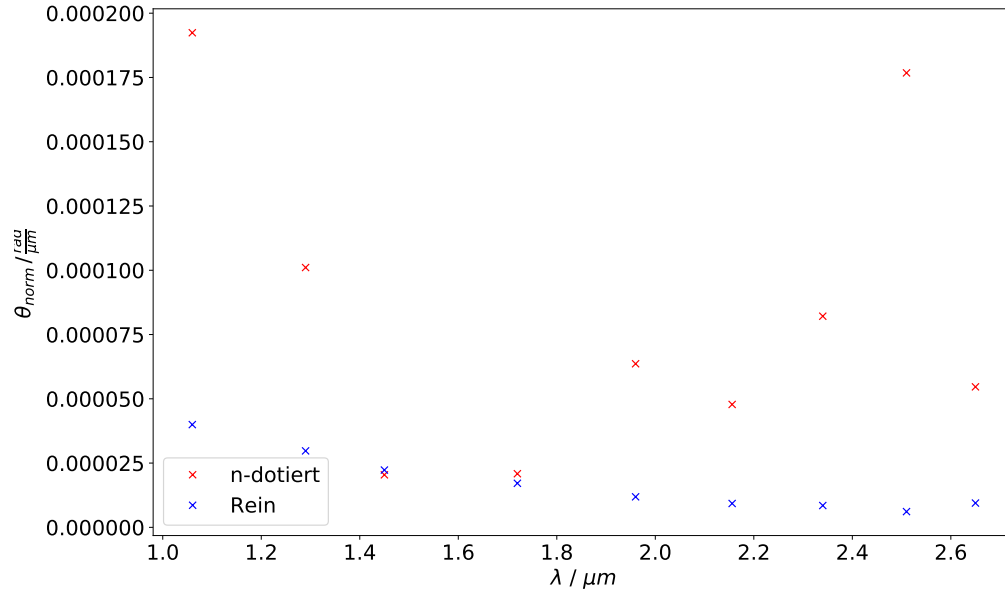


Abbildung 3: Graphische Darstellung der normierten Drehwinkel, in Abhängigkeit der Wellenlänge, von der Probe 1 mit einer Dicke von $d = 1360 \mu m$ und der reinen Probe.

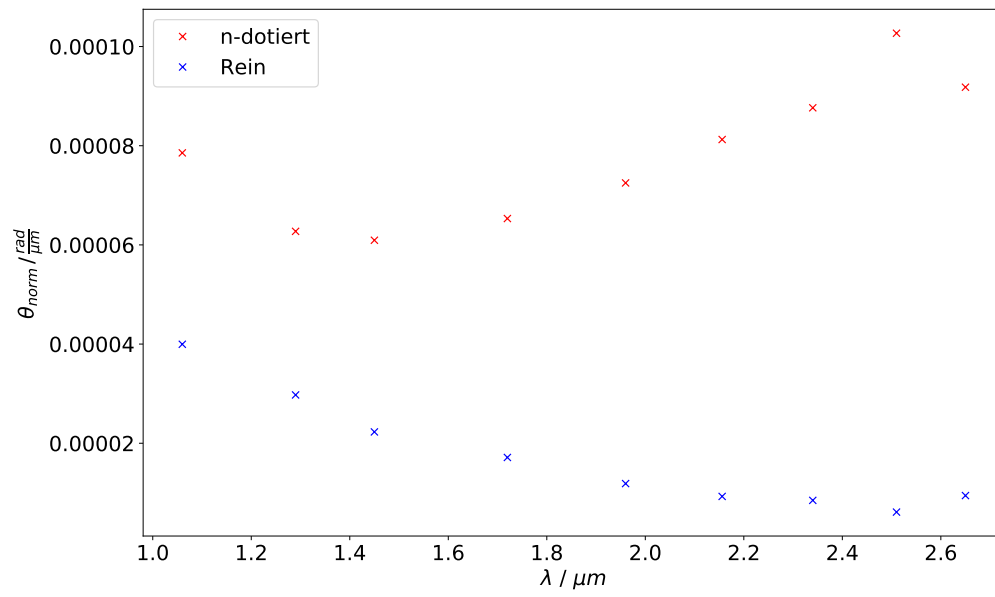


Abbildung 4: Graphische Darstellung der normierten Drehwinkel, in Abhängigkeit der Wellenlänge, von der Probe 2 mit einer Dicke von $d = 1296 \mu m$ und der reinen Probe.

Um die Effektive Masse der Leitungselektronen bestimmen zu können, wird die Differenz der normierten Drehwinkel ermittelt und gegen das Quadrat der Wellenlänge aufgetragen. Die Differenzen sind in Tabelle 6 aufgelistet.

$\lambda^2 / \mu\text{m}^2$	$\Delta_1 / \frac{\text{rad}}{\mu\text{m}}$	$\Delta_2 / \frac{\text{rad}}{\mu\text{m}}$
1,1	$1,52 \cdot 10^{-4}$	$0,39 \cdot 10^{-4}$
1,7	$0,71 \cdot 10^{-4}$	$0,33 \cdot 10^{-4}$
2,1	$-0,02 \cdot 10^{-4}$	$0,39 \cdot 10^{-4}$
3,0	$0,04 \cdot 10^{-4}$	$0,48 \cdot 10^{-4}$
3,8	$0,52 \cdot 10^{-4}$	$0,61 \cdot 10^{-4}$
4,6	$0,39 \cdot 10^{-4}$	$0,72 \cdot 10^{-4}$
5,5	$0,74 \cdot 10^{-4}$	$0,79 \cdot 10^{-4}$
6,3	$1,71 \cdot 10^{-4}$	$0,97 \cdot 10^{-4}$
7,0	$0,45 \cdot 10^{-4}$	$0,82 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6: Messwerte zur Bestimmung der effektiven Masse von Ladungselektronen.

Die Daten werden gegeneinander aufgetragen und die Funktion (9) wird an die Daten gefittet.

$$\theta_{\text{frei}} = f(\lambda^2) = a \cdot \lambda^2 \quad (9)$$

Die Daten aus Tabelle 6 und der dazugehörige Fit sind in den Abbildungen 5 und 6 dargestellt.

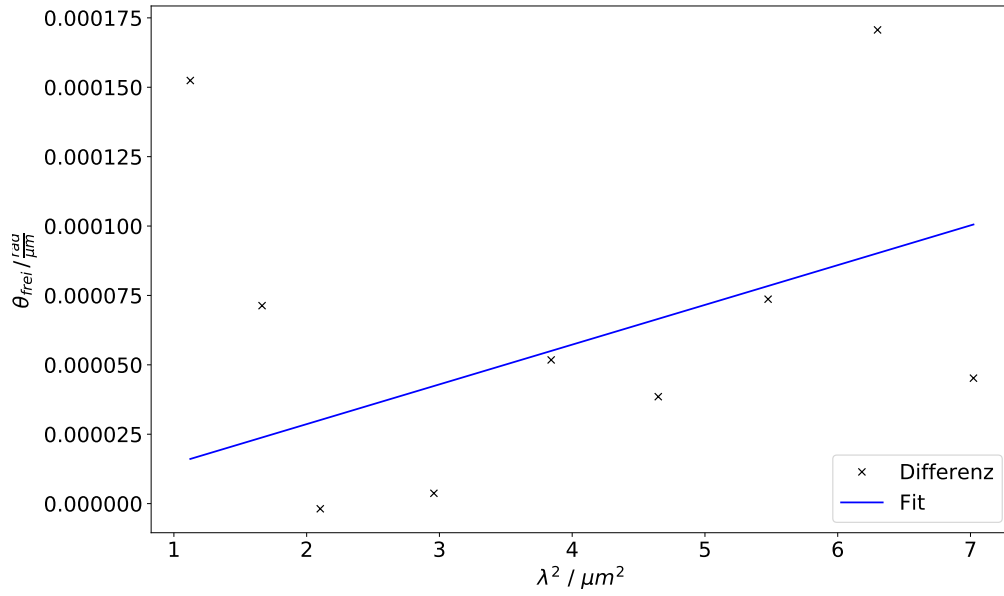


Abbildung 5: Plot zur Bestimmung der effektiven Masse mittels Probe 1

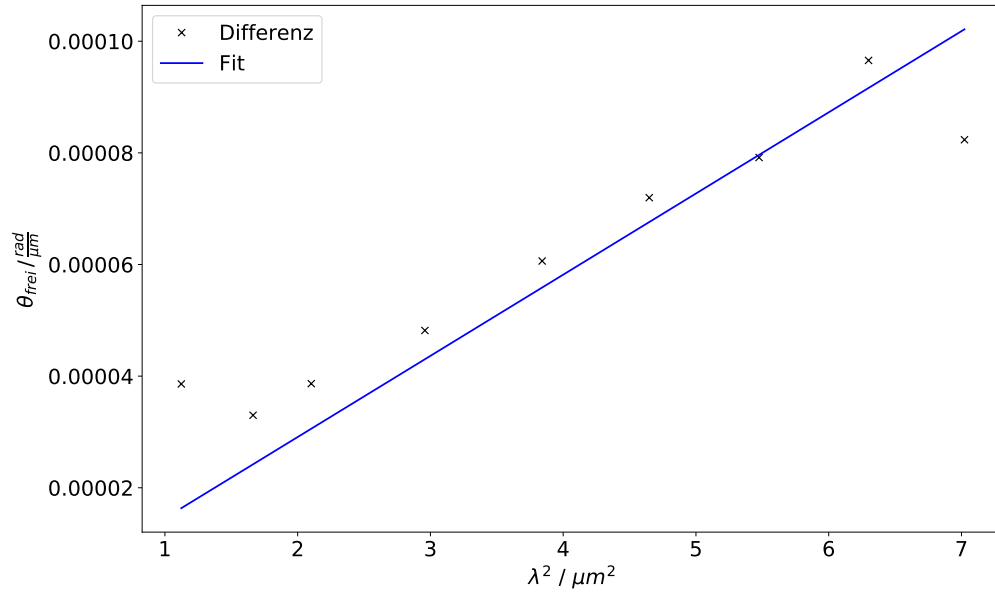


Abbildung 6: Plot zur Bestimmung der effektiven Masse mittels Probe 2

Die Fitparameter der beiden Funktionen sind:

$$a_1 = (3 \pm 1) \cdot 10^{13} \frac{\text{rad}}{\text{m}^3}$$

$$a_2 = (2,9 \pm 0,1) \cdot 10^{13} \frac{\text{rad}}{\text{m}^3}.$$

Der Wert a kann in die folgende Gleichung eingesetzt werden, um die effektive Masse zu bestimmen.

$$\theta_{\text{frei}} = \frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 (m^*)^2} \lambda^2 \frac{NB}{n}$$

$$\Rightarrow (m^*) = \sqrt{\frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \left(\frac{\lambda^2}{\theta_{\text{frei}}} \right) \frac{NB}{n}}$$

$$\Rightarrow (m^*) = \sqrt{\frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \left(\frac{1}{a} \right) \frac{NB}{n}}$$

Der Brechungsindex von Gallium-Arsenide ist Abhängigkeit von der Wellenlänge, allerdings ist der Brechungsindex ab einer Wellenlänge von $\lambda = 1000 \text{ nm}$ nahezu konstant [2]. Daher wird für die Berechnung der effektiven Masse der Wert $n = 3,35$ verwendet. Die effektive Masse beträgt:

$$m_1^* = (4,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-32} \text{ kg} \quad m_2^* = (7,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

$$m_{\text{mittel}}^* = (6 \pm 1) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

6 Diskussion

Bei diesem Versuch wird die effektive Masse der Leitungselektronen von Galliumarsenid bestimmt. Der Wert wird mit zwei Versuchsreihen bestimmt. Beide Versuchsreihen werden mit dem Literaturwert [1] verglichen.

$$m_1^* = (4,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

$$m_2^* = (7,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

$$m_{\text{mittel}}^* = (6 \pm 1) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

$$m_{\text{lit}}^* = 6,103 \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

Der Literaturwert liegt nicht in der Unsicherheit der beiden Messungen, allerdings ist die Größenordnung richtig. Daher liegt der Literaturwert genau in dem Mittelwert der beiden Messungen. Die Abweichung lässt sich dadurch erklären, dass manche Messwerte von der Fitfunktion abweichen. Insgesamt kann gesagt werden, dass mit diesem Versuch der Faraday-Effekt untersucht werden kann.

Literatur

- [1] *Bandstruktur von GaAs*. URL: <https://www.iue.tuwien.ac.at/phd/lindorfer/node28.html>.
- [2] *Brechungsindex von Gallium Arsenide*. URL: <https://www.filmetrics.de/refractive-index-database/GaAs/Gallium-Arsenide>.
- [3] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3*. Springer, 2010.
- [4] TU Dortmund. *V46 - Der Faraday Effekt an Halbleitern*. 2019.
- [5] S .J. Chua E. B. Li. *Optical Swichtes*. Woodhead Limited, 2010. Kap. 4.
- [6] P.Bock J.Heintze. *Lehrbuch zur Experimentalphysik 4: Wellen und Optik*. Springer, 2017. Kap. 9.
- [7] K. W. Taylor S. D. Smith S. Moss. *The Energy-Dependence of Elektron Mass in Indium Antimonide Determined from Measurement of the Infrared Faraday Effect*. Journal of Physics und Chemistry of Solids 11, 1959, S. 11.