

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	3
2	Theorie	3
2.1	Effektive Masse	3
2.2	Zirkulare Doppelbrechung	4
2.3	Berechnung des Rotationswinkels beim Faraday Effekt	4
3	Aufbau und Durchführung	6
3.1	Der Interferenzfilter	7
3.2	Das Glan-Thomson Prisma	8
4	Auswertung	8
4.1	Bestimmung der Kraftflussdichte	8
4.2	Die Faraday Rotation	8
4.3	Bestimmung der effektiven Masse	10
5	Diskussion	14
	Literatur	15

1 Einleitung und Motivation

In diesem Versuch wird mit Hilfe der Faraday-Rotation die effektive Masse des Halbleiters Galliumarsenid bestimmt. Die Faraday-Rotation beschreibt die Drehung der Polarisationssebene einer elektromagnetischen Welle in einem Material unter dem Einfluss eines Magnetfeldes, welches parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle ist. Desweiteren lassen sich mit Hilfe der Faraday-Rotation Informationen über die Bandstruktur der verwendeten Proben gewinnen.

2 Theorie

2.1 Effektive Masse

Bei der Beschreibung von komplizierten Bandstrukturen eines Halbleiters lassen sich die physikalischen Effekte mit einer einfachen Approximation beschreiben. In der unteren Abbildung 1 wird die vereinfachte Form des Leitungsbandes und des Valenzbandes dargestellt. Für die weitere Berechnung wird der Verlauf des Leitungsbandes näher

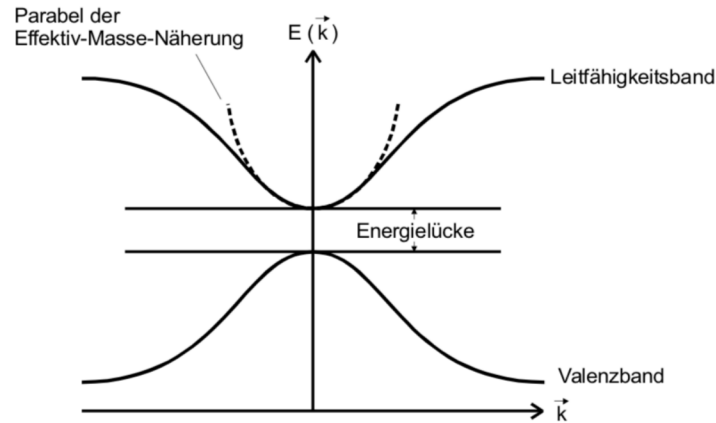


Abbildung 1: Bandstruktur eines Festkörpers, [3].

untersucht. Für einen Wellenzahlvektor von \vec{k} mit einem Minimum bei $k = 0$ kann die Elektronenenergie ϵ in eine Taylorreihe entwickelt werden.

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

Bei hoher Symmetrie des Kristallgitters ergeben sich kugelförmige Energieflächen und m^* stellt dabei die effektive Masse dar und beträgt

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial k_i^2} \right)_{k=0}} \quad (2)$$

Diese ist deshalb vom Vorteil, weil Elektronen in einem Band wie freie Teilchen betrachtet werden können und es gilt die Quantenmechanik freier Teilchen. Beim Anlegen eines nicht zu großen äußeren elektrischen oder magnetischen Feldes kann das zweite Newtonsche Grundgesetz angewandt werden und für die weitere Berechnung des Faraday-Effektes die klassische Mechanik genutzt werden.

2.2 Zirkulare Doppelbrechung

Bei der zirkularen Doppelbrechung tritt ein linear polarisierter Lichtstrahl in ein Material ein und ändert nach Austritt die Polarisationssebene. Zur Berechnung des Drehwinkels θ wird angenommen, dass die Lichtwelle nach Durchtritt durch das Material in eine rechts- und linkszirkuläre Welle zerlegt wird.

$$E(z) = \frac{1}{2}(E_R(z) + E_L(z)) \quad (3)$$

Dabei sind die Phasengeschwindigkeiten von links und rechtszirkulärem Anteil des Lichtes im Material unterschiedlich. Durch Umformen und Zerlegen der Gleichung 3 kann ein Ausdruck für den Drehwinkel θ ermittelt werden.

$$\theta = \frac{L\omega}{2c} \left(\frac{1}{v_{Ph_R}} - \frac{1}{v_{Ph_L}} \right) \quad (4)$$

Mit Hilfe der Brechungsindizes n_R und n_L wird die Gleichung 4 zu

$$\theta = \frac{L\omega}{2}(n_R - n_L) \quad (5)$$

L ist hierbei die Länge des Materials und ω die Kreisfrequenz der einfallenden Welle. Die Doppelbrechung geschieht aufgrund des elektrischen Dipolmomentes, das durch die Atome auf den Gitterplätzen und durch die Wechselwirkung der Bandedelektronen mit den Atomrümpfen erzeugt wird. Die Gesamtheit der Dipole pro Volumeneinheit, die als mikroskopische Polarisation bezeichnet wird, trägt

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (6)$$

χ ist die dielektrische Suszeptibilität. Bei isotroper Materie stellt dieser eine skalare Größe dar und bei anisotropen Kristallen einen Tensor dritter Stufe. Nach weiteren Umrechnungen erhält man für den Drehwinkel den Ausdruck

$$\theta = \frac{L\omega}{2cn} \chi_{xy} \quad (7)$$

2.3 Berechnung des Rotationswinkels beim Faraday Effekt

Der Faraday Effekt und somit auch die Drehung der Polarisationssebene wird durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes erzeugt. Dabei kommt es zu einer Wechselwirkung

des Magnetfeldes mit den Elektronen der Materie. Für ein gebundenes Elektron gilt die folgende Bewegungsgleichung

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + K \vec{r} = -e_0 \vec{E}(r) - e_0 \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B} \quad (8)$$

Dabei ist m die Masse und e_0 die Ladung des Elektrons. Zudem steht \vec{r} für die Auslenkung des Elektrons aus der Gleichgewichtslage, K ist eine Konstante, die seine Bindung an die Umgebung beschreibt und \vec{E} ist die Feldstärke der einfallenden Lichtwelle. Unter der Annahme, dass Dämpfungseffekte und der Einfluss des Magnetfeldes der elektromagnetischen Lichtwelle vernachlässigt werden darf, da sie nur einen geringen Einfluss auf den Faraday-Effekt haben, ergibt sich für den Winkel der Polarisationssebene mit der Proportionalität

$$\vec{P} = -N e_0 \vec{r} \quad (9)$$

und der Tensorkomponente

$$\chi_{xy} = \frac{N e_0^3 \omega B}{\epsilon_0 ((-m\omega^2 + K)^2 - (e_0 \omega B)^2)} \quad (10)$$

der Winkel

$$\theta = \frac{e_0^3}{2\epsilon_0 c} \frac{1}{m^2} \frac{\omega^2}{\left(-\omega^2 + \frac{K}{m}\right)^2 - \left(\frac{e_0}{m} B \omega\right)^2} \frac{NBL}{n} \quad (11)$$

mit der Flussdichte B , der Probenlänge L und der Zahl der Ladungsträger N pro Volumeneinheit. $\sqrt{\frac{K}{m}}$ kann hier als Resonanzfrequenz ω_0 und $\frac{B e_0}{m}$ als Zyklotron-Frequenz ω_C betrachtet werden. Mittels der Annahme, dass die Messfrequenz viel kleiner als ω_0 und dass die Resonanzfrequenz größer als die Zyklotron-Frequenz ist, lässt sich die Gleichung 11 schreiben als:

$$\theta(\lambda) = \frac{2\pi^2 e_0^3 c}{\epsilon_0} \frac{1}{m^2} \frac{1}{\lambda^2 \omega_0^4} \frac{NBL}{n} \quad (12)$$

Für freie Ladungsträger ergibt sich mittels der Annahme, dass ω_0 gegen Null geht:

$$\theta_{frei} = \frac{e_0^3 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 m^2} \frac{NBL}{n} \quad (13)$$

wird m durch m^* ersetzt, so erhält man den Zusammenhang zwischen Drehwinkel θ und der effektiven Masse m^* der Elektronen im Kristall.

3 Aufbau und Durchführung

Die Abbildung 2 zeigt die schematische Darstellung der Messapparatur. Als Lichtquelle wird eine Halogen-Lampe verwendet, deren Emissionsspektrum hauptsächlich im infraroten Bereich liegt, da die Halbleiterprobe (Galliumarsenid) nur im Infrarot durchlässig ist. Der Strahl wird mit Hilfe einer Linse gebündelt und im Lichtzerhacker, rotierende Sektorscheibe, in Lichtimpulse umgewandelt. Anschließend trifft der Strahl auf ein Glan-Thompson-Prisma aus Kalkspat und wird linear polarisiert. Zur Winkelmessung dient ein Goniometer, welches zwischen dem Prisma und dem Elektromagneten angebracht ist. Im Elektromagneten befindet sich in einem Luftspalt die Halbleiterprobe. Nachdem der Lichtstrahl die Probe passiert hat, filtert der Interferenzfilter einen bestimmten Wellenlängenbereich. Anschließend trifft das monochromatische Licht auf ein zweites Glan-Thompson Prisma, welches das Licht in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen teilt. Diese werden von zwei Photowiderständen aufgenommen. Dabei wird ein Spannungssignal erzeugt, welches von der Intensität des Lichtes abhängig ist. Aufgrund des hohen Innenwiderstandes in den Photowiderständen können Rauschspannungen entstehen. Deshalb wird mit der Wechsellichtmethode gearbeitet, die durch den Lichtzerhacker gewährleistet ist. Die Wechselspannung am Photowiderstand wird mit Hilfe des Kondensators als zeitlich periodisches Licht gemessen und das Rauschen wird dabei herausgefiltert. Beide Signale der Photowiderstände werden zum Differenzverstärker geleitet. Dessen Ausgangsspannung ist proportional zur Differenz der Eingangsspannung und verschwindet dann, wenn beide Strahlen nach Betrag und Phase übereinstimmen. Anschließend wird das Ausgangssignal auf einen Selektivverstärker gegeben und am Oszilloskop, welches als Nulldetektor dient, angezeigt.

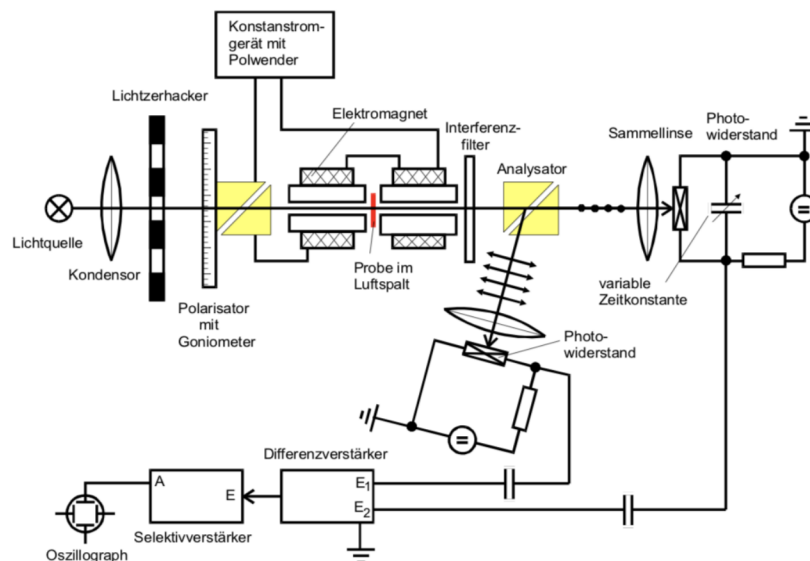


Abbildung 2: Versuchsapparatur, [3].

Bei der Durchführung werden die Winkel von zwei Halbleiterproben gemessen. Bei

der Ersten handelt es sich um die hochreine Halbleiterprobe Galliumarsenid und bei der Zweiten um eine n-dotierte Galliumarsenid Probe ($N=1,2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$). Für jede Probe werden mehrere Interferenzfilter eingesetzt und die dazugehörigen Winkel gemessen. Bei maximalem Magnetfeld kann das Prisma im Winkel verstellt und so lange variiert werden, bis der Spannungsunterschied an den Photowiderständen möglichst verschwindet. Dabei wird der erste Winkel θ_1 bei dem der Spannungsunterschied am Oszilloskop verschwindet am Goniometer abgelesen. Anschließend wird das Magnetfeld umgepolt und der erste Schritt wiederholt. Der Winkel θ_2 wird notiert. Der gesuchte Winkel wird mit Hilfe der Formel

$$\theta = \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2) \quad (14)$$

bestimmt. Um die Kraftflussdichte $B(z)$ entlang der Richtung des einfallenden Lichtes zu messen und die maximale Feldstärke zu bestimmen, wird eine Hallsonde im Magneten positioniert und für verschiedene Positionen die Feldstärke notiert.

3.1 Der Interferenzfilter

Die Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau eines Interferenzfilters.

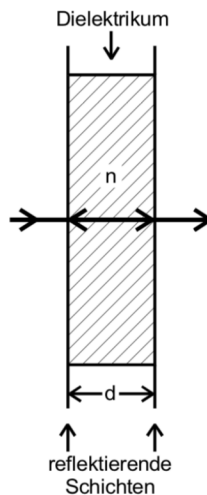


Abbildung 3: Querschnitt durch ein Interferenzfilter, [3].

Dieser besteht aus zwei reflektierenden Schichten und dazwischen ein Dielektrikum mit der Brechungsindex n . Sobald ein Lichtstrahl auf den Filter trifft, wird es an der inneren Oberfläche mehrmals reflektiert. Dabei interferieren die Teilwellen. Konstruktive Interferenz entsteht für Licht welche die Bedingung

$$j\lambda_j = 2nd + \lambda \quad (15)$$

erfüllen.

3.2 Das Glan-Thomson Prisma

Die Abbildung 4 zeigt die Funktionsweise des Glan-Thomson Prismas.

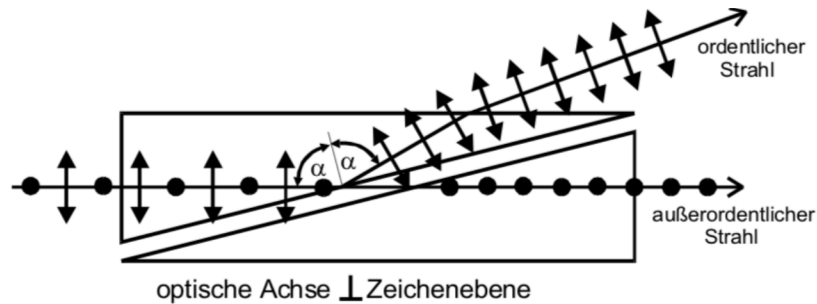


Abbildung 4: Versuchsanordnung, [3].

Es besteht aus zwei Prismen, die durch einen Luftspalt voneinander getrennt sind. Dies sorgt für eine Teilung des einfallenden Lichtstrahls in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen. Ermöglicht wird es dadurch, dass der einfallende Strahl an den Grenzflächen totalreflektiert wird, wenn das Verhältnis der Brechungsindizes

$$\frac{1}{n_o} < \sin(\alpha) < \frac{1}{n_{ao}} \quad (16)$$

erfüllt ist. Hierbei ist n_o der Brechungsindex des ordentlichen und n_{ao} der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der Kraftflussdichte

Die mit der Hallsonde aufgenommenen Messwerte für die Ortsabhängigkeit der magnetischen Flussdichte $B(z)$ sind in Tabelle 1 aufgelistet sowie in Abb.5 graphisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Flussdichte ihr Maximum bei $z = 0$ mm hat und ihr Wert beträgt hier 467 mT. Dabei ist der Ort der maximalen Kraftflussdichte $B(z)$ die Position der Probe. Dabei ist $z = 0$ mm keine ausgezeichnete Position der Hallsonde, sondern eine willkürliche ausgewählte Position in Probennähe.

4.2 Die Faraday Rotation

Im nächsten Versuchsteil wird die Faraday-Rotation für zwei unterschiedliche Galliumarsenid-Proben untersucht. Die Eigenschaften der Proben sind in der Tabelle 2 zu finden. Es werden jeweils für die Berechnung der Drehwinkel, zwei Winkel für verschiedene Wellenlängen im nahen Infrarotbereich (1,06 μm - 2,65 μm) aufgenommen. Der Winkel θ_1 ist der Winkel, der vor der Umpolung aufgenommen wird und der Winkel θ_2 wird nach der Umpolung aufgeschrieben. Die jeweiligen Messwerte für θ_1 und θ_2 sind in Tabelle 3 enthalten.

Tabelle 1: Die Messwerte für die Kraftflussdichte $B(z)$ in Abstand z bzw. in der Nähe der Probenposition.

z/mm	$B(z)/\text{mT}$	z/mm	$B(z)/\text{mT}$
-29	1	2	460
-24	4	4	444
-22	8	6	412
-20	14	8	345
-18	28	10	237
-16	52	12	123
-14	115	14	63
-12	217	16	33
-10	355	18	18
-8	415	20	9
-6	446	22	5
-4	461	24	3
-2	466	26	1
0	467		

Tabelle 2: Dotierung N und die Probendicke L der untersuchten GaAs-Proben.

Bezeichnung GaAs-Proben	$N/\frac{1}{\text{cm}^3}$	L/mm
hochrein	-	5,11
schwach dotiert	$1,28 \cdot 10^{18}$	1,36

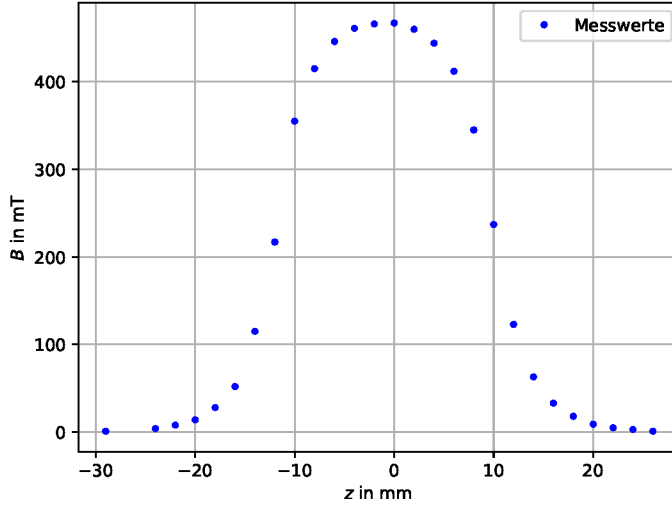


Abbildung 5: Ortsabhängigkeit der magnetischen Flussdichte $B(z)$.

Der gesamte Drehwinkel der Faraday-Rotation wird dann mittels Gleichung 17 berechnet, da die Proben verschiedene Dicken aufweisen (s. Tabelle 2) und um die verschiedenen Proben vergleichen zu können, müssen die Winkel auf die entsprechenden Probenlängen normiert werden. Die Ergebnisse der Messung sind in den Tabellen 3 und 4 zu finden und die Werte für den Drehwinkel pro Rad werden in der Abbildung 6 aufgetragen.

$$\theta_n = \frac{\theta_1 - \theta_2}{2L} \quad (17)$$

4.3 Bestimmung der effektiven Masse

Für die Bestimmung der effektiven Masse der Elektronen im dotierten GaAs wird zuerst die Differenz der normierten Drehwinkel $\Delta\theta_{\text{norm}}$ zwischen der dotierten und hochreinen Probe wie folgt berechnet:

$$\Delta\theta_{\text{norm}} = \theta_{\text{n,dot}} - \theta_{\text{n,rein}} \quad (18)$$

In der Tabelle 5 ist die errechnete Differenz $\Delta\theta_{\text{norm}}$ für die schwache dotierte Probe aufgetragen. Mit Hilfe der folgenden Gleichung:

$$\frac{\theta}{L} = \frac{e^3}{8\pi^2 c^3 \epsilon_0} \frac{1}{m^{*2}} \lambda^2 \frac{NB}{bn} = a \cdot \lambda^2 \quad (19)$$

lässt sich die effektive Masse m^* aus einer linearen Ausgleichsrechnung der Form:

$$y = ax + b \quad (20)$$

Tabelle 3: Die aufgenommenen Winkel in Abhängigkeit der Wellenlängen für die GaAs-Proben.

$\lambda/\mu\text{m}$	GaAs _{hr}		GaAs _{sw}	
	$\theta_1/^\circ$	$\theta_2/^\circ$	$\theta_1/^\circ$	$\theta_2/^\circ$
1,06	288,20	313,00	294,67	297,22
1,29	304,52	286,52	300,00	293,00
1,45	302,58	288,00	304,33	288,16
1,72	301,65	290,00	294,00	298,33
1,96	299,58	291,25	295,08	297,22
2,34	306,50	303,42	312,83	309,00
2,65	309,00	298,50	321,33	311,50

$\lambda/\mu\text{m}$	GaAs _{hr}		GaAs _{sw}	
	θ_1/rad	θ_2/rad	θ_1/rad	θ_2/rad
1,06	5,03	5,46	5,14	5,18
1,29	5,31	5,00	5,23	5,11
1,45	5,28	5,02	5,31	5,03
1,72	5,26	5,06	5,13	5,20
1,96	5,22	5,08	5,15	5,18
2,34	5,34	5,29	5,45	5,39
2,65	5,39	5,20	5,60	5,43

Tabelle 4: Normierter Drehwinkel θ_n in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und der Länge L - in Rad ausgerechnet.

$\lambda/\mu\text{m}$	GaAs _{hr}	GaAs _{sw}
	$\frac{\theta_n}{L}$ in $\frac{1}{\text{mm}}$	$\frac{\theta_n}{L}$ in $\frac{1}{\text{mm}}$
1,06	0,042	0,016
1,29	0,031	0,044
1,45	0,024	0,103
1,72	0,019	0,027
1,96	0,014	0,013
2,34	0,005	0,024
2,65	0,017	0,063

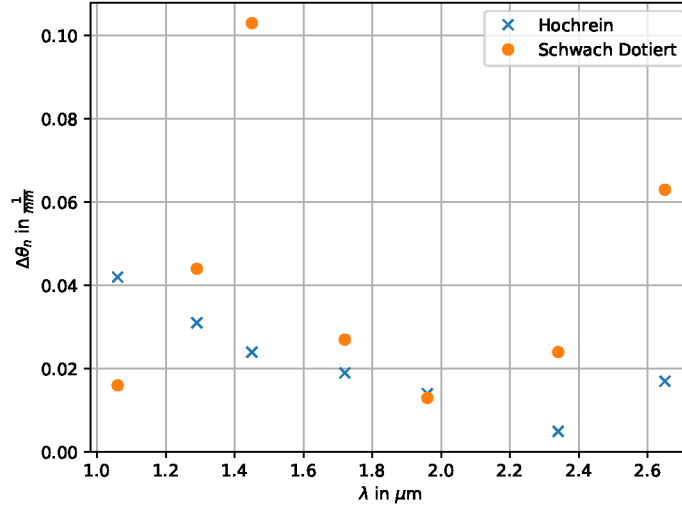


Abbildung 6: Normierter Drehwinkel $\Delta\theta_n$ aufgetragen für alle untersuchten Proben in Abhängigkeit der Wellenlänge λ . Zu sehen ist, dass es sich bei der schwachen Dotierung kein linearer Zusammenhang ergeben hat und somit kein Verlauf existiert.

wobei a die Steigung und b der y-Achsenabschnitt sind, bestimmen, wenn $\frac{\Delta\theta_{\text{norm}}}{L}$ gegen λ^2 aufgetragen wird. Der y-Achsenabschnitt b beträgt in diesem Fall den Wert 0 und wird im weiteren Verlauf für die Berechnung der effektiven Masse vernachlässigt. Der Wert mit einem * aus der Tabelle 5 wird in der folgenden Ausgleichsrechnung nicht beachtet, da dieser stark von den sonstigen Messwerten abweicht. Mit der jeweiligen Steigung a der Ausgleichsgeraden ergibt sich durch Vergleich mit der Gleichung 19 für die effektive Elektronenmasse:

$$m^* = \sqrt{\frac{e^3 NB}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 n a}} \quad (21)$$

Über Formel 20 wird die Steigung und der Fehler der Ausgleichsgerade vom Python-Modul Scipy curve_fit berechnet. Es wird $\frac{\Delta\theta_{\text{norm}}}{L}$ gegen λ^2 in die Abbildung 7 aufgetragen und es ergibt sich für die Steigung a der folgende Wert:

$$a = (0,003\,503 \pm 0,003\,041) \frac{\text{rad}}{\mu\text{m}^2 \text{ mm}} = (3,503 \pm 3,041) \cdot 10^{12} \frac{\text{rad}}{\text{m}^3}$$

Der Fehler der effektiven Masse Δm^* ergibt sich über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung zu:

$$\Delta m^* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e^3 NB}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 n a^3}} \cdot \Delta a \quad (22)$$

wobei Δa der Fehler der Steigung a aus der Ausgleichsrechnung ist. Es ergibt sich die hieraus nach Gleichung 21 berechnete effektive Masse (Fehler nach Gleichung 22) und

das Verhältnis $\frac{m^*}{m_e}$ der berechnete effektive Masse zur Elektronenmasse[1] wie folgt:

$$m^* = (1,055 \pm 0,045) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\frac{m^*}{m_e} = 0,115 \pm 0,0049$$

Für den wellenlängenabhängigen Brechungsindex n von GaAs wird auf Grund der hohen Konstanz im Infraroten Bereich der Wert $n = 3,35$ für die weitere Berechnung festgelegt. Dieser ergibt sich aus den Daten[2] für eine Wellenlänge von $\lambda = 1771,4 \text{ nm}$, was in etwa der mittleren Wellenlänge während der Versuchsdurchführung entspricht.

Tabelle 5: Die Differenz der normierten Drehwinkel θ_n in Abhängigkeit der Wellenlänge λ und der Länge L . Der Wert bei einer Wellenlänge von $1,45 \mu\text{m}$ mit * wird nicht bei der Ausgleichsrechnung beachtet.

GaAs _{sw}	
$\lambda/\mu\text{m}$	$\frac{\Delta\theta_{\text{norm}}}{L}$ in $\frac{1}{\text{mm}}$
1,06	0,026
1,29	0,013
1,45	0,079*
1,72	0,008
1,96	0,001
2,34	0,019
2,65	0,046

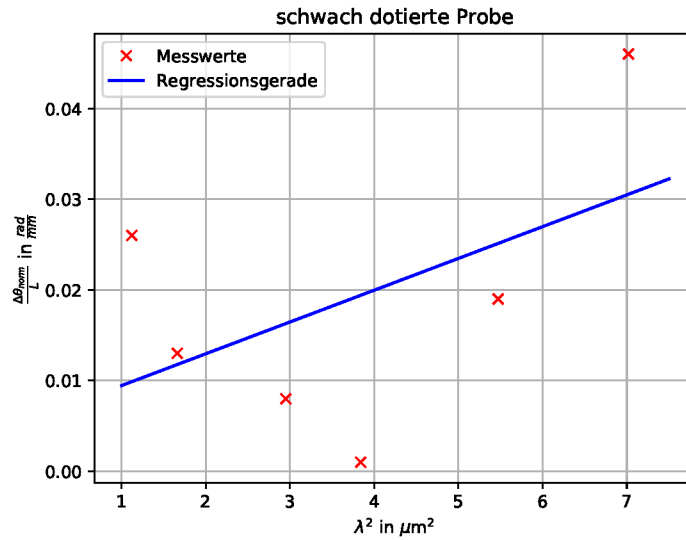


Abbildung 7: Lineare Ausgleichsrechnung für die Bestimmung der effektiven Elektronenmasse für die schwach dotierte Probe.

5 Diskussion

Das Ziel des Versuches Faraday-Effekt war die effektive Masse von Elektronen in Halbleitern bzw. in Galliumarsenid zu ermitteln. Die Aufgaben dieses Versuchs bestanden darin die Messdaten vom B-Feld gegen z aufzutragen und daraus das maximale B-Feld abzulesen und am Ende mit Hilfe von der ermittelten Differenz der Drehwinkel die effektive Masse zu bestimmen. In Tabelle 6 wird das Ergebnis für den experimentellen Wert der effektiven Masse aufgelistet sowie die Literaturangaben für Galliumarsenid[4].

Tabelle 6: Berechnete effektive Elektronenmasse m^* , berechnetes Verhältnis m^*/m_e und Vergleich mit Literaturangaben[4].

	schwach dotiert
$m^*/10^{-31} \text{ kg}$	$1,055 \pm 0,045$
$\frac{m^*}{m_e}$	$0,115 \pm 0,0049$
$\frac{m}{m_{\text{lit}}}$	0,067
Abweichung /%	41,73

Der Literaturwert für die effektive Elektronenmasse pro Elektronenmasse liegt bei 0,067 und das experimentelle Ergebnis weicht davon um 41,73 % ab. Dies ist eine große Abweichung und für die Entstehung dieser Abweichung werden unten mögliche Fehlerquellen beschrieben.

Aufgrund des Versuchsaufbaus ergeben sich diverse Fehlerquellen: Bei der Messung er-

gab sich ein inhomogenes Magnetfeld im Bereich der Probenposition, wobei das Maximum des bestimmten Feldes leicht abseits der ungefähren Probenposition lag.

Die Nullabstimmung am Oszilloskop während der Winkelbestimmung erwies sich in vielen Fällen als schwierig, da das Minimum in einem kleinen Winkelintervall mit folglich steilen Flanken lag. Da das Oszilloskop bei niedrigen Signalen einige Zeit gebraucht hat, um sich nachzujustieren, war es äußerst kompliziert, das tatsächliche Minimum zu bestimmen. Die Ursache für die Abweichung ist sicherlich der unsensible Minimal Abgleich am Oszilloskop. Das recht stark schwankende Signal erlaubte kaum eine exakte Bestimmung der Drehwinkel. Die Ursache für das stark schwankende Signal könnte in Frequenzschwankungen des Lichtszerhackers liegen. Zum anderen liegt noch ein Messfehler beim Ablesen der Winkel am Goniometer. Diese Ungenauigkeit zeigt sich in der Abbildung 7, da einige Messwerte vom linearen Zusammenhang zwischen θ und λ^2 abweichen, zum Teil so stark, dass sie aus der Ausgleichsrechnung ausgeschlossen werden müssen. Auch in der Abbildung 6 ist zu sehen, dass es keinen linearen Zusammenhang bei den Messwerten ergeben hat.

Prinzipiell ist anzunehmen, dass die optischen Elemente nicht optimal justiert worden sind, was weitere Fehler in den Daten erzeugt. Auch Intensitätsschwankungen der Lampe lassen sich als Fehlerquelle nicht ausschließen. In der Auswertung wurden Dispersionseffekte im Brechungsindex vernachlässigt.

Literatur

- [1] Chemie.de. *Elektron*. 2019. URL: <http://www.chemie.de/lexikon/Elektron.html> (besucht am 17.01.2019).
- [2] Filmmetrics. *Brechungsindex von Gallium Arsenide*. 2019. URL: <https://www.filmetrics.de/refractive-index-database/GaAs/Gallium-Arsenide> (besucht am 17.01.2019).
- [3] TU Dortmund: Physikalisches Praktikum. *Versuch 46: Faraday-Effekt an Halbleitern*. 2019. URL: <http://129.217.224.2/HOME/PAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V46.pdf> (besucht am 16.01.2019).
- [4] Bart J. Van Zeghbroeck. *Effective mass in semiconductors*. 2019. URL: <http://ecee.colorado.edu/~bart/book/effmass.html> (besucht am 17.01.2019).