

Versuch Nr.V46

Faraday-Effekt

Jana Schlücking
jana.schluecking@tu-dortmund.de

Benedikt Sander
benedikt.sander@tu-dortmund.de

Durchführung: 05.12.2022

Abgabe: 14.12.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Zielsetzung	3
1.2	Bandstruktur und effektive Masse	3
1.3	Zirkulare Doppelbrechung	4
1.4	Der Faraday-Effekt	6
2	Aufbau und Durchführung	7
3	Auswertung	10
3.1	Bestimmung des maximalen Magnetfeldes	10
3.2	Darstellung der Messergebnisse	11
3.3	Ermittlung der effektiven Masse	11
4	Diskussion	15
5	Anhang	16

1 Theorie

1.1 Zielsetzung

Das Ziel dieses Versuches ist die Untersuchung der effektiven Masse m^* von Leitungselektronen in GaAs und InGaAs. Dies geschieht über die Bestimmung der Faraday-Rotation einzelner Wellenlängen λ in den Materialien.

1.2 Bandstruktur und effektive Masse

Im Allgemeinen lassen sich die möglichen Energieniveaus von Elektronen in kristallinen Festkörpern über die Bandstruktur beschreiben. Dabei werden die über das Pauli-Prinzip möglichen Energieniveaus gegen den Wellenvektor \vec{k} aufgetragen. Für eine sehr große Anzahl der Niveaus gehen die einzelnen Niveaus in kontinuierliche Bänder über. Für eine nicht betrachtete Änderung der Wellenzahl k sind die Bandkanten linear. Dies ist schematisch für verschiedene Materialien in Abbildung 1 dargestellt.

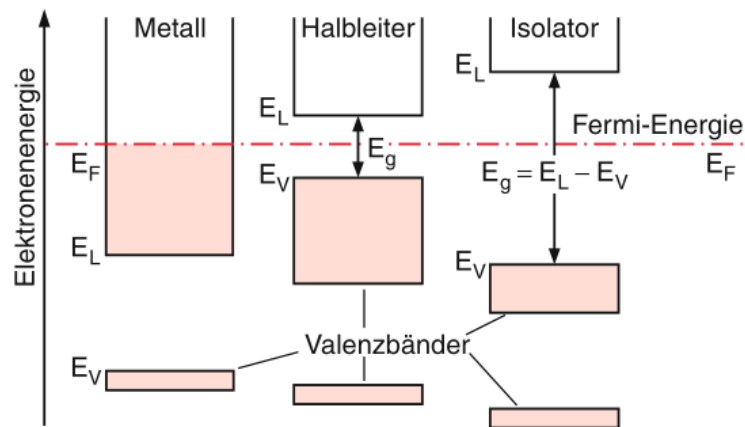


Abbildung 1: Die schematische Bandstruktur für ein Metall, einen Halbleiter und einen Isolator [18].

Für Metalle ist das Valenzband voll besetzt, im Leitungsband sind aber auch Niveaus gefüllt. Diese führen dazu, dass Metalle bei niedrigen Temperaturen leitfähig sind, da Elektronen höher energetische Niveaus annehmen können und damit beschleunigt werden können. Für Halbleiter und Isolatoren ist das Valenzband voll besetzt, das Leitungsband aber leer. Die Materialien können also nicht leiten, da die Elektronen ihre Niveaus nicht ändern können. Bei Halbleitern ist die Bandlücke allerdings so klein, dass für große Temperaturen Elektronen in das Leitungsband wechseln können, wodurch das Material leitfähig wird.

Bei Raumtemperatur ist dieser Effekt relativ klein, lässt sich aber durch Dotierung des Materials erhöhen. Dabei ist zwischen n - und p -Dotierung zu unterscheiden. Bei

n -Dotierung werden Fremdatome die ein zusätzliches Valenzelektron besitzen, eingebracht. Diese sind die sogenannten Donatoren. Die Energieniveaus der zusätzlichen Elektronen sind dabei kurz unter der Bandkante angesiedelt, sodass weniger thermische Energie für Elektronen benötigt wird, um ins Leitungsband zu wechseln. Dadurch wird bei Raumtemperatur schon eine signifikante Leitfähigkeit erreicht.

Für p -Dotierung wird ein Atom mit einer zusätzlichen Leerstelle, den sogenannten Akzeptoren eingebracht. Deren Niveau ist knapp über der Valenzbandkante angesiedelt. Der Übergang in dieses Niveau benötigt weniger Energie, wodurch eine Leerstelle im Valenzband frei wird, die zu Lochleitfähigkeit führt. Diese Niveaus sind in Abbildung 2 dargestellt.

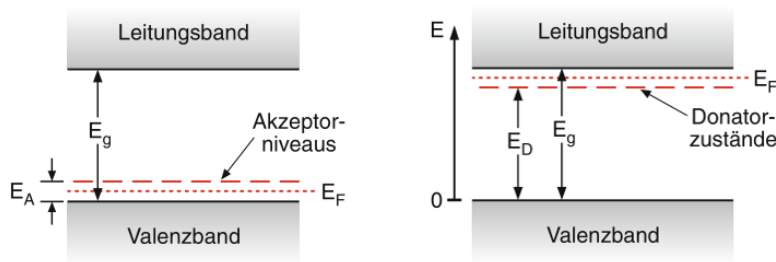


Abbildung 2: Der schematische Aufbau der Bandstruktur für einen dotierten Halbleiter. Dabei sind auch noch die Fermi-Energie und das Donator-, sowie das Akzeptor-Niveau, aufgetragen[18].

Um die Bewegung der Elektronen zu beschreiben wird das Konzept der effektiven Masse m^* eingeführt. Dabei wird berücksichtigt, dass sich die Elektronen nicht in einem freien Gas bewegt, sondern in einem periodischen Potential. Dafür lässt sich für die Näherung in einem lokalen Minimum des Potentials, für die Beschleunigung der Elektronen nach Newton, die Gleichung

$$a = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \cdot qE$$

aufstellen. Dabei ist a die Beschleunigung, q die Ladung des Elektrons und E das externe elektrische Feld. Der Vergleich mit dem zweiten Newtonschen Gesetz ergibt dann

$$m^* = \hbar^2 \frac{dk^2}{d^2 \epsilon} \quad .$$

Dabei ist m^* in der Regel ein Tensor, da die effektive Masse richtungsabhängig sein kann. Bei hinreichend hoher Symmetrie des Kristalls wird m^* ein skalar.

1.3 Zirkulare Doppelbrechung

Wenn ein linear polarisierter Lichtstrahl auf ein optisch aktives Medium fällt, dreht sich die Polarisationssebene beim Durchlaufen des Materials um den Winkel θ . Dies wird als

zirkulare Doppelbrechung bezeichnet. Dies ist schematisch in Abbildung 3 dargestellt.

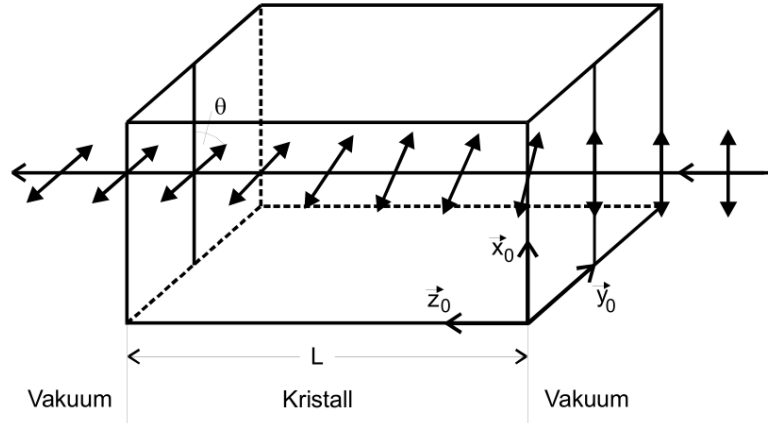


Abbildung 3: Eine schematische Darstellung der Drehung der Polarisationssebene in optisch aktiven Materialien [1].

Dieser Effekt kann damit erklärt werden, dass links- und rechts-polarisiertes Licht in Materialien unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten besitzen können. Und da eine linear polarisierte Welle als Superposition einer links- und rechts-polarisierten Welle beschrieben werden kann, führen die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten bis zum Austritt aus dem Material zu einer Drehung der Polarisationssebene.

Mathematisch lässt sich die Superposition der elektrischen Felder über

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

beschreiben. Die Rotation berechnet sich dann über

$$\theta = \frac{d}{2} (k_R - k_L) = \frac{d\omega}{2} \left(\frac{1}{v_{ph,R}} - \frac{1}{v_{ph,L}} \right) = \frac{d\omega}{2c} (n_R - n_L) \quad (1)$$

wobei für die Wellenzahlen $k_L \neq k_R$ gilt. Dabei ist d die Dicke des Materials, $v_{ph} = \frac{\omega}{k}$ die Phasengeschwindigkeit und n der Brechungsindex.

In Kristallen lässt sich die zirkulare Doppelbrechung darauf zurückführen, dass der Lichtstrahl Dipolmomente induzieren kann. Diese entstehen durch Leitungselektronen die mit Atomrümpfen wechselwirken oder durch die Kerne selber. Durch die einzelnen Dipole wird eine Gesamtpolarisation des Materials \vec{P} hervorgerufen. Für diese gilt

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad ,$$

mit ϵ_0 als dielektrische Konstante und χ als elektrische Suszeptibilität. Im Allgemeinen, für anisotrope Kristalle, ist χ ein Tensor, der nur für Isotrope Kristalle zu einem Skalar wird. Für doppelbrechende Materialien lässt er sich über

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix} \quad (2)$$

beschreiben. Mit Hilfe davon, der Wellengleichung einer ebenen Welle

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$$

und der dielektrischen Verschiebung

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

lässt sich der Ausdruck

$$k_{\pm} = \frac{\omega}{c} \sqrt{(1 + \chi_{x,x}) \pm \chi_{x,y}} \quad (3)$$

für die Wellenzahlen der unterschiedlichen Polarisationsrichtungen herleiten. Für die Phasengeschwindigkeiten bedeutet dies

$$v_{\text{Ph,R}} = \frac{c}{\sqrt{(1 + \chi_{x,x}) + \chi_{x,y}}}$$

und

$$v_{\text{Ph,R}} = \frac{c}{\sqrt{(1 + \chi_{x,x}) - \chi_{x,y}}} \quad .$$

Über Gleichung 3 und Gleichung 1 ergibt sich dann

$$\theta = \frac{d\omega}{c} ((1 + \chi_{x,x}) + \chi_{x,y} - (1 + \chi_{x,x}) - \chi_{x,y})$$

was sich für kleine $\chi_{x,y}$ zu

$$\theta \approx \frac{d\omega}{2cn} \chi_{x,y}$$

nähern lässt.

1.4 Der Faraday-Effekt

Für optisch inaktive Materialien gilt für die Nebendiagonalelemente $\chi_{i,j} = 0$, wodurch sie nicht zirkular doppelbrechend sind. Allerdings lässt sich dies durch Anlegen eines externen Magnetfeldes parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts ändern. Dort führt das elektromagnetische Feld des Lichts zu einer kreisförmigen Bewegung von Ladung im Material. Diese wiederum erzeugt selbst ein Magnetfeld, welches für eine Polarisationsrichtungen parallel zum externen Magnetfeld ist und für die andere entgegengesetzt. Dies führt zu einer Änderung der Phasengeschwindigkeiten der verschiedenen Polarisationen. Für ein gebundenes Elektron lässt sich die Rotation über die Bewegungsgleichung

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

herleiten, wobei e_0 [7] die Elektronenladung und m die Masse des Teilchens ist. Außerdem ist B das Magnetfeld, K eine Kopplungskonstante und \vec{r} die Auslenkung aus der Ruhelage.

Das Magnetfeld der Lichtwelle und Dämpfung werden dabei vernachlässigt. Wegen des großen ω des Lichtfeldes treten nur induzierte Dipole auf, da die permanenten auf Grund ihrer hohen Relaxationzeit dem Feld nicht folgen können. Deswegen gilt für die Verschiebungspolarisation

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

mit N als Zahl der Elektronen pro Volumen. Über weitere Umformungen und einsetzen führt dies zu der Relation

$$\theta(\lambda) \approx \frac{2\pi^2 e_0^3 c}{\epsilon_0 m^2 \lambda^2 \omega_0^4} \frac{NBd}{n} \quad .$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des Lichts und ω_0 die Resonanzfrequenz in der Größenordnung $\approx (10^{-14} - 10^{-15})$ Hz. Im Grenzfall $\omega_0 \rightarrow 0$ wird m durch m^* ersetzt. Dann gilt für die Faraday-Rotation pro Einheitslänge $\theta_{\text{frei}} = \frac{\theta}{d}$

$$\theta_{\text{frei}} = \frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{1}{(m^*)^2} \lambda^2 \frac{NB}{n} \quad . \quad (4)$$

2 Aufbau und Durchführung

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 4 dargestellt. Er besteht aus einer Halogenlampe, deren Lichtstrahl über eine Linse parallelisiert wird und dann auf einen Lichtzerhacker trifft. Anschließend wird der Strahl mit Hilfe eines Glan-Thompson-Prismas aus Kalkspat linear polarisiert. Der Winkel, unter dem der Strahl polarisiert wird kann über ein Goniometer eingestellt werden. Im Strahlengang hinter dem Prisma werden die zu untersuchenden GaAs- oder InGaAs-Proben in den Luftspalt eines Elektromagneten eingebracht. Der Magnet ist dabei an eine regelbare Konstantstromquelle angeschlossen. Hinter dem Magneten und der Probe ist ein austauschbarer Interferenzfilter im Strahlengang angebracht. Anschließend wird der Strahl von einem weiteren Glan-Thompson-Prisma in zwei orthogonal polarisierten Strahlen aufgespalten. Diese werden auf zwei Photozellen fokussiert, deren Ausgangssignale an einem Differenzverstärker anliegen. Der Differenzverstärker gibt eine Spannung aus, die proportional zur Differenz der Eingangsspannungen ist. Dies bedeutet, dass das Signal für identische Phase und Amplitude der Eingangspulse verschwindet.

Dessen Ausgangssignal liegt an einem Selektivverstärker an. Dieser verstärkt Signale in einem ausgewählten Frequenzbereich, welcher auf die Frequenz des Lichtzerhackers abgestimmt wird ist. Auf diese Weise wird der Einfluss des Signalhintergrunds der Photowiderstände minimiert. Der Selektivverstärker liegt an einem Oszilloskop an, welches als Nulldetektor verwendet wird. Damit ermittelt man das Nullsignal des Differenzverstärkers.

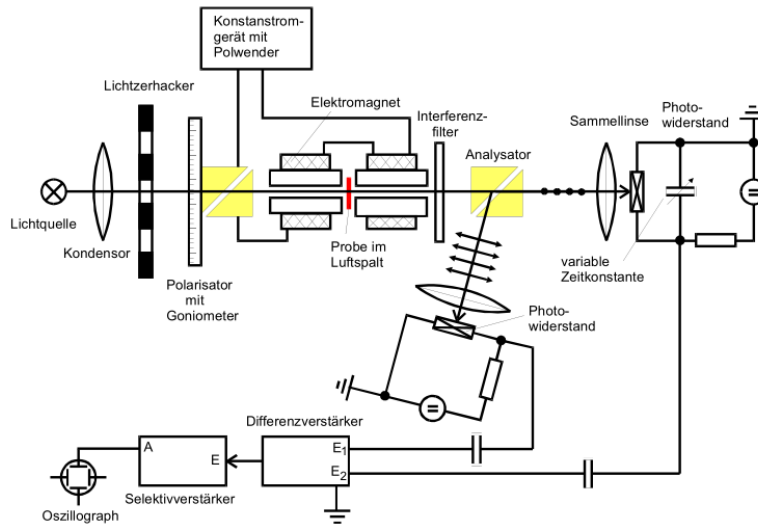


Abbildung 4: Der schematische Versuchsaufbau der zur Untersuchung des Faraday-Effektes verwendet wird [17].

Zuerst wird der Aufbau justiert. Dafür werden Probe, Interferenzfilter sowie das Gehäuse der Photowiderstände entfernt. Anschließend wird überprüft ob der Polarisationsprisma orthogonal auf der Ausbreitungsrichtung des Strahls steht. Dafür muss bei Rotation des Prismas eine der vom zweiten Glenn-Thompson-Prisma ausgegebenen Intensitäten zum Verschwinden gebracht werden können. Ist dies nicht erfüllt muss der erste Prisma vorsichtig gedreht werden.

Anschließend wird überprüft, ob die Ausgangsstrahlen des zweiten Prismas auf die beiden Photowiderstände abbilden und ob durch Drehung des ersten Prismas die Intensität vollständig zwischen den beiden Widerständen umgeschaltet werden können. Um dies zu gewährleisten, können die Photozellen verschoben werden.

Zuletzt wird der Selektivverstärker eingestellt. Dafür werden der Differenzverstärker, der Selektivverstärker und das Oszilloskop, wie in Abbildung 4 dargestellt, angeschlossen. Dann werden der Lichtzerhacker, sowie der Selektivverstärker auf auf 450 Hz gestellt. Des Weiteren wird der Gütefaktor $Q = 100$, welcher ein Maß für die Durchlassbreite ist, eingestellt. Außerdem werden die drei Frequenzstellknöpfe so eingestellt dass, das am Oszilloskop gemessene Signal maximal wird. Zuletzt wird ein Interferenzfilter in den Aufbau eingebracht und überprüft ob minimale Intensitätsamplituden sich bei Drehung des ersten Polarisationsprismas mit einer Periode von 90° wiederholen.

Für die Messung wird eine der drei Proben und einer der Interferenzfilter in den Aufbau eingebracht. Nun wird das Magnetfeld auf den maximalen Wert eingestellt und der Winkel so justiert, dass die Intensitätsamplitude am Oszilloskop minimal wird. Der damit korrespondierende Winkel wird vom Goniometer abgelesen und notiert. Dann wird das Magnetfeld umgepolt und das Vorgehen wiederholt. Dies wird erst für 9 Interferenzfilter

von $1,06\,\mu\text{m}$ bis $2,65\,\mu\text{m}$ durchgeführt und dann noch einmal für die anderen Isotope wiederholt.

Zuletzt wird die Magnetfeldstärke in der Lücke zwischen den Magneten ausgewertet. Dafür wird dort eine Hall-Sonde eingebracht und über einen Bereich von $d = 20\,\text{mm}$ mit $\Delta d = 1\,\text{mm}$ das Magnetfeld ausgemessen.

3 Auswertung

3.1 Bestimmung des maximalen Magnetfeldes

Zuerst wird das Magnetfeld am Feld der Probe ermittelt. Dazu wird das Magnetfeld in Abhängigkeit der z -Komponente gemessen. Die Werte sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Die aufgenommenen Werte der Messung des Magnetfeldes.

z / cm	B / mT	z / cm	B / mT
-10	-203	0	-422
-9	-261	1	-422
-8	-309	2	-422
-7	-344	3	-420
-6	-367	4	-416
-5	-389	5	-410
-4	-400	6	-401
-3	-409	7	-389
-2	-414	8	-372
-1	-418	9	-350
0	-422	10	-312

Die absoluten Messwerte sind in Abbildung 5 grafisch dargestellt. Die maximal Magnetfeldstärke entspricht der am Ort der Proben. Der damit korrespondierende Wert lautet

$$B_{\max} = 422 \text{ mT} \quad . \quad (5)$$

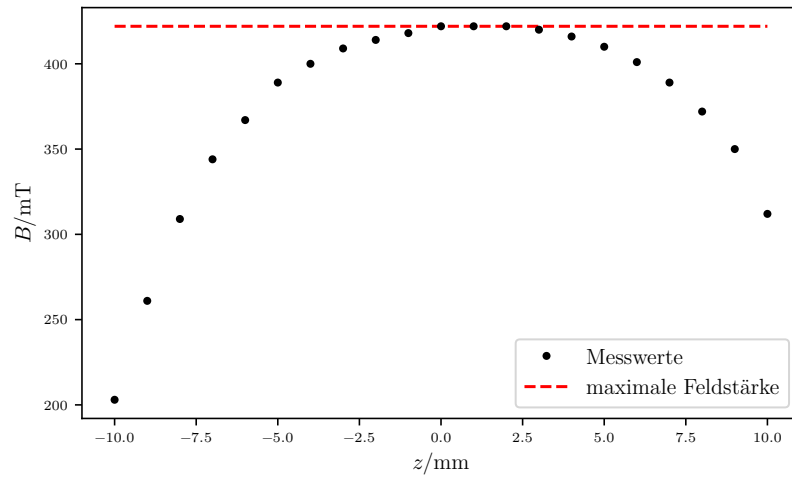


Abbildung 5: Die absoluten Werte der Magnetfeldmessung aufgetragen gegen den z -Abstand.

3.2 Darstellung der Messergebnisse

Es werden für die beiden Polungsrichtungen des Magnetfeldes jeweils ein Winkel θ_i ermittelt, wie es in der Durchführung beschrieben ist. Der eigentliche Winkel, mit dem die Polarisation gedreht wird, ist somit

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

Zur Ermittlung der effektiven Masse werden die gemessenen Winkel auf die Länge der Probe normiert.

Für die reine GaAs-Probe sind die Daten in Tabelle 2 zu finden. Für die $N = 1,2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ dotierte Probe sind die Winkel in Tabelle 3 und für die mit $N = 2,8 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ dotierte Probe in Tabelle 4 zu finden.

In Abbildung 6 sind die normierten Winkel θ_{frei} gegen λ^2 aufgetragen.

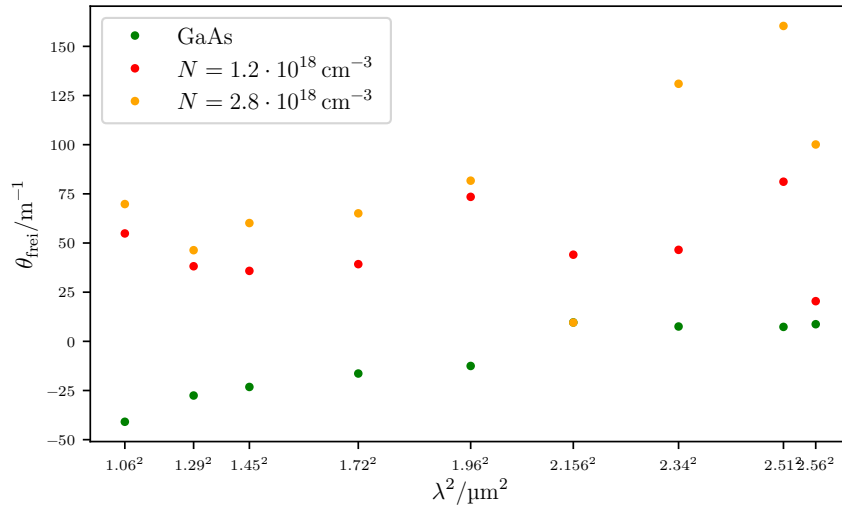


Abbildung 6: Die auf die Länge normierten Winkel der verschiedenen Proben.

3.3 Ermittlung der effektiven Masse

Zur Berechnung der effektiven Masse wird nun an den Ausdruck

$$\Delta\theta = \left(\frac{\theta}{d}\right)_{\text{rein}} - \left(\frac{\theta}{d}\right)_{\text{Probe}}$$

eine lineare Ausgleichsfunktion der Form

$$\Delta\theta = a \cdot \lambda^2 + b$$

Tabelle 2: Die gemessenen Winkel der reinen GaAs-Probe der Länge $d = 5,11$ mm.

$\lambda / \mu\text{m}$	θ_1	θ_2	θ	$\frac{\theta}{d}$
1,060	2,602	3,020	-0,209	-40,901
1,290	4,277	4,559	-0,141	-27,552
1,450	2,611	2,848	-0,119	-23,197
1,720	2,683	2,850	-0,084	-16,366
1,960	2,756	2,884	-0,064	-12,524
2,156	2,915	2,816	0,049	9,620
2,340	3,303	3,226	0,039	7,543
2,510	3,730	3,655	0,038	7,343
2,560	3,064	2,975	0,045	8,710

Tabelle 3: Die gemessenen Winkel einer InGaAs-Probe der Länge $d = 1,36$ mm und der Dotierung $N = 1,2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$.

$\lambda / \mu\text{m}$	θ_1	θ_2	θ	$\frac{\theta}{d}$
1,060	4,349	4,200	0,075	54,862
1,290	4,364	4,260	0,052	38,179
1,450	4,373	4,275	0,049	35,826
1,720	4,362	4,255	0,053	39,249
1,960	4,390	4,191	0,100	73,471
2,156	4,374	4,254	0,060	44,061
2,340	3,347	3,220	0,063	46,521
2,510	3,586	3,365	0,110	81,171
2,560	3,023	2,967	0,028	20,426

Tabelle 4: Die gemessenen Winkel einer InGaAs-Probe der Länge $d = 1,296$ mm und der Dotierung $N = 2,8 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$.

$\lambda / \mu\text{m}$	θ_1	θ_2	θ	$\frac{\theta}{d}$
1,060	4,330	4,150	0,090	69,804
1,290	2,971	2,851	0,060	46,349
1,450	2,944	2,788	0,078	60,153
1,720	2,986	2,818	0,084	65,091
1,960	3,092	2,880	0,106	81,700
2,156	3,202	3,177	0,012	9,539
2,340	3,495	3,156	0,170	130,967
2,510	3,823	3,407	0,208	160,370
2,560	3,247	2,987	0,130	100,105

angepasst. Hier wird *curve-fit* von Scipy genutzt. Anschließend kann aus der Steigung a wie folgt die effektive Masse bestimmt werden

$$m^* = \sqrt{\frac{e^3}{8\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{N \cdot B_{\max}}{n} \frac{1}{a}} \quad . \quad (6)$$

Dabei ist N die Donatorenkonzentration, n der Brechungsindex von reinem GaAs, welcher sich zu 3,3543 ergibt [14].

Zu der Probe mit $N = 1,2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ findet sich in Abbildung 7 die Gerade grafisch dargestellt. Die Parameter aus der Ausgleichsrechnung ergeben sich zu

$$a = (-8 \pm 4) \cdot 10^{12} \text{ 1/m}^3 \quad \text{und} \quad b = (88 \pm 17) \text{ 1/m} \quad .$$

Nach dem Einsetzen aller Größen in SI-Einheiten in Gleichung (6), ergibt sich

$$m^* = (6,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-32} \text{ kg} = (0,0712 \pm 0,0180) \cdot m_e$$

als Wert für die effektive Masse.

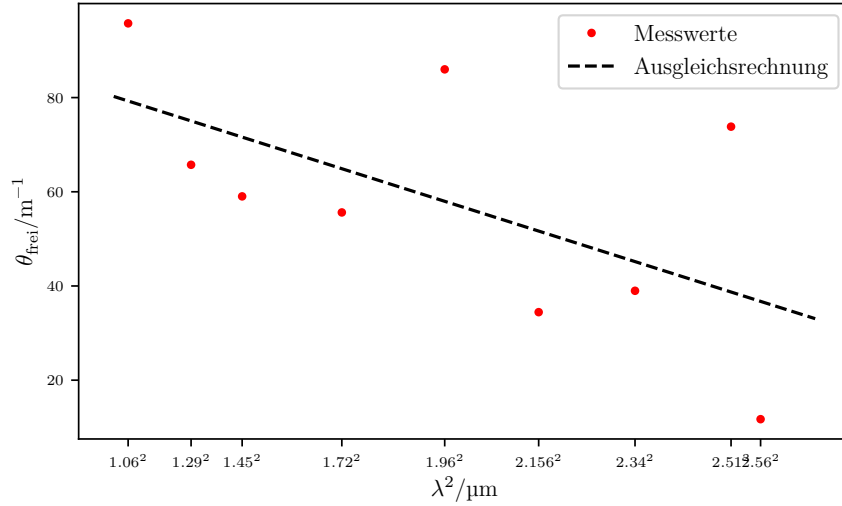


Abbildung 7: Die Differenz der normierten mit $N = 1,2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ dotierten InGaAs-Probe und undotierten Probe gegen die Wellenlänge zum Quadrat aufgetragen inklusive einer linearen Ausgleichsrechnung.

Die Ergebnisse der mit $N = 2,8 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ dotierten Probe sind grafisch in Abbildung 8 zu sehen. Für die Ausgleichsrechnung ergeben sich die Parameter zu

$$a = (4 \pm 8) \cdot 10^{12} \text{ 1/m}^3 \quad \text{und} \quad b = (74 \pm 33) \text{ 1/m} \quad .$$

Die effektive Masse der Elektronen berechnet sich zu

$$m^* = (1,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-31} \text{ kg} = (0,148 \pm 0,134) \cdot m_e \quad ,$$

nach Gleichung (6).

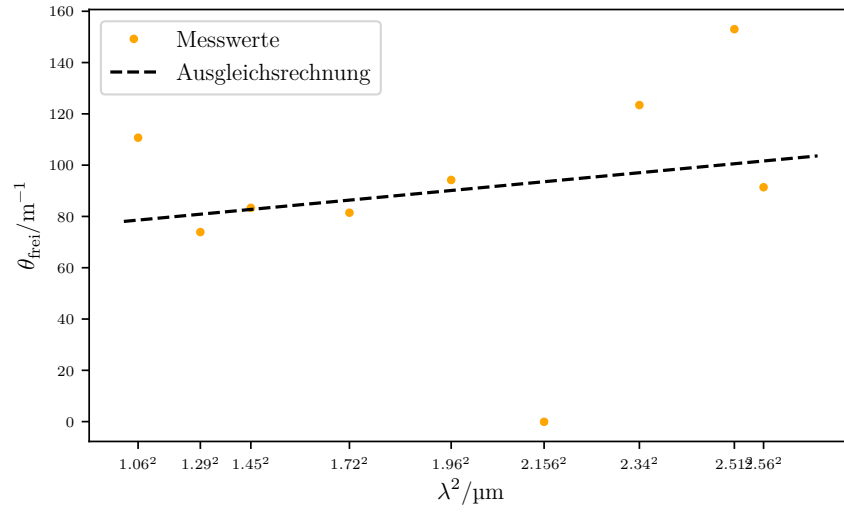


Abbildung 8: Die Differenz der normierten mit $N = 2,8 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ dotierten InGaAs-Probe und dotierten Probe gegen die Wellenlänge zum Quadrat aufgetragen, inklusive einer linearen Ausgleichsrechnung.

4 Diskussion

Die in diesem Versuch ermittelten effektiven Massen sind in Tabelle 5 aufgelistet und mit ihrem Theoriewert verglichen. Die relative Abweichung berechnet sich dabei nach

$$\Delta m^* = 1 - \frac{m_{\text{lit}}^*}{m_{\text{exp}}^*} \quad .$$

Tabelle 5: Die im Versuch ermittelten Größen im Vergleich mit ihren Literaturwerten.

N / cm^{-3}	m_{exp}^* / m_e	m_{lit}^* / m_e [5]	$\Delta m^* / \%$
$1,2 \cdot 10^{18}$	$0,071 \pm 0,018$	0,067	6,3
$2,8 \cdot 10^{18}$	$0,150 \pm 0,013$	0,067	120,6

In Tabelle 5 ist zu erkennen, dass gerade der zweite ermittelte Wert stark von den Literaturwerten abweicht. Jedoch ist dies verständlich bei Betrachtung der linearen Ausgleichsrechnung. Die Linearität ist nicht sehr deutlich zu sehen. Daher sind die Abweichungen als Folgefehler zu betrachten.

Zusätzlich kommen wahrscheinlich viele Abweichungen aus der Messmethode. Die Minimierung erfolgt nach Augenmaß am Oszilloskop und das Goniometer ist auch nur bedingt präzise abzulesen.

Der Versuchsablauf lief ohne größere Probleme. Die Spannung der Halogenlampe wurde früh während der Messungen auf 8 V gestellt, da sonst die Photowiderstände überladen waren. Einmal ist die Linse nach der Lichtquelle in seiner Halterung heruntergerutscht, dies wurde aber schnell bemerkt und die letzten 4 Messungen davor wiederholt.

5 Anhang

Farraday-Effekt

GaAs, hochrein
L = Interferenzfilter

$d = 5,11 \text{ mm}$

10 A, 18,2 V

← Lampe auf 9 V

λ	Θ_1	Winkel minuten	Θ_2	Winkel minuten
1,06 μm	149°	6	173°	37
1,29 μm	245°	4	261°	12
1,45 μm	149°	36	163°	11
1,72 μm	153°	43	163°	18
1,96 μm	157°	55	165°	15
2,156 μm	167°	0	161°	22
2,34 μm	189°	16	184°	51
2,51 μm	213°	343	209°	25
2,65 μm	175°	234	170°	28

GaAs $N = 1,2 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ $d = 1,36 \text{ mm}$

λ [nm]	Θ_1 (rot) [°]	[nm]	Θ_2 (blau) [°]	[nm]
1,06	249	10	240	37
1,29	250	1	244	4
1,45	250	33	244	58
1,72	249	54	243	47
1,96	251	33	240	06
2,156	250	35	243	43
2,34	191	45	184°	30
2,51	205	27	192	48
2,65	173	11	170	0

Abbildung 9: Die Originalmesswerte der Versuchsdurchführung.

GaAs $N = 2,8 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ $d = 1,296 \text{ mm}$

λ [nm]	Θ_1 (rot) [°]	Θ_1 (Wm) [nm]	Θ_2 (Wm) [nm]
1,06	248	0,7	237,45
1,29	170	15	163,22
1,45	168	42	154,46
1,72	127	06	161,26
1,96	122	09	165,01
2,156	183	27	162,02
2,34	200	16	180,49
2,51	219	02	195,13
2,65	186	01	171,09

Magnetfeldmessung

Ablesung in mm	B in mT	Ablesung in mm	B in mT
-10	-203	1	-422
-9	-261	2	-422
-8	-309	3	-420
-7	-344	4	-416
-6	-367	5	-410
-5	-389	6	-401
-4	-400	7	-389
-3	-404	8	-372
-2	-414	9	-350
-1	-418	10	-312
0	-422		

Mitte
11
270

Abbildung 10: Die Originalmesswerte der Versuchsdurchführung.

Literatur

- [1] *Anhang1, V46 - Der Faraday Effekt an Halbleitern*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2022.
- [2] Manuel Cardona. „Electron Effective Masses of InAs and GaAs as a Function of Temperature and Doping“. In: *Phys. Rev.* 121 (3 Feb. 1961), S. 752–758. DOI: 10.1103/PhysRev.121.752. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.121.752>.
- [3] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [4] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [5] P. Lawaetz. „Valence-Band Parameters in Cubic Semiconductors“. In: *Phys. Rev. B* 4 (10 Nov. 1971), S. 3460–3467. DOI: 10.1103/PhysRevB.4.3460. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.4.3460>.
- [6] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [7] *Literaturwert für die Elementarladung*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elementarladung.html> (besucht am 05.12.2020).
- [8] *Literaturwert für die Lichtgeschwindigkeit c*. 2020. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/lichtgeschwindigkeit/9012> (besucht am 05.12.2020).
- [9] *Literaturwert für die Ruhemasse eines Elektrons*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elektron.html> (besucht am 05.12.2020).
- [10] *Literaturwerte für das plancksche Wirkungsquantum*. 2020. URL: https://www.chemie.de/lexikon/Plancksches_Wirkungsquantum.html (besucht am 05.12.2020).
- [11] *Literaturwerte für die Rydberg-Konstante und Energie*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Rydberg-Konstante.html> (besucht am 06.12.2021).
- [12] *Literaturwerte für die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Feinstrukturkonstante.html>.
- [13] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [14] Edward D. Palik. „Gallium Arsenide (GaAs)“. In: *Handbook of Optical Constants of Solids*. Burlington: Academic Press, 1997. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780125444156500182>.

- [15] S.D. Smith, T.S. Moss und K.W. Taylor. „The energy-dependence of electron mass in indium antimonide determined from measurements of the infrared Faraday effect“. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 11.1 (1959), S. 131–139. ISSN: 0022-3697. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(59\)90051-4](https://doi.org/10.1016/0022-3697(59)90051-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369759900514>.
- [16] K. Sujatha. „Magneto-Optical Switches“. In: *Optical Switching*. John Wiley und Sons, Ltd, 2022. Kap. 4, S. 57–71. ISBN: 9781119819264. DOI: <https://doi.org/10.1002/9781119819264.ch4>. eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/9781119819264.ch4>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/9781119819264.ch4>.
- [17] *Versuchsanleitung zu Versuch V46: "Der Faraday Effekt"*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2022.
- [18] W.Demtröder. *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag, 2014.