

## V46 - Faraday-Effekt

Tabea Hacheney  
tabea.hacheney@tu-dortmund.de

Steffen Kober  
steffen.kober@tu-dortmund.de

Durchführung: 26.06.2023

Abgabe: 11.07.2023

Technische Universität Dortmund - Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>4</b>
2.1 Die Bandstruktur eines Halbleiters . . . . .	4
2.2 Effektive Masse . . . . .	5
2.3 Faraday-Rotation . . . . .	6
<b>3 Durchführung</b>	<b>8</b>
<b>4 Auswertung</b>	<b>10</b>
4.1 Untersuchung des verwendeten Magnetfeldes . . . . .	10
4.2 Bestimmung der effektiven Masse der Leitungselektronen . . . . .	10
<b>5 Diskussion</b>	<b>14</b>
<b>Literatur</b>	<b>15</b>
<b>Anhang</b>	<b>17</b>

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch soll die effektive Masse von Leitungselektronen von n-dotierten Galliumarsenid anhand von Faradayrotation bestimmt werden.

## 2 Theorie

Die benötigten theoretischen Grundlagen wie die Bandstruktur der Halbleiter, das Konzept der effektiven Masse und die Faraday-Rotation werden im folgenden Kapitel präsentiert.

### 2.1 Die Bandstruktur eines Halbleiters

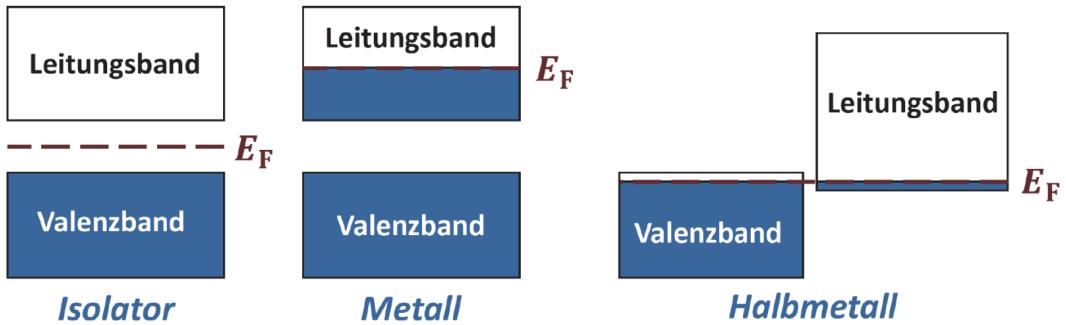
Das Modell der Bandstruktur beschreibt die Überlagerung diskreter Energieniveaus der Elektronen in einem Kristall, hervorgerufen durch ein gitterperiodisches Potential. Diese Überlagerung verursacht die Entstehung von Energiebändern und Bandlücken. Das Valenzband ist jenes, in dem Elektronen gebunden existieren, während jene im Leitungsband als delokalisiert angenommen werden können. Ob und unter welchen Bedingungen Elektronen im Leitungsband existieren können, bestimmen die Eigenschaften eines Materials.

Kristalle, dessen Bandlücke zwischen dem Valenz- und Leitungsband größer als 3 eV [1] ist, sind Isolatoren. Elektronen aus dem Valenzband können unter keinen Bedingungen in das Leitungsband angeregt werden. Für Metalle überlappen sich beide Bänder, wodurch das Material dauerhaft leitend wird. Falls eine Bandlücke zwischen Leitungs- und Valenzband existiert, welche klein genug ist ( $E_{\text{gap}} = 0 \text{ eV}$  bis  $3 \text{ eV}$ ) [1] um durch eine Anregung (z.B thermisch) überwunden zu werden, handelt es sich um einen Halbleiter. Hier kann bereits eine Anregung über thermische Strahlung reichen, also einer Umgebungstemperatur von über 0 K. Hierbei wird zwischen direkten und indirekten Halbleitern, bei denen entweder eine energetische Anregung oder eine zusätzliche Anregung über Phononen nötig ist, unterschieden. Bei dem ersten Fall liegen Maximum und Minimum des Valenz- und Leitungsband im  $E$ - $\vec{k}$ -Raum übereinander. Bei dem zweiten ist das Leitungsband um einen  $\vec{k}$ -Vektor verschoben, sodass Phononen im Prozess beteiligt sein müssen. Eine schematische Darstellung der Bandstrukturen von Isolatoren, Metallen und Halbleitern ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters kann durch eine Dotierung, der Einbringung eines Fremdatoms manipuliert werden. Bei den Atomen wird zwischen Donatoren (bei einer n-Dotierung) und Akzeptoren (bei einer p-Dotierung) unterschieden.

Ein Donator gehört einer höheren Ordnungsgruppe als die Kristallatome, wodurch das überschüssige Elektron des Fremdatoms nur leichte Kräfte erfährt und als delokalisiert betrachtet werden kann. Dadurch reichen bereits kleine Energien aus, um das Material leitend zu machen. Akzeptoren gehören einer niedrigeren Ordnungsgruppe an als die Atome des Kristalls, wodurch ein Überschuss an positiver Ladung folgt.

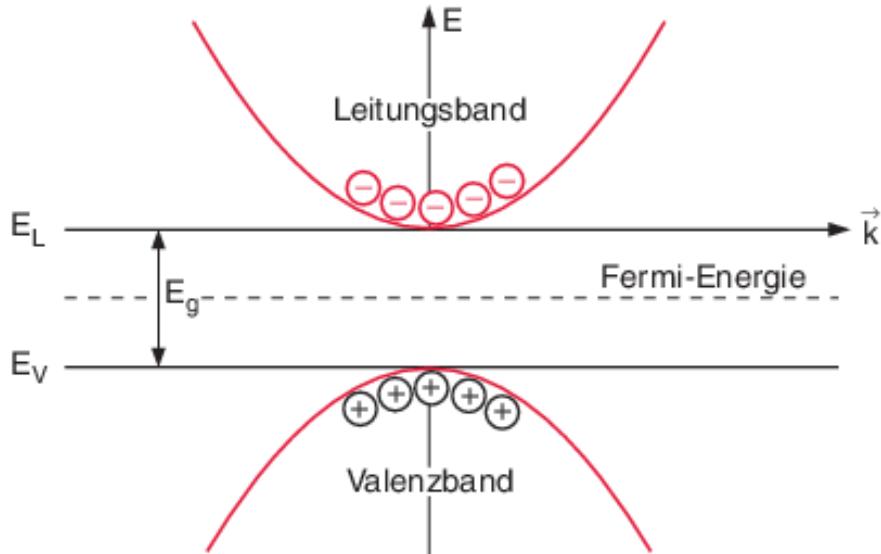
Einer der in diesem Experiment untersuchten Kristalle ist n-dotiertes Galliumarsenid (GaAs), welches ein direkter Halbleiter ist. Galliumarsenid hat eine Bandlücke von  $E_{\text{gap, GaAs}} = 1,42 \text{ eV}$ , wodurch es bei Raumtemperatur nur leicht leitend ist. Dieser Effekt wird durch die Dotierung verstärkt.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Bandstruktur von Isolatoren (links), Metallen (mitte) und Halbleitern (rechts).  $E_F$  bezeichnet hier die Fermienergie. [4]

## 2.2 Effektive Masse

Dadurch, dass auf die Elektronen in einem Kristall ein gitterperiodisches Potential wirkt, müssen diese Effekte auf die Bewegung des Elektrons bei der Beschreibung dessen berücksichtigt werden. Allerdings da das Potential periodisch ist, lässt sich der Effekt mithilfe dem Konzept der effektiven Masse kompensieren, wodurch es möglich ist das Elektron in harmonischer Näherung frei zu beschreiben. Die Bandstruktur im  $E-\vec{k}$ -Raum eines Halbleiters ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Da diese eine näherungsweise



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der Bandstruktur von direkten Halbleitern [2].

parabolische Form hat, kann man die Energie des Leitungsbandes zunächst mithilfe einer Taylorentwicklung zweiter Ordnung abgeschätzen:

$$\mathcal{T}_{(E(\mathbf{k}))} = E(0) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \left( \frac{\partial E^2}{\partial k_i^2} \Big|_{k=0} \right) k_i^2 + \mathcal{O}(E(\mathbf{k})^3)$$

Durch einen Vergleich mit  $E = \frac{\hbar k^2}{2m}$  lässt sich der Term so umformulieren, dass die sich ergebende Variable die Einheit einer Masse besitzt. Die effektive Masse wird folgend als

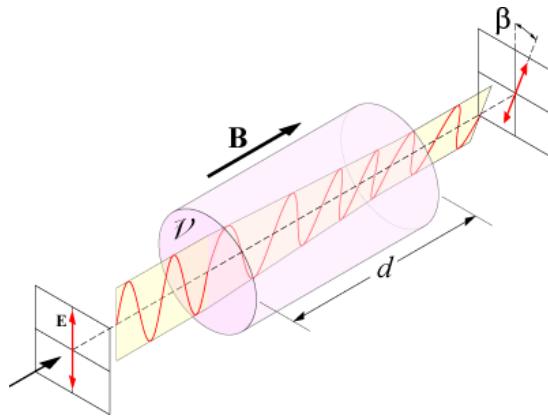
$$m_i^* = \frac{\hbar^2}{\left(\frac{\partial E^2}{\partial k_{i2}}|_{k=0}\right)}$$

definiert. Die effektive Masse ist durch das dreidimensionale Potential eines Kristalls eine Größe mit Tensoreigenschaften. Bei Kristallen hoher Raumsymmetrie, ist der Tensorcharakter der effektiven Masse allerdings vernachlässigbar und lässt sich als Skalar beschreiben. Dies ist bei Galliumarsenid der Fall.

## 2.3 Faraday-Rotation

Eine linear polarierte Welle besteht aus der Superposition zweier entgegengesetzt zirkular polarisierter Wellen. Durch unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten der zirkular polarisierten Wellen kann es bei der Propagation durch ein optisches aktives Medium zu einer Drehung der Polarisationsebene des linear polarisierten Lichts kommen. Dieser Effekt nennt sich zirkulare Doppelbrechung.

In optisch inaktiven Medien, wie Galliumarsenid, tritt dieser Effekt unter normalen Umständen nicht auf. Er kann allerdings durch Ausrichtung eines Magnetfeldes parallel zu Ausbreitungsrichtung des linear polarisierten Lichts erzwungen werden. Die zirkulare Doppelbrechung in optisch inaktiven Medien durch Einbringung eines Magnetfeldes nennt sich Faraday-Rotation und ist schematisch in Abbildung 2.3 gezeigt.



**Abbildung 2.3:** Darstellung der Drehung der Polarisationsebenen einer linear polarisierten Wellen, hervorgerufen durch die Faraday-Rotation [3]

Der Drehwinkel, um den die Polarisationsebene der Welle beim Eintritt in das Medium rotiert wird, ist durch

$$\theta = \frac{L\omega}{2} \left( \frac{1}{v_{\text{ph}, r}} - \frac{1}{v_{\text{ph}, l}} \right) = \frac{L\omega}{2c} (n_r - n_l) \quad (2.1)$$

gegeben. Der Unterschied der Brechungsindize der rechtszirkular polarisierten Welle  $n_r$  und linkszirkular polarisierten Welle  $n_l$  bestimmt also maßgeblich die Rotation. Ein weiterer Faktor ist die durchlaufene Strecke im Medium  $L$  und die Kreisfrequenz  $\omega$ .

Die Faraday-Rotation entsteht durch magnetisch induzierte elektrische Dipolmomente innerhalb des Kristalle, wodurch eine makroskopische Polarisation  $\vec{P}$  des Stoffs entsteht. Die Suszeptibilität, welche in direkten Zusammenhang mit der Phasengeschwindigkeit der zirkularen Wellen steht, ist von dem angelegten Magnetfeld abhängig über

$$\chi_{xy} = \frac{Ne_0^3\omega B}{\varepsilon_0 \left( (-m\omega^2 + K)^2 - (e_0\omega B)^2 \right)}, \quad (2.2)$$

wobei  $\chi_{xy}$  die Einträge des Suszeptibilitätstensor sind.

Mithilfe von

$$n_r = \sqrt{1 + \chi_{xx} + \chi_{xy}} \quad (2.3)$$

$$\text{und } n_l = \sqrt{1 + \chi_{xx} - \chi_{xy}} \quad (2.4)$$

sowie Gleichung 2.2 kann Gleichung 2.1 angenähert werden mit

$$\theta \approx \frac{L\omega}{2cn} \chi_{xy} \quad (2.5)$$

$$= \frac{e_0^3 \omega^2 NBL}{2\varepsilon_0 cm^2 \left( (\omega_0^2 - \omega^2)^2 - (\omega \cdot \omega_c)^2 \right) n}, \quad (2.6)$$

wobei  $\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}$  die Resonanzfrequenz,  $\omega_c = \frac{e_0 B}{m}$  als Zyklotronfrequenz und  $m$  die Masse ist. Die Mess- und Resonanzfrequenz liegt bei Galliumarsenid im Infrarotbereich, wodurch  $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg \omega^2 \omega_c^2$  gilt, kann der Drehwinkel in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  der Welle weiter genähert werden:

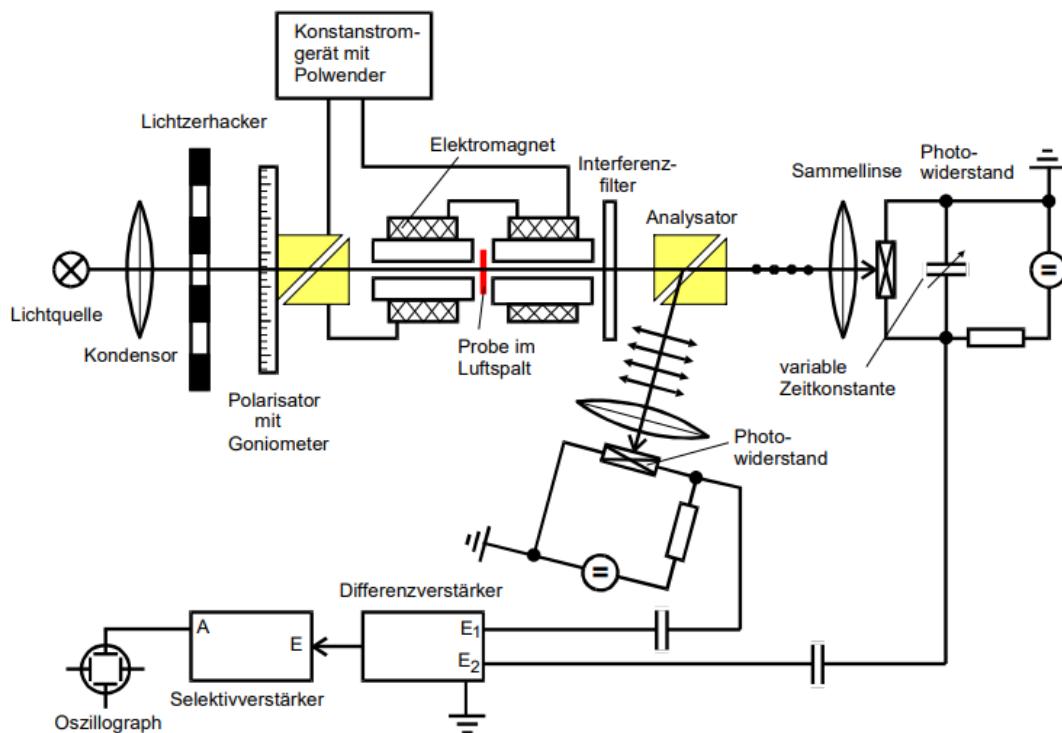
$$\theta \approx \frac{e_0^3 NBL 2\pi^2 c}{\varepsilon_0 m^2 \lambda^2 \omega_0^4 n}. \quad (2.7)$$

Für  $\omega_0 \rightarrow 0$  und der effektiven Masse folgt schließlich für die Rotation der Polarisationsebene pro Einheitslänge

$$\theta_{\text{frei}} \approx \frac{e_0^3 NB}{8\pi^2 \varepsilon_0 c^3 (m^*)^2 n} \cdot \lambda^2. \quad (2.8)$$

### 3 Durchführung

In diesem Kapitel wird der verwendete experimentelle Aufbau erklärt, sowie die Durchführung dieses Versuches erläutert. Eine Skizze des verwendeten Versuchsaufbaus ist in Abbildung 3.1 dargestellt.



**Abbildung 3.1:** Skizze des Versuchsaufbaus zur Messung des Faraday-Effekts. [6]

Die verwendeten Halbleiterproben GaAs sind hauptsächlich im Infrarot-Spektrum durchlässig. Daher wird als Strahlungsquelle eine Halogenlampe verwendet, welche ebenfalls hauptsächlich in diesem Bereich emittiert. Danach folgt eine Linse, welches das divergente Licht bündelt. Dann folgt ein Lichtzerhacker. Dieser teilt den Strahlengang des Lichtes in einzelne Bunches auf. Dies ist notwendig, weil die Photowiderstände durch ihren hohen Innenwiderstand erhebliche Rauschspannungen erzeugen. Das Aufteilen in Bunches ermöglicht dann die Messung über eine Wechsellichtmethode. Nach dem Zerhacker folgt ein Glan-Thompson-Prisma. Ein solches Prisma nutzt Totalreflexion und Doppelbrechung um lediglich linear-polarisiertes Licht zu propagieren. Mithilfe eines Goniometers kann dann der Polarisationswinkel abgelesen werden. Darauf folgt dann der Magnet mit einem Luftspalt. Das nun linear-polarisierte Licht propagiert durch den Magneten, in dessen Mitte sich die zu untersuchende Probe befindet. Dort tritt dann der Faraday-Effekt auf. Dieser sorgt für eine Rotation in der Polarisierung,

---

welche im Kapitel 2 erklärt wurde. Danach folgt ein Interferenzfilter, welcher lediglich für bestimmte Wellenlängen transmissiv ist und sonst absorbiert oder reflektiert. Weiter trifft der Strahl dann auf ein zweites Glan-Thompson-Prisma. Diese Prismen haben die Eigenschaft das Licht in zwei Strahlengänge mit orthogonaler Polarisation aufzuteilen. Dadurch kann dann ein Zweistrahlverfahren angewendet werden, welches eine hohe Winkelauflösung ermöglicht. Die Intensitäten der beiden Strahlen werden zunächst durch die Photowiderstände gemessen. Die Spannungen werden dann durch einen Differenzverstärker und Selektivverstärker auf einem Oszilloskop dargestellt. Der Faraday-Winkel kann dann gemessen werden, indem die Differenzspannung minimiert wird. Dabei wird der zugehörigen Winkel am Goniometer abgelesen. Dann muss das Magnetfeld umgepolzt werden. Dabei wird eine Vorrichtung verwendet, welche hohe Induktionsströme verhindert. Nach der Umpolung wird dann erneut ein Winkel für minimale Differenz abgelesen. Da damit zwei mal den Rotationswinkel gemessen wird muss der Winkel über

$$\Theta = \frac{1}{2} (\Theta_1 - \Theta_2) \quad (3.1)$$

berechnet werden.

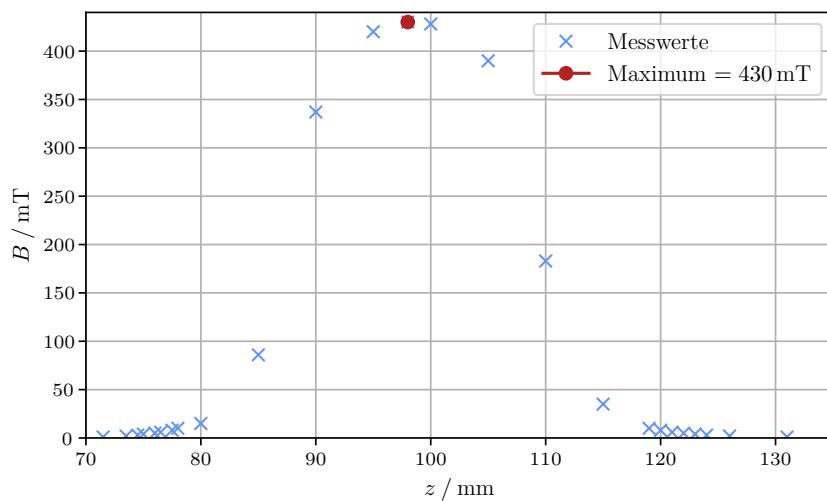
Damit diese Messung überhaupt funktioniert muss die Messvorrichtung vorher optimal justiert werden.

Nach der Optimierung des Aufbaus kann die Messung begonnen werden. Zu Beginn muss das maximale Magnetfeld, von welchem der Faraday-Effekt abhängt, bestimmt werden. Dazu wird eine Hall-Sonde verwendet. Diese wird in den Magneten eingeführt. Dabei wird immer die Tiefe und die Feldstärke aufgenommen. Besonders interessant ist dabei die Feldstärke im Zentrum wo die Probe plaziert werden soll. Nachdem das Feld untersucht worden ist, kann eine der drei möglichen GaAs Proben in dem Magneten platziert werden. Für neun verschiedene Interferenzfilter/Wellenlängen wird dann die Faraday-Rotation aufgenommen. Diese Messung wird dann für die zwei weiteren Proben wiederholt.

## 4 Auswertung

### 4.1 Untersuchung des verwendeten Magnetfeldes

Zunächst wurde das Magnetfeld des verwendeten Magneten auf sein Maximum untersucht. Die gemessenen Feldstärken sind in Abbildung 4.1 dargestellt.



**Abbildung 4.1:** Grafische Darstellung der Messdaten zur Bestimmung der magnetischen Kraftflussdichte.

Das Maximum des Magnetfeldes liegt bei  $B_{\max} = 430 \text{ mT}$ .

### 4.2 Bestimmung der effektiven Masse der Leitungselektronen

Zur Bestimmung der effektiven Masse der Leitungselektronen werden drei GaAs Proben unterschiedlicher Dotierung untersucht. Zunächst wird eine hochreine GaAs Probe verwendet. Danach werden dann noch zwei unterschiedlich stark n-dotierte Proben verwendet. Eine Probe hat eine Dotierungsdichte von  $N_{12} = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$  mit einer Dicke von  $L_{12} = 1,36 \text{ mm}$  und wird im folgendem durch den Index 12 referenziert. Die andere dotierte Probe hat eine Dotierungsdichte von  $N_{28} = 2,8 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$  mit einer Dicke von  $L_{28} = 1,296 \text{ mm}$  und wird im folgendem durch den Index 28 referenziert. Die hochreine GaAs Probe hat eine Dicke von  $L_{\text{rein}} = 1,296 \text{ mm}$  und wird im folgendem durch den Index „rein“ referenziert.

Die Messwerte sind in den Tabellen 4.1-4.3 dargestellt. Aus diesen Messwerten wurde gemäß Gleichung (3.1) der Faraday-Rotationswinkel errechnet und ebenfalls in den

Tabellen 4.1-4.3 dargestellt. In den selben Tabellen befinden sich auch die Wellenlängen der neun unterschiedlichen Interferenzfilter, welche im Experiment verwendet wurden.

**Tabelle 4.1:** Messwerte zur undotierten Probe und nach Gleichung 3.1 bestimmter Drehwinkel der Faradayrotation.

$\lambda / \mu\text{m}$	$\theta_1 / {}^\circ$	$\theta_2 / {}^\circ$	$\theta / {}^\circ$
1,06	4,36	4,78	0,21
1,29	4,71	4,45	0,13
1,45	4,49	4,71	0,11
1,72	4,63	4,47	0,08
1,96	4,42	4,52	0,05
2,156	4,49	4,38	0,05
2,34	3,94	4,01	0,03
2,51	3,53	3,46	0,03
2,65	2,84	2,93	0,04

**Tabelle 4.2:** Messwerte zur Probe mit  $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und nach Gleichung 3.1 bestimmter Drehwinkel der Faradayrotation.

$\lambda / \mu\text{m}$	$\theta_1 / {}^\circ$	$\theta_2 / {}^\circ$	$\theta / {}^\circ$
1,06	2,69	2,53	0,08
1,29	2,57	2,71	0,07
1,45	2,58	2,67	0,04
1,72	2,71	2,60	0,05
1,96	2,83	2,72	0,05
2,156	2,74	2,86	0,06
2,34	3,30	3,18	0,06
2,51	3,54	3,58	0,02
2,65	4,29	4,22	0,03

Da der Faraday-Winkel sowohl von der Probendicke als auch von der Dotierungsdichte abhängt, muss die Faradayrotation pro Einheitslänge errechnet werden. Dies geschieht durch

$$\Theta_{\text{frei}} = \frac{\Theta}{L} - \frac{\Theta_{\text{rein}}}{L_{\text{rein}}} . \quad (4.1)$$

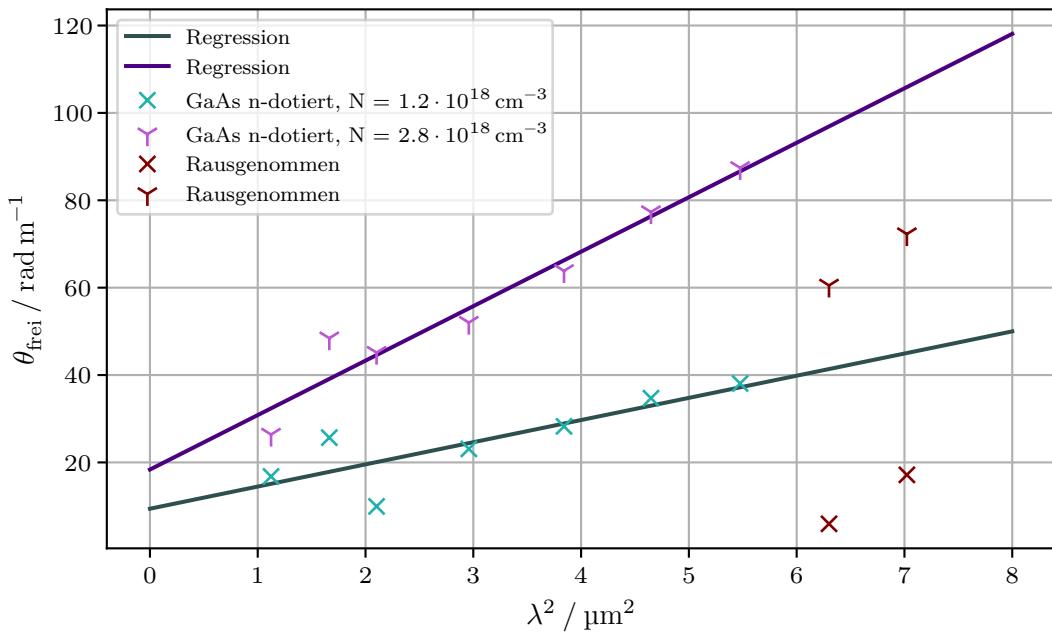
In dieser Gleichung ist  $\Theta$  ein Winkel mit dotierter Probe der Dicke  $L$ .

Aus der theoretischen Überlegung zu  $\Theta_{\text{frei}}$  folgte Gleichung (2.8). Diese Gleichung legt Nahe, dass  $\Theta_{\text{frei}} \propto \lambda^2$  ist. Wird  $\Theta_{\text{frei}}$  als linear in  $\lambda^2$  betrachtet kann die effektive Masse, welche in dem Proportionalitätsfaktor enthalten ist, bestimmt werden indem die Messwerte für  $\Theta_{\text{frei}}$  linear an  $\lambda^2$  fittet. Formel (2.8) weißt außerdem keinen Konstanten Term auf. Allerdings wird für den Fit eine konstante Variable hinzugefügt um statistische und systematische Unsicherheiten zu minimieren.

Die lineare Regression wird mittels `scipy [5]` berechnet. Die Messwerte von  $\Theta_{\text{frei}}$  sind in Abbildung 4.2 zusammen mit den berechneten Ausgleichsgeraden dargestellt.

**Tabelle 4.3:** Messwerte zur Probe mit  $N = 2,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und nach Gleichung 3.1 bestimmter Drehwinkel der Faradayrotation.

$\lambda / \mu\text{m}$	$\theta_1 / {}^\circ$	$\theta_2 / {}^\circ$	$\theta / {}^\circ$
1,06	4,47	4,64	0,09
1,29	4,64	4,45	0,10
1,45	4,47	4,64	0,09
1,72	4,59	4,42	0,09
1,96	4,31	4,50	0,10
2,156	4,50	4,28	0,11
2,34	3,84	4,08	0,12
2,51	3,80	3,63	0,09
2,65	4,22	4,43	0,10



**Abbildung 4.2:** Werte der Faradayrotation pro Einheitslänge  $\theta_{\text{frei}}$  der dotierten Proben und ermittelte Ausgleichsgeraden.

Die rot markierten Messdaten wurden aus der folgenden Berechnung rausgenommen.  
Es ergeben sich die Parameter der Ausgleichsgeraden

$$a_{12} = (5,074 \pm 1,490) \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3} \quad a_{28} = (12,47 \pm 1,35) \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$$

$$b_{12} = (9,403 \pm 5,147) \text{ m}^{-1} \quad b_{28} = (18,37 \pm 4,65) \text{ m}^{-1}.$$

Wird  $b$  vernachlässigt kann Gleichung (2.8) durch den Ansatz der Regression nach

$$m^* = \sqrt{\frac{e^3 N B}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 n a}} \quad (4.2)$$

umgeformt werden. Aus dieser Gleichung kann dann die effektive Masse bestimmt werden. Für die beiden dotierten Proben ergibt sich

$$m_1 = (8,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-32} \text{ kg} \quad m_2 = (7,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-32} \text{ kg.}$$

Dabei wurde das im Abschnitt 4.1 bestimmte maximale Magentfeld verwendet und der Brechungsindex von GaAs als  $n = 3,354$ . Der Mittwelwert lautet  $(8,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$ .

## 5 Diskussion

Als erstes wurde die maximale Feldstärke bestimmt. Diese ergab sich zu  $B_{\max} = 430 \text{ mT}$ . Abbildung 4.1 zeigt keinen auffälligen Verlauf, weshalb von einem stabilen Magnetfeld ausgegangen wird. Dann wurde die effektive Masse von Leitungselektronen bestimmt. Der Theoriewert lautet  $m^* = 0,063m_e \approx 5,74 \cdot 10^{-32} \text{ kg}$ . Von diesem Wert ergibt sich eine mittlere Abweichung um  $(40 \pm 11) \%$ . Diese Abweichung ist relativ groß. Mögliche Gründe für diese Abweichung sind, dass bei der Messung rein optisch ein Minimum festgestellt werden musste. Dazu kommt, dass dies nicht immer eindeutig möglich gewesen ist. Aus diesem Grund mussten auch die Messwerte der Wellenlängen  $2,51 \mu\text{m}$  und  $2,65 \mu\text{m}$  aus der Rechnung rausgenommen werden. Bei diesen Messungen war es nur mit Raten möglich ein Minimum zu benennen. Weiter kann auch eine nicht perfekte Justage schnell zu großen Abweichungen führen. Ebenso deutet der stark vorhandende Achsenabschnitt in der Regression darauf hin, dass es in dem Aufbau systematische Unsicherheiten gibt. Dennoch kann der errechnete Wert den Theoriewert im Rahmen der Messunsicherheit bestätigen.

## Literatur

- [1] *Das Energiebändermodell*. Uni Siegen. URL: [https://www.chemie-biologie.uni-siegen.de/ac/hjd/lehre/ss09/acii\\_seminar/pithan\\_energiebaendermodell\\_corr.pdf](https://www.chemie-biologie.uni-siegen.de/ac/hjd/lehre/ss09/acii_seminar/pithan_energiebaendermodell_corr.pdf) (besucht am 16.07.2023).
- [2] Wolfgang Demtröder. „Halbleiter“. In: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016, S. 445–464. ISBN: 978-3-662-49094-5. DOI: 10.1007/978-3-662-49094-5\_14. URL: [https://doi.org/10.1007/978-3-662-49094-5\\_14](https://doi.org/10.1007/978-3-662-49094-5_14).
- [3] *Faraday Rotation*. Physical OpenLab. URL: <https://physicsopenlab.org/2019/08/20/faraday-rotation/> (besucht am 11.07.2023).
- [4] Rudolf Gross und Achim Marx. *Festkörperphysik*. DE GRUYTER, 2018. ISBN: 978-3-11-055822-7.
- [5] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson et al. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [6] *V46 - Faraday-Effekt*. TU Dortmund. URL: <https://moodle.tu-dortmund.de/mod/folder/view.php?id=1351470> (besucht am 16.07.2023).

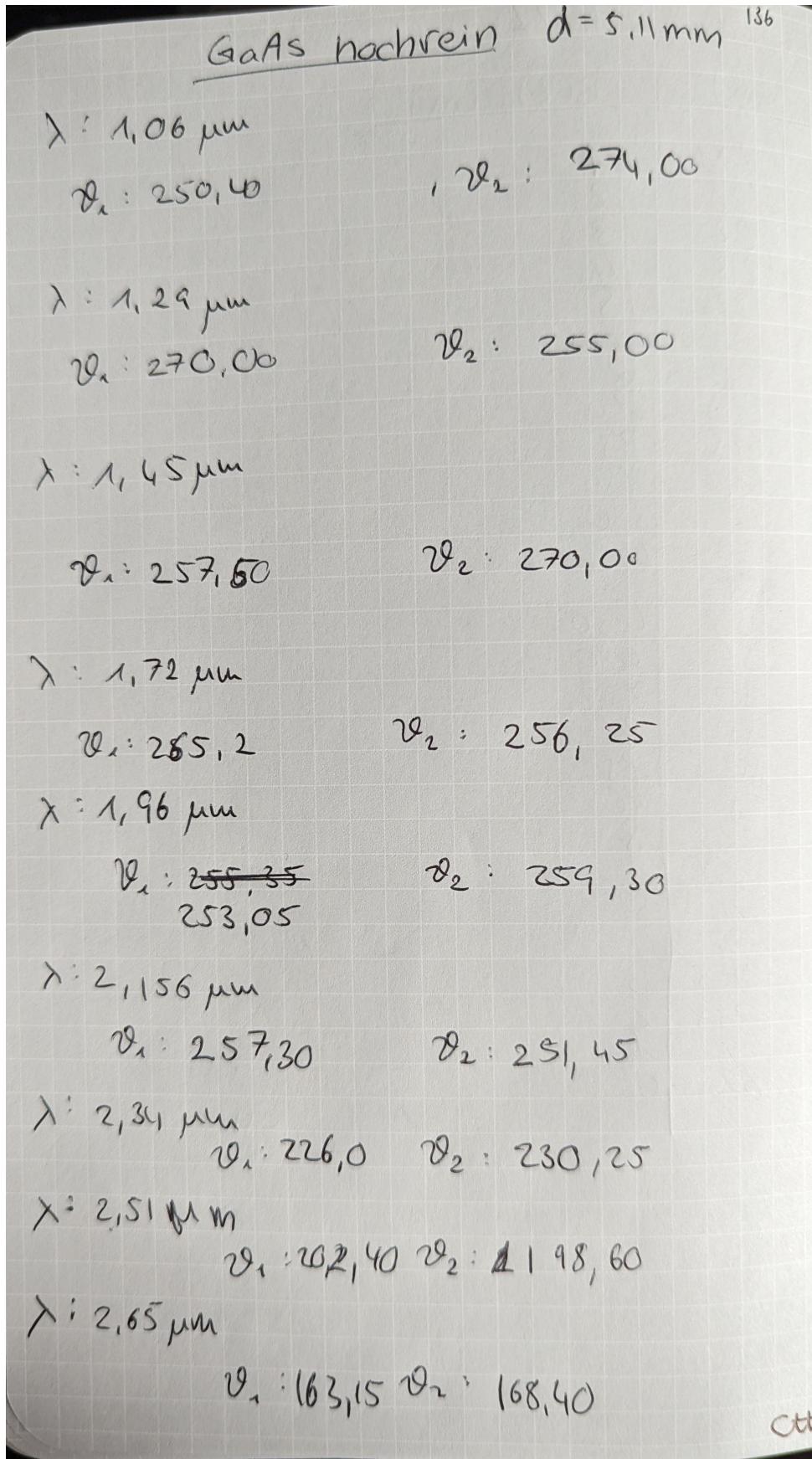


## Anhang

VU6: Faraday-Effekt:

$z$ (mm)	$B(z)$ (mT)
131	1
126	2
124	3
123	4
122	5
121	6
120	8
119	10
118	35
110	183
105	390
100	428
95	
98	430
95	420
90	337
85	86
80	15
78	10
77,5	8
76,5	6
76	5
75	4
74,5	3
73,5	2
71,5	1
67	0

Abbildung 5.1: Bild der aufgenommenen Messdaten.



**Abbildung 5.2:** Bild der aufgenommenen Messdaten.

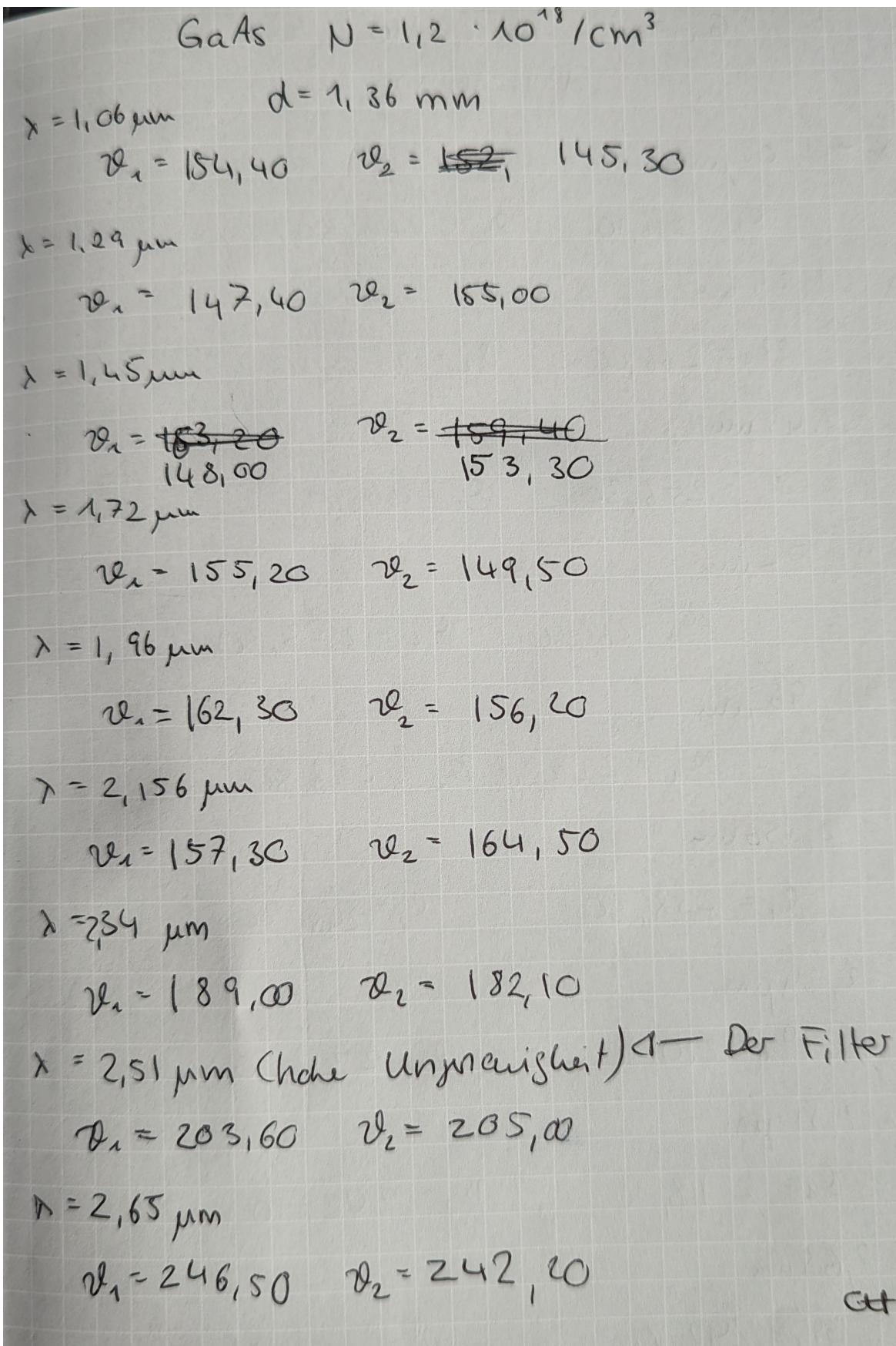


Abbildung 5.3: Bild der aufgenommenen Messdaten.

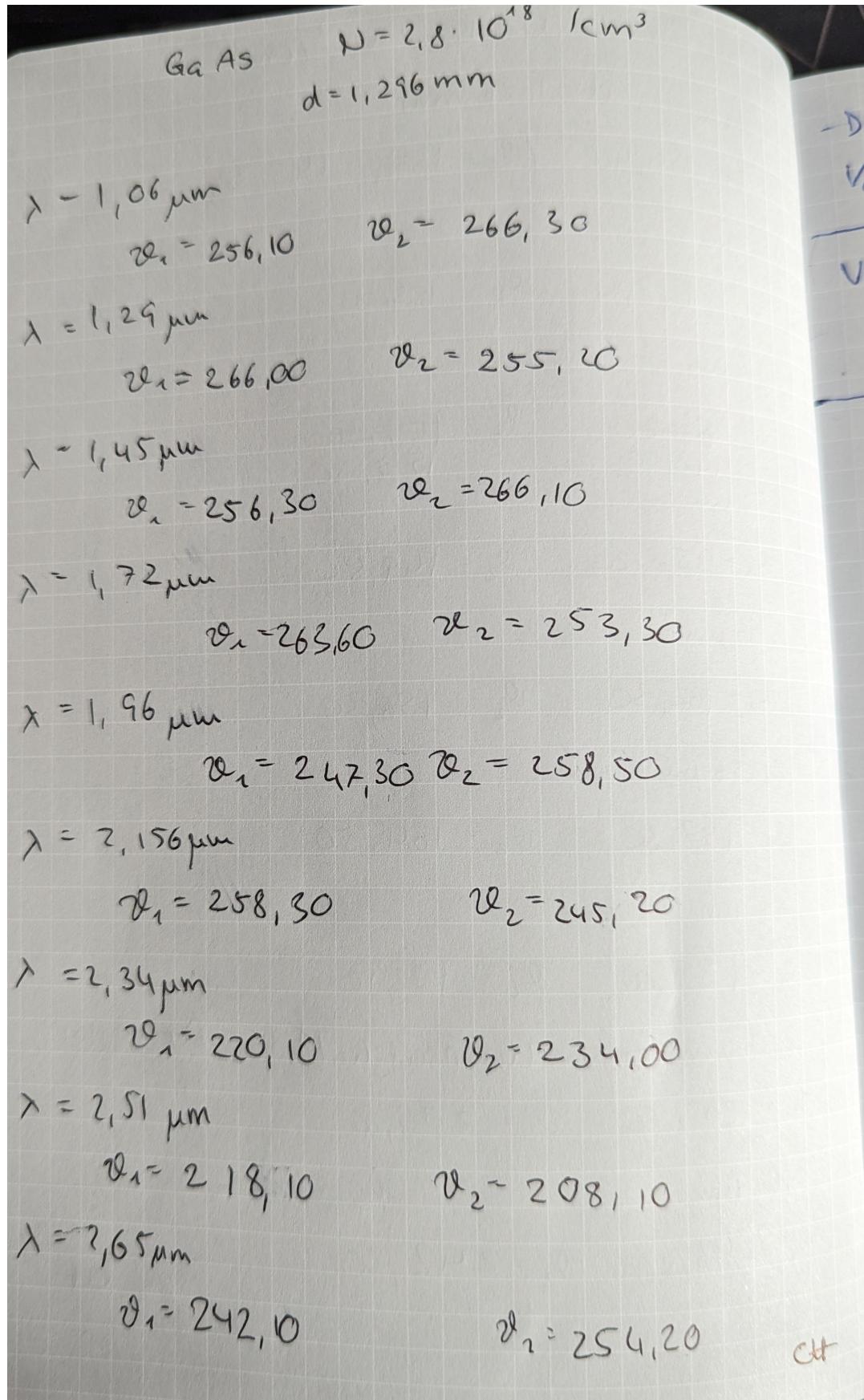


Abbildung 5.4: Bild der aufgenommenen Messdaten.