

V46

## Der Faraday-Effekt

Celina Wieberg

celina.wieberg@tu-dortmund.de

Aaron Schink

aaron.schink@tu-dortmund.de

Durchführung: 20.11.2024

Abgabe: 30.11.2024

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Zielsetzung</b>                                     | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theorie</b>   | <b>3</b>  |
| 2.1      | Struktur und Klassifizierung von Festkörpern . . . . . | 3         |
| 2.2      | Effektive Masse . . . . .                              | 4         |
| 2.3      | Faraday Effekt . . . . .                               | 5         |
| <b>3</b> | <b>Durchführung</b>                                    | <b>7</b>  |
| 3.1      | Aufbau . . . . .                                       | 7         |
| 3.2      | Messung . . . . .                                      | 8         |
| <b>4</b> | <b>Auswertung</b>                                      | <b>9</b>  |
| 4.1      | Fehler . . . . .                                       | 9         |
| 4.2      | Magnetfeldstärke . . . . .                             | 10        |
| 4.3      | Drehwinkel der Faraday-Rotation . . . . .              | 11        |
| 4.4      | Bestimmung der Effektiven Masse . . . . .              | 12        |
| 4.4.1    | Konstanter Brechungsindex . . . . .                    | 13        |
| 4.4.2    | Variabler Brechungsindex . . . . .                     | 14        |
| <b>5</b> | <b>Diskussion</b>                                      | <b>15</b> |
| 5.1      | Messung der Feldstärke . . . . .                       | 15        |
| 5.2      | Bestimmung der Drehwinkel . . . . .                    | 15        |
| 5.3      | Bestimmung der Effektiven Masse . . . . .              | 16        |
|          | <b>Literatur</b>                                       | <b>16</b> |

# 1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist die Bestimmung der effektiven Masse der Elektronen in Gallium-Arsenid mittels des Faraday-Effekts.

## 2 Theorie

### 2.1 Struktur und Klassifizierung von Festkörpern

Aufgrund ihres periodischen Aufbaus besitzen kristalline Festkörper wie Gallium-Arsenid eine sogenannte Bandstruktur, die typischerweise als Energie  $E$  in Abhängigkeit vom Impuls  $k$  dargestellt wird. In Abbildung 1 findet sich beispielhaft die Struktur von Magnesium im Ortsraum. Die verschiedenen quantisierten Energieniveaus führen dazu, dass sich diese Bänder ausbilden. Von Interesse ist dabei das letzt besetzte und erste unbesetzte Band. Bei dem letzten (vollständig) besetzten Band wird vom Valenzband gesprochen, das erste unbesetzte Band ist das Leitungsband. Die Lage dieser Bänder zueinander zusammen mit der Fermi-Energie, also der höchsten Energie der Elektronen beim absoluten Nullpunkt, bestimmen, ob es sich um ein Metall, einen Halbleiter oder einen Isolator handelt.

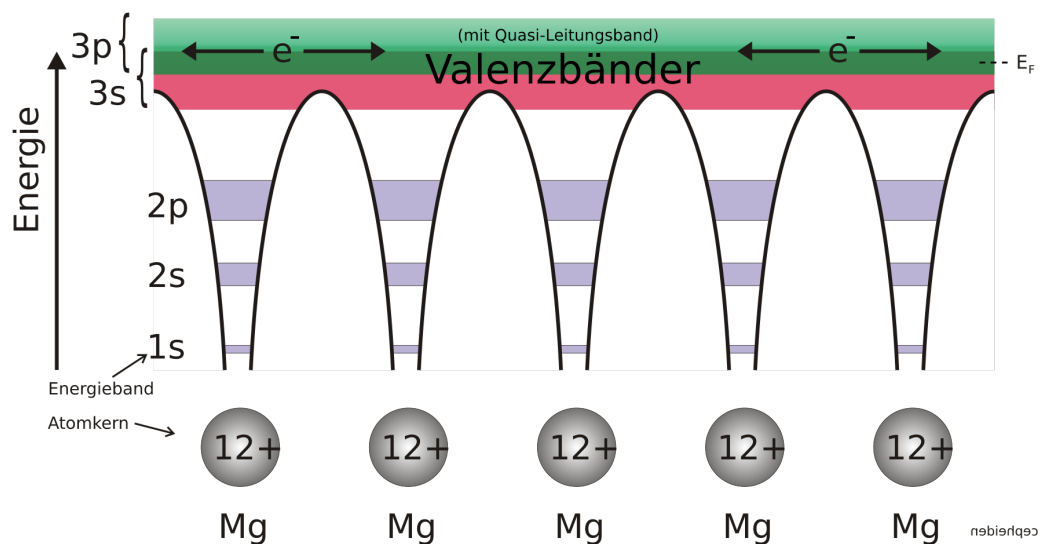
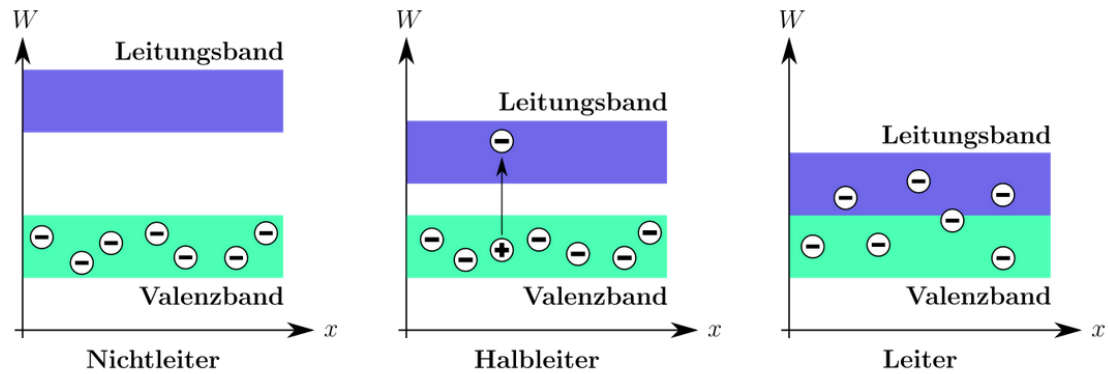


Abbildung 1: Bändermodell von Magnesium im Ortsraum [2].

Im Fall von Metallen, zum Beispiel dem Magnesium in Abbildung 1 oder Abbildung 2, überlappen sich das Valenz- und das Leitungsband und die Fermi-Energie liegt in diesem Überlapp.

Im Fall von Halbleitern und Isolatoren überlappen sich das Valenz- und Leitungsband nicht, es gibt also eine Bandlücke, und die Fermi-Energie liegt in dieser Lücke. Ist die Bandlücke kleiner als 3 eV, wird von Halbleitern gesprochen, Bandlücken größer als

das sind Isolatoren, zu sehen in Abbildung 2



**Abbildung 2:** Bändermodell im Ortsraum, sehr vereinfacht [2].

Halbleiter können dotiert werden, was bedeutet, dass gezielt Verunreinigungen in den Kristall eingebracht werden, die je nach Bedarf mehr oder weniger Elektronen besitzen. Ein Kristall aus der vierten Hauptgruppe, z.B. Silizium, was ebenfalls ein Halbleiter ist, kann mit Stoffen aus der dritten Hauptgruppe p-dotiert werden, was bedeutet, dass die Verunreinigungen sogenannte Löcher in den Kristall bringen, die als Ladungsträger für die Leitung fungieren. Stoffe aus der fünften Hauptgruppe würden ein weiteres Elektron einfügen, der Kristall wäre also n-dotiert, ein quasi-freies Elektron kann geleitet werden. Die Energieniveaus von diesen Akzeptoren bzw. Donatoren liegen entsprechend etwas überhalb des Valenzbandes bzw. unterhalb des Leitungsbandes, sie können also sehr leicht Elektronen aus dem Valenzband aufnehmen bzw. an das Leitungsband abgeben.

## 2.2 Effektive Masse

Die Elektronen im Festkörper spüren ständig das Potential der Atomrümpfe, was schließlich auch zur Bandstruktur führt. Um die Elektronen wie quasi-freie Teilchen zu behandeln, wird die sogenannte effektive Masse eingeführt, mit der die Bewegungsgleichungen ihre Gültigkeit behalten. Die effektive Masse lautet

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

Im Banddiagramm entspricht sie also dem Inversen der Krümmung, also dem Krümmungsradius des Bandes. In annähernd parabolischen Bändern ist sie also konstant. In der Struktur von Gallium-Arsenid in Abbildung 3 erkennt man die parabolische Struktur sowie die Bandlücke von 1,42 eV.

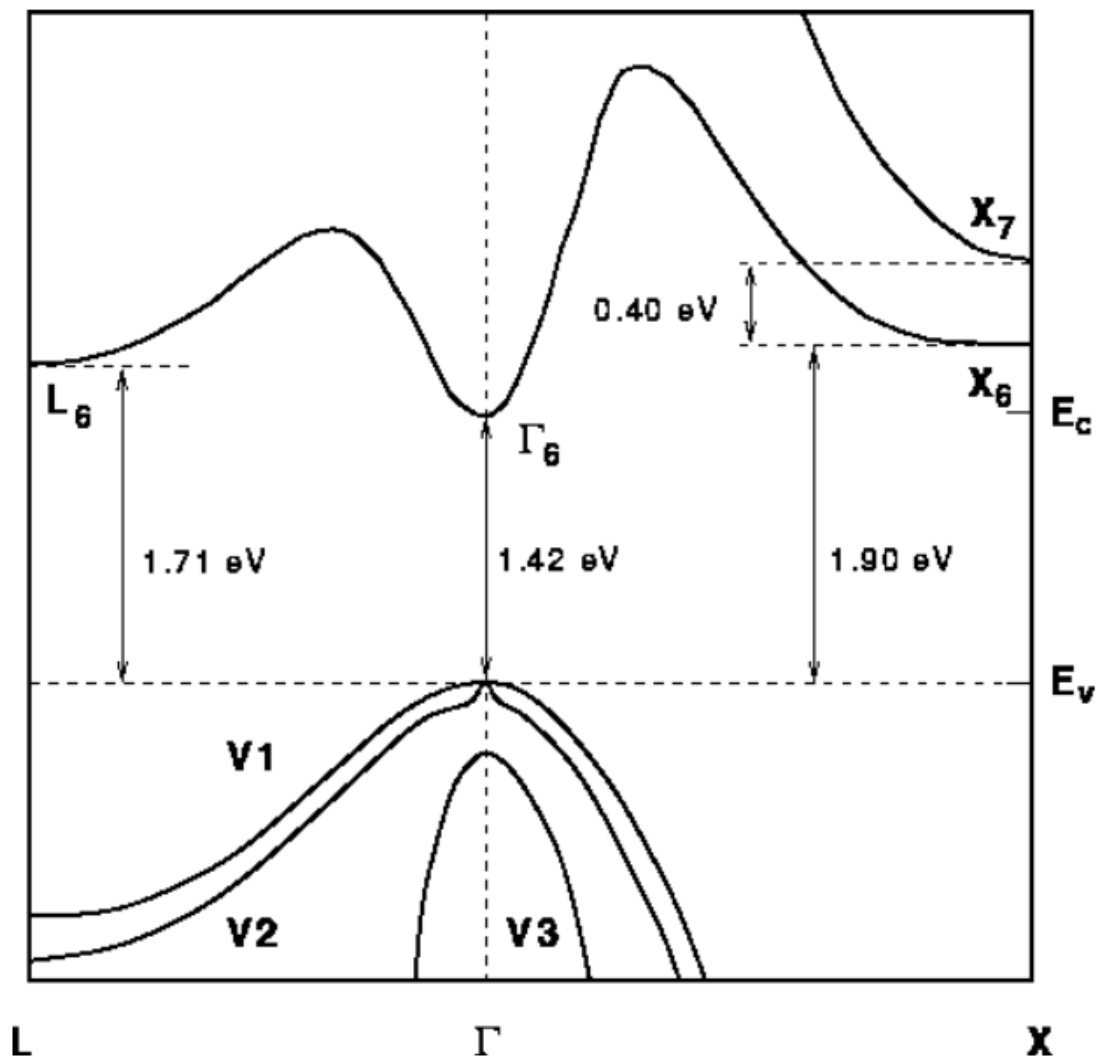
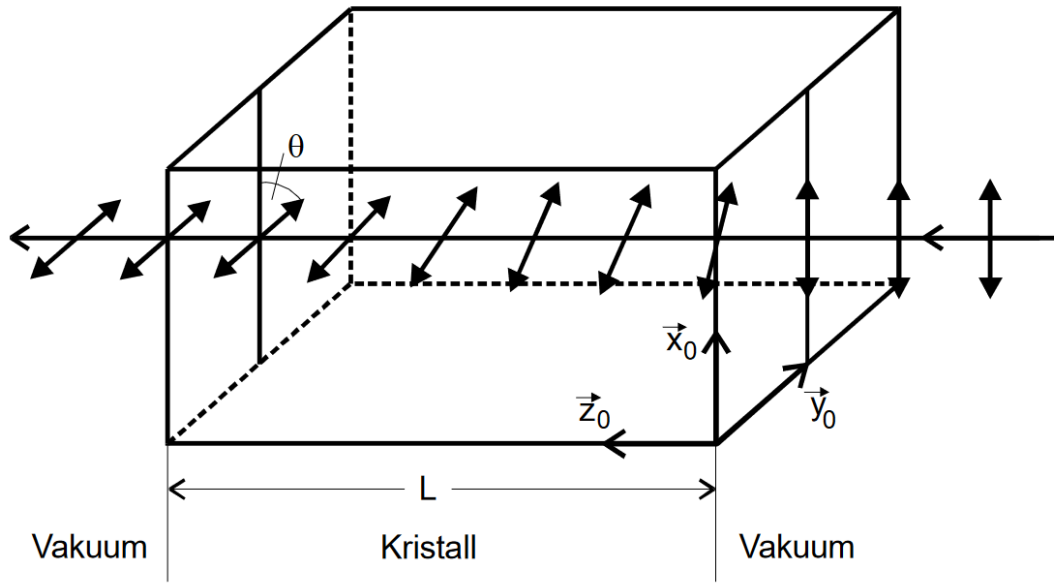


Abbildung 3: Bandstruktur von Gallium-Arsenid [8].

### 2.3 Faraday Effekt

Licht hat eine Polarisation, die als die Schwingungsrichtung des elektrischen Anteils der elektromagnetischen Welle definiert wird. Diese Polarisation kann senkrecht oder parallel zu einer festgesetzten Fläche, z.B. einem flachen Kristall, verlaufen, wie in Abbildung 4 erkennbar. Ebenso gibt es zirkulare Polarisation, bei der die Polarisationsebene sich dreht. Zirkulare Polarisation kann über zwei lineare Polarisationen beschrieben werden, umgekehrt kann lineare Polarisation über zwei zirkulare Polarisationen in verschiedene Richtungen beschrieben werden.



**Abbildung 4:** Schematischer Verlauf eines polarisierten Lichtstrahls durch ein Medium, das die Polarisation ändert. Das Magnetfeld liegt parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtstrahls [1].

Beim Faraday-Effekt wird linear polarisiertes Licht über zwei verschiedene zirkular polarisierte Anteile beschrieben. Diese beiden Anteile führen dazu, dass sich Elektronen im zu untersuchenden Medium auf zirkularen Bahnen bewegen, was dazu führt, dass diese ein Magnetfeld ausbilden. Dieses kann einem parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes stehenden Magnetfeld entgegenwirken oder mitwirken. Diese Interaktion führt dazu, dass sich ein Phasenunterschied zwischen den beiden zirkularen Anteilen ausbildet, was schlussendlich dazu führt, dass die ursprüngliche Polarisation des Lichtes sich ändert, bspws. kann parallel polarisiertes Licht nun senkrecht polarisiert sein.

Wirkt diese Änderung auch ohne das Wirken eines äußeren Magnetfeldes, wird von optischer Aktivität gesprochen.

Der Rotationswinkel des polarisierten Lichtes beim Faraday-Effekt hängt von der Stärke des Magnetfeldes und der durchlaufenen Distanz ab,

$$\theta = V \cdot B \cdot L$$

wobei  $B$  das Magnetfeld,  $L$  die durchdrungte Distanz und  $V$  die Verdet-Konstante ist, die material- und frequenzabhängig ist. [4] Es kann nun gezeigt werden [1], dass für die Polerisation des Winkels weiter

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

gilt, wobei  $e_0$  die Elementarladung,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\epsilon_0$  die elektrische Permittivität,  $\lambda$  die Wellenlänge,  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz des Halbleiters,  $m$  die Masse

der Elektronen,  $N$  die Dopant-Konzentration,  $B$  die magnetische Flussdichte,  $L$  die vom Licht durchdringte Länge und  $n$  der Brechungsindex im Material zu  $\lambda$  ist. Führt man die Faraday-Rotation pro Längeneinheit  $\theta_{\text{frei}} = \frac{\theta}{L}$  ein und setzt die effektive Masse  $m^*$  ein, ergibt sich

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

[1]

### 3 Durchführung

#### 3.1 Aufbau

Für die Durchführung des Versuches wird der Aufbau benutzt, der in Abbildung 6 dargestellt ist.

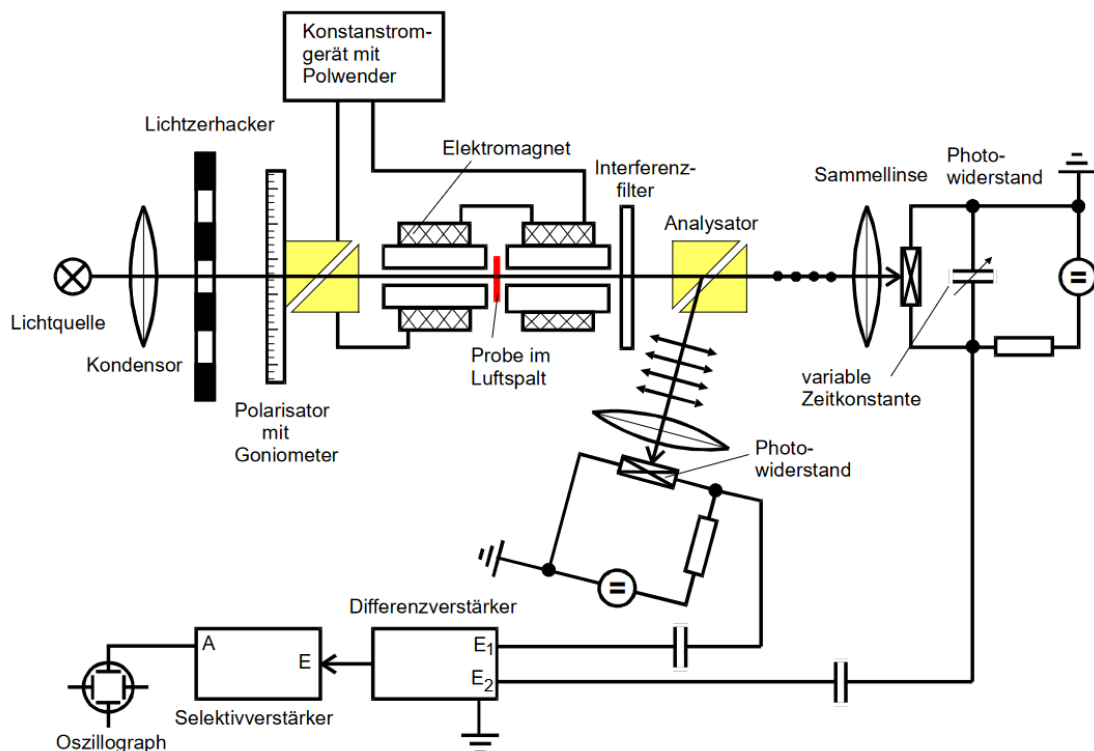
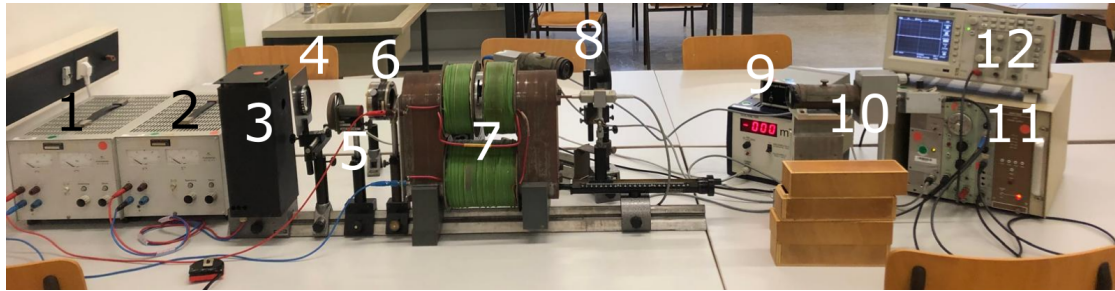


Abbildung 5: Aufbauskitze des Versuches [9].



**Abbildung 6:** Aufbau des Versuchs. 1: Stromversorger für den Elektromagneten. 2: Stromversorger für die Halogenlampe. 3: Halogenlampe mit Gehäuse. 4: Kondensor. 5: Chopper. 6: Polarisationsfilter mit Goniometer. 7: Elektromagnet. 8, 10: Photodioden. 9: Teslameter. 11: Differenz- und Selektivverstärker. 12: Oszilloskop.

Als Lichtquelle wird eine Halogenlampe benutzt, da diese auch im Infraroten strahlt, für das Gallium-Arsenid transparent ist. Ein Kondensor fokussiert das Licht. Ein Lichtzerhacker erzeugt aus dem kontinuierlichen Lichtstrom Lichtpulse mit einer Frequenz von ungefähr 450 Hz. Das Magnetfeld wird mit Elektromagneten erzeugt, die bei ungefähr 20 V und 10 A betrieben werden. Interferenzfilter hinter dem Magneten selektieren die Frequenzen, die detektiert werden. Ein Glan-Thompson-Prisma teilt das Licht in seine zwei Polarisationsrichtungen auf, sodass die zwei entstehenden Strahlen von Photowiderständen detektiert werden. In einem Differenzverstärker wird der Unterschied dieser beiden Signale gemessen und ein Selektivverstärker, der auf die Frequenz des Lichtzerhackers eingestellt ist, filtert das Rauschen der Photodioden raus. Auf einem Oszillographen kann man das entstehende Signal sehen.

Das Magnetfeld kann über die Stecker des Elektromagneten umgepolt werden, sodass es einmal in Lichtausbreitungsrichtung gerichtet ist und einmal entgegen. Das ermöglicht die Messung von zwei Winkeln der Polarisierung, deren Differenz am Ende ebenfalls ausgewertet werden kann, um ein genaueres Ergebnis zu erhalten.

Der Versuch wäre ebenso mit nur einem Detektor ausführbar, aber entsprechend ungenauer.

### 3.2 Messung

Für die korrekte Durchführung werden die Photowiderstände so ausgerichtet, dass die Teilstrahlen auf eben diese treffen.

Zu Beginn wird das Magnetfeld mit einer Hallsonde an verschiedenen Stellen innerhalb der Spule vermessen.

Eine Gallium-Arsenid-Kristall wird in das Feld eingeführt und mit polarisiertem Licht bestrahlt. Ein Interferenzfilter, der eine bestimmte Wellenlänge des Lichtes durchlässt,



wird hinter den Kristall in den Lichtstrahl gestellt. Die Polarisierung wird so gewählt, dass das Signal auf dem Oszilloskop minimal wird. Zu der entsprechenden Wellenlänge wird der eingestellte Winkel gemessen. Dies wird für acht weitere Wellenlängen wiederholt. Anschließend wird das Magnetfeld umgepolt und die Wiederholung der neun Wellenlängen erneut durchgeführt. Für eine Wellenlänge ergibt sich der gedrehte Winkel dann nach den zwei Messungen zu

$$\theta = \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2) \quad (3)$$

und der auf die Länge  $L$  normierte Drehwinkel freier Elektronen ist

$$\frac{\theta_{\text{frei}}}{L} = \frac{\theta_{\text{dotiert}}}{L_{\text{dotiert}}} - \frac{\theta_{\text{rein}}}{L_{\text{rein}}}, \quad (4)$$

Es werden insgesamt drei Gallium-Arsenid-Kristalle vermessen, einer ohne Dopanten und zwei mit verschiedenen hohen Konzentrationen.

## 4 Auswertung

### 4.1 Fehler

Für die Auswertung wird die Python-Bibliothek `numpy` [3] benutzt. Die Fits entstehen mit `curve_fit` aus `scipy.optimize` [10]. Die Fehlerrechnung wird mit `uncertainties` [6] durchgeführt. Plots entstehen mit `matplotlib.pyplot` [5].

Der Mittelwert  $\bar{x}$  von  $N$  gemessenen Werten  $a$  bestimmt sich über

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i, \quad (5)$$

der Fehler des Mittelwertes über

$$\Delta x = \sqrt{\frac{1}{N \cdot (N-1)} \sum_{i=1}^N (a_i - \bar{x})^2}. \quad (6)$$

Die Gaußsche Fehlerfortpflanzung für eine berechnete Größe  $f$  lautet

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot (\Delta x_i)^2}. \quad (7)$$

Prozentuale Abweichungen werden mit

$$\Delta x = \left| \frac{x - a}{a} \right| \quad (8)$$

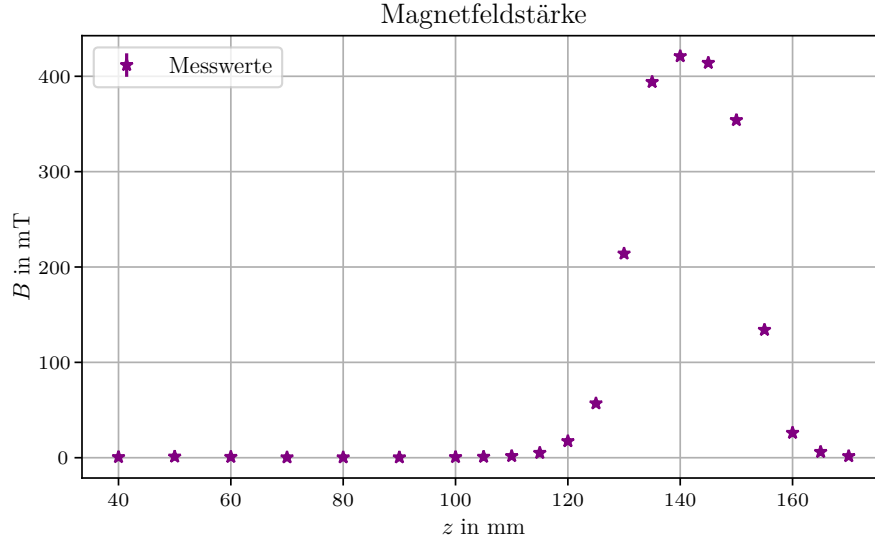
berechnet, wobei  $a$  ein Vergleichswert und  $x$  der erhaltene Wert ist.

## 4.2 Magnetfeldstärke

Im ersten Schritt wird die Stärke des Magnetfelds in Abhängigkeit von der Sondenposition gemessen. Das Magnetfeld wird von einem Elektromagneten erzeugt. Die gemessenen Werte sind in Tabelle 1 angegeben, in Abbildung 7 ist die magnetische Flussdichte gegen die Position der Sonde geplottet.

**Tabelle 1:** Messwerte des Magnetfeldes  $B$  bei verschiedenen Positionen  $z$ .

| $z$ in mm | $B$ in mT       |
|-----------|-----------------|
| 40        | $0,60 \pm 0,05$ |
| 50        | $1,10 \pm 0,05$ |
| 60        | $0,80 \pm 0,05$ |
| 70        | $0,30 \pm 0,05$ |
| 80        | $0,30 \pm 0,05$ |
| 90        | $0,30 \pm 0,05$ |
| 100       | $0,60 \pm 0,05$ |
| 105       | $0,90 \pm 0,05$ |
| 110       | $1,70 \pm 0,05$ |
| 115       | $5,00 \pm 0,05$ |
| 120       | $17,3 \pm 0,5$  |
| 125       | $56,9 \pm 0,5$  |
| 130       | $214,0 \pm 0,5$ |
| 135       | $394,0 \pm 0,5$ |
| 140       | $421,0 \pm 0,5$ |
| 145       | $414,0 \pm 0,5$ |
| 150       | $354,0 \pm 0,5$ |
| 55        | $134,0 \pm 0,5$ |
| 160       | $26,0 \pm 0,5$  |
| 165       | $6,0 \pm 0,5$   |
| 170       | $1,60 \pm 0,05$ |



**Abbildung 7:** Die Kraftflussdichte  $B$  in mT über den Ort  $z$  in mm in der Spule.

Die maximal gemessene Kraftflussdichte beträgt

$$B_{\max} = (421,0 \pm 0,5) \text{ mT}.$$

### 4.3 Drehwinkel der Faraday-Rotation

Die folgenden drei Tabellen beinhalten die Wellenlänge des benutzten Lichtes, die gemessenen Winkel sowie die Länge normierten Winkel  $\theta_{\text{frei}}$  nach Gleichung 3 und Gleichung 4, sowie die Wellenlänge. Die Dotierung und die Dicke der Probe werden jeweils angegeben. Der Fehler in der Messung für  $\theta_{1,2}$  beträgt ca.  $\Delta\theta_{1,2} = 0,005^\circ$  und die Fehlerfortpflanzung zu  $\theta_{\text{frei}}$  gibt  $\Delta\theta = 0,000\,06 \text{ rad}$ . Die Wellenlänge ist ohne Fehler auf den Filtern angegeben.

**Tabelle 2:** Gemessene Polarisationswinkel für Probe 3 mit  $N = 0$  und Dicke  $d = 5,11 \text{ mm}$ .

| $\lambda$ in $\mu\text{m}$ | $\theta_1$ in $^\circ$ | $\theta_2$ in $^\circ$ |
|----------------------------|------------------------|------------------------|
| 1,06                       | 66,28                  | 89,33                  |
| 1,29                       | 70,40                  | 85,00                  |
| 1,45                       | 73,25                  | 84,70                  |
| 1,72                       | 41,00                  | 80,76                  |
| 1,96                       | 68,83                  | 76,30                  |
| 2,156                      | 65,91                  | 70,35                  |
| 2,34                       | 42,71                  | 46,38                  |
| 2,51                       | 29,71                  | 32,25                  |
| 2,65                       | 59,33                  | 65,18                  |

**Tabelle 3:** Gemessene Polarisationswinkel für Probe 1 mit  $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$  und Dicke  $d = 1,36 \text{ mm}$ .

| $\lambda$ in $\mu\text{m}$ | $\theta_1$ in $^\circ$ | $\theta_2$ in $^\circ$ | $\theta_{\text{frei}}$ in rad/m |
|----------------------------|------------------------|------------------------|---------------------------------|
| 1,06                       | 72,91                  | 82,66                  | 0,170                           |
| 1,29                       | 73,11                  | 80,83                  | 0,134                           |
| 1,45                       | 73,71                  | 80,83                  | 0,124                           |
| 1,72                       | 72,58                  | 78,78                  | 0,108                           |
| 1,96                       | 68,20                  | 73,85                  | 0,098                           |
| 2,156                      | 64,28                  | 70,93                  | 0,116                           |
| 2,34                       | 40,33                  | 48,16                  | 0,136                           |
| 2,51                       | 30,00                  | 37,00                  | 0,061                           |
| 2,65                       | 59,30                  | 68,01                  | 0,152                           |

**Tabelle 4:** Gemessene Polarisationswinkel für Probe 2 mit  $N = 2,8 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$  und Dicke  $d = 1,296 \text{ mm}$ .

| $\lambda$ in $\mu\text{m}$ | $\theta_1$ in $^\circ$ | $\theta_2$ in $^\circ$ | $\theta_{\text{frei}}$ in rad/m |
|----------------------------|------------------------|------------------------|---------------------------------|
| 1,06                       | 71,76                  | 82,83                  | 0,0966                          |
| 1,29                       | 72,71                  | 80,75                  | 0,0702                          |
| 1,45                       | 72,58                  | 81,28                  | 0,0759                          |
| 1,72                       | 70,33                  | 79,51                  | 0,0801                          |
| 1,96                       | 66,83                  | 77,38                  | 0,0920                          |
| 2,156                      | 62,00                  | 73,38                  | 0,0994                          |
| 2,34                       | 39,01                  | 51,46                  | 0,1086                          |
| 2,51                       | 26,56                  | 41,9                   | 0,1339                          |
| 2,65                       | 58,73                  | 72,63                  | 0,1213                          |

#### 4.4 Bestimmung der Effektiven Masse

Um die effektive Masse zu bestimmen, wird gemäß Gleichung 2 eine lineare Regression von  $\theta_{\text{frei}}$  in  $\lambda^2$  der Form,

$$f(x) = m \cdot x, \quad (9)$$

durchgeführt. Aus der errechneten Steigung  $m$  kann die effektive Masse bestimmt werden. Dabei ist zu beachten, dass der Brechungsindex  $n$  abhängig von der Wellenlänge ist. Die Regressionen werden einmal mit konstantem  $n = 3,5$  und einmal mit variablem  $n$  gemäß der Sellmeier-Gleichung,

$$n(\lambda^2) = \sqrt{8,950 + \frac{2,054}{1 - 0,390 \cdot \lambda^2}} \quad (10)$$

durchgeführt, wobei  $\lambda$  in  $\mu\text{m}$  sein muss [7].

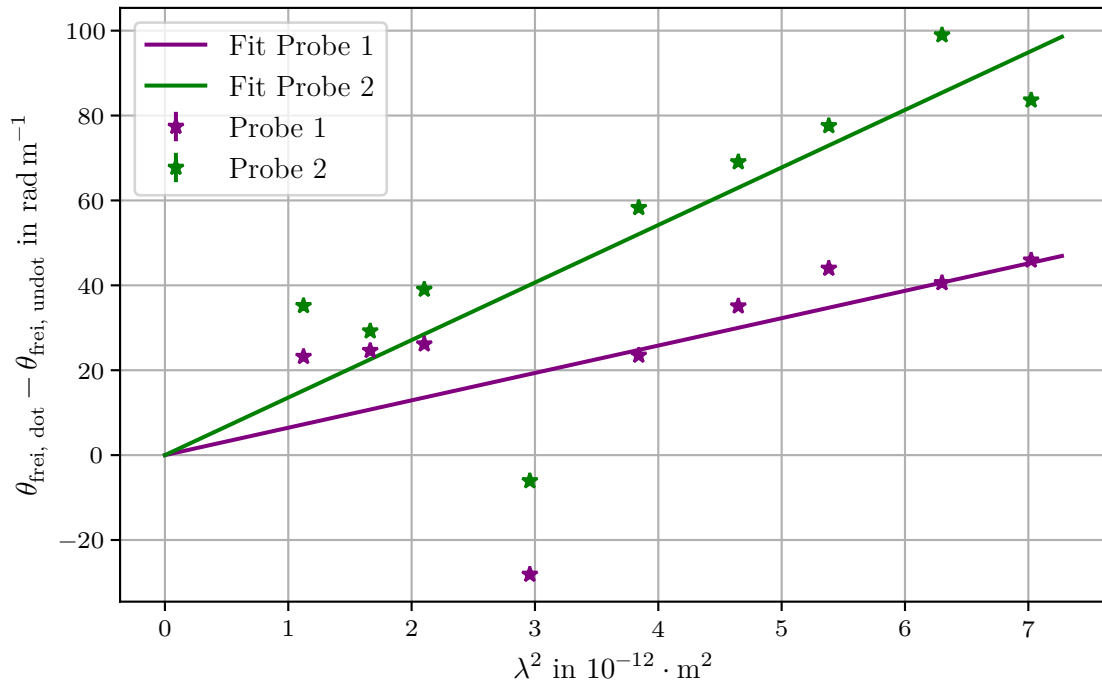
#### 4.4.1 Konstanter Brechungsindex

Die effektive Masse berechnet sich nach Gleichung 2 mit konstantem  $n = 3,5$  über

$$m^* = \sqrt{\frac{e_0^3 NB}{8\pi^2 \epsilon c^3} \cdot \frac{1}{mn}}. \quad (11)$$

Dabei ist  $e_0 = 1,603 \cdot 10^{-19}$  C die Elementarladung,  $\epsilon = 12,4 \cdot \epsilon_0 = 12,4 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}$  F/m =  $1,0974 \cdot 10^{-10}$  F/m die Dielektrizitätskonstante des Materials,  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s die Lichtgeschwindigkeit und  $B = 412,0$  mT die maximale Kraftflussdichte.  $N$  ist die Dotierungskonzentration.  $m$  ist die Steigung der linearen Fits.

In Abbildung 8 ist  $\theta_{\text{frei, dot}} - \theta_{\text{frei, undot}}$  gegen  $\lambda^2$  mit dem entstandenen Fit dargestellt. Die Fitparameter für Abbildung 8 lauten



**Abbildung 8:** Lineare Regression über  $\theta_{\text{frei}}$  gegen  $\lambda^2$  mit konstantem  $n$ .

$$m_{1,n \text{ konst.}} = (6,4519 \pm 0,0035) \cdot 10^{18} \frac{\text{rad}}{\text{m}^3}$$

für  $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^3$ , was einer effektiven Masse von

$$m_{1,n \text{ konst.}}^* = (1,9848 \pm 0,0006) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

entspricht, und

$$m_{2,n \text{ konst.}} = (13,5534 \pm 0,0037) \cdot 10^{18} \frac{\text{rad}}{\text{m}^3}$$

für  $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^3$ , was einer effektiven Masse von

$$m_{2,n \text{ konst.}}^* = (2,0917 \pm 0,0003) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

entspricht.

#### 4.4.2 Variabler Brechungsindex

Gemäß der Sellmeier-Gleichung 10 finden sich die Brechungsindizes zu

**Tabelle 5:** Brechungsindizes  $n$  zu den Wellenlängen  $\lambda$  in  $\mu\text{m}$  nach ??.

| $\lambda$ | 1,06  | 1,29  | 1,45  | 1,72  | 1,96  | 2,156 | 2,32  | 2,51  | 2,65  |
|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $n$       | 3,478 | 3,410 | 3,387 | 3,364 | 3,352 | 3,345 | 3,341 | 3,338 | 3,335 |

Die effektive Masse berechnet sich nach Gleichung 2 über

$$m^* = \sqrt{\frac{e_0^3 NB}{8^2 \epsilon_C^3}} \cdot \frac{1}{m}. \quad (12)$$

Die Brechungsindizes  $n$  aus Tabelle 5 sind nun nicht mehr in der Gleichung, da diese in  $m$  berücksichtigt sind.

In Abbildung 9 ist  $\theta_{\text{frei, dot}} - \theta_{\text{frei, undot}}$  gegen  $\frac{\lambda^2}{n}$  mit dem entstandenen Fit dargestellt.

Die Fitparameter für Abbildung 9 lauten

$$m_{1,n \text{ var.}} = (21,567 \pm 0,012) \cdot 10^{18} \frac{\text{rad}}{\text{m}^3}$$

für  $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^3$ , was einer effektiven Masse von

$$m_{1,n \text{ var.}}^* = (1,0855 \pm 0,0003) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

entspricht, und

$$m_{2,n \text{ var.}} = (45,316 \pm 0,013) \cdot 10^{18} \frac{\text{rad}}{\text{m}^3}$$

für  $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^3$ , was einer effektiven Masse von

$$m_{2,n \text{ var.}}^* = (1,1439 \pm 0,0002) \cdot 10^{-32} \text{ kg}$$

entspricht.

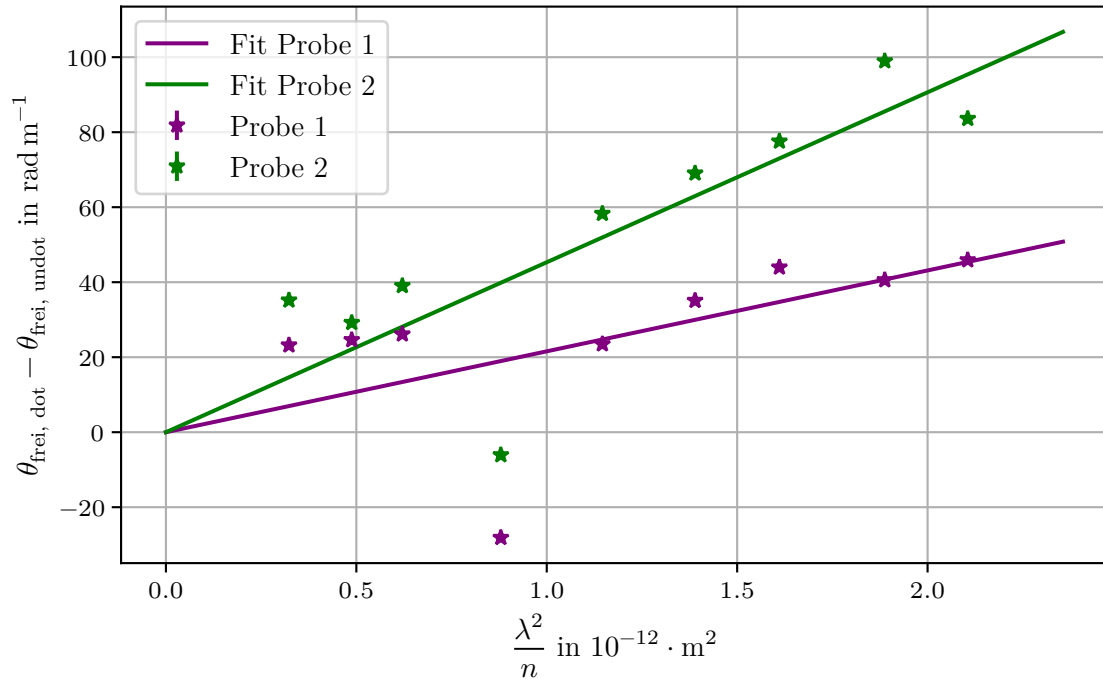


Abbildung 9: Lineare Regression über  $\theta_{\text{frei}}$  gegen  $\frac{\lambda^2}{n}$  mit variablen  $n$ .

## 5 Diskussion

### 5.1 Messung der Feldstärke

Die Messreihe zur Bestimmung der maximalen Feldstärke verlief Problemlos. Die Sonde war fest justiert und ließ sich einfach und genau in den Magneten hinein und hinaus bewegen. Die Werte waren an einem Teslameter präzise abzulesen und je nach Stärke des Feldes ließ sich die Range des Gerätes anpassen. Eine Verbesserung der Messung wäre machbar, indem die genaue Position der Proben präziser vermessen werden.

### 5.2 Bestimmung der Drehwinkel

Bei der Bestimmung der Drehwinkel gibt es einige Werte, die stark von den anderen abweichen. Ein möglicher Grund dafür ist, dass es nicht immer möglich war, das Minimum auf dem Oszilloskop genau abzulesen. Das Signal hat teilweise geflackert oder war nicht scharf in dem Bereich der minimalen Amplitude, sodass zwangszweise die Werte zu nehmen sind, die stabil angezeigt werden. Die Werte, die deutlich von der Kurve abweichen, beeinflussen die lineare Regression, so sieht man in Abbildung 8 und Abbildung 9, dass die Fits unter Auslassen des vierten Messwertes möglicherweise näher an den Messwerten liegen könnten.

### 5.3 Bestimmung der Effektiven Masse

Der theoretische Wert der effektiven Masse in Galliumarsenid lautet  $0,067 \cdot m_e$ . Die Abweichungen gemäß Gleichung 8 betragen

$$\Delta(\text{Probe 1, konst. } n) = 67.4 \%$$

$$\Delta(\text{Probe 2, konst. } n) = 64.7 \%$$

$$\Delta(\text{Probe 1, var. } n) = 82.2 \%$$

$$\Delta(\text{Probe 2, var. } n) = 81.2 \%$$

Die Abweichungen sind unvernachlässigbar groß. Mögliche Gründe dafür sind Probleme in der Bestimmung der Minima des Differenzenverstärkers, wie oben beschrieben. Des Weiteren ist zu beachten, dass die effektive Masse laut Gleichung 1 nicht konstant sein muss. Der hier referenzierte Wert ist die effektive Masse im Energieminimum, sodass nicht abwägend ist, davon auszugehen, dass betrachteten Elektronen diese effektive Masse haben sollten. Da der Versuch allerdings ungekühlt stattfindet und das Magnetfeld die Proben merklich erhitzt, ist es denkbar, dass auch andere Symmetriepunkte beteiligt sind, die eine viel höhere effektive Masse besitzen. Eine Verbesserung wäre also mit einer Kühlung umsetzbar.

Anhand der Abweichungen sieht man, dass die Berücksichtigung der variablen Brechungsindizes genauere Berechnungen möglich sind.

## Originaldaten

### Literatur

- [1] *Anhang 1, V46 - Faraday-Effekt an Halbleitern Berechnung des Rotationswinkels der Polarisationssebene beim Faraday-Effekt*. TU Dortmund. 2019.
- [2] *Bändermodell*. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/B%C3%A4ndermodell> (besucht am 20.11.2024).
- [3] Charles R. Harris u. a. „Array programming with NumPy“. In: *Nature* 585.7825 (Sep. 2020), S. 357–362. DOI: 10.1038/s41586-020-2649-2. URL: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>.
- [4] Joachim Heintze. *Lehrbuch zur Experimentalphysik, Band 4: Wellen und Optik*. Peter Bock, 2017.
- [5] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. DOI: 10.1109/MCSE.2007.55. URL: <http://matplotlib.org/>. Current version 3.7.2, DOI: 10.5281/zenodo.8118151.
- [6] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 3.1.7. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.



- [7] BATOP optoelectronics. *Refractive index  $n$  of GaAs*. URL: [https://www.batop.de/information/n\\_GaAs.html](https://www.batop.de/information/n_GaAs.html) (besucht am 30.11.2024).
- [8] Martin Stiftinger. *3.4.1 Bandstruktur von GaAs*. URL: <https://www.iue.tuwien.ac.at/phd/lindorfer/node28.html#SECTION00741000000000000000> (besucht am 20.11.2024).
- [9] *V46 -Faraday-Effekt an Halbleitern*. TU Dortmund. 2019.
- [10] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.