

1 Zielsetzung

Mithilfe der Faraday-Rotation, eine magneto-optische Untersuchung, können Informationen über die Bandstrukturen von Halbleitern gewonnen werden. Ziel dieses Versuchs ist es, die effektive Masse von Elektronen des Halbleiters Galliumarsenit zu bestimmen.

2 Theorie

2.1 Effektive Masse

Für die Beschreibung der Bandstrukturen von Halbleitern ist es häufig ausreichend die Form der unterste Bandkante des Leitungsbandes zu untersuchen. Dies ist in Abbildung 1 zu sehen. Dort wird die Elektronenenergie ε in Abhängigkeit der Wellenzahlvektoren \vec{k} dargestellt.

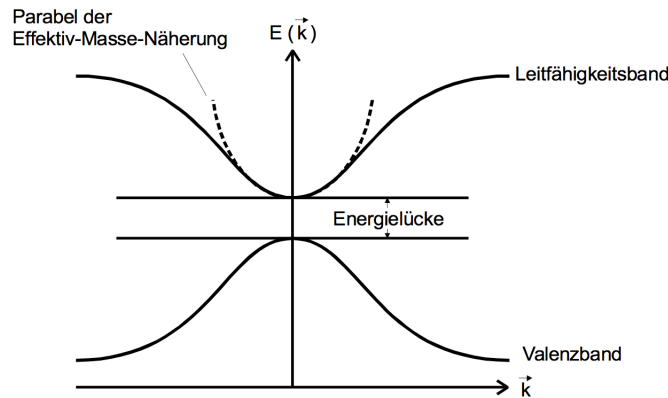


Abbildung 1: Vereinfachte Darstellung einer Energiebandstruktur eines Festkörpers.[1]

Zur Vereinfachung der Funktion $\varepsilon(\vec{k})$, welche die Form der Energiebänder beschreibt, wird diese in eine Taylorreihe entwickelt und davon ausgesagen, dass die untere Bandkante im Koordinatenursprung liegt. Daraus folgt

$$\varepsilon(\vec{k}) = \varepsilon(0) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_i^2} \right)_{k=0} k_i^2 + \dots \quad (1)$$

Durch den Vergleich mit

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

wird deutlich, dass die effektive Masse, welche durch

$$m_i^* := \frac{\hbar^2}{\left\{ \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_i^2} \right\}_{k=0}}$$

beschrieben wird, die Dimension einer Masse haben muss. Dies ermöglicht, dass die Elektronen in den Bändern wie freie Elektronen behandelt werden können. In der Schrödinger-Gleichung wird dann die Masse durch die effektive Masse ersetzt und die Quantenmechanik freier Teilchen ist für die eigentlich gebundenen Elektronen gültig.

2.2 Zirkuläre Doppelbrechung bei optisch aktiver Materie

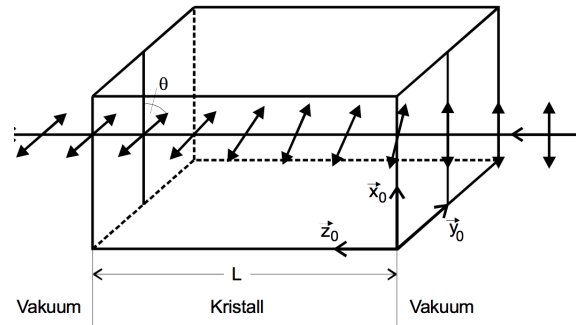


Abbildung 2: Drehung der Polarisationssebene beim Durchgang durch einen Kristall .[1]

Bei der zirkulären Doppelbrechung kommt es beim Durchgang eines Lichtstrahls durch einen Kristall zur Drehung der Polarisationssebene, wie in Abbildung 2 zu sehen ist. Dies geschieht allerdings nur bei optisch aktiver Materie. Zur Erklärung der zirkulären Doppelbrechung wird davon ausgegangen, dass es sich bei dem linear-polarisierten Licht um eine Überlagerung eines rechts- und linkszirkulären Teilstrahls, die sich mit unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten v_{ph} und Wellenzahlen k ausbreiten, handelt. Dadurch erfährt der zuvor linear-polarisierte Strahl seine Drehung. Der Rotationswinkel wird durch

$$\begin{aligned}\theta &= \frac{L}{2} (k_R - k_L) \\ &= \frac{L\omega}{2} \left(\frac{1}{v_{ph_R}} - \frac{1}{v_{ph_L}} \right)\end{aligned}$$

berechnet. Dabei ist L die Kristalllänge und ω die Frequenz des einfallenden Strahls. Der zirkuläre Doppelbrechung entsteht durch induzierte Dipolmoment, da permanente Dipole aufgrund ihrer längeren Relaxationszeit der Frequenz des Lichtes nicht folgen können.

Die Dipole erzeugen eine Polarisation des Kristalls der Form

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}.$$

Diese ist abhängig von dem elektrischen Feld und der dielektrischen Suszeptibilität χ , die für anisotrope Kristalle als Tensor definiert ist. Durch den nicht-diagonalen Tensor

und den komplex konjugierten Koeffizienten wird die Materie doppelbrechend. Der Tensor sieht dann wie folgt aus

$$(\chi) = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}.$$

Der Rotationswinkel wird durch

$$\theta = \frac{L\omega}{2cn} \chi_{xy}.$$

genähert.

2.3 Zirkuläre Doppelbrechung bei optisch inaktiver Materie

Wie bereits erwähnt, kommt es bei optisch aktiver Materie zur zirkulären Doppelbrechung. Bei optisch inaktiver Materie hingegen kann es zur zirkulären Doppelbrechung nur durch das Anlegen eines Magnetfeldes kommen. Dies wird als Faraday-Effekt bezeichnet. Durch die Vernachlässigung der Dämpfungseffekte und des Einflusses des Magnetfeldes wird die Verschiebungspolarisation durch

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

beschrieben. Der Rotationswinkel kann wie folgt berechnet werden

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

und ist proportional zur Flussdichte B, der Probenlänge L und der Anzahl der Ladungsträger N pro Volumeneinheit. Für den Fall $\omega_0 \rightarrow 0$ folgt für die nahezu freien Ladungsträger ein Drehwinkel der Polarisations Ebenen von

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

Dieser Zusammenhang ist durch das Ersetzen der Masse auch für Kristallelektronen gültig und wird deswegen zur Bestimmung der effektiven Masse verwendet.

3 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 dargestellt.

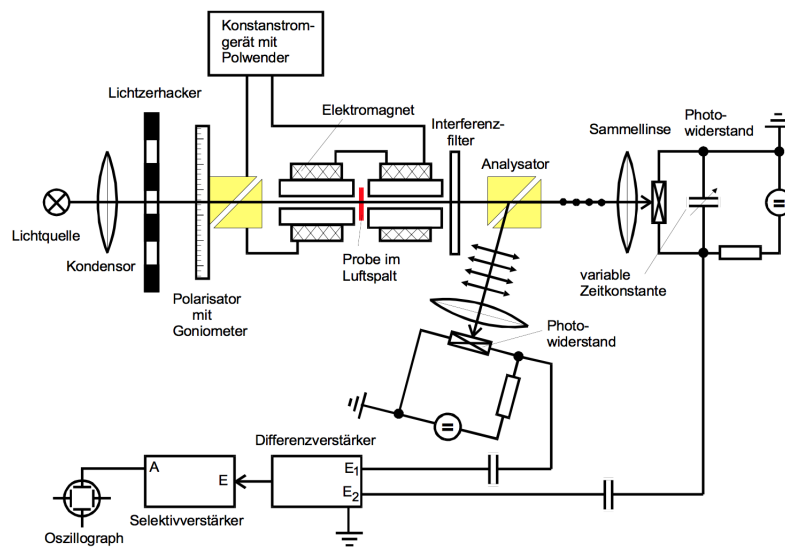


Abbildung 3: Versuchsaufbau.[1]

Das emittierte Infrarotlicht einer Halogen-Lampe wird von einer Kondensorlinse gebündelt, durch einen Interferenzfilter, welche aus einer Strahlung ein kleinen Wellenlängenbereich herausfiltern, monochromatisiert und durch ein Glan-Thompson-Prismen aus Kalkspat linear polarisiert. Die scheibenförmige Probe wird in einen Elektromagneten eingeführt, welcher an ein Konstantstromgerät angeschlossen ist. Ein weiteres Glan-Thompson-Prisma hinter dem Elektromagneten spaltet den Lichtstrahl in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilstrahlen auf. Mithilfe von Photowiderständen kann die Intensität beider Strahlen bestimmt werden. Die Signalspannung werden dann über einen Differenzverstärker und einem Selektivverstärker auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht. Dabei ist der Selektivverstärker auf die Zerhackerfrequenz abgestimmt.

4 Versuchsdurchführung

Zur Justierung der Apparatur mit sichtbaren Licht wird zunächst der Interferenzfilter entfernt.

Als erstes wird die Genauigkeit der Polarisationsvorrichtung überprüft. Dafür wird das zweite Glan-Thompson-Prisma um seine vertikale Achse so gedreht, dass keine Lichtintensität für den durchgehenden Strahl des ersten Glan-Thompson-Prisma messbar ist. Durch die Einstellung des Abstandes zwischen der Sammellinse und den Photowiderständen wird die Abbildung der Lichtquelle auf die lichtempfindlichen Flächen der

Widerstände überprüft.

Als nächstes wird die Zerhackerfrequenz eingestellt und die Frequenz des Selektivverstärkers an diese angepasst. Mithilfe eines Oszilloskops kann dieses Verhältnis dargestellt werden. Zur Unterdrückung der Störspannungen wird die Ausgangsspannung des Selektivverstärkers auf seinen maximalen Wert eingestellt.

Auch die Lichtintensität wird eingestellt. Hierbei wird durch die relative Verschiebung der Lichtquelle und der Sammellinse zum Lichtzerhacker versucht, die Intensität noch zu erhöhen.

Dann erst wird der Interferenzfilter und die zu untersuchenden Probe in die Apparatur hinzugefügt. Vor der Messung der Winkel wird erneut das Signal abgeglichen.

Zur Bestimmung des Rotationswinkels θ wird die Lichtintensität der Teilstrahlen auf den gleichen Wert eingestellt, damit keine Spannung am Ausgang des Differenzverstärkers mehr messbar ist. Am Polarisator kann mittels eines Goniometers der durch das Magnetfeld entstandene Winkel abgelesen werden. Danach wird das Magnetfeld umgepolt und der Winkel erneut abgelesen. Mit der Formel

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

ist der Rotationswinkel zu berechnen.

Die Rotationswinkel werden für hochreines und n-dotiertes Galliumarsenit für acht Wellenlängen im nahen Infrarotbereich gemessen.

Mit einer Hallsonde wird in Richtung des einfallenden Strahles das maximale Magnetfeld ausgemessen.