

Physikalisches Fortgeschrittenenpraktikum

Halbleiterspektroskopie

– *Auswertung* –

Armin Burgmeier Robert Schittny

1 Aufgabe 1: Radius der kleinsten Kolloide

Zuerst haben wir die CdS/CdSe-Kolloide untersucht. Dazu haben wir die Probe direkt vor das Spektrometer in den Strahlengang eingebracht, damit sie möglichst im Fokus des Lichtstrahls ist. An der eigentlich für die Proben vorgesehenen Stelle war bereits ein unbeweglicher Kryostat in dem die anderen Proben auch bereits enthalten waren.

Wir haben das Transmissionsspektrum in Abhängigkeit der Wellenlänge des Lichts gemessen und die Absorptionskante bestimmt. Dabei variierten wir die Stelle an der der Lichtstrahl auf die Probe trifft um sowohl große als auch kleine Kolloide zu untersuchen.

Die Absorptionskante der größten Kolloide, welche die am meisten rotverschobene ist und von der wir annehmen dass sie der Energie der Bandlücke von CdS entspricht, haben wir bei

$$E_{gap} = 2,0234 \text{ eV} \quad (1)$$

beobachtet, was einer Wellenlänge von 613,44 nm entspricht. Die am meisten blauverschobene Absorptionskante, die zu den kleinsten Kolloiden gehört, haben wir bei 447,12 nm bzw.

$$E_{ph} = 2,7761 \text{ eV} \quad (2)$$

beobachtet. Damit ergibt sich mit der reduzierten Masse von Elektron und Loch $\mu = 0,2m_0$ der Radius der kleinsten Kolloide zu

$$R = \sqrt{\frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu (E_{ph} - E_{gap})}} = 1,58 \text{ nm} \quad (3)$$

2 Aufgabe 2: Schichtdicke der CdS-Probe

Nun haben wir die vorherige Probe entfernt und eine sich im Kryostat und damit bereits im Fokus befindliche CdS-Probe in den Strahlengang eingebracht. Weiterhin haben wir einen Polarisator eingebracht, mit dessen Hilfe wir zunächst nur Licht untersucht haben, welches senkrecht zur Kristallachse der Probe polarisiert war. Diese Einstellung haben wir gefunden indem wir den Polarisator so eingestellt haben, dass die Absorptionskante möglichst weit ins Blaue verschoben war.

Wegen der Fabry-Perot-Interferenzen beobachten wir Maxima und Minima im Transmissionsspektrum. Tragen wir wie in der Vorbereitung beschrieben den Index der Extrema über $\frac{n}{\lambda}$ mit der gegebenen Relation $n(\lambda)$ auf, so erhalten wir aus der Geradensteigung das Vierfache der Schichtdicke.

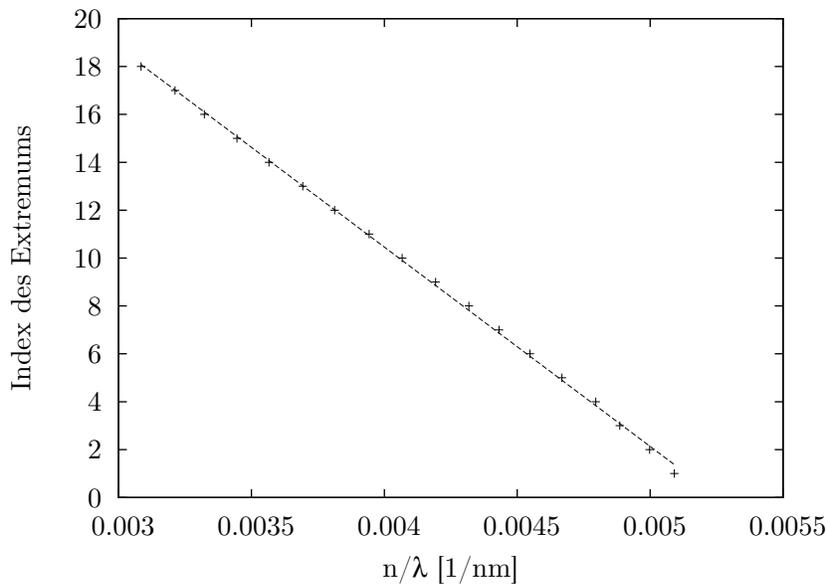


Abbildung 1: Extrema in Abhängigkeit von $\frac{n}{\lambda}$ bei senkrechter Polarisation

Die Steigung beträgt $m = -8327,78 \text{ nm}$ mit einem statistischen Fehler von 0,7 %. Die Schichtdicke ergibt sich damit zu

$$l = -\frac{m}{4} = 2,08 \text{ } \mu\text{m} \quad (4)$$

Die Energielücke ergibt sich direkt aus der Absorptionskante des Spektrums. Bei senkrechter Polarisation liegt sie bei $\lambda_{\perp} = 507,93 \text{ nm}$, und bei paralleler Polarisation bei $\lambda_{\parallel} = 511,56 \text{ nm}$. Damit sind die jeweiligen Bandlücken

$$E_{\perp} = 2,444 \text{ eV} \quad (5)$$

$$E_{\parallel} = 2,436 \text{ eV} \quad (6)$$

3 Aufgabe 3: Multiple Quantum Well

Wir beobachteten nun das Transmissionsspektrum des GaAs-MQW, wofür wir die Probe mit Hilfe des Kryostaten auf 77 K abkühlten, um thermische Anregungen möglichst zu unterbinden.

Zunächst einmal lässt sich im Bereich von etwa 660 nm bis 740 nm Wellenlänge ein stufenförmiges Ansteigen der Transmission erkennen. Die Absorption nimmt daher mit wachsender Energie stufenförmig zu, was wie in der Vorbereitung beschrieben gerade dem Verlauf der Zustandsdichte für einen zweidimensionalen Halbleiter entspricht, wie er hier als Multiple Quantum Well gegeben ist. Diese Beobachtung deckt sich also mit den Überlegungen aus der Vorbereitung.

Des weiteren erkennen wir im niederenergetischen Bereich des Spektrums zwei stark ausgeprägte Absorptionspeaks. Dies sind gerade die heavy-hole- und light-hole-Exzitonresonanzen, wie wir sie in der Vorbereitung beschrieben haben.

Dicke der GaAs-Quantenfilme Wir wollen nun die Dicke der GaAs-Quantenfilme bestimmen. Diese erhalten wir laut Vorbereitung aus folgender Formel:

$$l = \sqrt{\frac{\pi^2 \hbar^2}{2} \cdot \frac{1}{m_h^* (E_g - E_l) - m_l^* (E_g - E_h)} \cdot \left(\frac{m_h^*}{m_l^*} - \frac{m_l^*}{m_h^*} \right)} \quad (7)$$

Die Bandlückenenergie sowie die effektiven Elektron- und Lochmassen für leichte und schwere Löcher sind uns gegeben:

$$E_g = 1,511 \text{ eV} \quad m_e = 0,07 m_0 \quad m_{hh} = 0,48 m_0 \quad m_{lh} = 0,087 m_0 \quad (8)$$

m_0 ist dabei die Elektronenruhemasse. Hieraus können wir die reduzierten Massen der schweren und leichten Elektron-Loch-Paare errechnen:

$$m_h^* = \frac{m_e \cdot m_{hh}}{m_e + m_{hh}} = 0,0611 m_0 \quad \text{und analog} \quad m_l^* = 0,0388 m_0 \quad (9)$$

Mit den gemessenen Absorptionspeaks ergibt sich:

$$\lambda_l = 769,93 \text{ nm} \quad \Rightarrow \quad E_l = 1,611 \text{ eV} \quad (10)$$

$$\lambda_h = 781,9 \text{ nm} \quad \Rightarrow \quad E_h = 1,586 \text{ eV} \quad (11)$$

Hieraus können wir nun die Dicke l der GaAs-Quantenfilme berechnen und erhalten

$$l \approx 10,6 \text{ nm} . \quad (12)$$

4 Aufgabe 4: np-Exzitonenserie

Zum Schluss nahmen wir die Absorptionsspektren von zwei verschieden dicken Kupferoxid-Kristallen auf. Im Spektrum des dünnen Kristalls sind die Absorptionspeaks der 2p- und 3p-Exzitonen gut bei $\lambda_{2p} = 581,69 \text{ nm}$ und $\lambda_{3p} = 577,92 \text{ nm}$ zu erkennen. Beim

5 Fehler und Verbesserungsmöglichkeiten

dicken Kristall ist der 3p-Peak gar nicht mehr zu sehen, der 2p-Peak ist erkennbar, wenn man weiß, wo man suchen muss und stimmt mit dem Wert aus dem Spektrum des dünnen Kristalls überein.

Aus den gemessenen Wellenlängen erhalten wir die Anregungsenergien der Exzitonen:

$$\lambda_{2p} = 581,69 \text{ nm} \quad \Rightarrow \quad E_{ex,2} = 2,132 \text{ eV} \quad (13)$$

$$\lambda_{3p} = 577,92 \text{ nm} \quad \Rightarrow \quad E_{ex,3} = 2,146 \text{ eV} \quad (14)$$

Daraus können wir nun die Bandlückenenergie E_g des Cu_2O -Kristalls berechnen. Es gilt

$$E_{ex,n} = E_g - \frac{1}{n^2} \cdot \frac{m^*}{m} \frac{1}{\varepsilon^2} \cdot 13,6 \text{ eV} = E_g - \frac{1}{n^2} \cdot E_b \quad (15)$$

mit der Bindungsenergie E_b . Somit gilt

$$E_g = \frac{1}{5} \cdot (9E_{ex,3} - 4E_{ex,2}) = 2,157 \text{ eV} \quad \text{bei } 77 \text{ K} . \quad (16)$$

Die Bindungsenergie E_b lässt sich ebenfalls berechnen:

$$E_b = \frac{36}{5} (E_{ex,3} - E_{ex,2}) = 0,1 \text{ eV} \quad (17)$$

1s-Übergang der Exzitonenserie Der 1s-Übergang ist bei den Exzitonen im Kupferoxidkristall dipolverboten und daher nicht direkt beobachtbar. Der Übergang taucht allerdings trotzdem auf, nämlich zusammen mit der Emission oder Absorption eines Phonons. Dies wird deutlich durch zwei Knickpunkte im Spektrum des dicken Kristalls bei $\lambda_{1s1} = 611,9 \text{ nm}$ und $\lambda_{1s2} = 620 \text{ nm}$. Diese Knickpunkte kennzeichnen die beiden Übergänge unter Beteiligung eines Phonons, der wahre Übergang liegt also genau dazwischen und wir erhalten $\lambda_{1s} = (\lambda_{1s1} + \lambda_{1s2})/2 = 615,05 \text{ nm}$.

Die Anregungsenergie der 1s-Exzitonen ist damit:

$$\lambda_{1s} = 615,05 \text{ nm} \quad \Rightarrow \quad E_{ex,1} = 2,015 \text{ eV} \quad (18)$$

5 Fehler und Verbesserungsmöglichkeiten

Durch die Art des Versuchsaufbaus ist es nur schwer möglich, konkrete Fehler mit in die Berechnungen einfließen zu lassen. Systematische Fehler sind höchstens im Spektrometer vorhanden, uns aber nicht bekannt. Statistische Fehler werden durch die Mittelung der verwendeten Software über mehrere Messungen vermutlich recht klein gehalten, waren für uns aber auch nicht zugänglich.

Wir wollen daher einige Überlegungen anstellen, welche Fehlerquellen hier grundsätzlich zu beachten sind und was man sonst am Versuchsaufbau verbessern könnte.

Lichtquelle(n) Zunächst ist hier das Streulicht zu nennen, welches von der verwendeten Schreibtischlampe erzeugt wird. Dessen Auswirkungen sind jedoch vermutlich sehr gering, da nur wenig Licht direkt in die Glasfaser des Spektrometers einfallen konnte. Durch die Aufnahme von Dunkelspektren vor jeder Messung wurde dem Umgebungslicht Sorge getragen, ideal wäre hier sicher gewesen, die Versuchsapparatur in einer lichtdichten Kammer zu betreiben, um jegliches Umgebungslicht auszuschließen.

Ansonsten ist zu benennen, dass sich das Spektrum der Halogen-Lichtquelle mit der Zeit verändert und außerdem naturgemäß kein gleichmäßiges Spektrum im sichtbaren Bereich besitzt. Dem wurde jedoch vorgebeugt, indem vor jeder Messung zunächst ein Referenzspektrum aufgenommen wurde.

Hohe Temperaturen Der Großteil der Messungen wurde bei Zimmertemperatur durchgeführt, ein Teil bei 77 K. Diese vergleichsweise hohen Temperaturen und die damit verbundene Wechselwirkung mit thermisch angeregten Phononen führen zu einem „Ausschmieren“ der Peaks bzw. Absorptionskanten in den Spektren, was beispielsweise die genaue Identifizierung des 3p-Peaks bei Cu_2O (trotz Kühlung mit flüssigem Stickstoff) schwierig machte. Eventuell wurden dadurch manche Peaks sogar komplett unsichtbar.

Ideal wären hier natürlich Messungen bei tieferen Temperaturen, die jedoch deutlich aufwändiger und somit für einen Praktikumsversuch wahrscheinlich nicht praktikabel sind.

Alles in allem liefert der jetzige Versuch jedoch durchweg gute Ergebnisse, die sich wahrscheinlich nur mit einem erheblichen Mehraufwand signifikant verbessern ließen.