

## 45: OPTISCHE EIGENSCHAFTEN VON HALBLEITER-QUANTENWELLS

### INHALTSVERZEICHNIS

1. Zielsetzung .....	1
2. Versuchsdurchführung .....	2
2.1. Versuchsaufbau .....	2
2.2. Eichung .....	2
2.3. Emissionslinien .....	2
3. Auswertung .....	3
3.1. Katalogisierung der Peaks .....	3
3.2. Aluminiumgehalt der Probe .....	3
3.3. Barrierenhöhe der Potentialtöpfe .....	3
3.4. QW-Breiten .....	4
3.5. 3D Exzitonbindungsenergie .....	4
3.6. Energielücken bei höheren Temperaturen .....	5
3.7. Spektrale Auflösung .....	5
4. Fragen .....	6
4.1. Funktionsweise eines Gittermonochromators .....	6
4.2. Abschätzung wirksamer Topfbreiten durch die De-Broglie-Beziehung .....	6
4.3. Abhängigkeit der Exzitonenergie von der Topfbreite .....	6
4.4. Abhängigkeit der Linienbreite von der Topfbreite .....	6
4.5. Doppellinienstrukturen .....	7
4.6. Thermische Effekte (4,2K → 130K) .....	7

### 1 ZIELSETZUNG

Quantenwells sind sehr interessante Halbleiterschichtstrukturen an denen quantenmechanische Effekte in zwei Dimensionen vermessen werden können. Darüber hinaus kann man an ihnen auch die Elektron-Loch Bindung, Exziton genannt, beobachtet werden. Quantenwells stellen auch die Grundlage zu weiteren Strukturen, wie Quantendrähten oder Quantenpunkten dar. Diese werden durch „einfaches Herausschneiden“ von Quantenwellteilen hergestellt. Dadurch werden die freien Dimensionen noch weiter eingeschränkt wodurch man dann auch 2D-QM-Zustände und sogar 3D-QM-Zustände beobachten und verifizieren kann.

## 2 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

### 2.1 Versuchsaufbau

Prinzipiell wird das Licht eines He-Ne-Lasers (832,82nm) mit Hilfe einer Glasfaseroptik auf die Probe gelenkt und das reemittierte Licht mit einem Gitterspektrographen mit Photomultiplier analysiert. Der dazu notwendige optische Aufbau macht zwar einige Arbeit und bringt jede Menge Fehlerquellen mit sich, ist für das Verständnis des Versuchs und der physikalischen Phänomene aber nicht wichtig.

### 2.2 Eichung

Zuerst wurde der Strahl des Lasers direkt auf die Eingangsblende des Monochromators gelenkt und ein Intensitätsplot aufgenommen, um anhand der Plasmalinien die Wellenlängenskala zu eichen. Dazu haben wir aus der Tabelle die stärksten Linien herausgenommen und geplottet (1), um aus Gruppenmustern charakteristische Linien herauszufinden. Die Gruppen wurden mit A-E, die Linien innerhalb der Gruppe mit 1-4 (alles von rechts nach links) benannt. Eindeutig zu bestimmen (aus den Mustern) waren die  $B_1$ -Linie (830nm, eigentlich eine Doppellinie, die nicht aufgelöst wird) und die  $E_3$ -Linie (748,8nm); aus diesen beiden Fixpunkte (auf die weiteren Plots durchgepaust) lassen sich die Wellenlängen aller anderen Linien bestimmen. Daraus wurde ersichtlich, daß die Monochromatoranzeige zwar falsch geht — um ca. 10nm (!) — aber ansonsten sehr schön linear arbeitet. (siehe 2)

### 2.3 Emissionslinien

Die Probe selbst befindet sich im Inneren eines Metallrohrs, das (langsam) in flüssiges Helium eingetaucht wird, um es auf die gewünschte Temperatur (4,2K, ca. 70K und ca. 130K) zu bringen. Da die Luftfüllung des Rohrs bei diesen Temperaturen einfach ausfrieren würde und somit keine termische Kopplung mehr gegeben wäre, wurde das Rohr erst evakuiert und mit Helium gefüllt.

Die Temperatur an der Probe kann durch einen Kohle-Schichtwiderstand geprüft werden und stabilisiert sich nur relativ langsam. (Die meiste Zeit wurde letztlich damit verbracht, auf die Temperaturanpassung zu warten.)

Da eine der Emissionslinien (ca. 820nm) um mindestens einen Faktor zehn intensiver ist als die übrigen, wurde das Spektrum bei allen drei Temperaturen mit zwei unterschiedlichen Intensitätsauflösungen (bei der zweiten Serie die großen Peaks abgeschnitten) aufgenommen. (siehe 3 und 4)

Was sofort auffällt, ist daß die großen Peaks "wandern", das heißt, derselbe Peak bewegt sich mit steigender Temperatur zu größeren Wellenlängen; des weiteren nimmt die Schärfe der Peaks (also wohl auch die Energieschärfe der zugehörigen Übergänge) mit wachsender Temperatur stark ab.

### 3 AUSWERTUNG

#### 3.1 Katalogisierung der Peaks

*nicht wandernde Peaks.* (Nicht alle erfaßt, nur die markantesten:)

No.	Wellenlänge in nm	Energie in eV
1	738,5	1,678
2a	750,6	1,652
2b	751,6	1,650
3	763,7	1,623
4	772,4	1,606
5	794,7	1,560
6a	810,5	1,530
6b	811,2	1,528

Bei diesen Peaks handelt es sich nicht – das wäre die nächstliegende Annahme gewesen – um durch den Filter nur teilweise unterdrückte Plasmalinen des HeNe-Lasers (die gemessenen Wellenlängen tauchen in der Plasmaliniertabelle nicht auf). Allerdings ist sicher, daß es sich um Effekte handelt, die im nicht gekühlten Teil des Versuchsaufbaus auftreten, z.B. Resonanzstreuung in der Glasfaser.

*wandernde Peaks bei 4,2 K.*

No.	$\lambda$ [nm]	E [eV]	$E - E_G$ [eV]	QW-Breite [Å]
1	723,4	1,714	0,195	23,4
2	767,2	1,616	0,097	46,6
3	797,6	1,554	0,035	91,1
4	807,7	1,535	0,016	133,5
5	818,1	1,516	-0,004	

Bei Linie No.5 handelt es sich um die Emission des (unendlich breiten) GaAs Substrats. Das negative ( $E - E_G$ ) ist die Exzitonen-Bindungsenergie (später ausführlich).

Die Erklärung des Wanderns und die daraus gewonnene Informationen folgen weiter unten.

#### 3.2 Aluminiumgehalt der Probe

Aus der gegebenen Emissionslinie des AlGaAs-Substrats (656nm) ergibt sich eine Bandlücke von 1,89eV, das entspricht einem Aluminiumgehalt von ca.  $x=0,3$ , es handelt sich also um  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ ; Geht man davon aus, daß es *genau* 0,3 sind, kann man mit einer Energielücke von 1,8929eV weiterrechnen.

#### 3.3 Barrierenhöhe der Potentialtöpfe

Mit der im Skript gegebenen Energielücke von GaAs  $E_G^{GaAs} = 1,5192\text{eV}$  ergibt sich ein Unterschied der Energielücken von  $\Delta E_G = 0,3741\text{eV}$ , die sich im Verhältnis von 65:35 auf Leitungs- und Valenzband aufteilt. In der Terminologie des Quantenmechanischen Kastenpotentials ergibt sich also:

$$V_B^L = 0,2432\text{eV} \quad V_B^V = 0,1309\text{eV}$$

### 3.4 QW-Breiten

Da wir im Quantum-Well einen 1D-Potentialtopf endlicher Tiefe vorliegen haben, läßt sich die Abhängigkeit der Energie  $E$  (im Grundzustand) von der Topfbreite  $L_Z$  durch eine transzendente Gleichung darstellen:

$$\sqrt{\frac{m_B E}{m_t(V_B - E)}} \tan\left(\sqrt{\frac{2m_t E}{\hbar^2}} \frac{L_Z}{2}\right) = 1$$

Dabei ist  $m_t$  die effektive Masse im Topf,  $m_B$  die Masse in der Barriere und  $V_B$  die Tiefe des Topfes. Durch einige Umformungen läßt sich diese Gleichung nach  $L_Z$  auflösen und man erhält:

$$L_Z = \sqrt{\frac{2\hbar^2}{m_t E}} \arctan\sqrt{\frac{m_t(V_B - E)}{m_B E}}$$

Da sich diese Gleichung für  $E$  nicht analytisch lösen läßt, muß man numerisch weiterrechnen. Bei einer Temperatur von ca. 4,2 K dürften hauptsächlich Elektronen und schwere Löcher zu berücksichtigen sein, da dies der energetisch günstigere Zustand (geringste Energie-Differenz) ist. Es kann aber trotzdem sein, daß wir einen (nicht allzu großen) Einfluß der leichten Löcher verspüren, da bei 4,2 K sicher nur die Energielücke am  $\Gamma$ -Punkt interessiert und hier die Differenz der Energien sehr gering ist (Größenordnung  $10^{-2}$ eV).

Darum haben wir oben obige Gleichung sowohl für schwere Löcher wie auch für Elektronen bei verschiedenen  $E$ -Werten zwischen 0 und 0.25 eV ausgewertet (mit Maple). Die Werte für die Löcher haben sich sehr gut an eine Funktion anfitzen lassen (hauptsächlich  $a * x^b + c$  und  $\tanh(dx)$  und ein Polynom zur Feinkorrektur). Dadurch konnten wir problemlos  $E_e(L_Z)$  und  $E_{hh}(L_Z)$  addieren.

Um die Exziton Grundzustandsbindungsenergie mit einberechnen zu können haben wir auch diese Werte (Abb. 9, S. 15, Versuchsanleitung) an die vorher schon beschriebene Funktion angefittet (Plot 5).

Wenn man statt dem endlich hohen Potentialtopf einen unendlich hohen annimmt, kann man dies auch analytisch nach der Energie auflösen (Plot 6):

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_t L_Z^2}$$

Diese Annahme führt aber zu Ergebnissen, die sich nicht mit der Messung decken. Um diese Aussage noch besser untermauern zu können ist im Anhang ein Plot (9) der Grundzustandsenergie (20 - 60 meV) über der Topftiefe angefügt. Man sieht, daß sogar bei einer Topftiefe von über 100eV die Annahme eines unendlich tiefen Topfes noch deutlich falsch ist.

Auch die Annahme eines rechteckigen Topfes endlicher Tiefe ist sicher nicht ganz richtig, da die Atome der GaAs-Struktur und die im AlGaAs sich sicher beeinflussen und somit die Ränder des Quantumwells verbiegen. Ein weitere Unsicherheit ergibt sich auch durch die Wachstumsrichtung des Kristalls. Durch dies verändert sich die Form des Topfes noch einmal.

### 3.5 3D Exzitonbindungsenergie

Der (sehr große) Peak bei 818,1nm stammt nicht mehr von Quanteneffekten. Dieser Ausschlag entsteht durch direkte Rekombination (Band zu Band) von Elektronen. Man mißt hier also direkt die um die Exzitonbindungsenergie korrigierte Bandlücke. Diese Wellenlänge entspricht einer Energie von 1,5155 eV. Da die Bandlücke 1,5192eV beträgt, hat die Exziton eine Bindungsenergie von 3,7meV.

Da man annehmen muß, daß dieser Effekt in einem Bereich der Struktur zustande kommt, in dem es eine ziemlich breite GaAs-Schicht gibt (wahrscheinlich 2000nm), kann man von einem 3D-Exziton ausgehen. Diese läßt sich durch folgende Formel berechnen:

$$E_{Exziton} = \frac{m_t e^4}{8 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2 h^2} = 4,6 meV$$

Dabei muß man für  $m_t$  natürlich die reduzierte Masse ( $\approx 0,056 m_O$ ) der beiden Bindungspartnern im Topf einsetzen. Dieser Wert stimmt relativ gut mit dem experimentellen überein.

### 3.6 Energielücken bei höheren Temperaturen

Wie man an den Plots sieht, wandern alle QW-Emissionslinien und die Emissionslinie des Substrats mit steigender Temperatur. Die Erklärung dafür ist, daß die Energielücke des Halbleiters von der Temperatur abhängig ist. Der Energielücke-Temperatur-Verlauf (Aus dem Substrat-peak) ist in 7 aufgetragen. Dabei wurden folgende Werte verwendet:

T[K]	$\lambda$ [nm]	$E_G$ [eV]
4,2	818,1	1,5192
68	821,5	1,509
125	829,5	1,495
300	literat.	1,43

Diese Werte wurden jeweils am größten Peak gemessen. Dabei wurde bei 68K und 125K die Exzitonbindungsenergie vernachlässigt (da der Meßfehler der Temperatur sicher viel größer ist als die Exzitonbindungsenergie). Das thermische Rauschen liegt in der gleichen Größenordnung wie die Bindungsenergie des Exzitons (daher auch vernachlässigt). Der Wert bei 300K ist der bekannte Wert für die Energielücke von GaAs.

### 3.7 Spektrale Auflösung

Um die spektrale Auflösung experimentell bestimmen zu können haben wir den Peak bei 818,1 nm mit einer Spaltbreite von  $50\mu m$  und  $100\mu m$  gemessen. (siehe (8)). Theoretisch läßt sich die spektrale Auflösung durch folgende Formel berechnen:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\sqrt{4/(g^{-1}n\lambda)^2 - 1}}{2f} \Delta x$$

Die Experimentellen Ergebnisse ergeben sich aus der gemessenen Halbwertsbreite. Dadurch kommt man auf folgende spektrale Auflösungen:

	$50\mu m$	$100\mu m$
Experimentell:	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$
Theoretisch:	$0,1387 \cdot 10^{-3}$	$0,2773 \cdot 10^{-3}$

Gut zu erkennen ist der lineare Zusammenhang zwischen dem Auflösungsvermögen  $\Delta\lambda/\lambda$  und der Spaltbreite. Allerdings wurden die Messungen an den Reflexionslinien durchgeführt, deren Energien aufgrund der kurzen Lebensdauer des Elektron-Loch-Paars verschmiert sind.

## 4 FRAGEN

### 4.1 Funktionsweise eines Gittermonochromators

Licht fällt über einen Eintrittspalt auf einen Hohlspiegel, der ein paralleles Lichtbündel ( $\hat{=}$  unendlich ferne Lichtquelle) auf ein Gitter (in der Praxis meist ein Reflexionsgitter) wirft. Das gebeugte Licht wird von einem zweiten Hohlspiegel auf eine Bildebene abgebildet, auf der sich der Eintrittspalt des Photomultipliers befindet. Je nach Stellung des Gitters wird jeweils das erste Hauptmaximum (oder höhere) der jeweiligen Farbe (Wellenlänge) gerade auf den Detektor abgebildet. Das Nullte Maximum (In Abb. 8 im Skript würde genau dieses gemessen) enthält keine Information über die spektrale Zusammensetzung, da es Licht aller Wellenlängen enthält.

### 4.2 Abschätzung wirksamer Topfbreiten durch die De-Broglie-Beziehung

Die de-Broglie Beziehung lautet.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}}; \quad \text{Topfbreite} \approx \lambda$$

Damit Effekte sichtbar werden, muß die Energie mindestens 0,01 eV betragen, was einer de-Broglie-Wellenlänge von 12nm entspricht. Das heißt, bei QWells mit einer Ausdehnung, die in diesem Bereich liegt oder kleiner ist, kann man Quantenmechanische Effekte (Endliche Grundzustandsenergie) erwarten. Effekte wie die effektive Masse wurden vernachlässigt.

### 4.3 Abhängigkeit der Exzitonenergie von der Topfbreite

Bei Quantenwells endlicher Breite handelt es sich nicht um ein perfektes 2D-System, das heißt der Exzitonenzustand ist eine Übergangsform zwischen einem 2D und einem 3D Exziton. Entsprechend ist es für sehr schmale QW's dem theoretischen 2D-Exziton sehr ähnlich, mit zunehmender Topfbreite nähert es sich an den 3D-Zustand an. (Die 2D und 3D Exziton-Bindungsenergien sind natürlich unterschiedlich.)

Ähnliches ist auch bei realen 1D-Systemen (Quantum Wires) und 0D-Systemen (Quantum Dots) zu erwarten.

### 4.4 Abhängigkeit der Linienbreite von der Topfbreite

Aus den Plots ist abzulesen, daß die die Linien umso unschärfer sind, je geringer die Topfbreite ist. Ein Erklärungsansatz wäre die Heisenberg'sche Unschärferelation  $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ ; Die Impulsunschärfe stellt einen Beitrag zur Energie des Elektrons (und des Lochs) dar und wirkt sich somit auch auf die Energieschärfe des abgestrahlten Lichts aus.

Auswirkungen der Gitterschwingungen auf die Topfbreite und ähnliche thermische Effekte können bei 4,2K wohl ausgeschlossen werden.

#### 4.5 Doppellinienstrukturen

Wir konnten in den Messungen keine Doppellinienstrukturen bei den Quantentöpfen sehen. Sollte man jedoch welche beobachten, dann gibt es verschiedene Gründe dafür.

Ein Effekt ist das Vorhandensein von ‘Multiwells’, das heißt einer periodischen Reihe von Quantenwells, bei denen der trennende Potentialwall dünn genug ist, um vom Elektron durchtunnelt zu werden. Hält sich das Elektron in einem Topf des Systems auf und sein zugehöriges Elektron-Loch in einem anderen, so wird sich kein Exzitonzustand ausbilden können, was die Energie des Systems um ca. 4meV verschiebt.

Da keine Aufspaltung zu erkennen war, konnten wir auch die Linie des Multiwells nicht identifizieren.

Ein anderer Grund ist sicher, daß wir nicht nur Rekombination von Elektronen mit schweren Löchern haben sondern auch solche mit leichten Löcher. Dies führt zu einer Energieaufspaltung von einigen  $10^{-2}$ eV wie oben schon beschrieben.

#### 4.6 Thermische Effekte (4,2K → 130K)

Man sieht beim Erhöhen der Temperatur *keine* Änderung der Linienbreite. Was zu sehen ist (neben einer leichten Erhöhung des Untergrundrauschens) ist eine massive Abnahme der Intensität der Linien. Da etwa gleich viele Elektron–Loch–Zustände erzeugt werden, aber weniger Photonen emittiert werden, ist davon auszugehen, daß ein Teil der Elektronen nicht–leuchtend rekombiniert. Der Weg dazu ist die Rekombination über Störstellen. Das ist auch bei 4,2K möglich (an Gitterfehlern und Oberflächendefekten), bei höheren Temperaturen kommt noch die Rekombination über thermische Phononen dazu.

Die Verschiebung der Peaks zu niedrigeren Energien wurde bereits diskutiert.