

**Fotostromspektroskopie
an GaAs/AlGaAs-Übergittern
im magnetischen Feld**

Diplomarbeit
von
Anne Beate Hummel

PHYSIKALISCHES INSTITUT
DER JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

31. 08. 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Bandstrukturen im Festkörper	5
2.1.1	Energiebänder	5
2.1.2	Metall – Halbleiter – Isolator	6
2.1.3	Volumenhalbleiter	7
2.1.4	Quantentopfstrukturen	10
2.1.5	Exzitonen	14
2.2	Halbleiterübergitter im elektrischen Feld – Wannier-Stark-Quantisierung	16
2.2.1	Wannier-Stark-Leiter im Einteilchen-Bild	19
2.2.2	Wannier-Stark-Leiter mit Vielteilchen-Effekten	22
2.2.3	Bloch-Oszillationen	25
2.3	Halbleiterübergitter im magnetischen Feld – Landau-Quantisierung	26
2.3.1	Landau-Fächer im Einteilchen-Bild	26
2.3.2	Magnetoexzitonen	29
3	Experimenteller Aufbau	32
3.1	Proben	33
3.1.1	Probenstruktur	33
3.1.2	Probenpräparation	36
3.2	Der Fotostrommeßplatz	37
3.2.1	Apparative Ausstattung	37
3.2.2	Meßaufbau und Aufnahme der Fotostromspektren	39

4	Durchführung der Messungen und Ergebnisse	41
4.1	Messungen ohne Magnetfeld	41
4.1.1	pin-Probe	41
4.1.2	Schottky-Probe	43
4.2	Messungen mit Magnetfeld	45
4.2.1	Probenwechsel	46
4.2.2	Parameterwahl	46
4.2.3	Ergebnisse	48
5	Diskussion	59
5.1	Meßapparatur und experimentelle Methoden	59
5.2	Ergebnisse	61
5.2.1	Messungen ohne Magnetfeld – Feldbestimmung	61
5.2.2	Messungen mit Magnetfeld – Drehimpulsaufspaltung	63
5.2.3	Probencharakterisierung für zeitaufgelöste Messungen	64
5.3	Modellrechnungen	65
5.4	Ausblick	67
6	Zusammenfassung	71
7	Danksagung	73
	Literaturverzeichnis	75

Kapitel 1

Einleitung

Von ESAKI und TSU wurden 1970 erstmals Halbleiterübergitter als neue künstliche Materialklasse vorgeschlagen [1], an der quantenmechanische Effekte auf einer neuen, dem Experimentator zugänglichen Größenskala beobachtet werden können. Seit etwa 20 Jahren ist man aufgrund des Fortschrittes in der MBE (molecular beam epitaxy)- und der MOCVD (metal organic chemical vapour deposition)- Technik in der Lage, hochreine Halbleiterstrukturen mit definierten Schichtdicken von bis zu einer Monolage Genauigkeit herzustellen.

Sind dabei Halbleiterschichten größerer Bandlücke in Schichten kleinerer Bandlücke eingebettet, so entsteht eine Quantentopfstruktur. Das Material mit der kleineren Bandlücke bildet dabei die Potentialbarrieren für Ladungsträger in den Quantentöpfen. Die Kopplung zwischen den Quantentöpfen ist durch die Dicke der Barrierenschichten bestimmt. Wird die Breite der Barrieren so klein, daß die Ladungsträgerwellenfunktionen über die gesamte Struktur delokalisiert sind, so spricht man von einem Halbleiterübergitter. Neben den Quantentopfstrukturen können auch Quantendrähte und sogar sog. Quantenpunkte (engl. quantum dots) hergestellt werden. Künstliche Halbleiterstrukturen bieten daher die Möglichkeit, Quanteneffekte in verschiedenen Dimensionen zu untersuchen.

Bedingt durch die starke Kopplung der Wellenfunktionen in den einzelnen Quantentöpfen, kommt es in Halbleiterübergittern zur Ausbildung von sog. Minibändern. Diese spalten im elektrischen Feld jeweils in diskrete Energieniveaus, die sogenannten Wannier-Stark-Leitern, auf. In Halbleiterübergittern konnten aufgrund der gegenüber Kristallgittern um etwa eine Größenordnung größeren Gitterperiode, erstmals Phänomene wie z. B. Bloch-Oszillationen beobachtet werden. Diese waren genau wie die Stark-Aufspaltung von Energiebändern schon lange vor ihrer experimentellen Beobachtung theoretisch beschrieben worden.

Zentraler Forschungsgegenstand unserer Arbeitsgruppe ist die zeitaufgelöste Untersuchung von Elementaranregungen in Volumenhalbleitern und Halbleiterübergittern. Vor zeitaufgelösten Messungen an Halbleiterübergittern ist eine cw-Charakterisierung der zu untersuchenden Proben unbedingt notwendig. In diesen Vorstudien werden Größen wie Anregungsenergien und Linienbreiten der Übergänge bestimmt.

Zu diesem Zweck wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Fotostrommeßplatz aufgebaut, der die Aufnahme von spektral hochaufgelösten Fotostrommessungen mit sehr gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis erlaubt. An einer GaAs/AlGaAs-Übergitterprobe wurden zum einen Fotostrommessungen unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes vorgenommen,

zum anderen wurden erstmals Fotostrommessungen unter dem gleichzeitigen Einfluß eines elektrischen und eines magnetischen Feldes aufgenommen. Neben der Vorcharakterisierung für spätere zeitaufgelöste Untersuchungen von Quanteninterferenz-Phänomenen, liefern die Messungen wertvolle und zugleich neue Informationen zur Magnetfeldabhängigkeit der Wannier-Stark-Niveaus. Aufgrund dieser Messungen wurden im Rahmen einer Kooperation von S. GLUTSCH [2] Modellrechnungen zur Absorption der untersuchten Probenstruktur im Magnetfeld vorgenommen, die bei der Auswertung der Fotostromspektren von großem Wert sind.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in einen Theorieteil, der – ausgehend von den Grundlagen der Bandstruktur in Halbleitern – die in Halbleiterübergittern im elektrischen und magnetischen Feld auftretenden Phänomene beschreibt. Das darauffolgende Kapitel beschäftigt sich mit der Präparation der untersuchten Übergitterproben, dem Aufbau des Fotostrommeßplatzes und dessen Einsatz im Experiment. Die Durchführung der Messungen und ihre Ergebnisse werden im nächsten Kapitel beschrieben. Eine abschließende Bewertung und Diskussion der Messungen sind Gegenstand des folgenden Kapitels, an das sich eine kurze Zusammenfassung anschließt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Bandstrukturen im Festkörper

2.1.1 Energiebänder

Im Modell des freien Elektronengases werden die Valenzelektronen in einem Metall als freie Elektronen aufgefaßt, die sich ungestört durch das periodische Potential der Rumpffionen bewegen. Erfüllt jedoch die Wellenfunktion ψ des Elektrons die Bragg-Bedingung für die Reflexion an den Netzebenen des Kristallgitters (Gitterperiode a), so entspricht ψ am Ort der Reflexion keiner fortschreitenden Welle mehr, sondern es entsteht dort aus der Überlagerung einer einfallenden und einer reflektierten Welle eine stehende Welle. Der für ein freies Elektron geltende parabolische Zusammenhang zwischen Energie E und Wellenvektor \vec{k} (*Dispersionsrelation*) wird daher bei den \vec{k} unterbrochen, die auf der Grenze einer Brillouin-Zone enden. Hier gehen fortschreitende Wellen in stehende Wellen über, die für $k = \pi/a$ eine Wellenlänge $\lambda = 2a$ (Debye-Grenzwellenlänge) haben. Für solche stehenden Wellen gibt es zwei Hauptphasenlagen: $\psi \sim \cos \pi x/d$ und $\psi \sim \sin \pi x/d$. Im ersten Fall ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit ψ^2 des Elektrons am Ort der Rumpffionen ($x = 0, a, \dots$) maximal, dazwischen ($x = a/2, 3a/2, \dots$) Null, im zweiten Fall ist es umgekehrt. Die \cos -Welle entspricht aufgrund der räumlichen Nähe von Rumpffionen und Elektron einer niedrigeren Gesamtenergie. Die Dispersionsparabel des freien Elektrons spaltet infolge der Wechselwirkung mit dem Kristallgitter jeweils bei $k = n\pi/a$ auf. So entsteht statt der Parabel eine Folge von meist etwa S-förmigen Bögen, die erlaubten Energiebändern entsprechen, zwischen denen Energielücken (*verbotene Zonen*) liegen (siehe Abb. 2.1).

Die Existenz von Energiebändern folgt noch aus einer anderen Betrachtung. Geht man statt vom Grenzfall des freien Elektronengases, das eine Störung durch das periodische Gitter der Rumpffionen erfährt, vom Grenzfall isolierter Metallatome aus und rückt diese allmählich aneinander, so beginnen die Elektronen von einem Atom zum anderen zu tunneln. Damit ist die Aufenthaltsdauer eines Elektrons bei einem bestimmten Atom begrenzt. Nach der Unschärferelation müssen sich dann die ursprünglich scharfen Energiezustände der Elektronen verbreitern. Zwischen den Zuständen des freien Gitteratoms und den Energiebändern des Festkörperkristalls besteht dabei eine gewisse Entsprechung. Wird der Kristall aus N Atomen gebildet, so enthält jedes Energieband im allgemeinen N Elektronenzustände, die jeweils von zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin besetzt werden können.

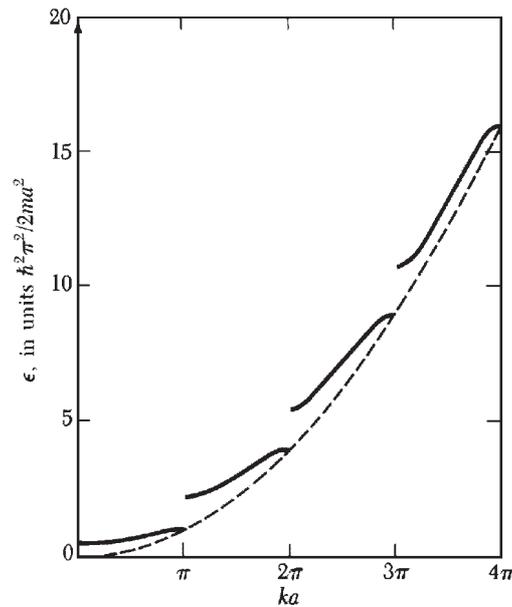


Abbildung 2.1: Die Wechselwirkung mit dem Kristallgitter zerreißt die Energieparabel des freien Elektrons in eine Folge von Energiebändern. Auf der Ordinate ist die Energie in Einheiten von $\hbar^2\pi^2/2ma^2$ aufgetragen. [3] entnommen.

2.1.2 Metall – Halbleiter – Isolator

In einem voll besetzten Energieband werden alle N erlaubten Energieniveaus von insgesamt $2N$ Elektronen eingenommen. Wird an den Festkörper eine elektrische Spannung angelegt, so können Elektronen im voll besetzten Band keine Energie aufnehmen und damit nicht zur elektrischen Leitung beitragen, da es keine freien Niveaus innerhalb des Bandes gibt. Bei praktisch realisierbaren Spannungen reicht die im elektrischen Feld aufgenommene Energie nicht für den Übergang von Elektronen in ein höheres leeres Band aus.

Wie weit die Energiebänder eines Kristallgitters mit Elektronen gefllt sind, hängt von der chemischen Wertigkeit der Gitterbausteine ab. Isolierte kovalent gebundene Moleküle besitzen einen durch das bindende Elektronenpaar vollständig besetzten Zustand, die höheren Zustände sind frei. Im Kristall wird aus dem Zustand des bindenden Elektronenpaares meist ein voll besetztes Band (*Valenzband*, engl. *valence band*, VB), über dem gänzlich leere Bänder liegen. Ist die verbotene Zone zwischen Valenzband und dem nächst höheren leeren Band sehr breit, so entsteht ein *Isolator*, bei kleinerer Bandlücke (ab etwa 4 eV) ein *Halbleiter*. Metallatome hingegen besitzen auch Elektronenschalen, die nicht vollständig mit Elektronen besetzt sind. Außerdem liegen hier benachbarte Orbitale energetisch so dicht beieinander, daß die daraus bei der Bildung eines Kristallgitters entstehenden Energiebänder überlappen. Effektiv liegt bei *Metallen* also ein einziges breites Band vor, das nur zum Teil mit Elektronen gefllt ist, so daß in Metallen immer freie Leitungselektronen vorhanden sind. Allgemein wird ein nur teilweise oder gar nicht besetztes Band als *Leitungsband* (engl. *conduction band*, CB) bezeichnet.

2.1.3 Volumenhalbleiter

Wie elektrische Isolatoren haben Halbleiter bei der Temperatur $T = 0$ ein voll besetztes Valenzband und ein leeres Leitungsband, sind also Nichtleiter. Die Bandlücke E_{gap} zwischen Valenz- und Leitungsband ist jedoch kleiner als bei Isolatoren, so daß bei Temperaturen $T > 0$ der energiereiche Ausläufer der Fermi-Verteilung bis ins Leitungsband hineinreichen kann und die Konzentration der freien Leitungselektronen, und damit die elektrische Leitfähigkeit, mit T ansteigt.

Jedes Elektron, das ins Leitungsband gelangt, läßt im Valenzband eine freie Stelle zurück, die in einem fast vollständig besetzten Valenzband als fehlende negative Ladung wie ein positiver Ladungsträger behandelt werden kann (Konzept der *Defektelektronen* oder *Löcher*). Zur Beschreibung der Bewegung eines Elektrons oder Loches in einem Halbleiter unter dem Einfluß einer äußeren Kraft \vec{K} betrachtet man den jeweiligen Ladungsträger als Wellenpaket ψ , das aus ebenen Wellen mit Wellenvektoren \vec{k} aus einem engen Bereich um ein gewähltes \vec{k}_0 aufgebaut ist. Die äußere Kraft ändert die Energie des Wellenpakets um

$$dE(\vec{k}) = \vec{K} \cdot d\vec{s} = \vec{K} \cdot \vec{v}_g dt, \quad (2.1)$$

wobei \vec{v}_g die Gruppengeschwindigkeit des Wellenpakets bezeichnet, die durch

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\hbar} \text{grad}_k E(\vec{k}) \quad (2.2)$$

oder vereinfacht durch

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad (2.3)$$

gegeben ist. Da andererseits

$$dE(\vec{k}) = \frac{dE(\vec{k})}{d\vec{k}} \cdot d\vec{k} = \hbar \vec{v}_g \cdot d\vec{k}, \quad (2.4)$$

gilt, ergibt sich mit Gl. (2.1):

$$\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = \vec{K} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \quad (2.5)$$

was einer Newtonschen Bewegungsgleichung für die Quasi-Impulse $\hbar\vec{k}$ der Elektronen und Löcher im Kristall entspricht. Für die Beschleunigung \vec{a} des Wellenpakets folgt aus Gl. (2.2) und Gl. (2.5):

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}_g}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \vec{K}. \quad (2.6)$$

Vergleicht man das mit der Newtonschen Bewegungsgleichung

$$\vec{a} = \frac{1}{m} \vec{K}, \quad (2.7)$$

so findet man, daß sich das Elektron oder Loch unter dem Einfluß einer äußeren Kraft mit einer *effektiven Masse*

$$m_{\text{eff}} = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1} \quad (2.8)$$

durch das Kristallgitter bewegt. Die effektive Masse ist eine tensorielle Größe mit den Komponenten

$$(m_{\text{eff}})_{ij} = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} \right)^{-1} \quad \text{mit} \quad i, j = x, y, z. \quad (2.9)$$

Sie hängt daher von der Richtung ab, in der das Elektron oder Loch sich bewegt und gibt die inverse Krümmung der Dispersionsrelation $E(\vec{k})$ an. In der Nähe der Extrema der Dispersionsrelation verlaufen die Energiebänder meist nahezu parabolisch, so daß m_{eff} in diesen Regionen konstant ist. Dies führt zur sogenannten *Effektivmassennäherung*, bei der Elektronen (e) und Löcher (h) in einem Halbleiterkristall als freie Teilchen mit jeweils einer effektiven Masse $m_{e,h}$ behandelt werden. Legt man den Energienullpunkt auf die Oberkante des Valenzbandes, so sind in diesem Fall Elektron- bzw. Lochdispersion durch

$$E_e(\vec{k}) = E_{\text{gap}} + \frac{\hbar^2 (\vec{k} - \vec{k}_e)^2}{2m_e} \quad (2.10)$$

bzw.

$$E_h(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 (\vec{k} - \vec{k}_h)^2}{2m_h} \quad (2.11)$$

gegeben, wobei \vec{k}_e (\vec{k}_h) den Wellenvektor beim Minimum (Maximum) der Dispersionsparabel von Elektron (Loch) bezeichnet. Liegt das Minimum des Leitungsbandes senkrecht über dem Maximum des Valenzbandes, so sind senkrechte Übergänge vom Valenz- ins Leitungsband, d. h. Übergänge bei denen der Wellenvektor \vec{k} des Elektrons erhalten bleibt, bereits durch Absorption eines Photons mit der Energie $h\nu \geq E_{\text{gap}}$ möglich. Man spricht in diesem Fall von einem *direkten* Halbleiter (siehe Abb. 2.2). Bei *indirekten* Halbleitern sind Übergänge nur bei höheren Photonenenergien oder durch zusätzliche Absorption eines Phonons möglich. Gegenüber direkten Übergängen haben phononassistierte Übergänge allerdings eine wesentlich kleinere Übergangswahrscheinlichkeit, die außerdem temperaturabhängig ist.

Die Bandstruktur von realen Halbleitern in der Umgebung der Bandlücke kann mit Hilfe von Zyklotronresonanz-Experimenten bestimmt werden. Dabei wird im Prinzip der Effektivmassentensor (2.9) experimentell ermittelt. In direkten Halbleitern mit Bandkanten im Zentrum der ersten Brillouin-Zone (Γ -Punkt, $\vec{k} = 0$) haben die niedrigsten Energiebänder vereinfacht die in Abb. 2.3 gezeigte Struktur. Rechts sind erlaubte optische Dipolübergänge zu sehen. Am Γ -Punkt ist das Valenzband unter Berücksichtigung des Spins entsprechend den p-Orbitalen, aus denen es entstanden ist, sechsfach entartet, spaltet dort allerdings infolge der Spin-Bahn-Kopplung in das zweifach entartete *Split-off-Band* (so) und in ein vierfach entartetes Band auf, das für $\vec{k} \neq 0$ wiederum in zwei jeweils zweifach entartete Bänder mit unterschiedlicher Krümmung und damit unterschiedlicher effektiver Masse aufspaltet, die dementsprechend als *Schwerlochband* (engl. heavy hole band, hh) und *Leichtlochband* (engl. light hole band, lh) bezeichnet werden. Das Leitungsband entsteht aus den niedrigsten freien s-Orbitalen der Kristallatome und ist in der Umgebung des Γ -Punktes zweifach entartet.

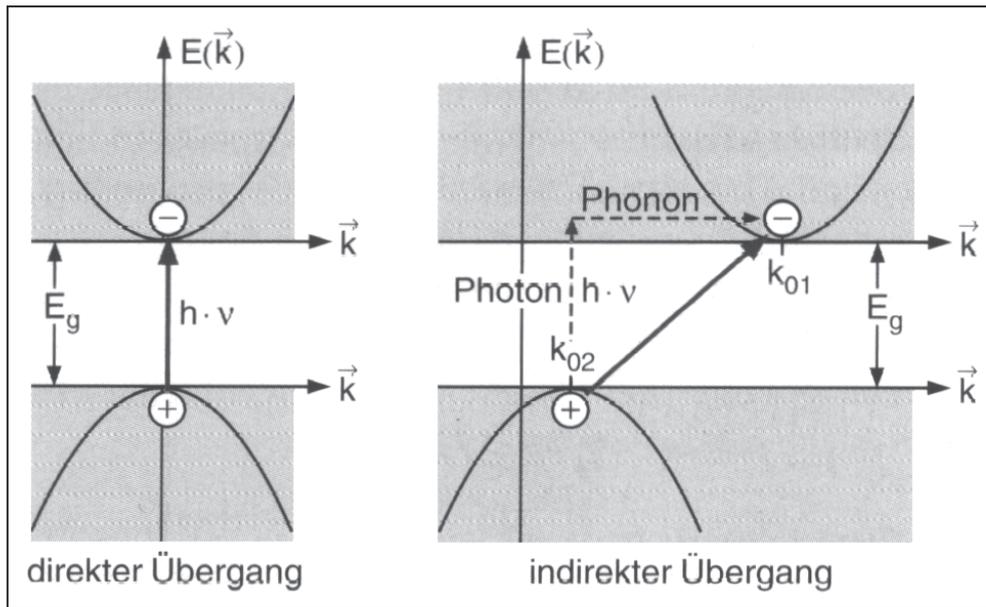


Abbildung 2.2: Übergang zwischen Valenz- und Leitungsbandkante (a) in einem direkten, (b) in einem indirekten Halbleiter bei Absorption eines Photons. [4] entnommen.

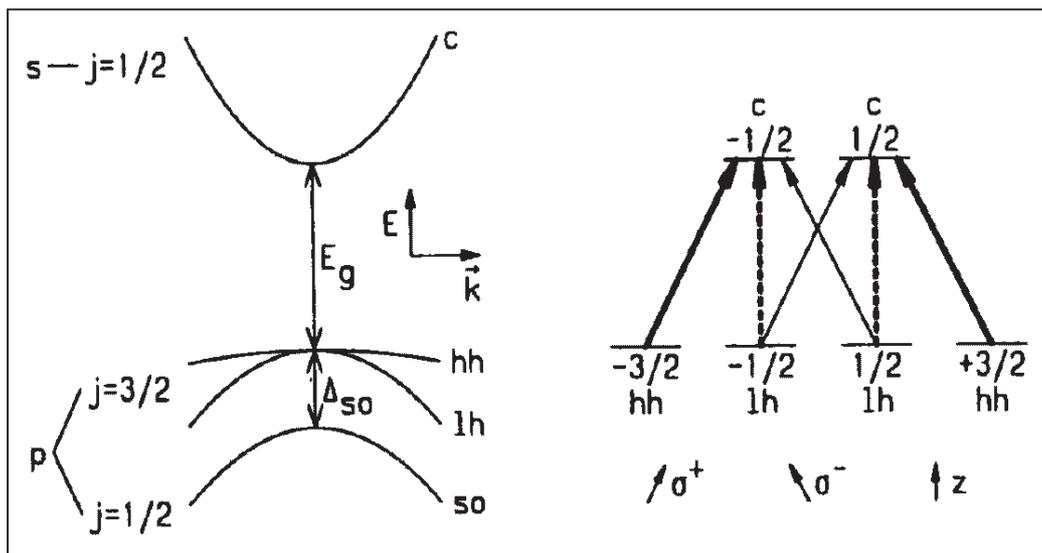


Abbildung 2.3: Vereinfachte Darstellung der Bandstruktur eines direkten Halbleiters in der Umgebung des Zentrums der ersten Brillouin-Zone. Rechts sind erlaubte optische Dipolübergänge zu sehen. [5] entnommen.

Schwerloch- und Leichtlochbänder haben jeweils einen Gesamtdrehimpuls $j = 3/2$ mit den vier Einstellmöglichkeiten der z -Komponente $j_z(\text{hh}) = \pm 3/2$ und $j_z(\text{lh}) = \pm 1/2$. Für das Leitungsband gilt $j = 1/2$ und $j_z(\text{e}) = \pm 1/2$. Für optische Dipolübergänge gelten die Auswahlregeln $\Delta j = \pm 1$ und $\Delta j_z = 0, \pm 1$ [6]. Vom Schwerlochband ins Leitungsband sind zwei Übergänge möglich ($\Delta j_z = \pm 1$), die durch rechts- (σ^+ , $\Delta j_z = +1$) bzw. linkszirkular polarisiertes Licht (σ^- , $\Delta j_z = -1$) selektiv angeregt werden können:

$$\begin{aligned} j_z(\text{hh}) = -3/2 &\xrightarrow{\sigma^+} j_z(\text{e}) = -1/2 \\ j_z(\text{hh}) = +3/2 &\xrightarrow{\sigma^-} j_z(\text{e}) = +1/2. \end{aligned}$$

Vom Leichtlochband können zusätzlich $\Delta j_z = 0$ -Übergänge durch Einstrahlung von parallel zur Quantisierungsachse (z -Achse) linear polarisiertem Licht (π - oder z -Polarisation) induziert werden:

$$\begin{aligned} j_z(\text{lh}) = +1/2 &\xrightarrow{\sigma^+} j_z(\text{e}) = -1/2 \\ j_z(\text{lh}) = -1/2 &\xrightarrow{\sigma^-} j_z(\text{e}) = +1/2 \\ j_z(\text{lh}) = \pm 1/2 &\xrightarrow{\pi} j_z(\text{e}) = \pm 1/2. \end{aligned}$$

Die Halbleitermaterialien GaAs und $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, aus denen die in dieser Arbeit untersuchten Proben aufgebaut sind, gehören der Gruppe der III-V-Verbindungshalbleiter an, d. h. , sie setzen sich aus Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems zusammen. Sie kristallisieren in Zinkblendestruktur und haben ein kubisch flächenzentriertes Bravais-Gitter. Abb. 2.4 zeigt die Bandstruktur von GaAs in der Umgebung der Punkte hoher Symmetrie im reziproken Gitter. Aufgrund der direkten Bandlücke am Γ -Punkt, hat GaAs hervorragende optische Eigenschaften. In der Nähe des Γ -Punktes liegen parabolische Bänder der Elektronen, schweren und leichten Löcher vor. Für größere k -Werte kommt es infolge der *Valenzbandkopplung* zu sogenannten *Nichtparabolizitäten* der Bandstruktur, die sich auf die optischen Eigenschaften des Halbleiters auswirken [7]. Das Leitungsbandminimum und damit die effektive Elektronenmasse direkter Halbleiter sind am Γ -Punkt in guter Näherung isotrop. Die effektiven Massen der Löcher können hingegen stark von der Raumrichtung abhängen. Bei GaAs ist dies jedoch nicht der Fall. Bei diesem Halbleiter sind die effektiven Massen der Elektronen, der schweren und der leichten Löcher nahezu isotrop und haben die in Tabelle 2.1 angegebenen Werte [9].

m_e	=	0,066
m_{hh}	=	0,47
m_{lh}	=	0,07

Tabelle 2.1: Effektive Ladungsträgermassen in GaAs in Einheiten der Ruhemasse m_0 des Elektrons. Werte aus [9].

2.1.4 Quantentopfstrukturen

Eine periodische Anordnung zweier Halbleitermaterialien mit Schichtdicken, die kleiner sind als die Kohärenzlängen der Ladungsträger, wird als Quantentopfstruktur bezeich-

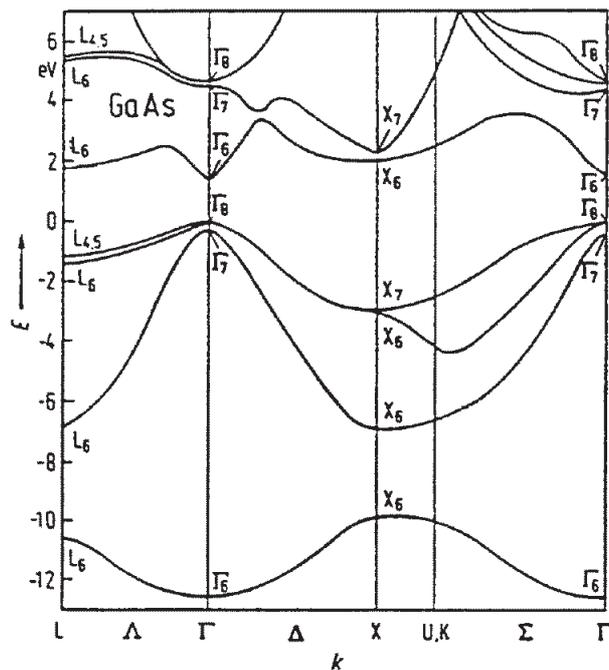


Abbildung 2.4: Die Bandstruktur von Volumen-GaAs in der Umgebung der Punkte hoher Symmetrie im reziproken Gitter. [8] entnommen.

net. Da die beiden Halbleitermaterialien im allgemeinen unterschiedliche Bandlücken haben, werden bei der Beschreibung der Bandanordnung einer Quantentopfstruktur die Bandlückensprünge (*Banddiskontinuitäten*, *Bandoffsets*) in Valenz- und Leitungsband (ΔE_V und ΔE_C) angegeben. Zwei mögliche Bandstrukturprofile sind in Abb. 2.5 schematisch dargestellt. Man bezeichnet sie als Typ I- bzw. Typ II-Konfiguration. In räumlich direkten Typ I-Quantentopfstrukturen sind ΔE_V und ΔE_C positiv (siehe Abbildung), so daß die Schichten mit der kleineren Bandlücke (Material 1) sowohl für Löcher im Valenzband (VB) als auch für Elektronen im Leitungsband (CB) endliche Potentialtöpfe darstellen. Die Schichten mit der größeren Bandlücke (Material 2) bilden die Potentialbarrieren. In räumlich indirekten Typ II-Quantentopfstrukturen, ist eine der Banddiskontinuitäten negativ, so daß für Löcher und Elektronen jeweils verschiedene Materialien Potentialtöpfe bzw. -barrieren bilden. Zur Herstellung von Quantentopfstrukturen eignen sich Kombinationen von Halbleitern unterschiedlicher Bandlücke, aber möglichst gleicher Gitterkonstante. Das Materialsystem GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ erfüllt beide Voraussetzungen: Die Bandkanten von GaAs bzw. AlAs liegen bei tiefen Temperaturen bei 1,52 eV bzw. 2,23 eV [9], unterscheiden sich also um 0,71 eV, die Gitterkonstanten stimmen bis auf etwa ein Promille überein. Die *Molekularstrahlepitaxie* (engl. *molecular beam epitaxy*, MBE) von in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ eingebetteten GaAs-Schichten ermöglicht daher die Realisierung eindimensionaler Quantentöpfe mit einer Potentialtiefe von einigen 100 meV, wobei aufgrund der guten Gitteranpassung Strukturen hervorragender Qualität ohne mechanische Verspannungen hergestellt werden können. Für $x < 0,45$ ist die Bandlücke von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ direkt und liegt zwischen 1,519 eV für $x = 0$ und 2,079 eV für $x = 0,44$. Diese Werte ergeben sich aus der mit Hilfe eines Röntgenbeugungsexperiments bestimmten Beziehung [10]

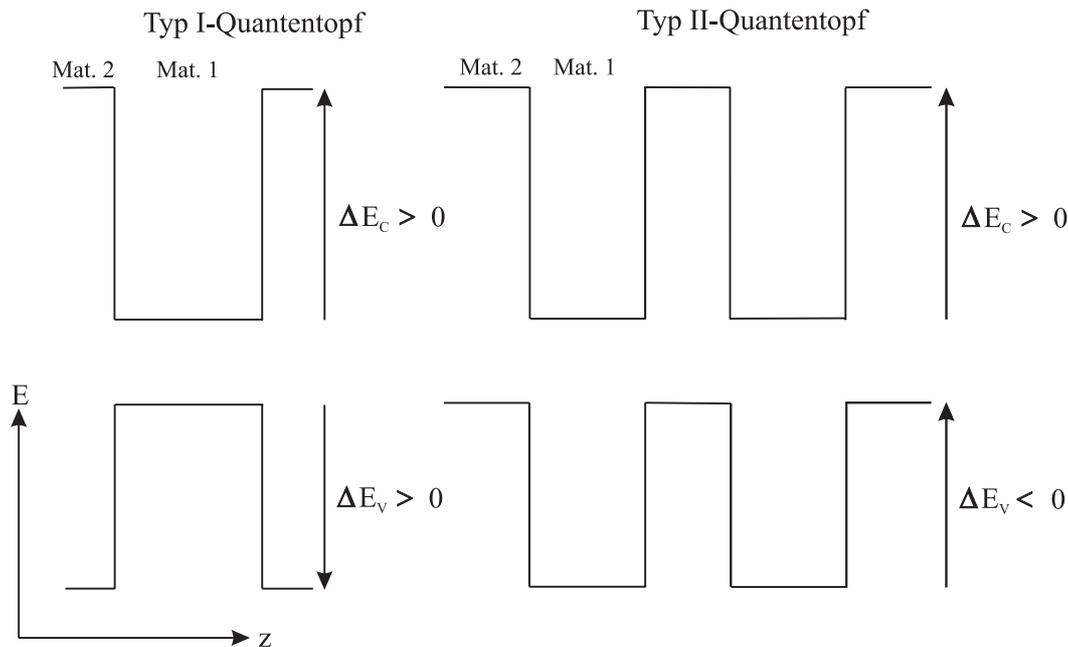


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Bandstrukturprofile von Typ I- bzw. Typ II-Quantentopfstrukturen

$$E_{\text{gap}}(x) = 1,519 + 1,27x. \quad (2.12)$$

So entstehen je nach relativem Aluminiumanteil x Quantentopfstrukturen vom Typ I ($x < 0,45$) oder vom Typ II ($x > 0,45$). Der Unterschied in den Bandlücken von GaAs und AlGaAs wird dabei etwa im Verhältnis 67 : 33 auf Leitungs- und Valenzbandoffset verteilt [11]. Mit Hilfe der MBE-Technik lassen sich verschiedenartige Quantentopfstrukturen herstellen: ein einzelner Quantentopf (engl. *single quantum well*, SQW), mehrere ungekoppelte Quantentöpfe (engl. *multiple quantum well*, MQW), gekoppelte Doppelquantentöpfe (engl. *double quantum well*, DQW) oder mehrere gekoppelte Einzelquantentöpfe, sogenannte Halbleiterübergitter (engl. *superlattice*, SL). Die Gitterkonstante d eines Übergitters ergibt sich aus der Summe von Topfbreite L_W und Barrierenbreite L_B . Es ist heute möglich, bis auf eine Monolage definierte Strukturen mit Gitterkonstanten von etwa 2 nm bis 20 nm herzustellen.

Die Kopplung zwischen den Quantentöpfen ist im wesentlichen durch die Breite der Barrieren gegeben. In ungekoppelten Mehrfachquantentöpfen verhindern die Potentialbarrieren eine Ladungsträgerwechselwirkung zwischen benachbarten Quantentöpfen, so daß die energetischen Zustände E_n der Elektronen bzw. Löcher in den einzelnen Töpfen jeweils gleich sind. Für einen unendlich tiefen Quantentopf entsprechen die Eigenfunktionen der Elektronen und Löcher stehenden Sinuswellen, die ein vollständig orthonormales Funktionensystem bilden. Bei optischen Übergängen sind daher in niedrigster Ordnung nur Übergänge zwischen Zuständen mit derselben Quantenzahl n in Valenz- und Leitungsband erlaubt¹. Im Falle von Übergittern kommt es aufgrund dünner Barrieren zu einer Delokalisierung der Ladungsträgerwellenfunktionen über das gesamte Übergitter hinweg, so daß die Quanten-

¹Eine Einführung in die Physik ungekoppelter Mehrfachquantentöpfe findet sich in [11].

topfzustände für die Richtung senkrecht zu den Übergitterschichten (Wachstumsrichtung, z -Richtung) Energiebänder ausbilden, die aufgrund ihrer relativ zum Volumenmaterial kleinen Breite *Minibänder* (MB) genannt werden. Je nachdem welchem diskreten Niveau E_n der ungekoppelten Quantentöpfe und welcher Ladungsträgerspezies das jeweilige Miniband entspricht, wird es als n -tes Miniband der Elektronen (e), schweren (hh) oder leichten Löcher (lh) bezeichnet. E_n liegt dabei jeweils etwa in der Bandmitte. Das Tight-Binding-Modell liefert für die Energiedispersion eines Minibandes der Breite Δ_n in einem Typ I- Übergitter ungefähr [12]:

$$E_n(k_z) = E_n - \frac{\Delta_n}{2} \cos(k_z d). \quad (2.13)$$

Eine Darstellung der Miniband-Dispersion findet sich in Abb. 2.6. Ebenfalls dargestellt ist darin die in der Ebene parallel zu den Übergitterschichten (xy -Ebene) geltende parabolische Dispersionsrelation. Für die Gesamtenergie $E(\vec{k})$ eines Teilchens im Übergitter ergibt sich für den Fall in der xy -Ebene isotroper effektiver Massen:

$$E_n(\vec{k}) = E_n - \frac{\Delta_n}{2} \cos(k_z d) + \hbar^2 \frac{k_x^2 + k_y^2}{2m_{\text{eff}}}. \quad (2.14)$$

Die Übergitter-Wellenfunktionen sind bei einem Übergitter mit N Perioden durch

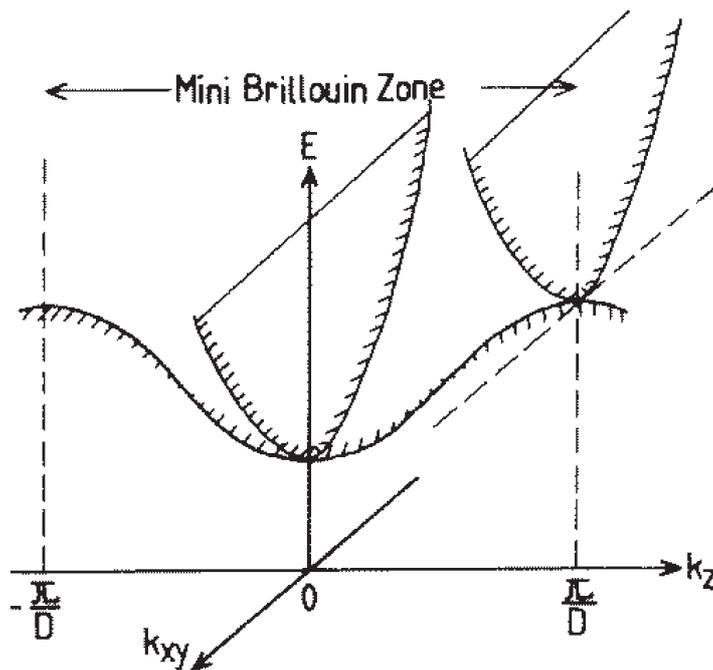


Abbildung 2.6: Miniband-Energiedispersion eines Typ I-Übergitters. Mit eingezeichnet ist die parabolische Dispersionsrelation in der Ebene parallel zu den Übergitterschichten (xy -Ebene). [12] entnommen.

$$\psi(k_z, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N e^{ik_z nd} \phi(z - nd) \quad (2.15)$$

gegeben, wobei $\phi(z - nd)$ die Einhüllenden-Wellenfunktion (Envelopefunktion) des Grundzustandes E_1 eines isolierten Quantentopfes in der n -ten Übergitterperiode bezeichnet. Die Kopplung zwischen den Quantentöpfen und damit die Minibandbreiten hängen von den effektiven Massen der Ladungsträger ab. Je kleiner die effektive Masse, desto stärker sind die Wellenfunktionen der Ladungsträger im Übergitter delokalisiert, und desto breiter ist das entsprechende Miniband. Die Minibandbreite Δ ist durch

$$\Delta \approx 4\gamma \quad (2.16)$$

gegeben, wobei γ das dem jeweiligen Miniband entsprechende Überlappintegral der Wellenfunktionen benachbarter Quantentöpfe ist [13]:

$$\gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(z)V(z)\psi(z - nd)dz. \quad (2.17)$$

$V(z)$ bezeichnet das Übergitterpotential. Theoretisch berechnete Breiten [14] verschiedener niedriger Minibänder der Elektronen, schweren und leichten Löcher für die in dieser Arbeit untersuchte GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Übergitterstruktur (siehe Abschnitt 3.1.1) sind in Tab. 2.2 aufgeführt.

	Δ_1 (meV)	Δ_2 (meV)	Δ_3 (meV)
e	22,0	78,7	
hh	0,9	3,0	7,8
lh	19,3	67,1	

Tabelle 2.2: Theoretisch berechnete Breiten Δ_n verschiedener niedriger Minibänder der Elektronen (e), schweren (hh) und leichten Löcher (lh) für die in dieser Arbeit untersuchte GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Übergitterstruktur [14].

Aufgrund ihrer unterschiedlichen effektiven Massen wird die im Volumenhalbleiter geltende Entartung der Bänder der schweren und leichten Löcher am Γ -Punkt in Quantentopfstrukturen infolge der Symmetrie-Erniedrigung (Auszeichnung der Wachstumsrichtung) aufgehoben, so daß sie dort, wie das Leitungsband, jeweils nur noch zweifach entartet sind. Im Magnetfeld werden auch diese Entartungen aufgehoben, so daß sich am Γ -Punkt das in Abb. 2.7 dargestellte Energie- und Übergangsschema ergibt [15].

2.1.5 Exzitonen

Durch die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern entstehen unterhalb der Leitungs(mini)bandkante gebundene Elektron-Loch-Zustände, die man als *Exzitonen* bezeichnet (siehe Abb. 2.8). Bei Einführung von Relativkoordinaten ergeben sich für die reduzierte effektive Exzitonmasse $m_{\text{ex}} = m_e m_h / (m_e + m_h)$ Lösungen, die denen des Wasserstoffatoms äquivalent sind. Ladungsträger im Valenzband entsprechen einer p-artigen Wellenfunktion (Gesamtdrehimpuls $j_h = 3/2$), Ladungsträger im Leitungsband einer s-artigen Wellenfunktion (Gesamtdrehimpuls $j_e = 1/2$). In einem Ein-Photon-Prozess (optischer Dipolübergang) geht der Drehimpuls des anregenden Photons in der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares auf. Das generierte Exziton besitzt daher eine s-artige Wellenfunktion; Elektron

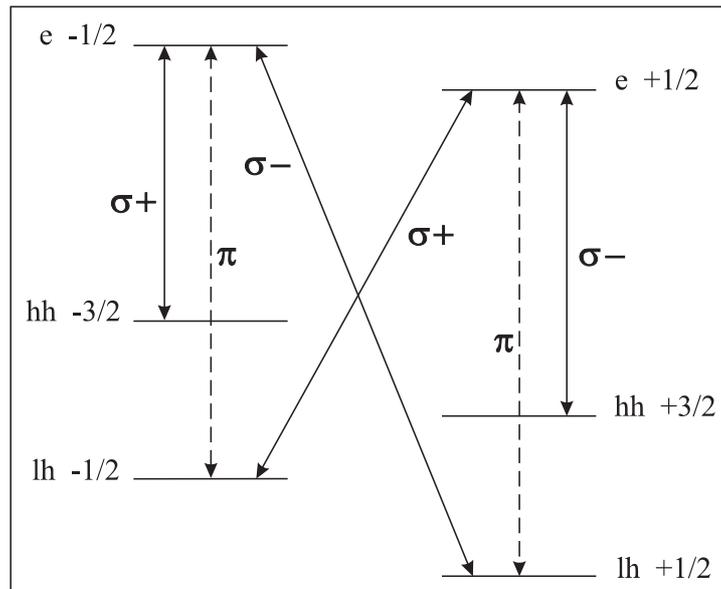


Abbildung 2.7: Energieniveaus der Elektronen (e), schweren (hh) und leichten Löcher (lh) in einer Quantentopfstruktur in einem äußeren Magnetfeld und erlaubte optische Dipolübergänge bei Anregung durch σ^+ , σ^- bzw. π -polarisiertes Licht. Im Gegensatz zum Volumenmaterial sind die Niveaus der schweren und leichten Löcher am Γ -Punkt nicht mehr entartet. Das Magnetfeld bewirkt außerdem eine energetische Aufspaltung der Zustände mit verschiedenen j_z (siehe Zahlenwerte neben den Energieniveaus) des Gesamtdrehimpulses j innerhalb der einzelnen Bänder. Nach [15].

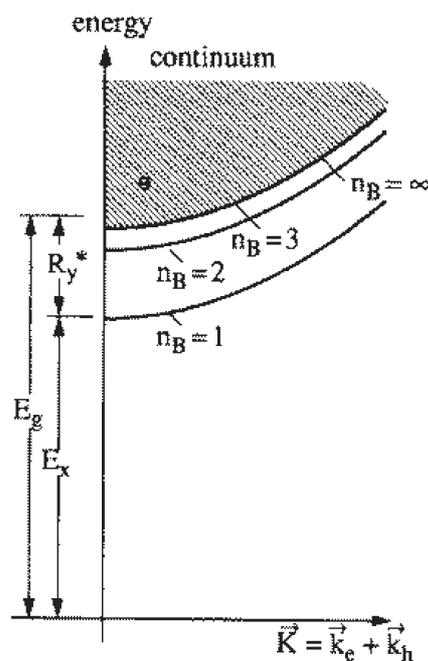


Abbildung 2.8: Exzitonenenergiedispersion in einem Volumenhalbleiter mit direkter Bandlücke. [9] entnommen.

bzw. Loch werden dabei als Spin-1/2- bzw. Spin-3/2-Teilchen betrachtet. Für einen Volumenhalbleiter mit einfachen parabolischen Bändern und einer direkten Bandlücke E_{gap} ist die Exzitondispersionsrelation durch

$$E_n^{\text{ex}}(\vec{K}) = E_{\text{gap}} - \frac{\text{Ry}_{\text{ex}}}{n^2} + \frac{\hbar^2 \vec{K}^2}{2(m_e + m_h)} \quad \text{mit} \quad \vec{K} = \vec{k}_e + \vec{k}_h \quad (2.18)$$

gegeben [9, 5], wobei

$$\text{Ry}_{\text{ex}} = \frac{\hbar^2}{2m_{\text{ex}} a_{\text{ex}}^2} = \text{Ry}_{\text{H}} \frac{m_{\text{ex}}}{\epsilon_r^2 m_0} = 13,6 \text{ eV} \frac{m_{\text{ex}}}{\epsilon_r^2 m_0} \quad (2.19)$$

die exzitonische Rydberg-Energie ist. Ry_{H} bezeichnet die Rydberg-Energie des Wasserstoffatoms, m_0 die Ruhemasse des Elektrons, ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante des Materials ($\epsilon_r = 13,13$ für GaAs) und a_{ex} den exzitonischen Bohr-Radius. Dieser ist gegeben durch [5]

$$a_{\text{ex}} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2} \frac{\epsilon_r}{m_{\text{ex}}} = a_{\text{H}} \frac{\epsilon_r m_0}{m_{\text{ex}}} = 0,0529 \text{ nm} \frac{\epsilon_r m_0}{m_{\text{ex}}}. \quad (2.20)$$

Die Exziton-Energieniveaus E_{ex} sind dimensionsabhängig. Für zwei- bzw. dreidimensionale Exzitonen ergeben sie sich zu [5]

$$E_{\text{ex}}^{(n,D)} = -\frac{\text{Ry}_{\text{ex}}}{\left(n - \frac{3-D}{2}\right)^2}, \quad D = 2, 3. \quad (2.21)$$

Die exzitonische Grundzustandsbindungsenergie E_{ex}^{B} ($n = 1$) ist damit im zweidimensionalen Fall viermal größer als im dreidimensionalen. In realen Quantentopfstrukturen, die einen quasi-zweidimensionalen Fall darstellen, ist die Grundzustandsbindungsenergie typischerweise um maximal einen Faktor drei größer als im Volumenhalbleiter [16]. Hier kann das Anwachsen der Exzitonbindungsenergie bei Dimensionserniedrigung sehr anschaulich erklärt werden: Durch die Potentialbarrieren werden die Exzitonwellenfunktionen räumlich eingeschränkt. Ist die Quantentopfbreite $L_{\text{W}} \leq 2a_{\text{ex}}$, so wird die Ausdehnung der Wellenfunktionen auch in der Quantentopfebene reduziert, um die energetisch günstige sphärische Symmetrie beizubehalten, was zu einer räumlichen Annäherung von Elektron und Loch und damit zu einer Erhöhung der Rydberg-Energie (2.19) führt. Bei GaAs beträgt E_{ex}^{B} im 3D-Fall (Volumenmaterial) etwa -5 meV , im 2D-Fall dementsprechend etwa -20 meV und im Fall eines isolierten Quantentopfes je nach Topfbreite etwa -15 meV . Die Oszillatorstärken exzitonischer Übergänge verhalten sich im 3D-Fall wie $1/n^3$, im 2D-Fall wie $1/(n - 1/2)^3$ [5], nehmen also für 2D-Exzitonen scheller mit steigendem n ab. Abb. 2.9 zeigt berechnete Absorptionskurven [5] zum Vergleich beider Fälle.

2.2 Halbleiterübergitter im elektrischen Feld – Wannier-Stark-Quantisierung

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes F senkrecht zu den Schichtebenen einer Übergitterstruktur (z -Richtung) wird die im feldfreien Fall bestehende Translationsymmetrie des periodischen Potentials gebrochen. Die Einzelquantentopfniveaus benachbarter Quantentöpfe werden energetisch um eFd (d ist die Übergitterperiode) gegeneinander verschoben, so daß

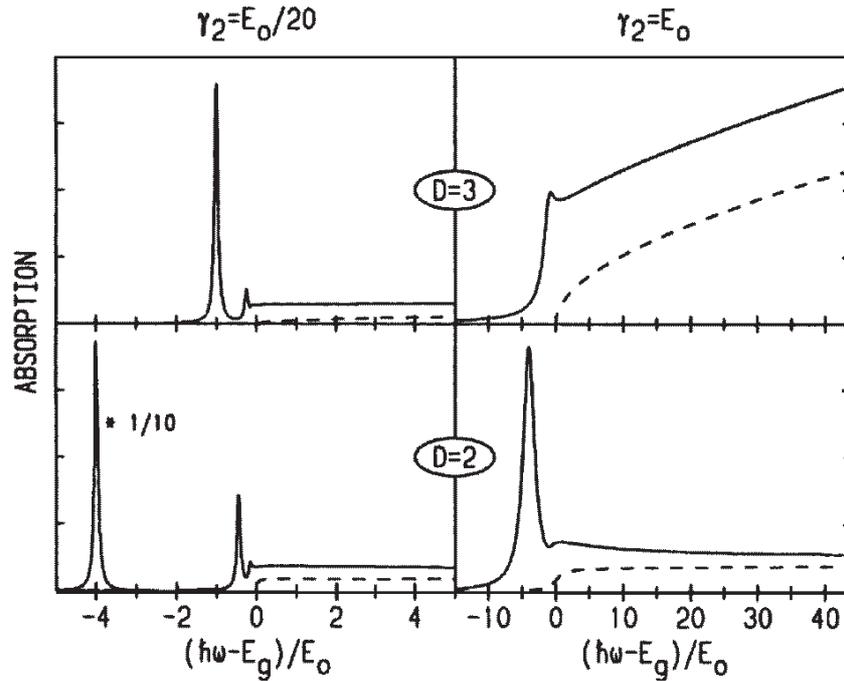


Abbildung 2.9: Berechnete Absorptionsspektren (a) für ein dreidimensionales und (b) für ein zweidimensionales exzitonisches System. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf der Absorption ohne Coulomb-Wechselwirkung. [5] entnommen.

diese nicht mehr in Resonanz sind. Mit steigender Feldstärke nimmt die Kopplung zwischen den Quantentöpfen rapide ab, so daß die Ladungsträgerwellenfunktionen nicht mehr über das gesamte Übergitter, sondern nur noch über einige Übergitterperioden delokalisiert sind und jedes Miniband energetisch in eine Folge von Zuständen, die sogenannte *Wannier-Stark-Leiter*, aufspaltet. Die Stärke der Lokalisierung hängt außer von der elektrischen Feldstärke noch von der effektiven Masse der Ladungsträger ab: Bei Feldstärken von wenigen kV/cm sind die schweren Löcher bereits vollständig in einzelnen Quantentöpfen lokalisiert, während leichte Löcher und Elektronen noch über einige Gitterperioden delokalisiert bleiben. Die Ladungsträgerwellenfunktionen können dabei die im elektrischen Feld verkippten Minibandkanten im Übergitter nicht überschreiten (siehe Abb. 2.10), so daß sie sich für eine gegebene Feldstärke über die Lokalisierungslänge

$$\lambda \approx \frac{\Delta}{eF} \approx \frac{4\gamma}{eF} \quad (2.22)$$

erstrecken. Dabei ist γ das Überlappintegral der Wellenfunktionen benachbarter Quantentöpfe (siehe Abschnitt 2.1.4. Für $eFd = \Delta$, wird λ gleich der Periodenlänge d des Übergitters. Die Wellenfunktionen sind dann wie im Fall ungekoppelter Mehrfachquantentöpfe vollständig in den einzelnen Potentialtöpfen lokalisiert. Für das in dieser Arbeit untersuchte Übergitter ist das für $F = \Delta/ed \approx 26$ kV/cm der Fall.

In einem Volumen-Halbleiter mit der Bandlücke E_{gap} kann durch Absorption eines Photons der Energie $h\nu \geq E_{\text{gap}}$ ein Elektron im Leitungsband und ein Loch im Valenzband generiert, d. h. ein Elektron-Loch-Paar angeregt werden. Die Absorption folgt im einfachsten Fall der quadratwurzelförmigen Abhängigkeit der 3D-Zustandsdichte von der Energie. In

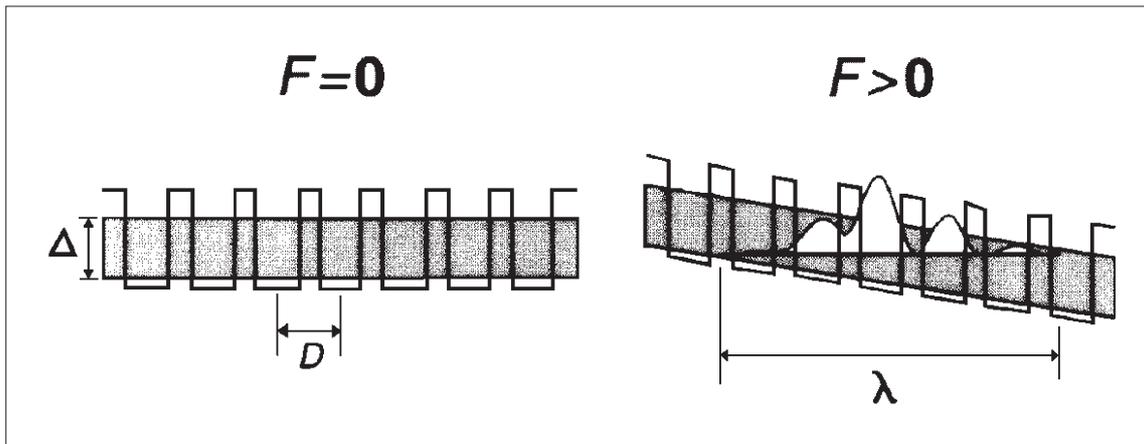


Abbildung 2.10: Die Ladungsträgerwellenfunktionen können die im elektrischen Feld verkippten Minibandkanten nicht überschreiten. Sie erstrecken sich daher über die Lokalisierungslänge $\lambda \approx \frac{\Delta}{eF}$. [12] entnommen.

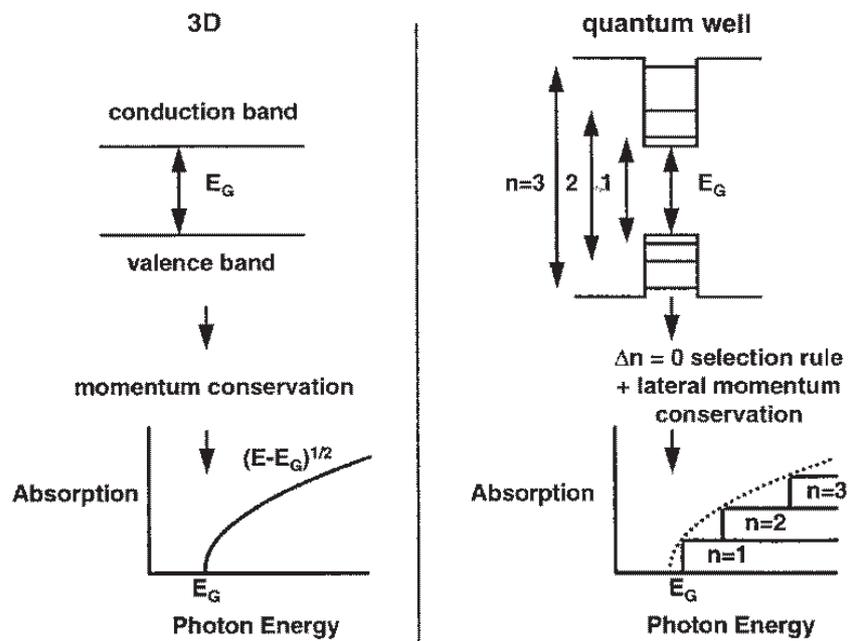


Abbildung 2.11: Optische Absorption in einem Volumenhalbleiter (3D-Fall) und in einem isolierten Quantentopf unter Vernachlässigung exzitonischer Effekte. [11] entnommen.

Abb. 2.11 ist dieser Fall (links) im Vergleich zur Absorption für einen isolierten Quantentopf (rechts) dargestellt. Letztere verläuft in einzelnen Stufen, was damit zusammenhängt, daß sich die Ladungsträger in der Ebene parallel zu den Materialschichten frei bewegen können. Trotz der Energie-Quantisierung in z -Richtung nimmt die Gesamtenergie der Elektronen und Löcher keine diskreten Werte an. Ein Ladungsträger in einem bzgl. der z -Richtung lokalisierten Zustand (Einzelquantentopfniveau E_n) kann vielmehr in der xy -Ebene jeden Betrag an kinetischer Energie haben und daher jede Energie größer oder gleich der Energie des lokalisierten Zustandes aufnehmen. Die optische Absorption muß dabei weiterhin dem Verlauf der Zustandsdichte folgen, so daß die Kanten der Absorptionsstufen auf der 3D-Absorptionskurve liegen. Einen entsprechenden Verlauf zeigt auch die Absorption für ein Übergitter im Wannier-Stark-Bereich [17].

2.2.1 Wannier-Stark-Leiter im Einteilchen-Bild

In der Einteilchen-Näherung wird die Bewegung eines Elektrons in z -Richtung in einem Übergitter unter dem Einfluß eines ebenfalls in z -Richtung angelegten konstanten elektrischen Feldes F durch folgende eindimensionale zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung beschrieben:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2}{dz^2} + eFz + U(z) \right) \psi(z) = E\psi(z), \quad (2.23)$$

wobei $U(z)$ das Übergitterpotential ist. Sie kann mit Hilfe eines einfachen Tight-Binding-Ansatzes für ein Übergitter mit $2N+1$ Perioden $(-N, \dots, 0, \dots, +N)$ gelöst werden [17]. Der Nullpunkt des elektrischen Potentials eFz soll dabei in der 0-ten Übergitterperiode liegen. Ist $\phi(z - nd)$ die Envelopefunktion des Grundzustandes E_{e1} eines isolierten Quantentopfes, der in der n -ten Periode der Struktur liegt, so ergeben sich die Envelopefunktionen $\psi_m(z)$ des Übergitters als Linearkombinationen aller $\phi(z - nd)$:

$$\psi_m(z) = \sum_{n=-N}^{+N} c_{(n-m)} \phi(z - nd). \quad (2.24)$$

Berücksichtigt man nur den Überlapp von Wellenfunktionen nächster Nachbarn und vernachlässigt die Kopplung mit anderen Minibändern, so sind die Koeffizienten $c_{(n-m)} = c_\nu$ ($\nu = n - m$) durch die Bessel-Funktionen J_ν erster Art der Ordnung ν gegeben:

$$c_\nu = J_\nu \left(\frac{2\gamma}{eFd} \right) \approx J_\nu \left(\frac{\Delta}{2eFd} \right). \quad (2.25)$$

Für den Fall eines verschwindenden elektrischen Feldes ergibt sich daraus das quasikontinuierliche Energiespektrum des ersten Minibandes der Elektronen:

$$\mathcal{E}_m = E_1 - 2\gamma_{e1} \cos(md) \approx E_1 - \frac{\Delta_{e1}}{2} \cos(md). \quad (2.26)$$

Das Argument des \cos läuft dabei von $-\pi$ bis $+\pi$, m ist der Bloch-Wellenvektor [13].

Ist die elektrische Feldstärke F so hoch, daß der gesamte Potentialabfall über dem Übergitter größer als die Minibandbreite ist ($2NeFd \gg \Delta$), können die Bessel-Funktionen durch

$$J_\nu \left(\frac{\Delta}{2eFd} \right) \approx \frac{1}{|\nu|!} \left(\frac{\Delta}{4eFd} \right)^{|\nu|} \quad (2.27)$$

approximiert werden, was auf ein Spektrum äquidistanter Eigenenergien der Elektronen führt – die Minibänder spalten in Wannier-Stark-Leitern auf [18]:

$$\mathcal{E}_m = E_1 + meFd, \quad -N \leq m \leq +N. \quad (2.28)$$

Ein analoges Spektrum kann für die Zustände der Löcher im Valenzband hergeleitet werden.

In optischen Experimenten werden im Übergitter Elektron-Loch-Paare in Zustände des Leitungs- bzw. des Valenzbandes angeregt. Im feldfreien Fall (Minibandbereich) beginnt (endet) die Absorption bei der Energie, die dem Abstand der Oberkante (Unterkante) des n -ten Valenzminibandes zu der Unterkante (Oberkante) des n -ten Leitungsminibandes entspricht (siehe Abb. 2.12a). In niedrigster Ordnung gilt hierbei wie im Fall isolierter Quantentöpfe die Auswahlregel $\Delta n = 0$. Experimentell lassen sich jedoch beispielsweise auch Übergänge zwischen dem dritten Schwerloch-Miniband und dem ersten Elektronen-Miniband nachweisen [19]. In Tab. 2.3 sind theoretisch berechnete Werte [14] der Energiebereiche verschiedener möglicher Interband-Übergänge für die in dieser Arbeit untersuchte GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As-Übergitterstruktur angegeben. Bei Erhöhung der elektrischen Feldstärke entwickeln sich

Übergang	Energiebereich (eV)
hh1-e1	1,5471 – 1,5700
hh2-e2	1,6379 – 1,7197
lh1-e1	1,5560 – 1,5974
lh2-e2	1,6821 – 1,8280
hh3-e1	1,5924 – 1,6222

Tabelle 2.3: Theoretisch berechnete Energiebereiche für mögliche optische Anregungen von Elektron-Loch-Paaren in verschiedene niedrige Minibänder der Elektronen (e), schweren (hh) und leichten Löcher (lh) für die in dieser Arbeit untersuchte GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As-Übergitterstruktur [14].

im Absorptionsspektrum einer Übergitterstruktur Folgen von (in der Einteilchen-Näherung) energetisch äquidistanten Übergängen, die mit der Anregung von Elektron-Loch-Paaren in Wannier-Stark-Zustände des Leitungs- bzw. Valenzbandes zu identifizieren sind. Voraussetzung für einen solchen Übergang ist, daß die Wellenfunktionen von Elektron und Loch einen gewissen Überlapp aufweisen. Wird bei einem solchen Übergang ein Elektron, dessen Wellenfunktion ihr Maximum im Quantentopf i hat, und ein Loch, dessen Wellenfunktion ihr Maximum im Quantentopf j hat, generiert, so wird der Übergang mit dem *Wannier-Stark-Index* $k = i - j$ und mit einem vorangestellten hh bzw. lh für Anregungen von Schwerloch- bzw. Leichtloch-Zuständen des Valenzbandes bezeichnet. Haben Elektron- und Loch-Wellenfunktion jeweils ihr Maximum in demselben Quantentopf, d. h. ist $i = j$, so spricht man von einem *Intrawell-Übergang*, andernfalls ($i \neq j$) von einem *Interwell-Übergang*. Abb. 2.12b zeigt mögliche Wannier-Stark-Übergänge in einer Typ I-Übergitterstruktur. Die Numerierung der Übergitterperioden ist in dieser Darstellung so gewählt, daß ein positiver Wannier-Stark-Index stets einen Interwell-Übergang bezeichnet, dessen Energie höher ist als die des entsprechenden Intrawell-Übergangs. Für negative Indizes verhält es sich genau

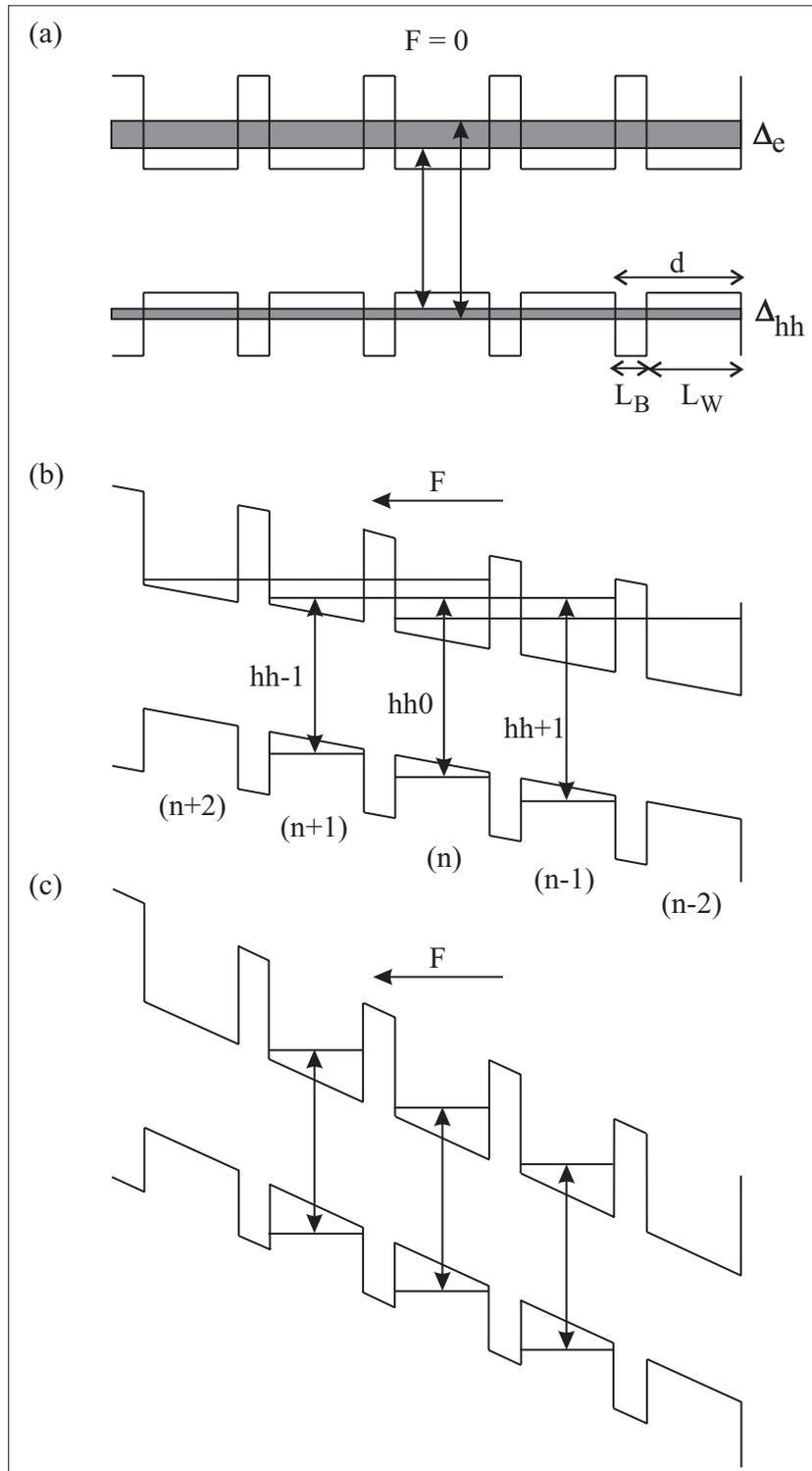


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des Potentialprofils einer Übergitterstruktur (a) im feldfreien Fall (Minibandbereich), (b) für mittlere Feldstärken (Wannier-Stark-Bereich) und (c) für hohe Felder (vollständige Lokalisierung). Die horizontalen Linien deuten jeweils die Ausdehnung der Wellenfunktionen von Elektronen im Leitungs- bzw. der schweren Löcher im Valenzband an, Beispiele für mögliche Elektron-Schwerloch-Übergänge sind durch Doppelpfeile dargestellt. Die Übergitterperioden sind mit $n, n \pm 1, n \pm 2, \dots$ numeriert.

umgekehrt. Beispielsweise bezeichnet $hh+1$ einen Übergang, bei dem ein schweres Loch im Quantentopf j und ein Elektron im Quantentopf $i = j + 1$ generiert werden. Ist das elektrische Feld über dem gesamten Übergitter konstant, so sind Übergänge mit demselben Index k energetisch unabhängig von der Lage der beteiligten Quantentöpfe im Übergitter, und für die entsprechenden Energien \mathcal{E}_k gilt:

$$\mathcal{E}_k(F) = \mathcal{E}_0(F) + keFd, \quad k = \dots, -1, 0, -1, \dots \quad (2.29)$$

$\mathcal{E}_0(F)$ ist die Intrawell-Übergangsenergie

$$\mathcal{E}_0(F) = E_{\text{gap}} + E_{1e}(F) + E_{1h}(F), \quad (2.30)$$

wobei E_{gap} die Bandlücke des Halbleitermaterials ist, aus dem die Quantentöpfe gebildet werden. Die Einzelquantentopfniveaus E_1 der Elektronen und Löcher hängen aufgrund des Stark-Effekts im Einzelquantentopf [20] von der Feldstärke ab. In Übergittern, die zur Untersuchung der Wannier-Stark-Aufspaltung verwendet werden, ist die Stark-Verschiebung jedoch aufgrund der kleinen Topfbreiten sehr gering, so daß \mathcal{E}_0 als nahezu feldunabhängig betrachtet werden kann [21]. Daher schieben die Wannier-Stark-Niveaus mit negativen Indizes gemäß Gl. (5.3) bei steigender elektrischer Feldstärke proportional zu F zu niedrigeren Energien, die Übergänge mit positiven Indizes zu höheren Energien. Da die effektive Masse der schweren Löcher etwa eine Größenordnung über der effektiven Elektronenmasse liegt, sind die Schwerloch-Wellenfunktionen schon bei niedrigen Feldstärken vollständig lokalisiert. Aus der Anzahl der beobachteten Wannier-Stark-Übergänge, kann somit auf die räumliche Ausdehnung der Wellenfunktionen der Elektronen im Leitungsband geschlossen werden. Wird die elektrische Feldstärke schließlich so groß, daß die Wellenfunktionen aller Ladungsträger vollständig in einzelnen Quantentöpfen lokalisiert sind, so haben nur noch Leitungs- und Valenzbandzustände ein und desselben Quantentopfes einen endlichen Überlapp – nur Intrawell-Übergänge sind noch möglich (siehe Abb. 2.12c). Sie sind entsprechend Gl. (2.30) durch

$$E_{l,m} = E_{\text{gap}} + E_{le}(F) + E_{mh}(F) \quad (2.31)$$

gegeben und entsprechen den Übergängen in ungekoppelten Mehrfachquantentöpfen, wobei die Auswahlregel $\Delta n = |l - m| = 0$ gilt.

2.2.2 Wannier-Stark-Leiter mit Vielteilchen-Effekten

Der Vergleich experimenteller Daten [19, 22, 23] mit dem Einteilchen-Modell der Wannier-Stark-Quantisierung zeigt Unterschiede, die auf die Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern zurückzuführen sind. Aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung entstehen im Übergitter unterhalb der Energien der Einteilchen-Übergänge exzitonische Energieniveaus, die den Verlauf der Absorption bestimmen. Die entsprechenden Einteilchen-Übergangsenergien stellen dabei das Ionisationskontinuum der gebundenen Elektron-Loch-Paare dar. Da Exzitonen nach außen hin elektrisch neutral sind, behält der Hamilton-Operator für die Bewegung eines Exzitons im Übergitter auch in einem elektrischen Feld F seine Translationssymmetrie. DIGNAM und SIPE [24, 25] schreiben für den Hamilton-Operator H eines solchen Exzitons:

$$H(z_e, z_h, r) = H_0(z_e, z_h, r) + U_e(z_e) + U_h(z_h) + eFz. \quad (2.32)$$

$U_e(z_e)$ und $U_h(z_h)$ sind stückweise konstante Übergitterpotentiale für Elektronen bzw. Löcher. H_0 enthält die kinetischen und die Coulomb-Terme und ist gegeben durch:

$$H_0(z_e, z_h, r) = -\frac{\hbar^2}{2\mu(z_e, z_h)} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z_e} \frac{1}{m_{ez}(z_e)} \frac{\partial}{\partial z_e} - \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z_h} \frac{1}{m_{hz}(z_h)} \frac{\partial}{\partial z_h} - \frac{e^2}{\epsilon(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (2.33)$$

Hierbei sind z_e und z_h die Elektron- bzw. Loch- z -Koordinaten ($z \equiv z_e - z_h$), r ist der Elektron-Loch-Abstand in der xy -Ebene, d. h. senkrecht zur Wachstumsrichtung der Übergitterstruktur. Die schichtabhängige reduzierte effektive Elektron-Loch-Masse μ in der xy -Ebene ist definiert durch $\mu(z_e, z_h)^{-1} \equiv m_{e\parallel}(z_e)^{-1} + m_{h\parallel}(z_h)^{-1}$. Die schichtabhängige effektive Masse für Elektron bzw. Loch in z -Richtung ist mit $m_{ez}(z_e)$ bzw. $m_{hz}(z_h)$ bezeichnet. ϵ schließlich ist eine mittlere statische Dielektrizitätskonstante der Struktur. Die Nichtparabolizität der Bänder und die Valenzbandkopplung werden in diesem Modell nicht berücksichtigt. Diese Effekte haben geringe Auswirkungen auf Exzitonbindungsenergien und Oszillatorstärken [26]. Im elektrischen Feld führt die Valenzbandkopplung außerdem zu „vermiedenen Überkreuzungen“ (engl. *anticrossings*) der Übergangsenergien von Leichten und Schweren Löchern [27, 28]. Energetisch nahe beieinanderliegende Zustände können dann nicht mehr durch entkoppelte Wellenfunktionen beschrieben werden [26]. Auch eine resonante Kopplung exzitonischer Zustände mit energetisch tiefer liegenden Kontinua – man spricht hierbei von *Fano-Resonanzen* – kann die Ergebnisse beeinflussen [28, 29].

Für die exzitonischen Grundzustände (1s-Exzitonen) im Übergitter gibt es keine analytische Lösung. Stattdessen werden sie mit Hilfe von Variationsrechnungen bestimmt, denen eine 1s-artige Variationswellenfunktion der Form

$$\phi_l(z_e, z_h, r) = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \lambda e^{-\lambda r} f_l^e(z_e - ld) f_l^h(z_h) \quad (2.34)$$

mit folgenden Anschlußbedingungen für die Envelopefunktionen f der Elektronen und Löcher zugrunde liegt:

$$f_l^{e,h}(z) = \begin{cases} Ae^{\rho z} & : z < -L_W/2 \\ Be^{-\gamma z} \cos(kz) & : |z| \leq L_W/2 \\ Ce^{-\tau z} & : z > L_W/2. \end{cases}$$

Dabei sind λ und γ Variationsparameter, die von F und l abhängen. Die Koeffizienten A , B und C können unter der Voraussetzung der Stetigkeit der Wellenfunktionen an den Schichtgrenzen durch deren Normalisierung bestimmt werden; der Parameter k bezieht sich auf den Grundzustand eines einzelnen Teilchens in einem endlichen Potentialtopf für $F = 0$. ρ und τ können aus der Stetigkeit von $1/m_{e,h}(z)(\partial/\partial z)f_l^{e,h}(z)$ an den Schichtgrenzen ermittelt werden. Je nach Periodenlänge d des Übergitters führen die Rechnungen auf qualitativ unterschiedliche Ergebnisse für den Verlauf der Übergangsenergien in Abhängigkeit von der Feldstärke, die Oszillatorstärken der exzitonischen Zustände und die Exzitonbindungsenergien. Die Abb. 2.13 und 2.14 zeigen diese Größen für ein GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As-Übergitter

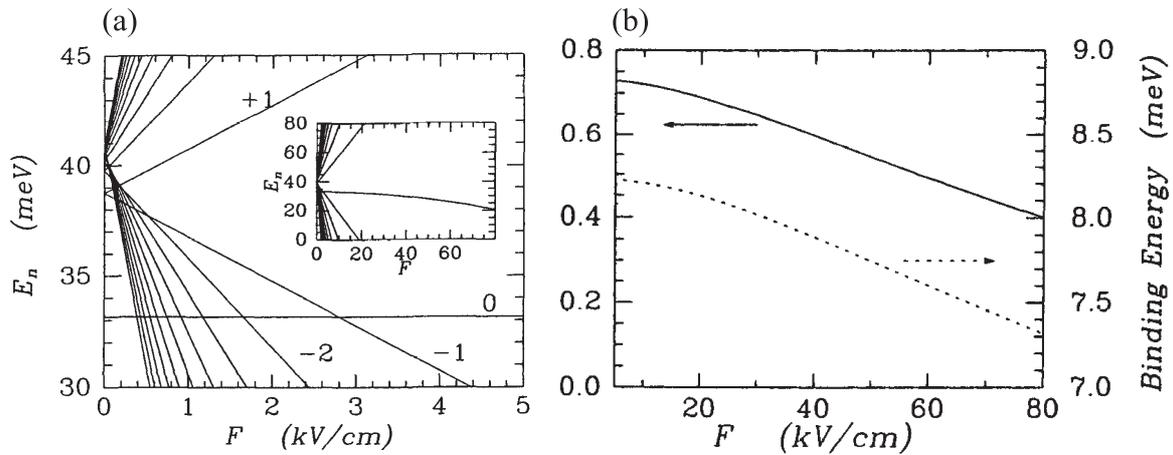


Abbildung 2.13: Ergebnisse von Modellrechnungen [25] zur exzitonischen Wannier-Stark-Leiter eines GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As-Übergitters mit 20 nm Periodenlänge. (a) Schwerloch-Exziton-Übergänge (relativ zur Bandlücke von Volumen-GaAs) und (b) Absorptionsstärke (durchgezogene Linie) und Bindungsenergie (gestrichelte Linie) des 1shh0-Exzitons als Funktion des angelegten elektrischen Feldes.

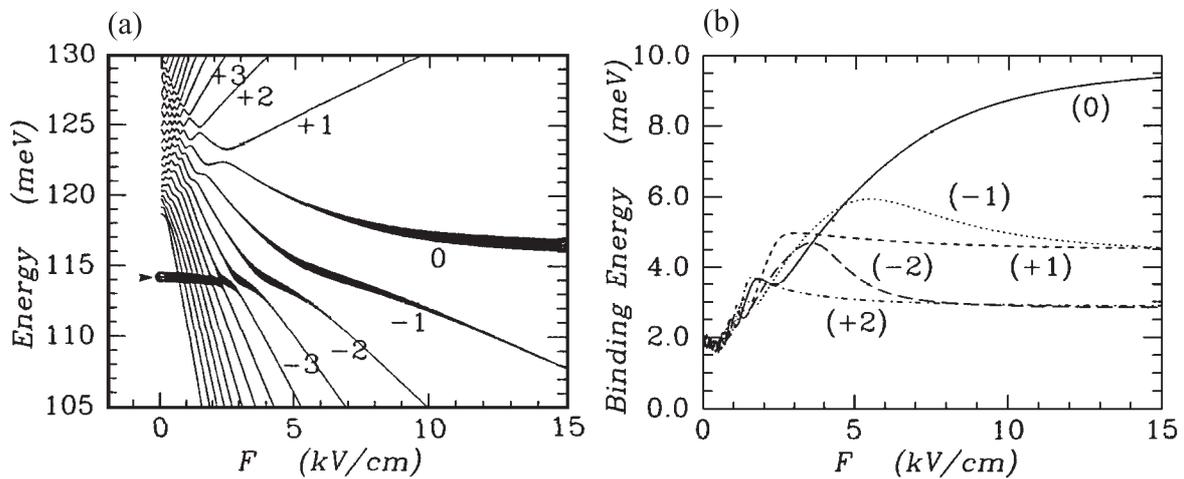


Abbildung 2.14: Ergebnisse von Modellrechnungen [25] zur exzitonischen Wannier-Stark-Leiter eines GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As-Übergitters mit 9 nm Periodenlänge. (a) Schwerloch-Exziton-Übergänge (relativ zur Bandlücke von Volumen-GaAs) als Funktion des angelegten elektrischen Feldes. Die Dicke der Linien ist proportional zur Absorptionsstärke. (b) Schwerloch-Exzitonbindungsenergie für die exzitonischen Wannier-Stark-Übergänge mit den Indizes $n = 0, \pm 1, \pm 2$ als Funktion des angelegten elektrischen Feldes.

mit 20 nm bzw. 9 nm Periodenlänge. Beim langperiodischen Übergitter ist die Exzitonbindungsenergie E_{ex}^{B} aufgrund der schwachen Kopplung zwischen benachbarten Quantentöpfen für elektrische Felder bis zu 10 kV/cm nahezu feldunabhängig. E_{ex}^{B} nimmt jedoch für die verschiedenen Wannier-Stark-Übergänge ($\dots, -1, 0, +1, \dots$) unterschiedliche Werte an, ist also abhängig vom Wannier-Stark-Index k . Gl. (2.28) geht daher in

$$\mathcal{E}_k(F) = E_0(F) - E_{\text{ex},k}^{\text{B}}(F) + keFd \quad (2.35)$$

über, wobei die Exzitonbindungsenergien für Übergänge mit gleichen Beträgen von k ungefähr gleich sind: $E_{\text{ex},k}^{\text{B}} \approx E_{\text{ex},-k}^{\text{B}}$. Das bei hohen elektrischen Feldern auftretende Schieben des 1shh0-Übergangs zu niedrigeren Energien ist eine Auswirkung des Quantum-Confined-Stark-Effekts (QCSE) [30]. Für höhere Exzitonen ($2s, 3s, \dots, ns$), die im Experiment beobachtet werden, jedoch im Rahmen der verwendeten 1s-artigen Variationswellenfunktion nicht zu modellieren sind, nimmt die Bindungsenergie ähnlich wie für angeregte Zustände in einem Atom mit steigendem n immer mehr ab, so daß für $n \rightarrow \infty$ Gl. (2.35) in Gl. (2.28) übergeht. Die Einteilchen-Wannier-Stark-Zustände bilden also das Kontinuum der entsprechenden exzitonischen Zustände. Beim kürzer periodischen Übergitter beobachtet man eine deutliche Asymmetrie im Verlauf der Übergangsenergien und Oszillatorstärken in Abhängigkeit von F , was sich auch in den Exzitonbindungsenergien widerspiegelt. Die Bindungsenergien der Zustände mit $k < 0$ erreichen ein Maximum genau für die Feldstärke, für die auch ihre Oszillatorstärke am größten ist. Nach Erreichen des Maximums fallen die Bindungsenergien wieder leicht ab. Im Gegensatz dazu behalten die Bindungsenergien der Zustände mit $k > 0$ nach dem Anstieg beinahe ihren Maximalwert bei, liegen aber insgesamt etwas tiefer als die der entsprechenden Zustände mit negativem k .

2.2.3 Bloch-Oszillationen

Stationär betrachtet, reduziert das über einem Übergitter abfallende elektrische Feld F die Interwell-Kopplung und lokalisiert die Ladungsträgerwellenfunktionen in einer endlichen Anzahl von Übergitterperioden, was ab einer bestimmten Feldstärke zur oben beschriebenen Aufspaltung der Minibänder in Wannier-Stark-Leitern führt. Dynamisch betrachtet, beschreiben die Ladungsträger in den lokalisierten Zuständen sehr schnelle Oszillationen, sogenannte *Bloch-Oszillationen* (BO)². Nach BLOCH gilt für ein Elektron in einem periodischen Potential für die Richtung parallel zum angelegten Feld F folgende Bewegungsgleichung:

$$\hbar \frac{dk}{dt} = eF \quad \Rightarrow \quad k(t) = \frac{1}{\hbar} (k_0 + eFt). \quad (2.36)$$

k ändert sich also linear mit der Zeit. Da die Bandstruktur periodisch in k ist, oszilliert die kinetische Energie des Elektrons, solange es keine Streuung erfährt. Mit dieser Oszillation im k -Raum geht eine Oszillation im Ortsraum einher. Die zeitliche Periode τ_{B} der Bloch-Oszillationen ist gegeben durch

$$\tau_{\text{B}} = \frac{h}{eFd} \quad (2.37)$$

und ihre gesamte räumliche Ausdehnung durch

²Die folgende Darstellung lehnt sich an die entsprechenden Ausführungen in [31] an.

$$L = \frac{\Delta}{eF}. \quad (2.38)$$

Bloch-Oszillationen in Halbleiterübergittern können mit Hilfe der Ultrakurzzeit-Laserspektroskopie beobachtet werden. Ist der anregende Laserpuls spektral breiter als die Energiedifferenz benachbarter Wannier-Stark-Zustände \mathcal{E}_i und \mathcal{E}_j , so entsteht aus der Überlagerung der beiden Zustände ein Wellenpaket, das infolge von Quantenschwebungen (engl. *quantum beats*) mit der Periode

$$\tau = \frac{h}{|\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j|} = \frac{h}{eFd}, \quad (2.39)$$

d. h. der Bloch-Oszillationsperiode aus Gl. 2.37, schwingt. Die Quantumbeats der Wannier-Stark-Leiter stimmen in Periode und räumlicher Ausdehnung mit den entsprechenden Größen der Bloch-Oszillationen überein. Bei den in optischen Experimenten an Halbleiterübergittern beobachteten Quantumbeats und den Bloch-Oszillationen handelt es sich um äquivalente physikalische Phänomene. Die relevanten Parameter zur Beschreibung der Oszillationsdynamik von Wellenpaketen sind sowohl bei Quanteninterferenzen als auch bei Bloch-Oszillationen Frequenz und Amplitude. Diese Größen stimmen in Theorie und Experiment überein. Man kann daher davon ausgehen daß die Quantenschwebungen mit den Bloch-Oszillationen in Zusammenhang stehen.

2.3 Halbleiterübergitter im magnetischen Feld – Landau-Quantisierung

2.3.1 Landau-Fächer im Einteilchen-Bild

Wird an eine Übergitterstruktur zusätzlich zum elektrischen ein magnetisches Feld B angelegt, so treten Effekte auf, die auf den Quantisierungsbedingungen basieren, die bei freien Elektronen im Magnetfeld zur Ausbildung von *Landau-Niveaus* führen [3, 32]. Die entsprechenden Resultate für freie Teilchen lassen sich im Rahmen einer Effektivmassenäherung unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung auch auf die Ladungsträger in einem Halbleiterübergitter übertragen. Steht das Magnetfeld senkrecht zu den Übergitterschichten und damit parallel zum elektrischen Feld (z -Richtung), so können Wannier-Stark- und Landau-Quantisierung als voneinander entkoppelt betrachtet werden. Die Ladungsträger können sich dann nicht wie für $B = 0$ frei in der xy -Ebene bewegen, sondern „kreisen“ (klassisch) auf Zyklotronbahnen um die Magnetfeldrichtung. Für die von einer solchen Kreisbahn umschlossene Fläche S_n im k -Raum gilt die Quantisierungsbedingung [3]

$$S_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi eB}{\hbar}. \quad (2.40)$$

Die Energien der Ladungsträger sind mit

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \frac{eB}{m^*} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \frac{v}{r_c} \quad (2.41)$$

quantisiert, wobei ω_c die Zyklotronfrequenz und r_c der Zyklotronradius ist. Mit steigendem B schrumpft daher die Ausdehnung der Ladungsträgerwellenfunktionen (repräsentiert

durch r_c), was mit einer Erhöhung der Oszillatorstärken der verschiedenen Zustände verbunden ist. Wie in Abb. 2.15 schematisch dargestellt, spaltet im Magnetfeld jedes Miniband bzw. bei Anliegen eines elektrischen Feldes jeder Wannier-Stark- oder Einzelquantentopf-Zustand in äquidistante Landau-Niveaus bzw. -Subbänder auf, deren energetischer Abstand sich gemäß Gl. (2.41) mit steigendem Magnetfeld vergrößert. Entsprechend der höheren effektiven hh -Masse liegen die Landau-Niveaus der schweren Löcher zehnmal dichter als die der leichten Löcher und Elektronen. In optischen Experimenten können nun zum einen

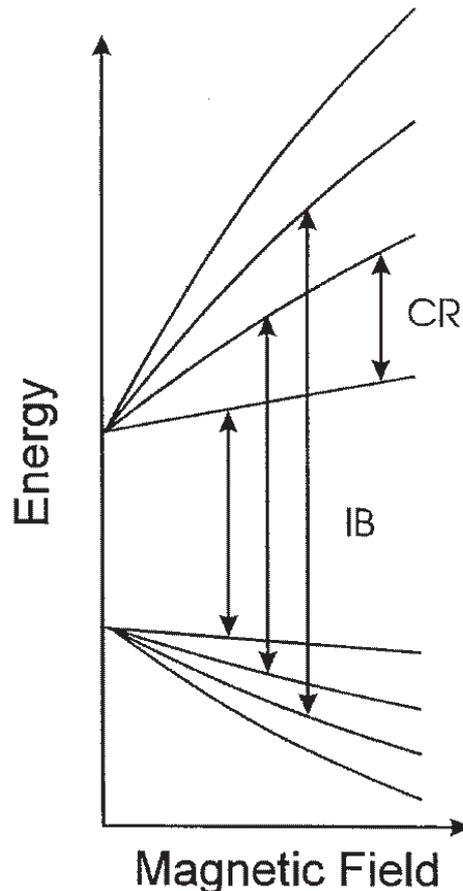


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung der Landau-Aufspaltung der Energiezustände in Valenz- und Leitungsband. Die Pfeile zeigen Beispiele für mögliche Zyklotronresonanz- (CR) und Interband-Übergänge (IB). [32] entnommen.

Zyklotronresonanz-Übergänge (CR) zwischen benachbarten Landau-Niveaus innerhalb eines Bandes oder Interband-Übergänge (IB) angeregt werden. Zusammenfassend spricht man dabei von *Magnetoabsorption*. Da in der Fotostromspektroskopie an Halbleiterübergittern nur Interband-Übergänge von Bedeutung sind, wird im folgenden auf Zyklotronresonanzen nicht weiter eingegangen.

Die Energie der Interband-Übergänge im Magnetfeld B ist bei $k_z = 0$ durch

$$E_{n_e, n_h} = \left(n_e + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B}{m_e} + \left(n_h + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B}{m_h} + E_{B=0} \quad (2.42)$$

gegeben [33]. $E_{B=0}$ bezeichnet je nach Stärke des elektrischen Feldes die Minibandlücke bzw. die Energie des Wannier-Stark- oder Einzelquantentopf-Übergangs. Die Eigenfunk-

tionen der Ladungsträger zu unterschiedlichen Quantenzahlen n sind orthogonal. Sie werden durch das Produkt einer Gauß-Funktion mit den Hermiteschen Polynomen bestimmt. Aufgrund der Orthogonalität gilt unter der realistischen Annahme, daß die Landau-Eigenfunktionen langsam im Vergleich zum periodischen Gitterpotential variieren, für optische Dipolübergänge die Impuls-Auswahlregel $|n_e - n_h| = 0$ [5]. Folglich läßt sich die Übergangsenergie mit Hilfe der reduzierten Masse $\mu = (1/m_e + 1/m_h)^{-1}$ als

$$E(n) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar e B}{\mu} + E_{B=0} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \frac{v}{r_c} + E_{B=0} \quad (2.43)$$

schreiben, wobei $n = n_e = n_h = 0, 1, \dots$ den jeweiligen Elektron-Loch-Quantenzustand darstellt. Betrachtet man die durch Gl. (2.43) gegebenen Energieniveaus in Abhängigkeit vom Magnetfeld, so entsteht der sogenannte *Landau-Fächer*. Die Übergänge schieben mit steigendem Feld zu immer höheren Energien, während sich gleichzeitig ihr Abstand vergrößert.

Die magnetische Interband-Absorption hängt von der Dimensionalität des Problems ab. Liegt das Magnetfeld parallel zur z -Richtung, so entspricht, wie Abb. 2.16 [5] zeigt, die Magnetoabsorption im 3D-Fall (Volumenmaterial) einer Überlagerung der diskreten Landau-Übergänge mit der quadratwurzelartigen Zustandsdichte in z -Richtung. Im 2D-Fall ist die Absorption aufgrund der fehlenden Bewegungsfreiheit der Ladungsträger in Magnetfeldrichtung (parallel zur Ebenen-Normalen) durch die nulldimensionale Zustandsdichte der magnetischen Niveaus bestimmt.

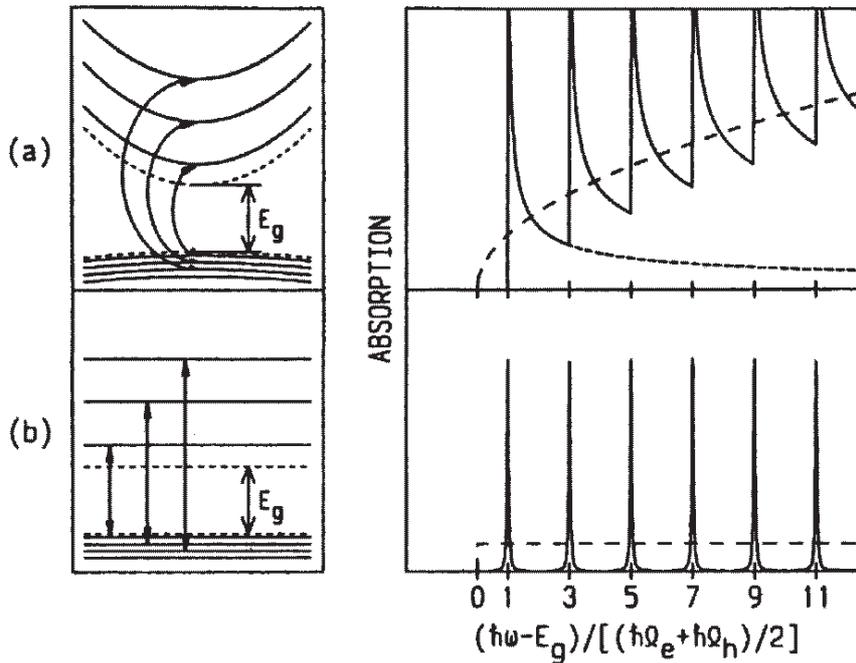


Abbildung 2.16: Magnetointerbandabsorption (rechts) unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung (a) im dreidimensionalen, (b) im zweidimensionalen Fall. Gestrichelt ist jeweils die Absorption im magnetfeldfreien Fall dargestellt. Links sind (a) die magnetischen Subbänder im 3D-Fall und (b) die Landau-Niveaus im 2D-Fall sowie erlaubte Dipolübergänge zu sehen. [5] entnommen.

2.3.2 Magnetoexzitonen

Um die experimentellen Ergebnisse zur Magnetoabsorption interpretieren zu können, ist es auch hier nötig, die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern zu berücksichtigen. Das Verhalten von Exzitonen im äußeren Magnetfeld ist dem des atomaren Wasserstoffs äquivalent, eine exakte analytische Lösung dieses Problems existiert jedoch nicht. Daher ist es sinnvoll, die relative Stärke des Einflusses des Magnetfeldes gegenüber dem der Coulomb-Wechselwirkung zu betrachten. Ein Maß dafür ist das dimensionslose Verhältnis λ der magnetischen Grundzustandsenergie $\hbar\omega_c/2$ zur exzitonischen Rydberg-Energie Ry_{ex} . Beim Wasserstoffatom beträgt λ bei einem Magnetfeld von 7 T etwa $3 \cdot 10^{-5}$, so daß das externe Magnetfeld in diesem Fall störungstheoretisch behandelt werden kann. Gemäß Gl. (2.19) und Gl. (2.41) ist λ jedoch proportional zum Quadrat der Teilchenmasse, die im Halbleiter durch die deutlich kleinere effektive Masse m_{ex} des Exzitons ersetzt werden muß. Außerdem wird das Coulomb-Potential durch die relative Dielektrizitätskonstante weiter verkleinert, so daß sich der Wert von λ im Fall von GaAs ($m_{\text{ex}} = 0,058 m_0$ [9], $\epsilon_r = 13,13$ [3]) bei $B = 7 \text{ T}$ auf etwa 1,3, d. h. etwa um einen Faktor $5 \cdot 10^4$ erhöht. In Halbleitern mit geringer Bandlücke und entsprechend kleinen effektiven Massen hat ein äußeres Magnetfeld daher starken Einfluß auf das elektronische System. In der Effektivmassennäherung gilt für den Hamilton-Operator \tilde{H} eines wechselwirkenden Elektron-Loch-Paares in einem äußeren Magnetfeld \vec{B} (*Magnetoexziton*) [34, 35]:

$$\tilde{H} = \frac{1}{2m_e} (\vec{p}_e + e\vec{A})^2 + \frac{1}{2m_h} (\vec{p}_h - e\vec{A})^2 - \frac{e^2}{\epsilon_r \epsilon_0 |\vec{r}_e + \vec{r}_h|}. \quad (2.44)$$

Darin wird das Magnetfeld durch das Vektorpotential \vec{A} bei der Substitution der Impulse $\vec{p} \rightarrow \vec{p} - q\vec{A}$ berücksichtigt. Der kinetische Impuls kann also im Magnetfeld als Differenz von kanonischem Impuls \vec{p} und dem Produkt aus Ladung q und Vektorpotential \vec{A} ($\text{rot}(\vec{A}) = \vec{B}$) geschrieben werden, wobei für das Vektorpotential \vec{A} in symmetrischer Eichung $\vec{A} = \vec{B} \times \vec{r}/2$ gilt. Das statische Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B)$ soll in z -Richtung stehen, im zweidimensionalen Fall also senkrecht auf der Ebene. Bandlückenenergie und Spinanteil bleiben in Gl. (2.44) unberücksichtigt. Bei Quantentopfstrukturen wird die Bewegung in Magnetfeldrichtung als entkoppelt von der Bewegung in xy -Richtung angesehen, so daß die effektive Bandlückenenergie je nach angelegter elektrischer Feldstärke wie in Gl. (2.43) durch die Minibandlücke bzw. durch die Energie des Wannier-Stark- oder Einzelquantentopf-Übergangs ersetzt werden muß. Durch Einführung von Schwerpunkts- bzw. Relativkoordinaten $\vec{R} = (m_e \vec{r}_e + m_h \vec{r}_h) / (m_e + m_h)$, $\vec{P} = \vec{p}_e + \vec{p}_h$ bzw. $\vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_h$, $\vec{p} = (m_h \vec{p}_e - m_e \vec{p}_h) / (m_e + m_h)$ und die unitäre Transformation $H = U \tilde{H} U^{-1}$ mit $U = \exp \left[i(e/2\hbar) \vec{R} (\vec{B} \times \vec{r}) \right]$ zur Elimination der Schwerpunktskoordinate kann das Problem deutlich vereinfacht werden. Betrachtet man nur direkte optische Übergänge, so daß der Schwerpunktsimpuls verschwindet, und schreibt die in Gl. (2.44) auftretenden Größen in „natürlichen“ Einheiten (Energie in Einheiten von Ry_{ex} , Länge in Einheiten von a_{ex} , Drehimpuls in Einheiten von \hbar), so läßt sich die Schrödinger-Gleichung des Magnetoexzitons in die Form

$$H\Psi = \left\{ p^2 - \frac{2}{r} + \lambda L_z \beta + \frac{1}{4} \lambda^2 (r_x^2 + r_y^2) \right\} \Psi = E\Psi \quad (2.45)$$

bringen, wobei $\beta = (m_h - m_e) / (m_h + m_e)$ ist. Der Hamilton-Operator H hat vier Anteile: Der erste Term entspricht der kinetischen Energie der Relativbewegung von Elektron und Loch,

der zweite ihrer Coulomb-Wechselwirkung. Beide zusammen führen für $B = 0$ auf das magnetfeldfreie Exzitonproblem [36]. Der dritte Term, linear im Magnetfeld (repräsentiert durch λ), beschreibt den normalen Zeeman-Effekt. Aufgrund der Radialsymmetrie des Gesamtproblems ist dieser Anteil mit H vertauschbar und kann durch Separation exakt gelöst werden. Betrachtet man jedoch nur in elektrischer Dipolnäherung einphotonenerlaubte s -Exzitonen, für die $\langle L_z \rangle = 0$ gilt, so verschwindet der dritte Term. Der vierte Term, quadratisch im Magnetfeld, führt für kleine relative Magnetfeldstärken im Rahmen einer störungstheoretischen Behandlung zu einer diamagnetischen Anhebung der Eigenenergien bzw. unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung zur Ausbildung von Landau-Zuständen. Die Schrödinger-Gleichung (2.45) ist analytisch nicht geschlossen lösbar, wurde aber für das zweidimensionale Magnetoexziton mit verschiedenen Methoden numerisch behandelt [34, 35, 37, 38]. Auf den dreidimensionalen Fall soll wegen seiner bei Quantentopfstrukturen geringeren Relevanz an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Die in [35] vorgestellten numerischen Untersuchungen liefern das in Abb. 2.17 gezeigte Energiespektrum der 2D-Magnetoexzitonen. Im Grenzfall eines verschwindenden Magnetfeldes gehen die Magnetoexziton-Niveaus in das

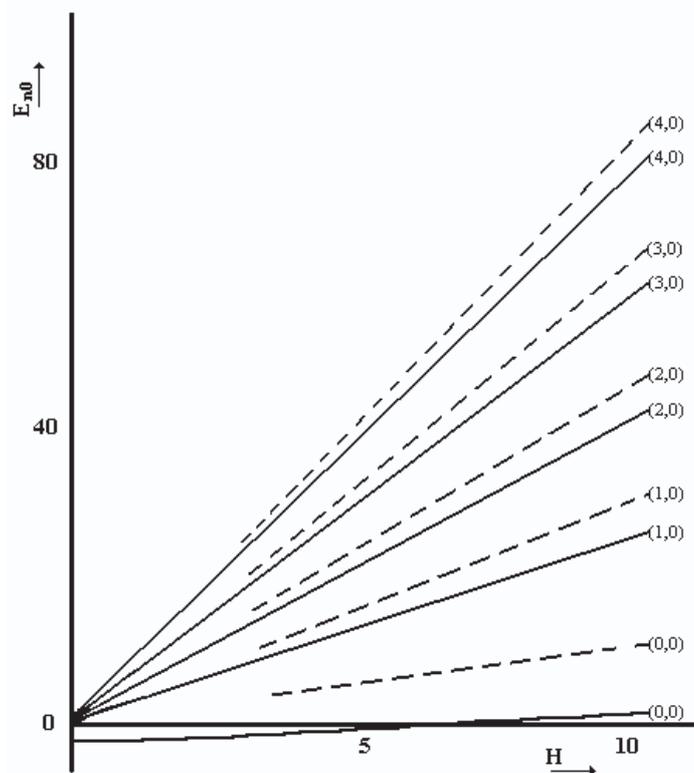


Abbildung 2.17: Theoretisch berechnete Energieeigenwerte [35] erlaubter Zustände des zweidimensionalen Magnetoexzitons als Funktion des Magnetfeldes (durchgezogene Linien). Die gestrichelten Linien repräsentieren die Energieniveaus der Magnetoabsorption ohne Coulomb-Wechselwirkung (Landau-Fächer). Energie und Magnetfeld sind in natürlichen Einheiten (Energie in Einheiten der exzitonischen Rydberg-Energie, Magnetfeld in Einheiten des relativen Magnetfeldes λ) aufgetragen.

diskrete Spektrum des zweidimensionalen Exzitons über (siehe Abschnitt 2.1.5). Für große relative Magnetfelder ($\lambda \gg 1$) gehen die Niveaus jedoch nicht in den durch Gl. (2.43) beschriebenen Einteilchen-Landau-Fächer über. Zwar sinkt das Verhältnis Magnetoexziton- zu Landau-Energie, d. h. die Steigungen des exzitonischen Landau-Fächers nähern sich de-

nen des Einteilchen-Landau-Fächers an, die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch bewirkt jedoch eine mit dem Magnetfeld zunehmende energetische Absenkung der Magnetoexziton-Niveaus gegenüber den entsprechenden Landau-Energien, die in der Literatur als exzitonische *Bindungsenergie* bezeichnet wird. Da aber das effektive Potential $V_{\text{eff}}^{2D} = -2/r + (\lambda^2/4)r^2$ unbeschränkt ist, liefert der Hamilton-Operator des Problems ausschließlich gebundene Eigenzustände, so daß die Energiedifferenz zwischen Magnetoexziton- und Landau-Energie keine Bindungsenergie im eigentlichen Sinn ist. Entsprechend der Nomenklatur in anderen Arbeiten [5, 15] werden die Magnetoexziton-Niveaus so bezeichnet wie die exzitonischen Übergänge, in die sie bei $B = 0$ hineinlaufen. Damit entspricht z.B. ein 1s-Magnetoexziton dem niedrigsten magnetischen Niveau (Landau-Index $n = 0$), ein 2s-Magnetoexziton dem nächst höheren ($n = 1$). Zur vollständigen Nomenklatur werden in dieser Arbeit an die Bezeichnung des exzitonischen Zustandes noch hh bzw. lh für Schwerloch- bzw. Leichtloch-Exzitonen und gegebenenfalls der Wannier-Stark-Index angehängt.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die *Fotostromspektroskopie* ist ein optisches Charakterisierungsverfahren, das bei der Untersuchung von Halbleiterheterostrukturen häufig angewendet wird [22, 23], [39]–[52]. Es basiert auf der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in einer elektrisch kontaktierten Probe durch Absorption von Licht einer bestimmten Wellenlänge. Fällt über der Probe ein elektrisches Feld ab, so werden die Ladungsträger zu den jeweiligen Kontakten transportiert und können als Fotostrom nachgewiesen werden. Die Messung des Fotostroms in Abhängigkeit von der Wellenlänge bzw. der Photonenenergie des anregenden Lichtes ergibt das *Fotostromspektrum*. In Quantentopfstrukturen ist der Ladungsträgertransport durch Tunneln, Phononstreuung und thermionische Emission aus den Quantentöpfen heraus möglich [41, 51, 48, 51]. Im einfachsten Fall tragen alle optisch generierten Ladungsträger zum Fotostrom bei, und die Fotostromspektren spiegeln das Absorptionsspektrum wider.

Die Fotostromspektroskopie hat gegenüber der Absorptionsspektroskopie den Vorteil einer weniger aufwendigen Probenpräparation. Bei Absorptionmessungen ist die Entfernung des absorbierenden Substrats erforderlich, wodurch außerdem die Stabilität der Probe stark verringert wird und sie in der Regel nur für wenige Kältezyklen¹ verwendet werden kann. Ein Nachteil der Fotostromspektroskopie besteht darin, daß an der Entstehung des Fotostroms zwei Prozesse beteiligt sind: Absorption und Transport. So entspricht zwar in der Regel ein Maximum im Fotostrom einem Maximum in der Absorption [46], Untersuchungen an sehr speziellen Proben zeigen jedoch, daß dies nicht immer der Fall sein muß [40].

Trotz ihres einfachen Prinzips, muß bei der Fotostromspektroskopie an Halbleiterheterostrukturen ein erheblicher Aufwand in die apparative Ausstattung, die Vorbereitung und die Durchführung der Messungen investiert werden, um Spektren der in dieser Arbeit gezeigten Qualität aufzunehmen:

- Die Fotostrommessungen müssen bei Temperaturen unter 20 K durchgeführt werden, um störende thermische Effekte zu unterdrücken, was den Betrieb eines He-Kryostat-Systems erforderlich macht.
- Da die Fotoströme im Nanoampere-Bereich liegen, ist die gezielte Anwendung von Methoden der Signalverstärkung und Rauschunterdrückung, z. B. von Lock-In-Techniken, unabdingbar.

¹Mit Kältezyklus ist das Abkühlen der Probe von Zimmertemperatur auf die Meßtemperatur (unter 20 K) und das anschließende Wiederaufwärmen auf Zimmertemperatur gemeint.

- Die Probenpräparation erfordert äußerste Sorgfalt, insbesondere was die elektrische Kontaktierung betrifft, denn schlechte Kontakte tragen erheblich zum Meßrauschen bei.
- Da nicht wie bei Transmissionsmessungen durch breitbandiges Anregen das gesamte Spektrum erfaßt und spektral aufgelöst aufgenommen werden kann (z.B. mit Hilfe einer CCD-Kamera), ist die Fotostromspektroskopie sehr zeitaufwendig. Jeder Meßpunkt wird einzeln bei Lock-In-Integrationszeiten zwischen 300 ms und 3 s aufgenommen, so daß hochaufgelöste Messungen mit über tausend Datenpunkten bei Mittelung von mehreren Einzelmessungen (wie in dieser Arbeit) bis zu vier Stunden dauern können.

3.1 Proben

3.1.1 Probenstruktur

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Übergitterproben II 2182 und I 2650 wurden am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg von K. KÖHLER mit der Methode der Molekularstrahlepitaxie hergestellt. II 2182 ist ein exaktes Replikat der an der RWTH Aachen untersuchten Probe II 1637. Es liegen Halbleiterproben hervorragender Qualität vor. Es handelt sich um zwei GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Proben mit identischer Übergitterstruktur, wobei II 2182 als Schottky-Diode, I 2650 als pin-Diode gewachsen ist. Der genaue Aufbau der Proben findet sich in Tab. 3.1 und 3.2.

Das Übergitter hat 35 Perioden, wobei die AlGaAs-Barrieren eine Dicke von 1,7 nm, die GaAs-Töpfe eine Dicke von 9,7 nm haben. Als Substrat wurde n⁺-dotiertes GaAs verwendet. Bei der Probe II 2182 ist die Oberseite undotiert, so daß sich ein intrinsisches Schottky-Feld ausbildet. Das Übergitter ist in undotierte AlGaAs-Pufferschichten eingebettet, um das über dem Übergitter abfallende elektrische Feld zu homogenisieren, was zur Anregung monofrequenter Bloch-Oszillationen, wofür die Proben u. a. designed wurden, erforderlich ist. Nach Gl. (2.37) ist die Frequenz der emittierten Strahlung der Feldstärke direkt proportional. Eine inhomogene Feldverteilung hätte daher eine Emission auf allen Frequenzen innerhalb einer gewissen Bandbreite und damit das Auftreten starker destruktiver Interferenzen der Eigenzustände und eine erhebliche Leistungsverminderung der abgestrahlten THz-Emission zur Folge. Allerdings hemmen die Pufferschichten gleichzeitig den Ladungsträgertransport zu den Kontakten an der Probenober- bzw. -unterseite, so daß sich an den Grenzbereichen zwischen Pufferzone und Übergitter Ladungsträger ansammeln. Da die Ladungsträgerrekombinationszeit in der Größenordnung der Repetitionszeit des für die zeitaufgelösten Messungen zur Verfügung stehenden Ti:Saphir-Lasersystems liegt (etwa 100 MHz), bildet sich ein dem angelegten entgegengesetztes quasi-stationäres elektrisches Feld aus. Diese Feldabschirmung (engl. *screening*) hängt stark von der Dichte der photogenerierten Ladungsträger ab. Bei den Fotostrommessungen sind die Anregungsdichten so gering, daß die Feldabschirmung vernachlässigt werden kann. Die hohen Anregungsdichten bei zeitaufgelösten Messungen lassen eine Vernachlässigung dieses Effektes jedoch nicht ohne weiteres zu.

Es hat sich gezeigt [48], daß sich das über dem Übergitter abfallende E-Feld und damit die Emissionsfrequenz stark mit den Anregungsparametern verändern. Aus diesem Grund ist man schon vor einigen Jahren zu der in Abb. 3.2 skizzierten pin-Probenstruktur überge-

Schichtdicke	Material	Dotierung
20,0 nm	GaAs	i
250,0 nm	AlGaAs	i
<i>folgende Sequenz 35× wiederholt:</i>		
9,7 nm	GaAs	i 35×
1,7 nm	Al _{0,3} Ga _{0,7} As	i
<i>Ende der periodischen Übergitterstruktur</i>		
17,0 nm	GaAs	i
0,92 nm	AlAs	i 20×
2,13 nm	GaAs	i
50,0 nm	AlGaAs	i
0,92 nm	AlAs	i 20×
2,13 nm	GaAs	i
50,0 nm	AlGaAs	i
0,92 nm	AlAs	i 20×
2,13 nm	GaAs	i
50,0 nm	AlGaAs	i
0,6 nm	GaAs : Si	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
1200,0 nm	AlGaAs : Si	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
200,0 nm	GaAs : Si	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
	n ⁺ -GaAs-Substrat	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$

Tabelle 3.1: Schichtaufbau der Übergitterprobe **II 2182** (Schottky-Diode).

Schichtdicke	Material	Dotierung
20,00 nm	GaAs : Be	$3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}, \text{p}^+$
250,00 nm	GaAs	i
1,70 nm	Al _{0,3} Ga _{0,7} As	i
<i>folgende Sequenz 35× wiederholt:</i>		
9,70 nm	GaAs	i 35x
1,70 nm	Al _{0,3} Ga _{0,7} As	i
<i>Ende der periodischen Übergitterstruktur</i>		
250,00 nm	GaAs	i
100,00 nm	Al _x Ga _{1-x} As : Si, $x = 0.3 \rightarrow 0.0$	$2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3} \rightarrow 2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$
800,00 nm	Al _{0,3} Ga _{0,7} As : Si	$2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
170,00 nm	Al _x Ga _{1-x} As : Si, $x = 0.0 \rightarrow 0.3$	$2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
100,00 nm	GaAs : Si	$2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$
	n ⁺ -GaAs-Substrat	$1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$

Tabelle 3.2: Schichtaufbau der Übergitterprobe **I 2650** (pin-Diode).

gangen. Das Aufstauen von Ladungsträgern an den Grenzbereichen zwischen Pufferzone und Übergitter wird durch den Wechsel des Pufferzonenmaterials auf GaAs verhindert. Durch die p^+ -Dotierung der obersten Schicht wird das über dem Übergitter abfallende elektrische Feld zum einen lateral, zum anderen durch einen abrupten Feldverlauf am Übergang zur darunter liegenden undotierten Zone auch vertikal homogenisiert. Gleichzeitig ermöglicht die p^+ -Dotierung der Oberseite die problemlose Herstellung eines ohmschen Kontaktes, da die zusätzliche Aufdampfung einer metallischen Kontaktschicht auf die Probenoberseite nicht mehr nötig ist. Der Bandkantenverlauf bei altem bzw. neuem Probendesign ist in Abb. 3.1 bzw. 3.2 schematisch dargestellt.

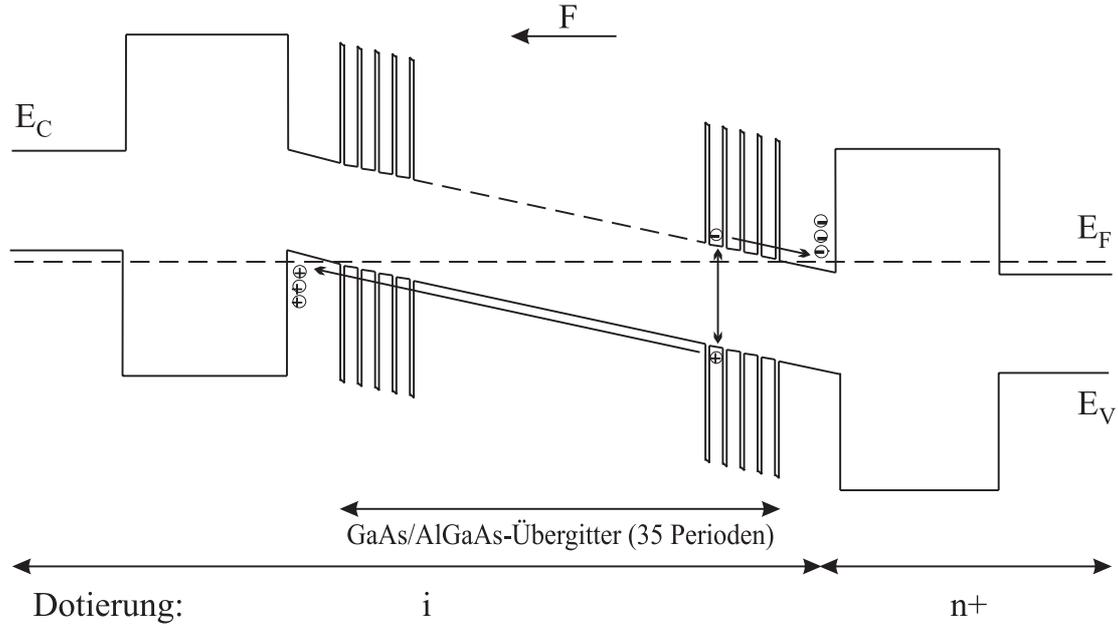


Abbildung 3.1: Bandkantenverlauf der Übergitterprobe mit Schottky-Struktur (nicht maßstäblich gezeichnet). Die breiten Barrieren links und rechts der Übergitterschicht stellen die $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ - bzw. $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}:\text{Si}$ -Pufferschichten an Ober- bzw. Unterseite der Probe dar. Das bei diesem Probendesign auftretende Ansammeln der Ladungsträger in den Grenzbereichen Übergitter/Pufferschichten ist skizziert.

Sowohl die Schottky- als auch die pin-Probe hat aufgrund ihrer Diodenstruktur ein intrinsisches elektrisches Feld, das durch die Angleichung der Fermi-Niveaus in den Kontaktschichten entsteht. Dies führt dazu, daß die Flachbandbedingung erst bei einer von außen angelegten positiven Spannung $V_{\text{app}} = -V_{\text{bi}}$ erfüllt ist. V_{bi} ist die intrinsische Spannung der Probe (engl. *built-in voltage*). Daher gilt für die bei Anlegen einer äußeren Vorspannung V_{app} (engl. *applied voltage*) über der intrinsischen Probenschicht mit der Dicke L_{int} abfallende elektrische Feldstärke F näherungsweise:

$$F = \frac{-V_{\text{bi}} - V_{\text{app}}}{L_{\text{int}}}. \quad (3.1)$$

L_{int} beträgt bei der Schottky-Probe $1,019 \mu\text{m}$, bei der pin-Probe $0,4507 \mu\text{m}$. Diese Methode zur Bestimmung des elektrischen Feldes in einer Übergitterstruktur wird zusammen mit zwei weiteren Varianten in Kapitel 5.2.1 diskutiert.

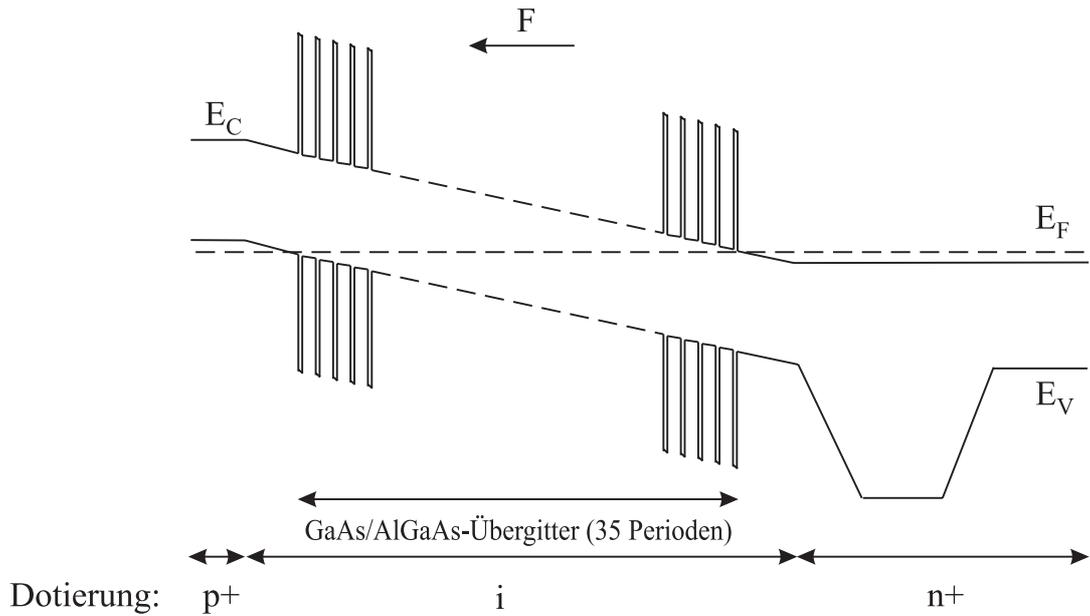


Abbildung 3.2: Bandkantenverlauf der Übergitterprobe mit pin-Struktur (nicht maßstäblich gezeichnet). Die Auswirkung des kontinuierlichen Überganges $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$, $x = 0.0 \rightarrow 0.3$ bzw. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$, $x = 0.3 \rightarrow 0.0$ auf den Verlauf der Valenzbandkante im n^+ -dotierten Bereich ist angedeutet.

3.1.2 Probenpräparation

Die Proben liegen in Form von halben 2-Zoll-Wafern vor. Daraus werden mit Hilfe eines Diamantritzers Stücke von einigen Millimetern Kantenlänge geschnitten. Für die Messungen werden eine pin- und zwei Schottky-Proben präpariert, die im folgenden mit pin1, sky1 und sky2 bezeichnet werden. Nach dem Schneiden werden die Proben in einer thermischen Aufdampfanlage mit ohmschen Kontakten versehen. Alle Proben erhalten auf der Unterseite eine 200 nm dicke AuGe-Schicht. Vor der Bedampfung werden die Proben nacheinander in Aceton, Methanol, Isopropanol und Wasser gereinigt und mit Stickstoffgas getrocknet. Dann werden sie mit Fotolack mit der Oberseite auf einen sauberen Siliziumwafer geklebt und die Seitenflächen der Proben mit Fotolack geschützt, um zu verhindern, daß Ober- und Unterseite durch die Bedampfung kurzgeschlossen werden. Wenn der Fotolack getrocknet ist, können die Proben bedampft werden. Danach werden sie mit Aceton vom Si-Wafer abgelöst, mit Aceton und Wasser gründlich gereinigt und wieder getrocknet. Um zwischen der aufgedampften Metallschicht und dem GaAs-Substrat einen ohmschen Kontakt herzustellen, werden die Proben ca. 30 s bei etwa 350°C getempert, so daß Ge-Atome in das Substrat eindiffundieren. Für die Temperung steht ein Flash-Temperofen zur Verfügung.

Da die Oberseite der Schottky-Proben undotiert ist, wird hier nach Reinigung und Präparation für die Bedampfung eine dünne, semitransparente Cr/Au-Schicht (1 nm Cr / 5 nm Au) aufgedampft. Die Chromschicht fungiert als Haftschrift für die Kontaktschicht aus Gold. Die Oberseite der pin-Probe bleibt unbedampft. Die Probenpräparation wird im Laufe der Zeit immer weiter optimiert. So erhält die zuletzt präparierte und untersuchte Probe sky2 auf der Oberseite zusätzlich einen 1 mm^2 großen Goldkontakt von ca. 300 nm Dicke, um die spätere Anbringung von Kontaktdrähchen mit Hilfe eines Ultraschallbonders zu ermöglichen. Dazu

wird die Oberseite vor der Bedampfung bis auf die gewünschte Kontaktfläche mit Fotolack bestrichen. Nach einer letzten Reinigung werden die Proben mit Leitsilber je auf ein mit AuGe bedampftes Saphirscheibchen geklebt und in eine Probenhalterung eingespannt. Die weitere Kontaktierung der Probenoberseite erfolgt mit $50\ \mu\text{m}$ starkem Golddraht, der mit Leitsilber auf die Probe geklebt wird. Bei sky2 wird der Golddraht mit Hilfe eines Ultraschallbonders auf die kleine Kontaktfläche gebondet. Mit einem Tropfen Leitsilber wird dieser Kontakt gesichert. Zur Kontaktierung der Probenunterseite wird Golddraht mit Leitsilber auf dem bedampften Saphirscheibchen fixiert. Die freien Enden der Drähtchen werden schließlich auf gegeneinander isolierte Kupferkontakte an der Probenhalterung gelötet. Ob die elektrische Kontaktierung erfolgreich war, läßt sich nun sehr leicht anhand der bei Beleuchtung der Probe an den Kontakten entstehenden Fotospannung überprüfen. Sie sollte je nach verwendeter Lichtquelle bei einigen Hundert mV liegen. Eine zu geringe oder nicht nachzuweisende Fotospannung kann allerdings auch ein Hinweis darauf sein, daß es in der Probe zu einem Spannungsdurchbruch gekommen ist. Eine Überprüfung der Fotospannung ist auch immer dann sinnvoll, wenn eine Probe nach einem Kältezyklus wieder warm geworden ist oder längere Zeit nicht benutzt wurde. In beiden Fällen kann die Kontaktierung aufgrund äußerer Einflüsse schlechter geworden sein.

3.2 Der Fotostrommeßplatz

3.2.1 Apparative Ausstattung

Kryostat-Systeme

Zur Herstellung der für die Messungen erforderlichen tiefen Probertemperaturen stehen zwei He-Kryosysteme zur Verfügung. Bei einem Gerät handelt es sich um einen sog. Closed-Cycle-Kryostaten². Für seinen Betrieb sind weder flüssiges Helium noch flüssiger Stickstoff nötig. Stattdessen wird Heliumgas in einem geschlossenen Kreislauf komprimiert und expandiert (Gifford-McMahon thermodynamischer Kreislauf). Während der Expansionsphase wird Wärme von einem Kaltfinger, auf den die Probenhalterung montiert wird, wegtransportiert. An der Probe können bei Verwendung eines zusätzlichen Strahlungsschildes, das Wärmestrahlung aus der Umgebung abschirmt, Temperaturen bis hinunter zu etwa 11 K erreicht werden. Vor Inbetriebnahme wird der Probenraum mit einer Turbo-Vakuumpumpe auf unter 10^{-3} mbar evakuiert. Um bei längeren Messungen Niederschlag auf der Probe und auf den Innenflächen der optischen Fenster infolge einer Druckzunahme und eine damit verbundene Beeinflussung im Fotostrom zu vermeiden, bleibt die laufende Vakuumpumpe ständig an den Kryostaten angeschlossen.

Das zweite Kryosystem ist ein He-Durchflußkryostat³. Hier wird die Probertemperatur durch einen konstanten He-Gasfluß im Probenraum und gleichzeitiges Heizen am Probenstab geregelt. So können Probertemperaturen zwischen 1,5 K und 300 K eingestellt werden. Gleichzeitig ermöglichen supraleitende Spulen das Anlegen von Magnetfeldern bis zu 9 T. Anders als der Closed-Cycle-Kryostat, muß das Magnetsystem mit kryogenen Flüssigkeiten versorgt werden. Das System verfügt über einen Stickstoff- und einen Heliumtank, die durch ein

²Janis Research, USA, CCS-150-C330

³Oxford Instruments, Spectromag System

Zwischenvakuum (ca. $5 \cdot 10^{-7}$ mbar) gegeneinander isoliert sind. Die supraleitenden Spulen sitzen innerhalb des Heliumtanks. Für Magnetfelder über 8 T muß das Helium rund um den Magneten durch Pumpen unter seinen λ -Punkt abgekühlt werden. Infolge des Pumpens ist der Heliumverbrauch dann so hoch, daß an einem Meßtag bis zu dreimal Helium nachgefüllt werden muß. Bei regulärem Betrieb ist das nur jeden zweiten Tag der Fall. Messungen über 8 T können daher nicht ohne erheblichen Zeit- und Materialaufwand durchgeführt werden.

Beide Kryostaten sind für optische Experimente ausgelegt. Die optischen Fenster des Magnetkryostaten sind zur Vermeidung von Reflexionsverlusten mit einer Antireflex-Beschichtung versehen. Die Geräte verfügen über elektrische Durchführungen zur Kontaktierung von Proben, sowie über Temperatursensoren und Heizer zur genauen Bestimmung und Regelung der Proben temperatur. Bislang werden alle Funktionen über Kontrollgeräte manuell gesteuert. Die vorhandenen Software-Schnittstellen bieten jedoch die Möglichkeit einer weiteren Automatisierung der Messungen.

Monochromator

Zur Beleuchtung der Probe dient eine Halogenlampe⁴, deren Licht mit einem Gittermonochromator⁵ von 48 cm Fokusslänge (klassischer Czerny-Turner Monochromator) spektral zerlegt wird. Der Monochromator kann wahlweise manuell über ein Kontrollgerät oder über eine serielle Schnittstelle vom Rechner gesteuert werden. Die Drehung des optischen Gitters erfolgt mit Hilfe eines Schrittmotors. Bei jedem Motorschritt ändert sich die Wellenlänge λ des aus dem Austrittsspalt tretenden Lichtes um 0,007 nm. Für die theoretische spektrale Auflösung $\Delta\lambda$ des Monochromators gilt nach [53]:

$$\Delta\lambda = \left(b + \frac{f\lambda}{a} \right) \frac{d\lambda}{dx}, \quad (3.2)$$

wobei b die Spaltbreite des Monochromators, f seine Fokusslänge, a seine numerische Apertur und $d\lambda/dx$ seine lineare Dispersion ist. Bei Verwendung des Gitters mit 1200 g/mm (g steht für Gitterfurchen, engl. grooves) gilt $d\lambda/dx = 1,6$ nm/mm, so daß sich bei $\lambda = 800$ nm (für spätere Fotostrommessungen interessanter Wellenlängenbereich) und den bei den Messungen verwendeten Spaltbreiten von 50 μ m, 100 μ m bzw. 150 μ m eine theoretische spektrale Auflösung von 0,09 nm, 0,17 nm bzw. 0,25 nm entsprechend etwa 0,17 meV, 0,32 meV bzw. 0,47 meV ergibt.

Zur Wellenlängenkalibrierung wird eine Natriumdampfampe verwendet. Nach Transport oder längerer Nichtbenutzung des Gerätes werden die Positionen der beiden gelben Natriumlinien bei 589,0 nm und 589,6 nm überprüft und gegebenenfalls eine neue Kalibrierung vorgenommen. Der Monochromator ist mit Änderungen von nur etwa 0,02 nm innerhalb einiger Wochen sehr wellenlängenstabil. Anhand einiger Aufnahmen der Natriumlinien für verschiedene Spaltbreiten mit Hilfe einer Fotodiode, kann die theoretisch berechnete Auflösung des Monochromators experimentell nachgeprüft werden. Für die drei oben angegebenen Spaltbreiten des Monochromators werden für die Natriumlinie bei 589,0 nm Halbwertsbreiten von 0,143 nm, 0,215 nm bzw. 0,296 nm gemessen. Da die Doppler-verbreiterte Natriumlinie bei 589 nm nach [53] eine Halbwertsbreite von nur 0,002 nm hat, geben die gemessenen Lini-

⁴CVI, AS232, 30 W, max. 2,75 A

⁵CVI, DK480, 300 g/mm bzw. 1200 g/mm, Öffnungsverhältnis 1/7,8

enbreiten direkt das spektrale Auflösungsvermögen des Monochromators bei $\lambda = 589 \text{ nm}$ wieder. Für $\lambda = 800 \text{ nm}$ ergeben sich daraus nach Gl. (3.2) Auflösungswerte von $0,15 \text{ nm}$, $0,22 \text{ nm}$ bzw. $0,30 \text{ nm}$ entsprechend etwa $0,28 \text{ meV}$, $0,41 \text{ meV}$ bzw. $0,56 \text{ meV}$. Mit 67%, 21% bzw. 20% weicht die gemessene stark von der theoretischen spektralen Auflösung ab. Sie reicht aber aus, um die Übergänge mit den kleinsten Linienbreiten (um $2,5 \text{ meV}$) aufzulösen, die in den im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Fotostromspektren auftreten. Möglicherweise läßt sich die experimentell bestimmte Auflösung durch schärferes Fokussieren des Natriumlichtes auf den Eintrittsspalt noch verbessern, was allerdings mit der zur Verfügung stehenden Natriumdampfampe nur schwer zu realisieren ist.

3.2.2 Meßaufbau und Aufnahme der Fotostromspektren

Der experimentelle Aufbau zur Aufnahme der Fotostromspektren ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Das Licht der Halogenlampe wird durch eine Abbildungsoptik im Lampengehäuse auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Hinter dessen Austrittsspalt befindet sich ein mechanischer Lichtzerhacker (Chopper)⁶, der den Lichtstrahl periodisch moduliert und das Referenzsignal für einen Lock-In-Verstärker⁷ liefert. Dabei sind nicht alle Frequenzen gleich gut als Chopperfrequenz geeignet. Vielfache der Netzfrequenz sind beispielsweise als Referenzfrequenz zu vermeiden. Mit Hilfe eines Frequenzanalysators kann vor Meßbeginn ein geeigneter Frequenzbereich bestimmt werden.

Die erste Linse steht im Abstand ihrer Brennweite hinter dem Austrittsspalt und erzeugt paralleles Licht, das die zweite Linse auf die Probe fokussiert. Dort hat der ausgeleuchtete Bereich Spaltform und ist etwa $1,5 \text{ mm}$ breit und 8 mm hoch. Daß in der Längsrichtung nicht schärfer fokussiert werden kann, ist auf einen Mangel des Monochromators zurückzuführen. Die Divergenz des vom Austrittsspalt kommenden Lichtes ist in Querrichtung größer als in Längsrichtung, so daß es mit einer einfachen Plankonvexlinse nicht möglich ist, ein vollständig paralleles Lichtbündel zu erzeugen, das dann mit einer weiteren Plankonvexlinse scharf fokussiert werden kann. Zwischen den beiden Linsen divergiert das Licht nämlich je nach Position der ersten Linse in einer der beiden Richtungen. Um kein Licht zu verlieren, muß der Monochromator daher immer möglichst nahe an der Probe stehen. Aus demselben Grund werden ausschließlich Optiken mit Antireflex-Beschichtung verwendet und auf Umlenkkomponenten soweit wie möglich verzichtet.

Die Probe ist bei Messungen mit externer Vorspannung mit einem Spannungs-stabilisierten Netzteil⁸ in Reihe geschaltet. Das Fotostromsignal, das typischerweise im Nanoamperebereich liegt, wird zunächst vorverstärkt. Anschließend wird das Ausgangssignal des Stromvorverstärkers⁹ auf den Lock-In-Verstärker gegeben. Bei Verwendung des analogen Lock-In (EG&G) dient der A/D-Wandler der Lock-In-Karte (Ithaco) lediglich zur Digitalisierung der Lock-In-Ausgabedaten. Die Daten werden von einem Meßrechner¹⁰, der über ein eigens zu diesem Zweck erstelltes Meßprogramm, das auch den Monochromator und die Lock-In-Karte steuert, aufgenommen und weiterverarbeitet. Um das Meßrauschen möglichst klein zu halten, werden zum einen ausschließlich abgeschirmte und möglichst kurze Kabel verwendet,

⁶HMS Elektronik, Modell 230

⁷PC/AT Einsteckkarte, Ithaco, Modell 3981 bzw. Stand-alone-Gerät, EG&G, Modell 5210

⁸Toellner, TOE 8704

⁹HMS Elektronik, Modell 564 bzw. Stanford Research Systems, SR570

¹⁰PC/AT-kompatibel

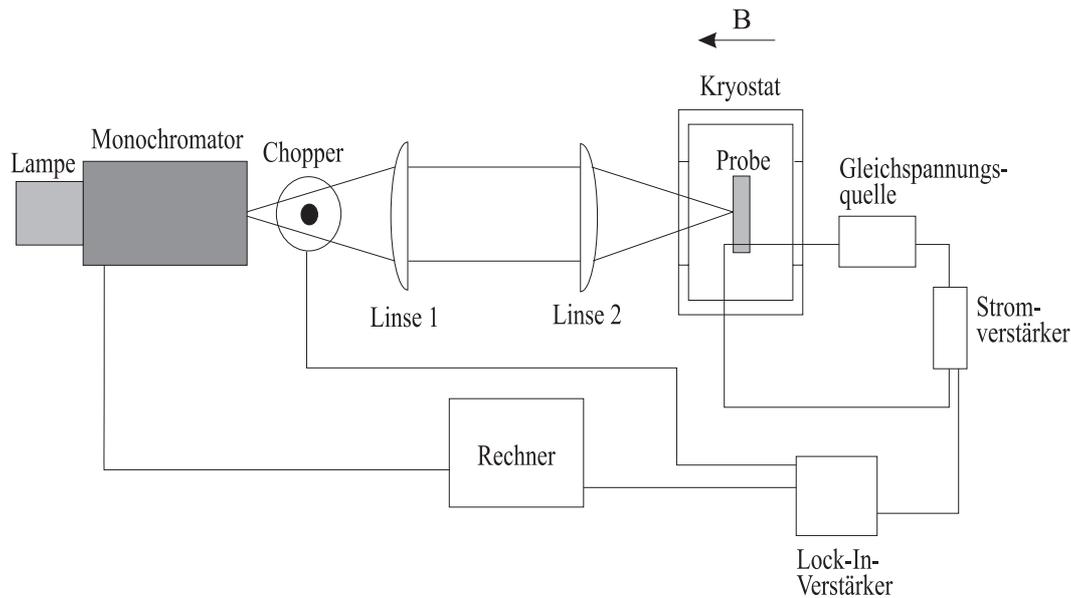


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Fotostromspektroskopie.

zum anderen wird der gesamte Meßaufbau bei Betrieb so abgedeckt, daß kein Streulicht auf die Probe fällt.

Im einzelnen läuft die Aufnahme eines Fotostromspektrums folgendermaßen ab: Zunächst wählt man im Meßprogramm Start- und Endwellenlänge, Spaltbreite und Schrittweite des Monochromators zwischen der Aufnahme zweier Meßpunkte, die Zeitkonstante t_c des Lock-In-Verstärkers und die Anzahl der Meßdurchläufe (Scans). Die Schrittweite sollte unter der jeweiligen spektralen Auflösung liegen, um Spektren mit größtmöglichem spektralem Informationsgehalt aufnehmen zu können. Liegt die Schrittweite über der spektralen Auflösung, so werden eigentlich aufgelöste Strukturen im Spektrum ausgeschmiert oder gehen ganz verloren. Nach dem Starten der Messung wird zuerst die Spaltbreite eingestellt, die Startwellenlänge angefahren und der erste Meßwert ausgelesen. Die Wellenlänge wird nun jeweils um die gewählte Schrittweite erhöht, bis die Endwellenlänge erreicht oder überschritten ist. An jedem Haltepunkt wird das Programm für die Zeit $t_{\text{warten}} \geq t_c$ unterbrochen und dann der Lock-In-Ausgabewert und die Wellenlänge des Monochromators ausgelesen. Am Ende jedes Scans werden die aktuellen Mittelwerte der einzelnen Meßpunkte, die zugehörigen Wellenlängen, Photonenenergien und Auflösungswerte in eine Datei geschrieben und der nächste Scan gestartet. Bei jedem Scan werden die Wellenlängen in derselben Richtung durchgeföhren, um eine optimale Wiederholgenauigkeit der Gitterposition zu erreichen.

Kapitel 4

Durchführung der Messungen und Ergebnisse

4.1 Messungen ohne Magnetfeld

Die Fotostrommessungen ohne Magnetfeld dienen der Überprüfung der aus früheren Untersuchungen [23] bekannten Ergebnisse zur Wannier-Stark-Aufspaltung des in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Übergitters, der Vorcharakterisierung der Proben für spätere zeitaufgelöste Messungen und der Bestimmung des Zusammenhanges zwischen angelegter Spannung und dem über dem intrinsischen Bereich der Proben abfallenden elektrischen Feld. Letzteres hängt nicht nur vom Probendesign ab, sondern auch von der Beschaffenheit der nachträglich aufgedampften (und eingetemperten) Kontaktschichten, an denen ein Teil der Spannung abfallen kann, so daß der Zusammenhang für jedes Probenstück gesondert ermittelt werden muß.

4.1.1 pin-Probe

Zunächst wird eine Probe mit pin-Struktur charakterisiert, da sie aus den in Abschnitt 3.1.1 genannten Gründen später auch für zeitaufgelöste Messungen verwendet werden soll. Die Messungen an pin1 werden im Closed-Cycle-Kryostaten bei einer Probentemperatur von etwa 11 K durchgeführt. Das Fotostromsignal wird mit 10⁶ V/A vorverstärkt (Stromeingang der Lock-In-Karte). Die Aufnahme der Meßwerte erfolgt mit dem Ithaco-Lock-In-Verstärker bei $t_c = 3,33$ s. Es werden Fotostromspektren für verschiedene äußere Vorspannungen V_{app} aufgenommen. Die Wellenlänge des Anregungslichtes wird bei einer Schrittweite von 0,07 nm und 100 μ m Spaltbreite (0,22 nm bzw. 0,41 meV spektrale Auflösung bei $\lambda = 800$ nm) von 795 nm bis 840 nm variiert, was Photonenenergien zwischen 1,61 eV und 1,48 eV entspricht.

Während des Experimentierens stellt sich heraus, daß pin1 nicht die erwartete Fotostromcharakteristik zeigt. Eine Variation der äußeren elektrischen Vorspannung zwischen 0 V und -2,5 V wirkt sich kaum auf die Form des Fotostromspektrums aus. Die Ausbildung von Wannier-Stark-Niveaus wird nicht beobachtet. Außerdem sind die in den Spektren beobachteten Strukturen sehr breit. Um zu überprüfen, ob dieses Verhalten ein Effekt des experimentellen Aufbaus oder ein echter Effekt ist, wird ein unbedampftes Stück der Schottky-Probe

provisorisch mit Leitsilber und Golddraht kontaktiert und eine Messung ohne äußere Vorspannung aufgenommen. Trotz der schlechten Kontaktierung zeigt das so aufgenommene Fotostromspektrum das Auftreten von Wannier-Stark-Niveaus.

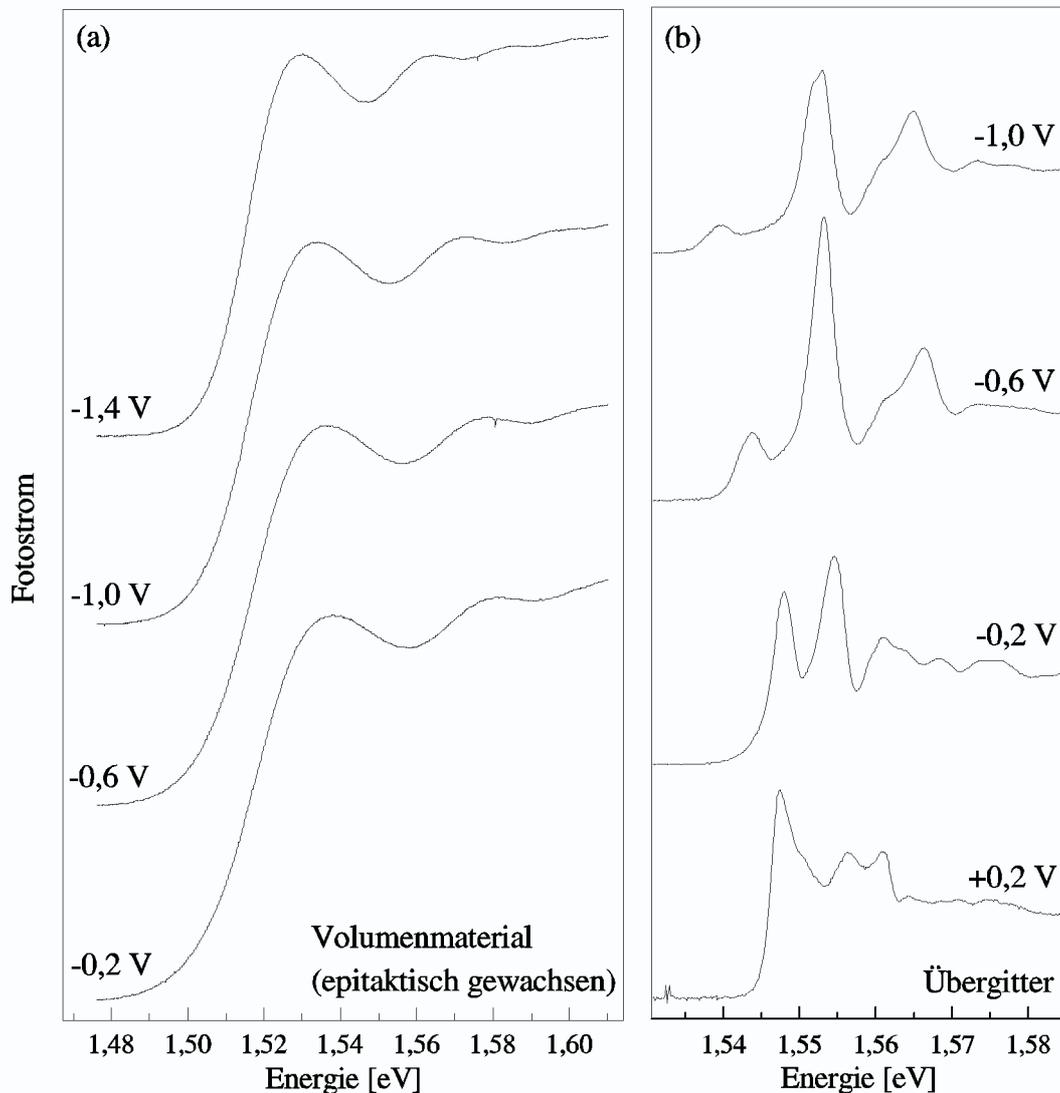


Abbildung 4.1: (a) Fotostromspektren der epitaktisch gewachsenen Volumen-GaAs-Probe pin1 für verschiedene Vorspannungen (0,41 meV spektrale Auflösung). Zum Vergleich sind in (b) Fotostromspektren der Übergitterprobe sky1 für gleiche Vorspannungsabstände dargestellt (0,28 meV spektrale Auflösung). pin1 wird in der Annahme vermessen, daß es sich hierbei um die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Übergitterprobe mit pin-Diodenstruktur handelt. Dem Herstellungsprotokoll der MBE-Anlage kann man jedoch entnehmen, daß die Probe infolge eines technischen Problems im Herstellungsprozeß kein Aluminium enthält.

In Abb. 4.1a sind vier der gemessenen Fotostromspektren von pin1 für Vorspannungen zwischen $-0,2\text{ V}$ und $-1,4\text{ V}$ dargestellt. Zum Vergleich finden sich in Abb. 4.1b vier der später aufgenommenen Fotostromspektren von sky1 für gleiche Vorspannungsabstände. Im Gegensatz zu pin1 zeigt sky1 eine starke E-Feld-Abhängigkeit des Fotostroms und weist wesentlich schmalere Strukturen auf, die mit exzitonischen Übergängen zu identifizieren sind.

Die Spektren von pin1 lassen dagegen darauf schließen, daß hier die Absorption von der Bandkante eines Volumenhalbleiters zu sehen ist. Die Bandkante kann zu etwa 1,52 eV bestimmt werden, was mit dem Literaturwert der Bandkante von GaAs bei tiefen Temperaturen ($T \leq 10\text{K}$) übereinstimmt [9]. Rücksprache mit K. KÖHLER, der die Probe hergestellt hat, bestätigt die Vermutung, daß es sich um eine Volumen-GaAs-Probe handelt. Dem Herstellungsprotokoll der MBE-Anlage läßt sich entnehmen, daß bei der Probe I 2650 aufgrund eines technischen Problems ausschließlich GaAs- und keine AlGaAs-Schichten auf das n^+ -dotierte GaAs-Substrat aufgewachsen wurden. Damit besteht die Probe aus epitaktisch gewachsenem Volumen-GaAs mit einer p^+ -dotierten Deckschicht und enthält kein Übergitter.

Der Vergleich der Fotostromspektren des Volumenmaterials mit denen des Übergitters zeigt, daß der Fotostrommeßplatz zufriedenstellende Ergebnisse liefert und zur Charakterisierung von Halbleiterheterostrukturen eingesetzt werden kann.

4.1.2 Schottky-Probe

Da nach Ende der Messungen an pin1 noch keine neue GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Übergitterprobe mit pin-Struktur vorliegt, wird zunächst eine Fotostromcharakterisierung der Schottky-Probe sky1 vorgenommen. Die Messungen werden ebenfalls im Closed-Cycle-Kryostaten bei einer Probentemperatur von 11 K durchgeführt. Das Fotostromsignal wird mit 10^6 V/A vorverstärkt (HMS-Stromverstärker). Die Aufnahme der Meßwerte erfolgt mit dem Ithaco-Lock-In-Verstärker bei $t_c = 3,33$ s. Es werden Fotostromspektren für äußere Vorspannungen V_{app} zwischen $-1,15$ V und $+0,6$ V (nahe Flachband) aufgenommen, was gemäß Gl. (3.1) näherungsweise einem über dem Übergitter abfallenden elektrischen Feld F zwischen 20 kV/cm und 3 kV/cm entspricht. (Das zur Bestimmung dieser Feldwerte verwendete Verfahren wird am Ende dieses Abschnittes beschrieben. Eine Diskussion verschiedener Möglichkeiten zur Feldbestimmung erfolgt in Abschnitt 5.2.1.) Die Wellenlänge des Anregungslichtes wird bei einer Schrittweite von 0,07 nm und 50 μm Spaltbreite (0,15 nm bzw. 0,28 meV spektrale Auflösung bei $\lambda = 800$ nm) von 730 nm bis 810 nm variiert, was Energien zwischen 1,698 eV und 1,531 eV entspricht. Qualitativ zufriedenstellende Fotostromspektren ergeben sich schon bei Mittelung von nur zwei Scans.

In Abb. 4.2a sind die Messungen für elektrische Vorspannungen von $-1,15$ V (ca. 20 kV/cm) bis $+0,3$ V (ca. 5 kV/cm) dargestellt. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die einzelnen Kurven mit einem konstanten vertikalen Abstand versehen („Waterfall-Grafik“). Die Fotostromspektren für niedrige elektrische Feldstärken ($+0,3$ V bis $+0,2$ V Vorspannung) werden durch das 1shh-Exziton des ersten Schwerloch-Minibandes bei 1,5475 meV dominiert. Bei etwas höheren Energien zeichnet sich außerdem das 1slh-Exziton des ersten Leichtloch-Minibandes ab. Die Energien dieser Übergänge ändern sich kaum mit der Vorspannung. Die Kurve für $V_{app} = +0,15$ V markiert den Übergang vom Miniband- zum Wannier-Stark-Bereich. Etwa bei der Energie des 1shh-Exzitons entstehen der 1shh-2- und der 1shh-1-Wannier-Stark-Übergang, aus dem 1slh- entwickelt sich das 1shh0-Niveau. Bei noch etwas höheren Energien ist der 1shh+1-Übergang zu erkennen. Bei dieser Vorspannung haben die zur Schwerloch-Wannier-Stark-Leiter gehörenden Übergänge vergleichbare Oszillatorstärken. Mit steigender Feldstärke wird ein zunehmendes Separieren und energetisches Schieben der einzelnen Niveaus beobachtet. Es entwickelt sich der Wannier-Stark-Fächer des Elektron-Schwerloch-Überganges für die Indizes $-2, -1, 0$ sowie $+1$, bei höheren Energien der Fächer des Elektron-Leichtloch-Überganges für die Indizes $-1, 0$ und $+1$ (s. Abb. 4.2b). 2s-Übergänge sind trotz

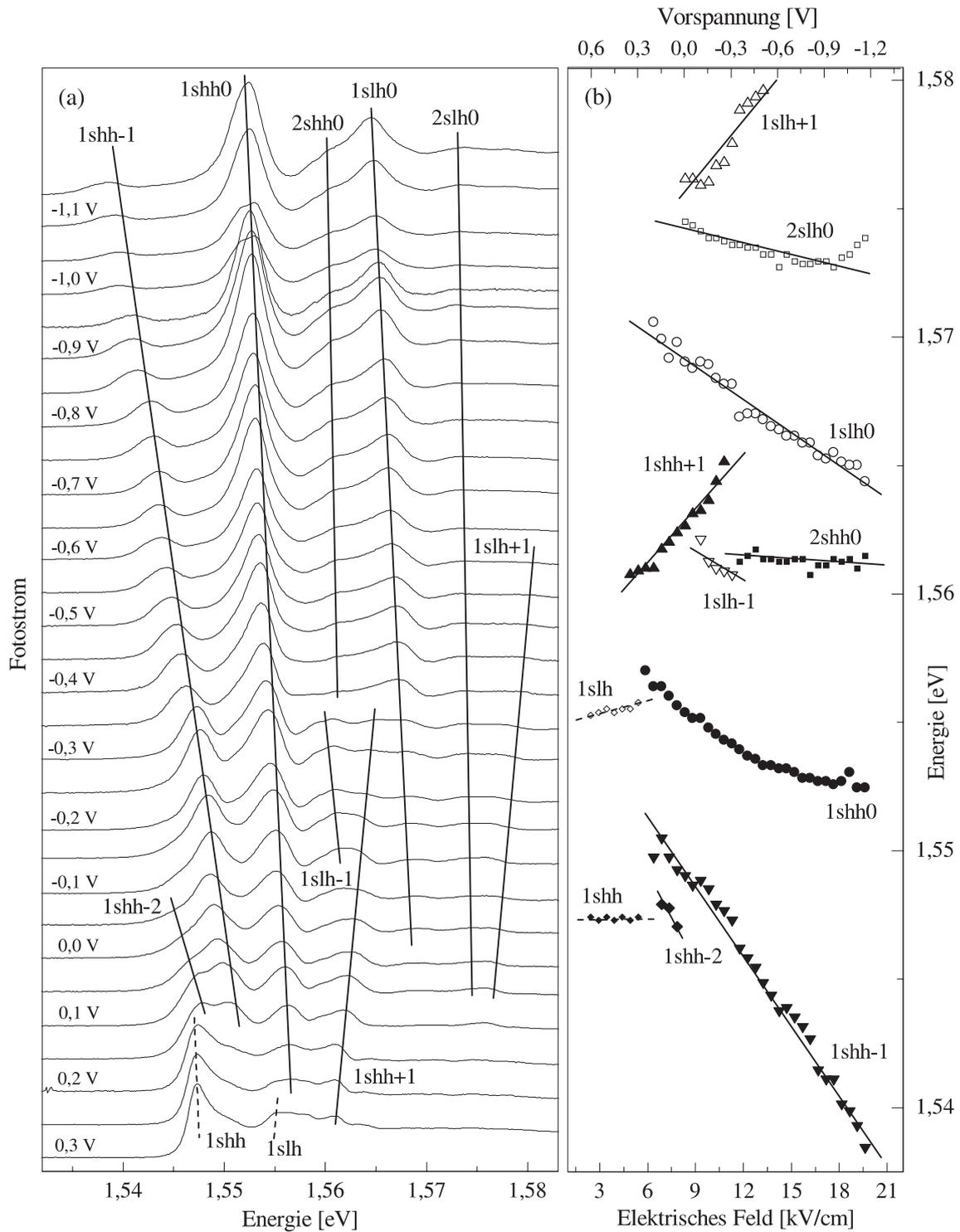


Abbildung 4.2: Gemessene Fotostromspektren (a) bei elektrischen Vorspannungen von $-1,15$ V bis $+0,3$ V ($0,28$ meV spektrale Auflösung). Die einzelnen Kurven sind zur besseren Übersichtlichkeit mit einem konstanten vertikalen Abstand versehen (Waterfall-Grafik) und die Übergänge gemäß der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Nomenklatur beschriftet. Sehr gut sind der 1shh0-, der 1shh-1- sowie der 1slh0-Wannier-Stark-Übergang zu erkennen. In (b) sind die aus den Daten ermittelten Maxima zugeordnet zu den Übergängen gegen die äußere Vorspannung bzw. das über dem Übergitter abfallende elektrische Feld aufgetragen. Leichtloch-Fächer (offene Symbole) und Schwerloch-Fächer (geschlossene Symbole) zeichnen sich deutlich ab. Das Schieben der Wannier-Stark-Niveaus ist jeweils durch Geraden angedeutet, die Leichtloch- bzw. Schwerloch-Exzitonen (1shh bzw. 1slh) im Minibandbereich sind mit gestrichelten Linien gekennzeichnet. Anmerkung: Die in der Darstellung angegebenen Werte für das elektrische Feld (aus den Messungen bestimmt) gelten nur näherungsweise (siehe Abschnitt 5.2.1).

ihrer geringen Oszillatorstärke mit dem 2shh0-Übergang in der Flanke des 1slh0-Überganges und evtl. mit dem 2slh0-Übergang bei etwa 1,575 eV zu sehen. Ab einer äußeren Vorspannung von etwa $-0,2$ V verliert der 1shh-1 zunehmend an Oszillatorstärke, wodurch sich der allmähliche Übergang in den Bereich isolierter Quantentöpfe andeutet.

Der Wannier-Stark-Fächer hat in etwa die von DIGNAM und SIPE [25] für ein GaAs/Al_{0,35}Ga_{0,65}As-Übergitter mit 9 nm Gitterperiode unter Berücksichtigung exzitoni-scher Effekte berechnete Form (siehe Abb. 2.14). Gemäß der Theorie hat der 1shh0 im Fächerdiagramm eine negative Steigung, die aber der E-Feld-Abhängigkeit der exzitoni-schen Bindungsenergie dieses Übergangs entsprechend mit steigendem Feld abnimmt. Der 1shh-1 und der 1shh+1 verlaufen ab mittleren Feldern nahezu linear. Vor allem beim 1shh0- und beim 1slh0-Übergang läßt sich eine leicht asymmetrische Absorption beobachten, die sich darauf zurückführen läßt, daß es zu einer quantenmechanischen Kopplung der betreffenden diskreten Exzitonenniveaus mit den Kontinua der darunterliegenden Wannier-Stark-Niveaus kommt. Man spricht hierbei von Fano-Kopplung [29]. Die Stärke der Fano-Kopplung nimmt in der Regel aufgrund des zunehmenden Separierens der Wannier-Stark-Niveaus mit steigender elektrischer Feldstärke ab, was die Messungen insbesondere für den 1shh0-Übergang bestätigen. Durch Anfitzen an ein Lorentz-Profil lassen sich die spektralen Breiten der beiden dominierenden Wannier-Stark-Übergänge 1shh0 und 1shh-1 zu ca. 3 meV bestimmen, was mit früheren Messungen an der RWTH Aachen übereinstimmt. Die Linienbreiten schwanken zwar leicht von Vorspannung zu Vorspannung, eine eindeutige Abhängigkeit vom elektrischen Feld ist jedoch nicht zu beobachten.

Feldbestimmung

Um aus den Messungen die intrinsische Spannung V_{bi} der Probe zu bestimmen, werden die gemessenen Energien des 1shh-1- und des 1shh+1-Übergangs gegen die äußere Vorspannung V_{app} aufgetragen und für beide Übergänge eine lineare Regression durchgeführt. Nach Gl. 5.3 schneiden sich alle Geraden eines Wannier-Stark-Fächers für $F = 0$ in E_0 . Der Abszissenwert des Schnittpunktes der beiden Regressionsgeraden entspricht daher der positiven Vorspannung $V_{app} = -V_{bi}$, bei der das über dem Übergitter abfallende elektrische Feld $F = 0$ und somit die Flachbandbedingung erfüllt ist. Für die intrinsische Spannung V_{bi} von sky1 ergibt sich mit diesem Verfahren ein Wert von etwa $-0,85$ V. Über Gl. 3.1 können nun die in Abb. 4.2 angegebenen Feldstärken bestimmt werden, die bei den verschiedenen äußeren Vorspannungen V_{app} über dem Übergitter abfallen. Diese und zwei weitere Methoden zur Feldbestimmung werden in Abschnitt 5.2.1 diskutiert.

4.2 Messungen mit Magnetfeld

Um den Einfluß eines zusätzlichen magnetischen Feldes auf die Übergitterproben zu untersuchen, werden für ausgewählte elektrische Vorspannungen Fotostrommessungen im Magnetkryostaten vorgenommen. Das Magnetfeld steht dabei senkrecht auf den Übergitterschichten und damit parallel zum elektrischen Feld. Man bezeichnet diese Anordnung als *Faraday-Geometrie*. Die durch das elektrische Feld bewirkte Wannier-Stark-Quantisierung und die zusätzliche Landau-Quantisierung im Magnetfeld sind in diesem Fall in erster Ordnung entkoppelt.

4.2.1 Probenwechsel

Eine Überprüfung der Fotospannung an der für die Messungen ohne Magnetfeld verwendeten Schottky-Probe sky1 vor Einbau in den Magnet-Kryostaten ergibt mit etwa 20 mV einen um eine Größenordnung kleineren Wert als beim letzten Fotospannungstest. Auch eine neue Kontaktierung schafft keine Abhilfe. Damit ist sky1 für die weiteren Messungen unbrauchbar, so daß ein neues Probenstück (sky2) präpariert werden muss. Von sky2 werden drei Meßreihen für äußere Vorspannungen V_{app} von 0 V, -0,6 V und +0,95 V aufgenommen, wobei das angelegte Magnetfeld B jeweils zwischen 0 T und 9 T in Schritten von 0,5 T variiert wird. Die Photonenenergie E_{ph} des Anregungslichtes liegt wie bei den Messungen an sky1 zwischen 1,531 eV und 1,698 eV.

Ein Vergleich der Fotostromspektren von sky2 bei $B = 0$ T und $V_{\text{app}} = 0$ V bzw. -0,6 V mit den Messungen an sky1 ergibt, daß die Spektren der neuen Probe bei einer bestimmten Vorspannung denen der alten Probe bei einer um jeweils 0,35 V niedrigeren Vorspannung entsprechen. Abb. 4.3 zeigt die sehr gute Übereinstimmung des Fotostromspektrums von sky2 bei 0 V bzw. bei -0,6 V mit dem von sky1 bei -0,35 V bzw. bei -0,95 V Vorspannung sowohl im Kurvenverlauf als auch in den Abständen der Hauptübergänge und damit im über dem Übergitter abfallenden elektrischen Feld. Die beiden Kurven in Abb. 4.3b demonstrieren außerdem die Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch eine gegenüber sky1 verbesserte Kontaktierung der neuen Probe (siehe Abschnitt 3.1.2).

4.2.2 Parameterwahl

Für die in diesem Abschnitt beschriebenen Fotostrommessungen im Magnetfeld gelten die in Tab. 4.1 zusammengestellten Parameter. Die erste Meßreihe wird ohne äußere Vorspannung

Parameter	Meßreihe 1	Meßreihe 2	Meßreihe 3
V_{app}	0 V	-0,6 V	+0,95 V
B	0 T, 0,5 T, . . . , 9 T		
T_{Probe}	8 K	4 K	
E_{ph}	1,531 eV bis 1,698 eV		
Schrittweite	0,14 meV		0,24 meV
spektrale Auflösung	0,28 meV		0,56 meV
t_{c}	300 ms		3 s
t_{warten}	400 ms		3 s
f_{chopper}	≈ 620 Hz	≈ 605 Hz	
Stromverstärkung	$\sim 10^8$ V/A		

Tabelle 4.1: Parameter für die Messungen an sky2 im Magnetfeld. Die Schrittweite bezeichnet den energetischen Abstand der Photonenenergien zweier aufeinanderfolgender Meßpunkte. t_{c} ist die Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers, t_{warten} die Wartezeit vor Aufnahme eines Meßpunktes und f_{chopper} die Chopperfrequenz.

(bei geschlossenen Kontakten, so daß Ladungsträger über die Leitungen abfließen können) aufgenommen, denn schon das über dem Übergitter abfallende intrinsische elektrische Feld der Probe führt zu einer Wannier-Stark-Aufspaltung. Die negative Vorspannung bei der zwei-

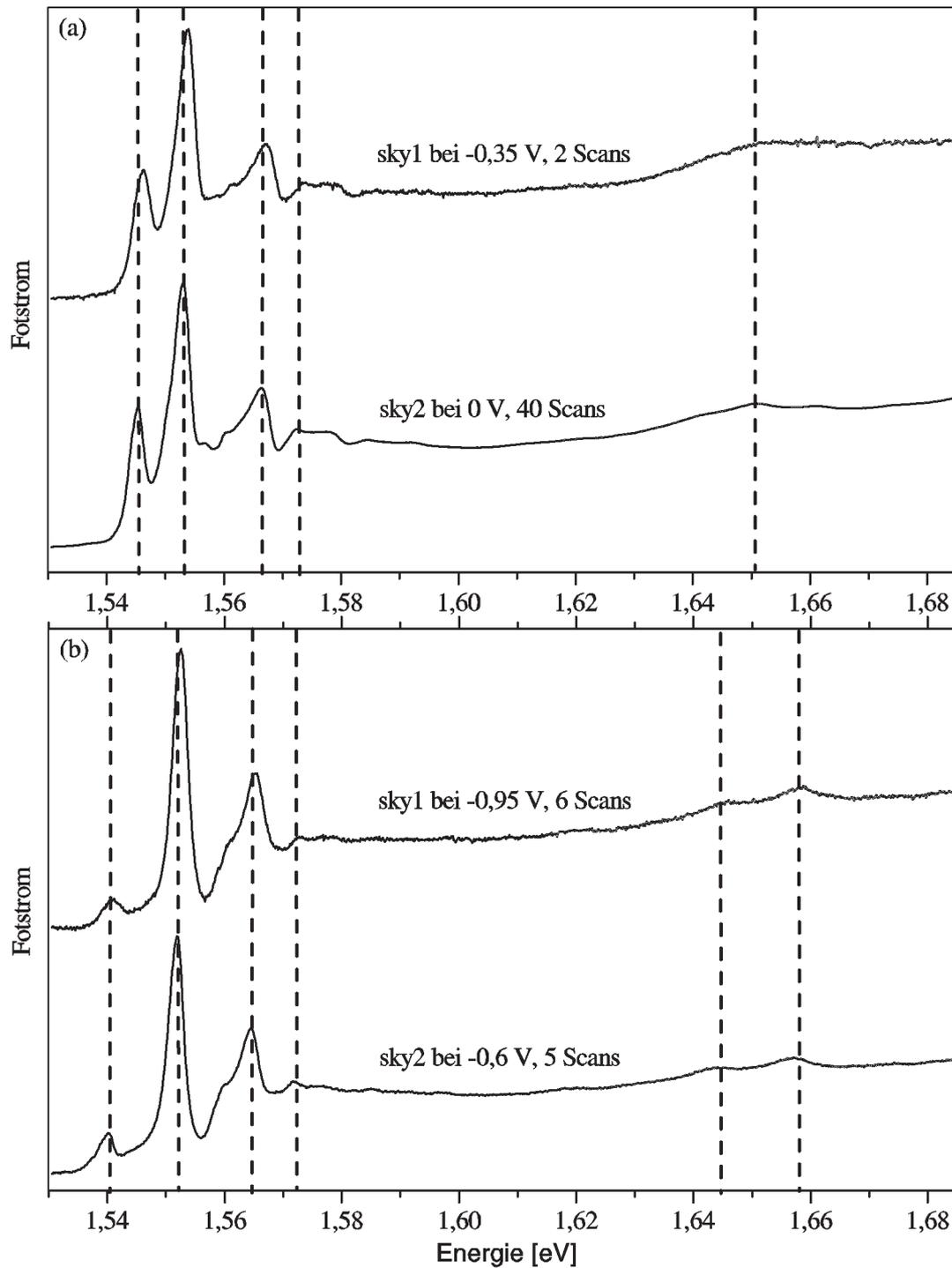


Abbildung 4.3: Vergleich der Fotostromspektren von sky1 bzw. sky2 für $B = 0$ T bei Vorspannungen (a) von 0 V bzw. $-0,6$ V und (b) von $-0,35$ V bzw. $-0,95$ V ($0,28$ meV spektrale Auflösung). Es zeigt sich jeweils eine sehr gute Übereinstimmung im Kurvenverlauf und in den Abständen der Hauptübergänge und damit im über dem Übergitter abfallenden elektrischen Feld. (b) demonstriert außerdem die Erhöhung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durch eine gegenüber sky1 verbesserte Kontaktierung von sky2 (siehe Abschnitt 3.1.2).

ten Meßreihe bewirkt eine stärkere Verkipfung der Bandstruktur und damit eine stärkere Wannier-Stark-Aufspaltung. Bei der dritten Meßreihe schließlich wird durch eine hohe positive Vorspannung fast der Flachbandfall (keine Wannier-Stark-Aufspaltung) erreicht.

Bei Meßreihe 1 wird zur Stromverstärkung wie bisher der HMS-Stromverstärker benutzt. Um das bei externer Vorspannung größere Meßrauschen effizienter zu unterdrücken, kommt bei den Meßreihen 2 und 3 der Stanford-Research-Stromverstärker zum Einsatz, bei dem ein Frequenzfilter zugeschaltet werden kann. Vor Aufnahme dieser beiden Meßreihen wird mit Hilfe eines Spektrumanalysators eine günstige Referenzfrequenz für den Lock-In-Verstärker festgelegt und die Frequenzfilterung des Stromverstärkers daran angepaßt. Die Erniedrigung der Probertemperatur von 8 K auf 4 K soll das thermische Rauschen noch weiter reduzieren. Bei allen Messungen im Magnetkryostaten steht der gegenüber der Lock-In-Einsteckkarte leistungsfähigere analoge EG&G-Lock-In-Verstärker zur Verfügung.

Besonders stark ist das Rauschen bei den Messungen im Flachbandbereich ($V_{\text{app}} = +0,95 \text{ V}$), da in diesem Fall in Durchlaßrichtung der Schottky-Diode vorgespannt wird und deshalb der Dunkelstrom steigt. Da im Flachbandbereich das über dem Übergitter abfallende elektrische Feld sehr klein ist, werden im Übergitter generierte Elektron-Loch-Paare weniger effizient getrennt, so daß gleichzeitig das Nutzsignal (der Fotostrom) sinkt. Aus diesem Grund wird bei Beibehaltung der Anzahl der gemittelten Scans die Zeitkonstante des Lock-In-Verstärkers auf 3 s erhöht. Um die Meßzeit trotzdem im Rahmen zu halten und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis noch zu verbessern, wird mit einer kleineren Auflösung gearbeitet: Statt 1251 werden nur 369 Meßpunkte aufgenommen. Die Spaltbreite des Monochromators wird von $50 \mu\text{m}$ auf $150 \mu\text{m}$ erhöht, so daß sich die Intensität des Anregungslichtes verdreifacht.

Bei der Suche nach einer geeigneten Vorspannung für die Messungen im Minibandbereich, werden bei 0 T einige Spektren aufgenommen, die den Abfall der Fotostromstärke bei Erniedrigung des über dem Übergitter abfallenden elektrischen Feldes F belegen (siehe Abb. 4.4). Bei $F = 0$ sollte kein Fotostrom mehr fließen, da in diesem Fall die im Übergitter generierten Elektron-Loch-Paare nicht zu den Kontakten transportiert werden. Die durch den steigenden Dunkelstrom bei Vorspannung in Durchlaßrichtung bedingte rapide Abnahme des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses mit sinkendem F ist in der Abbildung nicht eindeutig zu erkennen, da die einzelnen Spektren verschieden oft gemittelt und, um den Effekt zu zeigen, zusätzlich spektral geglättet sind.

4.2.3 Ergebnisse

Messungen bei $V_{\text{app}} = 0 \text{ V}$ (intrinsisches elektrisches Feld, $F \approx 11 \text{ kV/cm}$)

Abb. 4.5 zeigt die in der ersten Meßreihe aufgenommenen Fotostromspektren in Abhängigkeit von der Photonenenergie des Anregungslichtes und vom angelegten Magnetfeld, in (a) mit Hilfe einer Farbkodierung („Konturplot“), in (b) als Waterfall-Grafik dargestellt. Das erreichte Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist sehr hoch (etwa 500 : 1 Peak zu Peak), so daß auch kleine Strukturen in den Spektren echte Übergänge widerspiegeln und keine Rauschartefakte sind.

In der Messung bei 0 T lassen sich durch Vergleich mit den Fotostromspektren von sky1 bei verschiedenen elektrischen Feldstärken (siehe Abb. 4.2) die durch das intrinsische elektrische Feld vorhandenen Wannier-Stark-Niveaus zuordnen. Das Spektrum wird durch den

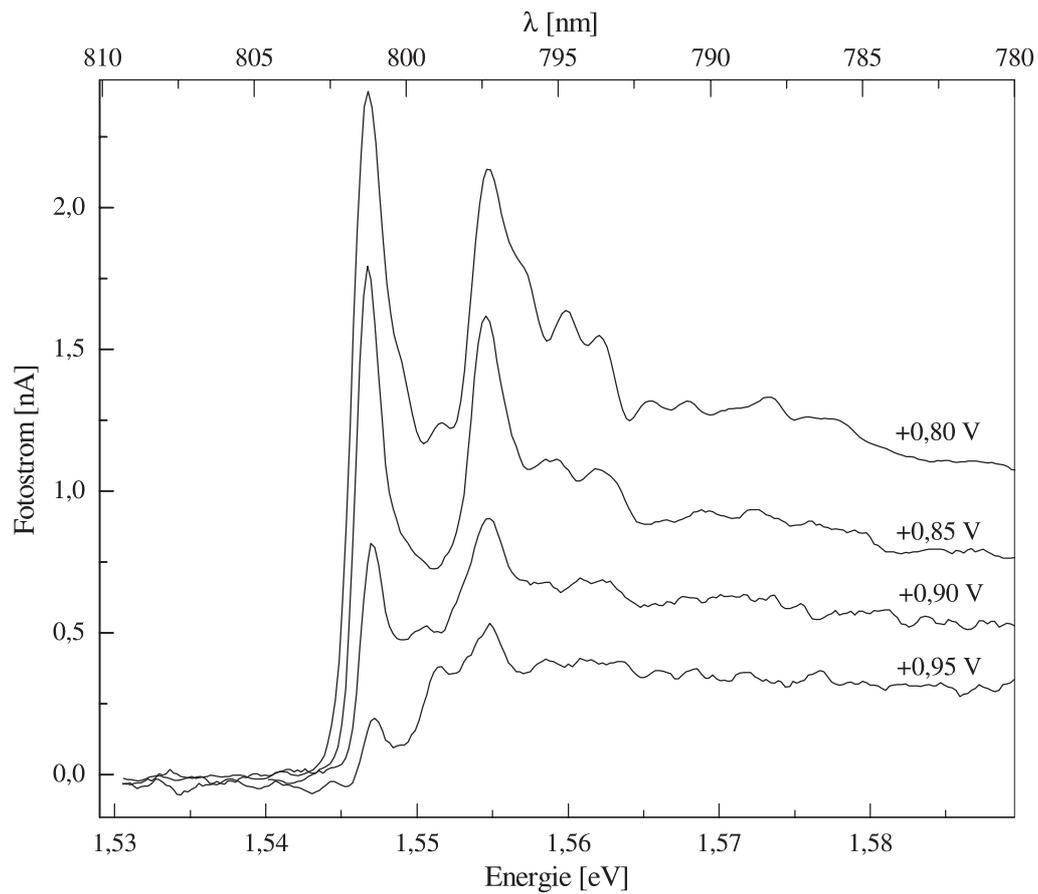


Abbildung 4.4: Abfall der Fotostromstärke bei Erniedrigung des über dem Übergitter abfallenden elektrischen Feldes. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die infolge des bei Vorspannung in Durchlaßrichtung steigenden Dunkelstromes stark verrauschten Fotostromspektren spektral geglättet. (0,41 meV spektrale Auflösung in den Originaldaten).

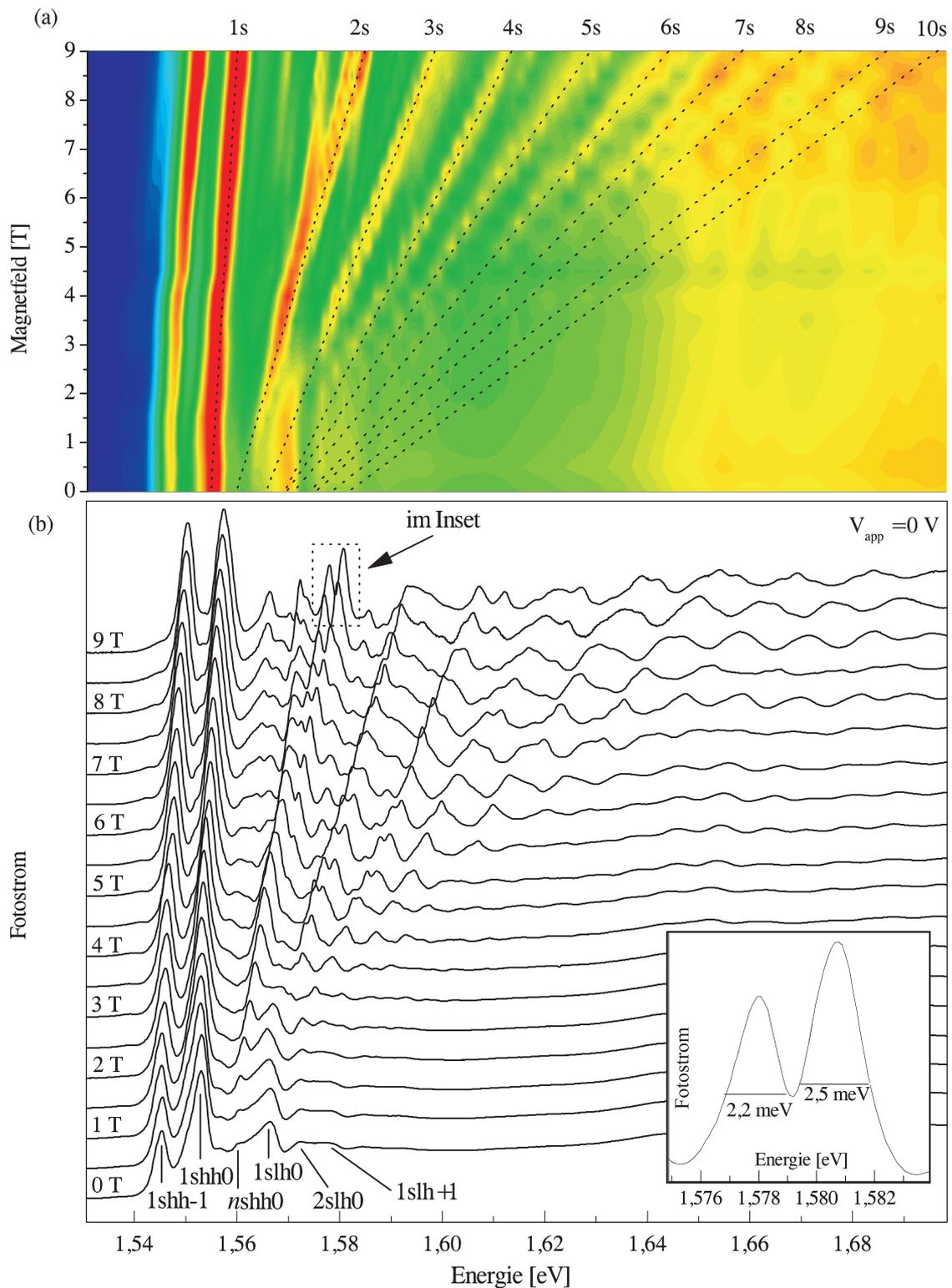


Abbildung 4.5: Gemessene Fotoströme (0,28 meV spektrale Auflösung) in Abhängigkeit der Photonenenergie und des Magnetfeldes im Wannier-Stark-Bereich, in (a) dargestellt mit Hilfe einer Farbkodierung. Der Verlauf der $nshh_0$ -Magnetoexziton-Übergänge ist durch gestrichelte Geraden angedeutet. (b) zeigt die entsprechenden Fotostromspektren von 0 T bis 9 T als Waterfall-Grafik, der Inset einen Bereich sehr kleiner Linienbreiten aus dem Fotostromspektrum bei 9 T. Die darin angegebenen Linienbreiten wurden durch Anpassen an ein Lorentz-Profil ermittelt. Bei 0 T lassen sich die durch das intrinsische Feld vorhandenen Wannier-Stark-Niveaus zuordnen.

1shh-1-, den 1shh0- und den 1slh0-Übergang dominiert, desweiteren sind die Übergänge $nshh0$ ($n > 1$), 1shh-2, 2slh0 und 1slh+1 zu erkennen. Verfolgt man die Entwicklung des 1shh-1- und des 1shh0-Übergangs mit steigendem Magnetfeld, so beobachtet man, daß beide leicht zu höheren Energien schieben, wobei sich ihr Abstand von 7,3 meV bei 0 T auf 6,8 meV bei 9 T verringert. Der 1shh-1 schiebt etwas stärker als der 1shh0, was auf seine kleinere Exziton-Bindungsenergie (höheres relatives Magnetfeld λ und damit stärkerer Einfluß des Magnetfeldes) zurückgeführt werden kann. Auch die starke Zunahme der Oszillatorstärke des 1shh-1 von 80% gegenüber der des 1shh0 könnte damit zusammenhängen, daß sich die durch das Magnetfeld bewirkte Verringerung der Ausdehnung der exzitonischen Wellenfunktionen bei den ohne Magnetfeld schwächer gebundenen 1shh-1-Exzitonen stärker bemerkbar macht. Die Linienbreiten der Übergänge schwanken in Abhängigkeit vom Magnetfeld leicht (1shh-1: 2,9 meV bis 3,6 meV bzw. 1shh0: 3,6 meV bis 5,3 meV), wobei sie mit steigendem Magnetfeld tendenziell eher zunehmen. Ursache hierfür könnte eine Drehimpulsaufspaltung bei $B = 0$ entarteter Übergänge mit verschiedenen j_z im Magnetfeld sein (siehe Abschnitt 2.1.4, insbesondere Abb. 2.7).

Im Konturplot (Abb. 4.5a) ist der sich gemäß den Überlegungen in Abschnitt 2.3.2 unter dem Einfluß des Magnetfeldes ausbildende Landau-Fächer der $nshh0$ -Magnetoexzitonen ($n \geq 1$) bis zum 10s-Übergang gut zu erkennen. Mit steigendem Magnetfeld schieben die einzelnen Niveaus zu höheren Energien, während sich gleichzeitig ihr Abstand vergrößert. Absorptionsmessungen an GaAs/AlGaAs-Mehrfachquantentöpfen liefern ähnliche Kurvenverläufe [5, 15, 38, 54]. Bei hohen Magnetfeldern entwickeln sich aus dem 2shh0 zwei Niveaus mit sehr kleinen Linienbreiten (siehe Inset in Abb. 4.5b). Bei den höheren $nshh0$ -Exzitonen ($n > 2$) ist diese Doppelstruktur zwar nicht so stark ausgeprägt, jedoch auch vorhanden. Auch hierbei könnte es sich jeweils um eine Drehimpulsaufspaltung im Magnetfeld handeln. Auf dieses Thema wird in Abschnitt 5.2.2 noch näher eingegangen.

Bei genauerer Betrachtung der gemessenen Spektren findet man Hinweise auf exzitonische Landau-Fächer weiterer Wannier-Stark-Übergänge, wie sie auch in Modellrechnungen auftreten, die im Rahmen einer Kooperation von S. GLUTSCH [2] aufgrund dieser Messungen für die untersuchte Übergitterstruktur durchgeführt wurden. Die entsprechenden Übergänge weisen jedoch meist eine gegenüber den dominierenden $nshh0$ -Magnetoexzitonen wesentlich geringere Oszillatorstärke auf. Die Ergebnisse der Modellrechnungen werden in Abschnitt 5.3 vorgestellt und mit dem Experiment verglichen. In Abb. 4.6 wird eine Zuordnung der einzelnen Übergänge im Energiebereich zwischen 1,538 eV und 1,590 eV versucht, wo die Fotostromspektren zahlreiche gut aufgelöste Strukturen enthalten. Erschwert wird die Identifizierung der Niveaus durch mehrere Überkreuzungen (engl. *crossings*) und vermiedene Überkreuzungen (engl. *anticrossings*). Das am stärksten ausgeprägte Anticrossing findet zwischen dem 2shh0- und dem 1slh0-Exziton bei etwa 4 T statt, wobei die Amplitude des 1slh0 in der Anticrossing-Region deutlich abnimmt. Im Konturplot (Abb. 4.5a) sind weitere Anticrossings zu erkennen, die energetisch unterhalb bzw. oberhalb des 2shh0-Übergangs liegen. Die Magnetoexzitonen zu weiteren Schwerloch-Wannier-Stark-Übergängen können durch Vergleich mit den $nshh0$ -Magnetoexzitonen identifiziert werden. Genau wie der 1shh-1- und der 1shh0-Übergang sollten alle anderen sich bzgl. n entsprechenden Magnetoexzitonen in Abhängigkeit von Anregungsenergie und Magnetfeld den gleichen Verlauf nehmen. Praktisch versucht man daher bei höheren Magnetfeldern Übergänge zu finden, die mit B genauso stark schieben wie bestimmte $nshh0$ -Niveaus, d. h. die gleiche Steigung haben, und dann anhand ihrer energetischen Lage festzulegen, welchem Wannier-Stark-Übergang sie jeweils zuzuordnen sind.

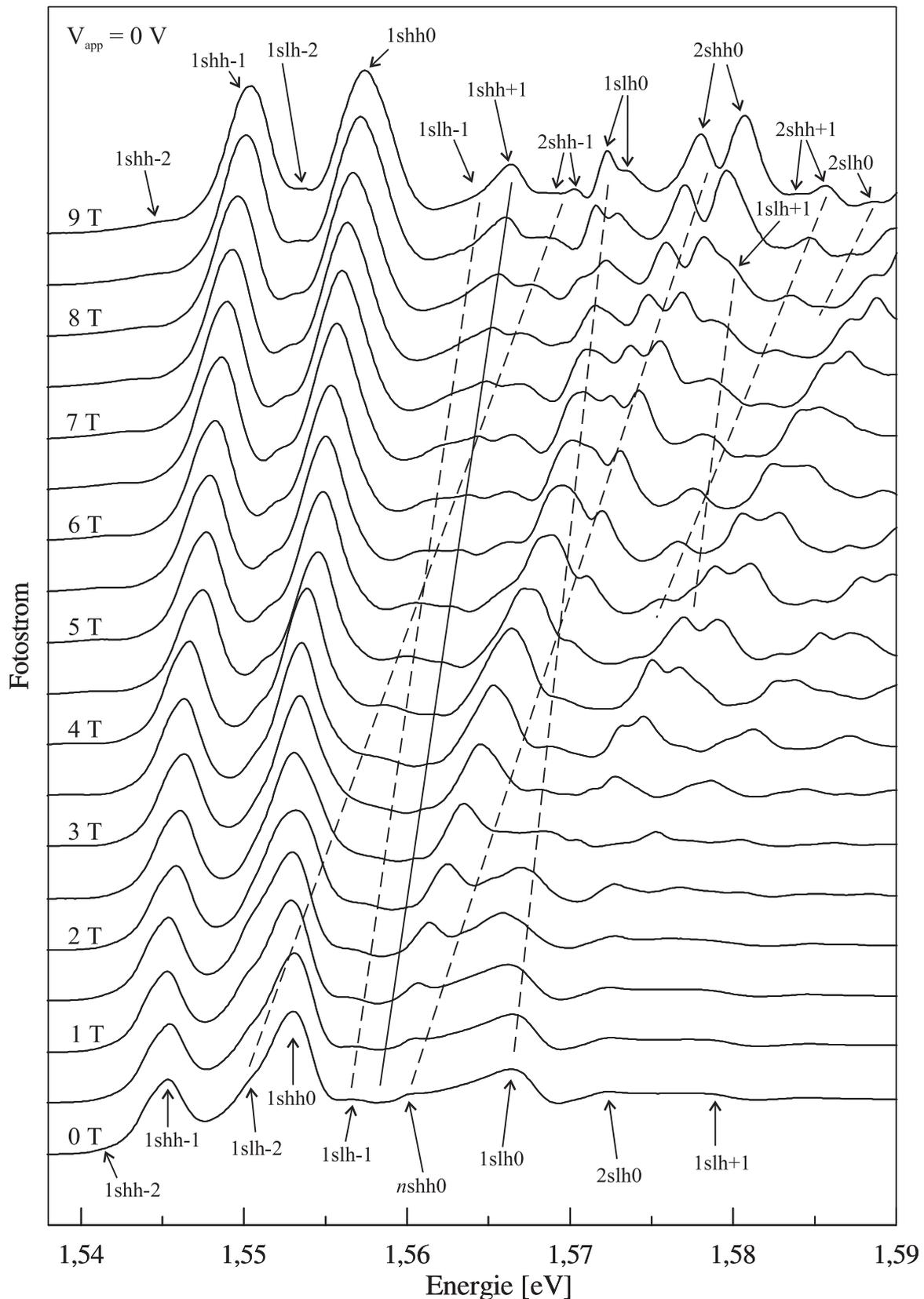


Abbildung 4.6: Ausschnitt aus Abb. 4.5b. Versuch einer Zuordnung der einzelnen Übergänge unter Berücksichtigung der Möglichkeit, daß zu jedem Wannier-Stark-Übergang ein exzitonicer Landau-Fächer existiert. Man erkennt die 1s- und die 2s-Magnetoexzitonen der Schwerloch-Wannier-Stark-Übergänge mit den Indizes -1, 0 und +1, das 1shh-2-Magnetoexziton und die 1slh-Exzitonen mit den Indizes -2, -1, 0 und +1. Bei hohen Magnetfeldern ist möglicherweise eine Drehimpulsaufspaltung des 2shh0-, des 2shh-1- bzw. 2shh+1-Übergangs zu sehen. Vermutliche Anticrossings sind durch gestrichelte Geraden angedeutet, durchgezogene Linien markieren kreuzende Übergänge. (0,28 meV spektrale Auflösung).

Auf diese Weise können die 1s- und die 2s-Magnetoexzitonen der Schwerloch-Wannier-Stark-Übergänge mit den Indizes -1 , 0 und $+1$, das 1shh-2-Magnetoexziton und die 1slh-Exzitonen mit den Indizes -2 , -1 , 0 und $+1$ identifiziert werden. Die gute Übereinstimmung der energetischen Abstände der 2shh-Exzitonen mit denen der entsprechenden 1shh-Exzitonen kann als Argument für die Richtigkeit der vorliegenden Zuordnung gewertet werden. Die Steigung der 1slh-Übergänge sollte gemäß Gl. (2.43) aufgrund der niedrigeren effektiven Leichtloch-Masse etwa um den Faktor 1,7 größer sein als die der 1shh-Übergänge. Dies wird nicht beobachtet, was damit zusammenhängen könnte, daß die 1slh-Übergänge jeweils in Anticrossing-Regionen liegen, so daß dieser Effekt eventuell durch die Kopplung mit Schwerloch-Übergängen nicht zum Tragen kommt. So kreuzt der 1slh-1- mit dem 2shh-1-Übergang und der 1slh+1- mit dem 2shh+1-Übergang. Berücksichtigt man noch das Anticrossing des 1slh0- mit dem 2shh0-Übergang, so scheint eine Kopplung zwischen den 1slhk- und den 2shhk-Zuständen zu bestehen.

Aus den Steigungen des Landau-Fächers der hh0-Magnetoexzitonen für hohe Magnetfelder läßt sich gemäß Gl. (2.43) eine reduzierte Masse des Elektron-Loch-Paares von etwa $\mu_{\text{exp}} = 0,075m_0$ bestimmen. Die Berechnung von μ aus den in Tab. 2.1 angegebenen effektiven Ladungsträgermassen ergibt mit $0,058m_0$ einen um 23% kleineren Wert. Dies ist konsistent mit der Tatsache, daß die Steigungen des exzitonischen Landau-Fächers außer für sehr hohe relative Magnetfelder kleiner als die des Landau-Fächers freier Teilchen sind (siehe Abb. 2.17). Unter Annahme einer effektiven Schwerloch-Masse $m_{\text{hh}} = 0,47m_0$ erhält man so für die effektive Elektron-Masse $m_e = 0,089m_0$. Gegenüber dem Volumenmaterial erhöhte m_e wurden bereits in früheren Messungen an Quantentopfstrukturen beobachtet [33, 55].

Messungen bei $V_{\text{app}} = -0,6 \text{ V}$ (stärker verkippte Bandstruktur, $F \approx 15 \text{ kV/cm}$)

Nach Aufnahme der ersten Meßreihe muß die Probe aus dem Kryostaten genommen und die Kontaktierung gelöst werden, da das Magnetsystem für andere Messungen benötigt wird. Vor Aufnahme der zweiten Meßreihe wird daher die Reproduzierbarkeit der Messungen bei $V_{\text{app}} = 0 \text{ V}$ und $B = 0 \text{ T}$ bzw. 3 T (willkürlich ausgewählt) überprüft. Wie Abb. 4.7 zeigt, treten keine signifikanten Unterschiede der Messungen vor und nach der neuen Kontaktierung auf. Das etwas stärkere Rauschen im neuen Spektrum bei 3 T hängt damit zusammen, daß es sich hierbei um eine Einzelmessung handelt.

Die Fotostromspektren der zweiten Meßreihe sind in Abb. 4.8 in Abhängigkeit von Anregungsenergie und Magnetfeld als Konturplot bzw. als Waterfall-Grafik dargestellt. Aufgrund der externen Vorspannung ist das Meßrauschen hier etwas größer als bei der ersten Meßreihe, echte Übergänge heben sich jedoch auch hier deutlich von Strukturen, die durch das Rauschen hervorgerufen werden, ab. Die Spektren bei $8,5 \text{ T}$ und $9,0 \text{ T}$ sind gegenüber den übrigen leicht zu niedrigeren Energien verschoben. Der Abstand des 1shh-1-Übergangs vom 1shh0-Übergang nimmt gegenüber der Messung bei 8 T zu, obwohl auch bei dieser Meßreihe der Abstand der beiden Niveaus mit steigendem Magnetfeld generell eher abnimmt. Zwischen 0 T und 8 T sinkt er von $11,7 \text{ meV}$ auf $9,1 \text{ meV}$. Der größere Wert bei der $8,5 \text{ T}$ - und der $9,0 \text{ T}$ -Messung ($10,3 \text{ meV}$ bei $8,5 \text{ T}$ und 10 meV bei 9 T) deutet auf ein höheres über dem Übergitter abfallendes elektrisches Feld hin. Die Ursache hierfür ist ungeklärt. Zu weiteren Wannier-Stark-Niveaus, die in den Messungen zu erkennen sind, läßt sich diesbezüglich keine Aussage treffen, da die genaue energetische Lage dieser Übergänge aufgrund ihrer geringen Oszillatorstärken schwer zu bestimmen ist. In der Messung bei 0 T treten im wesentlichen

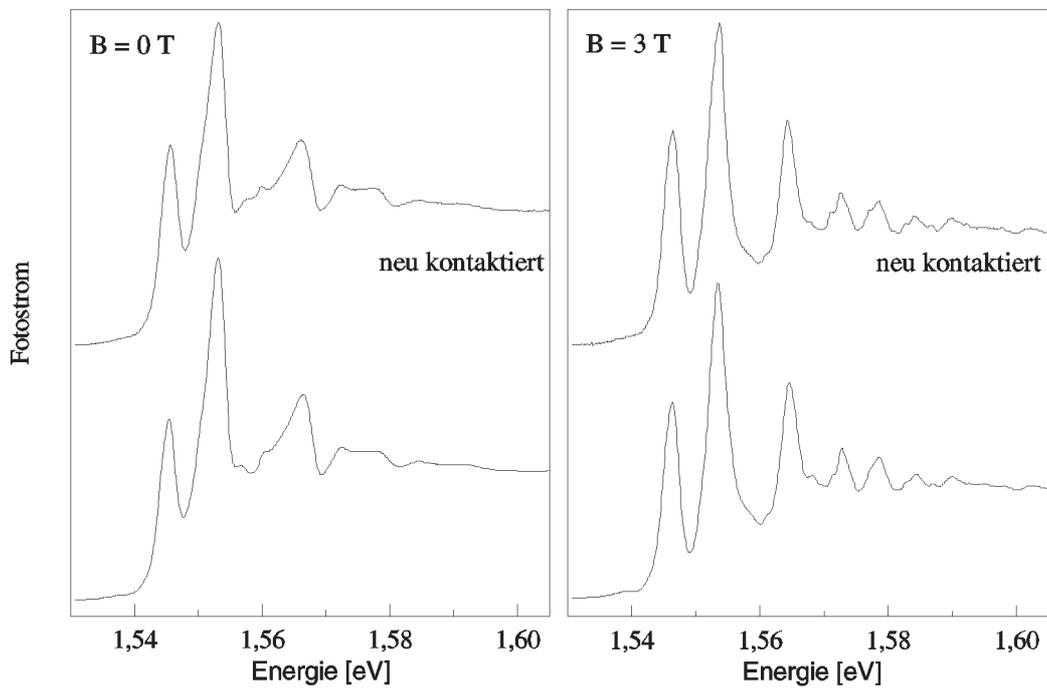


Abbildung 4.7: Vergleich der Fotostromspektren der Probe sky2 bei $V_{\text{app}} = 0 \text{ V}$ und $B = 0 \text{ T}$ bzw. 3 T vor (jeweils untere Kurve) und nach der neuen Kontaktierung (jeweils obere Kurve). Es zeigen sich keine signifikanten Abweichungen. Das etwas stärkere Rauschen im neuen Spektrum bei 3 T hängt damit zusammen, daß es sich hierbei um eine Einzelmessung handelt. ($0,28 \text{ meV}$ spektrale Auflösung).

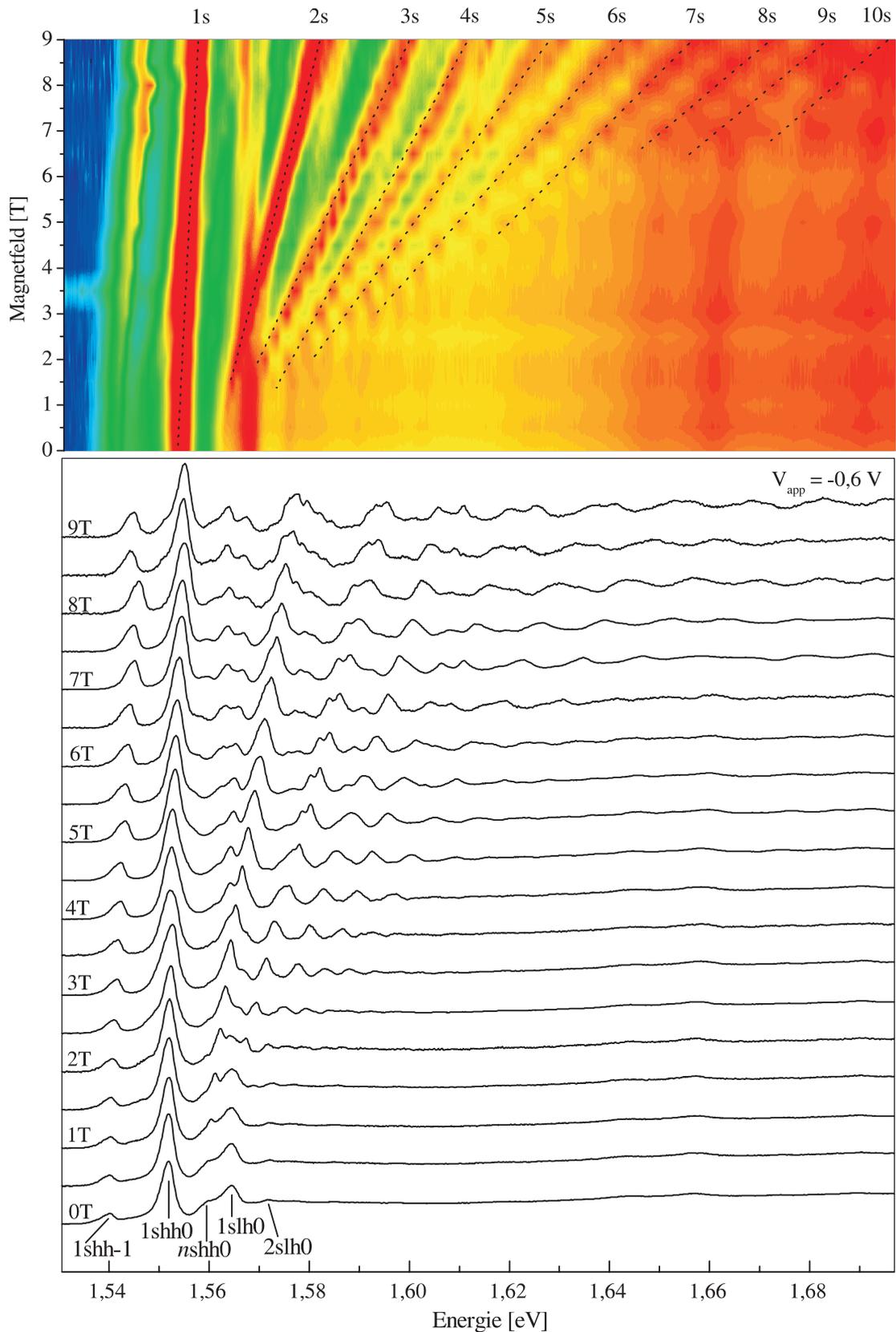


Abbildung 4.8: Gemessene Fotoströme (0,28 meV spektrale Auflösung) in Abhängigkeit der Photonenenergie und der Magnetfeldstärke bei stärkerer Wannier-Stark-Aufspaltung, in (a) dargestellt mit Hilfe einer Farbkodierung. Der Schwerloch-Landau-Fächer ist durch gestrichelte Geraden angedeutet. Die Übergänge werden gemäß der in Abschnitt 2.3 eingeführten Nomenklatur bezeichnet. (b) zeigt die entsprechenden Fotostromspektren von 0 T bis 9 T als Waterfall-Grafik. Bei 0 T lassen sich die durch das elektrische Feld vorhandenen Wannier-Stark-Niveaus zuordnen.

die gleichen Wannier-Stark-Übergänge auf wie in der 0 T-Messung der ersten Meßreihe. Aufgrund der höheren elektrischen Feldstärke haben die Interwell-Übergänge an Oszillatorstärke verloren. Der 1slh+1 und der 1shh-2 sind aus diesem Grund nicht mehr zu sehen. Mit steigendem Magnetfeld gewinnt der 1shh-1 gegenüber dem 1shh0 mit 26% wesentlich weniger an Intensität als bei der Meßreihe im intrinsischen elektrischen Feld. Die Linienbreiten des 1shh0 und des 1shh-1 liegen bei ca. 3 meV, wobei auffällt, daß die Linienbreite des 1shh0 bei 3 T auf ca. 4 meV springt. Hier kreuzt wahrscheinlich das 2shh-1-Magnetoexziton das 1shh0-Niveau.

Wie bei Meßreihe 1 ist im Konturplot (Abb. 4.8a) der Landau-Fächer der n shh0-Magnetoexzitonen ($n \geq 1$) bis zum 10s-Übergang zu erkennen, die für hohe Magnetfelder in jeweils zwei Niveaus aufspalten. Abb. 4.9 zeigt den Versuch einer detaillierten Zuordnung der einzelnen Übergänge im Energiebereich von 1,533 eV bis 1,590 eV. Bei hohen Magnetfeldern können die 1s- und 2s-Magnetoexzitonen der Schwerloch-Wannier-Stark-Übergänge mit den Indizes -1 und 0, das 1shh+1-Magnetoexziton und die 1slh-Exzitonen mit den Indizes -2, -1, 0 und +1 identifiziert werden. Auch in dieser Meßreihe kommt es bei etwa 4 T zu einem Anticrossing des 2shh0- mit dem 1slh0-Exziton, energetisch unterhalb des 2shh0-Niveaus zu einem Anticrossing des 1slh-1- mit dem 2shh-1-Übergang. Oberhalb des 2shh0 anti-kreuzen einige schwächere Übergänge, die sich nicht zweifelsfrei zuordnen lassen. Bei den mit einem Fragezeichen versehenen Linien könnte es sich um das 2shh-1-Niveau handeln, allerdings ist ihr Abstand zum vermutlichen 1shh+1-Niveau im Vergleich zum Abstand zwischen dem 1shh0 und dem 2shh0 kleiner. Dies könnte aber wiederum ein Kopplungseffekt sein. Analog zum vorherigen Abschnitt werden die reduzierte Elektron-Loch-Masse bzw. die effektive Elektron-Masse zu $\mu_{\text{exp}} = 0,079m_0$ bzw. $m_e = 0,095m_0$ bestimmt.

Messungen bei $V_{\text{app}} = +0,95 \text{ V}$ (nahe Flachband, $F \approx 3 \text{ kV/cm}$)

Die in Abb. 4.10 dargestellten Fotostromspektren der dritten Meßreihe sind aus oben genannten Gründen so stark verrauscht, daß sich nur grobe Strukturen erkennen lassen. Bei 0 T können die 1s-Exzitonen des ersten Schwerloch- bzw. des ersten Leichtloch-Minibandes identifiziert werden. Im Konturplot ist der Landau-Fächer der n shh-Magnetoexzitonen ($n = 1, 2, \dots$) bis zum 6s-Übergang zu sehen. Bei höheren Energien zeichnet sich außerdem der 1s-Übergang des zweiten Schwerloch-Minibandes ab.

Für die reduzierte Elektron-Loch-Masse bzw. die effektive Elektron-Masse erhält man aus den Fotostromspektren dieser Meßreihe $\mu_{\text{exp}} = 0,072m_0$ bzw. $m_e = 0,085m_0$. Insgesamt betrachtet ergeben sich also für die Messungen im Minibandbereich ($V_{\text{app}} = +0,95 \text{ V}$) die kleinsten, für die Messungen bei stark verkippter Bandstruktur ($V_{\text{app}} = -0,6 \text{ V}$) die größten Werte für μ_{exp} und m_e , die entsprechenden Werte für die Messungen bei mittlerer elektrischer Feldstärke liegen dazwischen. Die beispielsweise in Messungen an $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}/\text{InP}$ -Mehrfachquantentöpfen nachgewiesene Erhöhung der effektiven Elektron-Masse durch eine zunehmende Lokalisierung der Ladungsträgerwellenfunktionen [55], kann damit durch die vorliegenden Messungen tendenziell bestätigt werden.

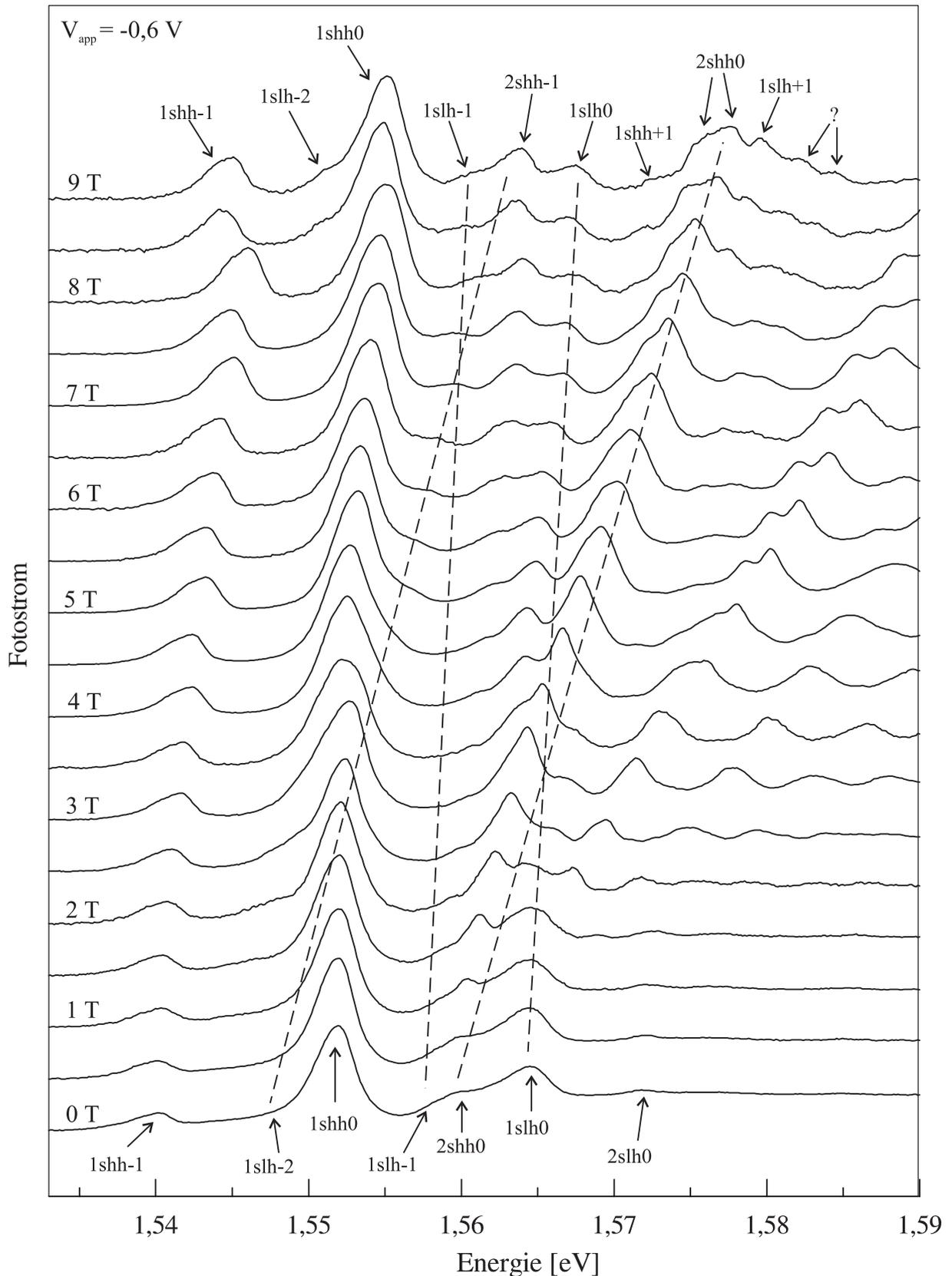


Abbildung 4.9: Ausschnitt aus Abb. 4.8b. Versuch einer Zuordnung der einzelnen Übergänge unter Berücksichtigung der Möglichkeit, daß zu jedem Wannier-Stark-Übergang ein exzitonicer Landau-Fächer existiert. Man erkennt die 1s- und die 2s-Magnetoexzitonen der Schwerloch-Wannier-Stark-Übergänge mit den Indizes -1 und 0 , das 1shh+1-Magnetoexziton und die 1slh-Exzitonen mit den Indizes -2 , -1 , 0 und $+1$. Bei hohen Magnetfeldern ist möglicherweise eine Drehimpulsaufspaltung des 2shh0-Übergangs zu sehen. Vermutliche Anticrossings sind durch gestrichelte Geraden angedeutet. ($0,28 \text{ meV}$ spektrale Auflösung).

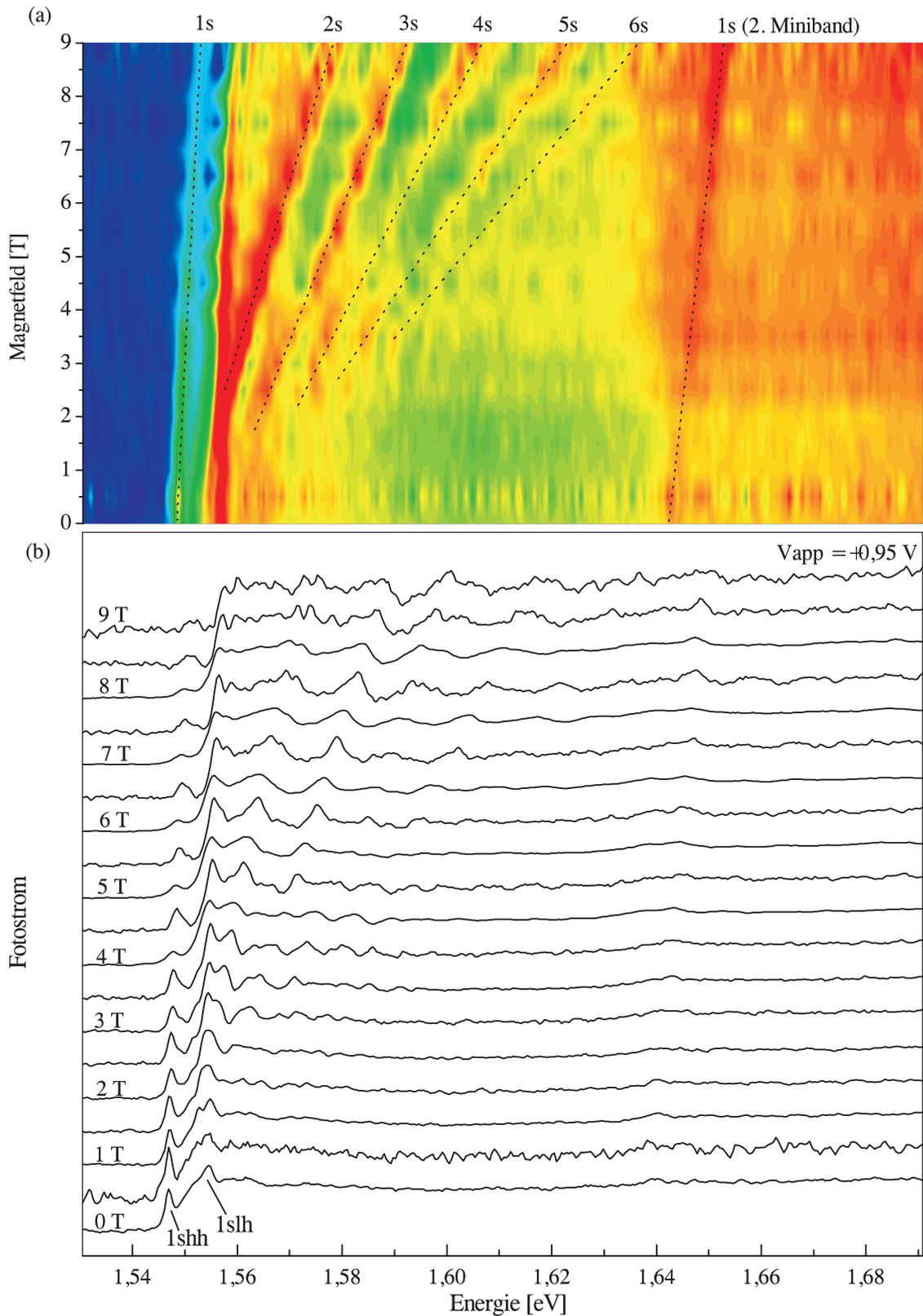


Abbildung 4.10: Gemessene Fotoströme ($0,56 \text{ meV}$ spektrale Auflösung) in Abhängigkeit der Photonenenergie und der Magnetfeldstärke im Minibandbereich, in (a) dargestellt mit Hilfe einer Farbkodierung. Der Landau-Fächer der Exzitonen des ersten Schwerloch-Minibandes und das 1s-Exziton des zweiten Schwerloch-Minibandes sind durch gestrichelte Geraden angedeutet. (b) zeigt die entsprechenden Fotostromspektren von 0 T bis 9 T als Waterfall-Grafik.

Kapitel 5

Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit unter verschiedenen Aspekten diskutiert und bewertet. Außerdem werden die im Rahmen einer Kooperation von S. GLUTSCH [2] für die untersuchte Übergitterstruktur durchgeführten Modellrechnungen zur Landau-Quantisierung der Wannier-Stark-Übergänge im Magnetfeld vorgestellt, die zwar noch Diskrepanzen mit dem Experiment aufweisen, in einigen Punkten aber zum Verständnis der gemessenen Fotostromspektren beigetragen und ihre Auswertung und Interpretation erleichtert haben.

5.1 Meßapparatur und experimentelle Methoden

Mit Hilfe des Fotostrommeßaufbaus können spektral hochaufgelöste Fotostromspektren mit sehr gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von etwa 500 : 1 (Peak zu Peak) aufgenommen werden. Die spektrale Auflösung des Monochromators weicht zwar für kleine Spaltbreiten deutlich von den theoretischen Auflösungswerten ab, reicht jedoch zur Auflösung der Übergänge mit den kleinsten Linienbreiten in den Fotostromspektren aus. Die Abweichung der gemessenen von der theoretischen Auflösung könnte durch eine nicht perfekte Fokussierung auf den Eintrittsspalt oder ein nicht vollständiges Ausleuchten des optischen Gitters verursacht sein. Außerdem läßt sich eine leichte Verkippung des Eintrittsspalt beobachtet, was zur Verminderung der Auflösung beitragen könnte.

Die Ausleuchtung der Probe bleibt bei Verwendung einfacher Linsen flächig (etwa 1cm^2), da das Licht den Monochromator mit für die vertikale und horizontale Richtung unterschiedlichen Divergenzen verläßt. Dadurch werden zwar etwaige Unregelmäßigkeiten in den epitaktisch gewachsenen Probenschichten (Monolagen-Unregelmäßigkeiten), die sich auf den Verlauf der Absorption auswirken könnten, herausgemittelt, dies kann jedoch auch zu einer Linienverbreiterung der Übergänge führen. Durch härteres Fokussieren könnte mit größerer Intensität angeregt und so das Signal-zu-Rausch-Verhältnis weiter erhöht werden. Dies ist mit Blick auf die bei Fotostrommessungen sehr langen Meßzeiten nicht unerheblich.

Lange Meßzeiten sind aus verschiedenen Gründen nicht wünschenswert. Zum einen sind sie insbesondere bei Messungen im Magnetkryostaten von Nachteil, da sein Betrieb sehr aufwendig und teuer ist. Andererseits kann es bei sehr langen Meßzeiten zu einer Änderung äußerer Parameter kommen (z. B. Feuchtigkeitsniederschlag auf den optischen Fenstern, Änderung

der spektralen Charakteristik der Lampe). Es besteht weiterhin das Risiko, daß die zur Anregung des Fotostroms verwendete Halogen-Lampe während einer Meßreihe kaputtgeht und ausgetauscht werden muß, so daß die vor bzw. nach dem Austausch aufgenommenen Fotostromspektren insbesondere in den Signalhöhen voneinander abweichen. Dies wurde in den Messungen an der Probe sky1 beobachtet (siehe Abb. 4.2a). Die Fotostrom-Intensitäten benachbarter Spektren schwanken in verschiedenen Bereichen (siehe z. B. die Kurven für Vorspannungen um $-0,9$ V).

In Abschnitt 4.2.1 wurde schon auf die leichte Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses in den Messungen an der Probe sky2 durch eine gegenüber der Probe sky1 verbesserte Kontaktierung hingewiesen. Gute elektrische Kontakte sind bei den Fotostrommessungen insbesondere bei externer Vorspannung sehr wichtig. Je höher die Vorspannung wird, desto stärker machen sich an schlechten Kontakten entstehende Spannungsabfälle und Spannungsspitzen im Meßrauschen bemerkbar. So war es bei den Messungen an sky1 nicht möglich, Vorspannungen über $-1,15$ V bzw. über $+0,6$ V anzulegen. Für höhere negative bzw. positive Vorspannungen mußte die Stromverstärkung um eine bis zwei Größenordnungen reduziert werden, so daß eine Messung des Fotostroms wegen zu geringer Verstärkung nicht mehr möglich war.

Bei den Messungen im Magnetrystaten treten Probleme auf, die auf einen Einfluß des Magnetfeldes auf elektronische Komponenten der Meßapparatur zurückzuführen sind. Hauptsächlich davon betroffen sind die Spannungsquelle, die zur Vorspannung der Probe benutzt wird, und der Lock-In-Verstärker. Steht die Spannungsquelle zu nah am Magneten, so bricht bei einer bestimmten magnetischen Feldstärke die Spannung zusammen. Dies legt den Verdacht nahe, daß es auch schon vor dem Zusammenbrechen der Spannung zu Abweichungen von der am Gerät angezeigten Spannung kommen könnte. Dies ist eine mögliche Begründung für die energetische Verschiebung und die stärkere Wannier-Stark-Aufspaltung der 8,5 T- bzw. 9 T-Messung bei $-0,6$ V externer Vorspannung (siehe Abb. 4.8). Beim Lock-In-Verstärker steigt bei einem bestimmten Magnetfeld das Signal sprunghaft um mehrere Größenordnungen an, ohne daß sich jedoch der Verlauf der aufgenommenen Fotostromspektren merklich ändert. Beide Geräte müssen daher in ausreichendem Abstand zum Magnet-system aufgestellt werden, wodurch sich die Kabellängen um einige Meter erhöhen und daher das Meßrauschen ansteigt. Illustriert wird dies in den Messungen an sky2 bei $+0,95$ V Vorspannung, die in Abb. 4.10 grafisch dargestellt sind. Die Messungen mit den ganzzahligen Magnetfeldwerten wurden zuerst aufgenommen, wobei der Lock-In-Verstärker nahe beim Magneten stand. Der sprunghafte Anstieg des Signals zwischen 2 T und 3 T ist in den Spektren nicht zu erkennen, da die Intensitäten in den verschiedenen Messungen einander angepaßt wurden. Bei den anderen Messungen stand der Lock-In-Verstärker etwa 3 m vom Magneten entfernt. Eine merkliche Beeinflussung des Gerätes durch das Magnetfeld trat dabei nicht mehr auf. Aufgrund der größeren Kabellängen sind die entsprechenden Spektren jedoch deutlich stärker verrauscht.

5.2 Ergebnisse

5.2.1 Messungen ohne Magnetfeld – Feldbestimmung

Die in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Messungen ohne äußeres Magnetfeld bestätigen frühere Messungen zur Wannier-Stark-Aufspaltung an ähnlichen bzw. identischen GaAs/AlGaAs-Übergitterstrukturen [23, 22]. Die untersuchte Probe zeigt unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes eine deutliche Wannier-Stark-Aufspaltung. Dabei sind auch Übergänge mit geringen Oszillatorstärken, wie beispielsweise 2s-Übergänge, noch zu erkennen.

Aus den Spektren kann, wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben, das bei einer bestimmten Vorspannung der Probe über dem Übergitter abfallende elektrische Feld mit Hilfe von Gl. (3.1) berechnet werden. Für die Probe sky2 ergaben sich daraus bei 0 V bzw. $-0,6$ V externer Vorspannung elektrische Feldstärken von 11 kV/cm bzw. 17 kV/cm. Der Vergleich der experimentellen Daten mit den in Abschnitt 5.3 vorgestellten Modellrechnungen für diese Felder läßt deutliche Unterschiede erkennen. Der Abstand des 1shh-1- vom 1shh0-Übergang ist in den Rechnungen jeweils größer, so daß die beiden Vorspannungswerte eher Feldern von etwa 8 kV/cm bzw. 14 kV/cm entsprechen würden. Die Struktur der Spektren, insbesondere in bezug auf die relativen Oszillatorstärken des 1shh-1- und des 1shh0-Übergangs, deutet auf Feldstärken von etwa 12 kV/cm bzw. 15 kV/cm hin. Im folgenden sollen nun drei Möglichkeiten zur Feldbestimmung diskutiert werden.

Die in Abschnitt 4.1.2 verwendete Methode der Feldbestimmung liefert nur dann richtige Ergebnisse, wenn zwei Voraussetzungen erfüllt sind: Zum einen muß der Schnittpunkt des 1shh-1- und des 1shh+1-Übergangs korrekt bestimmt werden (siehe Abb. 4.2b). Die beiden Übergänge schneiden sich genau dann, wenn die angelegte Vorspannung der intrinsischen Schicht der Probe entspricht ($V_{\text{app}} = -V_{\text{bi}}$), d. h. bei $F = 0$. Zum anderen muß bei dieser Art der Feldbestimmung die gesamte resultierende Spannung $V = -V_{\text{bi}} - V_{\text{app}}$ über der intrinsischen Schicht der Probe abfallen. Beim ersten Punkt besteht insofern eine gewisse Schwierigkeit, als man im Experiment nicht den durch $\mathcal{E}_k(F) = \mathcal{E}_0(F) + keFd$ (Gl. (2.28)) gegebenen Verlauf der Wannier-Stark-Zustände in Abhängigkeit vom elektrischen Feld erwarten kann. Dieser gilt nur für freie Elektron-Loch-Paare. Im Experiment werden jedoch exzitonische Zustände angeregt, deren Bindungsenergie von F abhängt und damit den Verlauf der Übergänge mitbestimmt. Die zweite Voraussetzung ist ebenfalls nicht per se erfüllt. Außer an der intrinsischen Schicht der Probe kann es zu einem Spannungsabfall an den Leitsilberkontakten oder an den aufgedampften Metallschichten kommen, was davon abhängt, ob durch die Temperung ein ohmscher Metall-Halbleiter-Kontakt hergestellt werden konnte. Treten solche Effekte auf, so ist die über der intrinsischen Schicht der Probe abfallende elektrische Feldstärke F kleiner als der Wert, der sich aus Gl. (3.1) ergibt. Für die Probe sky2 erhält man so für 0 V bzw. $-0,6$ V äußere Vorspannung elektrische Felder von 11 kV/cm bzw. 17 kV/cm.

Die einfachste Methode zur Feldbestimmung besteht darin, den energetischen Abstand zweier Wannier-Stark-Übergänge zu ermitteln und mit Hilfe von Gl. (2.28) F zu berechnen. Dabei ist allerdings wieder zu beachten, daß bei dieser Vorgehensweise die Feldabhängigkeit der exzitonischen Bindungsenergie und damit der Abstände der Übergänge nicht berücksichtigt wird. Wie Abb. 4.2 zeigt, kommt es insbesondere beim 1shh0-Übergang zu Abweichungen vom linearen Verlauf. Zur Feldbestimmung sollten daher nur Abstände von Interwell-Übergängen, z. B. der Abstand des 1shh-1- vom 1shh+1-Übergang, verwendet werden. Für

0 V bzw. $-0,6$ V externe Vorspannung erhält man für die Probe sky2 auf diesem Wege elektrische Felder von $8,3$ kV/cm bzw. $12,4$ kV/cm.

Bei einer dritten Variante der Feldbestimmung geht man wie im ersten Fall von einem linearen Zusammenhang zwischen Vorspannung und Feldstärke aus:

$$F(V_{\text{app}}) = A + B \cdot V_{\text{app}}. \quad (5.1)$$

Für die Energien der Wannier-Stark-Übergänge wird ebenfalls eine lineare Abhängigkeit von der Vorspannung angenommen:

$$\mathcal{E}(V_{\text{app}}) = A_1 + B_1 \cdot V_{\text{app}}. \quad (5.2)$$

Für diese Energien gilt andererseits der durch Gl. (5.3) gegebene Zusammenhang

$$\mathcal{E}_k(F) = \mathcal{E}_0(F) + keFd, \quad k = \dots, -1, 0, -1, \dots \quad (5.3)$$

Gleichsetzen von Gl. (5.2) und Gl. (5.3) liefert:

$$F(V_{\text{app}}) = \frac{A_1 - \mathcal{E}_0}{ked} + \frac{B_1}{ked} \cdot V_{\text{app}}. \quad (5.4)$$

Dies ist im Prinzip schon der gesuchte Zusammenhang zwischen Feldstärke und Vorspannung. Da jedoch die exakte Bestimmung von \mathcal{E}_0 aus den Messungen schwierig ist, geht man stattdessen folgendermaßen vor: Der Verlauf des 1shh-1 in Abhängigkeit vom elektrischen Feld entspricht dem durch Gl. (2.28) gegebenen Verlauf besser als der des 1shh+1. Daher soll in die Bestimmung der Steigung B der Geraden (5.5) nur die Steigung des 1shh-1 in Abhängigkeit von der Vorspannung eingehen, d. h. es soll gelten:

$$B = \frac{-B_1}{-1 \cdot ed}. \quad (5.5)$$

Außerdem gilt:

$$F(-V_{\text{bi}}) = A + B \cdot (-V_{\text{bi}}) = 0, \quad (5.6)$$

so daß sich A aus der intrinsischen Spannung V_{bi} und aus B ergibt. V_{bi} wird wie bei der ersten Methode der Feldbestimmung aus dem Schnittpunkt des 1shh-1- und des 1shh+1-Übergangs bestimmt. Für die in dieser Arbeit untersuchte Übergitterprobe sky1 (siehe Abschnitt 3.1.1) ergibt sich somit:

$$F(V_{\text{app}}) = A + B \cdot V_{\text{app}} = 6,53 \cdot 10^5 \text{ V/m} - 7,68 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1} \cdot V_{\text{app}}. \quad (5.7)$$

Daraus erhält man für $V_{\text{app}} = -0,35$ V bzw. $-0,95$ V (entsprechend $V_{\text{app}} = 0$ V bzw. $-0,6$ V für die Probe sky2) elektrische Feldstärken von $9,2$ kV/cm bzw. $13,8$ kV/cm.

Die Ergebnisse der drei vorgestellten Methoden zur Feldbestimmung weichen merklich voneinander ab. Am besten zu den Modellrechnungen passen die mit der dritten Methode bestimmten Felder.

5.2.2 Messungen mit Magnetfeld – Drehimpulsaufspaltung

Der Verlauf der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Fotostrommessungen an einem GaAs/AlGaAs-Übergitter im magnetischen Feld ähnelt dem in [35] für ein zweidimensionales exzitonisches System theoretisch vorhergesagten Verlauf der Magnetoexzitonübergänge. Gut zu erkennen ist, insbesondere für den $1shh0$ - und den $2shh0$ -Zustand, daß die Niveaus für $B = 0$ T in die exzitonischen Energieniveaus der Wannier-Stark-Übergänge übergehen.

In Abschnitt 4.2 wurde vermutet, daß es sich in der Meßreihe für 0 V externe Vorspannung bei den beiden schmalen Linien im Bereich des $2shh0$ -Übergangs um eine Drehimpulsaufspaltung dieses Niveaus handeln könnte, d. h., daß die beiden Linien gemäß Abb. 2.7 einem σ^+ - und einem σ^- -Übergang entsprechen. Eine analoge Aufspaltung deutet sich auch bei den höheren Magnetoexzitononen dieser Meßreihe und bei den entsprechenden Übergängen in den Messungen bei $-0,6$ V Vorspannung an. Die $1s$ -Zustände des $hh-1$ und des $hh0$ spalten dagegen nicht sichtbar auf. Ihre Linienbreite steigt jedoch tendenziell mit zunehmendem Magnetfeld, was mit einer nicht aufgelösten Aufspaltung zusammenhängen könnte. Der energetische Abstand der vermutlich drehimpulsaufgespaltenen $2shh0$ -Übergänge in der 9 T-Messung bei $V_{app} = 0$ V läßt sich zu etwa 2,5 meV bestimmen.

Drehimpulsaufspaltungen dieser Größenordnung treten auch in Absorptionmessungen an GaAs/AlGaAs-Mehrfachquantentöpfen auf. In Abb. 5.1 sind gemessene Absorptionsspektren

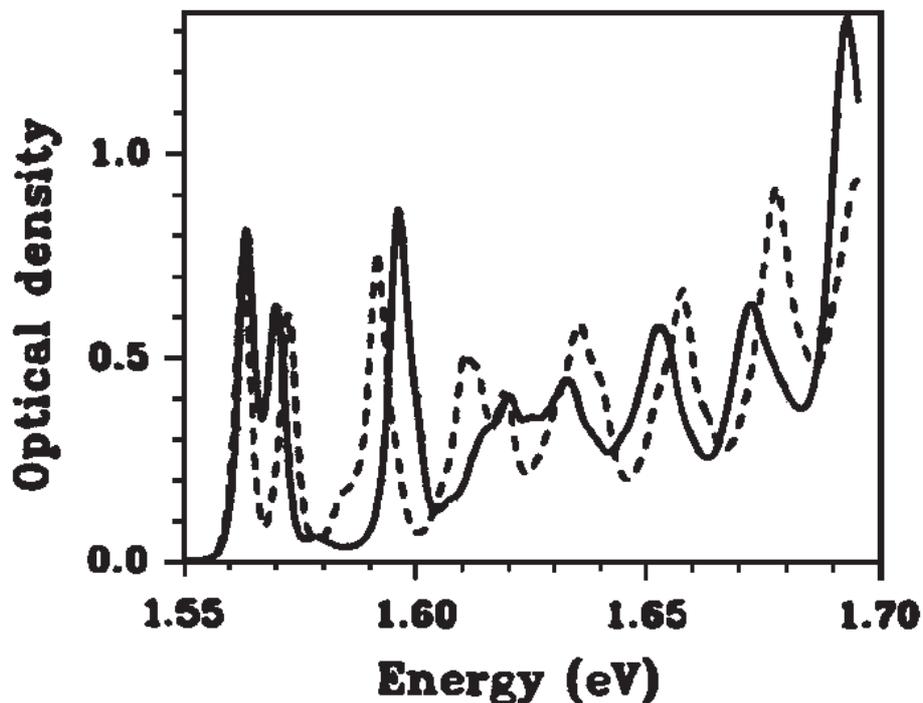


Abbildung 5.1: Gemessene Absorptionsspektren einer GaAs/AlGaAs-Mehrfachquantentopfstruktur in einem äußeren Magnetfeld $B = 12$ T für σ^+ - (durchgezogene Kurve) und σ^- -zirkular polarisiertes Anregungslicht (gestrichelte Kurve). Bei etwa 1,56 eV ist das $1shh$ -Niveau des ersten Mehrfachquantentopf-Übergangs zu sehen, bei etwas höheren Energien das $1slh$ - und bei etwa 1,59 eV das $2shh$ -Niveau. Die energetische Aufspaltung des $2shh$ -Übergangs für die verschiedenen zirkularen Polarisierungen beträgt ca. 5 meV. [15] entnommen.

einer GaAs/AlGaAs-Mehrfachquantentopfstruktur in einem äußeren Magnetfeld $B = 12$ T für σ^+ - und σ^- -zirkular polarisiertes Anregungslicht zu sehen [15]. Bei etwa 1,56 eV ist das 1shh-Niveau des ersten Mehrfachquantentopf-Übergangs zu sehen, bei etwas höheren Energien das 1slh- und bei etwa 1,59 eV das 2shh-Niveau. Die energetische Aufspaltung des 2shh-Übergangs für die verschiedenen zirkularen Polarisierungen beträgt ca. 5 meV. Eine ähnlich große Drehimpulsaufspaltung zeigen auch die höheren exzitonischen Übergänge in theoretisch berechneten Absorptionsspektren von gekoppelten GaAs/AlGaAs-Doppelquantentöpfen im Magnetfeld [56]. Sowohl in diesen gerechneten Absorptionsspektren als auch in den gemessenen Absorptionsspektren in Abb. 5.1 spaltet der exzitonische Grundzustand (1s) im Magnetfeld kaum bzgl. der σ^+ - und der σ^- -Polarisation auf.

Die in dieser Arbeit aufgenommenen Fotostromspektren einer GaAs/AlGaAs-Übergitterstruktur im Magnetfeld stimmen demnach sowohl qualitativ (grobe Struktur) als auch quantitativ (Größenordnung der vermutlichen Drehimpulsaufspaltung) mit den für ähnliche Probenstrukturen selektiv für σ^+ - bzw. σ^- -Polarisation theoretisch berechneten [56] bzw. experimentell an Mehrfachquantentöpfen gemessenen Absorptionsspektren überein. Dies legt die Vermutung nahe, daß in den Fotostrommessungen ebenfalls dreimpulsaufgespaltene Übergänge beobachtet werden.

5.2.3 Probencharakterisierung für zeitaufgelöste Messungen

Ein Zweck der in dieser Arbeit aufgenommenen Fotostrommessungen ist eine Vorstudie und die Charakterisierung von Übergitterproben für zeitaufgelöste Messungen. Zum einen können so interessante Energiebereiche für die Anregung von Bloch-Oszillationen festgelegt werden, zum anderen lassen sich anhand der in den Fotostromspektren auftretenden Linienbreiten der Übergänge erste Aussagen über die Interband-Dephasierungszeiten, wie sie z. B. in Vier-Wellen-Misch-Experimenten beobachtet werden [31], und damit über die Beobachtbarkeit der THz-Emission von Bloch-Oszillationen aus dem Übergitter machen. Über die Intra-band-Dephasierungszeiten läßt sich auf diesem Wege allerdings keine Vorhersage treffen.

Die vorliegenden Fotostrommessungen zeigen, daß das untersuchte GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Übergitter für zeitaufgelöste Messungen verwendet werden kann. Im elektrischen Feld zeigt die Probe eine deutliche Wannier-Stark-Aufspaltung und erfüllt damit die Grundvoraussetzung für die Anregung von Bloch-Oszillationen, die mit Quantenschwebungen zwischen Wannier-Stark-Übergängen verbunden sind. Sowohl im elektrischen Feld als auch bei zusätzlichem Anlegen eines Magnetfeldes (siehe Abb. 4.2, 4.5 und 4.8) ist der Energiebereich, in dem der 1shh-1- und der 1shh0-Übergang liegen, bei mittleren elektrischen Feldstärken (um 10 kV/cm) für zeitaufgelöste Messungen besonders interessant, da die beiden Übergänge hier ähnliche Oszillatorstärken besitzen und ihr Abstand (ca. 9 meV entsprechend etwa 2,2 THz) innerhalb der spektralen Breite der Laserpulse (etwa 20 meV) liegt, so daß beide Übergänge gleichzeitig angeregt werden können. Die durch Anpassen an ein Lorentz-Profil ermittelten Linienbreiten der Übergänge von 3-5 meV stimmen mit an der RWTH Aachen gemessenen Werten für diese Probenstruktur überein und garantieren eine Beobachtbarkeit von Quanteninterferenzen wie beispielsweise Bloch-Oszillationen.

In den Fotostromspektren für hohe Magnetfelder bei 0 V elektrischer Vorspannung (ca. 11 kV/cm) könnte der Energiebereich des 2shh0-Übergangs aufgrund der dort auftretenden reichhaltigen Struktur und der teilweise sehr kleinen Linienbreiten (etwa 2,5 meV)

für zeitaufgelöste Messungen besonders interessant sein. Hier ist eine genaue Kenntnis der energetischen Lage der Niveaus besonders wichtig, da die beobachteten Übergänge sehr dicht liegen. Wenn in den zeitaufgelösten Messungen etwa nur zwei Niveaus gleichzeitig angeregt werden sollen, so muß das Energiespektrum der Laserpulse entsprechend angepaßt werden.

Bei Magnetfeldern um 4 T sind für Vorspannungen von 0 V bzw. $-0,6$ V (ca. 15 kV/cm) in den Fotoströmspektren bei Energien um $1,58$ eV höhere Magnetoexzitonen ($3s, \dots$) des hh_0 -Übergangs zu sehen, die deutlich voneinander getrennt sind. In diesem Bereich könnte man beispielsweise versuchen, Quantenschwebungen zwischen drei Magnetoexziton-Niveaus anzuregen.

5.3 Modellrechnungen

Im Rahmen einer Kooperation wurden von S. GLUTSCH [2] Modellrechnungen zur Absorption der in dieser Arbeit untersuchten Übergitterstruktur durchgeführt. Zum einen wurde darin für elektrische Feldstärken von 11 kV/cm bzw. 17 kV/cm das Magnetfeld von 2 T bis 9 T variiert, zum anderen das elektrische Feld von 7 kV/cm bis 17 kV/cm für $B=9$ T. Die Werte 11 kV/cm bzw. 17 kV/cm entsprechen den mit Hilfe von Gl. (3.1) ermittelten Feldstärken bei 0 V bzw. $-0,6$ V Vorspannung für die Probe sky2. Der Vergleich der gerechneten mit den gemessenen Spektren legt die Vermutung nahe, daß diese Felder etwas zu hoch sind, was eine genauere Beschäftigung mit der Methode der Feldbestimmung erfordert (siehe Abschnitt 5.2.1).

Bei den Rechnungen wurde die Nichtparabolizität des Valenzbandes¹ berücksichtigt und verschiedene Schwerlochmassen in Quantentopfebene und Wachstumsrichtung verwendet. Die Linienbreite wurde auf 1 meV festgelegt. Leichtloch-Übergänge und Drehimpulsaufspaltung sind in den gerechneten Spektren nicht enthalten. Die Ergebnisse der Modellrechnungen bei $F=11$ kV/cm bzw. 17 kV/cm sind in Abb. 5.2 als Waterfall-Grafiken dargestellt. In Abb. 5.2a fehlt aufgrund eines Fehlers bei der Übersendung der Daten das Absorptionsspektrum bei 7 T.

Ein quantitativer Vergleich der gerechneten Spektren mit dem Experiment ist insbesondere für hohe Photonenenergien schwierig. Erstens bewegt man sich bei diesen Energien höher in den Energiebändern, wo die reale Bandstruktur kompliziert ist. Zweitens liegen dort höhere Bänder, die mit den niedrigeren wechselwirken. Darauf ist u. a. zurückzuführen, daß in beiden gerechneten Spektren bei 9 T im Energiebereich bis $1,7$ eV nicht wie im Experiment (siehe Abb. 4.5 und 4.8) die $nshh_0$ -Magnetoexzitonen bis zum $10s$ -Übergang, sondern nur bis zum $9s$ -Übergang zu sehen sind. Die einzelnen Niveaus haben in den Rechnungen also einen größeren energetischen Abstand. Außerdem sind die $1s$ -Übergänge leicht zu niedrigeren Energien verschoben. Insbesondere in den Spektren bei $F = 11$ kV/cm erkennt man unterhalb der $nshh_0$ -Übergänge stets schwächere Linien, die dem Landau-Fächer der $nshh-1$ -Magnetoexzitonen zugeordnet werden können. Bei $F = 17$ kV/cm haben diese Übergänge so stark an Oszillatorstärke verloren, daß sie kaum noch zu erkennen sind.

Abb. 5.3 zeigt einen Ausschnitt aus Abb. 5.2 mit einer genauen Zuordnung der Übergänge. Im Energiebereich zwischen $1,531$ eV und $1,590$ eV lassen sich im 9 T-Spektrum bei

¹Die Valenzbandstruktur realer Halbleiter weist höher in den Bändern Abweichungen von dem durch Gl. (2.11) gegebenen parabolischen Verlauf auf.

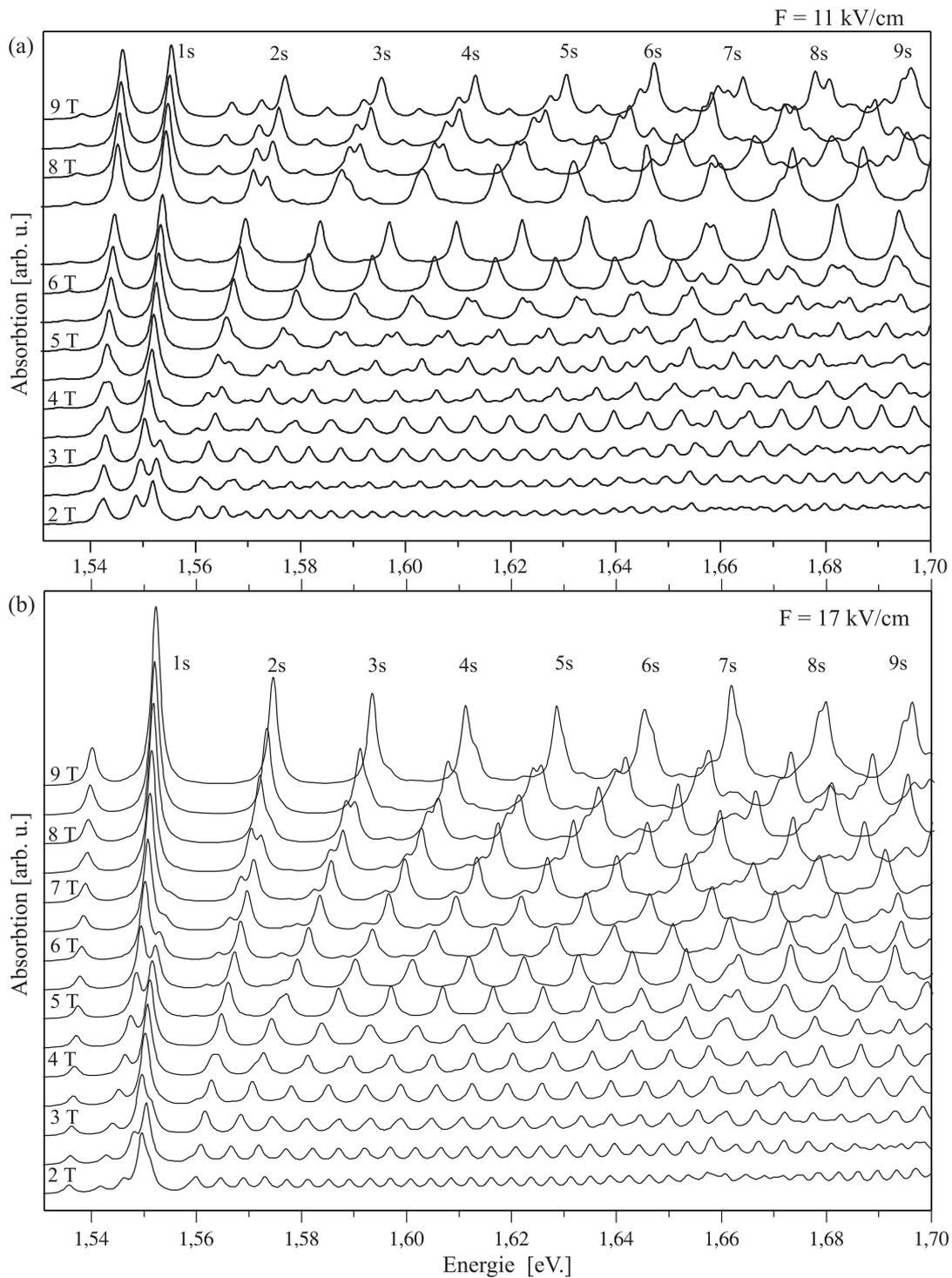


Abbildung 5.2: Ergebnisse der Modellrechnungen von S. GLUTSCH [2] zur Absorption der in dieser Arbeit untersuchten Übergitterstruktur im Magnetfeld (a) bei einer elektrischen Feldstärke von 11 kV/cm und (b) bei 17 kV/cm dargestellt als Waterfall-Grafiken. In (a) fehlt das Spektrum für 7 T.

$F = 11 \text{ kV/cm}$ die 1s-Schwerloch-Übergänge mit den Wannier-Stark-Indizes $-2, -1, 0, +1$, die 2s-Übergänge mit den Indizes -1 und 0 und der 3shh-1-Übergang identifizieren. Zwischen dem 1shh0 und dem 2shh-1, sowie zwischen dem 1shh+1 und dem 2shh0 treten Anticrossings auf. In den Spektren bei $F = 17 \text{ kV/cm}$ erkennt man im gleichen Energiebereich aufgrund der größeren Separation der Wannier-Stark-Niveaus und der relativ zum 1shh0 gesunkenen Oszillatorstärke der Interwell-Übergänge nur noch den 1shh0-, den 2shh0-, den 1s-, 2s- und den 3shh-1-Übergang, wobei es zwischen dem 1shh0 und dem 2shh-1, sowie zwischen dem 2shh0 und dem 3shh-1 zu Anticrossings kommt.

In Abb. 5.4 sind gerechnete Absorptionsspektren bei $B = 9 \text{ T}$ für elektrische Feldstärken von 7 kV/cm bis 17 kV/cm dargestellt [2]. Die einzelnen Wannier-Stark-Niveaus können darin aufgrund ihres charakteristischen Verhaltens in Abhängigkeit von F eindeutig identifiziert werden. Alle exzitonischen Niveaus, die einem bestimmten Wannier-Stark-Übergang angehören, schieben bei steigendem elektrischem Feld mit der gleichen Steigung je nach Vorzeichen ihrer Wannier-Stark-Indizes zu höheren oder niedrigeren Energien. In der Abbildung wird dies durch Geraden veranschaulicht, die den Verlauf der einzelnen Magnetoexziton-Übergänge bis zu den 3s-Niveaus in Abhängigkeit vom elektrischen Feld nachzeichnen.

Die Modellrechnungen stimmen nicht im Detail mit den gemessenen Fotostromspektren überein. Der Verlauf der Magnetoexziton-Energien in Abhängigkeit des Magnetfeldes und die Zunahme der Oszillatorstärken der Interwell-Übergänge gegenüber den Oszillatorstärken der IntraWell-Übergänge mit steigendem Magnetfeld wird in den gerechneten Spektren gut wiedergegeben. Strukturelle Unterschiede resultieren vor allem aus der Nichtberücksichtigung der leichten Löcher und einer möglichen Drehimpulsaufspaltung der Übergänge in den Rechnungen, sowie bzgl. der Unsicherheit in der Übereinstimmung der elektrischen Feldstärken in Theorie und Experiment. Dennoch liefern die Modellrechnungen erste Informationen, die bei der Auswertung der experimentellen Daten nützlich sind. Sie bestätigen die Vermutung, daß zu jedem Wannier-Stark-Übergang ein exzitonischer Landau-Fächer existiert, und können bei der Identifizierung der Übergänge als Hilfsmittel dienen.

5.4 Ausblick

Ein Nachteil der Fotostromspektroskopie an Halbleiterübergittern ist das starke Absinken des Nutzsignales nahe der Flachbandspannung bei gleichzeitigem Anstieg des Dunkelstromes bei Vorspannung in Durchlaßrichtung (siehe Abschnitt 4.2.2). Für Messungen im Minibandbereich eignen sich daher Fotolumineszenzmessungen besser. Dabei werden durch Licht Ladungsträger im thermischen Nicht-Gleichgewicht generiert. Die jeweiligen Überschußenergien werden zunächst durch Thermalisierung an das Kristallgitter abgegeben. Die abgekühlten Ladungsträger können dann Exzitonen bilden und schließlich in der Nähe der Bandkante (strahlend) rekombinieren. Die daraus resultierenden Lumineszenzspektren enthalten vor allem vielfältige Informationen über die Bandstrukturen nahe der Bandlücke. Fotolumineszenzmessungen könnten daher die in dieser Arbeit aufgenommenen Fotostrommessungen für den Bereich kleiner über dem Übergitter abfallender Feldstärken sinnvoll ergänzen. Für mittlere und hohe Feldstärken ist die Fotolumineszenzspektroskopie allerdings weniger geeignet, da dann die Ladungstrennung im elektrischen Feld schneller erfolgt als die Ladungsträgerrelaxation zur Bandkante.

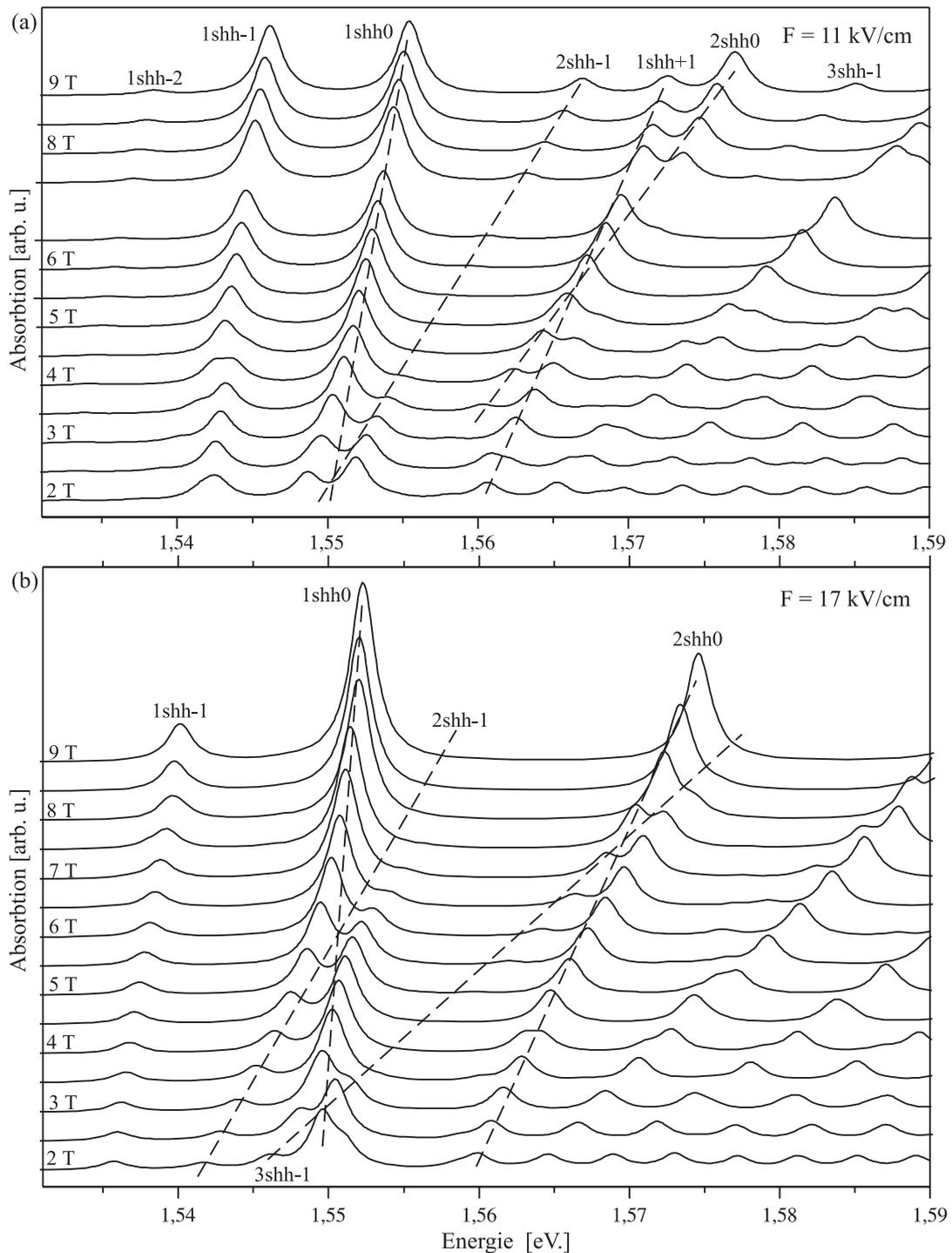


Abbildung 5.3: Ergebnisse der Modellrechnungen von S. GLUTSCH [2] zur Absorption der in dieser Arbeit untersuchten Übergitterstruktur im Magnetfeld (Ausschnitt aus Abb. 5.2) (a) bei einer elektrischen Feldstärke von 11 kV/cm und (b) bei 17 kV/cm dargestellt als Waterfall-Grafiken. In (a) fehlt das Spektrum für 7 T . Die einzelnen Übergänge sind zugeordnet und Anticrossings durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

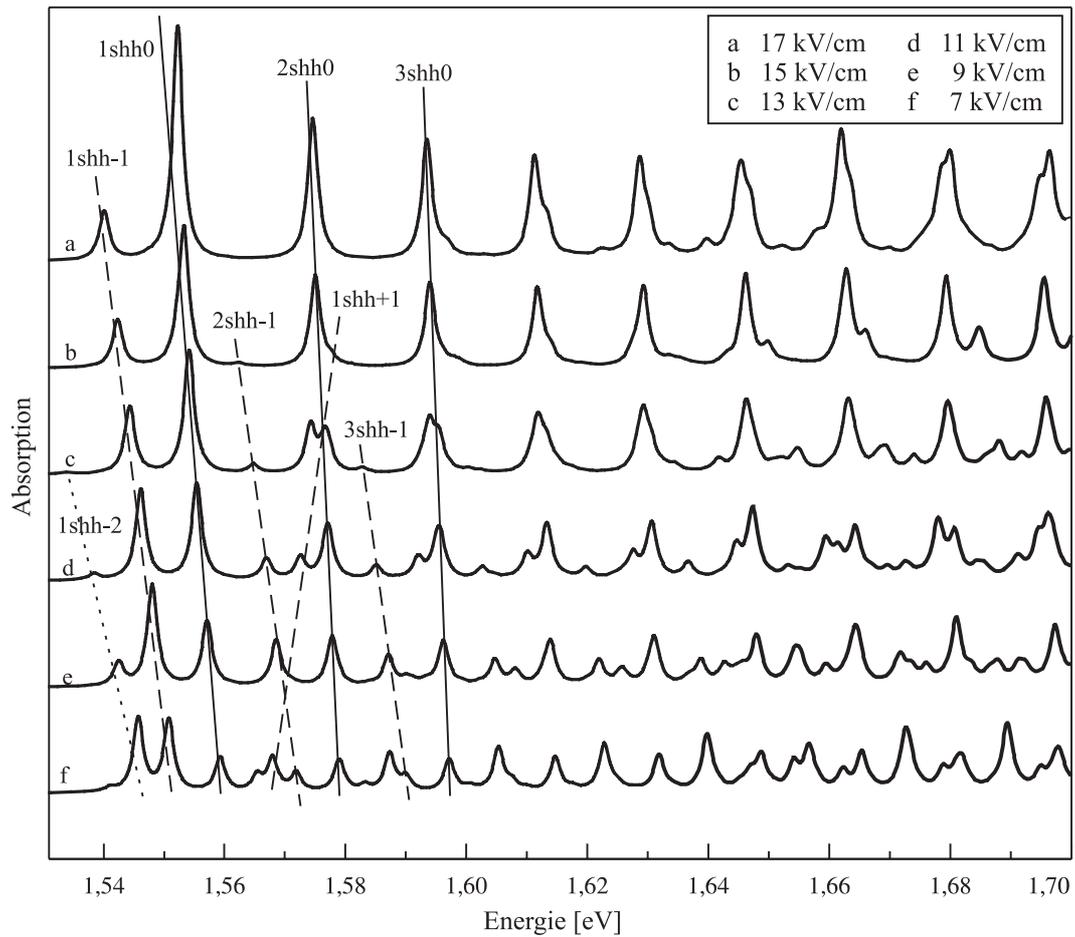


Abbildung 5.4: Berechnete Absorptionsspektren bei $B = 9$ T für elektrische Feldstärken zwischen 7 kV/cm und 17 kV/cm als Waterfall-Grafik dargestellt [2]. Der Verlauf der exzitonischen Übergänge in Abhängigkeit vom elektrischen Feld ist durch Geraden nachgezeichnet. Wie im magnetfeldfreien Fall bildet sich ein Wannier-Stark-Fächer aus.

Die exakte Zuordnung der in den Fotostrommessungen im Magnetfeld auftretenden Übergänge ist schwierig. Es bietet sich daher an, Fotostrommessungen bei konstant hohem Magnetfeld unter Variation des elektrischen Feldes vorzunehmen, um die einzelnen Wannier-Stark-Niveaus anhand ihres charakteristischen Verhaltens in Abhängigkeit vom elektrischen Feld zu identifizieren.

Desweiteren sollen Fotostrommessungen bei Anregung mit rechts- bzw. linkszirkular polarisiertem Anregungslicht durchgeführt werden, um drehimpulsaufgespaltene Übergänge zuzuordnen zu können. Solche Untersuchungen sind am vorhandenen Fotostrommeßplatz möglich, sie sind jedoch relativ aufwendig. Es gibt Hinweise darauf, daß in den optischen Fenstern eine magnetfeldabhängige Doppelbrechung auftritt, die die Polarisation des Anregungslichtes ändert. Um die Polarisation am Ort der Probe bei einer bestimmten Einstellung des verwendeten Polarisators zu bestimmen, müssen daher zunächst Referenzmessungen an einer Probe mit bekannter Polarisationsabhängigkeit der Absorption (bzw. des Fotostroms) durchgeführt werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Apparatur zur Messung von Fotoströmen in Halbleitermaterialien aufgebaut und charakterisiert. Der Fotostrommeßplatz gestattet es, mit spektral hoher Auflösung Fotostromspektren mit sehr gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis aufzunehmen, wobei die Möglichkeit besteht, die Proben bei tiefen Temperaturen einem äußeren Magnetfeld bis 9 T auszusetzen. Mit Hilfe einer elektrischen Kontaktierung auf der Probenvorder- bzw. -rückseite kann durch Anlegen einer Spannung ein variables, homogenes über den intrinsischen Bereichen der Proben abfallendes, elektrisches Feld erzeugt werden. Mit Hilfe des Meßaufbaus wurden Fotostromspektren von GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Übergittern für verschiedene elektrische und magnetische Felder aufgenommen.

Unter Variation des elektrischen Feldes ohne ein zusätzliches Magnetfeld wird deutlich die sog. Wannier-Stark-Quantisierung beobachtet. Es lassen sich die vor einiger Zeit an der RWTH Aachen an identischen Probenstrukturen vorgenommenen Untersuchungen bestätigen bzw. reproduzieren. Die magnetfeldfreien Messungen dienen ferner der genauen Bestimmung des über dem Übergitter abfallenden elektrischen Feldes in Abhängigkeit von der an der Probe angelegten Vorspannung. Die Feldbestimmung erfordert dabei aufgrund des Einflusses der Coulomb-Wechselwirkung der Ladungsträger auf den Verlauf der Übergänge in Abhängigkeit vom elektrischen Feld eine gewisse Vorsicht. Messungen ohne Magnetfeld sind außerdem bei der Zuordnung der Übergänge in den mit Magnetfeld gemessenen Fotostromspektren äußerst hilfreich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals Fotostrommessungen an Halbleiterübergittern im magnetischen Feld durchgeführt, wobei der gleichzeitige Einfluß eines elektrischen und eines magnetischen Feldes untersucht wurde. Dazu wurde bei elektrischen Feldstärken im Wannier-Stark- sowie im Minibandbereich das äußere Magnetfeld bis 9 T variiert.

Im Magnetfeld zeigt sich eine deutliche Landau-Quantisierung. Die zu den Landau-Niveaus gehörenden exzitonischen Zustände der Wannier-Stark-Übergänge schieben mit steigendem Magnetfeld zu höheren Energien. In den gemessenen Spektren läßt sich eine Vielzahl von Übergängen ausmachen, die zu einem großen Teil den einzelnen Leichtloch- bzw. Schwerloch-Übergängen zugeordnet werden können. Modellrechnungen zeigen, daß man zu jedem Wannier-Stark-Übergang einen eigenen exzitonischen Landau-Fächer erwarten kann, worauf es in den Messungen ebenfalls Hinweise gibt. Eine zweifelsfreie Identifikation von mutmaßlich im Magnetfeld drehimpulsaufgespaltenen Niveaus kann erst geleistet werden, wenn weitere Messungen bei definierter Polarisation des Anregungslichtes vorliegen.

Aus den aufgenommenen Fotostromspektren der Übergitterproben lassen sich für spätere zeitaufgelöste Untersuchungen einige interessante Energiebereiche für mögliche Anregungen von Quanteninterferenz-Phänomenen ableiten. Die aus den Spektren ermittelten Linienbreiten der Wannier-Stark-Übergänge von 3–4 meV garantieren eine ausreichende Schmalbandigkeit für die Anregung von Bloch-Oszillationen. Die Linienbreiten sind, bis auf wenige Ausnahmen, unabhängig vom Magnetfeld, so daß keine signifikante Magnetfeldabhängigkeit der beispielsweise für Vier-Wellen-Misch-Experimente relevanten Dephasierungszeiten der Interband-Polarisation zu erwarten ist. Die Ergebnisse lassen allerdings keine Rückschlüsse auf die Magnetfeldabhängigkeit von Intraband-Polarisationen zu.

Kapitel 7

Danksagung

Zum Schluß möchte ich all den Menschen danken, die zum Fortgang meiner Diplomarbeit beigetragen haben:

Ein Dankschön an ...

... Herrn Prof. Dr. Hartmut G. Roskos, der mich ins Physikalische Institut aufgenommen und meine Diplomarbeit in jeder Phase sehr engagiert betreut hat.

... meinen Betreuer Herrn Dipl. Phys. Tobias Bauer für viele erkenntnisreiche Diskussionen, für seine Hilfe in Theorie und Praxis und für die ganz besonders „schönen“ Tage, an denen der folgenschwere Satz fiel: „Ich glaub, wir gehn dann heut abend mal wieder 'ne vegetarische Pizza essen.“

... Herrn Dipl. Phys. Pablo Richter, der mich in die Bedienung der Kryostat-Systeme eingewiesen hat und mir bei Quench, verstopften Ventilen, defekten Temperatursensoren und allen anderen Notfällen an der „blauen Tonne“ stets beistand.

... Herrn Dipl. Phys. Gerald Meinert, der für meine Fragen zur Theorie stets ein offenes Ohr hatte.

... Herrn Dipl. Phys. Thorsten Hofmann, Herrn Dipl. Phys. Karsten Siebert, Johanna Kolb und Kai Rönnburg für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

... Herrn Dipl. Phys. Thorsten Hofmann für seine Hilfe bei der Präparation der ersten Übergitterproben.

... Thorsten Baum für seine Hilfe an der stets etwas widerspenstigen Aufdampfanlage.

... Robert Sachs für die Herstellung von AuGe-Pellets.

... Frank Siebe für seine Hilfe bei der Erstellung des Meßprogramms.

... die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Herbert Hasenpflug für die Anfertigung diverser Probenhalterungen.

... die Mitarbeiter des Elektronik-Labors unter der Leitung von Herrn Andreas Holzmann für die Verdrahtung der Kryostaten und für verschiedene Reparaturarbeiten.

... Frau Marion Jordan für ihre Unterstützung in allen verwaltungstechnischen Angelegenheiten und viele angeregte Unterhaltungen.

... die Arbeitsgruppe Roskos für heitere Kaffeerunden mit diversen Köstlichkeiten aus einer nahegelegenen Bäckerei. – Ganz nebenbei: Wer geht eigentlich heute zum Café Bauer...?

... meinen Freund Kai Rönnburg für die Lösung des einen oder anderen Netzwerkproblems und für schöne Stunden fernab vom Uni-Streß.

... meine liebe Mama und meinen lieben Papa, die mir mein Studium ermöglichen und mich immer wieder anspornen.

Literaturverzeichnis

- [1] L. ESAKI, R. TSU: *Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors*, IBM J. Res. Develop., 61-65 (1970)
- [2] S. GLUTSCH: *Modellrechnungen zur Absorption der in der vorliegenden Arbeit untersuchten GaAs/AlGaAs-Übergitterstruktur*, Institut für Festkörpertheorie und Theoretische Optik der Universität Jena, im Rahmen einer Kooperation (1999)
- [3] C. KITTEL: *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, Inc. , New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore 7th Edition (1996)
- [4] W. DEMTRÖDER: *Experimentalphysik 3*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1. Auflage (1996)
- [5] T. RAPPEN: *Kohärente Dynamik elementarer Anregungen im Halbleiter unter dem Einfluß eines statischen Magnetfeldes*, Dissertation, Universität Dortmund (1994)
- [6] P. ZIMMERMANN: *Einführung in die Atom- und Molekülphysik*, Studien-Text, Akademische Verlagsgesellschaft Wiesbaden (1978)
- [7] G. MEINERT, L. BÁNYAI, H. HAUG: *Valence-band-structure of a GaAs superlattice*, Phys. Stat. Sol. (b) **211**, 651 (1999)
- [8] J. R. CHELIKOWSKY, M. L. COHEN: *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors* Phys. Rev. B **14**, 556 (1976)
- [9] C. F. KLINGSHIRN: *Semiconductor Optics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1. Auflage (1997)
- [10] W. W. RÜHLE, K. LEO, E. BAUSER: *Cooling of a hot electron-hole plasma in $Al_xGa_{1-x}As$* , Phys. Rev. B **40**, 1756 (1989)
- [11] D. A. B. MILLER: *Optical physics of quantum wells*, The Scottish Universities Summer School in Physics, Quantum dynamics of simple systems, 239 (1996)
- [12] H. T. GRAHN: *Semiconductor superlattices*, World Scientific Singapore New Jersey London Hong Kong (1995)
- [13] C. WEISBUCH, B. VINTER: *Quantum Semiconductor Structures*, Academic Press, Inc., Harcourt Brace & Company, Publishers (1991)
- [14] G. MEINERT: *Rechnungen zur Wannier-Stark-Leiter*, Private Korrespondenz (1998)

- [15] S. SCHMITT-RINK, J. B. STARK, W. H. KNOX, D. S. CHEMLA, W. SCHÄFER: *Optical Properties of Quasi-Zero-Dimensional Magneto-Excitons*, Jour. Appl. Phys. A **53**, 491 (1991)
- [16] S. SCHMITT-RINK, D. S. CHEMLA, D. A. B. MILLER: *Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells*, Adv. Phys. **38**, 89 (1989)
- [17] J. BLEUSE, G. BASTARD, P. VOISIN: *Electric-Field-Induced Localization and Oscillatory Electro-optical Properties of Semiconductor Superlattices* Phys. Rev. Lett. **60**, 220 (1988)
- [18] G. H. WANNIER: *Wave Functions and Effective Hamiltonian for Bloch Electrons in an Electric Field*, Phys. Rev. **117**, 432 (1960)
- [19] F. WOLTER: *Terahertz-Emissionen von Bloch-Oszillationen in dissipativer Umgebung*, Dissertation, RWTH Aachen (1998)
- [20] E. E. MENDEZ, G. BASTARD, L. L. CHANG, L. ESAKI, H. MORKOC, R. FISCHER: *Effect of an electric field on the luminescence of GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **26**, 7101 (1982)
- [21] F. AGULLO-RUEDA, E. E. MENDEZ, J. M. HONG: *Quantum coherence in semiconductor superlattices*, Phys. Rev. B **40**, 1357 (1989)
- [22] E. E. MENDEZ, F. AGULLO-RUEDA, J. M. HONG: *Stark Localization in GaAs-GaAlAs Superlattices under an Electric Field*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2426 (1988)
- [23] F. BRÜGGEMANN: *Spektroskopische Untersuchungen an Übergittern in III-V-Halbleitersystemen*, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1994)
- [24] M. M. DIGNAM, J. E. SIPE: *Exciton Stark Ladder in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **64**, 1797 (1990)
- [25] M. M. DIGNAM, J. E. SIPE: *Exciton Stark ladder in semiconductor superlattices* Phys. Rev. B **43**, 4097 (1991)
- [26] G. E. W. BAUER, T. ANDO: *Exciton mixing in quantum wells*, Phys. Rev. B **38**, 6015 (1988)
- [27] M. ALTARELLI, U. EKENBERG, A. FASOLINO: *Calculations of hole subbands in semiconductor quantum wells and superlattices*, Phys. Rev. B **32**, 5138 (1985)
- [28] D. A. BROIDO, L. J. SHAM: *Valence-band coupling and Fano-resonance effects on the excitonic spectrum in undoped quantum wells*, Phys. Rev. B **34**, 3917 (1986)
- [29] C. P. HOLFELD, F. LÖSER, M. SUDZIUS, K. LEO, D. M. WHITTAKER, K. KÖHLER: *Fano Resonances in Semiconductor Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **81**, 874 (1998)
- [30] J. P. LOEHR: *Effects of electric fields in quantum wells and superlattices*, P. Bhattacharya, Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices, 71 (1996)
- [31] K. LEO: *Interband optical investigation of Bloch oscillations in semiconductor superlattices*, Semicond. Sci. Technol. **13**, 249 (1998)

- [32] R. J. NICHOLAS: *Effects of magnetic fields on quantum wells and superlattices*, P. Bhattacharya, Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices, 75 (1996)
- [33] D.C. REYNOLDS, D.C. LOOK, B. JOGAI, C. E. STUTZ, R. JONES, K. K. BAJAJ: *Magnetoluminescence studies in GaAs/Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions: Observation of parity-forbidden Landau-level transitions*, Phys. Rev. B **50**, 11710 (1994)
- [34] O. AKIMOTO, H. HASEGAWA: *Interband Optical Transitions in Extremely Anisotropic Semiconductors. II. Coexistence of Exciton and the Landau Levels*, J. Phys. Soc. Japan **22**, 181 (1967)
- [35] M. SHINADA, K. TANAKA: *Interband Optical Transitions in Extremely Anisotropic Semiconductors. III. Numerical Studies of Magneto-Optical Absorption*, J. Phys. Soc. Japan **29**, 1258 (1970)
- [36] M. SHINADA, S. SUGAGO: *Interband Optical Transitions in Extremely Anisotropic Semiconductors. I. Bound and Unbound Exciton Absorption*, J. Phys. Soc. Japan **21**, 1936 (1966)
- [37] A. H. MACDONALD, D. S. RITCHIE: *Hydrogenic energy levels in two dimensions at arbitrary magnetic fields*, Phys. Rev. B **33**, 8336 (1986)
- [38] C. STAFFORD, S. SCHMIDT-RINK, W. SCHÄFER: *Nonlinear optical response of two-dimensional magnetoexcitons*, Phys. Rev. B **41**, 10000 (1990)
- [39] F. AGULLO-RUEDA, J. A. BRUM, E. E. MENDEZ, J. M. HONG: *Change in dimensionality of superlattice excitons induced by an electric field*, Phys. Rev. B **41**, 1676 (1990)
- [40] F. AGULLO-RUEDA, H. T. GRAHN, A. FISCHER, K. PLOOG: *Local origin of photocurrent in semiconductor superlattices*, Phys. Rev. B **45**, 8818 (1992)
- [41] R. T. COLLINS, K. V. KLITZING, K. PLOOG: *Photocurrent Spectroscopy of GaAs/Al_xGa_{1-x}As Quantum Wells in an Electric Field*, Phys. Rev. B **33**, 4378 (1986)
- [42] A. M. FOX, D. A. B. MILLER, G. LIVESCU, J. E. CUNNINGHAM, J. E. HENRY, W. Y. JAN: *Excitons in resonant coupling of quantum wells*, Phys. Rev. B **42**, 1841 (1990)
- [43] A. M. FOX, D. A. B. MILLER, G. LIVESCU, J. E. CUNNINGHAM, W. Y. JAN: *Excitonic effects in coupled quantum wells*, Phys. Rev. B **44**, 6231 (1991)
- [44] A. M. FOX, D. A. B. MILLER, G. LIVESCU, J. E. CUNNINGHAM, W. Y. JAN: *Quantum Well Carrier Sweep Out: Relation to Electroabsorption and Exciton Saturation*, J. Quant. El. **27**, 2281 (1991)
- [45] A. M. FOX, D. A. B. MILLER, J. E. CUNNINGHAM, W. Y. JAN, C. J. P. CHAO, S. L. CHUANG: *Suppression of the observation of Stark ladders in optical measurements on superlattices by excitonic effects*, Phys. Rev. B **46**, 15365 (1992)
- [46] H. T. GRAHN: *Vertikaler Transport in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Übergitterstrukturen*, Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)
- [47] R. P. LEAVIT, J. L. BRADSHAW: *Transit-time effects on photocurrent spectra of multiple quantum well diodes*, Appl. Phys. Lett. **59**, 2433 (1991)

- [48] P. LEISCHING: *Zeitaufgelöste optische Untersuchungen kohärenter Wellenpakete in Halbleiter-Übergittern*, Dissertation, RWTH Aachen (1995)
- [49] E. E. MENDEZ, G. BASTARD: *Wannier-Stark ladders and Bloch-oscillations in superlattices*, *Physics Today* **6**, 34 (1993)
- [50] A. M. FOX, N. LINDER, G. H. DÖHLER, H. T. GRAHN, K. PLOOG, H. SCHNEIDER: *Coexistence of Wannier-Stark Transitions and Franz-Keldysh Oscillations in Strongly Coupled GaAs-AlAs Superlattices*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2769 (1994)
- [51] M. G. SHORTHOSE, J. F. RYAN, A. MOSELEY: *Phonon-Assisted Tunneling of Photoexcited Carriers from InGaAs Quantum Wells in Applied Electric Fields*, *Solid State Electron.* **32**, 1449 (1989)
- [52] R. SCHWEDLER: *Grundlagen und Charakterisierung von Wannier-Stark Modulatoren*, Dissertation, RWTH Aachen (1995)
- [53] W. DEMTRÖDER: *Laser-Spektroskopie*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 3. Auflage (1993)
- [54] J. B. STARK, W. H. KNOX, D. S. CHEMLA, W. SCHÄFER, S. SCHMIDT-RINK, C. STAFFORD: *Femtosecond Dynamics of Excitons under Extreme Magnetic Confinement*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3033 (1990)
- [55] C. WETZEL, AL. L. EFROS, A. MOLL, B. K. MEYER, P. OMLING, P. SOBKOWICZ: *Dependence on quantum confinement of the in-plane effective mass in Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP quantum wells*, *Phys. Rev. B* **45**, 14052 (1992)
- [56] H. CHU, Y. C. CHANG: *Line-shape theory of magnetoabsorption in semiconductor superlattices*, *Phys. Rev. B* **40**, 5497 (1989)