

**Elektrische Feldabschirmung in
GaAs/AlGaAs-Übergittern
und
Optische Eigenschaften eines neuartigen
dichroitischen Strahlteilers für den
THz-Frequenzbereich**

Diplomarbeit
von
Johanna Sophie Kolb

PHYSIKALISCHES INSTITUT
DER JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

April 2001

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	7
2. Theoretische Grundlagen	9
2.1. Halbleiter im elektrischen und magnetischen Feld	9
2.1.1. Bandstrukturen im Festkörper	9
2.1.2. Volumenhalbleiter	10
2.1.3. Halbleiterübergitter	11
2.1.4. Wannier–Stark–Leiter	14
2.1.5. Bloch–Oszillationen	17
2.1.6. Landau–Niveaus	19
2.1.7. Zyklotronbewegung	21
2.2. Kontaktschichten	22
2.2.1. Schottky–Kontakte	22
2.2.2. p– und n–Dotierungen	23
2.3. Abschirmung	26
2.3.1. Elektrostatische Abschirmung	26
2.3.2. Abschirmung des externen elektrischen Feldes durch Ladungsträgeransammlung	29
2.3.3. Anregungsdichten	31
2.3.4. Einfang–Zeiten	32
2.4. Auswertung der THz–Daten	34
2.4.1. Drude–Modell	34
2.4.2. Matrix–Methode zur Berechnung des komplexen Brechungsindexes . . .	35

3. Experimentelle Methoden	39
3.1. Die Proben	40
3.1.1. Der Probenaufbau	40
3.1.2. Die Probenpräparation	42
3.2. Kryostat-Systeme	46
3.3. Zeitaufgelöste Messungen	48
3.3.1. Kohärente Emission von Bloch-Oszillationen und Zyklotronbewegungen	48
3.3.2. Reflexionsmessungen an Indium-Zinn-Oxid	51
3.3.3. Transmissionsmessungen	52
3.4. Differentielle Elektreflexionsmessungen	54
3.5. Photostrommessungen	55
4. Durchführung der Messungen und Ergebnisse	57
4.1. Zeitaufgelöste Messungen als Vorarbeiten für Bloch-Oszillationen im Magnetfeld	57
4.1.1. Versuch von Bloch-Oszillationsmessungen	57
4.1.2. Zyklotronemissionsmessungen	59
4.1.3. Transmissionsmessungen	62
4.2. Differentielle Elektreflexionsmessungen	64
4.3. Photostrommessungen	66
4.3.1. pin-Proben	66
4.3.2. Schottky-Probe	72
4.3.3. Modifizierte Proben	74
4.4. Bloch-Oszillationen	78
4.5. Indium-Zinn-Oxid (ITO) als dichroitischer Strahlteiler	79
4.5.1. Reflexionsmessungen an ITO	79
4.5.2. Transmissionsmessungen an ITO	80
4.5.3. Bestimmung der optischen Konstanten	82
5. Diskussion	85
5.1. Meßapparatur für die Photostrommessungen	85

5.2. Ergebnisse	87
5.2.1. Proben	87
5.2.2. Abschirmung	89
5.2.3. Anregungsdichte	90
5.2.4. Bloch–Oszillationen	92
5.2.5. Dielektrische Eigenschaften von dünnen p^+ -dotierten Schichten	93
5.2.6. ITO als dichroitischer Strahlteiler	94
5.3. Bloch–Oszillationen im Magnetfeld	96
5.4. Ausblick	98
6. Zusammenfassung	99
7. Danksagung	101
Literaturverzeichnis	103

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit läßt sich in den Kontext von Charakterisierungsmessungen an Halbleiterheterostrukturen zur Vorbereitung von zeitaufgelösten Messungen einordnen. Die sogenannten Übergitterstrukturen wurden von ESAKI und TSU [1] 1970 erstmals vorgeschlagen, um durch die Abfolge von verschiedenen Materialien mit unterschiedlichen Bandlücken eine festkörperähnliche Struktur auf einer dem Experimentator besser zugänglichen Größenskala zu erhalten. Diese Strukturen können mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie (engl.: *molecular beam epitaxy*, MBE) hergestellt werden, die die Herstellung von Schichten mit Dicken bis hinunter zu einer Monolage ermöglicht.

Effekte wie beispielsweise die sog. *Bloch-Oszillationen*, die in normalen Halbleitern aufgrund der starken Abhängigkeit von den Gitterkonstanten nicht oder nur schwer zu beobachten sind, werden durch den Übergang auf diese künstlichen Strukturen experimentell zugänglich. Das Entstehen dieser Effekte in diesen Systemen kann über die starke Kopplung der Ladungsträgerwellenfunktionen erklärt werden. Diese führt zu der Ausbildung von sog. Minibändern, die im elektrischen Feld wieder in diskrete Energieniveaus aufspalten, welche als *Wannier-Stark-Niveaus* bezeichnet werden. Quantenschwebungen zweier durch einen kurzen Laserpuls kohärent angeregter Wannier-Stark-Zustände führen zu kohärenten Oszillationen der elektronischen Wellenpakete, den Bloch-Oszillationen, deren Frequenz linear mit dem äußeren elektrischen Feld steigt. Die theoretisch schon seit 1928 von BLOCH [2] vorhergesagten schnellen Oszillationen konnten mit verschiedenen experimentellen Methoden an Halbleiterübergitterstrukturen nachgewiesen werden [3, 4].

Ein Magnetfeld übt einen starken zusätzlichen Einfluß auf die kohärente Dynamik der Elementaranregungen aus, dessen zeitaufgelöste Untersuchung ein zentraler Forschungsgegenstand der Arbeitsgruppe „Ultrakurzzeitspektroskopie“ ist. Für erste Charakterisierungsmessungen zur Wannier-Stark-Aufspaltung in parallelen elektrischen und magnetischen Feldern (Faraday-Geometrie) hat sich die Methode der Photoströmspektroskopie bereits bewährt [5], da damit Anregungsenergien und Linienbreiten der Übergänge bestimmt werden können.

Vorraussetzung für die Beobachtung von Bloch-Oszillationen ist ein elektrisches Feld, welches über der gesamten Probe abfällt. Hierfür ist es notwendig, die Proben mit einer Kontaktschicht zu versehen, die es einerseits erlaubt, eine Spannung anzulegen, andererseits aber keinen Einfluß auf Effekte in der Probe haben darf. Zur Kontaktierung wurde in vielen Fällen eine semitransparente Metallschicht auf die oberste Probenschicht aufgebracht, so daß eine

Schottky-Barriere entsteht. Die oftmals für zeitaufgelöste Bloch-Oszillationsmessungen oder Photostrommessungen verwendeten Proben enthalten dicke AlGaAs-Pufferschichten zur Homogenisierung des elektrischen Feldes. Bei diesen Proben hat sich allerdings gezeigt, daß es gerade durch die Pufferschichten zu einem anregungsdichteabhängigen Vorspannungs-Versatz kommt. Aus diesem Grund empfahl sich der Übergang auf eine andere, *pin-Struktur* genannte, Probenstruktur. Diese kommt ohne Pufferschichten aus, wird aber stattdessen mit hochdotierten p^+ - bzw. n^+ -Schichten versehen, in die das Übergitter eingebettet wird.

Bei den ersten zeitaufgelösten Messungen an *pin*-Proben in einem Magnetfeld hat sich jedoch die erwartete Spannungsabhängigkeit nicht eingestellt. Weitere Vormessungen haben das Problem auf einen Feldabschirmungseffekt bei hohen Anregungsdichten eingeschränkt. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Problem systematisch analysiert. Zu diesem Zweck wird ein Photostrommeßplatz mit einem Dauerstrich Ti:Saphir-Laser aufgebaut, dessen Anregungsdichten in einem großen Bereich variiert werden können. Bei einer niedrigen Anregungsdichte kann zunächst die Wannier-Stark-Aufspaltung bei unterschiedlichen äußeren Spannungen reproduziert werden. Weiterhin kann der Einfluß verschiedener Anregungsdichten auf die Ausbildung der Wannier-Stark-Leiter, die als Indikator für die Feldabschirmung dient, in der Probe gemessen werden. Zur weiteren Eingrenzung des Problems der Feldabschirmung wird die Probenpräparation sowie die grundlegende Struktur der Proben selbst verändert. Die systematischen Messungen liefern hierzu wesentliche Informationen, die zur Überarbeitung der Probenstruktur beitragen. Schließlich wurde ein Probendesign entwickelt, bei dem keine Abschirmung mehr beobachtet wird. Diese neuen Probenstruktur ermöglicht erst die Durchführung von zeitaufgelösten Messungen, in denen eine spannungsabhängige Frequenz der Oszillation beobachtet werden kann. Zusätzlich wird ein für die zeitaufgelösten Messungen im Magnetfeld notwendiger dichroitischer Strahlteiler untersucht.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in einen Theorieteil, der in einige Grundlagen von Halbleitern eingeführt. Weiterhin werden die Grundlagen von Kontaktschichten sowie von Abschirmungseffekten erläutert und die Modelle beschrieben, die zur Auswertung der THz-Daten verwendet werden. Das darauffolgende Kapitel „Experimentelle Methoden“ beschäftigt sich mit den Proben, den zur Kontaktierung der Proben notwendigen Präparationsschritten und den verwendeten experimentellen Aufbauten. Die Durchführung der zeitaufgelösten Messungen, der Photostrommessungen sowie der Messungen zur Charakterisierung von Komponenten des Aufbaus sowie deren Ergebnisse sind Inhalt des nächsten Kapitels. Eine Diskussion und Bewertung der Messungen wird im anschließenden Kapitel vorgenommen. Hier werden auch die neuesten Messungen kurz dargestellt. Eine abschließende Zusammenfassung wird am Ende dieser Arbeit gegeben.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst die Bandstruktur in einem Halbleiter erläutert. Die Grundlagen verschiedener elektrischer Kontaktschichten und der Feldabschirmung werden ebenfalls in diesem Kapitel dargestellt. Eine Beschreibung der zur Auswertung der THz-Daten verwendeten Modelle schließt dieses Kapitel ab.

2.1. Halbleiter im elektrischen und magnetischen Feld

2.1.1. Bandstrukturen im Festkörper

Im Modell des freien Elektronengases werden die Valenzelektronen in einem Metall nur wenig durch das periodische Potential der Rumpfonen beeinflusst und können sich ansonsten ungestört bewegen. Durch eine Bragg-Reflexion der Wellenfunktion ψ an den Netzebenen des Kristallgitters mit Periode a entsteht statt der fortschreitenden Welle durch Interferenz eine stehende Welle. Der Wellenvektor \vec{k} kann nicht mehr alle Energiewerte $E(\vec{k})$ annehmen. Die parabolische Dispersionsrelation für ein freies Elektron, die den Zusammenhang zwischen Wellenvektor \vec{k} und der Energie E darstellt, ist daher bei bestimmten \vec{k} unterbrochen. Es entsteht eine Folge von S-förmigen Bögen wie in Abb. 2.1 schematisch dargestellt: erlaubte Energiebereiche, die von verbotenen Energiebereichen (Bandlücken) unterbrochen werden.

Die chemische Wertigkeit der Gitterbausteine und damit die Elektronenkonfiguration bestimmt die Füllung der Energiebänder. Auf die N erlaubten Energieniveaus verteilen sich nach dem Pauli-Prinzip $2N$ Elektronen, wenn das Band voll besetzt ist. In einem voll besetzten Band bei $T = 0$ können die Elektronen keine Energie aufnehmen, ohne das Band zu verlassen, weil kein höherenergetischer Zustand frei ist. Ein voll oder teilweise besetztes Band (*Valenzband*, engl.: *valence band*, VB) liegt unter unbesetzten Bändern. Je nach Abstand des Valenzbandes zu dem nächst höheren leeren Band (*Leitungsband*, engl.: *conduction band*, CB) bezeichnet man das Material als *Isolator* bei einem großen Energieabstand und als *Halbleiter* bei einer Bandlücke bis etwa 2 eV. Bei einer Bandlücke von max. 4 eV spricht man von metallischen Halbleitern. Metalle besitzen nicht ganz gefüllte Elektronenschalen. Es sind im Valenzband also immer freie Leitungselektronen vorhanden, die zum Ladungstransport beitragen können, das Material ist leitend.

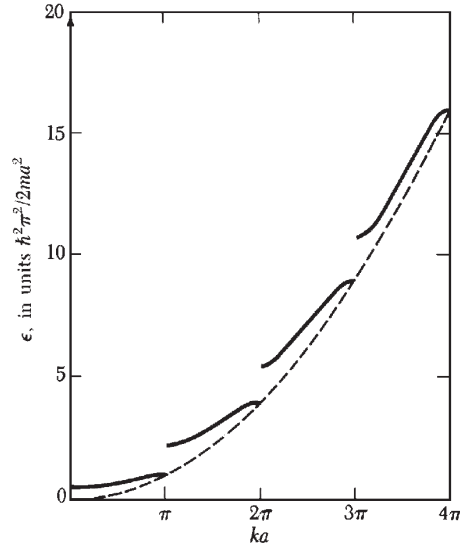


Abbildung 2.1.: In einem Kristallgitter wird die Energieparabel des freien Elektrons aufgebrochen in eine Folge von erlaubten und verbotenen Energiebereichen. Die Ordinate zeigt die Energie in Einheiten von $\hbar^2 \pi^2 / 2ma^2$. [6] entnommen.

2.1.2. Volumenhalbleiter

Bei einer Temperatur $T \neq 0$ in einem Halbleiter reichen die Ausläufer der Fermi-Verteilung durch die kleinere Bandlücke bis in das Leitungsband hinein. Die Konzentration der freien Ladungsträger erhöht sich mit der Temperatur, die Leitfähigkeit nimmt zu.

Gelangt ein Elektron von dem Valenzband in das Leitungsband, so läßt es im Valenzband einen freien Zustand zurück. Die fehlende negative Ladung an dieser Stelle kann wie eine dort eingebrachte positive Ladung betrachtet werden und wird als *Defektelektron* oder *Loch* bezeichnet. Die Bewegung der Ladungsträger in einem äußeren elektrischen Feld wird durch die Bewegung eines Wellenpakets beschrieben. Um ein lokalisiertes Elektron mit dem Impuls \vec{k}_0 zu beschreiben, muß seine Wellenfunktion aus einer Überlagerung vieler Wellenfunktionen mit den Wellenvektoren \vec{k} aus einer Umgebung von \vec{k}_0 zusammengesetzt sein. Mit der Definition der Gruppengeschwindigkeit $\vec{v}_g = d\omega/dk$ und $\omega = E/\hbar$ ergibt sich die Änderung der Energie des Wellenpakets durch die äußere Kraft \vec{K} durch

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

Die Gruppengeschwindigkeit läßt sich auch als

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

aus der Bewegungsgleichung schreiben, bzw. vereinfacht als $\vec{v}_g = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$. Mit der Beziehung

$$dE(\vec{k}) = \frac{dE(\vec{k})}{d\vec{k}} \cdot d\vec{k} = \hbar \vec{v}_g \cdot d\vec{k} \quad (2.3)$$

ergibt sich mit Gleichung (2.1):

$$\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = \vec{K} = \frac{d\vec{p}}{dt}. \quad (2.4)$$

Durch differenzieren nach der Zeit t der Gleichung (2.2) erhält man die Beschleunigung \vec{a} des Ladungsträgers im äußeren Feld:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}_g}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \vec{K}. \quad (2.5)$$

Ein Vergleich mit der Newtonschen Bewegungsgleichung $\vec{a} = 1/m \cdot \vec{K}$ führt zu der Einführung einer *effektiven Masse* m_{eff} :

$$m_{\text{eff}} = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1}. \quad (2.6)$$

Mit dieser effektiven Masse bewegt sich das Elektron durch das Kristallgitter [7]. Bei Energiebändern, die nicht parabolisch sind, ist die effektive Masse abhängig von dem Wellenvektor k , mit dem sich der Ladungsträger bewegt. In der Nähe von Extrema der Dispersionsrelation kann man die Richtungsabhängigkeit vernachlässigen. Die effektiven Massen können in der *Effektivmassennäherung* als konstante Werte für jeweils die Elektronen (m_e) und die Löcher (m_h) angesehen werden. Legt man den Energienullpunkt auf die Oberkante des Valenzbandes so nehmen die Elektron- und die Lochdispersion die folgende Form an:

$$E_e(\vec{k}) = E_{\text{gap}} + \frac{\hbar^2 (\vec{k} - \vec{k}_e)}{2m_e} \quad \text{bzw.} \quad E_h(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 (\vec{k} - \vec{k}_h)}{2m_h} \quad (2.7)$$

wobei \vec{k}_e , \vec{k}_h die jeweiligen Wellenvektoren in den Scheitelpunkten der Parabeln bezeichnen.

Liegen die beiden Scheitelpunkte übereinander, so bezeichnet man dies als *direkten* Halbleiter, ein Übergang ist nur mit einem Photon, ohne zusätzliches Phonon, möglich. Bei einem *indirekten* Halbleiter kann nur ein Phonon-assistierter Übergang oder Übergänge mit höherenergetischen Photonen stattfinden.

Die Halbleitermaterialien GaAs und $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ sowie InAs, aus denen die in dieser Arbeit untersuchten Proben bestehen, gehören zur Gruppe der III–V–Verbindungshalbleiter. Sie sind direkte Halbleiter und kristallisieren in Zinkblendestruktur mit einem kubisch flächenzentrierten Bravais–Gitter. Die Bänder der Elektronen, der schweren und der leichten Löcher sind in der Nähe des Γ -Punktes parabolisch. Die effektiven Massen sowohl der Elektronen als auch der Löcher in GaAs können als isotrop angesehen werden.

2.1.3. Halbleiterübergitter

Durch die periodische Aneinanderreihung von zwei verschiedenen Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlücken kann dem Halbleiter eine zusätzliche Struktur aufgeprägt werden. Sind die Schichtdicken kleiner als die Kohärenzlängen der Ladungsträger, so nennt man

eine solche Anordnung *Quantentopfstruktur*. Durch die unterschiedlichen Bandlücken entstehen Bandlückensprünge, die mit ΔE_V für das Valenzband und ΔE_C für das Leitungsband angegeben werden. Je nach Art der Bandlücken der beiden Materialien bilden sich direkte (Typ I) oder indirekte (Typ II) Quantentopfstrukturen. Abb. 2.2 zeigt das Bandstrukturprofil eines Typ I Quantentopfes.

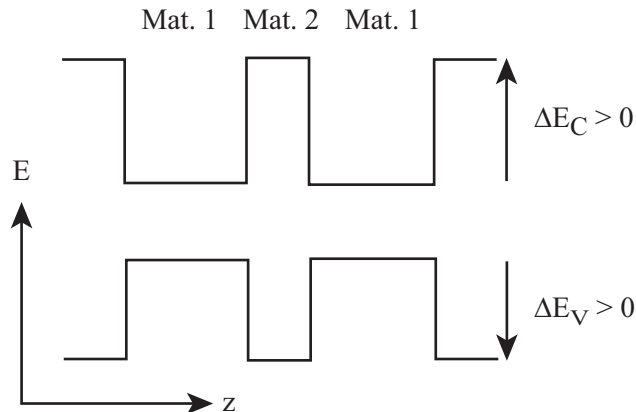


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung des Bandstrukturprofils in einem Typ I-Übergitter.

Bei Typ I Quantentöpfen bildet ein Material sowohl für das Valenz- als auch für das Leitungsband einen Potentialtopf (Material 1). Um Übergitter herzustellen, werden Halbleiter mit unterschiedlichen Bandlücken aber möglichst gleicher Gitterkonstante gewählt, um mechanische Verspannungen an den Übergängen der Materialien durch unterschiedliche Gitterkonstanten zu vermeiden. GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ stellen ein solches System dar. Je nach Al-Gehalt entstehen direkte oder indirekte Quantentöpfe mit einer Potentialtiefe von einigen 100 meV. Die Molekularstrahlepitaxie (engl.: *Molecular Beam Epitaxie*, MBE) ermöglicht es, sogar monolagige Schichten herzustellen, die als einzelner Quantentopf (engl.: *single quantum well*, SQW), mehrere ungekoppelte (engl.: *multiple quantum wells*, MQW) oder viele gekoppelte Quantentöpfe (engl.: *superlattice*, SL) durch entsprechendes Abwechseln der Materialien und durch Wahl der Parameter wie Schichtdicke und Dotierung (Al-Gehalt) gewachsen werden können.

Die Kopplung der Quantentöpfe wird hauptsächlich über die Dicke der Barrieren bestimmt. So kann man die Wellenfunktionen bei ungekoppelten Quantentöpfen in den einzelnen Töpfen lokalisieren oder durch dünnere Barrieren das Tunneln zwischen verschiedenen Töpfen erlauben. Im Falle von Übergittern erfolgt eine Delokalisierung über das ganze Übergitter. Durch das Überlappen von Wellenfunktionen entstehen die sog. Minibänder (MB). In den verwendeten Übergitterstrukturen bilden sich senkrecht zu der Wachstumsrichtung die Minibänder für jede im ungekoppelten Quantentopf diskrete Energie E_n der Elektronen, der schweren und der

leichten Löcher aus. Die Energiedispersion ergibt sich aus einem Tight-Binding-Modell¹ zu

$$E_e(k_z) = E_n - \frac{\Delta_n}{2} \cos k_z d \quad (2.8)$$

mit der jeweiligen Minibandbreite Δ_n [9].

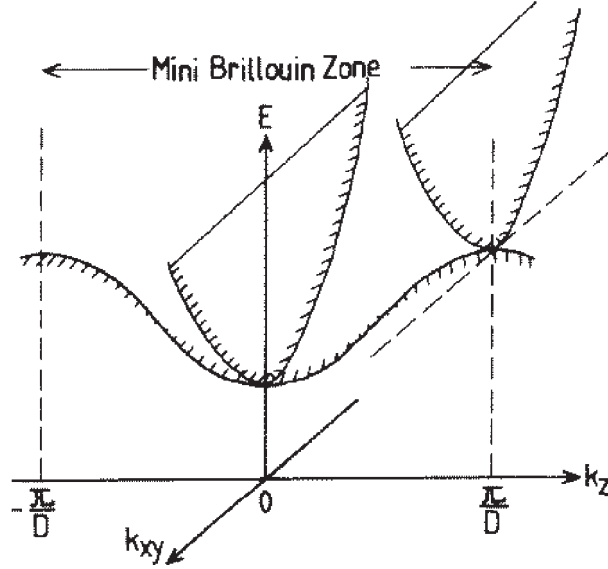


Abbildung 2.3.: Miniband-Energiedispersion in einem Übergitter. Parallel zu den Übergitterschichten (xy -Ebene) existiert die parabolische Dispersionsrelation eines Volumenmaterials. [9] entnommen.

Parallel zu den Übergitterschichten entsteht die normale parabolische Energiedispersion, wie sie in Abb. 2.3 zusammen mit der Energiedispersion in Wachstumsrichtung z des Übergitters dargestellt ist. Als Gesamtenergie des Teilchens bei isotropen effektiven Massen in der xy -Ebene ergibt sich:

$$E_n(\vec{k}) = E_n - \frac{\Delta_n}{2} \cos k_z d + \hbar^2 \frac{k_x^2 + k_y^2}{2m_{\text{eff}}}. \quad (2.9)$$

Die Übergitter-Wellenfunktionen ergeben sich zu

$$\psi(k_z, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N e^{ik_z nd} \phi(z - nd) \quad (2.10)$$

bei einem Übergitter von N Perioden mit Envelopefunktionen $\phi(z - nd)$ des Grundzustandes E_1 im isolierten Quantentopf n . Ein weiterer Parameter für die Kopplung zwischen den Quantentöpfen ist die effektive Masse. Die Wellenfunktionen von Elektronen mit einer geringeren effektiven Masse sind somit stärker gekoppelt als die von schweren Löchern mit einer großen effektiven Masse, die Breite der Lochminibänder wird daher geringer.

¹Es wird nur die Wechselwirkung zwischen nächsten Nachbarn betrachtet, diese sind aber stark gekoppelt [8].

2.1.4. Wannier–Stark–Leiter

Die periodische Bandstruktur eines Übergitters wird durch das Anlegen eines elektrischen Feldes F senkrecht zu den Schichtebenen in der Translationsinvarianz aufgebrochen. Mit dem Feld F werden die Einzelquantentopfniveaus um eFd energetisch gegeneinander verschoben. d ist dabei die Übergitterperiode. Mit steigendem Feld nimmt dabei die Kopplung der Niveaus stark ab, so daß eine Lokalisierung der Ladungsträgerwellenfunktionen in einzelnen Quantentöpfen einsetzt. Die Minibänder spalten in die sog. *Wannier–Stark–Zustände* auf [10]. Da die Stärke der Lokalisierung auch von der effektiven Masse der Ladungsträger abhängt, werden die schweren Löcher schon bei geringen Feldstärken von einigen kV/cm vollständig lokalisiert, während die Elektronen und die leichten Löcher noch über mehrere Übergitterperioden delokalisiert bleiben. Die Wellenfunktionen bleiben auf die Länge des verkippten Minibands beschränkt, so daß man für eine bestimmte elektrische Feldstärke eine Lokalisierungslänge λ definieren kann. Sie gibt das Verhältnis der Minibandbreite Δ zu der Aufspaltung der Niveaus eF an, und ist damit eine Größe zur Beschreibung der Verkipfung des Minibandes:

$$\lambda \approx \frac{\Delta}{eF} \approx \frac{4\gamma}{eF}. \quad (2.11)$$

γ ist das Überlappintegral der Wellenfunktionen benachbarter Quantentöpfe. Für eine energetische Verschiebung der Niveaus von der Minibandbreite ($eFd = \Delta$) sind die Wellenfunktionen vollständig in einzelnen Quantentöpfen lokalisiert.

Folgende zeitunabhängige Schrödinger–Gleichung beschreibt die Bewegung eines Elektrons in der Richtung z eines angelegten konstanten elektrischen Feldes F :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d}{dz^2} + eFz + U(z) \right) \psi(z) = E\psi(z), \quad (2.12)$$

wobei $U(z)$ das Übergitterpotential ist. Mit einem Tight–Binding–Ansatz kann die Schrödinger–Gleichung für ein Übergitter aus $2N + 1$ Perioden gelöst werden [10]. Der Nullpunkt des elektrischen Potentials liegt in der mittleren Periode. Durch Überlagerung der Grundzustands–Envelopefunktionen $\phi(z - nd)$ des isolierten Quantentopfs in der n -ten Periode ergeben sich die Envelopefunktionen $\psi_m(z)$ des Übergitters:

$$\psi_m(z) = \sum_{n=-N}^{+N} c_{(n-m)} \phi(z - nd). \quad (2.13)$$

Vernachlässigt man die Kopplung mit weiteren Minibändern und betrachtet nur die Wechselwirkungen zwischen den direkt benachbarten Töpfen, so werden die Koeffizienten $c_{(n-m)} = c_\nu$ ($\nu = n - m$) durch die Besselfunktionen J_ν gegeben [10]:

$$c_\nu = J_\nu \left(\frac{2\gamma}{eFd} \right) \approx \left(\frac{\Delta}{2eFd} \right). \quad (2.14)$$

Ohne elektrisches Feld ($F = 0$) ergibt sich das quasikoninuierliche Spektrum des Elektron Minibands:

$$\mathcal{E}(m) = E_1 - 2\gamma_{e1} \cos md \approx E_1 - \frac{\Delta_{e1}}{2} \cos md, \quad (2.15)$$

wobei m der Bloch-Wellenvektor ist.

Ein starkes elektrisches Feld ($NeFd \gg \Delta$) ermöglicht die Annäherung der Besselfunktionen durch

$$J_\nu \left(\frac{\Delta}{2eFd} \right) \approx \frac{1}{|\nu|!} \left(\frac{\Delta}{4eFd} \right)^{|\nu|} \quad (2.16)$$

und führt zu äquidistanten Eigenenergien der Elektronen und so zu der Ausbildung der Wannier-Stark-Leiter [11]:

$$\mathcal{E}(m) = E_1 + meFd, \quad -N \leq m \leq N. \quad (2.17)$$

Für die Loch-Zustände im Valenzband kann ein analoges Spektrum hergeleitet werden.

Je nach angelegtem Feld F ändert sich die Absorption von Elektron-Loch-Paaren, die durch Einstrahlung von Licht generiert werden. Im feldfreien Fall in Abb. 2.4a werden Photonen absorbiert, deren Energie größer (und kleiner) als die des Abstands der Oberkante (Unterkante) des n -ten Valenzminibands zu der Unterkante (Oberkante) des n -ten Leitungsminibands ist. Mit steigender Feldstärke werden Photonen statt in einem breiten Absorptionsband nur bei Energien in äquidistanten Abständen absorbiert. Diese kann man als die Wannier-Stark-Zustände des Valenz- und des Leitungsbandes identifizieren. Für einen Übergang müssen die Zustände des Elektrons und des Lochs einen Überlapp besitzen. Der Übergang zwischen einem Elektron-Zustand dessen Wellenfunktion im i -ten Quantentopf zentriert ist und einem Loch-Zustand, zentriert im j -ten Quantentopf, wird mit dem *Wannier-Stark-Index* $k = i - j$ bezeichnet. Zusätzlich erhält der Übergang ein vorangestelltes hh oder lh für Schwer- oder Leichtlochzustände. Bei Übergängen innerhalb eines Quantentopfs ($k = 0$) spricht man von *Intrawell*-, andernfalls ($k \neq 0$) von *Interwell*-Übergängen. In Abb. 2.4b sind einige Übergänge bei einer mittleren Feldstärke schematisch dargestellt. Übergänge mit positivem Index entsprechen dabei immer Übergängen mit höheren Energien als bei dem dazugehörige Intrawell-Übergang. Bei konstantem Feld über dem gesamten Übergitter haben Übergänge mit demselben Index k unabhängig von dem Quantentopf, in dem sie lokalisiert sind, die gleiche Energie, für die dann gilt:

$$\mathcal{E}_k(F) = \mathcal{E}_0(F) + keFd, \quad k = \dots, -1, 0, +1, \dots \quad (2.18)$$

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

$$\mathcal{E}_0(F) = E_{gap} + E_{1e}(F) + E_{1h}(F), \quad (2.19)$$

mit E_{gap} der Bandlücke des Halbleiters, aus dem das Topfmaterial des Übergitter besteht. Die Einzelquantentopfenergien E_1 sind nahezu konstant, erfahren aber Veränderungen durch z.B. den Stark-Effekt oder Vielteilchenwechselwirkungen bei verschiedenen Feldstärken. Bei den hier betrachteten Übergittern mit den kleinen Topfbreiten kann die Stark-Verschiebung jedoch vernachlässigt werden [12]. Durch die viel größeren effektiven Massen der schweren Löcher werden diese schon bei sehr viel geringeren Energien als die Elektronen lokalisiert. Man braucht nur von einer Ausdehnung der Elektronenwellenfunktionen im Übergitter auszugehen. Durch Erhöhung der Feldstärke werden schließlich auch die Wellenfunktionen der Elektronen

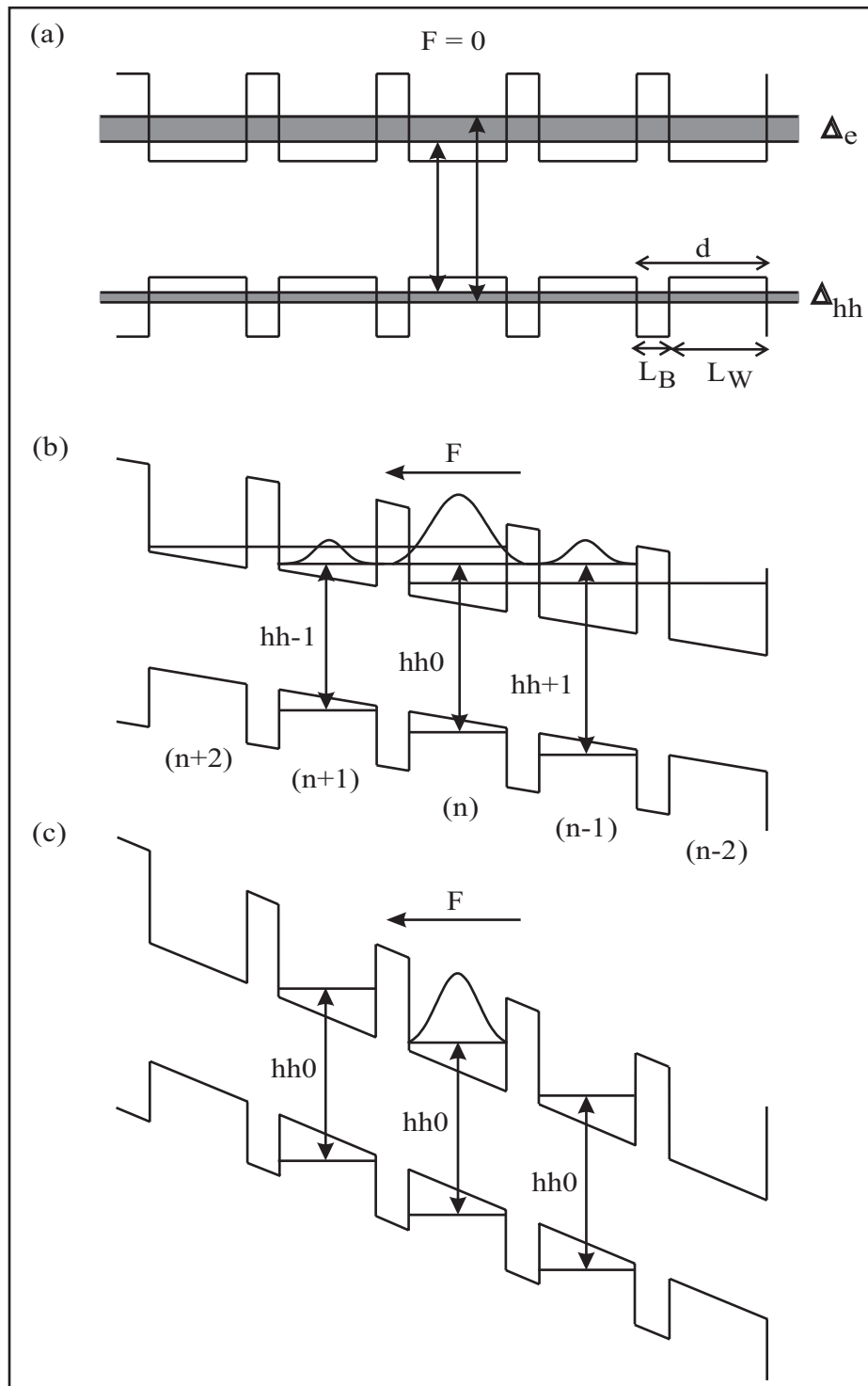


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung des Potentials einer Übergitterstruktur (a) im Minibandbereich (im feldfreien Fall), (b) im Wannier–Stark–Bereich (mittlere Feldstärken) und (c) bei vollständiger Lokalisierung (hohe Feldstärken). Die Übergitterperioden sind mit n , $n \pm 1$, $n \pm 2, \dots$ bezeichnet.

in einem Quantentopf lokalisiert (Abb. 2.4c), so daß nur noch Intrawell-Übergänge möglich sind. Die Intrawell-Übergänge entsprechen dann Energien nach Gl. (2.19):

$$\mathcal{E}_{l,m}(F) = E_{gap} + E_{le}(F) + E_{lh}(F), \quad (2.20)$$

mit der Auswahlregel $\Delta n = |l - m| = 0$.

Bei der Betrachtung der Wannier–Stark–Leiter spielen auch Vielteilcheneffekte eine Rolle, da ein Vergleich zwischen experimentellen Daten [13, 14] mit dem oben beschriebenen Einteilchen-Modell Unterschiede aufzeigt. Eine Beschreibung der Vielteilchen-Effekte ist in [15, 5] zu finden. In Abb. 2.5 ist die exzitonische Wannier–Stark–Leiter berechnet.

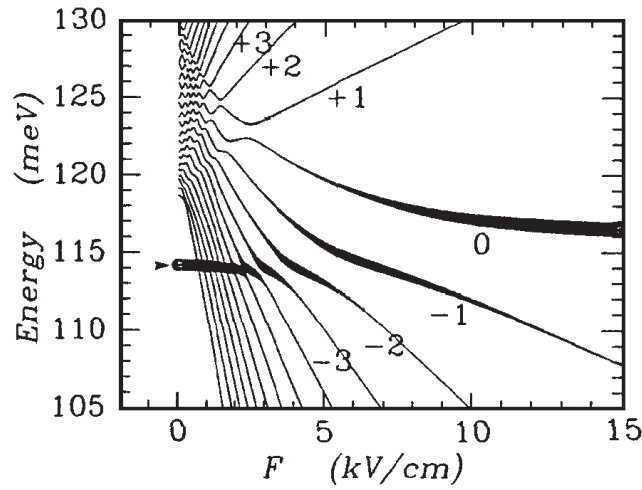


Abbildung 2.5.: Modellrechnungen aus [15] zur exzitonischen Wannier–Stark–Aufspaltung eines GaAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As-Übergitters mit einer Periodenlänge von 9 nm.

2.1.5. Bloch–Oszillationen

In einem Festkörper in einem elektrischen Feld werden die Ladungsträger beschleunigt. Sind die Felder hoch genug, so daß die Ladungsträger höhere Bandregionen erreichen, ohne gestreut zu werden, so verhalten sie sich wie Bloch-Elektronen [2]. In einem periodischen Potential ändert sich der k -Vektor in der Richtung parallel zum elektrischen Feld nach

$$\hbar \frac{dk}{dt} = eF \quad \Rightarrow \quad k(t) = \frac{1}{\hbar}(k_0 + eFt). \quad (2.21)$$

Mit der parabolischen Bandstruktur und der Linearität von k mit der Zeit ergibt sich eine oszillatorische Änderung der kinetischen Energie des Elektrons. Gleichzeitig ergibt sich eine räumliche Bewegung des Elektrons, das eine Zeit von

$$\tau_B = \frac{h}{eFd} \quad (2.22)$$

benötigt, um die Brillouin-Zone zu durchqueren. Ohne Streuung wird das Elektron an dem Rand der Brillouin-Zone durch Bragg-Reflexionen in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt („Umklapp“-Prozeß [16]). Es unterläuft so räumliche Oszillationen innerhalb der ersten Brillouin-Zone mit der in Gl. (2.22) gegebenen Periode und einer räumlichen Ausdehnung von

$$\lambda = \frac{\Delta}{eF}. \quad (2.23)$$

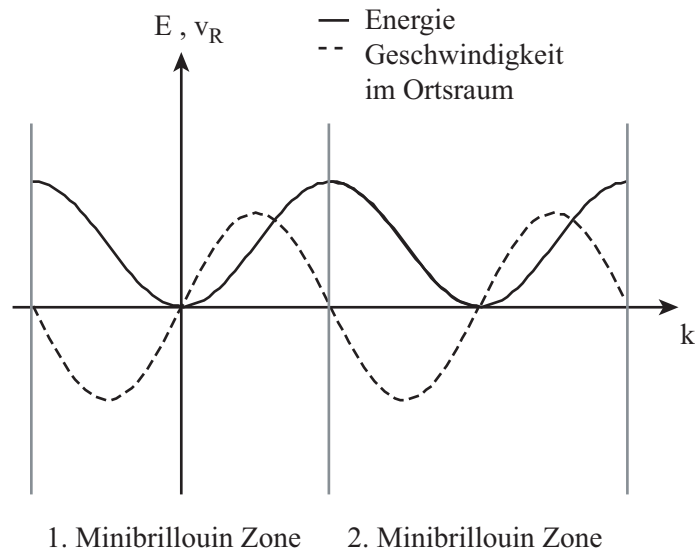


Abbildung 2.6.: Bloch-Oszillationen im semiklassischen Bild. Ein Elektron bei $k = 0$ bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit im k -Raum nach Einschalten des elektrischen Feldes. Bis zum Rand der ersten Brillouin-Zone nimmt es Energie aus dem Feld auf. Außerhalb verliert es Energie an das Feld und die Geschwindigkeit wird negativ. In der Mitte der zweiten Brillouin Zone hat das Elektron seine ursprüngliche räumliche Position wieder erreicht. [17] entnommen.

In Abb. 2.6 sind Bloch-Oszillationen im semiklassischen Bild dargestellt. In der ersten Brillouin Zone ist die Energie E und die Geschwindigkeit v_R eines Elektrons im Ortsraum gezeigt. Die Geschwindigkeit gibt sich zu:

$$v_R = \frac{\partial E}{\partial k}. \quad (2.24)$$

In der ersten Hälfte der Bewegung nimmt das Elektron Energie aus dem Feld auf, weil es sich mit ihm bewegt, in der zweiten Hälfte bewegt es sich gegen das Feld und verliert so Energie an das Feld, seine Geschwindigkeit wird negativ.

Die sog. *Bloch-Oszillationen* lassen sich auch in einem quantenmechanischen Bild beschreiben. In einem Feld bildet sich die in Abschnitt 2.1.4 beschriebene Wannier-Stark-Aufspaltung aus. Die Wellenfunktionen werden mit zunehmender Feldstärke lokalisiert. Durch die kohärente Anregung von mindestens zwei benachbarten Wannier-Stark-Zuständen werden die beiden

Zustände in Überlagerung gebracht. Diese Quantenschwebungen (engl.: *quantum beats*) schwingen mit der Periode

$$\tau = \frac{h}{|\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j|} = \frac{h}{eFd}, \quad (2.25)$$

also der Bloch–Periode aus Gl. (2.22). Die Wannier–Stark–Leiter im Frequenzbereich ist das Analogon der Bloch–Oszillationen im Zeitbereich.

Um Bloch–Oszillationen messen zu können, muß die Streuzzeit kleiner als die Bloch–Oszillationszeit sein, da sonst die Elektronen den Rand der ersten Brillouin–Zone gar nicht erreichen können. Demzufolge muß die Streuzzeit sehr klein oder die Feldstärke sehr groß sein. Bei Volumenhalbleitern sind die Spannungen, die an eine Probe angelegt werden müßten, um die entsprechenden Feldstärken erzielen zu können, so groß, daß man nahe an die Zerstörschwelle des Materials herankommt. Erst die Einführung von Übergitterstrukturen von ESAKI und TSU [1] mit den sehr viel größeren Gitterperioden bringt die Feldstärke in einen experimentell zugänglichen Bereich.

2.1.6. Landau–Niveaus

Die Energien freier Elektronen quantisieren in einem Magnetfeld in *Landau–Niveaus* [6]. In Effektivmassenäherung ohne Coulomb–Wechselwirkung kann man die Resultate für freie Ladungsträger auch auf ein Halbleiterübergitter übertragen. Liegt das Magnetfeld parallel zur Wachstumsrichtung z des Übergitters an und ist damit parallel zum elektrischen Feld, so beeinflussen sich Wannier–Stark– und Landau–Quantisierung nicht. Eine Geometrie, in der elektrisches und magnetisches Feld parallel zueinander liegen, bezeichnet man als Faraday–Geometrie. Die Ladungsträger vollziehen kreisförmige Zyklotronbewegungen um die Magnetfeldrichtung in der x, y Ebene. Die Kreisfläche S_n , auf der die Bewegung stattfindet, ist nach

$$S_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi eB}{h} \quad (2.26)$$

quantisiert. Die Energien der Ladungsträger sind gleichfalls quantisiert. Für sie gilt:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \frac{eB}{m^*} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \frac{v}{r_c}, \quad (2.27)$$

wobei ω_c die Zyklotronfrequenz ist, mit der das Elektron bzw. das Loch der effektiven Masse m^* die Kreisbewegungen auf einem Radius von r_c durchführt. Durch ein steigendes Magnetfeld B werden die Ladungsträger auf eine immer engere Bahn gezwungen, die Ladungsträgerwellenfunktionen werden stärker lokalisiert. Die Lokalisierungslänge der Wellenfunktionen bestimmt sich zu:

$$\mathcal{L} = \sqrt{\hbar/eB} \quad (2.28)$$

Abb. 2.7 zeigt die Aufspaltung der Minibänder bzw. Wannier–Stark–Zustände von Leitungs- und Valenzband in die Landau–Niveaus. Durch die unterschiedlichen effektiven Massen der

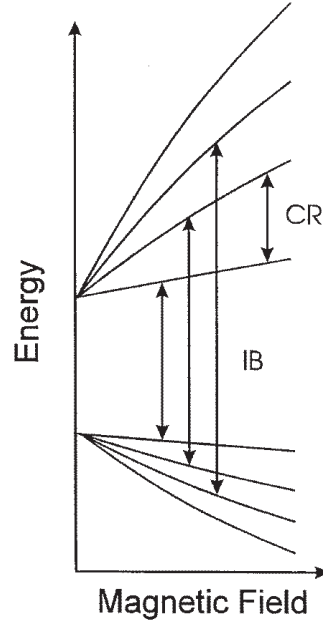


Abbildung 2.7.: Schematische Darstellung der Elektron- und Loch-Landau-Aufspaltung. Zyklotron Resonanzen (CR) und Interband Übergänge (IB) sind durch Pfeile dargestellt. [18] entnommen.

Elektronen und der schweren Löcher sind bei den letztgenannten die Landau-Niveaus dichter beieinander. Die Quantisierung setzt sich bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes aus zwei unabhängigen Termen zusammen:

$$E_{n,m}(B, \mathcal{E}) = E_0(B, \mathcal{E}) + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + keFd \quad (2.29)$$

wobei k der Wannier-Stark-Index und n der Landau-Index ist [19]. Für jeden Wannier-Stark Übergang bildet sich ein Landau-Fächer.

Durch eine Drehung des Magnetfeldes, so daß elektrisches und magnetisches Feld nicht mehr parallel zueinander liegen, erreicht man eine Kopplung zwischen Landau- und Wannier-Stark-Quantisierung. Den Extremfall, in dem das elektrische und das magnetische Feld senkrecht zueinander stehen, bezeichnet man als Voigt-Geometrie. Das Übergitterpotential, das magnetische Feld und das elektrische Feld konkurrieren um die Bestimmung der Quantisierung der exzitonischen Zustände in der Wachstumsrichtung [20]. Insbesondere konkurrieren die Quantisierungseffekte, wenn die Lokalisierungsängen $\lambda = \Delta/eF$ des elektrischen Feldes (Gleichung (2.23)) und $\mathcal{L} = \sqrt{\hbar/eB}$ des magnetischen Feldes (Gleichung (2.28)) in derselben Größenordnung liegen. Bei niedrigen magnetischen Feldern ist die Lokalisierung durch das Magnetfeld noch nicht so stark ausgeprägt, daß der Zyklotronradius in die Größenordnung der Übergitterperiode gelangt.

2.1.7. Zyklotronbewegung

Befinden sich freie Ladungsträger in einem Halbleiter, die sich aufgrund eines elektrischen Feldes bewegen, so wirkt auf sie in einem magnetischen Feld eine Lorentz-Kraft

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.30)$$

wenn die Bewegung der Ladungsträger in Richtung des elektrischen Feldes unter einem Winkel zu dem magnetischen Feld erfolgt. Durch Photogeneration erzeugte Ladungsträger werden dann auf eine Kreisbahn mit dem Radius

$$r_c = \sqrt{\frac{n\hbar}{eB}} \quad (2.31)$$

gezwungen. Dabei bezeichnet n das Landau-Niveau. Für $n = 1$ ergibt sich bei einem Magnetfeld von 1 T ein Zyklotronradius von $r_c = 25.7$ nm. Aus Gleichung (2.31) ergibt sich mit der effektive Masse m^* die Frequenz der Zyklotronbewegung [21]

$$\omega_c = eB/m^*. \quad (2.32)$$

Für effektive Massen von Halbleitern wie GaAs, InP oder InAs und Magnetfelder zwischen 1 T und 5 T ergeben sich Frequenzen im niedrigen THz-Bereich von 0.2 bis etwa 2 THz [21].

2.2. Kontaktschichten

Um unterschiedliche Aufspaltungen der Wannier–Stark–Leiter oder verschiedene Emissionsfrequenzen der Bloch–Oszillationen erreichen zu können, muß das Feld in der Probe variiert werden können. Dies geschieht durch Anlegen unterschiedlicher elektrischer Vorspannungen an Kontaktschichten der Probe. Diese Kontakte bestehen in der Regel aus aufgedampften Metallschichten, die mit dünnen Drähten kontaktiert werden. Je nach Art des Halbleiters und des Metalls entstehen andere Kontakte.

2.2.1. Schottky–Kontakte

Bei dem Übergang zwischen einem undotierten Halbleiter und einem Metall entsteht immer ein Schottky–Kontakt. Da der Halbleiter eine geringere Leitfähigkeit als das Metall besitzt, bildet sich in diesem eine Grenzschicht aus, die fast vollständig von Ladungsträgern entleert ist [6].

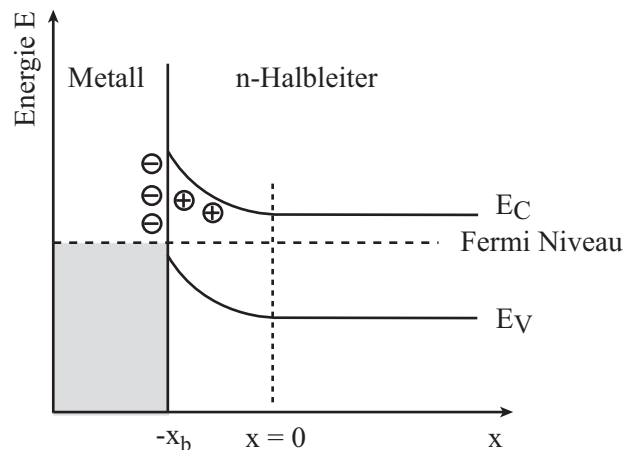


Abbildung 2.8.: Gleichgewichtszustand bei einer Schottky–Barriere zwischen einem Metall und einem n–Halbleiter. [6] entnommen.

Diese sog. Verarmungszone stellt eine Barriere für die Ladungsträger dar. Die Elektronen gehen in das Leitungsband des Metalls über und lassen im Halbleiter die positiv geladenen Ionen zurück. Mit Hilfe der Poissongleichung

$$\operatorname{div} \vec{D} = \frac{ne}{\varepsilon_0} \quad (2.33)$$

wobei n die Donatorenkonzentration ist, kann man die Breite x_b der Barriere bestimmen. Das allgemeine elektrische Potential $d^2\varphi/dx^2 = -ne/\varepsilon\varepsilon_0$ hat die Lösung

$$\varphi = - \left(\frac{ne}{2\varepsilon\varepsilon_0} \right) x^2. \quad (2.34)$$

Die Breite der Schottky-Barriere ergibt sich dann durch Einsetzen des Betrags des Potentials φ_0 zu

$$x_b = \sqrt{\left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0|\varphi_0|}{ne}\right)}, \quad (2.35)$$

wenn der Ursprung von x auf die rechte Kante der Grenzschicht gelegt wird. Die Grenzfläche Metall zu Halbleiter liegt bei $-x_b$. $-e\varphi_0$ ist die potentielle Energie, bezogen auf das Metall.

2.2.2. p- und n-Dotierungen

Durch die Dotierung mit Fremdatomen kann die Leitfähigkeit eines Halbleiters erhöht werden. Dazu werden Atome einer anderen Wertigkeit in ein Gitter eingebaut. Diese haben dann entweder ein überschüssiges Elektron, das nicht zur Bindung benötigt wird oder ein Elektron zuwenig für die Bindung, so daß ein Elektron von den Gitteratomen aufgenommen werden muß. Dadurch erhöht sich die Konzentration freier Elektronen im einen Fall und freier Löcher im anderen Fall. Diese können sich im Gitter „frei“ bewegen und so zum Ladungstransport beitragen.

Es entstehen sog. Donatoren- bzw. Akzeptorenniveaus unterhalb des Leitungsbands bzw. oberhalb des Valenzbandes. Die Situation ist im Bänderschema in Abb. 2.9 dargestellt.

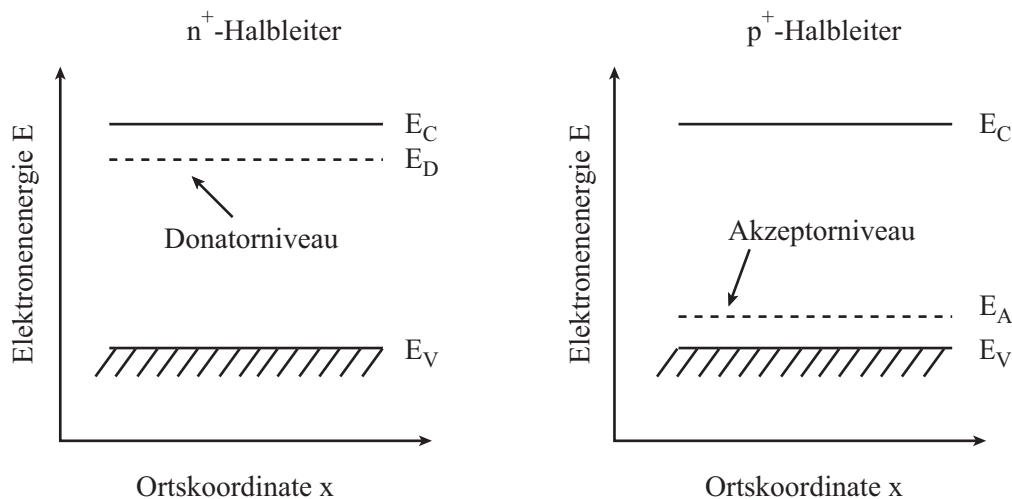


Abbildung 2.9.: Qualitative Lage der Grundzustandsniveaus von Donatoren und Akzeptoren in Bezug auf die Oberkante des Valenzbandes E_V und die Unterkante des Leitungsbandes E_C . [22] entnommen.

Die Fermi-niveaus liegen in der Mitte zwischen den Donator- bzw. Akzeptorniveaus und dem Leitungsband bzw. dem Valenzband. Durch Aneinanderreihung von p⁺-dotiertem, intrinsischem und n⁺-dotiertem Material, entsteht eine sog. *pin*-Diode, in der sich die Fermi-Niveaus angleichen und so das Band verkippen.

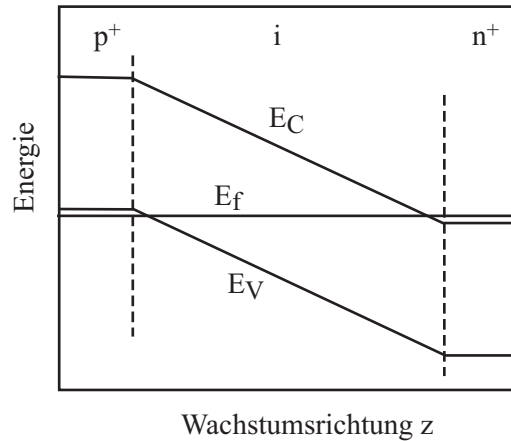


Abbildung 2.10.: Bandstruktur bei einer pin-Diode.

Die Fermi-Niveaus liegen innerhalb des Valenz- bzw. des Leitungsbandes, da die Halbleiter durch die hohe Dotierung degeneriert sind [23]. Gleichzeitig muß man bei einer so hohen Dotierung wie bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben ($3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) von der Vorstellung von einem diskreten Donator- bzw. Akzeptor-Niveau Abstand nehmen, die Zustände verbreitern sich zu Bändern. Mit der Verbreiterung der Niveaus zu Bändern ist auch die Lage der Fermi-Niveaus zu erklären: Die Donator- bzw. Akzeptor-Bänder lappen in das Leitungs- bzw. Valenzband hinein.

Mit der Dotierung soll die Schottky-Barriere, die bei direktem Kontakt zwischen Halbleiter und Metall entsteht, verhindert werden. Durch Herstellung möglichst ohmscher Kontakte ist die Spannung zum Erreichen eines elektrischen Feldes im Innern der Probe für alle Proben identischen Aufbaus etwa gleich und wird nicht durch unterschiedlich große zusätzliche Schottky-Barrieren verschoben. Durch die bessere Reproduzierbarkeit ist die Wahl von Parametern wie z.B. der Vorspannung oder der Anregungswellenlänge in Abhängigkeit von der Vorspannung, kann dadurch wesentlich vereinfacht werden. Die Herstellung ohmscher Kontakte, wie sie zwischen Metallen gebildet werden, erfordert eine sehr hohe Dotierung der Proben. Durch die Coulomb-Wechselwirkung ist der maximalen Konzentration von Fremdatomen allerdings eine Grenze gesetzt, die für unterschiedliche Dotanten variiert [24]. Im Falle von optischen Experimenten, in denen elektromagnetische Wellen in die Probe eingestrahlt oder von ihr abgestrahlt werden sollen, ist jedoch eine gute Transmission der dotierten Schichten notwendig. Ein Metall oder ein stark dotierter Halbleiter, der sich mit seinen Eigenschaften denen eines Metalls nähert, reflektiert im allgemeinen Licht im niederfrequenten THz-Bereich bis zum sichtbaren Frequenzbereich durch Plasmafrequenzen $\omega_p^2 = \frac{e^2 \rho}{m \epsilon_0}$ von etwa $\omega_p = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ bei einer Dotierung von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Erst bei einer geringen Dicke unterhalb der „Skin-“ oder Eindringtiefe $y = \frac{c}{2\omega k}$ [25] von $1 \mu\text{m}$ bei 1.5 THz kann die elektromagnetische Welle durch das Metall oder den Halbleiter transmittiert werden.

Durch Anregung mit einem ultrakurzen Laserpuls können Elektron–Loch–Paare generiert werden, wobei die Teilchen durch die unterschiedliche Ladung in entgegengesetzte Richtungen im Übergitter getrieben werden. In den dotierten Regionen an den Ober– bzw. Unterflächen der Proben werden die Ladungsträger durch Störstellen angesammelt [26]. Die Ansammlung von Ladungsträgern reduziert die effektive Spannung zwischen den Elektroden, was eine Änderung des Absorptionskoeffizienten aufgrund des Quantum Confined Stark Effekts (QCSE) und der Aufspaltung in die Wannier–Stark-Leiter bei verschiedenen Vorspannungen zur Folge hat. Die Rotverschiebung durch den sog. QCSE ist durch den Effekt des elektrischen Feldes auf die Lokalisierung der Löcher durch die größere effektive Masse bedingt. Die Elektronen und die Löcher werden zu entgegengesetzten Seiten der Töpfe getrieben [27]. Die Niveaus des Elektron–Subbandes sinken und die des Loch–Subbandes steigen, die Übergangsenergie für den Interband–Übergang sinkt. Gleichzeitig werden die Auswahlregeln gelockert, so daß die jetzt erlaubten Übergänge die Oszillatorstärke des Übergangs für $\Delta n = 0$ reduzieren. Das Absorptionsspektrum wird geglättet. Des weiteren wird die $\Delta n = 0$ Exzitonenbindungsenergie und –oszillatorstärke verringert, da der Überlapp der Elektronen und der Löcher reduziert wird.

2.3. Abschirmung

Abschirmung kann von verschiedenen Effekten herrühren. In Abschnitt 2.3.1 wird die Abschirmung infolge der elektrostatischen Wechselwirkung beschrieben. Durch Drift der Ladungsträger kann sich ein Gegenfeld aufbauen, welches das elektrische Feld abschirmt. Solche Effekte werden dann in Abschnitt 2.3.2 behandelt.

2.3.1. Elektrostatische Abschirmung

Das elektrische Potential einer Punktladung fällt im Normalfall mit $1/r$ ab. Ist eine positive Ladung allerdings in ein Elektronengas eingebettet, fällt das elektrische Feld schneller mit dem Abstand r ab, da sich Elektronen um die felderzeugende Ladung ansammeln und ihr Feld abschirmen. Mit der statischen dielektrischen Funktion $\varepsilon(\omega = 0, \vec{K})$ kann das statische Abschirmverhalten makroskopisch beschrieben werden [6]. Die Abhängigkeit von dem Wellenzahlvektor \vec{K} muß in Betracht gezogen werden, wenn Effekte durch räumliche Verschiebungen auftreten [7].

Da durch den Einbau von Fremdatomen in einen Halbleiter Überschußladungen erzeugt werden, wenn bei einer Dotierung mit höhervalenten Atomen (n-Dotierung) alle Überschußelektronen in das Leitungsband des Wirtsmaterials übergehen, kann man die folgenden Überlegungen anstellen. Mit einem abgeschirmten Coulomb-Potential kann die Wechselwirkung zwischen dem Fremdatom, das die Leitungselektronen streut und den Leitungselektronen beschrieben werden, aber auch die Wechselwirkung der Leitungselektronen untereinander.

Für eine Punktladung q in einem See aus Leitungselektronen kann man die Poisson-Gleichung für ein nicht abgeschirmtes Coulomb-Potential φ_0 als

$$\nabla^2 \varphi_0 = -\frac{q\delta(\vec{r})}{\varepsilon_0} \quad (2.36)$$

schreiben. Das Coulomb-Potential ist dabei $\varphi_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r}$ und erfüllt die Poissongleichung. In sphärischen Polarkoordinaten integriert man über eine kleine Kugel um den Ursprung. Unter Verwendung des *Satz von Gauß* befriedigt das Coulomb-Potential die Poisson-Gleichung [28]. Das Potential läßt sich auch in Fourierdarstellung als

$$\varphi_0(\vec{r}) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{K} \varphi_0(\vec{K}) \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}) \quad (2.37)$$

schreiben. Mit der Fourier-Darstellung der Deltafunktion in Gleichung (2.36)

$$\delta(\vec{r}) = (2\pi)^{-3} \int d\vec{K} e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}} \quad (2.38)$$

folgt $K^2 \varphi_0(\vec{K}) = q/\varepsilon_0$. Durch die zweifache Ableitung nach der Zeit in der Poisson-Gleichung ergibt sich mit der Operator Darstellung der Faktor $(iK)^2$ und damit der Faktor $-K^2$. Die

dielektrische Funktion ergibt eine Beziehung des Potentials einer einzelnen Ladung zum abgeschirmten oder totalen Potential $\varphi(\vec{K})$:

$$\varphi_0(\vec{K})/\varphi(\vec{K}) = \varepsilon(\vec{K}). \quad (2.39)$$

Für die sogenannte Thomas–Fermi–Form der Dielektrizitätsfunktion [6] findet man

$$\varphi(\vec{K}) = \frac{q}{\varepsilon_0(K^2 + k_s^2)}. \quad (2.40)$$

Durch Fourier–Transformation von $\varphi(\vec{K})$ erhält man das abgeschirmte Coulomb–Potential in der Ortsdarstellung

$$\varphi(r) = \frac{q}{\varepsilon_0(2\pi)^3} \int_0^\infty dK \frac{2\pi K^2}{K^2 + k_s^2} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) e^{iKr \cos \theta} = \frac{q}{2\pi^2 r} \int_0^\infty dK \frac{K \sin Kr}{K^2 + k_s^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r} e^{-k_s r} \quad (2.41)$$

mit dem Abschirmwellenvektor k_s , d.h. mit der Thomas–Fermi–Abschirmlänge $r_s = \frac{2\pi}{k_s}$ [6], der durch

$$k_s^2 \equiv \frac{3n_0 e^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_F} = \frac{(3/\pi)^{1/3} n_0^{1/3}}{\pi \varepsilon_0 a_0} = \frac{e^2 D(\varepsilon_F)}{\varepsilon_0} \quad (2.42)$$

gegeben ist. a_0 ist der Bohrsche Radius, n_0 ist die Ladungsträgerkonzentration und $D(\varepsilon_F)$ die Zustandsdichte eines freien Elektronengases, ε_F die Fermi–Energie. Steigt die Ladungsträgerkonzentration n_0 an, dann steigt auch k_s an und damit sinkt die Reichweite des Coulomb–Potentials durch den Exponentialfaktor $e^{-k_s r}$. Für verschwindende Ladungsträgerkonzentration erhält man das reine Potential $\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} q/r$. Das abgeschirmte Coulomb–Potential wird auch als *Yukawa–Potential* bezeichnet [8]. Dieses abgeschirmte Coulomb–Potential kann als Grundlage zur Beschreibung des Elektronen–Einfangs in Störstellen verwendet werden [29].

Mott–Dichte

Bei höheren Anregungsdichten verläßt man den Bereich der linearen Optik, Streuung zwischen Exzitonen und zwischen Exzitonen und freien Ladungsträgern sowie Abschirmung spielt eine immer größere Rolle, bis die Exzitonen schließlich in ein Elektron–Loch–Plasma aufgebrochen werden. Enthält das betrachtete System keine gebundenen Elektron–Loch–Paare, sondern freie Elektronen und Löcher, ist es nicht mehr möglich, die Aufspaltung der Wannier–Stark–Niveaus zu beobachten. Insofern stellt der Übergang von dem Exzitonen–Gas zu einem Elektron–Loch–Plasma einen Effekt dar, der neben der Abschirmung durch Ladungsträgeransammlung (Abschnitt 2.3.2) für das Verschwinden der Wannier–Stark–Leiter verantwortlich gemacht werden kann. Der Übergang zum Elektron–Loch–Plasma findet bei einer Ladungsträgerdichte n_M statt, die mit den in dieser Arbeit verwendeten Anregungsdichten verglichen werden kann. Durch den Übergang von einem nicht abgeschirmten Coulomb–Potential $\varphi_0(r)$ zu einem exponentiell abgeschirmten Coulomb–Potential $\varphi(r)$ (Yukawa–Potential, Abschnitt 2.3.1) für das Exziton in einem See freier Ladungsträger der Dichte n_P kann man die Dichte n_M bestimmen:

$$\varphi_0(r) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \frac{e^2}{|\vec{r}_e - \vec{r}_h|} \quad (2.43)$$

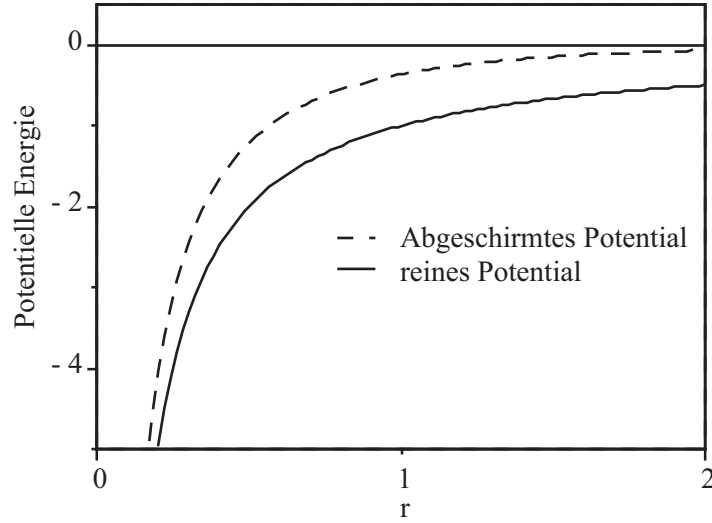


Abbildung 2.11.: Abgeschirmtes Coulomb-Potential im Vergleich mit dem reinen Potential. Der Abschirmparameter k_s wurde gleich Eins gesetzt. Nach [6].

geht über in

$$\varphi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon(n_P)} \exp\left\{-\frac{|\vec{r}_e - \vec{r}_h|}{l}\right\} \cdot \frac{e^2}{|\vec{r}_e - \vec{r}_h|}. \quad (2.44)$$

Fällt die Abschirmlänge l , bei der das Potential auf $1/e$ abgeschirmt ist, unter eine bestimmte Länge l_c , die kleiner als der exzitonische Bohr-Radius ist, so besitzt das Yukawa Potential keinen gebundenen Zustand mehr. Die kritische Länge l_c und der exzitonische Bohr-Radius a_B sind über die Gleichung [7]

$$a_B l_c^{-1} = 1.19 \quad (2.45)$$

miteinander gekoppelt. Für l_c wird die Thomas-Fermi-Abschirmlänge r_s aus Gleichung (2.42) verwendet

$$r_s^{-2} = \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0} D(\epsilon_F). \quad (2.46)$$

In der Effektivmassennäherung vereinfacht sich diese zu [7]:

$$r_s^{-1} = \left[\frac{3e^2}{\epsilon\epsilon_0\hbar^2} (m_e + m_h) \left(\frac{1}{3\pi^2} \right)^{2/3} n_P^{1/3} \right]^{1/2} \quad (2.47)$$

mit den effektiven Massen des Elektrons und des Lochs, m_e und m_h und der Plasmadichte n_P . Die Anregungsdichte

$$n_M = 1.19^6 a_B^{-6} \left(\frac{\epsilon_r \epsilon_0 \hbar^2}{3e^2} \frac{1}{(m_e + m_h)} \right)^3 (3\pi^2)^2 \quad (2.48)$$

bei der der Übergang des isolierenden Exzitonengases in den metallischen Zustand des Elektron-Loch-Plasmas stattfindet, wird als *Mott-Dichte* bezeichnet [7] und ergibt sich durch

Einsetzen der Thomas–Fermi–Abschirmlänge (2.47) in Gleichung (2.45) und durch Auflösen nach der Plasmadichte. ϵ_r ist die relative Dielektrizitätskonstante des Materials und m_e bzw. m_h sind die effektiven Massen des Elektrons bzw. des Lochs.

Für beispielsweise Germanium (Ge) findet der Übergang zu einem Elektron–Loch–Plasma bei einer Exzitonenkonzentration von über 10^{13} cm^{-3} bei einer Temperatur von 2 K statt. Die Exzitonen kondensieren zu einem Tröpfchen [6].

Die so bestimmte Ladungsträgerdichte n_M kann dann als Größe zum Vergleich der in den Messungen verwendeten Anregungsdichten benutzt werden.

2.3.2. Abschirmung des externen elektrischen Feldes durch Ladungsträgeransammlung

Störstellen (engl.: *trap*), die Elektronen bzw. Löcher einfangen, können eine Ursache für eine Abschirmung des von außen angelegten Feldes sein. Die Ladungsträger werden von einem einzelnen Ion eingefangen [6], stehen daher nicht mehr für den Ladungstransport zur Verfügung und behindern ihn sogar. Sind die Ladungsträger in den Störstellen gefangen, so verbleiben sie länger als ohne Einfang in dem Halbleiter und erhöhen damit die Ladungsträgerdichte. Bei genügend großen Verweildauern, d.h. größer als die in dieser Arbeit bei zeitaufgelösten Messungen verwendete inverse Repetitionsrate des Pulslasers von $(82 \text{ MHz})^{-1}$, entsprechend 12 ns Abstand zwischen dem Eintreffen der einzelnen Pulse, ist auch in einem gepulsten System kein vollständiges Rekombinieren der Ladungsträger vor Eintreffen des nächsten Pulses möglich. Die angesammelten Ladungsträger bauen zusätzlich ein Gegenfeld auf.

Im Bandkantenschema der Probe (Abb. 2.12a) sieht man deutlich die fehlende Barriere im Leitungsband, die durch die Modulation der Dotierung und des Aluminium–Gehalts an dieser Stelle zustande kommt. Potentialsprünge werden dadurch vermieden, es entsteht keine durch den Übergang zwischen zwei unterschiedlichen Materialien bedingte Ladungsträgerverarmungszone [31].

Ladungsträger in einem vorgespannten Halbleiter bewegen sich aufgrund der Drift im elektrischen Feld zu den Kontakten hin. Werden die Ladungsträger durch Störstellen (traps) eingefangen, können sie nicht mehr zu den Kontakten gelangen und abfließen. Mit steigender Dichte der Ladungsträger ist der Einfluß, den sie selbst auf das sie umgebende Potential haben, so groß, daß er nicht mehr vernachlässigt werden kann. Die Elektronen bewegen sich in Richtung der n^+ -dotierten Schicht und die Löcher in Richtung der p^+ -dotierten Schicht, entsprechend dem vorgegebenen äußeren Feld. Durch die Ansammlung der Ladungsträger in bzw. an den dotierten Schichten entsteht ein Gegenfeld, das bei genügend großer Anzahl von Ladungsträgern das äußere Feld der Probe vollständig abschirmt [32] und eine Flachbandsituation in der Probe herstellt. Durch die hohe Dotierung werden in den p^+ -Schichten Störstellen erzeugt, wodurch die Ladungsträger in den dünnen Schichten angesammelt werden [26] und so das äußere Feld abschirmen.

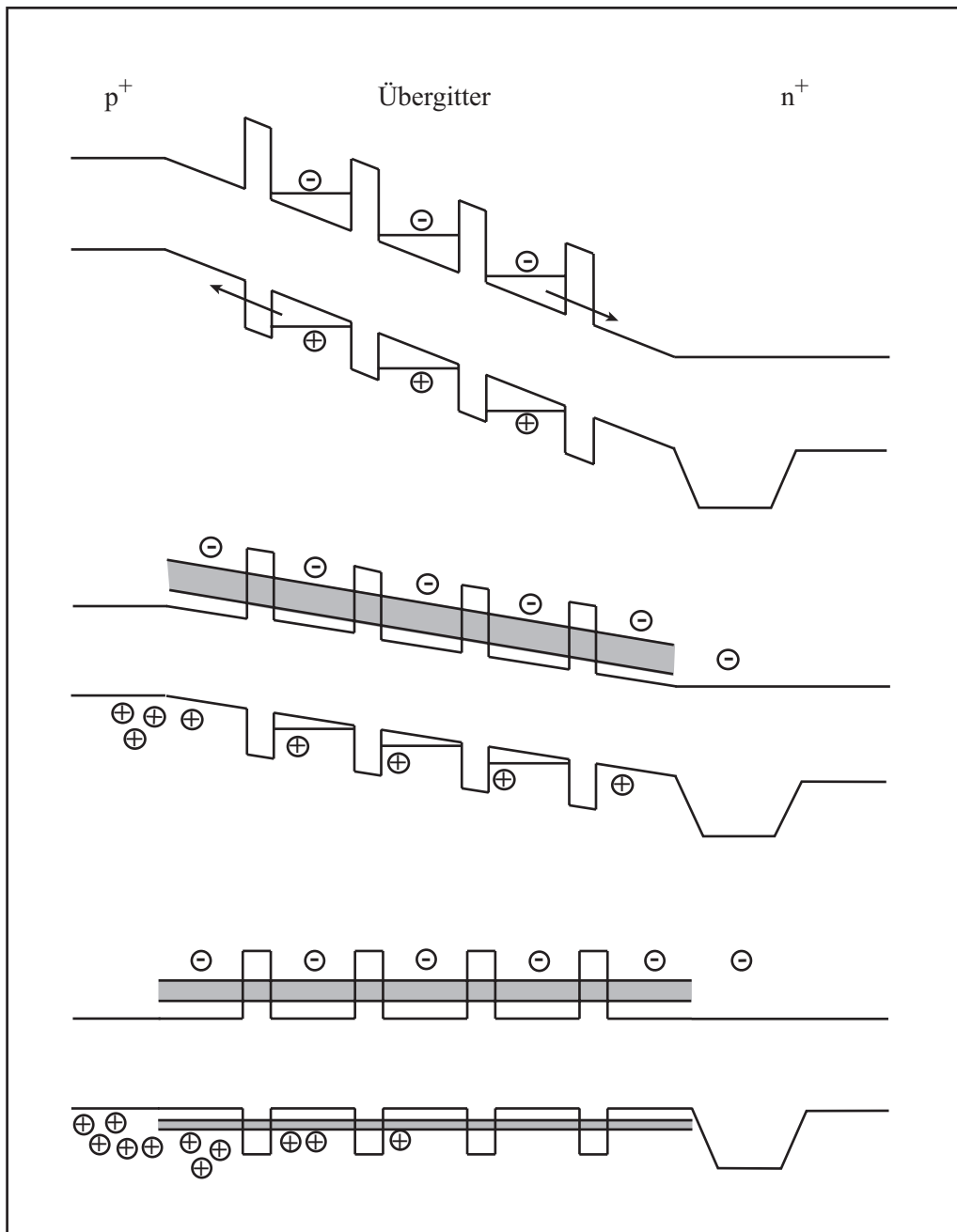


Abbildung 2.12.: Schematische Darstellung der elektrischen Feldabschirmung durch Ansammlung von Ladungsträgern an den dotierten Schichten. Im obersten Fall werden nur wenige Ladungsträger generiert, sie können noch abfließen. Mit steigender Ladungsträgerdichte sammeln sie sich in den dotierten Schichten an und beginnen so, das Feld abzuschirmen. Im letzten Fall hat die Abschirmung zu einer Reduzierung auf den Flachbandzustand geführt. Nicht maßstabsgetreu. Nach [30].

In Abb. 2.12 sind Situationen bei verschiedenen Anregungsdichten dargestellt. Bei einer geringen Anzahl von Ladungsträgern wird das äußere Feld nicht beeinflusst. Mit zunehmender Ladungsträgerdichte sammeln sich die Löcher an der p^+ -Schicht in Stöstellen an und können so nicht mehr zu den Kontakten gelangen und abfließen. Bei weiterer Erhöhung der Ladungsträgerdichte werden immer mehr Ladungsträger in der dotierten p^+ -Schicht angelagert, das äußere Feld wird vollständig abgeschirmt.

2.3.3. Anregungsdichten

Die Anregungsdichten werden je nach Laser-System (gepulst oder Dauerstrich, CW) verschieden bestimmt.

Gepulste Systeme

Die Anzahl der eingestrahnten Photonen pro Zeit wird über die eingestrahlte mittlere Leistung P und die Frequenz des Lichts ν bestimmt, indem zunächst die Energie eines Photons berechnet wird:

$$E_{\text{Photon}} = h \cdot \nu = \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.49)$$

Die Leistung des Laserpulses ergibt sich dann zu:

$$P = \frac{N_{\text{Photonen}} \cdot E_{\text{Photon}}}{\tau_P} \quad (2.50)$$

mit der Pulsdauer τ_P , was man mit Gleichung (2.49) in die Anzahl der Photonen N_{Photonen} pro Zeit umrechnen kann:

$$\frac{N_{\text{Photonen}}}{\tau_P} = \frac{P \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad (2.51)$$

Je nach der Dicke des Halbleiters werden nicht alle Photonen absorbiert, zusätzlich ergeben sich durch den hohen Brechungsindex Reflexionsverluste beim Eintritt in den Halbleiter. Aus diesem Grund generieren nur etwa 50% der auftreffenden Photonen ein Elektron-Loch-Paar. Im folgenden werden zur Vereinfachung Elektron-Loch-Paare einfach als Ladungsträger bezeichnet: N_{Photonen} pro Puls generieren $G = N_{\text{Ladungsträger}}/\tau_P = 0.5 \cdot N_{\text{Photonen}}/\tau_P$ Ladungsträger pro Puls.

In dem Fall gepulster Anregung reicht es aus, die generierte Ladungsträgerflußdichte G/A mit der beleuchteten Fläche A durch die Anzahl der Pulse pro Sekunde zu dividieren und die Volumendichte zu berechnen, es ergibt sich dann die Anregungsdichte pro Puls:

$$\frac{n_V}{\text{Puls}} = \frac{G}{\frac{\text{Pulse}}{s} \cdot A \cdot d_{\text{int}}}. \quad (2.52)$$

Die Anregungsdichte pro Puls reicht zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus, wenn die Verweildauer bzw. die Lebensdauer der Ladungsträger in der Probe so kurz ist, daß alle Ladungsträger rekombiniert haben oder über die Kontakte abgeflossen sind, bevor der nächste Puls eintrifft.

Dauerstrich (CW)–Systeme

Die Leistung des Laserstrahls in einem Dauerstrich–System ergibt sich zu:

$$P = \frac{N_{\text{Photonen}} \cdot E_{\text{Photon}}}{\Delta t}, \quad (2.53)$$

was man mit Gleichung (2.49) in die Anzahl der Photonen pro Zeit umrechnen kann:

$$\frac{N_{\text{Photonen}}}{\Delta t} = \frac{P \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad (2.54)$$

Ebenso wie in einem gepulsten System generieren nur etwa 50 % der auftreffenden Photonen ein Elektron–Loch–Paar, da Verluste durch eine zu geringe Dicke des Halbleiters und aufgrund von Reflexionen an der Grenzfläche auftreten: N_{Photonen} pro Zeiteinheit generieren $G = N_{\text{Ladungsträger}}/\Delta t = 0.5 \cdot N_{\text{Photonen}}/\Delta t$ Ladungsträger pro Zeiteinheit.

Da in einem Dauerstrich–System kontinuierlich Ladungsträger generiert werden, haben sie anders als in einem gepulsten System noch nicht alle wieder rekombiniert, bevor die nächsten Ladungsträger generiert werden. In diesem Fall muß man eine Differentialgleichung für die Volumenladungsträgerdichte n_V aufstellen:

$$\dot{n}_V = \frac{G}{A \cdot d_{\text{int}}} - \frac{n_V}{\tau} \quad (2.55)$$

mit der beleuchteten Fläche A und der Ladungsträgerlebenszeit τ , G/A wird als Ladungsträgerflußdichte bezeichnet. Da der stationäre Fall betrachtet werden soll ($\dot{n}_V = 0$), ergibt sich

$$n_V = \frac{G \cdot \tau}{A \cdot d_{\text{int}}}. \quad (2.56)$$

2.3.4. Einfang–Zeiten

Mit der vereinfachenden Annahme eines Plattenkondensators für die Probe kann man die Ladungsträgerdichte bestimmen, die notwendig ist, um ein elektrisches Feld in der Probe abzuschirmen. Mit den Kondensatorgleichungen

$$C = \frac{Q}{U} \quad \Rightarrow \quad U = \frac{Q}{C} \quad (2.57)$$

der Ladung Q und der Spannung U und

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} \quad (2.58)$$

mit der Dielektrizitätskonstante ε_0 und der relativen Dielektrizitätskonstante für GaAs $\varepsilon_r = 13.13$ [6] kann man die Verweildauer der Ladungsträger im Halbleiter abschätzen. Bei einer vollständigen Abschirmung entspricht die in oder an der p⁺–Schicht angesammelte Ladung

der Kondensatorladung. Schreibt man die Ladung Q als Ladungsdichte σ und multipliziert mit einer Fläche A , so ergibt sich mit Gleichung (2.58) aus Gleichung (2.57):

$$U = \frac{\sigma \cdot A \cdot d}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot A} \quad (2.59)$$

Mit dem elektrischen Feld $F = \frac{U}{d}$ erhält man

$$F = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}. \quad (2.60)$$

Für ein typisches Feld läßt sich dann die Ladungsdichte σ und aus dieser die Ladungsträgerdichte $\frac{N}{A} = \frac{\sigma}{e}$ bestimmen. Mit einer Ladungsträgerflußdichte G/A (Anzahl der generierten Ladungsträgerpaare pro Fläche pro Zeiteinheit) kann man mit Gleichung (2.56) auf die Verweildauer τ der Ladungsträger in der Probe zurückrechnen. Eine übliche Feldstärke von beispielsweise 10 kV/cm kann mit einer Flächenladungsdichte von $1.16 \cdot 10^{-4} \text{ Asm}^{-2}$ abgeschirmt werden, was einer Ladungsträgerdichte von $7.25 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ entspricht. Bei einer angenommenen Verweildauer in der Probe von 200 ps braucht man zur Abschirmung des Feldes einen Ladungsträgerfluß von $3.62 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Kennt man die Ladungsträgerflußdichte G/A kann man umgekehrt auf die Verweildauer τ der Ladungsträger in der Probe schließen.

2.4. Auswertung der THz-Daten

Zur Auswertung der THz-Daten, insbesondere von Transmissions- und Reflexionsmessungen werden verschiedene Modelle verwendet, die im folgenden erläutert werden.

2.4.1. Drude-Modell

Ladungsträger in einem dielektrischen Material und näherungsweise auch in einem Halbleiter können als getriebene, gedämpfte Oszillatoren vor einem Ladungshintergrund angesehen werden [25]. Abb. 2.13 zeigt schematisch ein Elektron vor einem Ladungshintergrund. Das Elektron ist in diesem Bild mit einer Feder an den Hintergrund gekoppelt.

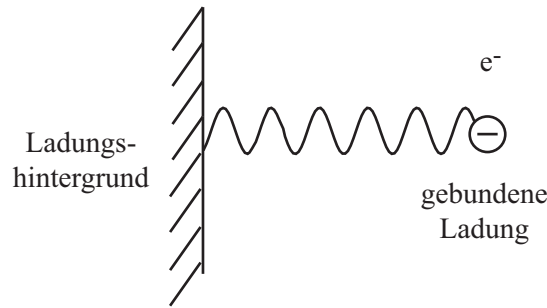


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung eines gebundenen Elektrons vor einem Ladungshintergrund.

Die Differentialgleichung des Elektrons

$$m(\ddot{x} + \Gamma\dot{x} + \Omega_0^2 x) = eE, \quad (2.61)$$

die sich aus der rücktreibenden Kraft $m\Omega_0^2 x$ mit der Eigenfrequenz Ω_0 , der Dämpfung durch Stöße mit anderen Ladungsträgern mit der Dämpfungskonstante $m\Gamma$, und der antreibenden Kraft eE durch das elektrische Feld des Ladungshintergrundes zusammensetzt, führt modellhaft für eine Dimension zu der Differentialgleichung der Polarisation $P = ex\rho$ mit der Ladungsträgerdichte ρ [33]:

$$\ddot{P} + \Gamma\dot{P} + \Omega_0^2 P = \omega_p^2 \varepsilon_0 E, \quad (2.62)$$

$\omega_p^2 = \frac{e^2 \rho}{m \varepsilon_0}$ wird dabei als Plasmafrequenz bezeichnet. Mit den Maxwell-Gleichungen [34] und dem Verschiebungsfeld

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.63)$$

sowie der linearen Beziehung zwischen elektrischem Feld \vec{E} und der Polarisation \vec{P} über die

Suszeptibilität² χ : $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$ kann man die dielektrische Funktion ε definieren:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}. \quad (2.64)$$

Die komplexe Lösung der Differentialgleichung (2.62) ergibt dann mit Gleichung (2.64) einen Ausdruck für ε , wobei ε_∞ hinzugefügt wird:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma}. \quad (2.65)$$

Dies wird als das sog. *Drude-Modell* [35] der Leitung in dielektrischen Materialien bezeichnet. Die komplexe Dielektrizitätsfunktion $\varepsilon = \varepsilon_{\Re} + i\varepsilon_{\Im}$ ist das Quadrat des komplexen Brechungsindex $\tilde{n} = n + ik$:

$$\tilde{n}^2 = \varepsilon. \quad (2.66)$$

Der Zusammenhang zwischen der dielektrischen Funktion ε und der komplexen Leitfähigkeit $\sigma = \sigma_{\Re} - i\sigma_{\Im}$ [36] lautet:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}. \quad (2.67)$$

Kennt man also den komplexen Brechungsindex \tilde{n} , kann man die Dielektrizitätsfunktion ε über die Gleichungen $\varepsilon_{\Re} = n^2 - k^2$ und $\varepsilon_{\Im} = 2 \cdot n \cdot k$ bestimmen, und aus diesen wiederum die komplexe Leitfähigkeit: $\sigma_{\Re} = 4\pi\varepsilon_0 n k f$ und $\sigma_{\Im} = (n^2 - k^2 - \varepsilon_\infty) 2\pi\varepsilon_0 f$ mit der Frequenz $2\pi f = \omega$.

In einer Näherung mit $\omega \ll \Gamma$ und $\omega^2 \ll \omega_p^2$ kann man die dielektrische Funktion vereinfacht als $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - i \frac{\omega_p^2}{\omega\Gamma}$ schreiben.

2.4.2. Matrix-Methode zur Berechnung des komplexen Brechungsindex

Beim Durchgang durch dünne dielektrische Schichten müssen Vielfachreflexionen und die Absorption im Medium berücksichtigt werden. Es müssen alle hin- und rücklaufenden Wellen phasenrichtig aufsummiert werden, um die resultierende Transmission bzw. Reflexion zu erhalten. Eine Möglichkeit ist dabei das Zusammenfassen aller hin- und rücklaufenden Wellen zu einem Bündel. Bei mehr als einer Schicht bietet sich dann eine Matrixdarstellung an.

Abb. 2.14 zeigt die Systematik der Nomenklatur in einer Schichtstruktur mit die Struktur durchlaufenden Lichtwellen. Die einzelnen Schichten werden von (0) bis (f) durchnummeriert, die Teilsummen aller hin- bzw. zurücklaufenden Wellen in der Schicht i werden mit E_i bzw. E'_i bezeichnet.

Mit den Stetigkeitsbedingungen von E_\perp und H_\perp ergibt sich an einer Grenzfläche zweier Schichten j und $j+1$ [34]:

$$E_{j+1} + E'_{j+1} = E_j + E'_j \quad \text{und} \quad H_{j+1} + H'_{j+1} = H_j + H'_j. \quad (2.68)$$

²Von einem Potenzreihenansatz, mit dem die Beziehung zwischen \vec{P} und \vec{E} angenähert werden kann, wird nur der lineare Term berücksichtigt. Im allgemeinen gibt es noch Terme höherer Ordnungen, die in Betracht gezogen werden müßten.

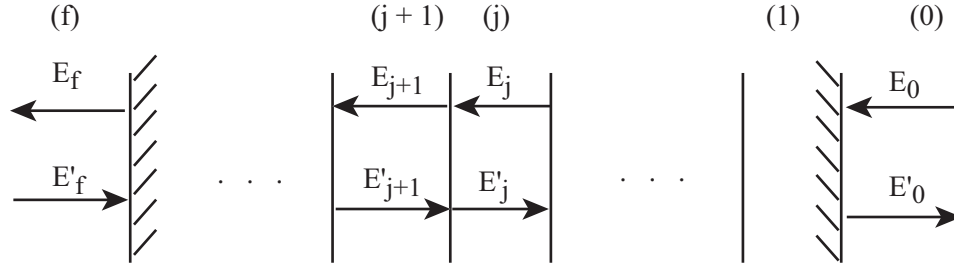


Abbildung 2.14.: Nomenklatur zur Zusammenfassung von hin- und rücklaufenden Strahlen in einer Schichtstruktur. Die Schicht (0) bezeichnet das Vakuum, aus dem die Strahlung in die Struktur eintritt. Die Austrittsseite (f) ist Vakuum. Mit E_i ist die hinlaufende Welle bezeichnet, E'_i bezeichnet die zurücklaufende Welle in der Schicht i . Nach [33].

Mit der Beziehung zwischen H und E :

$$i\vec{k} \times \vec{E}(\vec{k}, \omega) = \frac{i\omega}{c} \vec{H}(\vec{k}, \omega) \quad (2.69)$$

und der Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega)$ [8] ergibt sich dann

$$E_{j+1} + E'_{j+1} = E_j + E'_j \quad \text{und} \quad \tilde{n}_{j+1} E_{j+1} - \tilde{n}_{j+1} E'_{j+1} = \tilde{n}_j E_j - \tilde{n}_j E'_j, \quad (2.70)$$

wobei die negativen Vorzeichen durch die Richtungsumkehr von \vec{k} bei den zurücklaufenden Wellen bedingt ist. Diese Gleichungen lassen sich in folgende Matrizenform übertragen:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \tilde{n}_{j+1} & -\tilde{n}_{j+1} \end{pmatrix}}_{\hat{B}_{j+1}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} E_{j+1} \\ E'_{j+1} \end{pmatrix}}_{\vec{V}_{j+1}} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \tilde{n}_j & -\tilde{n}_j \end{pmatrix}}_{\hat{B}_j} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} E_j \\ E'_j \end{pmatrix}}_{\vec{V}_j}. \quad (2.71)$$

Die erste Übergangsmatrix \hat{B}_{j+1} beschreibt den Ein- und Austritt in das bzw. aus dem Medium $j+1$, die zweite (\hat{B}_j) entsprechend für das Medium j . Der Vektor, der das elektrische Feld in der Schicht i beschreibt, wird mit \vec{V}_i bezeichnet.

Der Vektor $\vec{V}_{j+1} = \begin{pmatrix} E_{j+1} \\ E'_{j+1} \end{pmatrix}$, der das elektrische Feld E_{j+1} bzw. E'_{j+1} der hinlaufenden Strahlen bzw. der zurücklaufenden Strahlen in der Schicht $j+1$ beinhaltet, wird demnach durch folgende Matrixkette beschrieben:

$$\vec{V}_{j+1} = \hat{B}_{j+1}^{-1} \hat{B}_j \vec{V}_j. \quad (2.72)$$

Neben Matrizen für den Übergang zwischen zwei Schichten benötigt man noch eine Beschreibung für den Durchgang durch eine Schicht. Die Propagation in der Schicht j wird durch eine weitere Matrix \hat{P}_j beschrieben:

$$\vec{V}_j(\text{Schichtende}) = \underbrace{\begin{pmatrix} e^{ik_j d_j} & 0 \\ 0 & e^{ik_j d_j} \end{pmatrix}}_{\hat{P}_j} \cdot \vec{V}_j(\text{Schichtanfang}) \quad (2.73)$$

mit der Dicke der jeweiligen Schicht d_i und dem komplexen Brechungsindex $\tilde{n}_i = n_i + ik_i$. Für das gesamte Schichtsystem ergibt sich dann eine Matrixkette der folgenden Form:

$$\vec{V}_f = \hat{B}_f^{-1} \dots \hat{P}_j \hat{B}_j^{-1} \hat{B}_{j-1} \dots \hat{P}_1 \hat{B}_1^{-1} \hat{B}_0 \vec{V}_0 = \hat{M}_{\text{Res}} \cdot \vec{V}_0 \quad (2.74)$$

Durch Messung des reflektierten und des transmittierten Strahls an einer bzw. durch eine Schichtstruktur kann man auf die optischen Eigenschaften zurückschließen. Mit dem End- und dem Anfangsvektor $\vec{V}_f = \begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix}$ und $\vec{V}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix}$ ergibt sich die Reflexion und die Transmission aus den Matrixelementen. Der komplexe Brechungsindex $\tilde{n} = n + ik$ ist in den Propagations- und Übergangsmatrizen in Gleichung (2.74) enthalten, so daß sich bei bekanntem \tilde{n} die Koeffizienten bestimmen lassen. Umgekehrt kann durch gezieltes Variieren von n und k eine Kombination von n und k gefunden werden, die die gemessenen Werte für \vec{V}_f und \vec{V}_0 (d.h. die komplexen Größen r und t) reproduziert.

Für jede Frequenz werden mit einem numerischen Verfahren (eine Kombination aus Monte Carlo-Verfahren und anschließendem Newton-Raphson-Verfahren zur Nullstellenbestimmung) Werte für n und k gesucht, die die gemessenen Transmissions- bzw. Reflexionsdaten wiedergeben. Stimmen die numerisch bestimmten Werte in bestimmten Grenzen mit den gemessenen überein, so erhält man einen Lösungspunkt (n, k) . Für eine Frequenz erhält man bei der Bestimmung mit allein der Amplitude oder der Phase der Reflexion bzw. der Transmission eine Kurve von möglichen Lösungspunkten. Mit der vollständigen komplexen Reflexion bzw. Transmission erhält man isolierte Schnittpunkte der zwei Kurven. Für jede Frequenz wird der Vorgang wiederholt.

In dieser Arbeit werden mit Hilfe der beschriebenden Matrix-Methode zwei verschiedene Schichtsysteme untersucht. Beide untersuchten Schichtstrukturen bestehen aus einem relativ dünnen Film auf einer dicken dielektrischen Schicht. Es handelt sich zum einen um einen ITO-Film auf einem Glassubstrat (Abschnitt 4.5) und zum anderen um verschiedene hochdotierte dünne p⁺-Schichten auf GaAs-Substraten (Abschnitt 4.1.3).

3. Experimentelle Methoden

Vor der Messung von Bloch-Oszillationen aus Halbleiterübergittern sind eine Vielzahl von Messungen zur Charakterisierung der Proben notwendig, um die am meisten geeignete Probe und die für diese optimalen Parameter, wie z.B. Anregungsenergie, Anregungswellenlänge und spektrale Breite der Anregung zu ermitteln. So werden Photostrommessungen zur Bestimmung der Wannier-Stark-Aufspaltung in Abhängigkeit von der Anregungsdichte durchgeführt, während Transmissions- und Reflexionsmessungen Aufschluß über die entsprechenden Eigenschaften der Proben geben.

Es muß sowohl bei der prinzipiell einfachen Photostromspektroskopie, als auch bei der Ultrakurzzeitspektroskopie eine aufwendige und zeitintensive Probenpräparation betrieben und auf eine sorgfältige Vorbereitung und Durchführung der Messung geachtet werden. Die Präparation der Halbleiterstrukturen und somit die Qualität der elektrischen Kontakte hat einen erheblichen Einfluß auf die Qualität der Messungen und auf Feldabschirmungseffekte bei höheren Anregungsdichten. Die bei den Emissionsmessungen verwendeten photokonduktiven Antennen erfordern eine sorgfältige und saubere Herstellung der Metallisierungen und Kontakte, da schlechte Kontakte erheblich zum Meßrauschen beitragen. Sowohl die Messung von Bloch-Oszillationen in Emission, als auch Zyklotronemissions- und Photostrommessungen müssen bei Temperaturen in der Regel unter 20 K durchgeführt werden, was den Gebrauch eines Kryostaten notwendig macht. Die Emissionsmessungen im THz-Bereich werden durch Wasserabsorptionen in der Qualität eingeschränkt, so daß mit warmem Stickstoffgas der Wasserdampf aus dem Aufbau herausgegespült werden sollte. Bei THz-Emissionsmessungen ist die Strahlführung des THz-Strahls und die Fokussierung auf die Antenne von erheblichem Einfluß auf die Bandbreite der Messung [37]. Die niedrigen Ströme im pA-Bereich, die sowohl bei der Photostromspektroskopie, als auch bei Emissionsmessungen mit Antennen gemessen werden, erfordern die Verwendung von rauschunterdrückenden und signalverstärkenden Meßtechniken. Um Photostromspektren bei höheren Anregungsdichten aufzunehmen, steht ein Zweifarben Ti:Saphir Laser zur Verfügung, dessen Wellenlänge nur manuell zu verstellen ist. Aus diesem Grund wird statt der Wellenlänge die Vorspannung der Proben mit dem Rechner gesteuert. Die Messungen sind dadurch sehr zeitaufwendig und können erst nach Aufnahme aller Wellenlängen interpretiert werden. Eine Korrektur evtl. falscher Vorspannungsparameter kann somit erst nach einer vollständigen Messung vorgenommen werden.

Im folgenden werden zunächst die in dieser Arbeit untersuchten Proben, ihre Struktur und die Probenpräparation beschrieben. Im Anschluß daran werden die für die Messungen verwendeten Kryostat-Systeme und die verschiedenen Meßaufbauten vorgestellt.

3.1. Die Proben

3.1.1. Der Probenaufbau

Es wurden Proben unterschiedlicher Struktur, wie Halbleiterübergitterproben, Volumenhalbleiterproben sowie Volumenhalbleiter mit einer zusätzlichen dotierten dünnen Schicht untersucht.

Die mit zeitaufgelösten Meßtechniken und Photostromspektroskopie untersuchten GaAs/AlGaAs-Übergitterproben I 2816 und II 3572 wurden am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik in Freiburg von K. KÖHLER mittels Molekularstrahlepitaxie (engl.: Molecular Beam Epitaxie, MBE) hergestellt. Dabei sind die Proben I 2816 und II 3572 Proben von der gleichen Übergitter-Struktur wie die schon untersuchte Probe II 1637 [4], wurden aber als pin-Dioden gewachsen. Eine weitere Übergitterprobe (M4.365) wurde von T. GRAHN und R. HEY am Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik in Berlin ebenfalls mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen.

Schichtdicke	Material	Dotierung
20.0 nm	GaAs:Be	$3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, p ⁺
25.0 nm	GaAs	i
1.7 nm	Al _{0.3} Ga _{0.7} As	i
<i>folgende Sequenz 35× wiederholt:</i>		
9.7 nm	GaAs	i
1.7 nm	Al _{0.3} Ga _{0.7} As	i
<i>Ende der periodischen Übergitterstruktur</i>		
25.0 nm	GaAs	i
100.0 nm	Al _x Ga _{1-x} : Si, $x = 0.3 \rightarrow 0.0$	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \rightarrow 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
800.0 nm	Al _{0.3} Ga _{0.7} As : Si	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
170.0 nm	Al _x Ga _{1-x} As : Si, $x = 0.3 \rightarrow 0.0$	$2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
100.0 nm	GaAs: Si	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	n ⁺ -GaAs-Substrat	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Tabelle 3.1.: Probenaufbau der Übergitterprobe II 2816 (pin-Diode)

Die Übergitter-Proben I 2816¹, II 3572² und M4.365³ haben jeweils 35 Perioden mit einer Dicke der $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Barrieren von 1.7 nm und einer Dicke der GaAs-Töpfe von 9.7 nm. Diese Schichten sind auf einem n^+ -dotierten GaAs-Substrat gewachsen. Die Deckschicht der Proben ist p^+ -dotiert und besteht bei der Probe I 2816 aus einer 20 nm dicken $3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ GaAs:Be-Schicht, bei der Probe II 3572 aus einer 75 nm dicken $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ GaAs:Be-Schicht und bei der Probe M4.365 aus einer 30 nm dicken $3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ GaAs:C-Schicht. Zwischen der Übergitterstruktur und den n^+ - bzw. den p^+ -dotierten Schichten befinden sich GaAs- bzw. AlGaAs-Pufferschichten. Diese dienen dazu, das über der Probe angelegte Feld zu homogenisieren [38]. Die Struktur der Probe I 2816 ist exemplarisch in Tab. 3.1 dargestellt.

Eine weitere Übergitterprobe mit den gleichen Übergitterparametern (35 Perioden, 9.7 nm GaAs-Töpfe und 1.7 nm $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Barrieren) wurde von der RWTH Aachen, Arbeitsgruppe von H. KURZ, kurzzeitig zur Verfügung gestellt. Statt der p^+ Dotierung auf der Probenseite hat diese Probe eine Pufferschicht und ist daher als Schottky-Diode gewachsen. Hergestellt wurde die Probe ebenfalls von K. KÖHLER mit MBE. Diese Probe wurde vollständig in Aachen präpariert.

Ebenfalls mit zeitaufgelöster Spektroskopie wurde eine GaAs-Volumenmaterial-Probe II 3315 untersucht, die von K. KÖHLER als pin-Diode mit MBE gewachsen wurde. Die Probe II 3315 besteht aus einer intrinsischen Schicht, eingebettet in eine p^+ -Schicht und eine n^+ -Schicht (Tab. 3.2).

Schichtdicke	Material	Dotierung
20 nm	GaAs:Be	$3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$, p^+
1400 nm	GaAs	i
Substrat: $\approx 500 \mu\text{m}$	GaAs:Si	$2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, n^+

Tabelle 3.2.: Probenaufbau der GaAs-Volumenmaterial-Probe II 3315 (pin-Diode)

Auf ihre THz-Transmissionseigenschaften wurden drei Proben II 3436, II 3437 und II 3438 aus Freiburg untersucht, bei denen unterschiedlich dicke und verschieden dotierte Schichten sowie 200 nm undotiertes GaAs auf ein GaAs-Substrat aufgewachsen sind (Tab. 3.3).

Probe	Dicke der p^+ -Schicht	Dotierung
II 3436	20 nm	$3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$, p^+
II 3437	50 nm	$3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, p^+
II 3438	50 nm	$3 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$, p^+

Tabelle 3.3.: Schichtdicken und Dotierungen der Transmissions-Proben. Intrinsische Schicht bei allen Proben: 200 nm.

¹Proben des Wafers I 2816 werden mit $pixx$, wobei xx eine fortlaufende Nummer ist, bezeichnet.

²Proben des Wafers II 3572 werden entsprechend mit $slyy$ bezeichnet.

³Die Proben des Wafers M3.365 werden mit $bezz$ bezeichnet, wobei be für Berlin steht.

3.1.2. Die Probenpräparation

Zur Untersuchung der meisten verwendeten Proben muß an diese eine externe Vorspannung angelegt werden. Erst mit der externen Vorspannung können Bloch-Oszillationen oder Zyklotronemissionen in der Frequenz durchgestimmt werden. Dies erfordert eine aufwendige Probenpräparation.

In alle Aufbauten können nur Proben einer Größe von ca. 1 cm^2 eingebaut werden, so daß die Proben, die in halben oder viertel 2-Zoll-Wafern vorliegen, mit einem Diamantritzer geschnitten werden müssen. Bevor die Proben präpariert werden können, muß ein sorgfältiger Reinigungsvorgang durchgeführt werden. Die Proben werden nach dem Schneiden mit Stickstoffgas abgepustet, um Staub von den Bruchkanten von der Probe zu entfernen. Anschließend werden sie naßchemisch, wie in Tabelle 3.4 beschrieben, gereinigt.

Um an die pin- und die Schottky-Dioden eine externe Spannung anlegen zu können, wobei das Feld in der Probe nicht durch Feldabschirmung verfälscht werden soll, müssen nach Möglichkeit ohmsche Kontakte hergestellt werden. Zur Herstellung der Kontakte wird eine 200 nm dicke AuGe-Schicht aufgedampft, die anschließend eingetempert wird. Vor dem Bedampfen werden die Proben mit Photolack auf einen Siliziumwafer aufgeklebt und die Ränder mit Photolack geschützt, um eine Bedampfung der Seitenflächen und damit einen Kontakt zur Probenoberseite zu verhindern. Dies geschieht bei allen Proben in einer thermischen Aufdampfanlage. Bei später präparierten Proben wurde zusätzlich noch eine 200 nm dicke Au-Schicht aufgedampft. Diese dient als Schutzschicht bei dem an die Bedampfung anschließenden Tempervorgang. Nach der Bedampfung werden die Proben mit Aceton abgelöst, gründlich naßchemisch gereinigt und getrocknet. Mit einem Temperofen werden die Proben bei 400°C für 60 s flash-getempert. Dadurch diffundieren die Germanium-Atome in das Substrat hinein und schaffen so einen ohmschen Kontakt zwischen dem GaAs-Substrat und der Metallschicht. Die später hinzugefügte Gold-Schicht dient dazu, eine gleichmäßige Eindiffundierung zu gewährleisten. Erste Proben ohne zusätzliche Gold-Schicht wurden bei 350°C für 30 s getempert. Die zuletzt präparierten Proben wurden vor dem Aufdampfen einem zusätzlichen Reinigungsschritt unterzogen, um die Bildung von dünnen Oxidschichten zu verhindern, bzw. eine schon vorhandene Oxidschicht zu entfernen, die zu Abschirmungseffekten oder schlechten Kontakten führen kann. Der hierfür verwendete Säure-Dip ist ebenfalls in Tabelle 3.4 unter dem Punkt „Unterseite“ aufgeführt.

Auf die Oberseite der pin-Proben wird, nach einer nochmaligen Reinigung, ein etwa 1 mm^2 großer Kontakt aus 6 nm Chrom und 200 nm Gold aufgedampft, um Golddrähte mit Ultraschall bonden zu können. Dazu wird der Rest der Probe, der nicht bedampft werden soll, mit Photolack geschützt. Auf die Oberseite der Schottky-Proben, die undotiert sind, muß zuerst eine dünne semitransparente Cr/Au-Schicht (1 nm Cr/5 nm Au) aufgedampft werden, bevor ebenfalls 1 mm^2 große Kontakte aus 200 nm dickem Au aufgedampft werden können. Die semitransparente Schicht dient dabei dem Angelegen eines äußeren Felds. Spätere Proben wurden vor dem Aufdampfen mit einem weiteren Säure-Schritt⁴ (Tabelle 3.4, Oberseite) gereinigt.

⁴Riedl de Haen: AF91-9 VLSI Puranal

naßchemische Reinigung:	2× Aceton 2× Isopropanol 2× Methanol destilliertes Wasser trocknen mit Stickstoffgas
Unterseite:	aufkleben auf einen Si-Wafer 10 Minuten Plasmaveraschen 6 Minuten in 4:3 HCl : H ₂ O 20 s in destilliertes Wasser, abspülen mit Wasser trocknen mit Stickstoffgas sofort in die Aufdampfanlage einbauen 200 nm AuGe und 200 nm Au aufdampfen mit Aceton vom Wafer ablösen und reinigen bei 400° für 60 s tempern
Vorderseite:	aufkleben auf einen Si-Wafer bis auf Kontaktpads mit Photolack schützen 10 Minuten Plasmaveraschen 15 s in gepufferte Flußsäure 60 s in destilliertes Wasser, abspülen mit Wasser trocknen mit Stickstoffgas sofort in die Aufdampfanlage einbauen 6 nm Cr und 200 nm Au für Kontaktpads aufdampfen nach dem Aufdampfen mit Aceton ablösen und reinigen
Aufdampfen:	4× mit Argon spülen 1 Minute mit Argon glimmen aufdampfen nach Anleitung
Kontaktierung:	aufkleben der Proben auf eine bedampfte Saphirscheibe bonden auf der Oberseite mit Golddrähten kleben eines Golddrahtes mit Leitsilber für die Unterseite einbauen in den jeweiligen Probenhalter festlöten der Drähte auf den Leiterbahnen des Probenhalters

Tabelle 3.4.: Schema zur Präparation der pin-Proben. Die Tabelle ist unterteilt in die Reinigungsschritte, die vor oder nach den Aufdampfvorgängen unternommen werden, die speziellen Schritte vor dem Bedampfen der Probenunterseite bzw. -oberseite und den Aufdampfvorgang an sich sowie die Kontaktierung der Proben. Bei dem Reinigungsschritt mit Flußsäure muß auf Schutzkleidung geachtet werden.

3. EXPERIMENTELLE METHODEN

Nach dem Aufdampfen werden die Proben wieder gereinigt und anschließend mit Leitsilber oder Leitepoxy auf eine mit einer 6 nm dicken Chrom- und 200 nm dicken Gold-Schicht bedampften Saphirscheibe von 1.5 cm Durchmesser aufgeklebt. Die Proben werden auf der Oberseite mit 50 μm dicken Golddrähten kontaktiert. Die Rückseite erhält den Kontakt durch einen mit Leitsilber auf die Saphirscheibe aufgeklebten Golddraht.

Nach der Kontaktierung der Probe wird diese überprüft, indem mit einer Lampe die Probe beleuchtet wird und der Photostrom gemessen wird. Der Ablauf der Probenpräparation bis zum Einbau in einen der Kryostaten ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt.

Name	Probe	Präparation	Verwendung
pi09, pi10, pi11, pi12	I 2816	Standard, ohne Säure-Dips	Photostrommessungen
pi12a	I 2816	p^+ -Schicht heruntergeätzt, semitransparente Cr/Au-Schicht auf der Oberseite	Photostrommessungen
be01	M4.365	Standard	Photostrommessungen
sl03	I 3572	Standard	Photostrommessungen
be04	M4.365	Mesen auf der Oberseite, Indium als Kontakt auf der Rückseite	Photostrommessungen
be03	M4.365	nachträglich 1 nm Cr/5 nm Au auf p^+ -Schicht aufgedampft	Photostrommessungen / Bloch-Oszillationen
3492.35.1	I 3492	Aachen, Schottky-Probe	Photostrommessungen
bu03	II 3315	Standard	Zyklotronemissionen
pi08	I 2816	Standard	Bloch-Oszillationen / Elektroreflexion
sl07, sl06	I 3572	p^+ -Schicht heruntergeätzt, 1 nm Cr/5 nm Au	Bloch-Oszillationen

Tabelle 3.5.: Präparation und Typ der verwendeten Proben. Die oben beschriebende Präparation für pin-Proben ist hier als Standardpräparation aufgeführt.

Bei verschiedenen pin-Proben wurde die Präparation weiter variiert, indem die p^+ -Schicht mit einer Lösung aus H_2SO_4 , H_2O_2 und H_2O (1:8:1000) heruntergeätzt und eine semitransparente Cr/Au-Schicht aufgedampft wurde. In einem Fall wurde auf eine pin-Probe direkt eine semitransparente Cr/Au-Schicht aufgedampft. Mit einem Interferenzmikroskop kann die Ätzrate, die Dicke der heruntergeätzten Schicht sowie die Oberflächenbeschaffenheit der Proben bestimmt bzw. kontrolliert werden. Abb. 3.2 zeigt die Analyse eines Stückes der Probe II 3572, das zusammen mit anderen Stückchen die Reinigungsschritte sowie die Ätzlösung durchlaufen hat, aber nicht mit einer semitransparenten Schicht bedampft wurde. Dieses Stück diente der Kontrolle, wie weit die p^+ -Schicht tatsächlich heruntergeätzt wurde. Es ist deutlich zu sehen, daß die Oberfläche des geätzten Bereichs kaum Inhomogenitäten aufweist und die angestrebte Ätz-Tiefe von 75 nm erreicht wurde (mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5$ nm).

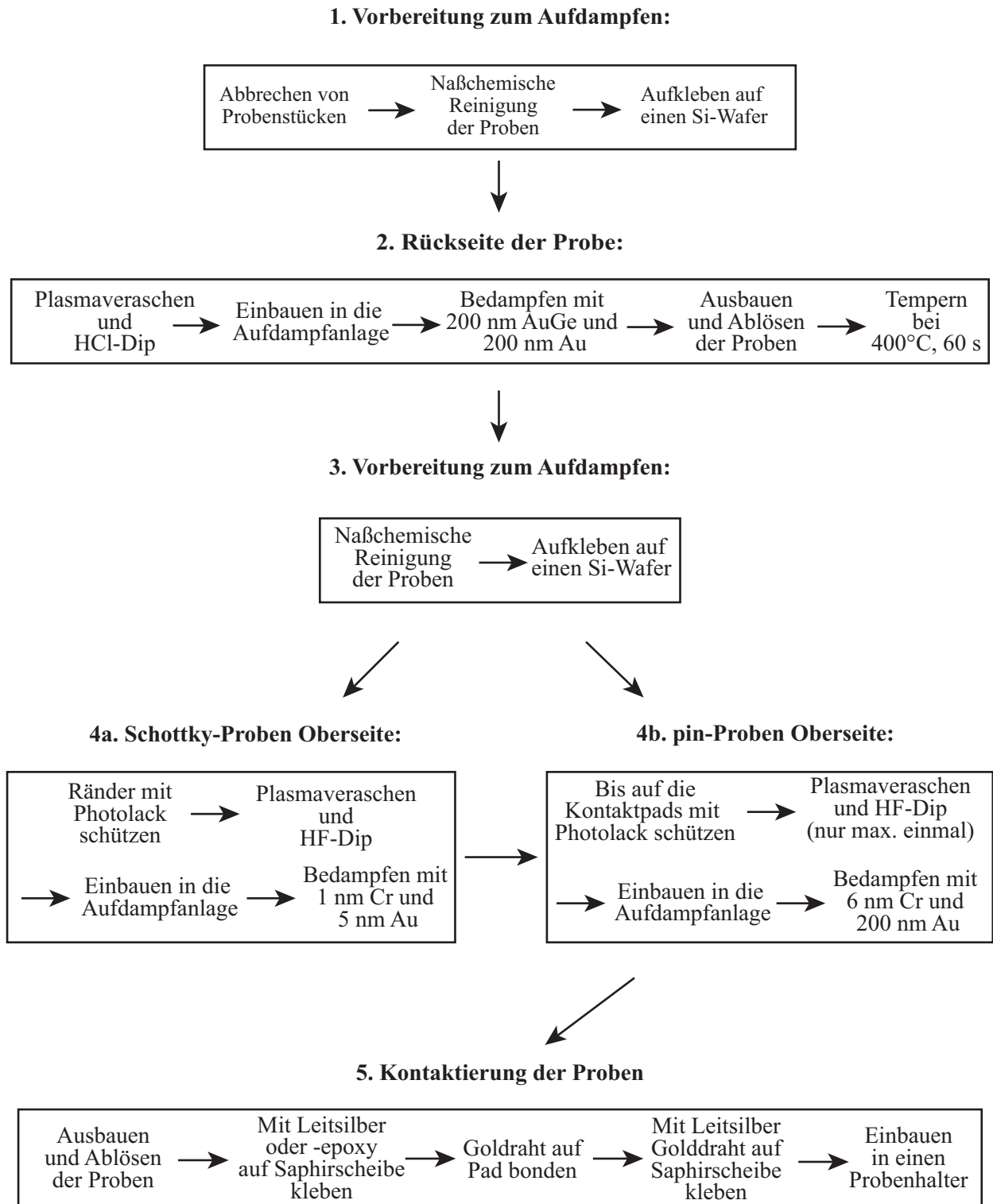


Abbildung 3.1.: Vorgehensweise bei der Präparation der Proben.

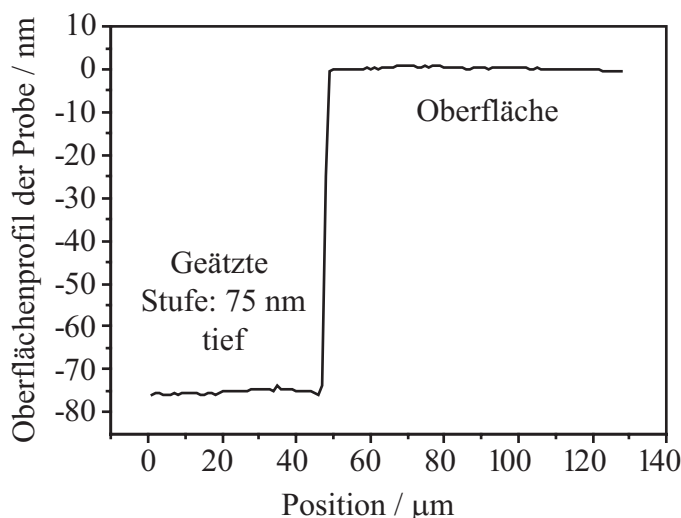


Abbildung 3.2.: Analyse der Interferenzmikroskopaufnahme einer geätzten Probe (sl07, siehe Tab. 3.5)

Eine pin-Probe wurde mit Mesa strukturiert. Nach der Strukturierung und Bedampfung mit Mesa wird die p^+ -Schicht außerhalb der Mesa durch einen Ätzprozeß entfernt. Diese Probe ist auf der Unterseite mit thermisch eindiffundiertem Indium statt AuGe und Au kontaktiert.

Alle präparierten und untersuchten Proben sind zur besseren Übersicht noch einmal in Tabelle 3.5 zusammengefaßt.

3.2. Kryostat-Systeme

Da die Proben bei den zeitaufgelösten Messungen und bei den Photostrommessungen auf Temperaturen von unter 20 K gekühlt werden müssen, ist es notwendig, die Messungen in Kryostat-Systemen vorzunehmen. Es stehen 3 verschiedene Systeme zur Verfügung, die je nach Bedarf eingesetzt werden.

Bei dem ersten Gerät handelt es sich um einen Helium-Durchflußkryostaten⁵ (Magnetkryostat), der durch supraleitende Spulen die Möglichkeit bietet, ein Magnetfeld mit einem Fluß von bis zu 9 T anzulegen. Die Probentemperatur wird durch an der Probe vorbeiströmendes Helium-Gas und gleichzeitiges Heizen an dem Probenstab geregelt. Auf diese Weise ist es möglich, Probentemperaturen von 1.5 K bis 500 K einzustellen. Dieses System muß mit kryogenen Flüssigkeiten (Stickstoff und Helium) versorgt werden, deren Tanks durch ein Zwischenvakuum gegeneinander isoliert sind. Die supraleitenden Spulen befinden sich innerhalb des Heliumreservoirs. Durch ein Nadelventil kann das Helium durch den Probenraum geleitet werden und so die Probe kühlen.

⁵Oxford Instruments, England, Spectromag System

Weiterhin steht ein sog. Closed-Cycle-Kryostat⁶ zur Verfügung. Dieses System hat einen geschlossenen Heliumgaskreislauf, Nachfüllen von Helium und Stickstoff wie beim Magnetkryosaten entfällt hier. Das Heliumgas wird komprimiert und expandiert (Gifford-McMahon thermodynamischer Kreislauf). Bei jeder Expansion wird Wärme von einem Kaltfinger wegtransportiert. Vor Inbetriebnahme wird der Kryostat auf unter 10^{-4} mbar evakuiert, während der Messungen bleibt eine Vakuumpumpe (Turbopumpe) angeschlossen.

Das dritte System ist ein Durchflußkryostat⁷. Dieses System ist durch seine geringe Größe gekennzeichnet, besitzt dafür aber keinen eigenen Helium-Tank. Die Probe wird gekühlt, indem Heliumgas aus einer angeschlossenen Heliumkanne durch einen Kaltfinger strömt, an dem die Probe sitzt. Das Heliumgas wird mit einer Pumpe durch den Kaltfinger gezogen und danach in die Helium-Rückleitung geleitet. Vor Anschluß der Heliumkanne wird der Kryostat auf ca. $5 \cdot 10^{-5}$ mbar evakuiert.

⁶Janis Research, USA, CCS-150-C330

⁷Oxford Instruments, England, Microstat HE

3.3. Zeitaufgelöste Messungen

In den zeitaufgelösten Messungen werden kohärente Ladungsträgerdynamiken und die sich aus ihnen ergebenden Abstrahlungen, die hier im Terahertz (THz)–Frequenzbereich liegen, untersucht. Die emittierte THz–Strahlung kann ihren Ursprung in einer Oberflächenemission, einer Bloch–Oszillation oder einer Zyklotron–Bewegung haben. Im folgenden werden zum einen Messungen vorgestellt, die auf die Untersuchung der Emission an sich abzielen und solche, die Proben oder Meßaufbauten auf ihre Eigenschaften im gewünschten Frequenzbereich hin untersuchen.

3.3.1. Kohärente Emission von Bloch–Oszillationen und Zyklotronbewegungen

Zur Untersuchung der kohärenten Emission von Bloch–Oszillationen bzw. Zyklotronbewegungen werden verschiedene Meßanordnungen verwendet, die sich in der Anregungs–Geometrie unterscheiden.

Emission unter einem Winkel von 45°

In diesem Aufbau kann die Emission von Halbleiterproben unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen oder magnetischen Felds gemessen werden. Die einfachste Geometrie zur Untersuchung der Emission ist eine Anregung unter 45° , da hier die emittierte THz–Strahlung kolinear mit dem reflektierten optischen Strahl verläuft und somit der optische Strahl zur Justage verwendet werden kann. In dieser Geometrie, können wie in [39], kohärente Emissionsvorgänge in Halbleitern beobachtet werden.

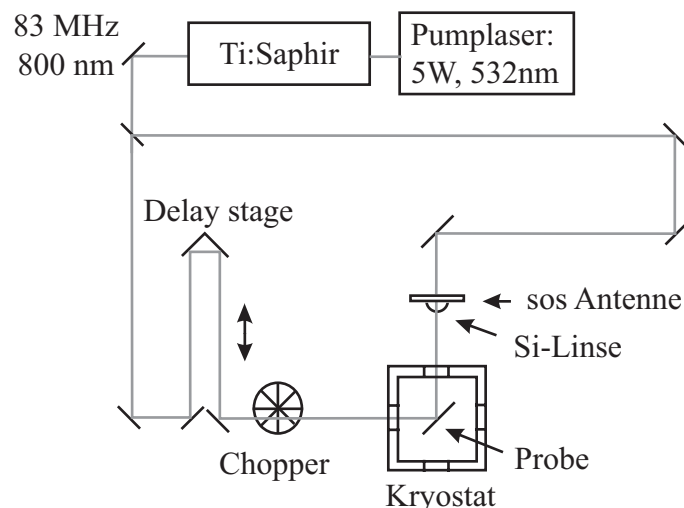


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des Meßaufbaus bei einer Emissionsmessung unter 45° (z.B. Bloch–Oszillationen oder Zyklotronemissionen)

Es kommt ein kommerzielles Lasersystem, bestehend aus einem diodengepumpten Festkörperlaser⁸ und einem Ti:Saphir-Laser⁹, zum Einsatz, welches Pulse einer Dauer von 40 bis 70 fs und einer mittleren Leistung von maximal 1 W erzeugt. Der Laserstrahl mit einer mittleren Wellenlänge von 800 nm wird mit einem Strahlteiler in einen intensiveren Anrege-Strahl und einen schwächeren Abfrage-Strahl aufgeteilt. Der Anrege-Strahl kann dabei gegenüber dem Abfrage-Strahl mit einer Verschiebeeinheit (Delay Stage) verzögert werden. Der Anrege-Strahl regt die Emission der in einen Kryostaten (Magnetkryostat oder Closed-Cycle-Kryostat) eingebauten Probe unter einem Winkel von 45° an, die Emission erfolgt dann ebenfalls unter 45° in Richtung des reflektierten Lichts, da Dipolschwingungen in Richtung des einfallenden Lichts angeregt werden und die Abstrahlung senkrecht dazu stattfindet. Die THz-Strahlung tritt somit aus einem anderen Fenster des Kryostats aus. Die Anregung wird mit einem flächigen, parallelen Anrege-Strahl vorgenommen. Die dann gleichfalls näherungsweise parallele THz-Emission wird mit einer großen hyperhemisphärischen Silizium-Linse von 1 cm Durchmesser auf die photokonduktive Lücke (engl.: Gap) einer sos¹⁰-Antenne fokussiert, die gleichzeitig von dem auf die Vorderseite treffenden Abfrage-Puls freigeschaltet wird (Abb. 3.3). Generiert man mit einem kurzen Lichtpuls Ladungsträger in dem photokonduktiven Bereich der Antenne, so kann für die kurze Dauer des Pulses ein gleichzeitig auftreffendes elektromagnetisches Feld detektiert werden. Die Ladungsträger in der Antenne bewegen sich mit dem eingestrahlten Feld und bewirken einen Strom, der durch den für kurze Zeit geschlossenen Stromkreis abfließen kann. Durch eine zeitliche Verschiebung des THz-Pulses gegenüber dem Freischalten der Antenne läßt sich der zeitliche Verlauf des THz-Feldes abtasten. Dieses Prinzip wurde von AUSTON et. al. vorgestellt [40] und hat sich als Standardmethode etabliert. Ein mechanischer Lichtzerhacker (Chopper) dient zur Modulation des Meßsignals und ermöglicht die Aufnahme des durch die Antenne fließenden, vorverstärkten Stroms mit einem Lock-In Verstärker¹¹ auf der Modulationsfrequenz. Durch die zeitliche Verschiebung des Anrege-Strahls kann der zeitliche Verlauf der THz-Emission aufgenommen werden. Ein Rechner steuert die Verschiebeeinheit und den Lock-In Verstärker und speichert die Meßwerte.

Wasserabsorptionen aus der Luft [41] führen zu starken Absorptionslinien im Frequenzspektrum der detektierten THz-Strahlung. Um dies zu vermeiden, kann aus dem Aufbau, der im Bereich des THz-Strahls von einem Plexiglas-Kasten umschlossen ist, mit warmem Stickstoff-Gas die Luft herausgedrückt werden.

Emission unter 90°

Für eine genaue Definition der Geometrie (Faraday-Geometrie: $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ oder Voigt-Geometrie: $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) mit einem angelegten Magnetfeld muß der Aufbau modifiziert werden. Es ist dann nicht mehr möglich, die „Anrege-Seite“ der Probe und die „Emissions-Seite“ wie oben zu trennen, sondern beide Seiten weisen in die gleiche Richtung. Abb. 3.4 zeigt schematisch die Emission in Voigt-Geometrie.

⁸Millenia, Spectra Physics, USA

⁹Tsunami, Spectra Physics, USA

¹⁰sos: engl.: silicone on sapphire

¹¹EG & G Princeton Applied Research, Model 5302 Lock-In Amplifier

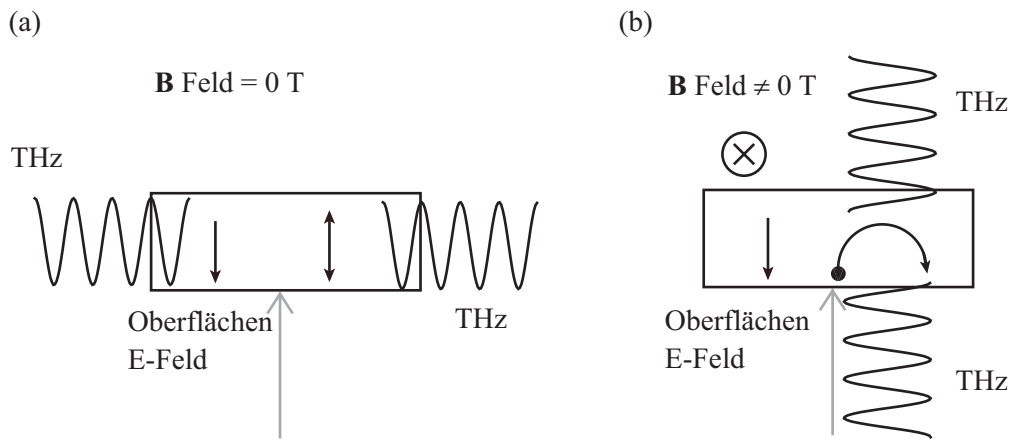


Abbildung 3.4.: Emission bei einer Voigt-Geometrie. (a) zeigt die Emission ohne Magnetfeld. Die THz-Strahlung wird senkrecht zu den Probenkanten emittiert. (b) zeigt eine Emission mit Magnetfeld. Durch das Magnetfeld werden die Ladungsträger auf eine Zyklotronbahn gezwungen und emittieren Strahlung senkrecht zu der Probenoberfläche.

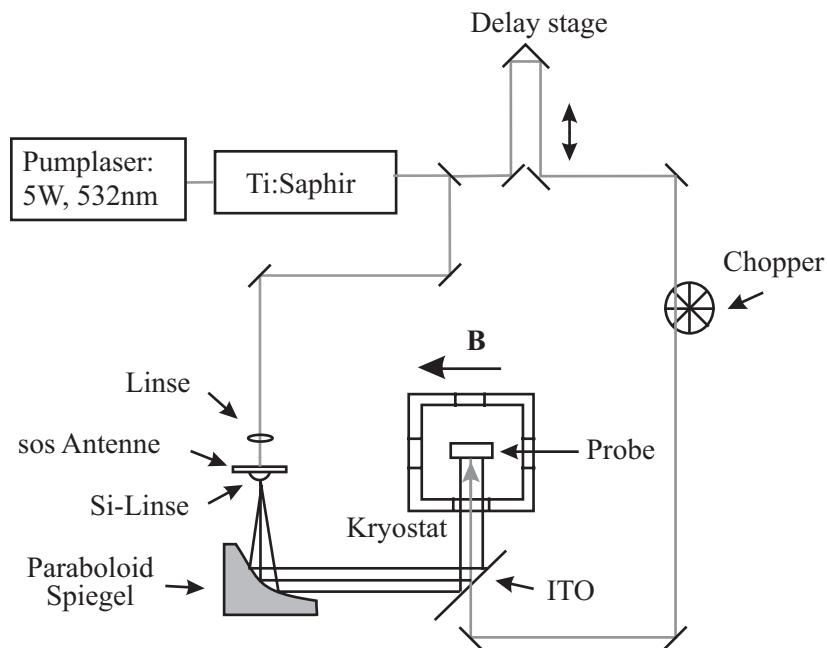


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung des Meßplatzes bei einer Emissionsmessung (z.B. Bloch-Oszillationen oder Zyklotronemissionen) bei einer 90° -Geometrie. Der Magnetkryostat wird verwendet.

Die optische Strahlung zum Anregen der Probe und die emittierte THz-Strahlung durchlaufen denselben Strahlpfad und müssen daher anschließend voneinander getrennt werden. Dies geschieht mit einem speziellen dichroitischen Strahlteiler, der in dieser Arbeit (in Abschnitt 4.5) speziell auf die optische Transmission und die Reflexion im THz-Bereich hin untersucht wird. Ein Indiumzinnoxid-Film¹² auf einem Glassubstrat¹³ bietet sich aufgrund der optischen und elektrischen Eigenschaften [42, 43, 44], die je nach Bedarf angepaßt werden können [45], für diesen Zweck an. Der Meßaufbau für die Emission unter 90° ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt. Verwendet wird der Magnetkryostat.

Eine mit Indiumzinnoxid (engl: Indium Tin Oxide, ITO) beschichtete Glasplatte wird so in den Strahlpfad der Anregung und der Emission platziert, daß das optische Licht transmittiert wird und die THz-Strahlung unter 45° reflektiert wird. Dieser parallele Strahl kann dann mit Hilfe eines Paraboloids und einer Silizium-Linse auf die sos-Antenne fokussiert werden. Der restliche Aufbau bleibt gegenüber dem Aufbau zur Emission unter 45° unverändert. Hierbei kann ebenfalls mit Stickstoff-Gas die feuchte Luft aus dem Aufbau gedrückt werden.

3.3.2. Reflexionsmessungen an Indium-Zinn-Oxid

Zur Untersuchung des im Aufbau für die Emissionsmessungen unter 90° (siehe Abb. 3.5) verwendeten dichroitischen Strahlteilers werden an diesem Reflexionsmessungen durchgeführt. Das ITO muß den THz-Strahl unter einem Winkel von 45° reflektieren.

Aufbau des Meßplatzes

Der schematische Aufbau für die Messung der Reflexion an ITO ist in Abb. 3.6 gezeigt. Der Strahl des Ti:Saphir-Lasers wird, wie oben, in zwei Strahlen aufgeteilt. Die THz-Strahlung wird durch einen Oberflächen-Emitter (InAs-Wafer) erzeugt [46] und mit einer photokonduktiven sos-Antenne detektiert. Bei der Oberfläche eines Halbleiters wird durch Fermi Level „pinning“ sowohl das Leitungsband als auch das Valenzband nach unten abgebogen. Die verbogenen Bänder bilden die sog. Sperrschicht mit einer Länge von l_d [46]. Bei Beleuchtung mit einem kurzen Laserpuls werden Elektron-Loch Paare generiert. Die freien Ladungsträger werden durch das eingebaute Feld durch die Länge der Sperrschicht beschleunigt, der Photostrom steigt an und bildet so eine Dipol-Schicht. Der transiente Strom in der Sperrschicht emittiert elektromagnetische Wellen mit einer Bandbreite von über 5 THz [46]. Der Aufbau entspricht einem THz-Spektroskopie-Aufbau [39], wobei der parallele THz-Strahl unter 45° von einem mit Aluminium besputterten Silizium-Wafer (Dicke der Aluminium-Schicht: 460 nm) oder der zu untersuchenden ITO-Platte reflektiert wird. Der mit Aluminium beschichtete Wafer wird ebenso wie der ITO-Film gegen einen Rahmen gedrückt, um so eine gute Reproduzierbarkeit der Position zu erreichen. Der Abfrage-Puls schaltet die Antenne von der Vorderseite frei, während die THz-Strahlung von der Rückseite auf die Antenne fokussiert wird. Der THz-Puls

¹²Donnelly Applied Films Corporation, Bolder, Colorado

¹³Dow Corning Corporation, Midland, Mich., USA; Nr. 7059

wird mit einem Rechner aufgezeichnet, der über das Meßprogramm die Verschiebeeinheit und den Lock-In¹⁴ steuert.

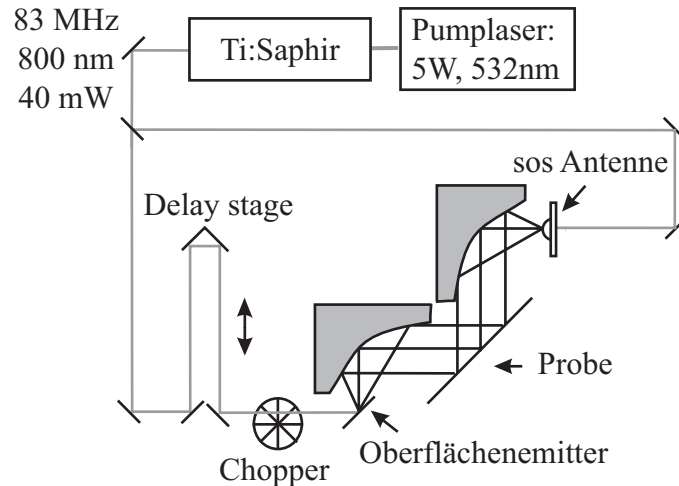


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung des Meßplatzes für die Reflexionsmessungen an ITO

Aufnahme der Messungen

Die Messung wird mit dem beschichteten Silizium-Wafer durchgeführt und direkt anschließend mit dem ITO wiederholt. Der Aluminium-Spiegel dient als Referenz, da seine Reflexion aufgrund seines metallischen Charakters als 100 prozentig angenommen werden kann. Um Wasserabsorptionen [41] zu vermeiden, die zu Einbrüchen im Frequenz-Spektrum der THz-Pulse führen, wird während beider Messungen mit warmem Stickstoffgas gespült.

3.3.3. Transmissionsmessungen

Einige Halbleiterproben sowie das ITO-Glas werden auf ihre Transmissionseigenschaften im THz-Frequenzbereich überprüft. Dazu ist es aufgrund der meist kleinen Abmessungen der Proben notwendig, die Transmissionsmessung mit einem fokussierten THz-Strahl durchzuführen. Aufgrund der unbekanntenen Transmission liegt es nahe, die Messungen an einem System mit hoher THz-Leistung von hier etwa 820 pJ Pulsenergie [47] gegenüber etwa 0.03 pJ Pulsenergie bei dem für Reflexionsmessungen in 3.3.2 verwendeten Aufbau, durchzuführen.

Aufbau des Meßplatzes

Die Transmissionsmessungen werden an einem regenerativen Ti:Saphir Verstärker¹⁵ mit

¹⁴EG & G Princeton Applied Research, Model 5302 Lock-In Amplifier

¹⁵CPA-2001, Clark-MXR, USA

1 kHz Repetitionsrate, der von einem Nd:YAG-Laser gepumpt wird, durchgeführt. Eine schematische Darstellung des Meßaufbaus ist in Abb. 3.7 zu sehen. Ein Lichtpuls der mittleren Wellenlänge von 775 nm und einer Pulslänge von 150 fs wird mit einem Fernrohr auf eine Fläche von 10 cm^2 aufgeweitet. Die aufgeweitete Strahlung wird auf einen großflächigen, mit 3 kHz Wechselspannung vorgespannten GaAs-Wafer geleitet, der einen nahezu parallelen THz-Strahl emittiert [47]. Mittels eines Paraboloids wird der THz-Strahl auf eine Probe fokussiert, die mit einer Verschiebeeinheit gegenüber dem Fokus des Strahls verschoben werden kann. Ein Paar weiterer Paraboloiden fängt die durch die Probe transmittierte THz-Strahlung auf und fokussiert sie in einen elektrooptisch aktiven Kristall (ZnTe). In diesem wird dem THz-Strahl mit einem Pellicle-Strahlteiler ein vorher abgespaltener polarisierter Strahl überlagert. Die Überlagerung des optischen und des THz-Strahls führt zu einer Polarisationsdrehung des optischen Strahls, die mit polarisationssensitiver Detektion erfaßt werden kann. Für eine genaue Beschreibung siehe [47] und [48]. Ein mit dem Laser synchronisierter Chopper, der genau jeden zweiten Puls des Lasers durchläßt, liefert das Referenzsignal für den Lock-In¹⁶, so daß auch bei der niedrigen Repetitionsrate des Lasers mit einem Chopper gearbeitet werden kann.

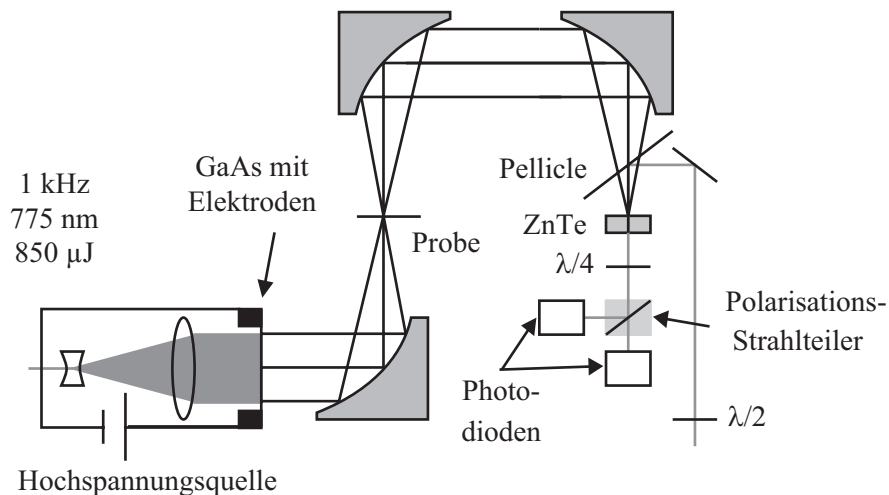


Abbildung 3.7.: Schematische Darstellung des Meßplatzes für Transmissionsmessungen

Aufnahme der Messungen

Die zu untersuchenden Proben werden an einer xyz-Verschiebeeinheit befestigt und können so, eine nach der anderen, in den Fokus der THz-Strahlung gefahren werden. Dies ermöglicht eine gute Vergleichbarkeit der Transmissionsmessungen an den Proben mit Referenzmessungen, da so die Proben positionierbar sind und zwischen den einzelnen Messungen die Spülung mit Stickstoffgas nicht unterbrochen werden muß.

¹⁶EG & G Princeton Applied Research, Model 5210 Lock-In Amplifier

3.4. Differentielle Elektroreflexionsmessungen

Zur Charakterisierung von Übergitterproben, die für Bloch-Oszillationsmessungen verwendet werden sollen, bietet die Methode der differentiellen Elektroreflexionsmessung eine Alternative [4]. Sie hat den Vorteil, daß die Anregungsbedingungen denen der Messung von Bloch-Oszillationen entsprechen.

Aufbau des Meßplatzes

Hier wird, im Gegensatz zu Photostrommessungen wie in Abschnitt 3.5 oder in [5] beschrieben, mit dem fs-Ti:Saphir-Laser¹⁷, der auch zur kohärenten Anregung der Probe dient, die Probe breitbandig angeregt. Der von der Probe reflektierte Strahl kann dann mit einem Monochromator spektral aufgelöst detektiert werden. Die an die Probe angelegte Vorspannung wird mit einer Rechteckfunktion mit geringer Amplitude um einen interessierenden Spannungswert U_0 moduliert¹⁸. Gemessen wird die Änderung der Reflexion ΔR mit der Änderung der Vorspannung U_0 . Durch die Aufnahme von Spektren bei verschiedenen Vorspannungen erhält man, wie bei Photostrommessungen, die Wannier-Stark-Leiter (dazu siehe Abschnitt 2.1.4) der Probe. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 3.8 abgebildet.

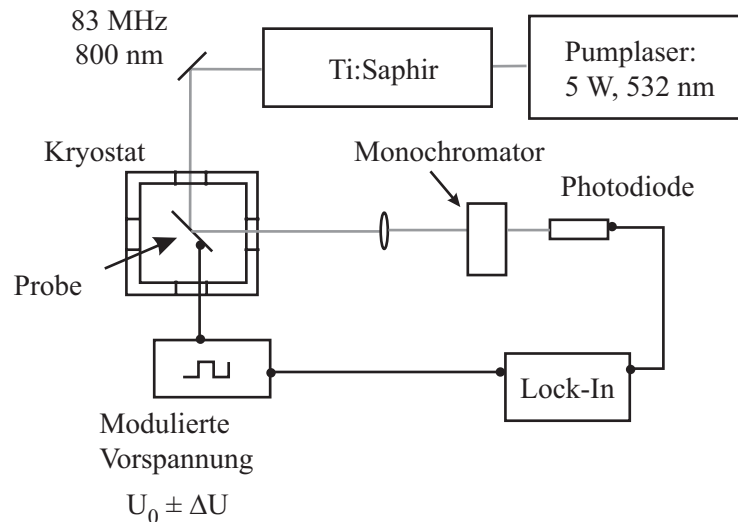


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung des Meßplatzes für Elektroreflexionsmessungen zur Probencharakterisierung

Aufnahme der Messungen

Die aufgenommenen Spektren zeigen nicht die Absorptionspeaks der Wannier-Stark-Leiter, sondern der Meßmethode gemäß ableitungsähnliche Strukturen. Der aus dem Monochroma-

¹⁷Tsunami, Spectra Physics, USA

¹⁸Hewlett-Packard, 3314A Funktion Generator

tor¹⁹ austretende Strahl wird mit Hilfe eines Photodetektors, der das Signal für einen Lock-In Verstärker²⁰ liefert, aufgenommen. Die Referenzfrequenz des Lock-Ins wird durch die Frequenz der Vorspannungsmodulation geliefert. Aufgenommen werden die Messungen mit dem Rechner, der sowohl den Monochromator als auch den Lock-In steuert. Die Spektren zeigen nur die Änderung der Reflexion, so daß der anregende Puls selbst dem Spektrum nicht überlagert ist. Dabei können nur in dem Wellenlängenbereich des Pulses Meßwerte aufgenommen werden.

3.5. Photostrommessungen

Die Photostromspektroskopie wird häufig zur Untersuchung von Halbleiterheterostrukturen verwendet [5],[14],[13]. Hierbei erzeugt das absorbierte Licht Elektron-Loch-Paare, die durch das Anlegen eines elektrischen Feldes getrennt und zu den Kontakten transportiert werden. Dieser Photostrom ist sowohl von der Anregungswellenlänge, als auch von der angelegten Spannung abhängig. Die Methode der Photostromspektroskopie wird ausführlich in [5] und [49] erläutert. Hier wird zusätzlich die Abhängigkeit der Photostromspektren von der Anregungsdichte untersucht.

Aufbau des Meßplatzes

Der Meßaufbau zur Aufnahme der Photostromspektren ist in Abb. 3.9 dargestellt. Ein CW (engl: Continuous Wave) laufender Ti:Saphir Laser [50] kann über einen Lyot-Filter in der Wellenlänge von 740 nm bis 850 nm eingestellt werden. Die Frequenzbreite einer Farbe des Lasers liegt bei etwa 40 GHz FWHM²¹ [51] und kann mit einem Spektrometer auf etwa 0.06 nm aufgelöst werden. Die Leistung des Lasers kann mit einem Graufilterrad zwischen 50 nW und 12 mW variiert werden, so daß eine Abhängigkeit der Photostromspektren von der Anregungsdichte untersucht werden kann. Mittels einer herausnehmbaren Linse, deren Brennpunkt auf der Probenoberfläche liegt, besteht die Möglichkeit, zwischen einer fokussierten Anregung mit einem Strahldurchmesser²² von 0.3 mm und einer großflächigen Anregung mit einem Strahldurchmesser von 3 mm zu wählen. Der Lichtstrahl wird durch einen mechanischen Lichtzerhacker (Chopper) periodisch moduliert. Die Modulationsfrequenz des Choppers wird als Referenzfrequenz für einen Lock-In Verstärker²³ genutzt. Die Probe ist mit einer programmierbaren Spannungsquelle²⁴ und einem Stromverstärker in Reihe geschaltet. Das vorverstärkte Photostromsignal wird auf den Lock-In gegeben und mit einem Meßprogramm mit einem Rechner ausgelesen. Der Rechner steuert gleichfalls auch die Spannungsquelle. Als Kryostat zur Kühlung der Probe wird der Closed-Cycle oder der kleine Durchflußkryostat verwendet.

¹⁹Czerny-Turner Monochromator DIGIKRÖM DK240/480, CVI Laser Corporation, USA

²⁰EG & G Princeton Applied Research, Model 5302 oder 5209 Lock-In Amplifier

²¹Full Width Half Maximum, engl. für Volle Breite bei halber Höhe

²²Der Strahldurchmesser wird mit einer Blende vor einem Leistungsmeßgerät bestimmt, indem durch zuziehen der Blende der Durchmesser des in der Leistung auf 1/e abgefallenen Strahls bestimmt wird.

²³EG & G Princeton Applied Research, Model 5302 oder 7260 DSP Lock-In Amplifier

²⁴Hewlett-Packard, 3314A Funktion Generator

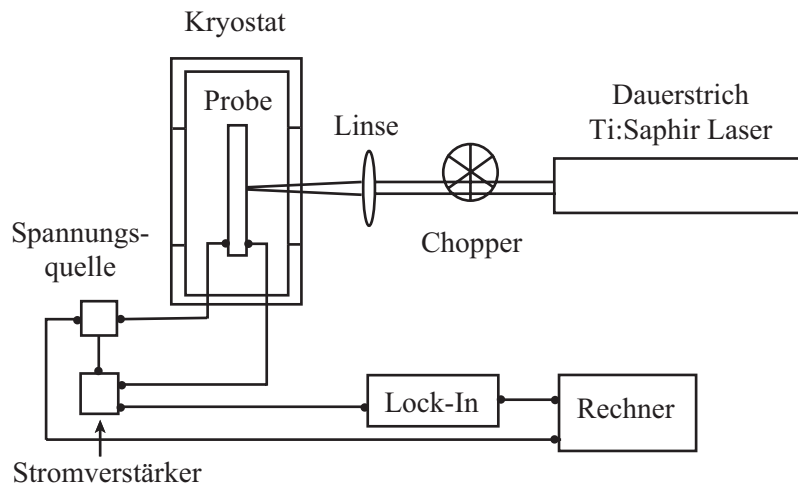


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung des Meßplatzes für die Photostrommessungen

Aufnahme der Messungen

Anders als bei Photostrommessungen mit niedrigeren Anregungsdichten, die in der Regel mit einem Monochromator und einer Lampe durchgeführt werden [5], muß hier die Wellenlänge des Lasers mit der Hand eingestellt werden. Eine Messung läuft folgendermaßen ab:

Der Laser wird auf die gewählte Anfangswellenlänge gestellt. In das Meßprogramm wird die Zeit eingegeben, die die Spannungsquelle zwischen einzelnen Vorspannungswerten warten soll, sowie die Anfangs- und Endwerte für die Vorspannung. Die Wartezeit für die Spannungsquelle muß so gewählt werden, daß sie etwa viermal so groß ist, wie die am Lock-In gewählte Integrationszeit, um eine vollständige Integration der Werte abzuwarten. Die Schrittweite der Vorspannungswerte und die Anzahl der Wiederholungen der Messung, sowie die eingestellte Wellenlänge und ein Dateiname werden angegeben. Die gewünschten Vorspannungswerte werden nun nacheinander angefahren und jeweils der Lock-In ausgelesen. Sollen zur Rauschunterdrückung mehrere Wiederholungen der Messung durchgeführt werden, wird der Vorgang des Spannungsdurchfahrens wiederholt. Ein solcher Meßdurchlauf dauert ca. 2 bis 10 Minuten, je nach eingestellter Anzahl der Messungen. Danach wird per Hand die nächste Wellenlänge eingestellt. Es wurde eine Schrittweite der Wellenlänge von 0.2 nm gewählt, um einen Kompromiß zwischen Meßdauer und Genauigkeit der Messung zu erzielen. Die Genauigkeit ist durch die Breite der Wannier-Stark-Übergänge, die aufgelöst werden sollen, vorgegeben. Bei einem zu durchfahrenden Wellenlängenbereich von 10 bis zu 15 nm ergibt sich so eine Zeit von 3 bis 4 Stunden für die Aufnahme einer Wannier-Stark-Leiter bei einer Anregungsdichte.

4. Durchführung der Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden zunächst die Vorarbeiten zur Messung von Bloch–Oszillationen in einem magnetischen Feld dargestellt. Erste Versuche der Messung von Bloch–Oszillationen sind jedoch fehlgeschlagen. Im folgenden wird durch Herantasten das festgestellte Problem eingegrenzt. Der Meßaufbau bzw. die Meßtechniken werden untersucht. Die verwendeten Proben werden mit verschiedenen Methoden vermessen, um das Problem weiter einzugrenzen. Nach Lösen des Problems können Bloch–Oszillationen, allerdings ohne angelegtes Magnetfeld, gemessen werden. Die Ergebnisse der Messungen werden hier nur dargestellt, eine Diskussion folgt im nächsten Kapitel.

4.1. Zeitaufgelöste Messungen als Vorarbeiten für Bloch–Oszillationen im Magnetfeld

Ziel der hier betrachteten zeitaufgelösten Experimente ist die Detektion von Bloch–Oszillationen in einem starken Magnetfeld. Die Abhängigkeit z.B. der Dephasierungszeit und der Frequenz der Emission von dem angelegten Magnetfeld ist hierbei von Interesse.

4.1.1. Versuch von Bloch–Oszillationsmessungen

Da nur eindeutige Geometrien, d.h. Voigt– oder Faraday–Geometrie (siehe Abschnitt 2.1.6), Aussagen über die Dephasierungszeit durch die Kopplung von elektrischem und magnetischen Feld erlauben, wird die Probe senkrecht oder parallel zum Magnetfeld ausgerichtet. Dies erfordert den in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Aufbau in einer 90° Geometrie, bei der die Anrege- und die Abfrageseite identisch sind. In ersten Messungen wird versucht, Bloch–Oszillationen im Magnetfeld direkt über die emittierte THz–Strahlung zu detektieren.

Die Übergitterprobe pi08 wird in dem Magnetkryostaten auf etwa 10 K abgekühlt. Der anregende Laserstrahl wird mit einem dielektrischen Interferenzfilter¹ auf eine Zentralwellenlänge von 800 nm und eine Halbwertsbreite von 5 nm beschränkt. Bei einer Anregungsleistung von

¹Gesellschaft für dünne Schichten mbH, Dr. Hugo Anders, Nabburg

ca. 40 mW und einer großflächigen Anregungsfläche von etwa 0.8 cm^2 mit einer Anregungsdichte von etwa $7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ werden Bloch-Oszillationen angeregt. Eine Emission in der Rückwärtsrichtung kann nur mit einem Magnetfeld stattfinden, da ohne Magnetfeld die Dipolschwingungen nur senkrecht zur Probenoberfläche angeregt werden. Erst mit Magnetfeld finden die Emissionen auch in die hier betrachtete Richtung statt (siehe Abb. 3.4). Bei einer Empfindlichkeit des Lock-In Verstärkers von $20 \mu\text{V}$ und einer Integrationszeit von 500 ms werden Kurven über einen Bereich von 5.2 ps mit einer Auflösung von 0.04 ps aufgenommen. Der Antennenstrom wird durch einen Strom/Spannungswandler mit 10^8 V/A vorverstärkt.

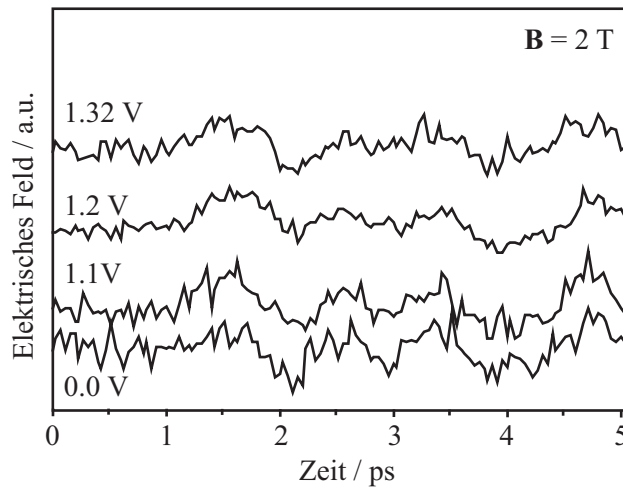


Abbildung 4.1.: Emission von einer Übergitterprobe bei einem konstanten Magnetfeld von 2 T und verschiedenen Vorspannungen.

In Abb. 4.1 sind vier der gemessenen Kurven bei verschiedenen Vorspannungen dargestellt. Sie weisen keine eindeutigen oszillatorischen Transienten auf und eine Fouriertransformation ergibt keine eindeutige Emissionsfrequenz. Die für Bloch-Oszillationen typische Abhängigkeit der Emissionsfrequenz von der Vorspannung wird nicht beobachtet. Außerdem sind die Emissionsintensitäten sehr klein.

Messungen an einigen weiteren Proben der gleichen Struktur und der gleichen Kontaktierung bestätigen das gewonnene Bild: bei Variation der an die Proben angelegten Vorspannungen ändert sich die Emissionsfrequenz nicht. Auch die Variation von Anregungsdichte, Wellenlänge des Laserstrahls und des Magnetfelds, Anregung mit bzw. ohne schmalbandigen Filter, sowie die Verwendung von Proben mit einer leicht veränderten Probenpräparation in der Reinigung oder der Kontaktierung mit Leitsilber ergibt keine Emission, deren Frequenz mit der angelegten Spannung und damit mit dem über der Probe abfallendem Feld linear ansteigt. Auch elektrooptische Reflexionsmessungen (REOS²) weisen keine Bloch-Oszillationen auf.

²REOS: engl.: **R**eflective **E**lectro**O**ptic **S**ampling

Scheinbar passiert in der Probe keine Oszillation oder sie kann mit diesen Meßmethoden nicht aufgelöst werden.

Durch verschiedene Messungen wird das beobachtete Problem im folgenden eingegrenzt.

4.1.2. Zyklotronemissionsmessungen

Test des Aufbaus unter 90°

Um auszuschließen, daß der Aufbau nicht sensitiv genug für Emissionsmessungen ist oder in dieser Geometrie keine Emission stattfindet, kann mit einem Oberflächenemitter der Aufbau und die Justage überprüft werden. Ein InAs-Wafer befindet sich auf dem gleichen Probenhalter wie die untersuchte Übergitterprobe. Mit einer Mikrometerschraube am Probenstab kann die Übergitterprobe oder der Oberflächenemitter in den Laserstrahl gefahren werden. Hier finden die Emissionen ebenfalls erst bei Anlegen eines Magnetfeldes in die hier untersuchte Richtung statt. Ein Verschwinden der Emission bei $\mathbf{B} = 0\text{ T}$ ist also ein weiterer Test für die betrachtete Geometrie. Desweiteren kann mit einem THz-Polarisator³ die Polarisation des THz-Strahls überprüft werden. Die Temperatur der Proben liegt bei etwa 130 K. Bei einer Integrationszeit von 100 ms ergibt sich schon bei einem einzigen Scan ein ausreichendes Signal zu Rausch Verhältnis. Als Auflösung wurden 0.04 ps gewählt. Der Vollausschlag des Lock-In muß von 1 mV bei einem Magnetfeld von 4 T und 0 T, auf 3 mV bei 3 T und auf 10 mV bei 1 T und 2 T erhöht werden. Abb. 4.2 zeigt die Messungen bei einer Magnetfeldvariation von 0 T bis 4 T in 1 T-Schritten. Ohne angelegtes Magnetfeld ist erwartungsgemäß keine Emission vorhanden. Ab einem sehr geringen Magnetfeld ($\approx 0.01\text{ T}$) ist eine Emission in die betrachtete Rückwärtsrichtung zu beobachten. Die Amplitude der Zyklotronemission steigt mit dem Magnetfeld bis 2 T stark an. Das dann folgende Absinken mit weiterhin steigendem Magnetfeld liegt an der begrenzten Bandbreite des Aufbaus durch die Fenster des Kryostats⁴ und an der mit der Frequenz sinkenden Sensitivität der photokonduktiven Antenne [52]. Der Photostrom der Antenne, der zum justieren des Abfragestrahls benutzt wird, sinkt etwas bei höheren Magnetfeldern. Ebenfalls bewirkt das Magnetfeld Rauschen, das nicht durch die Verwendung z.B. von abgeschirmten Kabeln verhindert werden kann. Ein schwaches Steigen der Frequenz mit dem Magnetfeld, wie in Abschnitt 2.1.7 beschrieben, ist zu beobachten. Die relativ breitbandigen Emissionen können durch eine schnellere Dephasierung bei den hier verwendeten hohen Anregungsdichten von etwa $2 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ zustande kommen. Die Polarisation der THz-Strahlung entspricht der erwarteten und bestätigt so zusätzlich, daß der gemessene Effekt aus Zyklotronemissionen resultiert.

Der Aufbau an sich ist funktionsfähig. Der verwendete Strahlteiler erlaubt eine Messung unter der gleichen Anrege- und Abfragerichtung. Der Aufbau kann prinzipiell als Ursache für die fehlenden Bloch-Oszillationen ausgeschlossen werden. Ob das Signal zu Rausch Verhältnis zur Messung von Bloch-Oszillationen ausreicht, ist allerdings hier nicht feststellbar.

³Wire Grid Polarizer, Specac LTD, England

⁴Spektrosil WF, Hereaus Quarzglas

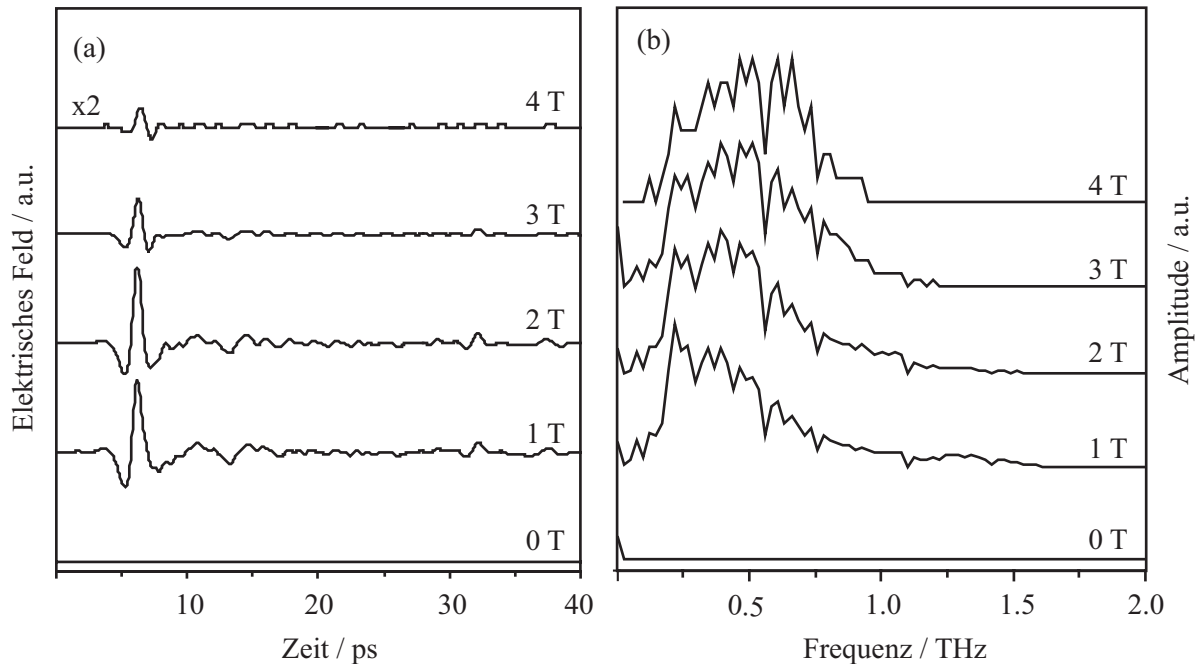


Abbildung 4.2.: Zyklotronemissionen eines InAs-Oberflächenemitters bei verschiedenen Magnetfeldern.

Zyklotronemissionen unter 45° zur Überprüfung des Durchgreifens der elektrischen Vorspannung

Bei einer Probe des Wafers II 3315 werden Zyklotronemissionen in einer 45° -Geometrie gemessen (siehe Abb. 3.3). Bei Variation des Magnetfelds und der an der Probe anliegenden Vorspannung werden Messungen durchgeführt. Dabei soll die Frequenz der emittierten Strahlung mit dem magnetischen Feld linear ansteigen [21] (siehe Abschnitt 2.1.7) und ein elektrisches Feld zu einer Änderung der Amplitude führen.

Die Messungen in der Geometrie unter 45° sollen die fehlende Abhängigkeit der Emission von der Vorspannung reproduzieren. Der Effekt der Zyklotronemissionen wird als Methode zur Überprüfung ausgewählt, da hier die Frequenz der Emission mit dem magnetischen Feld linear ansteigt und die Emission mit dem an der Probe anliegendem elektrischen Feld unterdrückt werden kann. Die Proben haben eine sehr ähnliche aber vereinfachte Struktur gegenüber den Übergitterproben. Sie bestehen aus den gleichen Kontaktschichten, die intrinsische Schicht dazwischen enthält aber nur GaAs. Es fehlt gegenüber den Proben, die für die Bloch-Oszillationen verwendet werden, nur die Übergitterstruktur. Mit dieser Methode soll das Problem der fehlenden Vorspannungsabhängigkeit auf die Proben eingegrenzt werden, ohne auf den schwieriger anzuregenden Effekt der Bloch-Oszillationen angewiesen zu sein und ohne eine andere Meßmethode anzuwenden.

Zunächst wird das Magnetfeld variiert und die Vorspannung der Probe konstant gehalten. Anschließend wird bei konstantem Magnetfeld die Vorspannung variiert. Bei einer Auflösung von 0.04 ps werden bei jeder Messung 8 Scans aufgenommen. Die Probe wird auf eine Temperatur von 10 K abgekühlt.

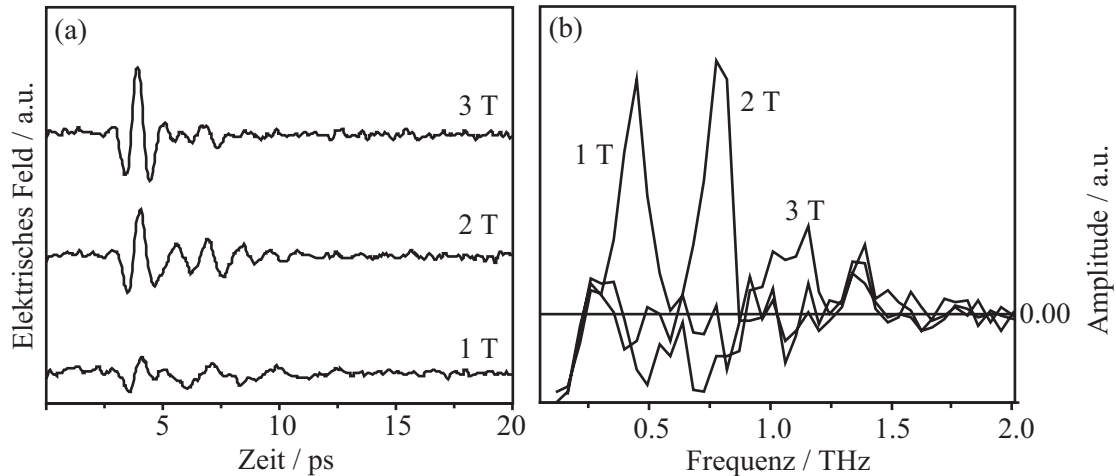


Abbildung 4.3.: Zyklotronemissionen an der Probe II 3315, bei 0 V angelegter Vorspannung. Das Magnetfeld wird von 0 T bis 3 T variiert. (a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Emissionen, denen der Verlauf bei 0 T abgezogen wurde. Die einzelnen Kurven sind vertikal gegeneinander verschoben. (b) stellt die Frequenzspektren der Pulse dar, ebenfalls ist jeweils das Frequenzspektrum der Messung bei 0 T abgezogen.

Abb. 4.3 zeigt die Zyklotronemissionsmessungen bei $V_{\text{app}} = 0 \text{ V}$. Das Magnetfeld wurde unter sonst gleichen Bedingungen von 0 T bis 3 T variiert. Im zeitlichen Verlauf sieht man abhängig vom anliegenden Magnetfeld eine Änderung in der Entwicklung der Pulse Abb. 4.3(a). Die Pulse wie auch die Frequenzspektren in Abb. 4.3(b) wurden auf die Messung bei 0 T normiert. Die Werte für Amplituden von unter 0 ergeben sich durch Schwankungen in den Messungen und durch die Differenzenbildung. Die Frequenz der Oszillation steigt erwartungsgemäß linear [21, 53] mit dem anliegenden Magnetfeld. Die maximale Emission liegt bei 2 T, ab 3 T liegt die Frequenz der Emission in dem Bereich, in dem die Fenster des Magnetkryostaten die Strahlung absorbieren. Eine schnellere Dephasierung bei höheren Magnetfeldern kann auch zu einer Verbreiterung der Frequenzspektren führen. Somit ist es auch nicht möglich, Emissionen bei höheren Magnetfeldern zu messen. Aus den Messungen geht deutlich hervor, daß die Meßmethode prinzipiell keine Probleme bei der Messung von kohärenten Emissionen darstellt, da es möglich ist, ein Steigen der Frequenz mit dem Magnetfeld aufzulösen.

Abb. 4.4 zeigt die Emissionsspektren bei Variation der Vorspannung und konstantem Magnetfeld. Die übrigen Meßparameter entsprechen denen der Messungen ohne angelegte Spannung. Die Feldstärke bei einer angelegten Spannung von +1.2 V liegt bei etwa 8.5 kV/cm^5 . Das Ober-

⁵Die Feldstärke wird durch eine einfache Kondensatorgleichung U/d mit der Dicke der intrinsischen Schicht

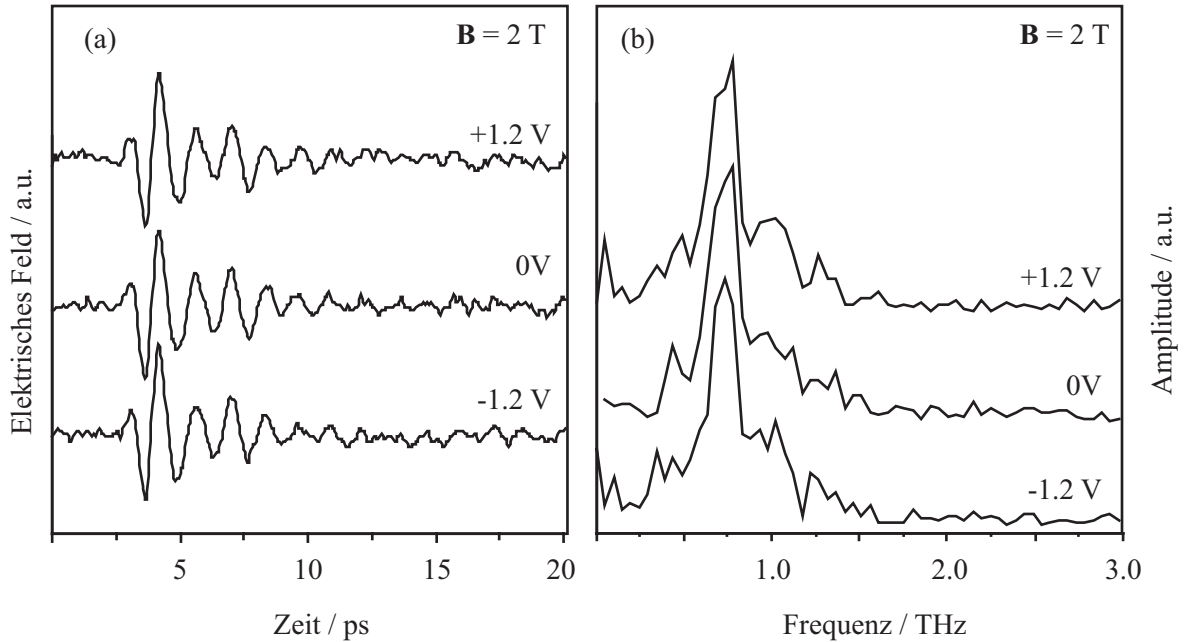


Abbildung 4.4.: Zyklotronemissionen an der Probe II 3315 bei einem Magnetfeld von 2 T und verschiedenen Vorspannungen. In (a) ist der zeitliche Verlauf der Emissionen bei drei verschiedenen Vorspannungen dargestellt, (b) zeigt die dazugehörigen Frequenzspektren.

flächenfeld von GaAs liegt bei etwa 5 bis 10 kV/cm. Weder in der Zeitdarstellung der Pulse (a) noch in den daraus gewonnenen Frequenzspektren (b) ist eine Abhängigkeit der Emission von der angelegten Vorspannung zu erkennen. Das Bild aus den ersten zeitaufgelösten Messungen hat sich durch die Zyklotronemissionsmessungen bestätigt. Zwar ist ein Steigen der Frequenz mit dem Magnetfeld zu erkennen, jedoch fehlt die zur Identifizierung der Bloch-Oszillationen notwendige Abhängigkeit der Emission von der angelegten Spannung. Das von außen angelegte Feld scheint nicht bis in den intrinsischen Bereich der Probe durchzugreifen.

4.1.3. Transmissionsmessungen

Um ausschließen zu können, daß durch die hoch dotierte p^+ -Deckschicht der von uns verwendeten Proben keine oder zu wenig der emittierten THz-Strahlung transmittiert wird, werden an unterschiedlich dotierten Proben Transmissionsmessungen durchgeführt. Gleichzeitig geben diese Messungen Aufschluß über die Abhängigkeit der Transmission von der Dicke und der Dotierung der p^+ -Schicht, was der Optimierung des Probendesigns dienlich ist. Die Messungen werden mit einem fokussierten THz-Strahl durchgeführt, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. Die höhere Intensität in dem Fokus ergibt ein höheres Signal in der Transmission, gleichzeitig kann der Durchmesser der Proben klein gehalten werden. Zur Vergleichbarkeit der Messungen

von $1.4 \mu\text{m}$ bestimmt

werden alle Proben so auf *einer* Halterung befestigt, daß nur eine definierte Fläche beleuchtet wird. Eine genau gleich große Referenzfläche steht zur Verfügung.

Während der Messungen wird der um den Aufbau montierte Plexiglas-Kasten mit Stickstoff-Gas geflutet, um Absorptionen der THz-Strahlung im Wasserdampf der Luft zu vermeiden. Bei einer Zeitauflösung von 0.1 ps wird über einen Bereich von 20 ps die Transmission aufgenommen. Der Vollausschlag des Lock-In liegt bei 1 mV. Als Integrationszeit werden 30 ms gewählt. Nach 25 Scans ist ein ausreichendes Signal zu Rausch Verhältnis erreicht.

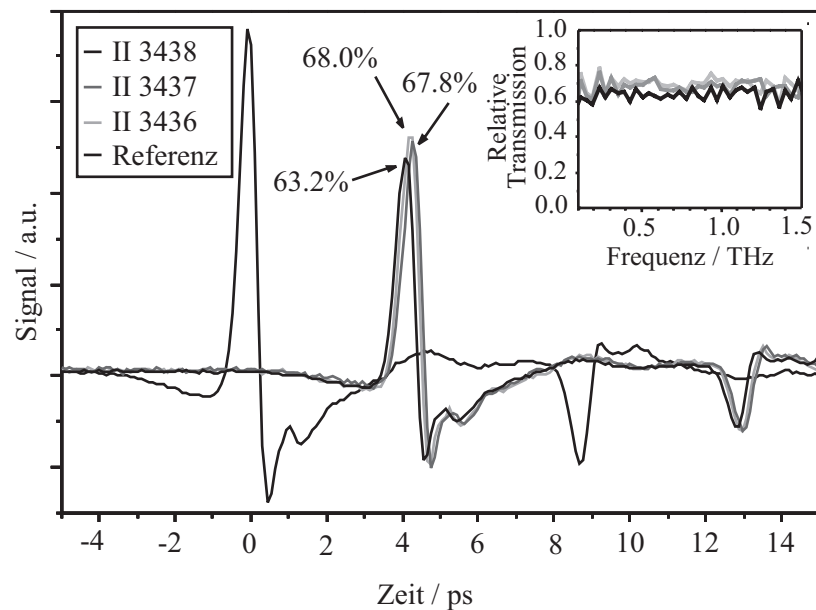


Abbildung 4.5.: Gemessene Transmission durch drei verschiedene p^+ -dotierte Schichten (Proben II 3436, II 3437 und II 3438). Dargestellt sind die zeitlichen Verläufe der durch die Proben transmittierten THz-Pulse. Im Inset sind die relativen Frequenzspektren der transmittierten Pulse dargestellt.

In Abb. 4.5 sind die zeitlichen Verläufe der transmittierten Pulse dargestellt. Die Pulse bekommen durch den höheren Brechungsindex der Probe einen deutlichen Zeitversatz von ca. 4 ps. Die Probe II 3436 mit der geringsten Dotierung ($3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Dicke: 50 nm) transmittiert 68.0 % im Maximum des Referenzpulses, gegenüber 67.8 % Transmission durch die Probe II 3437 (Dotierung: $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, Dicke: 50 nm) und 63.2 % transmittierter Strahlung durch die Probe II 3438 mit der höchsten Dotierung ($3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, Dicke: 20 nm). Zusätzlich zu der Absorption in den Proben spielt die Reflexion des Pulses an den Grenzflächen eine Rolle. Aufgrund des hohen Brechungsindex der hochdotierten Schichten entstehen nach den Fresnel'schen Gleichungen [25] Reflexionsverluste an den Grenzflächen, was zu zusätzlichen Einbußen bei den Transmissionskoeffizienten führt.

Der relative Transmissionskoeffizient (Abb. 4.5, Inset), der durch Quotientenbildung der Frequenzspektren gebildet wird, ist praktisch konstant über den hier meßbaren Frequenzbereich

Nummer	Dotierung	Schichtdicke	Zeitbereich	Frequenzbereich
II 3438	$3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	20 nm	63.2 %	63.2 %
II 3437	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 nm	67.8 %	67.4 %
II 3436	$3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	50 nm	68.0 %	68.9 %

Tabelle 4.1.: Transmissionskoeffizienten der verschiedenen p^+ -Schichten. Aus den relativen Höhen der Peaks im Zeitbereich können Werte gewonnen werden, da die Transmissionskoeffizienten aus den relativen Frequenzspektren konstant mit der Frequenz sind.

bis zu 1.5 THz. Wegen der konstanten Transmission bei allen Frequenzen kann auch die relative Höhe der Maxima der Pulse im Zeitbereich betrachtet werden. Die daraus gewonnenen Transmissionskoeffizienten stimmen gut mit den aus den Frequenzspektren bestimmten überein.

4.2. Differentielle Elektreflexionsmessungen

Die Halbleiterübergitterproben wie auch die Volumenhalbleiterproben haben keine Abhängigkeit der Emission von der angelegten Spannung gezeigt. Dieser Befund führt zu der Vermutung, daß in den Proben kein Feld durchgreift. Um den Befund zu überprüfen, wird bei den Übergitterproben die Aufspaltung der Zustände in eine Wannier–Stark–Leiter gemessen. Spalten die Zustände für verschiedene Vorspannungen unterschiedlich stark energetisch auf, so greift das angelegte Feld auf die Probe über. Eine Möglichkeit für diese Charakterisierung der Proben ist die Messung der Reflexion eines anregenden Laserstrahls an der Probe. In Abhängigkeit von der angelegten Vorspannung und der Wellenlänge der Anregung existieren Übergänge in einzelne Wannier–Stark–Niveaus, die Möglichkeit der Absorption ist gegeben. Je nach der Stärke der Absorption wird sich auch der Anteil der Strahlung, die reflektiert wird, ändern.

Die differentiellen Elektreflexionsmessungen an der Probe pi08 (zur Probenstruktur siehe Abschnitt 3.1.1 und Tab. 3.5) werden mit einer mittleren Wellenlänge des Lasers von 805 nm durchgeführt. Der Puls hat bei dieser Wellenlänge eine spektrale Breite von ≈ 15 nm FWHM. Es werden Spektren für Vorspannungen von 0.95 V bis -0.85 V in Schritten von 0.1 V aufgenommen. Die Vorspannung wird jeweils mit einer Rechteckspannung mit einer Modulationstiefe von 40 mV und einer Modulationsfrequenz von 1.785 kHz moduliert. Die Leistung des Lasers wird mit einem Graufilterrad auf 7 mW abgeschwächt, was somit einer Anregungsdichte von $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ entspricht.

Abb. 4.6 zeigt die gemessenen differentiellen Elektreflexionsspektren. Die einzelnen Kurven sind mit einem konstanten vertikalen Abstand versehen. Gemessen wird die Änderung der Reflexion des Laserstrahls mit der Modulation der Vorspannung um eine interessierende Vorspannung. Die Spektren zeigen, bedingt durch die Meßmethode, nicht die Absorptionsspeaks, sondern ableitungssähnliche Strukturen, die aus mehreren Tälern und Bergen bestehen. Einzelne Übergänge lassen sich weniger deutlich als in [4] auflösen. Zwischen 802 nm und 804 nm

(1.546 eV bis 1.542 eV) verändert sich eine Änderung in der Reflexion energetisch mit der externen Vorspannung. Bei diesen Energien sollte der 1shh-1-Übergang liegen. Zur Identifizierung wird eine Gerade durch die Übergänge gelegt, so daß man die Steigung bestimmen kann. Die Steigung der Geraden weicht um über einen Faktor 2 von der eines 1shh-1 Übergangs aus Messungen mit Photostromspektroskopie bei niedrigen Anregungsdichten [5] ab. Somit lassen sich diese Übergänge nicht als 1shh-1-Übergänge identifizieren. Der in seiner Oszillationsstärke viel größere 1shh0-Übergang, der bei Wellenlängen zwischen 800 nm und 797 nm (1.550 eV und 1.555 eV) liegen sollte, kann nicht eindeutig identifiziert werden. In diesem Bereich ist nur eine schwache Änderung der Reflexion bei stärkeren negativen Vorspannungen zu finden. Ein gleichzeitiges Auftreten von mindestens zwei Strukturen, wie es für das Auftreten von Bloch-Oszillationen nötig ist, ist anders als in [4] bei keiner der Vorspannungen zu beobachten.

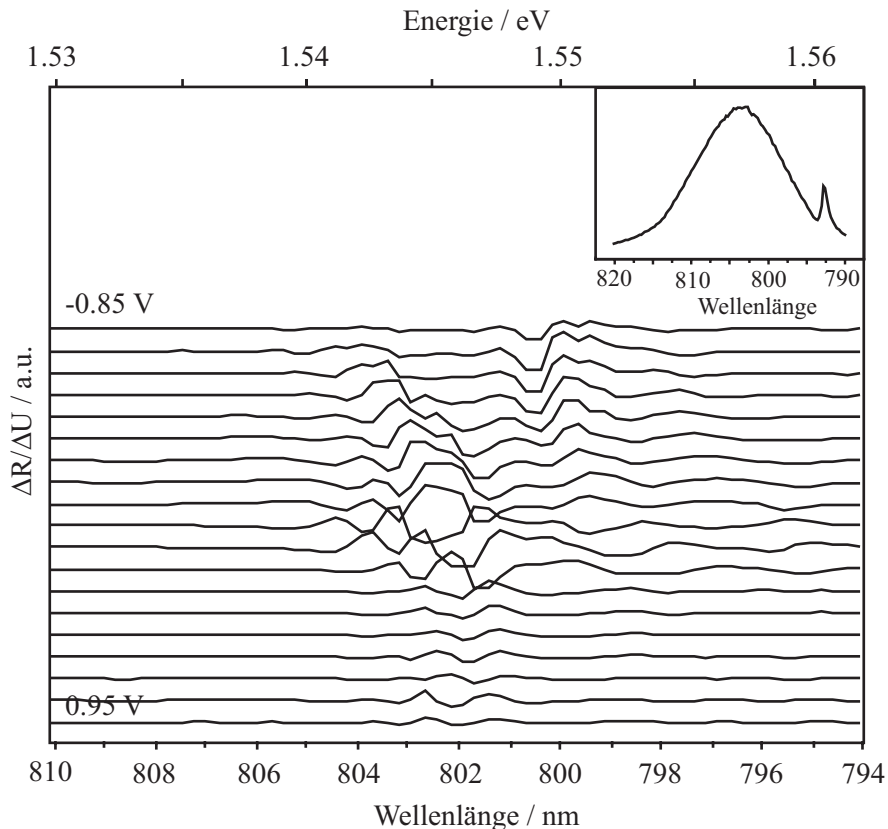


Abbildung 4.6.: Gemessene differentielle Reflexion der Übergitterprobe pi08 bei verschiedenen Vorspannungen. Das Spektrum des anregenden Laserpulses ist im Inset dargestellt. Der Peak bei 792.5 nm im Spektrum des Pulses liegt an der Justierung des Laserstrahls in den Monochromator: Bei nicht exakter Fokussierung bzw. Strahlführung kann wie hier ein Nebenmaximum durch Beugung entstehen.

Die differentiellen Elektroreflexionsmessungen haben zwar eine geringfügige Abhängigkeit der Reflexion von der Vorspannung gezeigt, lassen aber keine Rückschlüsse auf eine eindeutige Wannier-Stark-Aufspaltung zu.

4.3. Photostrommessungen

Alle bisherigen Messungen wurden nur mit hohen Anregungsdichten durchgeführt. Da ein Durchgreifen der Spannung in der Probe nicht zu erkennen war, wird durch Photostromspektroskopie, die eine andere Möglichkeit der Charakterisierung bietet, eine Herausbildung der Wannier–Stark–Leiter zunächst bei niedrigen Anregungsdichten reproduziert. Dies dient gleichzeitig der Charakterisierung der Proben für die zeitaufgelösten Messungen. Anschließend wird durch sukzessives Erhöhen der Anregungsdichte zudem Aufschluß über das Verhalten des Spannungsdurchgriffs bei höheren Anregungsdichten gewonnen.

Da weder der Versuch von Bloch–Oszillationsmessungen (Abschnitt 4.1.1) an verschiedenen Übergitterproben (z.B. pi08, pi10, pi11, siehe Tab. 3.5) noch die Zyklotronemissionsmessungen (Abschnitt 4.1.2) an Volumenhalbleitern (Probe bu03, siehe Tab. 3.5) eine Abhängigkeit der Frequenz der Emission von der angelegten äußeren Spannung gezeigt haben, ist die Charakterisierung der Proben bei niedrigen Anregungsdichten ein wichtiger Anhaltspunkt zur Eingrenzung des Problems bei den Proben. Da die Abhängigkeit von der Anregungsdichte untersucht werden soll, wird statt der in [5] verwendeten Lampe zusammen mit einem Monochromator der zur Verfügung stehende Zwei–Farben Ti:Saphir–Laser verwendet. Dieser bietet die Möglichkeit, die Anregungsdichte in einem großen Bereich zu variieren. Die Photostrommessungen werden an verschiedenen Proben durchgeführt. Als Nachweis für ein Durchgreifen des Feldes dient die vorspannungsabhängige Wannier–Stark–Aufspaltung. Dabei ist die gesamte Wannier–Stark–Leiter von geringerem Interesse. Die Messungen konzentrieren sich auf den Wellenlängenbereich der 1shh0 und 1shh-1 Übergänge, deren Quantenschwebungen Ursache von Bloch–Oszillationen sind, da sie in ihrer Oszillatorstärke relativ groß und zudem gleich groß sind. Ebenso wurde auf eine hohe Auflösung zugunsten verschiedener Anregungsdichten und einer geringeren Meßzeit verzichtet.

4.3.1. pin–Proben

Beryllium–dotierte Proben

An der pin–Übergitterprobe pi09, die für zeitaufgelöste Messungen präpariert war, werden die ersten Photostromspektren aufgenommen. Die Wellenlänge des Anregungslichts wird mit einer Schrittweite von 0.2 nm von 798 nm bis 810 nm (1.555 eV bis 1.530 eV) variiert. Die Anregung erfolgt wie bei den zeitaufgelösten Messungen relativ großflächig mit einer Anregungsfläche von 0.07 cm². Die Messungen werden mit einer niedrigen Anregungsleistung von 50 nW und mit einer daraus berechneten Anregungsdichte⁶ von $6.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ begonnen, um zunächst eine Aufspaltung der Niveaus in eine Wannier–Stark–Leiter festzustellen und die Qualität der Probe zu charakterisieren. Anschließend wird die Anregungsdichte schrittweise bis zu $6.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Anregungsleistung von 5 mW erhöht.

⁶Die Anregungsdichte wird mit einer angenommenen Ladungsträgerlebenszeit von 200 ps [49] bestimmt. Die Bestimmung der Anregungsdichte ist in Abschnitt 2.3.3 erklärt. Die hier angenommene Ladungsträgerlebenszeit scheint aber zu kurz zu sein, wie sich bei den Messungen herausstellt.

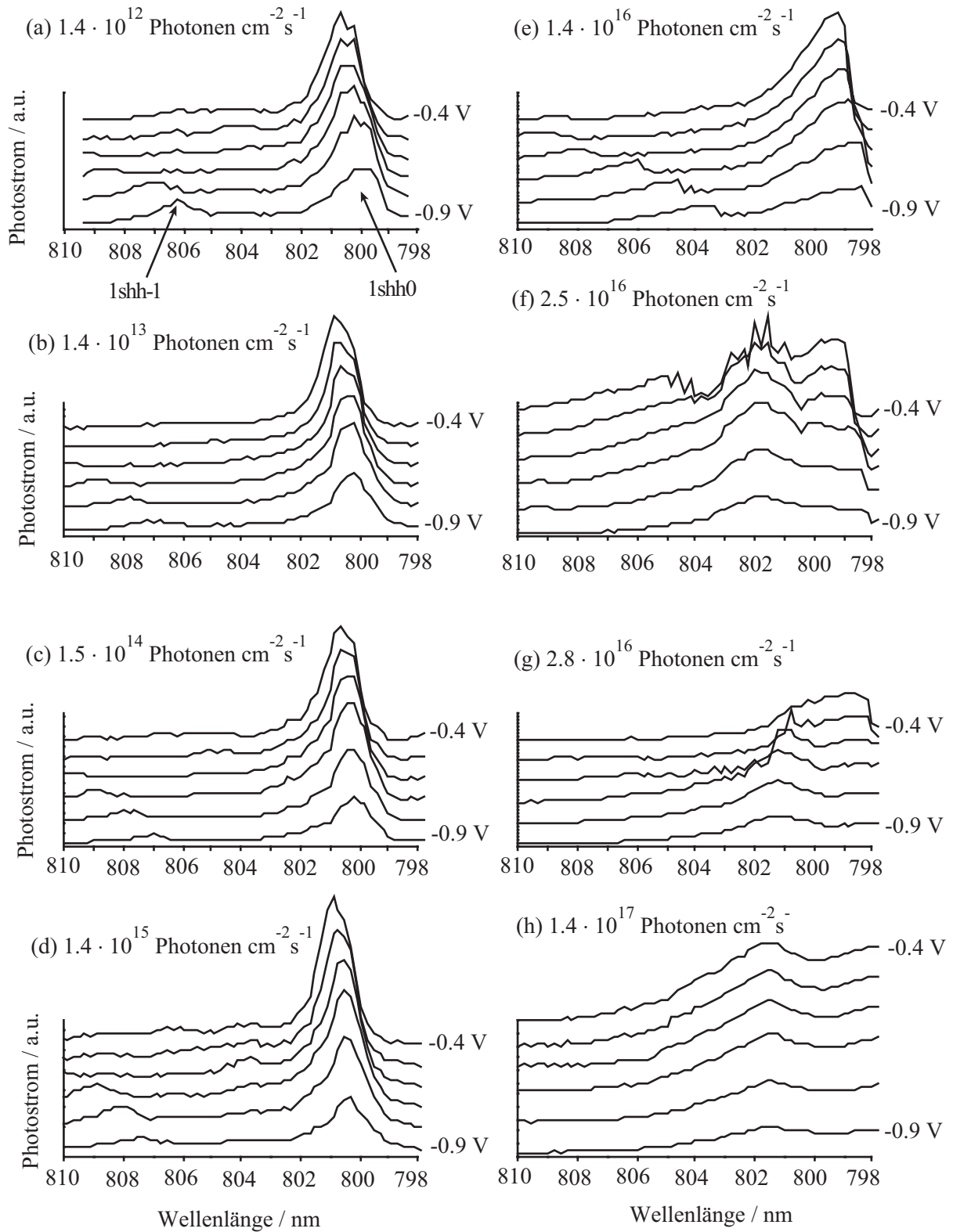


Abbildung 4.7.: Photostromspektren der Probe pi09 bei verschiedenen Anregungsdichten. Die Spotgröße ist bei allen Messungen identisch (0.07 cm^2). Die Anregungsleistung wurde von (a): 50 nW bis (h): 5 mW gesteigert. Die bei höheren Anregungsdichten einsetzende Feldabschirmung ist am Verschwinden der Wannier-Stark-Leiter zu erkennen.

Bei einer niedrigen Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (siehe Abb. 4.7a) ist ein deutliches Aufspalten und energetisches Steigen der Niveaus mit steigendem angelegten Feld zu beobachten. Der 1shh0- und der 1shh-1-Übergang, die als Anhaltspunkte für die Bildung der Wannier-Stark-Leiter dienen, sind deutlich erkennbar und entsprechen in etwa den theoretischen Berechnungen von DIGNAM und SIPE [15] für das verwendete Übergitter. Weitere Strukturen können aufgrund der sehr viel geringer gewählten Auflösung und des hohen Rauschniveaus der Messungen, sowie des kleinen Meßbereiches nicht aufgelöst werden. Die Vorspannung der Probe kann nicht bis zu Werten nahe des Flachbands erhöht werden, da für den verwendeten Meßaufbau dann das Rauschniveau und der Gesamtstrom zu hoch werden. Alle Vorspannungen liegen daher im Wannier-Stark-Bereich [54]. Bis zu einem Photonenfluß von $1.4 \cdot 10^{15} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, dargestellt in Abb. 4.7(d), verändert sich die Wannier-Stark-Leiter nicht. Erst ab $1.4 \cdot 10^{16} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ beginnen die Übergänge asymmetrisch zu werden, die höherenergetische Flanke des 1shh0-Übergangs wird steiler als die niederenergetische. Ab einer geringfügig höheren Anregungsdichte in Abb. 4.7(f) ist eine Wannier-Stark-Leiter bei den hier betrachteten Vorspannungen nicht mehr zu erkennen. Erst bei stärkeren Vorspannungen sieht man trotz hoher Dichte doch eine Aufspaltung in die zwei Niveaus. In Abb. 4.8 ist das aufgenommene Photostromspektrum bei der Anregungsdichte von $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ und bei höheren Vorspannungen dargestellt. Erst ab Vorspannungen von -0.5 V ist eine Wannier-

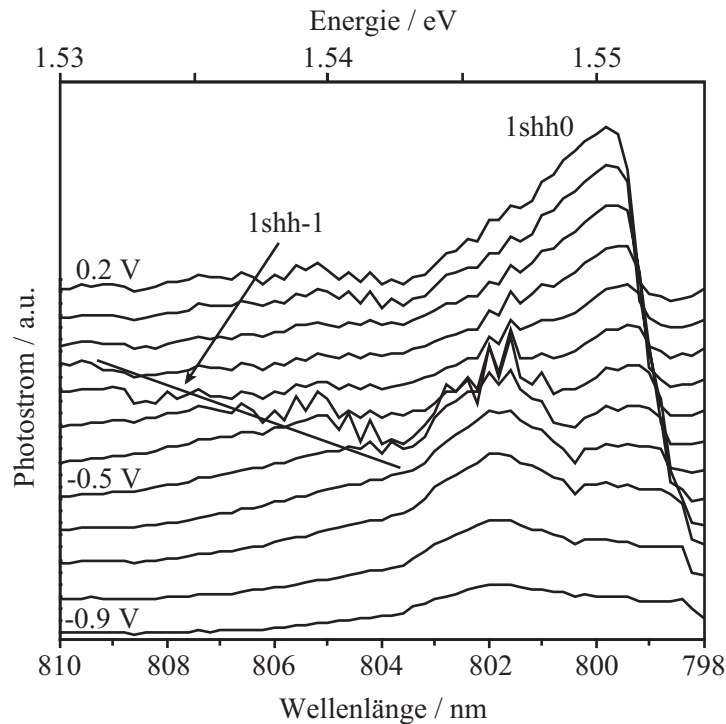


Abbildung 4.8.: Photostromspektren der Probe pi10 bei einer Anregungsleistung von $750 \mu\text{W}$. In der Region stärkerer Vorspannung (-0.5 V bis 0.2 V) ist das Herausschieben des 1shh-1-Übergangs zu erkennen.

Stark–Aufspaltung zu erkennen, im Gegensatz zu niedrigeren Anregungsdichten, bei denen schon bei -0.9 V eine deutliche Aufspaltung zu sehen ist. Bei einer weiteren Erhöhung der Anregungsdichte zeigt das Photostromspektrum auch bei noch höheren Vorspannungen keine Wannier–Stark–Leiter mehr. Das Photostromspektrum nähert sich mit steigendem Anregungsdichten immer mehr dem eines Volumenhalbleiters oder eines Übergitters im Minibandbereich an. Es zeigt sich nur noch eine Bandkante ohne weitere Strukturen und ohne Abhängigkeit von der angelegten Spannung wie in Abb. 4.7(h). Wie auch bei später untersuchten Proben (z.B. be01) sind bei gewissen angelegten Feldern, allerdings unterschiedlich für die einzelnen Anregungsdichten, Fluktuationen in der Intensität des Photostroms zu sehen. In Abb. 4.7(f) ist besonders die Kurve bei einer Vorspannung von -0.4 V mit sehr großen Fluktuationen behaftet. Da bei den Messungen bei jeder Wellenlänge jeweils die Vorspannungen durchvariiert werden, kann man ausschließen, daß die Fluktuationen durch einen Fehler bei der Aufnahme der Messung bei dieser speziellen Vorspannung bedingt sind. Als Ursache für die Fluktuationen können elektrische Felddomänen durch resonantes Tunneln ebenfalls ausgeschlossen werden. Um in den Bereich elektrischer Felddomänen durch resonantes Tunneln zwischen den Minibändern zu kommen, müssen bei diesen Übergittern mit einem Abstand zwischen den ersten beiden Elektronminibändern von 101.6 meV Spannungen von etwa 4 V angelegt werden [55]. Die Instabilitäten resultieren vermutlich aus dem Vorhandensein von Regionen mit negativer differentieller Geschwindigkeit (engl.: *negative differential velocity*, NDV). Durch den Übergang von Elektronen mit geringer effektiver Masse in der Nähe des Γ Punktes, also in dem parabolischen Bereich des Minibandes, in Gebiete mit einer größeren effektiven Masse bei höheren Energien bilden sich sich ausbreitende bzw. fortbewegende Regionen mit verschiedenen elektrischen Feldstärken. Ladungsträger mit höherer Energie gewinnen an Masse und werden dadurch langsamer. Sie halten die danach folgenden Ladungsträger mit niedrigerer Energie und damit kleinerer Masse auf und sammeln sie an. Dadurch bilden sich in der Probe Regionen mit unterschiedlichen Feldstärken, je nach Ladungsträgerkonzentration. Die NDV kann dann zu Bereichen mit negativer differentieller Leitfähigkeit in Strom–Spannungskennlinien führen, was sich bei Stromkurven in Abhängigkeit von der Wellenlänge in Fluktuationen auswirken kann [9]. Die Fluktuationen bei bestimmten Spannungen in den Photostrommessungen sind Signaturen der instabilen Feldstärken in der Probe, wie sie sonst nur bei Übergittern mit schwacher Kopplung auftreten.

An weiteren in der gleichen Weise präparierten Proben desselben pin–Übergitterwafers aber verschiedener Präparationszyklen (pi10, pi11 und pi12, siehe Tab. 3.5) werden ebenfalls Photostromspektren bei verschiedenen Anregungsdichten durchgeführt, die das von der Probe pi09 gewonnene Bild bestätigen: Mit steigender Anregungsdichte muß mehr Spannung an die Probe angelegt werden, um eine Wannier–Stark–Aufspaltung zu erreichen. Schließlich ist bei hohen Anregungsdichten bei allen angelegten Spannungen keine Wannier–Stark–Aufspaltung der Zustände mehr zu beobachten. Die Messungen führen zu der Vermutung, daß in der Probe bei höheren Anregungsdichten das Feld nicht durchzugreifen scheint. Es findet wohl eine Abschirmung des elektrischen Feldes statt.

Kohlenstoff-dotierte Proben

An einer weiteren pin-Übergitter-Probe be01, bei der die p⁺-Dotierung statt mit Beryllium (Be) mit Kohlenstoff (C) realisiert wurde, werden Photostromspektren abhängig von der Anregungsdichte aufgenommen. Es besteht die Vermutung, daß das Feld bei höheren Anregungsdichten in der Probe nicht mehr durchgreift. Ein Grund dafür könnten Störstellen sein, die durch in die Probe eindiffundierte Atome des Dotanten der p⁺-Schicht gebildet werden. Mit den folgenden Messungen soll kontrolliert werden, ob dies spezifisch für Be-Atome ist, die bei den ersten Proben als Dotanten verwendet wurden. Die Vermutung, daß Beryllium Atome schneller bzw. tiefer eindiffundieren als Kohlenstoff Atome, mit denen die jetzt untersuchten Proben dotiert sind, soll überprüft werden.

Bei den Messungen an der Kohlenstoff-dotierten Probe wird zusätzlich die Anregungsdichte durch die Fokussierung des Laserstrahls variiert bzw. noch weiter erhöht. Damit kann gleichzeitig überprüft werden, ob laterale Inhomogenitäten zu der Abschirmung beitragen. Bei einer großflächigen Anregung sollten diese einen größeren Einfluß haben, als bei einer fokussierten Anregung. Eine bei dieser Probe leicht veränderte Präparation (Säure-Dip, erläutert in Abschnitt 3.1.2) erlaubt eine rauschärmere Messung, was es ermöglicht, auch Vorspannungen in der Nähe des Flachbandes zu untersuchen. Die Vorspannung wird zwischen -1.5 V und 0.0 V variiert. Im Gegensatz zu den Messungen an der ersten Probe wird bei einigen Anregungsdichten die Wellenlänge zwischen 797 nm (1.556 eV) und 810 nm (1.530 eV) variiert.

Abb. 4.9 zeigt die Photostromspektren der Probe be01 bei verschiedenen Anregungsdichten. Hier wurde auf die Aufnahme der Spektren bei sehr niedrigen Anregungsdichten verzichtet, mit den Kurven in Abb. 4.9(a) bei einem Photonenfluß von $1.4 \cdot 10^{14}$ Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (einer Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$) ist die Probe charakterisiert. Die Anregungsdichte wurde dann stark gesteigert, um in die Regionen zu kommen, in denen bei der Probe pi09 das Einsetzen einer Feldabschirmung beobachtet wurde. Zwischen (a) und (b), die sich, bedingt durch die unterschiedliche Größe der Anregungsfläche, $7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2$ in (a) bzw. $7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ in (b), in der Anregungsdichte durch einen Faktor 100 unterscheiden, lassen sich kaum Unterschiede feststellen. In beiden Spektren ist sowohl der 1shh0 als auch der 1shh-1 Übergang deutlich zu erkennen. Der 1shh-1 Übergang schiebt deutlich mit dem angelegten Feld. Zusätzlich ist hier auch der 1shh-2 Übergang in den Kurven mit der Vorspannung -1.3 V und -1.2 V bei 802.8 nm bzw. 805.4 nm zu finden. Die Spektren in Abb. 4.9(c) werden bei der gleichen Anregungsdichte wie die in Abb. 4.9(b) aufgenommen, allerdings mit einer höheren Anregungsleistung und einer größeren Anregungsfläche. Hier beginnt die Wannier-Stark-Leiter bei leicht höheren Spannungen, die Übergänge werden asymmetrisch und schieben etwas stärker mit dem Feld. Laterale Inhomogenitäten scheinen also eine Rolle zu spielen, sind aber wohl nicht der alleinige Grund für die Abschirmung bzw. die Verbreiterung der Peaks. Es wird eine Verbesserung hinsichtlich des Einsetzens der Abschirmung gegenüber der Probe pi09 beobachtet, was zum einen auf eine bessere Reinigung der Probe während der Präparation zurückzuführen sein könnte, und zum anderen an den unterschiedlichen Dotanten liegen könnte. Wie auch bei der Probe pi09 sind bei gewissen angelegten Spannungen, ebenfalls unterschiedlich bei den einzelnen Anregungsdichten, Fluktuationen in der Intensität des Photostroms zu sehen. In Abb. 4.9(g) ist besonders

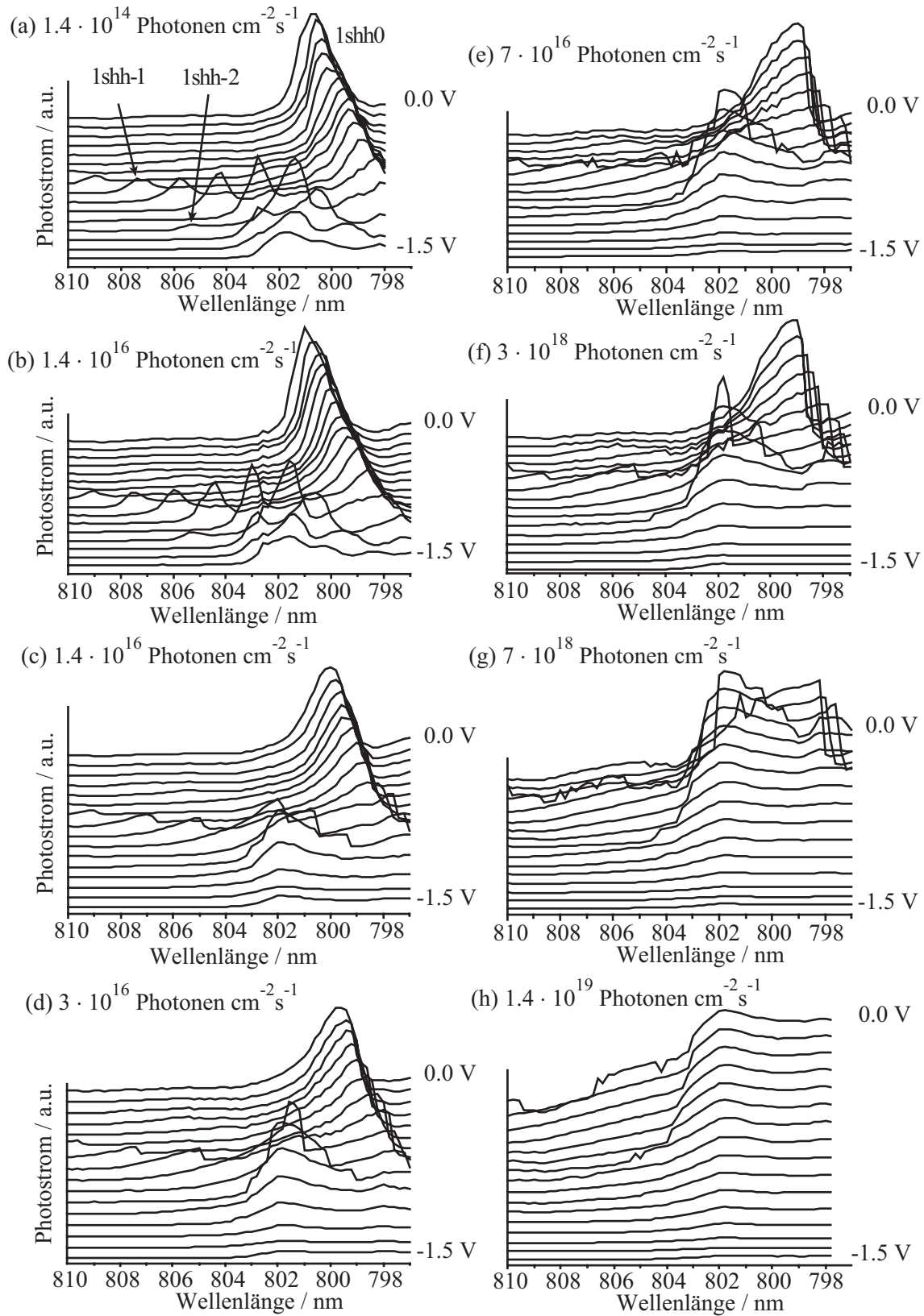


Abbildung 4.9.: Photostromspektren der Probe be01 bei verschiedenen Anregungsdichten. (a), (c), (d) und (e) sind großflächig mit einer Fläche von 0.07 cm^2 angeregt. (b), (f), (g) und (h) sind fokussiert mit einer Fläche von $7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ angeregt.

die Kurve bei einer Vorspannung von -0.3 V mit sehr großen Fluktuationen behaftet, die wie oben erläutert aus der negativen differentiellen Geschwindigkeit in der Probe und den daraus folgenden verschiedenen elektrischen Feldern resultieren. Mit steigender Anregungsdichte verschiebt sich das Einsetzen der Wannier–Stark–Leiter immer mehr in Richtung positiver Vorspannungen und reduziert sich bei einem Photonenfluß von $1.4 \cdot 10^{19}\text{ Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (einer Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-3}$) schließlich für alle angelegten Spannungen zu einer flachbandähnlichen Situation.

4.3.2. Schottky–Probe

Eine Schottky–Probe, die kurzfristig zur Verfügung stand, wird als Vergleichsprobe zu den pin–Proben herangezogen. Die Probe wurde von K. KÖHLER gewachsen und in Aachen präpariert (siehe Abschnitt 3.1.1). An dieser Probe werden ebenfalls Photostromspektren bei verschiedenen Anregungsdichten aufgenommen. Da es sich um eine Schottky–Probe handelt, muß zunächst die Vorspannung gefunden werden, bei der sich die Flachbandsituation bei dieser Probe einstellt. Diese externe Spannung ist für jede Schottky–Probe unterschiedlich und hängt stark von der Kontaktierung ab. Die Probe 3492.35.1 lag schon fertig kontaktiert vor und mußte somit nur noch in den Kryostaten eingebaut werden. Es werden Photostromspektren bei Vorspannungswerten von -0.8 V bis 1.3 V in einem Energiebereich von 1.56 eV bis 1.53 eV (795 nm bis 810 nm) aufgenommen.

In Abb. 4.10 sind die Photostromspektren dieser Probe bei zwei verschiedenen Anregungsdichten dargestellt. Die Anregungsdichte in Abb. 4.10(a) entspricht der in Abb. 4.9(b), die in Abb. 4.10(b) ist um einen Faktor 200 größer und entspricht in etwa der in Abb. 4.9(f). In beiden Spektren sind drei Übergänge deutlich erkennbar: Der $1\text{shh}0$ Übergang bei 800.8 nm , der 1shh-1 Übergang, der mit der Vorspannung energetisch von 801 nm bis 808 nm schiebt und der 1shh-2 Übergang zwischen 802 nm und 804 nm . Die beiden Spektren unterscheiden sich in einen in der Vorspannung etwas verschobenen Flachbandbereich, wie es für Schottky–Proben zu erwarten ist [56]. Gleichzeitig verschwinden einige Details insbesondere im Bereich um 796 nm . Die bei dieser Wellenlänge liegenden Übergänge in Abb. 4.10(a), die als der 1slh-1 und der $2\text{shh}0$ Übergang identifiziert werden können, ändern sich zusätzlich in der Breite und werden kaum noch unterscheidbar. Bei der höheren Anregungsdichte ist die Oszillatorstärke des 1shh-1 und des 1shh-2 gegenüber der des $1\text{shh}0$ gesunken, so daß beide schon bei niedrigeren Vorspannungen nicht mehr aufgelöst werden können. Auch eine weitere Erhöhung des Photonenflusses bis zu einem Wert von $3 \cdot 10^{19}\text{ Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, und somit einer Anregungsdichte von $1.5 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-3}$, ergibt nur eine weitere geringfügige Verschiebung des Einsetzens des Wannier–Stark–Bereichs, aber immer noch eine deutlich auflösbare, symmetrische Wannier–Stark–Aufspaltung (hier nicht dargestellt).

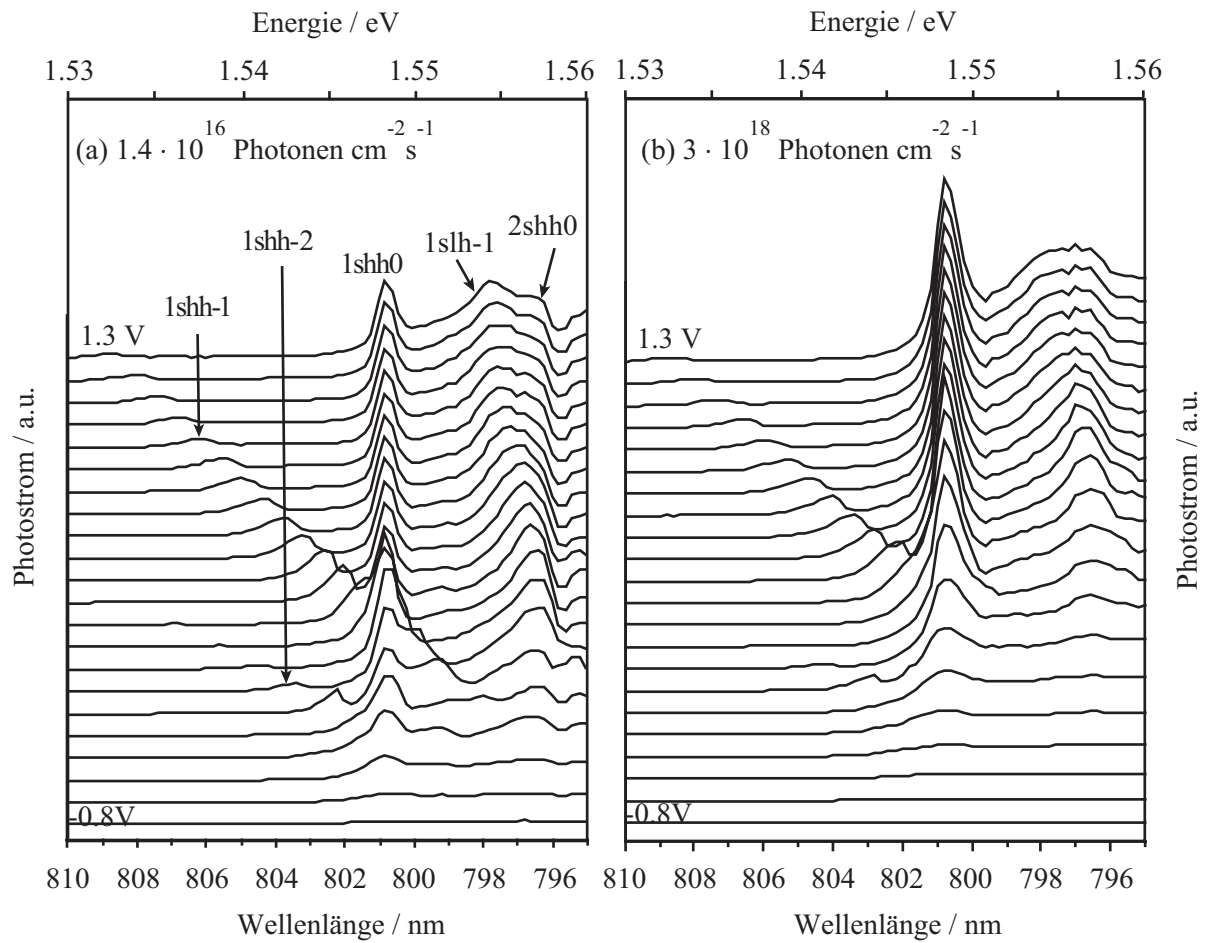


Abbildung 4.10.: Photostromspektren der Schottky-Probe. (a) ist bei einer niedrigen Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ mit einer Anregungsleistung von $5 \mu\text{W}$ aufgenommen, (b) bei einer um einen Faktor 200 größeren Anregungsdichte.

4.3.3. Modifizierte Proben

Zur Klärung der verschiedenen bei den Photostromspektren aufgetretenen Fragen bezüglich der Feldabschirmung bei hohen Anregungsdichten werden einige Proben in der Präparation verändert. So werden nach einigen Variationen der Präparation die in Abschnitt 3.1.2 erläuterten und in Tab. 3.4 aufgeführten Säure-Dips für die Oberseite und die Unterseite der Proben eingeführt. Dies hat sowohl eine kleine Verbesserung des Meßrauschens als auch eine etwas geringere bzw. bei höheren Anregungsdichten einsetzende Feldabschirmung zur Folge. Weiterhin werden einige Proben in der grundsätzlichen Präparation bzw. Probenstruktur geändert.

Probe mit Mesa-Strukturen

Da zur Messung der Emission von Bloch-Oszillationen verwendete pin-Proben häufig als Mesa-Strukturen präpariert werden [54], wird hier eine Probe, die mit Mesa strukturiert wurde (siehe Abschnitt 3.1.2) auf ihr Verhalten abhängig von der Anregungsdichte untersucht. Die Probe zeigt für niedrige Anregungsdichten eine deutliche Aufspaltung in die Wannier-Stark-Niveaus, bei etwas höheren Anregungsdichten jedoch keine Aufspaltung mehr. Die Anregungsdichte, ab der keine Aufspaltung mehr beobachtet werden kann, liegt noch weit unter den Anregungsdichten der anderen Proben, ab denen eine Feldabschirmung aufgetreten ist. Die Ursache für die hier schnell eintretende Abschirmung wird allerdings nicht weiter untersucht, da die Vermutung besteht, daß es sich hier eventuell um ein zufälliges Problem bei der Präparation handelt.

Probe mit heruntergeätzter p^+ -Schicht

Da die oben beschriebene und untersuchte Schottky-Probe nur kurzzeitig zur Verfügung stand und alle bisherigen Messungen auf ein Problem mit der Kontaktierung hinwies, soll im nächsten Schritt die Kontaktierung prinzipiell geändert werden. Die Kontaktierung wurde durch unterschiedliche Präparation zwar verbessert, aber das Problem konnte nicht ganz eliminiert werden. Da die bisher untersuchten Proben bis auf die eine Schottky-Probe als pin-Dioden gewachsen wurden und kurzfristig keine anderen Proben zur Verfügung standen, wird bei einer der Proben (pi12a) mit der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Ätzlösung die p^+ -dotierte Schicht heruntergeätzt und eine semitransparente Cr/Au-Schicht aufgedampft. Dadurch ähnelt die Probe mehr einer Schottky-Diode, unterscheidet sich aber von diesen in der fehlenden Al-GaAs Puffer-Schicht.

Hier wird kein komplettes Photostromspektrum aufgenommen, sondern nur Messungen bei drei verschiedenen Feldern durchgeführt. Dies reicht aus, um eine Ausbildung der Wannier-Stark-Leiter zu erkennen. Die externe Vorspannung wird von -0.6 V bis zu -0.4 V variiert. Die Spannungen, bei denen hier die Aufspaltung der Niveaus stattfindet, stimmen nicht mehr mit den vorher bei den pin-Proben beobachteten überein. Das liegt an den geänderten Kontakten, statt mit einer p^+ -Schicht schließt die Probe mit einer intrinsischen Schicht und einer dünnen

Metallschicht ab, so daß sich eine Schottkybarriere an der Probenoberseite ausbildet. Die Fermi-niveaus werden wieder angeglichen, aber es ergibt sich so eine andere intrinsische Spannung [57]. Die Wellenlänge wurde zwischen 798 nm und 810 nm variiert.

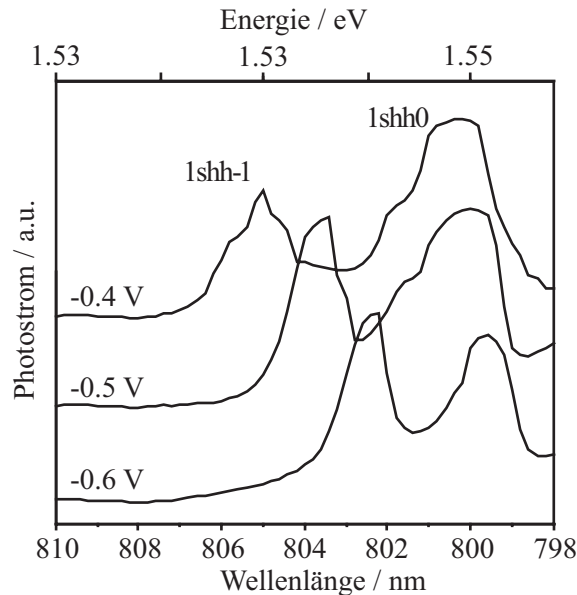


Abbildung 4.11.: Photostromspektren der Probe pi2a bei einer Anregungsleistung von 2.2 mW und fokussierter Anregung einer Fläche von $7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$. Die Anregungsdichte kann zu $8.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt werden. Die Probe, bei der die p^+ -Schicht heruntergeätzt und auf die eine semitransparente Cr/Au-Schicht aufgedampft wurde, zeigt auch bei höheren Anregungsdichten noch eine deutliche Wannier-Stark-Leiter.

In Abb. 4.11 sind Spektren für eine Anregungsdichte beispielhaft dargestellt, bei einem höheren Photonenfluß von $1.4 \cdot 10^{19} \text{ Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Es ist eine deutliche Aufspaltung der Übergänge zu erkennen. Beeinträchtigt wird die Messung etwas durch die hohen Ströme von etwa 0.3 mA gegenüber beispielsweise etwa 0.1 nA bei den Messungen für Abb. 4.7(a), die durch die Probe fließen und die nahe an den maximal mit dieser Meßanordnung zu messenden Strömen liegen. Eine Steigerung der Anregungsdichte um einen Faktor 3 ist möglich (nicht dargestellt), ohne daß die Wannier-Stark-Leiter verschwindet. Eine weitere Steigerung ist wegen der erreichten maximalen Leistung des Lasers nicht möglich⁷.

pin-Probe mit einer zusätzlichen semitransparenten Schicht

Da die Probe pi2a nach dem Ausbauen aus dem Kryostaten keine Photospannung mehr zeigt, und daher nicht weiter verwendet werden kann, wird nun auf die schon fertig präparierte Probe

⁷Der Pumplaser des Ti:Saphir Lasers mußte bald nach diesen Messungen ausgetauscht werden, so daß der Ti:Saphir Laser zeitweilig nicht mehr als 7 mW Leistung erreichte.

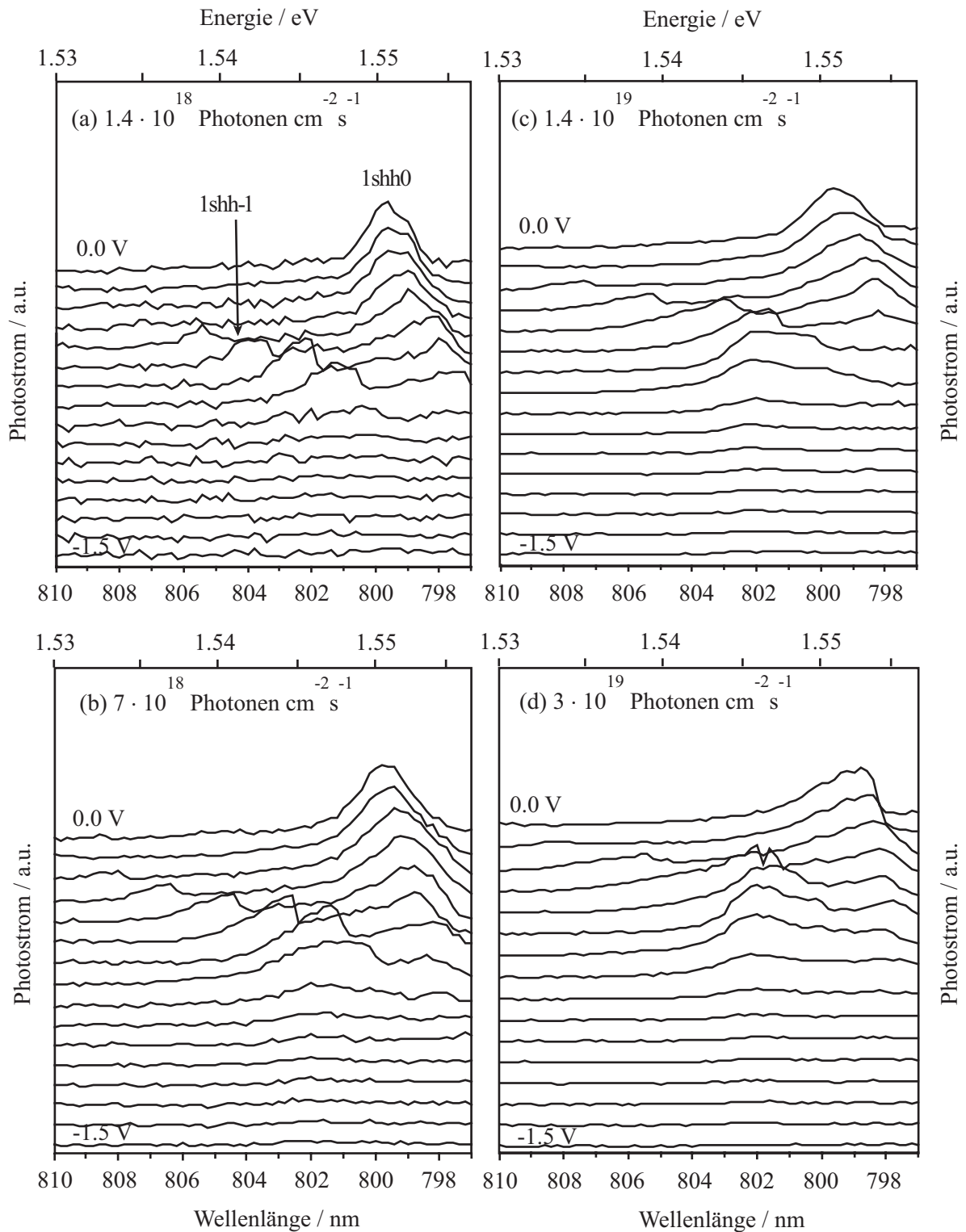


Abbildung 4.12.: Photostromspektren der Probe be03 bei verschiedenen Anregungsdichten. Auf die Probe wurde eine zusätzliche semitransparente Metallschicht aufgedampft. Eine Messung bei niedrigen Anregungsdichten ist aufgrund des hohen Rauschniveaus nicht möglich. Alle Messungen werden mit einem fokussierten Laserstrahl von $7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ Fläche durchgeführt. Die Anregungsdichten ergeben sich so zu $6.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ in (a) bis zu $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ in (d).

be03 (pin-Übergitter) nachträglich eine semitransparente Cr/Au-Schicht aufgedampft, wie sie bei Schottky-Proben ohne p^+ -dotierte Schicht verwendet wird. Die Probe besitzt also noch die p^+ -dotierte Schicht und hat zusätzlich eine Metallschicht auf der Oberseite. Damit soll die Kontaktschicht verbessert werden, da Ladungsträger, die sich sonst in der p^+ -dotierten Schicht ansammeln könnten, besser abfließen können. Die Vorspannung wird zwischen -1.5 V und 0.0 V variiert. Die Anregungsleistung wird von $500 \mu\text{W}$ auf schließlich 10 mW erhöht. Alle Messungen werden mit einem fokussierten Strahl und damit bei einer beleuchteten Fläche von $7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ durchgeführt.

Die Messungen an der modifizierten Probe be03 sind in Abb. 4.12 dargestellt. Eine Charakterisierung der Probe bei niedrigen Anregungsdichten ist hier nicht möglich, da die Messungen zu verrauscht sind. Mit zunehmender Anregungsdichte nimmt das Rauschniveau jedoch deutlich ab. Eine Aufspaltung in verschiedene Niveaus ist für alle betrachteten Anregungsdichten (von $6.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, dargestellt in Abb. 4.12(a), bis zu $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, dargestellt in Abb. 4.12(d)), zu beobachten. Sowohl der 1shh0 als auch der 1shh-1 Übergang sind jeweils deutlich zu erkennen. Mit steigender Anregungsdichte verschiebt sich zum einen die äußere Spannung, die angelegt werden muß, um in die Flachbandsituation zu kommen, zum anderen erhöht sich die Linienbreite der Übergänge von etwa 2.7 meV in Abb. 4.12(a) auf etwa 4.2 meV in Abb. 4.12(d). Die Probe be03 ist neben der Schottky-Probe die Probe, bei der mit den höchsten Anregungsdichten noch eine Wannier-Stark-Aufspaltung beobachtet werden kann.

Die heruntergeätzte Probe pi12a hat ebenfalls eine Aufspaltung bei hohen Anregungsdichten gezeigt, allerdings sind hier größere Ströme durch die Probe geflossen als bei der Probe mit der semitransparenten Schicht (be03) sowie bei der Schottky-Probe aus Aachen. Vergleiche der Proben in weiteren Messungen konnten jedoch an der Probe pi12a nicht durchgeführt werden, da diese nach den Photostrommessungen keine Photospannung mehr gezeigt hat und daher nicht weiter verwendet werden konnte. Eine weitere Diskussion der verschiedenen Proben wird in Abschnitt 5 gegeben.

4.4. Bloch–Oszillationen

Mit der in Abschnitt 4.3.3 untersuchten Probe be03, die auch bei hohen Anregungsdichten noch eine Aufspaltung in Wannier–Stark–Zustände zeigt, werden in einer 45° -Anordnung (beschrieben in Abschnitt 3.3.1, Abb. 3.5) Bloch–Oszillationsmessungen durchgeführt. Dies dient zunächst dazu, die Emission von Bloch–Oszillationen in einer einfachen Geometrie zu messen, bevor der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Bloch–Oszillationen untersucht werden soll. Gleichzeitig ist die Messung von Bloch–Oszillationen eine Überprüfung der Wannier–Stark–Aufspaltung bei höheren Anregungsdichten, wie sie nur bei wenigen speziell präparierten Proben beobachtet werden konnte. Die Messung wird in dem Closed–Cycle–Kryostaten durchgeführt, bei dem das Austrittsfenster der THz–Strahlung durch eine $10\mu\text{m}$ dicke Mylarfolie ersetzt wurde. Bei einer mittleren Anregungswellenlänge von 797 nm und einer optischen Leistung von 20 mW wird die Probe mit einem $10\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ großen Strahl angeregt, was einer Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ entspricht. Bei einer Auflösung von 0.04 ps und einem Scanbereich von 5.2 ps ergeben 4 Scans ein ausreichendes Signal zu Rausch Verhältnis. Der Antennenstrom wird mit 10^8 V/A vorverstärkt. Die Integrationszeit des Lock–Ins liegt bei 500 ms und der Vollausschlag beträgt $100\mu\text{V}$.

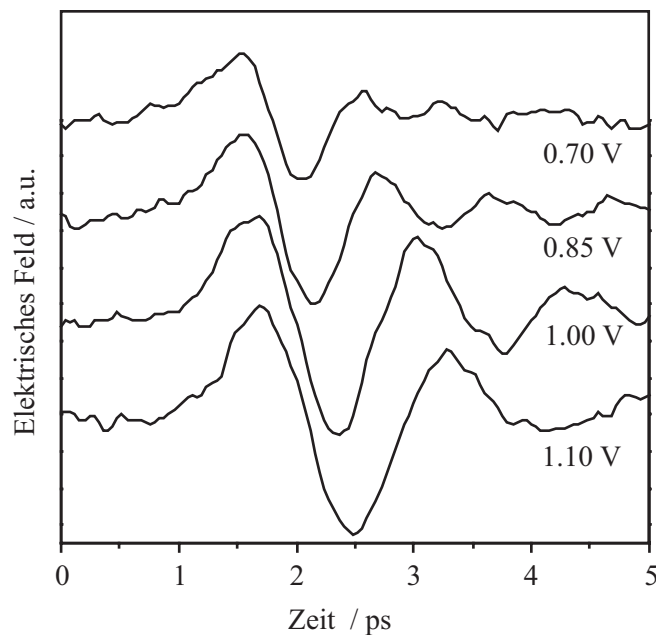


Abbildung 4.13.: An der Probe be03 gemessene Bloch–Oszillationen. Der zeitlichen Verlauf der Emissionen bei verschiedenen Vorspannungen ist mit vertikalem Abstand dargestellt. Die Periode der Bloch–Oszillationen mit steigendem Feld sinkt. Bei höheren Feldern sind mehr Oszillationen zu beobachten.

Abb. 4.13 zeigt die aufgenommenen Emissionen der Probe be03 bei verschiedenen Vorspannungen. Die Vorspannung der Probe wird zwischen 0.7 V und 1.1 V variiert. Die Emissionen

bei Vorspannungen sind zur besseren Übersichtlichkeit mit einem vertikalen Abstand versehen. Mit steigendem Feld sinkt die Periode der Oszillation. Die Oszillationsstärke nimmt mit steigendem Feld zunehmend ab, was auch an der sinkenden Sensitivität der Detektion bei höheren Frequenzen liegen kann. Bei höheren Feldstärken kann deutlich mehr als eine Oszillation beobachtet werden. Die Frequenz der Oszillation schiebt mit dem Feld. Die Oszillationen dephasieren aber auch mit höherem Feld schneller, was zu einer Verbreiterung der Emission in der Frequenz führt. Das höhere Meßrauschen bei höheren Feldern ist durch die bei höheren Frequenzen geringere Empfindlichkeit der Antenne bedingt.

4.5. Indium–Zinn–Oxid (ITO) als dichroitischer Strahlteiler

Der in den Messungen mit Magnetfeld als dichroitischer Strahlteiler benutzte Indium Zinn Oxid–Film (engl.: Indium Tin Oxide, ITO) wird auf seine Eigenschaften im THz–Bereich untersucht. Die optische Eigenschaften im THz–Bereich können aus den Reflexions– und Transmissionskoeffizienten bestimmt werden. Im optischen Frequenzbereich ist der ITO–Film transparent und kann deshalb hier als Strahlteiler verwendet werden.

4.5.1. Reflexionsmessungen an ITO

Die THz–Strahlung einer Oberflächenemission wird an einem ITO–Film und an einem Aluminium–Spiegel reflektiert. Der zeitliche Verlauf der reflektierten THz–Strahlung wird mit dem Reflexionsaufbau, beschrieben in 3.3.2, aufgenommen. Der Oberflächenemitter (InAs) wird mit 40 mW optischer Leistung angeregt, der zu messende Antennenstrom mit einer Verstärkung von 10^8 V/A vorverstärkt und mit dem Lock–In bei einem Vollausschlag von 1 mV und einer Integrationszeit von 500 ms aufgenommen. Bei einer langsamen Verfahrensgeschwindigkeit der Delay–Stage ergibt sich bei 9 Scans ein zufriedenstellendes Signal zu Rausch Verhältnis. Bei einer Auflösung von 0.1 ps wird über einen Zeitbereich von 12.75 ps gemessen. Durch das Fluten des Aufbaus mit Stickstoff–Gas werden Wasserabsorptionslinien aus dem Frequenzspektrum eliminiert.

In Abb. 4.14 sind die Amplitudenspektren des Aluminium–Spiegels und des ITO–Spiegels dargestellt. Diese werden durch eine Fouriertransformation, die einen komplexen Wert liefert, d.h. Amplitude und Phase, aus den Zeitbereichsdaten berechnet. Im Inset sind die Zeitbereichsdaten zu sehen. Die gemessenen zeitlichen Oszillationen sind typisch für den verwendeten Oberflächenemitter InAs und die Detektion mit einer photokonduktiven Antenne [46] und weisen keine speziellen Charakteristika von dem ITO auf. Sowohl in den Zeitbereichsdaten als auch in den Frequenzspektren der Messungen sieht man die gute Reflexion des ITO–Films. Um den relativen Reflexionskoeffizienten zu bestimmen, wird das Spektrum des ITO–Films durch den des Aluminium–Spiegels dividiert. Man erhält so einen relativen Reflexionskoeffizienten von 90 % bis 80 % innerhalb der realisierbaren Bandbreite von 2.5 THz. Ab 2.0 THz ist der Reflexionskoeffizient stärker verrauscht. Dies liegt an der

geringen Amplitude des Signals bei höheren Frequenzen aufgrund der dann weniger sensitiven

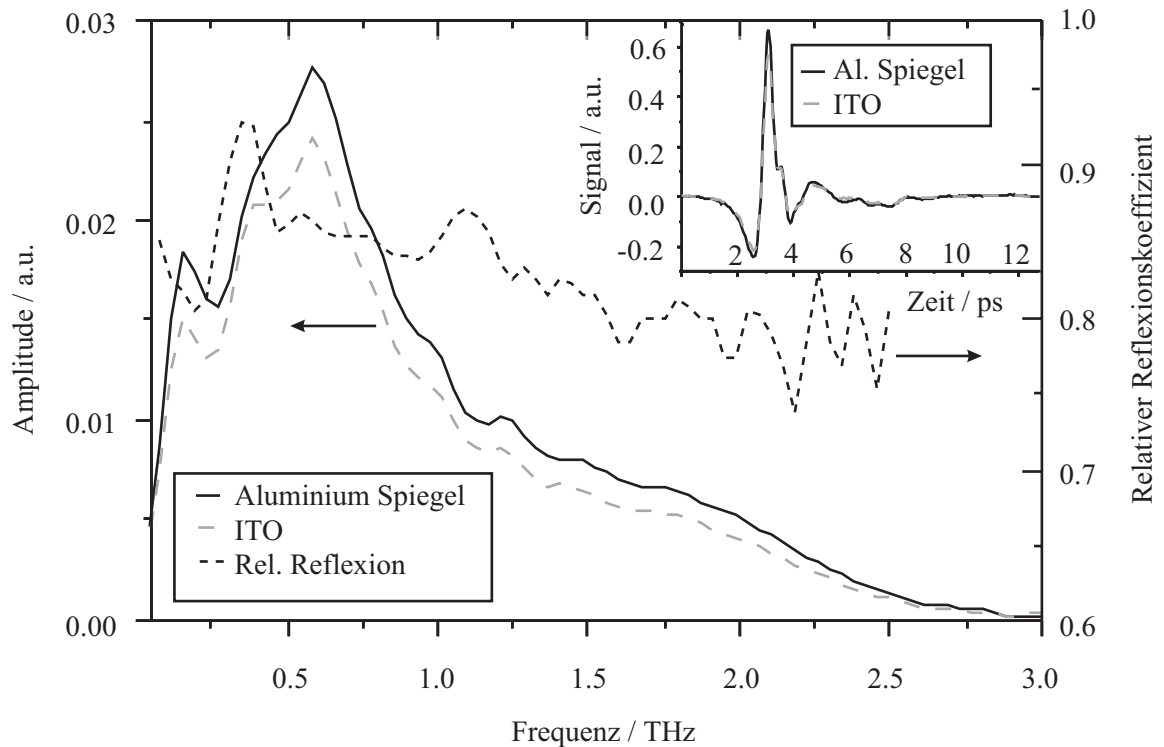


Abbildung 4.14.: Zeitlicher Verlauf der Emission und daraus berechnetes Frequenzspektrum des ITO-Films und des Aluminium-Spiegels in Reflexionsanordnung. Der relative Reflexionskoeffizient wird durch Quotientenbildung der Frequenzspektren berechnet.

Detektions. Kleinere Schwankungen haben insbesondere durch die Quotientenbildung einen größeren Einfluß auf die relative Reflexion in diesem Bereich.

4.5.2. Transmissionsmessungen an ITO

Zur Bestimmung der Transmission wird derselbe THz-Spektroskopieaufbau benutzt, der auch schon zur Bestimmung der Transmission durch p-dotierte Schichten verwendet wurde (Abb. 3.7). Zur Bestimmung der relativen Transmission des ITO-Films muß eine Referenz gemessen werden. Da der Film auf einem Glassubstrat hergestellt wurde, muß auch die Transmission des Substrats alleine bestimmt werden, um auf die relative Transmission nur des ITO-Films zurückschließen zu können. D.h. es sind drei Messungen notwendig zur Analyse des ITOs: (i) die Transmission ohne Material ist notwendig als Referenzmessung zur Bestimmung der relativen Transmission des Substrats, (ii) durch das Substrat ohne den ITO-Film für die relative Transmission des Substrats und zur Bestimmung einer Referenz für die Analyse des ITO-Films und (iii) durch das Substrat mit Film. Der ITO-Film wird durch eine Lösung

aus FeCl_3 (3.24 g) und HCl (20 ml) bei 70° für 1 Minute von dem Glassubstrat abgelöst. Alternativ ist dazu auch 60°C warmes Königswasser möglich [58].

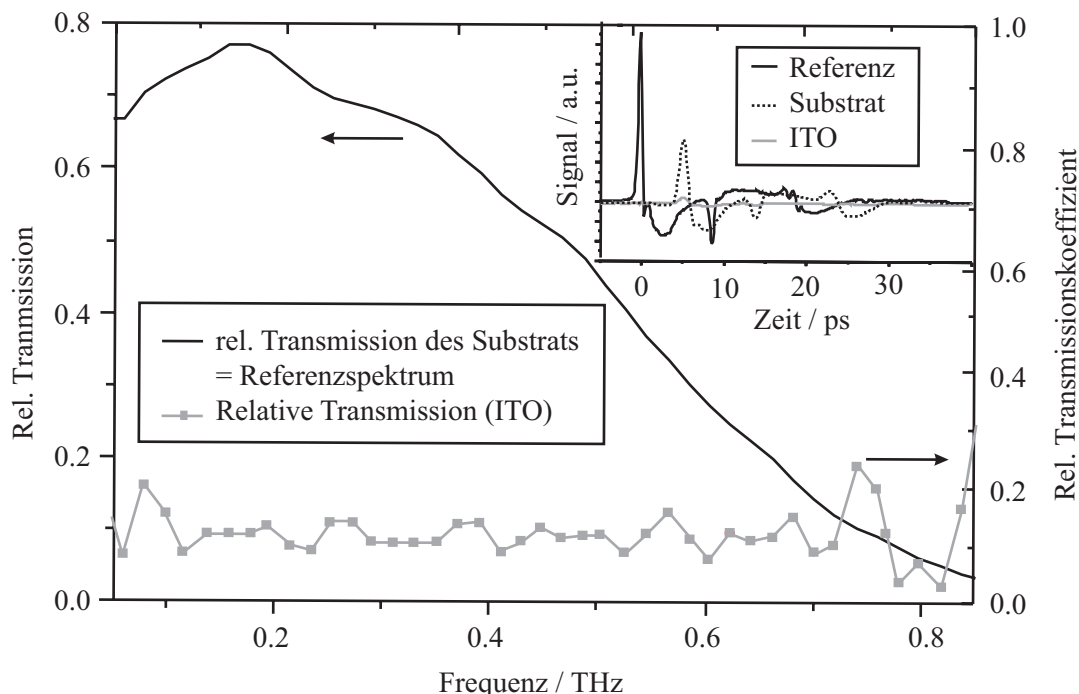


Abbildung 4.15.: Zeitlicher Verlauf der Transmission durch den ITO-Film, das Substrat und die Referenzmessung ohne Probe (Inset). Die relative Transmission des Substrats dient als Referenzkurve für die Bestimmung der relativen Transmission des ITO-Films.

Bei einer Auflösung von 0,3 ps wird über einen Bereich von 45 ps die Transmission aufgenommen. Der Vollausschlag des Lock-Ins muß von 3 mV bei der Referenzmessung ohne Substrat und ITO auf 1 mV bei der Substratmessung und auf $100\ \mu\text{V}$ bei der Messung mit ITO herabgesetzt werden. Die Integrationszeit beträgt dabei immer 30 ms. Nach 20 Scans bei der Referenz- und der Substratmessung bzw. 45 Scans bei der ITO-Messung ist ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis erreicht.

In Abb. 4.15 ist die relative Transmission des Substrats bzw. des ITO-Films dargestellt. Die relative Transmission des Substrats wird durch Division der Amplitudenspektren der Transmission des Substrats ohne ITO durch die Transmission ohne Material gebildet. Die relative Transmission des Substrats dient als Referenzkurve für die Bestimmung der relativen Transmission des ITO-Films. Der Inset zeigt die aufgenommenen Zeitbereichsdaten für die drei Messungen. Die daraus bestimmten Frequenzspektren, die die Basis zur Bestimmung der relativen Transmission sind, sind nicht dargestellt. Das Substrat transmittiert THz-Strahlung nur bis 1 THz, darüber hinaus nimmt die Absorption stark zu. Demzufolge können auch für den ITO-Film keine Transmissionskoeffizienten über 1 THz angegeben werden. Es ergibt sich in der erreichten Bandbreite eine relative Transmission von konstant 10 %.

4.5.3. Bestimmung der optischen Konstanten

Mit Hilfe der THz-Spektroskopie kann der Brechungsindex von Materialien im THz-Bereich bestimmt werden [59]. Dazu wird mit einem Matrixmodell der komplexe Brechungsindex $\tilde{n} = n + ik$ aus den relativen Reflexions- oder Transmissionskoeffizienten sowie den Phaseninformationen gewonnen, die jeweils durch eine Fourier-Transformation extrahiert werden.

Zur Modellierung des Mehrschichtsystems bestehend aus ITO-Film (460 nm dick [58]) und Substrat (1.11 mm) ist die Bestimmung des Brechungsindex des Substrats notwendig.

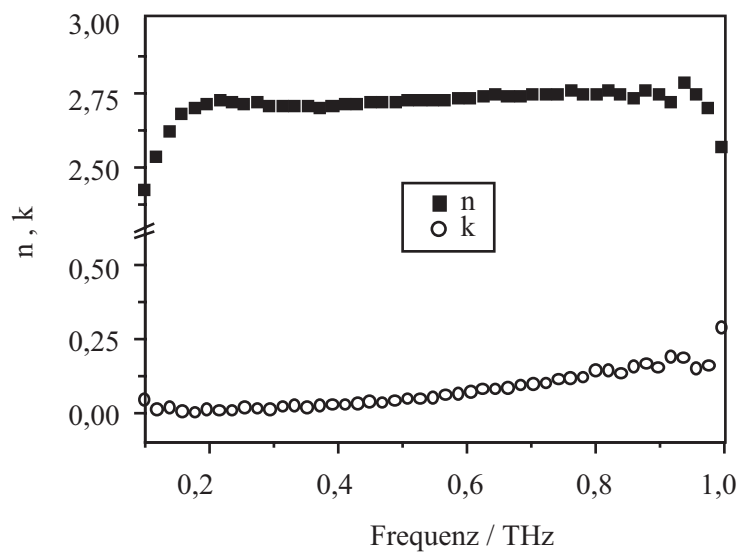


Abbildung 4.16.: Aus dem Transmissionskoeffizienten für das Substrat gewonnene Werte für den Brechungsindex n und den Absorptionsindex k . Der komplexe Brechungsindex des Substrats ist notwendig zur Modellierung des Brechungsindex des ITO-Films. Die Dicke des Substrats beträgt 1.11 mm.

Abb. 4.16 zeigt den komplexen Brechungsindex des Substrats im THz-Bereich. Der komplexe Brechungsindex wird hier mittels eines Matrixmodells (beschrieben in Abschnitt 2.4.2) aus dem Transmissionskoeffizienten bestimmt. Für das Substrat ergeben sich lineare Werte für den Brechungsindex n und den Absorptionsindex k von 2.7 bzw. 0.15 bis zu 1 THz. Werte bei höheren Frequenzen lassen sich nicht mehr zuverlässig bestimmen, da durch die stark gesunkene Transmission selbst ein geringes Rauschen viel stärker in den Transmissionskoeffizienten eingeht und es dann zu größeren numerischen Fehlern in der Bestimmung des komplexen Brechungsindex kommt. Bei 1 THz sieht man den Ansatz eines Anstiegs in k , der sich auf die hier beginnende starke Absorption zurückführen läßt. Die erzielten Werte liegen in ähnlichen Bereichen wie die von GRISCHKOWSY et. al. für Fused Silikat erzielten Werte [60].

Mit den mittleren Werten für den komplexen Brechungsindex des Substrats kann man den komplexen Brechungsindex des ITO-Films sowohl aus dem Transmissionskoeffizienten als auch aus dem Reflexionskoeffizienten bestimmen. Zur Vereinfachung bzw. zur Anpassung an die experimentellen Gegebenheiten werden Vielfachreflexionen in der dünnen Schicht in die Berechnung eingeschlossen, durch das dicke Substrat läuft der Strahl allerdings nur einmal, was dem Abschneiden des Reflexes in den zeitlichen Verläufen entspricht.

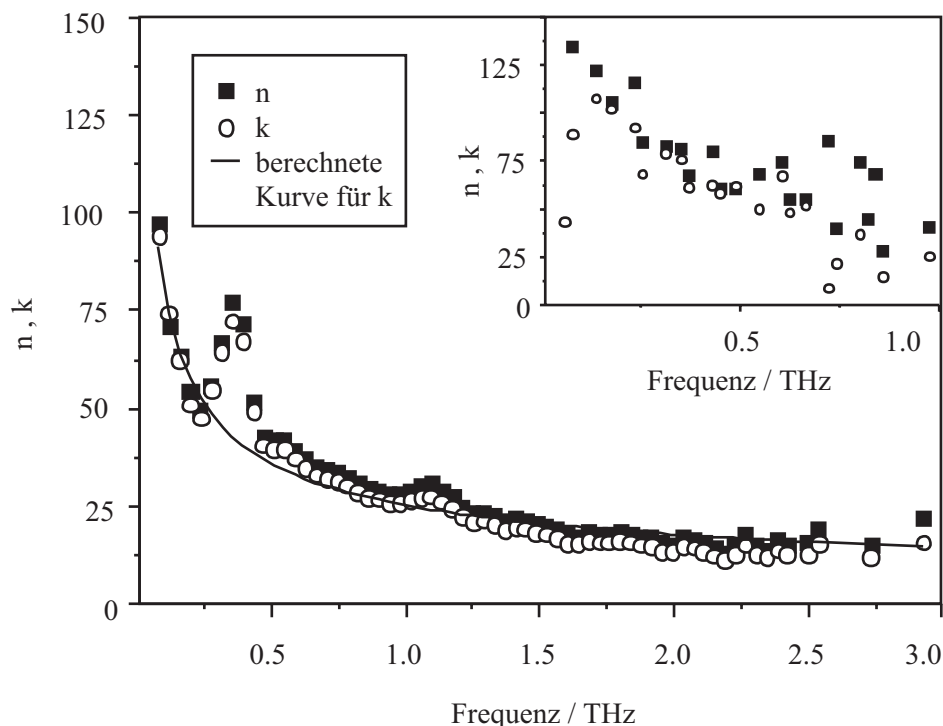


Abbildung 4.17.: Komplexer Brechungsindex des ITO-Films bestimmt aus dem Reflexionskoeffizienten sowie aus dem Transmissionskoeffizienten (Inset). Gefüllte Quadrate: n , offene Kreise: k . Die durchgezogene Linie in den Werten aus dem Reflexionskoeffizienten ist eine berechnete Kurve für k , wenn man für σ_{THz} konstante Werte annimmt. Sie zeigt, daß der Anstieg bei 0,35 THz direkt mit dem Anstieg des Reflexionskoeffizienten bei derselben Frequenz zusammenhängt und nicht ein Effekt des ITO-Films ist.

Abb. 4.17 zeigt den komplexen Brechungsindex für den ITO-Film, berechnet aus den Reflexionskoeffizienten und den Transmissionskoeffizienten (Inset). Zusätzlich wird für die aus der Reflexionsmessung berechneten Daten eine berechnete Kurve hinzugefügt. Der Brechungsindex und der Absorptionsindex für den ITO-Film sind gleich groß, was man insbesondere in den Werten, die aus der Reflexionsmessung gewonnen werden, sehen kann. Sie sinken von 100 auf 10 für den Meßbereich von 0 THz bis 3 THz. Die aus der Transmissionsmessung stammenden Werte sind aufgrund den niedrigen Transmissionen und der Quotientenbildung stärker verrauscht. Dennoch ist eine gute Übereinstimmung beider Verfahren zu erkennen.

Um die Messungen miteinander zu vergleichen, wird ein *Drude*-Modell [35] herangezogen. Der komplexe Brechungsindex $\tilde{n} = n + ik$ ist die Quadratwurzel aus der Dielektrizitätsfunktion ϵ :

$$\tilde{n} = \sqrt{\epsilon} \quad \Rightarrow \quad \epsilon = \epsilon_{\Re} + i\epsilon_{\Im} \quad (4.1)$$

In einem *Drude*-Modell, erklärt in Abschnitt 2.4.1, kann man für die Dielektrizitätsfunktion ϵ schreiben:

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_{\text{P}}^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \quad (4.2)$$

wobei ω_{P}^2 die Plasma-Frequenz und $\Gamma = 1/\tau$ die Stoßzeit ist. Mit $n \approx k$ und $\omega\tau \ll 1$ wird daraus:

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} - i\frac{\omega_{\text{P}}^2}{\omega\Gamma}. \quad (4.3)$$

Die optischen Konstanten ω_{P}^2 und Γ sind nicht getrennt voneinander bestimmbar, mit der kombinierten Konstante kann man aber die Messungen miteinander vergleichen.

Mit der *van der Pauw*-Methode [61] kann man die Leitfähigkeit σ_{DC} der ITO-Schicht bestimmen. Mit der Dicke der ITO-Schicht ergibt sich $\sigma_{\text{DC}} = 3.31 \times 10^{-5} \Omega\text{m}$. Daraus läßt sich ebenfalls ein Wert für $\omega_{\text{P}}^2/\Gamma$ bestimmen.

Methode	$\omega_{\text{P}}^2/\Gamma$
Reflexion	$1.2 \times 10^{16} \text{s}^{-1}$
Transmission	$0.9 \times 10^{16} \text{s}^{-1}$
σ_{DC}	$0.3 \times 10^{16} \text{s}^{-1}$

Tabelle 4.2.: Mit verschiedenen Methoden bestimmte Werte für die zusammengesetzte Konstante $\omega_{\text{P}}^2/\Gamma$.

In Tabelle 4.2 sind die aus verschiedenen Methoden bestimmten Werte für die zusammengesetzte Konstante $\omega_{\text{P}}^2/\Gamma$ aufgeführt. Die Werte aus den Reflexions- und Transmissionsmessungen liegen dicht beieinander, der aus der Leitfähigkeit σ_{DC} bestimmte weicht etwas stärker von den anderen ab. Dennoch liegen alle drei Werte nahe genug beieinander, um eine Übereinstimmung festzustellen. Alle Meßmethoden ergeben gute Resultate.

Die komplexe Leitfähigkeit $\sigma = \sigma_{\Re} - i\sigma_{\Im}$ [36] kann aus dem komplexen Brechungsindex gewonnen werden. Sie ergibt sich über die Beziehung

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} + i\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}. \quad (4.4)$$

Der annähernd konstante Wert von σ für alle Frequenzen wird ausgenutzt, um mit einem mittleren Wert für σ_{\Re} und σ_{\Im} auf n und auf k zurückzurechnen. In Abb. 4.17 ist die zurückgerechnete Kurve als durchgezogene Linie dargestellt. Der Anstieg bei 0.35 THz in n und in k aus den Reflexionsdaten liegt an dem Anstieg des relativen Reflexionskoeffizienten bei dieser Frequenz und ist kein Artefakt des ITO-Films.

5. Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit unter verschiedenen Aspekten diskutiert und bewertet. Da Ziel aller Anstrengungen dieser Arbeit die Untersuchung von Bloch-Oszillationen im Magnetfeld war, werden aktuelle Messungen dazu kurz dargestellt. Danach folgt ein Ausblick, welche weiteren Experimente sich an diese Arbeit sinnvoll anschließen könnten.

5.1. Meßapparatur für die Photostrommessungen

Photostrommessungen bei höheren Anregungsdichten helfen bei der Untersuchung der elektrischen Feldabschirmung durch freie Ladungsträger. Zur reinen Charakterisierung hinsichtlich der Wannier-Stark-Aufspaltung genügen bei „guten“ Proben, also bei solchen, die keine Abschirmung zeigen, auch Photostrommessungen bei einer niedrigen Anregungsdichte wie man sie bei Messungen mit Hilfe einer Kombination aus Lampe und Monochromator [5] erreichen kann. Diese haben den Vorteil, daß gegenüber dem hier verwendeten Aufbau eine sehr viel höher aufgelöste Messung auch praktisch möglich ist. Die niedrigen Intensitäten der Lampe ergeben jedoch nur ein kleines Meßsignal. Die sehr gute spektrale Auflösung des Lasers [51] erlaubt prinzipiell eine noch weit höhere Auflösung in den Messungen, sie ist aber praktisch noch nicht möglich. Bei Photostrommessungen mit dem hier verwendeten CW-Laser müßte zuerst eine Automatisierung für das Durchstimmen der Wellenlänge etabliert werden, beispielsweise mit einer ansteuerbaren motorisierten Mikrometerverschraubung an dem Lyot-Filter, der die Wellenlänge bestimmt. Ansonsten ist die Meßzeit so hoch, daß der Vorteil der hohen Intensitäten wieder zunichte gemacht wird und Messungen bei den geringen Intensitäten der Lampe sinnvoller wären.

Für die hier durchgeführten Messungen waren die wesentlich höheren Anregungsdichten, die mit dem Laser erzielt werden können, unverzichtbar, denn erst durch die Charakterisierung bei hohen Anregungsdichten konnte eine für die zeitaufgelöste Messung von Bloch-Oszillationen geeignete Probe gefunden werden. Bei allen Proben konnte bei niedrigen Anregungsdichten eine Wannier-Stark-Aufspaltung mindestens des $1shh_0$ und des $1shh_1$ Übergangs aufgelöst werden. Die Übergänge, die bei den hier vorgenommenen Messungen beobachtet werden sollten, konnten somit aufgelöst und identifiziert werden.

Die oben erwähnte automatische Durchstimmung der Wellenlänge würde die Meßzeit deutlich verkürzen. Eine kürzere Meßzeit ist aus verschiedenen Gründen wünschenswert, zum Einem kann dann ohne großen Zeitverlust eine höhere Auflösung gewählt oder in feineren Abständen der Anregungsdichten gemessen werden, zum Anderen muß bei der Verwendung des kleinen Durchflußkryostaten (Microstat) während der gesamten Meßzeit eine Heliumkanne angeschlossen sein, was den Betrieb sehr aufwendig macht. Gleichzeitig würden sich bei einer kürzeren Meßzeit äußere Einflüsse wie ein Schwanken des Lasers weniger stark bemerkbar machen.

Als besonders wichtig für die Photostrommessungen hat sich die sehr sorgfältige Präparation der Proben mit den eingeführten Säure-Dips herausgestellt, da ansonsten wie bei den ersten vermessenen Proben (pi09) aufgrund des hohen Dunkelstroms und des großen Rauschens des Meßsignals nicht bis in Regionen nahe des Flachbandes vorgedrungen werden kann, was für eine vollständige Charakterisierung des Verhaltens bei hohen Anregungsdichten von Interesse ist.

5.2. Ergebnisse

5.2.1. Proben

Ein Teil der Probleme mit der fehlenden Feldabhängigkeit bei den ersten zeitaufgelösten Messungen von THz-Emission aufgrund von Bloch-Oszillationen bzw. Zyklotronbewegungen im Magnetfeld können auf Feldabschirmungseffekte in den Proben zurückgeführt werden. Die Messungen in verschiedenen Orientierungen des Magnetfelds zu dem elektrischen Feld in der Probe zeigen keine oder keine systematische Abhängigkeit der Emissionsfrequenz von der angelegten Spannung. Mit verschiedenen Methoden zur Messung der Wannier-Stark-Aufspaltung kann das Problem auf den Fall hoher Anregungsdichten eingeschränkt werden. Bei niedrigen Anregungsdichten bis zu etwa $6.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ kann man eine Wannier-Stark-Aufspaltung mit Photostromspektroskopie auflösen. Mehrere Proben des gleichen Typs (pin-Probe mit dem Übergitter in dem intrinsischen Bereich) und der gleichen Präparation zeigen den gleichen Effekt, so daß sich ein zufälliges Auftreten des Problems bei einer einzigen Probe ausschließen läßt. Bei höheren Anregungsdichten scheint die angelegte Spannung aufgrund der Feldabschirmung nicht über die Probe durchzugreifen. Dies wird für Schottky-Proben mit Pufferschichten, in die das Übergitter eingebettet ist und die Barrieren für die Ladungsträger darstellen, erwartet. In den Pufferschichten sammeln sich Ladungsträger an, die ein dem angelegten Feld entgegengesetztes quasi-stationäres Feld bilden. Diese Feldabschirmung hängt von der Ladungsträgerdichte ab. Die Vermutung, daß durch Fehler bei der Probenpräparation, insbesondere bei der Herstellung der metallischen Kontakte, eine Schottky-Barriere zustande gekommen ist, hat sich durch die vorliegenden Messungen nicht bestätigt. Variationen in der Präparation wie z.B. die Einführung der verschiedenen Säure-Dips und erhöhte Anzahl der naßchemischen Reinigungen der Proben haben zwar eine gewisse Verbesserung der Qualität der Kontaktschichten bewirkt, was sich in einer leichten Erhöhung der Anregungsdichte umsetzt, bei der die Abschirmung einsetzt, dennoch konnte die Abschirmung dadurch nicht vollständig verhindert werden.

Das Herunterätzen der p^+ -Schicht und Aufdampfen eines semitransparenten Metallkontakts hat dagegen zu einer deutlich geringeren Abschirmung geführt (Abschnitt 4.3.3). Diese Proben besitzen einen Schottky-Kontakt auf der Oberseite, enthalten allerdings nicht die sonst bei Schottky-Proben übliche AlGaAs-Pufferschicht. Selbst bei höheren Anregungsdichten ist es möglich, eine Wannier-Stark-Aufspaltung bei nur leicht verschobenen Vorspannungen gegenüber den Proben mit einer p^+ -Schicht zu messen, was auch an dem Herunterätzen eines kleinen Teils der intrinsischen Schicht liegt. Das Feld in der Probe wird durch die verringerte Dicke geändert. Zusätzlich entsteht eine Schottky-Barriere, die die Spannung verändert, bei der Flachbandfall eintritt. Messungen an einer Probe, bei der auf die p^+ -Schicht eine semitransparente Metall-Schicht aufgedampft wurde, ergeben ebenfalls keine Abschirmungseffekte bei hohen Anregungsdichten. Bei dieser Probe ist es schließlich sogar möglich, Bloch-Oszillationen zu messen (Abschnitt 4.4). In das gewonnene Bild der Feldabschirmung durch die p^+ -Schichten

paßt die Messung an einer Schottky–Probe¹ mit einer AlGaAs–Pufferschicht, die bei den hier betrachteten Anregungsdichten keine wesentliche Abschirmung zeigt.

Der Vergleich zwischen Proben mit Beryllium–dotierter p^+ –Schicht und solchen mit Kohlenstoff–Dotierung zeigt eine stärkere d.h. bei niedrigeren Anregungsdichten einsetzende Abschirmung bei den mit Beryllium dotierten Proben. Die Probe pi09 ($3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, p^+ , *Beryllium* dotiert, siehe auch Abschnitt 3.1.1 und Tabelle 3.5) zeigt bei einer Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ noch eine Aufspaltung in die Wannier–Stark–Zustände. Bei geringfügig höheren Anregungsdichten ist nur noch bei stark verschobenen Vorspannungen eine Aufspaltung zu erkennen. Die Probe be01 ($3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, p^+ , *Kohlenstoff* dotiert, siehe auch Abschnitt 3.1.1 und Tabelle 3.5) dagegen zeigt noch bei einer Anregungsdichte von $1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ eine Aufspaltung in die Wannier–Stark–Zustände. Ein schnelleres bzw. tieferes Eindiffundieren der Beryllium–Atome [24] in das Übergitter hinein erzeugt im Übergitter selbst Störstellen sowie eine geringere Dotierung insgesamt der Schicht. Die Störstellen fangen generierte Ladungsträger ein, die den Photostrom behindern und das Feld in der Probe abschirmen. Der Ladungsträgertransport in die p^+ –Schicht hinein wird behindert. Durch die geringere Dotierung sinkt die Leitfähigkeit der p^+ –dotierten Schicht, die Ladungsträger können schlechter zu den Kontakten gelangen und abfließen. Ein Effekt der durch das hineindiffundieren von Akzeptor–Atomen in das Übergitter dünneren intrinsischen Schicht ist nicht zu beobachten. Wird die intrinsische Schicht reduziert, müßte die Steigung der energetischen Verschiebung eines Wannier–Stark–Übergangs steigen, was aber nicht beobachtet werden kann.

In allen verwendeten pin–Dioden, auch in später untersuchten Proben ohne p^+ –Schicht ist nach der n^+ –Schicht noch eine dicke AlGaAs–Pufferschicht enthalten. Diese dient dazu, das Feld in der Probe zu homogenisieren, indem hier nur Löcher im Valenzband angesammelt werden. Die angesammelten Löcher sollen so das äußere Feld unterstützen und für eine möglichst große Homogenität des elektrischen Feldes sorgen. Insofern ist es fraglich, ob hierdurch zu einem anregungsdichteabhängigem Abschirmungseffekt kommt. Inwiefern diese Schichten doch noch zu einer restlichen Abschirmung beitragen, konnte in dieser Arbeit noch nicht untersucht werden. Der Effekt auf die Abschirmung durch die n^+ –dotierten Substrate konnte ebenfalls noch nicht untersucht werden.

Die Akzeptoren in der p^+ –Schicht stellen Löcher zur Verfügung, umgekehrt die Donatoren in der n^+ –Schicht Elektronen. Diese möchten in die jeweils andere Schicht diffundieren und bilden so Raumladungszonen an den Rändern der Schichten. Die an dem Rand der p^+ –Schicht angesammelten Akzeptoren und an der n^+ –Schicht angesammelten Donatoren bauen ein elektrisches Feld von der n^+ – nach der p^+ –Schicht auf, durch Photoionisation generierte Elektronen werden so in Richtung der n^+ –Schicht, Löcher in Richtung der p^+ –Schicht beschleunigt. Durch die Vorspannung in Sperrichtung werden Elektronen in die p^+ –Schicht eingespeist, die dementsprechend auch in die gleiche Richtung fließen. Um das Feld zu kompensieren, müssen die Löcher in der p^+ –Schicht oder die Elektronen entsprechend in der n^+ –Schicht durch Störstellen eingefangen werden.

¹Die Schottky–Probe 3492.35.1 wurde uns kurzzeitig von der Arbeitsgruppe von H. KURZ der RWTH Aachen zur Verfügung gestellt.

5.2.2. Abschirmung

Die Ladungsträger, die zu der Feldabschirmung führen, werden nach den Ergebnissen der Messungen für eine bestimmte Zeitdauer in Störstellen in der Umgebung der Akzeptoratome in der p^+ -Schicht eingefangen. Der Ladungsträgertransport innerhalb der p^+ -Schicht ist durch diese Störstellen behindert. Die Ladungsträger gelangen nicht zu den Kontakten und können nicht abfließen. Der Effekt beginnt erst bei einer gewissen Ladungsträgerdichte, vorher können die Ladungsträger ungehindert abfließen und werden nicht durch Trapp-Zustände in der p^+ -Schicht eingefangen. Durch eine zusätzliche semitransparente Metallschicht können die Ladungsträger auch bei hohen Dichten aus der p^+ -Schicht abfließen und tragen nicht mehr zu der Abschirmung bei. Die Feldabschirmung in den AlGaAs-Pufferschichten herkömmlicher Schottky-Proben ist weit weniger gravierend und bewirkt hauptsächlich eine leichte Verschiebung der intrinsischen Spannung.

Vergleicht man die Verschiebung der intrinsischen Spannung durch die steigende Anregungsdichte bei den pin-Proben und der Schottky-Probe, so findet man die weitaus stärkere Verschiebung bei den pin-Proben. In der Schottky-Probe 3492.35.1 entspricht eine Verschiebung um 0.1 V der Abschirmung eines elektrischen Feldes von 1 kV/cm. Durch die unterschiedliche Dicke des intrinsischen Bereichs entspricht dagegen die Verschiebung um 0.1 V bei der pin-Probe be01 einer Abschirmung von 2.2 kV/cm. Bei der Schottky-Probe wird das elektrische Feld von 0.98 kV/cm durch eine Erhöhung der Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ auf $1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (um einen Faktor 200) vollständig abgeschirmt (siehe Abb. 4.10), bei der pin-Probe (Abb. 4.9) erreicht man mit einer Erhöhung der Anregungsdichte von $6.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ auf $4.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ eine Abschirmung von sogar 4.4 kV/cm. Linear extrapoliert braucht man zur Abschirmung eines Feldes von 10 kV/cm somit eine Erhöhung der Anregungsdichte bei der pin-Probe um einen Faktor 16 auf $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, bei der Schottky-Probe um einen Faktor 2000 auf $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Hochdotierte Kontaktschichten sollen einen möglichst ohmschen Kontakt zwischen den intrinsischen Halbleiterproben und den äußeren Kontakten herstellen, um Feldabschirmungseffekte zu vermeiden. Bei hochdotierten p^+ -Schichten wird der ohmsche Kontakt durch die hohe Dotierung erreicht, n^+ -dotierte Schichten werden durch eine Temperung (Sinterung) in guter Näherung zu ohmschen Kontakten [62].

Die Verwendung ohmscher Kontakte anstelle von Kontakten mit Schottky-Barrieren erleichtert die Vergleichbarkeit von Experimenten zur Wannier-Stark-Aufspaltung. So sollte sich bei ohmschen Kontakten die Flachbandsituation bei gleichen Proben auch jeweils bei der gleichen Vorspannung einstellen. Proben mit einer Schottky-Barriere zeigen dagegen eine Abhängigkeit der Flachbandspannung von der Kontaktierung.

Auch bei Proben ohne Schottky-Barriere, die mit einer p^+ -Schicht abschließen, kann die Präparation Einfluß auf die Vorspannung nehmen, bei der die Flachbandsituation erreicht ist. Durch eine mehrfache Reinigung sowie durch einen Säure-Dip direkt vor der Bedampfung können dünne Oxid-Schichten, die sich unter normaler Atmosphäre auf der Probenoberfläche

bilden, entfernt werden. So wurde durch die Einführung des HF-Dips eine Verbesserung erreicht.

Trotz der leichteren Reproduzierbarkeit der Abhängigkeit zwischen Vorspannung und elektrischem Feld durch nahezu ohmsche Kontakte durch die p^+ -Schichten ist das Design von Übergitterproben ohne p^+ -Schicht geeigneter. Hier kommt es bei Erhöhung der Anregungsdichte lediglich zu einer leichten Verschiebung der Wannier-Stark-Leiter zu anderen Vorspannungen, statt einer vollständigen Abschirmung des über dem Übergitter abfallenden Feldes.

Photogenerierte Ladungsträger, die nicht sofort aus dem Übergitter austreten, sondern in oder an den p^+ -Schichten [63] angesammelt werden, führen zu einer Feldabschirmung (*free carrier screening* [30]). Bei hohen Anregungsdichten sammeln sich immer mehr Ladungsträger an, die das Feld in dem intrinsischen Bereich der Probe zunehmend abschirmen, so daß die Bandstruktur für alle angelegten Vorspannungen die Flachbandstruktur annimmt. Erst eine zusätzliche dünne Metallschicht erlaubt es den Ladungsträgern, schnell genug abzufließen, um keine Abschirmung aufzubauen.

5.2.3. Anregungsdichte

Bei Anregung mit einem Dauerstrich-System kann die Anregungsdichte mittels

$$n_V = \frac{G \cdot \tau}{A \cdot d_{int}} \quad (5.1)$$

bestimmt werden, was Gleichung (2.56) entspricht. τ ist die Zeit, die die Ladungsträger in der Probe verweilen. In Abschnitt 4.3.1 wurde zunächst eine Lebenszeit der Ladungsträger von 200 ps angenommen.

Die Messungen zeigen jedoch, daß diese Zeit für die untersuchten pin-Proben zu kurz ist. In Abschnitt 2.3.4 wird der Ladungsträgerfluß berechnet, der zur Abschirmung eines Feldes von 10 kV/cm benötigt wird. Da dieser Wert um einiges (etwa 3 Größenordnungen) höher liegt, als die hier in den Messungen verwendeten Ladungsträgerflüsse, bei denen schon Abschirmungseffekte auftreten, müssen die Ladungsträger länger als angenommen in der Probe verweilen, was durch die schnell einsetzende Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes belegt wird. Mit der einfachen Näherung der Probe durch einen Kondensator (Abschnitt 2.3.4) kann man die Flächenladungsträgerdichte, die zur Abschirmung eines Feldes von beispielsweise 11.1 kV/cm notwendig ist, zu $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ abschätzen. Daraus kann man auf die Trappzeiten, d.h. auf die Verweildauern der Ladungsträger in der p^+ -dotierten Schicht zurückrechnen: Mit einem Flächenphotonenfluß von $2.5 \cdot 10^{16} \text{ Photonen cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für eine Anregungsleistung von $750 \mu\text{W}$ bei unfokussierter Anregung mit einer Fläche von $7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$, bei der das Feld abgeschirmt wird, ergibt sich eine Verweildauer der Ladungsträger von $\tau = 3.6 \mu\text{s}$ in der Probe. Die so bestimmte Verweildauer ist um einen Faktor 18000 größer als die ursprünglich angenommene Lebenszeit von 200 ps.

Für weitere Messungen kann ebenfalls die zu dem jeweilig abgeschirmten Feld passende Verweildauer bestimmt werden. Dies wird sowohl für die pin-Probe pi09 (offene Kreise),

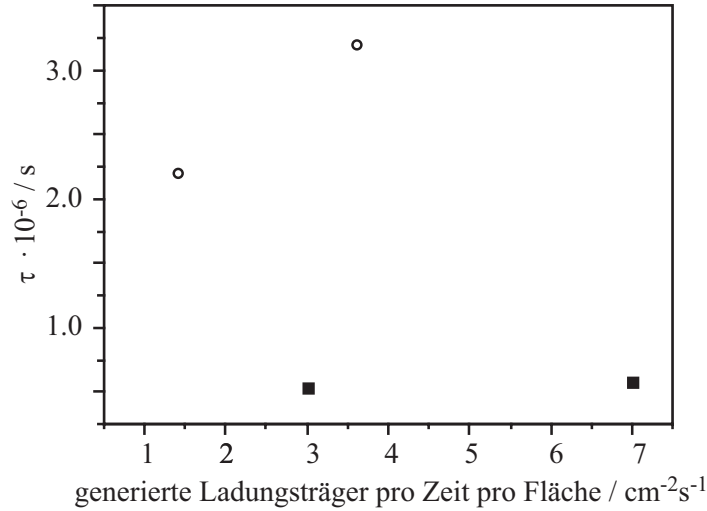


Abbildung 5.1.: Verweildauer τ der Ladungsträger in der p^+ -Schicht in Abhängigkeit von der Anregungsdichte, bestimmt mit einer Näherung der Probe als Kondensator. Die offenen Kreise beziehen sich auf Messungen an der Probe pi09, die gefüllten Rechtecke auf Messungen an der Probe be01.

die mit Beryllium dotiert ist, als auch für die Probe be01 (gefüllte Rechtecke), dotiert mit Kohlenstoff, durchgeführt und in Abb. 5.1 dargestellt. Die Verweildauern für die Kohlenstoff-dotierte Probe liegen trotz unterschiedlicher Felder, die abgeschirmt werden, dicht beieinander und sind verglichen mit den Werten für die Beryllium-dotierte Probe niedriger. Für die Beryllium-dotierte Probe liegen die Werte außerdem weiter auseinander.

Der Übergang des isolierenden Exzitonengases in den metallischen Zustand des Elektron-Loch-Plasmas findet bei der Mott-Dichte aus Gleichung (2.48) statt:

$$n_M = 1.19^6 a_B^{-6} \left(\frac{\epsilon_r \epsilon_0 \hbar^2}{3e^2} \frac{1}{(m_e + m_h)} \right)^3 (3\pi^2)^2. \quad (5.2)$$

Für undotiertes GaAs ergibt sich damit eine Volumenladungsträgerdichte von etwa $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Die höchsten in den Photostrommessungen an pin-Proben verwendeten Anregungsdichten, bei denen eine Wannier-Stark-Aufspaltung beobachtet werden konnte, wurden zu $1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bei der pin-Probe be01 mit der ursprünglich angenommenen Ladungsträgerlebenszeit bestimmt. Mit einer mittleren, oben bestimmten Verweildauer $\tau \approx 1 \mu\text{s}$ ergibt sich entsprechend eine Anregungsdichte von $6.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. D.h. mit der obigen Verweildauer erreicht man eine Region, in der Mott-Abschirmung nicht mehr vernachlässigbar ist. Eine Abschirmung kann also neben dem rein abschirmenden Prozeß durch die Ladungsträgeransammlung auch durch den Zusammenbruch der exzitonischen Zustände und den Übergang in ein Elektron-Loch-Plasma entstehen.

Bei einer ermittelten Verweildauer von $\tau \approx 1 \mu\text{s}$ in der Probe kann auch die Anregungsdichte in einem gepulsten System nicht mehr so einfach wie oben beschrieben bestimmt werden.

Durch die lange Verweildauer haben noch nicht alle Ladungsträger rekombiniert bzw. sind noch nicht abgeflossen, bis der nächste Puls bei einer Repetitionsrate des Lasers von 82 MHz, also nach 12 ns, auf der Probe auftrifft. Dementsprechend wird auch in einem gepulsten System in diesem Fall Abschirmung auftreten.

5.2.4. Bloch–Oszillationen

Bloch–Oszillationen von Elektronen finden mit der in Abschnitt 2.1.5 eingeführten Bloch–Frequenz statt. Aus den Frequenzspektren der Emissionen aus der Probe be03 (pin–Übergitter mit zusätzlicher semitransparenter Metallschicht) kann die Oszillationsfrequenz für die verschiedenen Vorspannungen entnommen werden. Das Feld, das über dem Übergitter abfällt, kann dann mit der Übergitterperiode d bestimmt werden:

$$F = \frac{\nu_B h}{ed}. \quad (5.3)$$

Für die Vorspannungen 0.7 V und 1.1 V ergeben sich aus den Frequenzen Feldstärken von 3.0 kV/cm und 2.47 kV/cm. Eine Vorspannungsdifferenz von 0.4 V bewirkt ein $\Delta F = 8.9$ kV/cm, berechnet mit der Kondensatorgleichung $\Delta F = \Delta U/d_{int}$, was stark von der aus den gemessenen Frequenzen bestimmten Differenz abweicht.

Das Feld läßt sich auch aus der Aufspaltung in die Wannier–Stark–Leiter bestimmen [5]. Man geht von einem linearen Zusammenhang der Form $F(V_{app}) = A + B \cdot V_{app}$ zwischen der angelegten Spannung und der in der Probe herrschenden Feldstärke aus. Da die Wannier–Stark–Aufspaltung linear mit der Feldstärke nach Gleichung (2.18) ansteigt

$$\mathcal{E}_k(F) = \mathcal{E}_0(F) + keFd, \quad k = \dots, -1, 0, +1, \dots \quad (5.4)$$

steigt die Wannier–Stark–Aufspaltung auch linear mit der angelegten Spannung: $\mathcal{E}(V_{app}) = A_1 + B_1 \cdot V_{app}$. Kombiniert man beide Gleichungen für die Wannier–Stark–Aufspaltung, erhält man

$$F(V_{app}) = \frac{A_1 - \mathcal{E}_0(F)}{ked} + \frac{B_1}{ked} \cdot V_{app}. \quad (5.5)$$

Die Abhängigkeit von \mathcal{E}_0 von dem Feld F kann vernachlässigt werden. Die Steigung der Gleichung (5.5) erhält man aus der Steigung des in den Messungen am besten aufgelösten 1shh-1 Übergangs. Der Koeffizient A wird über die Definition der intrinsischen Spannung bestimmt. Bei einer angelegten Spannung, die der negativen intrinsischen Spannung entspricht, verschwindet die Feldstärke F :

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

Damit ergibt sich für die Probe be03 bei einer intrinsischen Spannung von 1.0 V der folgende Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Feldstärke:

$$F(V_{app}) = A + B \cdot V_{app} = 2.37 \cdot 10^4 \text{ V/cm} - 2.37 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1} \cdot V_{app} \quad (5.7)$$

Die Vorspannungen, bei denen Bloch-Oszillationen gemessen wurden, ergeben damit Feldstärken von 7.1 kV/cm bei einer Vorspannung von 0.7 V und 0 kV/cm für 1.0 V. Bei einer Vorspannung von 1.0 V ist aber trotz des hier bestimmten Feldes von 0 kV/cm noch eine Oszillation zu beobachten. Die Unterschiede in den Feldern, bestimmt aus der Frequenz der Bloch-Oszillation bzw. aus der Wannier-Stark-Aufspaltung, liegen vermutlich zum größten Teil an der Bestimmung der intrinsischen Spannung V_{bi} . Diese sollte aus dem Schnittpunkt des 1shh-1 und des 1shh+1 ermittelt werden. Da in den hier vorgenommenen Messungen jedoch der 1shh+1 Übergang nicht in dem Meßbereich liegt, wurde stattdessen der 1shh0 Übergang gewählt. Daher kann es zu einer ungenaueren Bestimmung der eingebauten Spannung kommen. Die in Abschnitt 2.1.4 gegebenen Gleichungen gelten für freie Elektron-Loch-Paare, für exzitonische Übergänge, wie sie hier betrachtet werden, stimmen die Gleichungen nicht exakt und können so ebenfalls zu einem Fehler in der Feldbestimmung führen. Gleichzeitig ist die THz-Emission der Bloch-Oszillationen relativ breitbandig, was an deren schneller Dephasierung bei höheren Frequenzen liegt. Die Bestimmung der Oszillationsfrequenz wird dadurch erschwert, so daß die Bestimmung des elektrischen Feldes verfälscht wird.

5.2.5. Dielektrische Eigenschaften von dünnen p^+ -dotierten Schichten

Neben der Untersuchung der oben beschriebenen Feldabschirmung in den p^+ -dotierten Schichten, stellt sich insbesondere auch die Frage nach einer evtl. schlechten Transmission der THz-Strahlung durch diese Schichten. Eine mangelnde oder stark frequenzabhängige Transmission hätte zur Folge, daß eine THz-Emission schlechter oder gar nicht beobachtet werden kann. Daher wurde, wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, die THz-Transmission dreier unterschiedlich dotierter p^+ -Schichten speziell zu diesem Zweck gewachsener Proben untersucht.

Mit dem in Abschnitt 2.4.1 erläuterten Drude-Modell kann man die Transmission der dünnen p^+ -dotierten Schichten auch ab initio bestimmen. Die Plasmafrequenz $\omega_P = e^2 N / m_h \epsilon_0$ und die Parameter $\epsilon_\infty = 10.9$ [6], $\tau = 60.0$ fs [6, 64] und $m_h = 0.3m_0$ sowie der komplexe Brechungsindex $\tilde{n} = 3.59 + i7.8 \cdot 10^{-4}$ für GaAs [6, 7] erlauben eine Bestimmung des Transmissionskoeffizienten der dotierten Schicht mit dem Matrix-Modell (Abschnitt 2.4.2).

Dotierung	Schichtdicke	Transmissionskoeffizient
$3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	20 nm	65.0 %
$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 nm	67.0 %
$3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	50 nm	67.6 %

Tabelle 5.1.: Transmissionskoeffizienten der verschiedenen p^+ -Schichten, bestimmt mit ab initio-Werten.

Die mit dem Modell berechneten Werte stimmen gut mit den aus den Messungen bestimmten überein. Obwohl die an höchsten dotierte Probe eine um einen Faktor 2.5 geringere Schichtdicke besitzt, ist ihre Transmission sogar noch geringer als bei den niedriger dotierten Proben. Insgesamt liegen die hier bestimmten Transmissionskoeffizienten weit über einer 5%igen

Transmission, wie sie in [54] angenommen wird, allerdings wurde dort eine Probe mit einer Dotierung von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und einer Schichtdicke von 30 statt 20 nm verwendet. Die Transmission durch die Schicht verringert die detektierbare THz-Strahlung also nicht so stark wie dort angenommen.

5.2.6. ITO als dichroitischer Strahlteiler

Mit Hilfe von Reflexions- und Transmissionsmessungen läßt sich der Indium Zinn Oxid-Film sehr gut auf die entsprechenden Eigenschaften im THz-Bereich hin untersuchen. Die relative Reflexion der elektrischen Felder von 90 % bis 80 % und die relative Transmission von $\approx 10 \%$ im THz-Bereich erlauben seine Verwendung als Strahlteiler. So wurden auch die Messungen zu Bloch-Oszillationen oder Zyklotronemissionen im Magnetfeld (siehe Abb. 3.5) unter Verwendung des ITO-Strahlteilers durchgeführt. Gleichzeitig bietet sich eine Vielzahl weiterer Verwendungsmöglichkeiten an. Durch seine gute Transmission im optischen Frequenzbereich von etwa 85 % bei etwa 800 nm kann ein ITO-Film in allen Experimenten, bei denen ein optischer Strahl und ein THz-Strahl voneinander getrennt oder zusammengeführt werden sollen, Verwendung finden. ITO-Filme als ursprünglich für die Verwendung in LCD-Displays designte Bauelemente lassen sich durch die Wahl verschiedener Herstellungsparameter in ihren physikalischen Eigenschaften variieren. Die Plasmafrequenz zwischen 100 und 200 THz [43], die somit zwischen dem optischen Frequenzbereich und dem hier betrachteten niedrigen THz-Frequenz-Bereich liegt, kann durch die Bearbeitung verändert werden. So können durch Fertigung unter einer Sauerstoffatmosphäre Eigenschaften variiert werden. Die Dicke der ITO-Schicht entscheidet zudem insbesondere über die elektrische Leitfähigkeit [45] und damit ebenfalls über die Plasmafrequenz. So wird für LCD-Displays häufig ein sehr dünner Film von einigen 10 nm bis zu 100 nm Dicke verwendet, gegenüber 460 nm bei dem hier verwendeten Film. Mit der Dicke der Schicht kann damit auch gleichzeitig die Reflektivität des Films den Anforderungen angepaßt werden.

Die statische Leitfähigkeit des ITO-Films von $3 \cdot 10^3 (\Omega\text{cm})^{-1}$ liegt noch um eine Größenordnung unter den Werten für ein Metall von 0.1 bis $6 \cdot 10^5 (\Omega\text{cm})^{-1}$. Sein hoher Absorptionsindex k zeigt eine starke Ähnlichkeit mit dem eines Metalls, wodurch der metallische Charakter der Reflexion des ITO-Films unterstrichen wird. Letzteres legt zusammen mit einer Eindringtiefe von etwa $1 \mu\text{m}$ im THz-Bereich nahe, mit dickeren Schichten als der hier untersuchten von 460 nm höhere Reflexionen erzielen zu können, ähnlich einem Metall, das mit steigender Dicke besser reflektiert. Vergleicht man beispielsweise für den Halbleiter Silizium (bzw. GaAs) den Brechungsindex $n = 3.6$ ($n = 3.59$) und den Absorptionsindex $k = 8 \cdot 10^{-4}$ ($k = 7.8 \cdot 10^{-4}$) im THz-Bereich mit den entsprechenden Werten für den ITO-Film, so ergibt sich als wesentlicher Unterschied, daß beim Halbleiter Realteil und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex stark unterschiedliche Werte annehmen können. Der Imaginärteil ist dabei im Gegensatz zum Metall häufig kleiner als der Realteil. Betrachtet man die komplexe Leitfähigkeit σ , so findet man einen wesentlichen Unterschied zwischen Metallen und dem hier vermessenen ITO-Film. Der Imaginärteil von σ eines Metalls ist nahe 0, anders als der

des ITO-Films, der bei $9.2 \cdot 10^2$ liegt. Der ITO-Film liegt somit von der Leitfähigkeit her näher an einem Halbleiter, der Brechungsindex weist aber schon auf das schon sehr metallische Verhalten hin. Die hohe Ladungsträgerdichte von ITO-Filmen von etwa $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ weist ebenfalls auf die starke Ähnlichkeit zu einem Metall hin. Insgesamt liegt der ITO-Film somit zwischen beiden Materialklassen, wird als Halbleiter bezeichnet, besitzt aber eine dafür hohe Leitfähigkeit.

Im Vergleich zu dem sonst häufig verwendeten Folien-Strahlteiler (engl.: *pellicle beamsplitter*) zur Kopplung oder Trennung von THz-Strahlung und optischer Strahlung besitzt der ITO-Film einen großen Vorteil. Der Pellicle-Strahlteiler transmittiert die THz-Strahlung nur aufgrund seiner geringen Dicke. Eine sehr geringe Dicke des Films ohne ein tragendes Substrat hat zur Folge, daß geringe Erschütterungen wie Schall, ein mechanischer Chopper oder eine Klimaanlage den Film in Schwingung versetzten und damit das Rauschen der Messungen erhöhen. Durch die Aufbringung auf ein Substrat erhält der ITO-Film dagegen eine sehr große mechanische Stabilität.

Eine Verwendung des ITO-Films als Strahlteiler z.B. in THz-Interferometern ist allerdings nur bei einer Bandbreite bis zu 1 THz möglich, da das *Substrat* Strahlung höherer Frequenzen nicht mehr transmittiert.

5.3. Bloch–Oszillationen im Magnetfeld

In einer Voigt–Geometrie konnten mit einem gegenüber Abb. 3.5 leicht veränderten Aufbau Bloch–Oszillationen unter dem Einfluß eines Magnetfelds gemessen werden. Da die Messungen erst kurz vor Beendigung dieser Arbeit erfolgten, sollen hier nur kurz die reinen Meßdaten dargestellt werden, die Auswertung erfolgt an anderer Stelle. Die Probe, an der gemessen wurde, enthält weder eine AlGaAs–Pufferschicht noch besitzt sie eine p^+ –Schicht, entspricht also den Proben, die, wie sich in dieser Arbeit herausgestellt hat, am besten für solche Messungen geeignet sind. Ohne Magnetfeld konnte zunächst in einer 45° –Geometrie die THz–Emission von Bloch–Oszillationen nachgewiesen werden. Zur Zeit werden Messungen der THz–Emission von Bloch–Oszillationen im Magnetfeld durchgeführt. Die Messungen erfolgen in Voigt–Geometrie ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) bei fokussierter Anregung mit einer Fläche von 12 mm^{-2} und einer Leistung von 30 mW. Die Anregungswellenlänge liegt bei $\lambda = 802 \text{ nm}$. Im Gegensatz zu Abb. 3.5 wird die THz–Strahlung hier über zwei Paraboloiden auf die photokonduktive Antenne fokussiert. Der optische Anregungsstrahl wird über den ITO–Film, der hier als dichroitischer Strahlteiler (siehe auch Abschnitt 4.5) benutzt wird, zwischen den Paraboloiden eingekoppelt und über den einen Paraboloiden auf die Probe fokussiert. Die Messungen werden unter einer

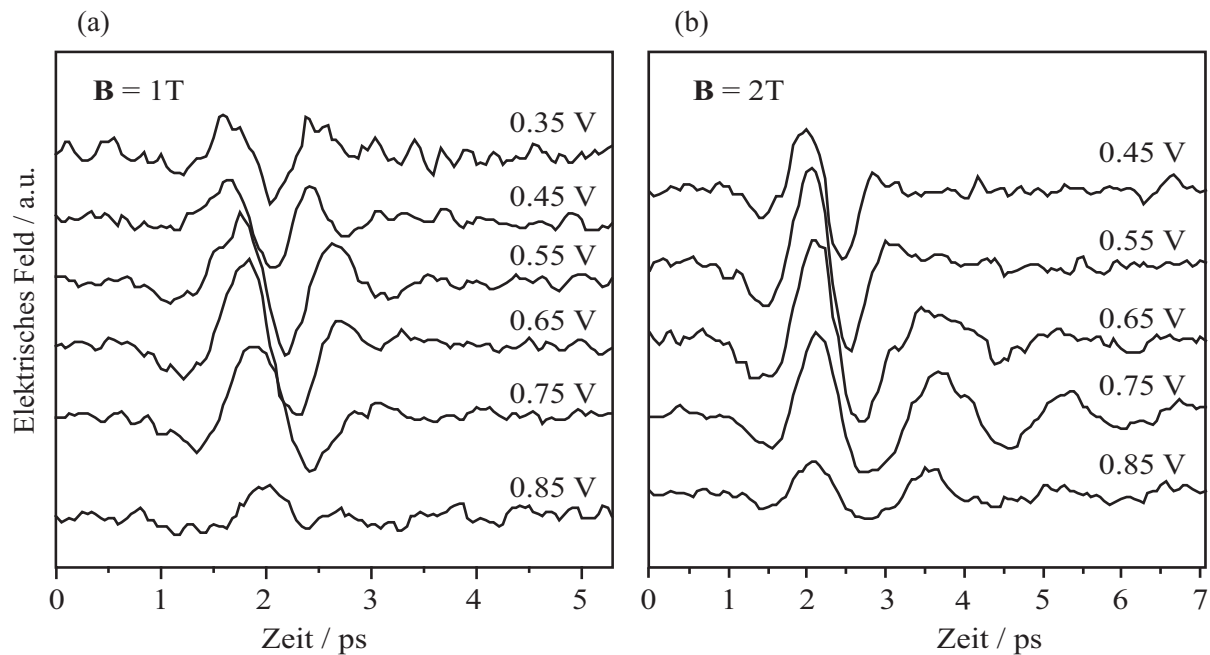


Abbildung 5.2.: Bloch–Oszillationen bei einem magnetischen Fluß von 1 T in (a) und 2 T in (b) bei verschiedenen Vorspannungen. Zur besseren Übersichtlichkeit sind die Kurven vertikal gegeneinander verschoben. In (a) steigen die Frequenzen der Oszillation mit dem elektrischen Feld, was ein Charakteristikum für Bloch–Oszillationen ist. (b) zeigt den Übergang von dem elektrisch dominierten zu dem durch das Magnetfeld dominierten Bereich. Erst bei höheren elektrischen Feldern zeigt sich dessen Einfluß auf die Frequenz. Die Messungen bei einer Vorspannung von 0.85 V liegen nahe des Flachbandbereichs.

Stickstoff-Atmosphäre aufgenommen. Wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert sind in dieser Geometrie bei $\mathbf{B} = 0\text{ T}$ keine Oszillation durch direkte Emission detektierbar.

Abbildung 5.2 zeigt die Messungen für einen magnetischen Fluß von 1 T in (a) bzw. von 2 T in (b) bei Variation der Vorspannung zwischen 0.35 V bzw. 0.45 V und 0.85 V. Betrachtet man außerdem die Messungen bei einer bestimmten Vorspannung von 0.5 V und Variation des magnetischen Flusses von 1 T bis 5 T in Abbildung 5.3, so lassen sich grob drei Regionen unterscheiden. Bei niedrigem magnetischem Feld wie in Abb. 5.2(a) ist ein Schieben der Frequenz mit dem angelegten elektrischen Feld zu erkennen und weist somit auf Bloch-Oszillationsähnlichen Charakter hin, da die Aufspaltung im wesentlichen durch das elektrische Feld dominiert wird. Das magnetische Feld führt allerdings zu einer stärkeren Dephasierung, was konsistent mit [65] zu sein scheint, wo theoretisch der Fall in Voigt-Geometrie betrachtet wird und mit [66], wo die THz-Emission aus einem DQW im Magnetfeld gemessen wurde. Mit steigendem Magnetfeld werden die Oszillationen zunehmend durch das Magnetfeld und die daraus resultierende Landau-Quantisierung beeinflusst. In 5.2(b) ist der Übergang zwischen den magnetisch dominierten und den elektrisch dominierten Effekten zu erkennen. Bei niedrigen elektrischen Feldern (Vorspannungen von 0.85 V und 0.75 V) schiebt die Oszillationsfrequenz nicht, erst bei höheren elektrischen Feldstärken (kleinere Spannungen) ist der Einfluß deutlich zu erkennen, mehrere Oszillationen finden aber wegen der starken Dämpfung durch das Magnetfeld nicht mehr statt.

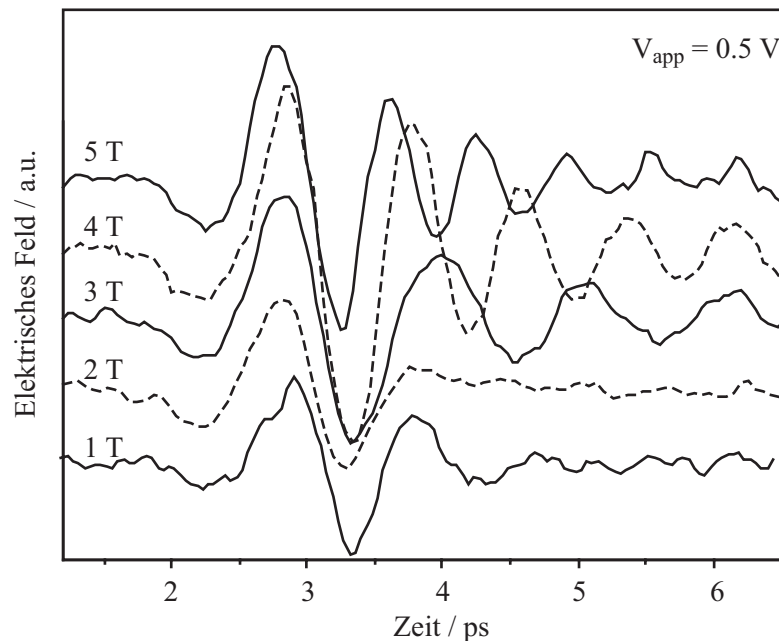


Abbildung 5.3.: Bloch-Oszillationen bei einer Vorspannung von 0.5 V und magnetischen Flüssen von 1 T bis 5 T. Die Kurven sind vertikal gegeneinander verschoben. Die Messung bei 3 T wurde nicht unter Stickstoff-Atmosphäre durchgeführt. Bei niedrigen Magnetfeldern ist die Emission hauptsächlich durch die Bloch-Oszillationen bestimmt, mit steigendem Magnetfeld werden die Oszillationen zunehmend durch das Magnetfeld beeinflusst.

Wie Abbildung 5.3 zeigt, dominiert bei niedrigen Magnetfeldern die Emission von Bloch-Oszillationen, die Frequenz verändert sich nicht mit dem Magnetfeld. Erst bei höheren magnetischen Feldern steigt die Frequenz mit dem Magnetfeld an, stimmt jedoch noch nicht exakt mit der erwarteten Zyklotronfrequenz eines Elektrons (Gleichung (2.32)) von etwa 417 GHz/T überein.

5.4. Ausblick

Als weitere Aufgaben nach dieser Arbeit haben sich verschiedene Aspekte aufgetan, sowohl technischer als auch physikalischer Natur, sowie das Design von Proben betreffend.

Aus rein experimentiertechnischen Gründen sollte für eine weitere Untersuchung von anregungsdichteabhängigen Effekten, zu denen die Feldabschirmung in den hier betrachteten Übergitterproben gehört, der Dauerstrich-Laser umgerüstet werden. Eine Automatisierung der Wellenlängeneinstellung bringt erhebliche Vorteile, da insbesondere auch die sehr hohe spektrale Auflösung des Lasers erst dann voll ausgenutzt werden kann.

Das Problem der elektrischen Feldabschirmung in den Proben konnte behoben werden. Durch einen Übergang von dem Design mit einer hochdotierten dünnen p^+ -Schicht als Kontaktschicht zu einem Schottky-Übergang an der Probenoberfläche zeigen die Proben nun auch bei hohen Anregungsdichten ein Durchgreifen des Feldes. Bloch-Oszillationen (Abschnitt 4.4) im rein elektrischen Feld in 45° Reflexionsgeometrie konnten bereits an einer modifizierten Probe gemessen werden. Die Proben betreffend sollte bei zukünftigen Messungen, in denen die direkte Emission von vorspannungsabhängigen Effekten gemessen werden soll, die Struktur der Proben geändert werden. Wie sich herausgestellt hat, sind die zuerst verwendeten pin-Übergitterproben mit großen Problemen behaftet. Als zukünftiges Design von Proben wird daher ein Aufbau ähnlich den pin-Proben, jedoch mit einschneidenden Veränderungen vorgeschlagen: Das Übergitter sollte in einer intrinsischen Schicht eingebettet auf ein n^+ -dotiertes Substrat gewachsen werden. Gegenüber den pin-Proben wird die p^+ -Schicht weggelassen und durch eine etwas dickere intrinsische GaAs-Schicht auf der Oberseite ersetzt. Der Einfluß, der in den pin-Proben enthaltenen dicken AlGaAs-Pufferschicht zwischen Substrat und Übergitter auf die Feldabschirmung wurde noch nicht untersucht. Es würde sich daher anbieten, Proben ohne diese dicken Pufferschichten zu untersuchen.

Als physikalischer Aspekt steht die Untersuchung des Einflusses eines Magnetfeldes unter verschiedenen Feld-Orientierungen auf die Dephasierungszeit von Bloch-Oszillationen an den neuen Proben im Vordergrund. Messungen mit Magnetfeld in Voigt-Geometrie $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ werden zur Zeit durchgeführt. Untersuchungen in Faraday-Geometrie $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ werden sich daran anschließen. Da man hier nicht den Effekt der Ablenkung der Oszillationen durch das Magnetfeld nutzen kann, der es erst möglich macht, die Messungen in Voigt-Geometrie durchzuführen, müssen hier allerdings weitere Veränderungen des experimentellen Aufbaus vorgenommen werden.

6. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird eine systematische Untersuchung von Feldabschirmungseffekten bei Photostrommessungen in Abhängigkeit der optischen Anregungsdichte an GaAs/AlGaAs-Halbleiterübergitterstrukturen vorgenommen. Diese Untersuchungen gestatten es, Kontaktierungsmethoden zu finden, um das elektrische Feld innerhalb der Übergitterstruktur definiert einzustellen. Diese Untersuchungen waren notwendig geworden, da sowohl erste zeitaufgelöste (z.B. die THz-Emission von Bloch-Oszillationen), wie auch verschiedene nicht zeitaufgelöste Messungen (z.B. differentielle Elektroreflexionsmessungen) nahelegten, daß in der Probe kein elektrisches Feld einzustellen war.

Die Untersuchungen zur anregungsdichteabhängigen Feldabschirmung wurden in einem Photostromaufbau durchgeführt, bei dem die Anregungsdichte durch die Verwendung eines abstimmbaren CW-Ti:Saphir Laser gegenüber Aufbauten mit einer Kombination aus Lampe und Monochromator weiter gesteigert werden kann. Als Indikator für die Feldabschirmung dient die Herausbildung der Wannier-Stark-Leiter in den Photostromspektren. Zur Untersuchung der Feldabschirmung wurde zunächst die Probenpräparation verändert. Anschließend wurde die Anregungsdichte systematisch variiert und es wurden verschiedene Probenstrukturen untersucht, unter anderem zum Vergleich mit den hier pin-Übergitter Dioden auch eine häufig verwendete Schottky-Diode. Es wurden verschiedene präparative Variationen durchgeführt, um den Einfluß der dotierten Schichten zu klären. So wurde beispielsweise die p^+ -Schicht heruntergeätzt, oder auf die p^+ -Schicht eine zusätzliche metallische semitransparente Cr/Au-Schicht aufgedampft, sowie Proben mit verschiedenen Dotierungsmaterialien (Beryllium und Kohlenstoff) untersucht.

Alle betrachteten Proben zeigen bei niedrigen Anregungsdichten eine Aufspaltung in Wannier-Stark-Zustände. Die Absorptionslinien, die in den Spektren die Übergänge darstellen, werden dann bei steigender Anregungsdichte zunächst asymmetrisch, treten erst bei niedrigeren äußeren Vorspannungen auf und verschwinden schließlich für sehr hohe Dichten ganz. Eine Analyse der systematischen Untersuchungen für die verschiedenen Probentypen ergibt, daß sich höchstwahrscheinlich Ladungsträger in der p^+ -Schicht ansammeln und so das äußere elektrische Feld abschirmen. Zusätzlich zeigt im Vergleich der zwei Dotierungsmaterialien die mit Kohlenstoff dotierte Probe eine bei deutlich höheren Anregungsdichten einsetzende Abschirmung gegenüber der mit Beryllium dotierten Probe.

Die konsequente Umsetzung der gewonnenen Erfahrungen führt zu einem neuen Probendesign. Die Vermeidung p^+ -dotierter Schichten, wobei die Proben nur mit einer semitransparenten Cr/Au-Schicht bedampft werden, hat dazu geführt, daß es schließlich möglich war, die kohärente Emission von Bloch-Oszillationen unter 45° zu messen. Weiterhin war es auch möglich, erste Messungen zur kohärenten Detektion der direkten Emission von Bloch-Oszillationen in einem Magnetfeld zu realisieren, diese Messungen werden daher nur kurz dargestellt. Je nach Feldstärke des elektrischen und des magnetischen Feldes wird die Emission der Bloch-Oszillationen durch die magnetische oder elektrische Quantisierung dominiert.

In Vorbereitung auf zeitaufgelöste Messungen wurde im Rahmen dieser Arbeit zusätzlich auch ein neuer dichroitischer Strahlteiler verwendet und charakterisiert. Ein Indium Zinn Oxid-Film auf einem Glassubstrat ist im optischen Frequenzbereich transparent, besitzt aber im niedrigen THz-Frequenzbereich (0 bis 2.5 THz) eine relative Reflexion von 90 % bis 80 % und eine relative Transmission von konstant etwa 10 % und kann somit als Alternative zu dem sonst häufig verwendeten Folien-Strahlteiler verwendet werden. Der komplexe Brechungsindex \tilde{n} kann numerisch aus den Reflexions- bzw. Transmissionsdaten bestimmt werden.

7. Danksagung

Abschließend möchte ich noch all jenen Danken, die mich bei der Durchführung der Diplomarbeit unterstützt haben:

Ein Dankeschön an ...

... Herrn Prof. Dr. Hartmut G. Roskos für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die Zurverfügungstellung der Experimentiermöglichkeiten und die vielen physikalischen Gespräche.

... Herrn Prof. Dr. E. Mohler für die Hilfe bei der Auswertung der THz-Daten.

... Herrn Dipl. Phys. Tobias Bauer für die intensive Betreuung meiner Arbeit, wenn es sein mußte, bis spät in die Nacht. Wie oft haben wir Helium nachgefüllt, den Probenstab gewechselt, den Aufbau umgebaut und sind oft nahezu verzweifelt! Apropos: schiebt's?

... Frau Dipl. Phys. Anne Beate Hummel für alle ihre Hilfe bei vielen Problemen und viele Gespräche sowohl über Physik als auch abseits der Physik.

... Herrn Dipl. Phys. Pablo Richter für die Einführung und alle seine Hilfe mit den verschiedenen Kryostaten.

... Herrn Dipl. Phys. Thorsten Hofmann für die Beantwortung aller meiner Fragen bezüglich der Probenpräparation und für die Herstellung der sos-Antennen.

... Herrn Dipl. Phys. Karsten Siebert und Herrn Holger Quast für alle ihre Hilfe und Unterstützung mit dem CW-Laser.

... Herrn Dipl. Phys. Thorsten Löffler für die Unterstützung bei den Messungen am Verstärker-Laser.

... Herrn Dipl. Phys. Robert Sachs für die Hilfe mit dem Temperofen und die Beantwortung vieler Fragen.

... Herr Dipl. Phys. Kai Rönning für die Hilfe mit meinem launischen Rechner und den Druckern.

... Herr Dipl. Phys. Gregor Segsneider für viele Tips und physikalische Gespräche.

... alle Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Herrn Herbert Hasenpflug und Herrn Bernhardt Junk für die Anfertigung diverser Probenhalter und anderer Werkstücke, oft auch noch in letzter Minute.

... Frau Marion Jordan für viele Gespräche und Hilfe in verwaltungstechnischen Angelegenheiten.

... Frau C. Sorg, Frau S. Kolb, Frau H. Ulrich–Kolb und Herrn R. Bramm, sowie allen anderen, die einen Blick hinein geworfen haben, für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

... die gesamte Arbeitsgruppe Roskos für alle Unterstützung und die vielen schönen bei Kuchen oder Eis zusammen verbrachten Stunden und das angenehme Klima beim Arbeiten.

... Duck, Steffi und den Volleyballerinnen für die Unterstützung und ihre Geduld mit mir und für die Ablenkung. Und wer ist Meister?

... meinen Freund Roland für die Ablenkung, die Unterstützung und der Geduld mit meiner manchmal schlechten Laune und alles andere.

... und zuletzt auch noch ein Dankeschön an meine Eltern und Großeltern für die seelische, moralische und finanzielle Unterstützung, ohne die das alles nicht möglich gewesen wäre.

Literaturverzeichnis

- [1] L. ESAKI, R. TSU:
Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors,
IBM J. Res. Develop., 61–65 (1970)
- [2] F. BLOCH:
Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern,
Z. Phys. **52**, 555 (1928)
- [3] J. FELDMANN, K. LEO, J. SHAH, D. A. B. MILLER, AND J. E. CUNNINGHAM:
Optical investigation of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice,
Phys. Rev. B **46** 7252 (1992)
- [4] C. WASCHKE, H. G. ROSKOS, R. SCHWENDLER, K. LEO, AND H. KURZ:
Coherent Submillimeter-Wave Emission from Bloch Oscillations in a Semiconductor Superlattice,
Phys. Rev. Lett. **70**, 3319 (1993)
- [5] A. B. HUMMEL:
Fotostromspektroskopie an GaAs/AlGaAs-Übergittern im magnetischen Feld,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1999)
- [6] C. KITTEL:
Introduction to Solid State Physics,
John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore 7th
Edition (1996)
- [7] C. F. KLINGSHIRN:
Semiconductor Optics,
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1. Auflage (1997)
- [8] H. HAUG AND S. W. KOCH:
Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors,
World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong (1990)
- [9] H. T. GRAHN:
Semiconductor superlattices,
World Scientific, Singapore New Jersey London Hong Kong (1995)

- [10] J. BLEUSE, G. BASTARD, AND P. VOISIN:
Electric-Field-Induced Localization and Oscillatory Electro-optical Properties of Semiconductor Superlattices,
Phys. Rev. Lett. **60** 220 (1988)
- [11] G. H. WANNIER:
Wave Functions and Effective Hamiltonian for Bloch Electrons in an Electric Field,
Phys. Rev. **117**, 432 (1960)
- [12] F. AGULLÓ-RUEDA, E. E. MENDEZ, AND J. M. HONG:
Quantum coherence in semiconductor superlattices,
Phys. Rev. B **40**, 1357 (1989)
- [13] E. E. MENDEZ, F. AGULLÓ-RUEDA, AND J. M. HONG:
Stark Localisation in GaAs-GaAlAs superlattices under an Electric Field,
Phys. Rev. Lett. **64**, 2426 (1988)
- [14] F. BRÜGGEMAN:
Spektroskopische Untersuchungen an Übergittern in III-V-Halbleitersystemen,
Diplomarbeit, RWTH Aachen (1994)
- [15] M. M. DIGNAM AND J. E. SIPE:
Exciton Stark Ladder in semiconductor superlattices,
Phys. Rev. B **43** 4097 (1991)
- [16] J. FELDMANN:
Bloch Oscillations in a semiconductor superlattice,
Festkörperprobleme / Adv. Solid State Phys. **32** 81 (1992)
- [17] K. LEO:
Interband optical investigation of Bloch oscillations in semiconductor superlattices,
Semicond. Sci. Technol. **13** 249 (1998)
- [18] R. J. NICHOLAS:
Effects of magnetic fields on quantum wells and superlattices,
P. Bhattacharya, Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices, 75 (1996)
- [19] A. ALEXANDROU, E. E. MENDEZ, AND J. M. HONG:
Interplay between Landau and Stark quantizations in GaAs/Ga_{0.65}Al_{0.35}As superlattices,
Phys. Rev. B **44** 1934 (1991)
- [20] M. M. DIGNAM AND J. E. SIPE:
Semiconductor Superlattice exciton states in crossed electric and magnetic fields,
Phys. Rev. B **45** 6819 (1992)
- [21] D. SOME AND A. V. NURMIKKO:
Coherent transient cyclotron emission from photoexcited GaAs,
Phys. Rev. B **50**, 5783 (1994)

- [22] H. IBACH UND H. LÜTH:
Festkörperphysik,
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, zweite Auflage
(1988)
- [23] S. M. SZE:
Physics of Semiconductor Devices,
John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, Toronto (1969)
- [24] E. F. SCHUBERT, G. H. GILMER, R. F. KOPF, AND H. S. LUFTMAN:
Maximum concentration of impurities in semiconductors,
Phys. Rev. B **46**, 15078 (1992)
- [25] E. HECHT AND A. ZAJAC:
Optics,
Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Menlo Park, London, Don Mills (1974)
- [26] G. COHEN, I. BAR-JOSEPH:
Time-of-flight spectroscopy of electron transport in superlattices: From band transport to Stark localization,
Phys. Rev. B **46** 9857 (1992)
- [27] J. P. LOEHR:
Effects of electric fields in quantum wells and superlattices,
P. Bhattacharya, Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices, 75 (1996)
- [28] H. HAUG:
Theoretische Physik III: Elektrodynamik,
Skript zur Vorlesung in Frankfurt/Main, (WS 1997/1998)
- [29] J. M. DAWES AND M. G. SCEATS:
Electron trapping in quantum-well structures,
Phys. Rev. B **36**, 9604 (1987)
- [30] M. HOSODA, K. TOMINAGA, T. WATANABE, AND K. FUJIWARA:
Optical differentiator based on rapid collapse of Wannier-Stark localization due to space charge field screening,
Appl. Phys. Lett. **65**, 2913 (1994)
- [31] R. MARTINI:
Verstärkung kohärenter THz-Emission aus impulsiv angeregten Halbleitern und Halbleiterheterostrukturen,
Dissertationsschrift, RWTH Aachen (1999)

- [32] T. H. WOOD, J. Z. PASTALAN, C. A. BURRUS, JR., B. C. JOHNSON, B. I. MILLER, J. L. DEMIGUEL, U. KOREN, AND M. G. YOUNG:
Electric field screening by photogenerated holes in multiple quantum wells: A new mechanism for absorption saturation,
Appl. Phys. Lett. **57**, 1081 (1990)
- [33] E. MOHLER:
Festkörperoptik,
Vorlesung in Frankfurt/Main, Mitschrift (WS 2000/2001)
- [34] J. D. JACKSON:
Classical Electrodynamics,
John Wiley & Sons, Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore,
2nd Edition (1975)
- [35] N. W. ASHCROFT AND N. D. MERMIN:
Solid State Physics,
Saunders College Publishing, (1997)
- [36] J. N. HODGSON:
Optical absorption and dispersion in solids,
Chapman and Hall, London (1970)
- [37] P. U. JEPSEN:
Generation and application of THz radiation,
Ph.D. Thesis, Aarhus University, Denmark (1996)
- [38] P. LEISCHING:
Zeitaufgelöste optische Untersuchungen kohärenter Wellenpakete in Halbleiter-Übergittern,
Dissertationsschrift, RWTH Aachen (1995)
- [39] H. G. ROSKOS, M. C. NUSS, J. SHAH, K. LEO, AND D. A. B. MILLER:
Coherent Submillimeter-Wave Emission from Charge Oscillations in a Double-Well Potential,
Phys. Rev. Lett. **68** 2216 (1992)
- [40] A. M. JOHNSON AND D. H. AUSTON:
Microwave Switching by Picosecond Photoconductivity,
IEEE J. Quantum Electronics **11**, 283 (1975)
- [41] A. P. SHEPPARD, K. H. BREEDEN, AND A. MCSWEENEY:
High resolution submillimeter measurements of atmospheric water vapor absorption,
Proceedings of the symposium on submillimeter waves, Polytechnic press, New York (1970)

- [42] S. A. KNICKERBOCKER AND A. K. KULKARNI:
Estimation and verification of the optical properties of indium tin oxide based on the energy band diagram,
J. Vac. Sci. Technol A **14**, 757 (1996)
- [43] H. KIM, J. S. HORWITZ, A. PIQUÉ, C. M. GILMORE AND D. B. CHRISSEY:
Electrical and optical properties of indium tin oxide thin films grown by pulsed laser deposition,
Appl. Phys. A **69**, 447 (1999)
- [44] J. R. BELLINGHAM, W. A. PHILIPPS, AND C. J. ADKINS:
Electrical and optical properties of amorphous indium oxide,
J. Phys.: Cond. Matter **2**, 6207 (1990)
- [45] H. KIM, J. S. HORWITZ, G. KUSHTO, A. PIQUÉ, Z. H. KAFABI, C. M. GILMORE, AND D. B. CHRISSEY:
Effekt of film thickness on the properties of indium tin oxide thin films,
J. Appl. Phys. **88**, 6121 (2000)
- [46] X.-C. ZHANG AND D. H. AUSTON:
Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics,
J. Appl. Phys. **71**, 326 (1992)
- [47] F. JAKOB:
Quellen und Detektionsverfahren für lasererzeugte intensive THz-Pulse,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1999)
- [48] A. NAHATA, A. S. WELING, AND T. F. HEINZ:
A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling,
Appl. Phys. Lett. **69**, 2321 (1996)
- [49] T. BAUER, A. B. HUMMEL, H. G. ROSKOS, AND K. KÖHLER:
Evolution of energy levels of a GaAs/AlGaAs superlattice under the influence of a strong magnetic field,
Physica E **7**, 289 (2000)
- [50] F. SIEBE:
Aufbau und Charakterisierung eines Zweifarben Ti: Saphir-Lasers,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1999)
- [51] F. SIEBE, K. J. SIEBERT, R. LEONHARDT, AND H. G. ROSKOS:
A Fully Tunable Dual-Color CW Ti:AL₂O₃ Laser,
IEEE J. of Quantum Electronics **11**, 1731 (1999)

- [52] P. C. M. PLANKEN, M. C. NUSS, I. BRENER, K. W. GOOSSEN, M. S. C. LUO, S. L. CHUANG, AND L. PFEIFFER:
Terahertz Emission in Single Quantum Wells after Coherent Optical Excitation of Light Hole and Heavy Hole Excitons,
Phys. Rev. Lett. **69**, 3800 (1992)
- [53] R. MCLAUGHLIN, A. CORCHIA, M. B. JOHNSTON, Q. CHEN, G. A. C. JONES, E. H. LINFIELD, A. G. DAVIES, AND M. PEPPER:
Enhanced coherent terahertz emission from indium arsenide in the presence of a magnetic field,
Appl. Phys. Lett. **76**, 2038 (2000)
- [54] R. MARTINI, G. KLOSE, H. G. ROSKOS, AND H. KURZ:
Superradiant emission from Bloch oscillations in semiconductor superlattices,
Phys. Rev. B **54**, 14325 (1996)
- [55] H. T. GRAHN:
Vertikaler Transport in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Übergitterstrukturen,
Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)
- [56] P. LEISCHING, P. HARING BOLIVAR, W. BECK, Y. DHAIBI, F. BRÜGGEMANN, R. SCHWENDLER, AND H. KURZ:
Bloch oscillations of excitonic wave packets in semiconductor superlattices,
Phys. Rev. B **50** 14389 (1994)
- [57] U. TIETZE UND C. SCHENK:
Halbleiter-Schaltungstechnik,
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo Hong Kong Barcelona Budapest, 10. Auflage (1993)
- [58] U. PERNISZ:
Private Mitteilung (2000)
- [59] Z. JIANG, M. LI, AND X.-C. ZHANG:
Dielectric constant measurement of thin films by differential time-domain spectroscopy,
Appl. Phys. Lett. **76** 3221 (2000)
- [60] D. GRISCHKOWSKY, S. KEIDING, M. V. EXTER, AND C. FATTINGER:
Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors,
J. Opt. Soc. Am. B **7**, 2006 (1990)
- [61] KOHLRAUSCH:
Praktische Physik 2,
B.G. Teubner, Stuttgart S. 304f (1968)

- [62] Y. ABE, Y. TOKUDA, K. KANAMOTO, AND N. TSUKADA:
Optical nonlinear responses of a quantum well photodiode with a non-ohmic contact,
Appl. Phys. Lett. **60**, 1664 (1992)
- [63] J. L. SÁNCHEZ-ROJAS, A. SACEDÓN, F. CALLE, E. CALLEJA, AND E. MUÑOZ:
Conduction-band engineering in piezoelectric [111] multiple quantum well p-i-n photodiodes,
Appl. Phys. Lett. **65**, 2214 (1994)
- [64] D. GRISCHKOWSKY AND M. V. EXTER:
Carrier dynamics of electrons and holes in moderately doped silicon,
Phys. Rev. B **41**, 12140 (1990)
- [65] Y. KOSEVICH,
Private Mitteilung (1999)
- [66] S. R. ANDREWS, P. G. HUGGARD, C. J. SHAW, J. A. CLUFF, O. E. RAICHEV, AND R. GREY:
Magnetic-field suppression of THz charge oscillations in a double quantum well,
Phys. Rev. B **57** R9443 (1998)