

---

# Experimentelle Separation der Rashba- und Dresselhausterme in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen

---



## DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
Dr. rer. nat.  
der Fakultät für Experimentelle und Angewandte Physik  
Universität Regensburg  
im Mai 2007

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Stephan Giglberger  
Heidelberg

# Abstract

The basis of spintronics, where not the electric charge but the spin of electrons is used for carrying informations, is given by a less considered attribute of low dimensional semiconductor heterostructures: the spin dependent splitting of degenerated energy band in  $\mathbf{k}$ -space due to spin orbit coupling.

The reason for removing the spin degeneracy are Structure Inversion Asymmetry (SIA) and Bulk Inversion Asymmetry (BIA), which can be described by so called Rashba and Dresselhaus terms linear in  $\mathbf{k}$  in the effective hamiltonian. Both terms can interfere and cancel each other along certain crystallographic directions leading to interesting physical phenomena, e.g. very long spin lifetime along this direction.

The present paper shows a method to determine the relative ratio of the  $\mathbf{k}$ -linear terms using photogalvanic effects (SGE, CPGE, MPGE) for mapping the anisotropy of band splitting without the necessity of knowing any details of investigated samples.

Furthermore it is shown that by variation of the position of the delta-doping layer the Rashba term can be influenced whereas the coupling coefficient  $\alpha$  changes from positive to negative values. This constitutes a simple and adequate feedback method for technologists to grow samples with equal Rashba and Dresselhaus spin splittings or perfectly symmetric structures with zero Rashba constant.

spin-orbit interaction, Rashba, Dresselhaus, BIA, SIA

# Zusammenfassung

Die Grundlage der Spintronik, bei der neben oder an Stelle der Ladung der Spin der Ladungsträger als Informationsträger ausgenutzt wird, liefert eine bisher eher wenig beachtete Eigenschaft niederdimensionaler Halbleiter- Heterostrukturen: die spinabhängige Aufspaltung der Bandstruktur im  $\mathbf{k}$ - Raum aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung.

Ursache für die Aufhebung der Spinentartung sind die *Structure Inversion Asymmetry* SIA und die *Bulk Inversion Asymmetry* BIA, die zu den sog.  $\mathbf{k}$ -linearen Rashba- bzw. Dresselhaustermen im Hamiltonian führen. Beide Terme können miteinander interferieren und sich entlang bestimmter kristallographischer Richtungen gegenseitig auslöschen, was zu interessanten physikalischen Phänomenen führt, wie z.B. einer extrem hohen Spinlebensdauer entlang dieser Richtung.

Die vorliegende Arbeit zeigt eine Methode auf, mit der sich unter Verwendung der Photogalvanischen Effekte (SGE, CPGE, MPGE) das relative Verhältnis der  $\mathbf{k}$ -linearen Terme bestimmen und somit die Anisotropie der Bandaufspaltung abbilden lässt, ohne dass dabei irgendwelche Kenntnisse über die mikroskopischen Details der untersuchten Proben notwendig sind.

Weiter wird gezeigt, dass durch die Variation des Abstands der deltaförmigen Dotterschicht der Rashbaterm beeinflusst werden kann, wobei der entsprechende Koppungskoeffizient  $\alpha$  seinen Wert stark ändert und dabei sogar sein Vorzeichen wechseln kann. Die vorgestellte Methode stellt ein einfaches und geeignetes Feedback für Technologen dar, Proben mit gleich großer Rashba- und Dresselhausaufspaltung zu wachsen bzw. perfekt symmetrische Strukturen ohne Rashbaanteil zu erzeugen.

Spin-Bahn Kopplung, Rashba, Dresselhaus, BIA, SIA

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Bandstruktur . . . . .	6
2.1.1 Gyrotropie . . . . .	6
2.1.2 Aufhebung der Spinentartung . . . . .	7
2.1.3 $k$ -lineare Terme im Hamiltonian . . . . .	11
2.1.4 BIA - Bulk Inversion Asymmetry . . . . .	13
2.1.5 SIA - Structure Inversion Asymmetry . . . . .	13
2.1.6 Interferenz von BIA und SIA . . . . .	14
2.1.7 Spinausrichtung . . . . .	15
2.1.8 Beitrag von $k$ -kubischen Termen . . . . .	17
2.2 Spinphotoströme . . . . .	19
2.2.1 Spingalvanischer Effekt (SGE) . . . . .	19
2.2.2 Zirkularer Photogalvanischer Effekt (CPGE) . . . . .	24
2.2.3 Spinrelaxationsmechanismen . . . . .	28
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>33</b>
3.1 Verwendete Lasersysteme . . . . .	33
3.1.1 CO <sub>2</sub> - Laser . . . . .	34
3.1.2 NH <sub>3</sub> - Laser . . . . .	35
3.2 Polarisation, Intensitäten, etc. . . . .	36
3.3 Elektrischer Meßaufbau . . . . .	39
3.4 Proben . . . . .	40
<b>4 Experimentelle Durchführung</b>	<b>43</b>
4.1 Spingalvanischer Effekt (SGE) . . . . .	44

4.1.1	Niederdimensionale InAs - Strukturen . . . . .	54
4.1.2	Anisotropie der Spinrelaxation . . . . .	57
4.1.3	Niederdimensionale GaAs - Strukturen . . . . .	59
4.2	Zirkularer Photogalvanischer Effekt (CPGE) . . . . .	59
4.2.1	Niederdimensionale InAs - Strukturen . . . . .	64
4.2.2	Niederdimensionale GaAs - Strukturen . . . . .	65
4.3	R/D in Abhängigkeit der Symmetrie der Bandstruktur . . . . .	66
4.4	Magneto-gyrotroper Photogalvanischer Effekt . . . . .	72
4.4.1	Phänomenologie des MPGE . . . . .	72
4.4.2	Mikroskopische Beschreibung des MPGE . . . . .	78
4.4.3	Zugang zu BIA und SIA durch den MPGE . . . . .	89
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>93</b>
<b>A</b>	<b>Symmetrie</b>	<b>97</b>
A.1	Überlegungen zur Symmetriebestimmung . . . . .	97
A.2	Symmetrien der Zinkblendestruktur . . . . .	99
A.3	Symmetriereduzierung . . . . .	102
A.3.1	Quantentrog - Schichtstrukturen . . . . .	102
A.4	Bestimmung der 'erlaubten' Stromrichtungen . . . . .	104
<b>B</b>	<b>Spinunabhängige Photoströme</b>	<b>107</b>
B.1	Linearer Photogalvanischer Effekt (LPGE) . . . . .	107
B.2	Photon - Drag Effekt (PDE) . . . . .	111

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Gyrotropie: mechanisches Analogon . . . . .	7
2.2	Quantisierte Subbänder in 2D . . . . .	8
2.3	Spinaufgespaltete Subbänder (2D) . . . . .	9
2.4	Vergleich Zeeman- und Rashbaaufspaltung . . . . .	10
2.5	SIA: künstlich Asymmetrie im Quantentrog . . . . .	14
2.6	Zweidimensionale Energiedispersionsrelation . . . . .	15
2.7	Spinorientierung bei SIA- und BIA-Kopplung . . . . .	16
2.8	Dispersionsrelation und Orienterung für $SIA \neq BIA$ . . . . .	16
2.9	Mikroskopisches Bild des SGE . . . . .	21
2.10	SGE: Spinausrichtung mittels Hanle-Effekt . . . . .	23
2.11	Mikroskopisches Bild des CPGE, Intersubbandanregung . . . . .	27
2.12	Mikroskopisches Bild des CPGE, Drudeanregung . . . . .	28
2.13	Spinrelaxation nach Elliot-Yafet . . . . .	29
2.14	Spinrelaxation nach D'yakonov-Perel' . . . . .	31
3.1	Beschreibung des Lasersystems . . . . .	34
3.2	Emissionsspektrum eines CO <sub>2</sub> -Lasers . . . . .	35
3.3	Intensitätsverlauf des FIR-Lasers . . . . .	37
3.4	Einstellung des Polarisationsfrades mittels $\lambda/4$ -Plättchen . . . . .	37
3.5	Beschreibung Meßaufbau . . . . .	39
3.6	Elektrische Beschaltung der Proben . . . . .	40
3.7	Schichtaufbau der Proben . . . . .	41
4.1	SGE: Vorzeichenwechsel bei Helizitätsänderung . . . . .	44
4.2	zeitaufgelöste Pulse: Laseranregung und „Antwort“ der Probe (SGE) .	45
4.3	SGE: Abhängigkeit von der Helizität des Lichtes . . . . .	46
4.4	SGE: Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfelds . . . . .	47

4.5 SGE: Überlagerung durch den MPGE . . . . .	49
4.6 Einfluss einer Gatespannung auf den Rashba-Effekt . . . . .	50
4.7 SGE: Zusammensetzung der Ströme und Messung der Winkelabhängigkeit . . . . .	51
4.8 SGE: Revolverprobe . . . . .	52
4.9 SGE in Geometrie SGE-I . . . . .	53
4.10 SGE in Geometrie SGE-II . . . . .	53
4.11 Messung des SGE-Stromes in Geometrie SGE-I . . . . .	55
4.12 Messung des SGE-Stromes in Geometrie SGE-II . . . . .	56
4.13 zeitaufgelöste Pulse: Laseranregung und „Antwort“ der Probe (CPGE) . . . . .	60
4.14 CPGE: Abhängigkeit von der Helizität des Lichtes . . . . .	61
4.15 CPGE: Abhängigkeit vom Einfallsinkel . . . . .	61
4.16 CPGE: Zusammensetzung der Ströme und Messung der Winkelabhängigkeit . . . . .	62
4.17 CPGE: Revolverprobe . . . . .	62
4.18 Messung des CPGE-Stromes in Geometrie CPGE-I . . . . .	63
4.19 Messung des CPGE-Stromes in Geometrie CPGE-II . . . . .	64
4.20 CPGE: Abhängigkeit des Stroms vom Azimutwinkel . . . . .	65
4.21 Bandstrukturen der untersuchten Proben . . . . .	68
4.22 Berechnete Bandstruktur der Probe #8 . . . . .	69
4.23 Quantentröge mit unterschiedlicher Position der $\delta$ -Dotierung . . . . .	71
4.24 MPGE: $B$ -Feld Abhängigkeit für unpolarisierte Strahlung . . . . .	74
4.25 MPGE: $\alpha$ -Abhängigkeit für linear polarisierte Strahlung bei $j \perp B$ . . . . .	74
4.26 MPGE: $\alpha$ -Abhängigkeit für linear polarisierte Strahlung bei $j \parallel B$ . . . . .	75
4.27 MPGE: Polarisationsabhängigkeit für $j \parallel B$ . . . . .	76
4.28 MPGE: $j \perp B$ bei elliptischer Beleuchtung . . . . .	77
4.29 MPGE: $j \parallel B$ bei elliptischer Beleuchtung . . . . .	77
4.30 Asymmetrische Streuwahrscheinlichkeit bei der Energierelaxation . . . . .	79
4.31 Asymmetrische Streuwahrscheinlichkeit bei der Anregung . . . . .	80
4.32 Setup zum Nachweis des reinen Spinstromes . . . . .	82
4.33 Nachweis des Spinstroms mittels Zeeman-Effekt . . . . .	82
4.34 Drudeabsorption: $j \propto \lambda^2$ . . . . .	83
4.35 ZBSS: Azimutabhängigkeit $j \perp B$ . . . . .	84
4.36 ZBSS: Azimutabhängigkeit $j \parallel B$ . . . . .	84

4.37	ZBSS: Separierung der Anregungs- und Relaxationsströme . . . . .	85
4.38	Temperaturabhängigkeit des Spinstroms . . . . .	87
4.39	Anisotropie des MPGE . . . . .	90
4.40	Spinstrom $j_2$ für verschiedene Proben . . . . .	91
A.1	Zinkblendestruktur . . . . .	100
A.2	Spiegelebenen in der $D_{2d}$ -Symmetrie . . . . .	101
A.3	Energieschema und Schichtaufbau eines QW . . . . .	103
A.4	Symmetrieelemente im (001)-Quantentrog . . . . .	104
A.5	Symmetrieelemente im (110)-Quantentrog . . . . .	105
B.1	Mikroskopisches Modell des LPGE . . . . .	109
B.2	Modell des Photon-Drag-Effekts . . . . .	112



# Tabellenverzeichnis

3.1	Verwendete Wellenlängen im Ferninfrarot . . . . .	36
3.2	Abschwächungskoeffizienten . . . . .	38
4.1	Übersicht zur Bestimmung des $\alpha/\beta$ - Verhältnisses . . . . .	58
4.2	Übersicht: untersuchte Proben und Ergebnisse . . . . .	67
A.1	Symmetriebezeichnungen in der Schoenflies-Notation . . . . .	99
A.2	Symmetriebezeichnungen in der Herman-Mauguin-Notation . . . . .	99
A.3	Übersicht über die verwendeten Punktgruppen . . . . .	100

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Spin von Elektronen und Löchern in niederdimensionalen Halbleitern steht derzeit im Mittelpunkt der aktueller Forschung im Bereich der Festkörperphysik. Diese nur quantenmechanisch verständliche Eigenschaft der Ladungsträger ist in der Diskussion, anstelle ihrer Ladung als Informationsträger zu fungieren und so die Grundlage der sog. Spintronik zu bilden. Dieser zusätzliche Freiheitsgrad könnte zu neuartigen Bauteilen führen, wie beispielsweise den bereits 1990 von DAS und DATTA postulierten Spintransistor, mit dem Ströme spinabhängig geschaltet werden sollen [1].

Die Grundlage der Spintronik liefert eine eher wenig beachtete Eigenschaft niederdimensionaler Halbleiter-Heterostrukturen, nämlich die spinabhängige Aufspaltung der Bandstruktur im  $\mathbf{k}$ -Raum, deren Ursache die Spin-Bahn-Kopplung der Ladungsträger ist[2]. Die mikroskopische Ursache für diese Aufhebung der Spinentartung sind die *Structure Inversion Asymmetry* (SIA) und die *Bulk Inversion Asymmetry* (BIA), die zu den sog. Rashba- bzw. Dresselhaus-Termen im Hamiltonian führen [3, 4], die wiederum linear im Wellenvektor  $\mathbf{k}$  der Ladungsträger niederdimensionaler Systeme sind. Diese Rashba- und Dresselhaus-Terme können jedoch miteinander interferieren, was zu einer Anisotropie der Spinaufspaltung führen kann. Sogar eine gegenseitige Auslöschung ist möglich, wenn die beiden Terme gleiche Größe haben, was eine verschwindende Spinaufspaltung in bestimmten  $\mathbf{k}$ -Richtungen zur Folge hat [5]. Diese Auslöschung führt zu neuen makroskopischen Effekten wie z.B. dem Verschwinden der Anti-localization [6], oder dem Fehlen der Beatings in den Shubnikov de Haas-Oszillationen [7]. In bestimmten kristallographischen Richtungen wird dann die Spinlebensdauer unendlich [8, 9], was zur Realisierung eines nicht-

ballistischen Spin-Feldeffekttransistor führen könnte [10]. Für die Untersuchungen spinabhängiger Phänomene in niederdimensionalen Strukturen sind daher fundamentale Kenntnisse über die relative Stärke der Rashba- und Dresselhausterme von größter Bedeutung.

Kürzlich konnten wir zeigen [11], dass der Spingalvanische Effekt(SGE) [12, 13, 14, 15] und der zirkulare photogalvanische Effekt (CPGE) [12, 13, 5, 16, 17, 18] ein mächtiges Werkzeug darstellen, um aus der Anisotropie der resultierenden Spinphotoströme das Verhältnis zwischen Rashba- und Dresselhaustermen (R/D-Verhältnis) direkt messen zu können, ohne dabei auf theoretisch ermittelte Größen angewiesen zu sein. Die Anwendung von THz-Strahlung zur optischen Anregung bringt hierbei zwei wesentliche Vorteile: zum einen können die Spinphotoströme im THz-Bereich wesentlich einfacher beobachtet und untersucht werden als im sichtbaren Bereich. Dort nämlich können starke Photoströme, die durch andere Mechanismen wie beispielsweise den Dember-Effekt oder photovoltaische Effekte an den Kontakten etc. entstehen, die relativ schwachen Spinphotoströme überlagern. Zum anderen regt THz-Strahlung, im Gegensatz zu konventionellen Methoden der optischen Spinorientierung bei Interbandübergängen, nur eine Art der Ladungsträger an, erzeugt also keine Elektron-Loch-Paare. Dies führt zu monopolarer Spinorientierung und bietet so die Möglichkeit, Informationen über die Spinaufspaltung eines Subbandes zu erhalten.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die eingehende Untersuchung der Rashba/Dresselhaus Spinaufspaltung in InAs- und GaAs- Quantentrog-Heterostrukturen mittels Terahertz-induzierter Spinphotoströme (SGE und CPGE). Diese Messungen könnten das notwendige Feedback für Entwickler liefern, um Strukturen mit gleich großen Rashba- und Dresselhausbeiträgen zur Spinaufspaltung, oder perfekt symmetrische Strukturen ohne Rashbaanteil zu finden. Die Grundlage der hier beschriebenen Experimente liefert die richtungsabhängige Größe der THz-induzierten Spinphotoströme in der Quantentroggebene, aus der die Rashba- und Dresselhausterme extrahiert werden können. Aus dem Vergleich der gewonnenen Daten in Abhängigkeit von der Probensymmetrie wird ersichtlich, dass das Rashba-/ Dresselhaus-Verhältnis erwartungsgemäß unmittelbar durch den Grad der Symmetrie der Proben beeinflusst wird. Der bestimmende SIA-Anteil kann durch Variation des Abstandes der Position einer Delta-förmigen Dotierung in einem deutlichen Bereich manipuliert werden. Durch das „Verschieben“ der Deltadotierung von einer Seite des Quantentroges auf die an-

dere Seite wechselt der dem SIA-Beitrag entsprechende Photostrom sein Vorzeichen und liefert so den Nachweis, dass es eine Position der Dotierung geben muss, an der der Rashbaanteil zur Spinaufspaltung verschwindet.

Während der Experimente zu diesem Thema wurde ein weiterer Effekt gefunden, der ebenfalls einen Zugang zu BIA und SIA darstellen kann: dieser Effekt, der bei Bestrahlung der Probe einen elektrischen Gleichstrom erzeugt, tritt in gyrotropen Medien bei Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds auf und wird deshalb von uns *Magnetogyrotroper Photogalvanischer Effekt* (MPGE) genannt. Erste Ergebnisse zeigen, dass auch der MPGE die Anisotropie der Bandaufspaltung wiederspiegelt. In bestimmten Konfigurationen allerdings überlagert der MPGE den SGE, was mitunter die Nutzung des SGE unmöglich macht. Es sind daher genauere Kenntnisse über die Phänomenologie und den mikroskopischen Hintergrund des MPGE erforderlich.

Bei der Beleuchtung niederdimensionaler Halbleiterstrukturen treten neben gewünschten Effekten, wie z.B. SGE oder CPGE, noch weitere unerwünschte Effekte auf. Auch hier sind genauere Kenntnisse über die störenden Effekte nötig, um die Aussagefähigkeit der gewonnenen Daten beurteilen zu können. Im Anhang dieser Arbeit werden daher die spinunabhängigen Photoströme des Linearen Photogalvanischen Effekts (LPGE) und des Photon-Drag-Effekts (PDE) näher betrachtet.



# Kapitel 2

## Grundlagen

Die Möglichkeit, die BIA- und SIA-Terme im Hamiltonian auf direktem Wege erforschen zu können, ohne dabei Kenntnisse über mikroskopische Details zu benötigen, basiert auf der phänomenologischen Äquivalenz verschiedener Mechanismen, die einen polaren Vektor (wie z.B. Wellenvektor, Strom) und einen axialen Vektor (z.B. Spin oder Drehmoment von Photonen) linear miteinander verknüpfen.

In der Tat werden nämlich sowohl die Spinaufspaltung als auch die Spin-Photoströme, wie Spingalvanischer Effekt (SGE) und Zirkularer Photogalvansicher Effekt (CPGE), mittels eines Pseudotensors zweiter Ordnung beschrieben, dessen nicht-verschwindende Komponenten sich nur durch einen Skalierungsfaktor unterscheiden (Wigner-Eckart-Theorem)<sup>1</sup>. Also ist auch die räumliche Anisotropie für alle solche Phänomene gleich.

Die Stärke der Spinaufspaltung in unterschiedlichen kristallographischen Richtungen wird durch die Rashba- und Dresselhaus-Terme im Hamiltonian  $H_{\text{SO}} = \sum \beta_{lm} \sigma_l k_m$  beschrieben, wobei  $\beta_{lm}$  ein Pseudotensor zweiter Stufe ist. Von Null verschiedene Komponenten dieses Tensors existieren in gyrotropen Punktgruppen per definitio-nem nur dann, wenn sich axiale und polare Vektorkomponenten bei allen Symmetrieoperationen gleichwertig transformieren. Daher wird die lineare Kopplung zwischen diesen Vektoren möglich.

Neben der Spinaufspaltung gibt es die eben genannten experimentell zugänglichen Effekte, die ebenso mittels eines Pseudotensors zweiter Stufe beschrieben werden

---

<sup>1</sup>Das Wigner-Eckart-Theorem (nach Eugene Paul Wigner und Carl Henry Eckart) ist ein Hilfsmittel für die Berechnung der Matrixelemente eines Tensoroperators, wenn dessen Symmetrieeigenschaften bekannt sind.

können: den Spingalvanischen Effekt,  $j_\alpha = \sum Q_{\alpha\beta} S_\beta$ , und den Zirkular Photogalvanischen Effekt  $j_\alpha = \sum \gamma_{\alpha\beta} P_{\text{circ}} \hat{e}_\beta$ . Hierbei ist  $\mathbf{S}$  die Spindichte,  $P_{\text{circ}}$  beschreibt den Grad der Polarisierung, und  $\hat{\mathbf{e}}$  ist die Projektion des Einheitsvektors der Lichtausbreitung auf die Probenebene.

In Analogie zur Bandaufspaltung und basierend auf der Gleichtartigkeit der invariant nicht reduzierbaren Komponenten der Pseudotensoren  $\boldsymbol{\beta}, \mathbf{Q}$  und  $\boldsymbol{\gamma}$  können die Ströme in Rashba- und Dresselhaus-Beiträge zerlegt werden, die einzeln gemessen werden können. Verwendet man weiterhin lediglich das Verhältnis der beiden Beiträge, so entfällt der Skalierungsfaktor, der alle mikroskopischen Details beinhaltet. Somit können die Photoströme verwendet werden, um die Anisotropie der Spinaufspaltung zu ermitteln, was ansonsten experimentell nur schwer möglich ist.

## 2.1 Bandstruktur

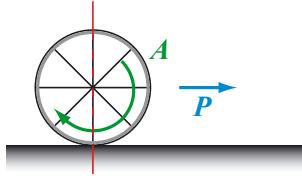
### 2.1.1 Gyrotropie

Die angesprochene Aufhebung der Spinentartung, d.h. die Trennung der Dispersionsrelationen von Spin-up und Spin-down Ladungsträgern im  $k$ -Raum, tritt nur in niederdimensionalen Heterostrukturen ohne Inversionszentrum auf, ist also von den Symmetrieeigenschaften des Materials bestimmt. Ganz allgemein wird die Eigenschaft einer Symmetriegruppe, mindestens eine bevorzugte Richtung mit anderen physikalischen Eigenschaften zu besitzen, als Gyrotropie bezeichnet. Die Gyrotropie erlaubt es, polare Vektoren  $P$  (wie z.B. elektrischen Strom oder Impuls) linear mit einem axialen Vektoren  $A$  (wie z.B. Spin oder Drehimpuls) zu verknüpfen. Diese Verknüpfung geschieht mit Hilfe eines Pseudotensoren zweiter Stufe  $T$ :

$$P_l = T_{lm} A_m \quad (2.1)$$

Ein Möglichkeit, diese Eigenschaft bildlich darzustellen, stellt das Rad auf der Straße dar, dessen Rotation in eine lineare Vorwärtsbewegung konvertiert wird. (Die Straße symbolisiert dabei die Asymmetrie: hätte das Rad unten **und** oben Kontakt zu einer Ebene, so könnte es sich nicht mehr vorwärts bewegen.)

Die existenzielle Notwendigkeit der Gyrotropie für alle hier untersuchten Effekte, verwendeten Methoden und Erscheinungen, von denen einige in dieser Arbeit ausführlich angesprochen werden, zeigt sich z.B. schon allein durch die Verwandtschaft



**Abbildung 2.1:** Die Gyrotropie erlaubt die lineare Verknüpfung von axialen Vektoren  $A$  (z.B. Drehimpuls) mit polaren Vektoren  $P$  (z.B. Strom). Ein mechanisches Analogon ist das Rad auf der Straße.

ihrer mathematischen Formulierungen mit Gl. (2.1):

$$\begin{aligned}
 H_{\text{SO}} &= \sum_{lm} \beta_{lm} \sigma_l k_m && k\text{-lineare Terme im Hamiltonian} \quad (2.2) \\
 j_l &= \sum_m Q_{lm} S_m && \text{Spingalvanischer Effekt} \\
 S_l &= \sum_m R_{lm} j_m && \text{Spinorientierung durch Strom} \\
 j_l &= \sum_m \gamma_{lm} P_{\text{circ}} \hat{e}_m && \text{Zirkularer Photogalvanischer Effekt} \\
 V_{k,k'}^{\text{SO}} &= \sum_{lm} V_{lm} \sigma_l (k_m + k'_m) && \text{Spinabhängige Streuung}
 \end{aligned}$$

### 2.1.2 Aufhebung der Spinentartung

Für Volumenhalbleiter wie z.B. Germanium oder Silizium gilt allgemein, dass die Ladungsträgerzustände (ohne äußeres Magnetfeld) wegen der räumlichen und zeitlichen Inversionssymmetrie spinentartet sind. Die räumliche Inversionssymmetrie kann durch die Energie der Spinzustände beschrieben werden

$$E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\uparrow}(-\mathbf{k}) \quad \text{bzw.} \quad E_{\downarrow}(\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(-\mathbf{k}), \quad (2.3)$$

und die zeitliche Inversionssymmetrie führt zu den sog. Kramers-Doublets

$$E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(-\mathbf{k}). \quad (2.4)$$

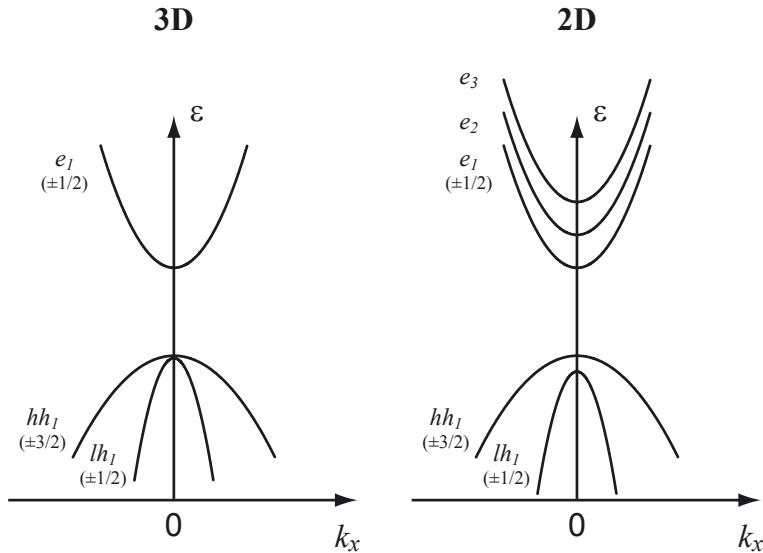
Kombiniert man die Gleichungen (2.3) und (2.4), so erhält man die Spinentartung in Halbleitern ohne äußeres Magnetfeld

$$E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(\mathbf{k}). \quad (2.5)$$

Die Aufhebung der Entartung kann erreicht werden, wenn die räumliche und/oder die zeitliche Inversionssymmetrie aufgebrochen wird, beispielsweise durch Anlegen eines externen Magnetfelds (Zeeman-Effekt). Doch auch ohne ein externes  $\mathbf{B}$  - Feld

kann die Spinentartung aufgehoben werden, wenn nämlich das Potential der Ladungsträger keine Inversionssymmetrie aufweist, wie es beispielsweise in Zinkblende-basierten III-V - Volumenhalbleitern der Fall ist. Gleichung (2.3) ist dann nicht mehr gültig, die Entartung ist für  $\mathbf{B} = 0$  aufgehoben. Die zeitliche Inversionssymmetrie nach Gl. (2.4) indes bleibt nach wie vor erhalten.

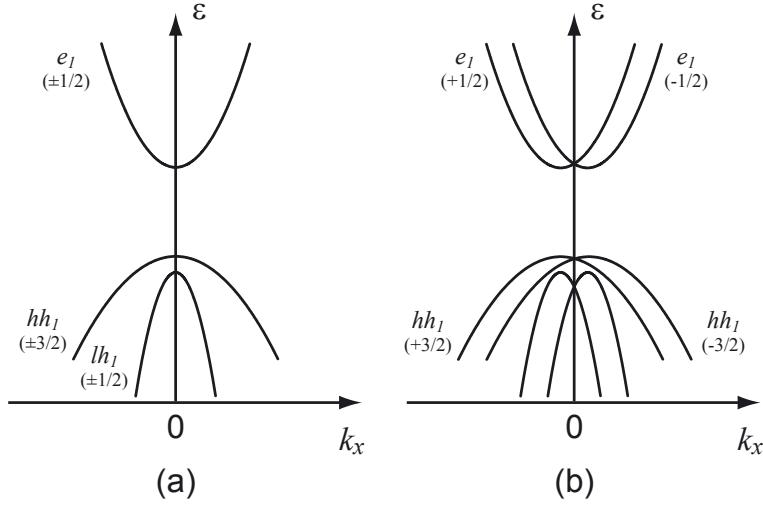
In niederdimensionalen Strukturen, z.B. in zweidimensionalen Quantentrögen, führt die Quantisierung der Energie zu einer energetischen Aufspaltung der Bandstruktur. In Abb. 2.2 sind Leitungsband und die Valenzbänder der leichten und schweren Löcher skizziert. Der Übersicht halber ist das split-off Valenzband hier nicht dargestellt. Entsprechend des Abstandes der quantisierten Energieniveaus im Quantentrog ver-



**Abbildung 2.2:** Im Gegensatz zu dreidimensionalem Bulkmaterial sind in Quantentrögen die Energiezustände quantisiert: der Abstand dieser Energiezustände spiegelt sich wieder im Abstand der Leitungs-Subbänder. Durch die *size quantization* schieben sich auch die Valenzbänder der schweren und leichten Löcher energetisch auseinander. Das Split-off Valenzband wird aus Gründen der Übersichtlichkeit hier nicht gezeigt.

halten sich die Abstände der aufgespaltenen Leitungsbänder bei  $k = 0$ .

In Abb. 2.3 ist die Aufhebung der Spinentartung in zweidimensionalen Quantentrögen gezeigt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist hier nur das unterste Leitungsband dargestellt. Die Aufhebung der Spinentartung führt zu einer Verschiebung der Valenz- und Leitungsbänder um  $\Delta_{SO}$ , d.h. sie werden nach  $+k$  bzw.  $-k$



**Abbildung 2.3:** Die „size-quantized“ Subbänder (a) sind in gyrotropen niederdimensionalen Medien zusätzlich spinaufgespalten: Aufhebung der Spinentartung in Valenz- und Leitungsband (b). Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur das unterste Leitungsband gezeichnet.

um den Nullpunkt herum verschoben. Die parabelförmige Näherung der Dispersionsrelation des ersten Leitungsbandes lässt sich in diesem Beispiel beschreiben als  $\epsilon = \hbar^2 k^2 / (2m^*) \pm \beta k_x$ , wobei  $\beta$  ein Parameter ist, der die Stärke der Bandaufspaltung beschreibt.

Die in dieser Arbeit untersuchten Materialien sind niederdimensionale Heterostrukturen aus InAs und GaAs, bei denen aufgrund des Zinkblende-Aufbaus Inversionsasymmetrie bereits im Volumenmaterial auftritt. Entsprechend wird dieser Mechanismus BIA (*bulk inversion asymmetry*) - Spinaufspaltung genannt.

Eine weitere Möglichkeit zur Aufhebung der Spinentartung besteht darin, das elektrische Potential einer 2D - Halbleiterstruktur durch Dotierung, asymmetrischen Aufbau der Quantentrogstruktur, Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes etc. in seiner Symmetrie zu beeinflussen. Ein solcher Beitrag führt zur SIA (*structure inversion asymmetry*) - Spinaufspaltung.

In beiden Fällen führt die dafür verantwortliche Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einem zusätzlichen Term im Hamiltonian

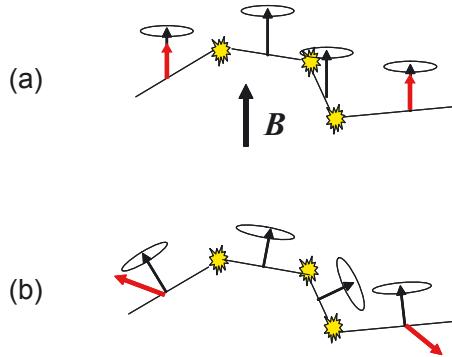
$$H_{\text{SO}} = \hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot \Omega(\mathbf{k}), \quad (2.6)$$

wobei  $\Omega(\mathbf{k})$  als  $\mathbf{k}$ -abhängiges effektives Magnetfeld interpretiert werden kann: es führt bei endlichem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  zu einer Spinaufspaltung von  $2\hbar|\Omega(\mathbf{k})|$  zwischen den Zuständen mit Spin parallel bzw. antiparallel zu  $\mathbf{k}$ .

Dieser Begriff *effektives Magnetfeld*, das in diesem Zusammenhang in der Literatur oft mit  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  bezeichnet wird, entstammt dem Vergleich mit der Zeemanaufspaltung der Bandstruktur: das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes führt zur Spinaufspaltung der Bandstruktur (Zeeman-Effekt)

$$H = -\hbar(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}). \quad (2.7)$$

Insofern kann man zwar sagen, die Spin-Bahn-Wechselwirkung der SIA und BIA habe die Wirkung eines (effektiven) Magnetfeldes, letztlich ist der Vergleich aber zu oberflächlich. So bricht die Spin-Bahn-Wechselwirkung nicht die Zeitinversion und die Kramers-Dubletts bleiben erhalten, die Spin-up und Spin-down Ladungsträger liegen auf selben Energieniveau. Auch blieben im Falle eines externen Magnetfeldes beim Streuverhalten die Präzessionsachsen der Spins konstant, wohingegen sie im SIA/BIA-Fall zufällig verteilt sind (Abb. 2.4). Aus diesem Grund wird im Folgenden



**Abbildung 2.4:** Vergleich der Präzessionsrichtung der Spins nach Streuungen in Anwesenheit eines externen Zeeman-Magnetfelds (a), und im „effektiven“ Magnetfeld (b).

anstelle des Begriffes *effektives Magnetfeld*  $\mathbf{B}_{\text{eff}}$  die (effektive) Larmorfrequenz  $\Omega(\mathbf{k})$  verwendet.

Im Falle der *bulk inversion asymmetry* hat  $\Omega(\mathbf{k})$  im Volumenmaterial die Form

$$\Omega(\mathbf{k})_{\text{BIA}}^{\text{3D}} = \gamma \begin{pmatrix} k_x (k_y^2 - k_z^2) \\ k_y (k_z^2 - k_x^2) \\ k_z (k_x^2 - k_y^2) \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

wobei  $\gamma$  eine materialspezifische Konstante ist. Der Wellenvektor im Volumenmaterial (bulk) ist dreidimensional ( $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ ). Dieser  $k^3$  - Term wird DRESSELHAUS-Term genannt [19].

In zweidimensionalen Heterostrukturen verändert sich der BIA-Anteil durch die Ersetzung von  $k_z$  und  $k_z^2$  ( $z$ : Wachstumsrichtung) durch ihre Erwartungswerte [4],  $k_z \rightarrow \langle k_z \rangle = 0$  und  $k_z^2 \rightarrow \langle k_z^2 \rangle \approx (\pi/L_z)^2$ :

$$\Omega(\mathbf{k})_{\text{BIA}}^{\text{2D}} = \gamma \begin{pmatrix} k_x (k_y^2 - \langle k_z^2 \rangle) \\ k_y (\langle k_z^2 \rangle - k_x^2) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

woraus auch ersichtlich wird, dass in zweidimensionalen Systemen  $\Omega(\mathbf{k})_{\text{BIA}}$  nur vom in-plane Wellenvektor  $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$  abhängt. Die Spinaufspaltung ist also proportional zu Termen linear und kubisch in  $\mathbf{k}_{\parallel}$ , wobei jedoch der kubische Anteil für stark lokalisierte Zustände mit großem  $\langle k_z^2 \rangle$  gegenüber der  $k$ -linearen Spin-Bahn-Kopplung vernachlässigt werden kann.

In asymmetrischen niederdimensionalen Strukturen ist zusätzlich der SIA-Term von großer Bedeutung:

$$\Omega(\mathbf{k})_{\text{SIA}} = \alpha \begin{pmatrix} k_y \\ k_x \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Auch dieser Term ist linear in  $\mathbf{k}_{\parallel}$  und wird RASHBA-Term genannt [20, 3], wobei  $\alpha$  der Proportionalitätsfaktor der Spin-Bahn-Kopplung ist.

Insgesamt ist ersichtlich, dass diese  $\mathbf{k}$ -linearen Terme für die Aufhebung der Spinentartung verantwortlich sind, wobei in perfekt symmetrischen 2D - Halbleiterstrukturen theoretisch ausschließlich der BIA-Term einen Beitrag zu dieser Spinaufspaltung leisten kann.

### 2.1.3 $k$ -lineare Terme im Hamiltonian

Zur Demonstration der Folgen der Rashba- und Dresselhausterme auf die Dispersionsrelation der Elektronen und die Spinorientierung der Elektron-Eigenzustände im zweidimensionalen Elektronengas 2DEG sollen hier (001)-gewachsene Quantentröge mit Zinkblende-Struktur in  $C_{2v}$ -Symmetrie<sup>2</sup> besprochen werden. Das Koordinaten-

---

<sup>2</sup>Symmetriebezeichnungen wie  $D_{2d}$ ,  $C_{2v}$  oder  $C_s$  entstammen der Schönflies-Notation, die entsprechende internationale Schreibweise lautet  $\bar{4}2m$ ,  $mm2$  oder  $m$ . Auf die Symmetriebetrachtungen

system sei entlang der kubischen Achsen ausgerichtet:  $x \parallel [100]$  und  $y \parallel [010]$ , die  $z$ -Achse verläuft entlang der Wachstumsrichtung.

Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung der Ladungsträger erfolgt die Spinaufspaltung durch einen zusätzlichen Term  $H_{SO}$  im Hamiltonian

$$H = \hbar^2 k^2 / 2m^* + H_{SO} \quad (2.11)$$

wobei der erste Term die parabolische Näherung des Leitungsbandes beschreibt. Diese Spin-Bahn-Wechselwirkung wird allgemein beschrieben durch

$$H_{SO} = \sum_{lm} \beta_{lm} \sigma_l k_m \quad (2.12)$$

wobei  $\beta$  ein materialspezifischer Pseudotensor zweiter Stufe ist,  $l$  und  $m$  bezeichnen die Raumrichtungen und  $\sigma$  sind die Pauli-Spinmatrizen.

Zerlegt man  $\sigma_l k_m$  in ein symmetrisches und ein antisymmetrisches Produkt

$$\sigma_l k_m = \{\sigma_l, k_m\} + [\sigma_l, k_m] \quad (2.13)$$

mit dem symmetrischen Term

$$\{\sigma_l, k_m\} = \frac{1}{2} (\sigma_l k_m + \sigma_m k_l) \quad (2.14)$$

und dem antisymmetrischen Term

$$[\sigma_l, k_m] = \frac{1}{2} (\sigma_l k_m - \sigma_m k_l) \quad (2.15)$$

kann (2.12) geschrieben werden als

$$H_{SO} = \sum_{lm} (\beta_{lm}^s \{\sigma_l k_m\} + \beta_{lm}^a [\sigma_l k_m]). \quad (2.16)$$

Hier sind  $\beta^s$  und  $\beta^a$  die entsprechenden symmetrischen bzw. antisymmetrischen Pseudotensoren. Beide Terme sind in der angesprochenen  $C_{2v}$ -Symmetrie linear in  $\mathbf{k}$ ; der symmetrische Term beschreibt die *bulk inversion asymmetry* BIA, der asymmetrische die *structure inversion asymmetry* SIA.

### Terme kubisch in $\mathbf{k}$

In Kap. 2.1.2 wurde gezeigt, dass beim BIA-Anteil zur Spinaufspaltung Terme linear und kubisch in  $\mathbf{k}$  auftreten. Im Folgenden möchten wir uns auf die für diese Arbeit relevanten  $k$ -linearen Terme beschränken. Auf den Einfluss der kubischen Terme zur Bandaufspaltung wird in Kap. 2.1.8 näher eingegangen.

---

wird im Anhang A näher eingegangen.

### 2.1.4 BIA - Bulk Inversion Asymmetry

Der BIA - Anteil zur Aufhebung der Spinentartung folgt aus dem fehlenden Symmetriezentrum im Volumenmaterial, wie es beispielsweise bei piezoelektrischen Kristallen mit Zinkblende-Struktur der Fall ist. Dieser sog. DRESSELHAUS-Effekt induziert einen  $k$ -linearen Term  $H_{\text{SO}}^{\text{D}}$  im Hamiltonian

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + H_{\text{SO}}^{\text{D}} \quad (2.17)$$

mit  $H_{\text{SO}}^{\text{D}} = \beta(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y)$ , wobei  $\beta$  die Stärke der Dresselhaus Spin-Bahn-Wechselwirkung angibt.

### IIA - Interface Inversion Asymmetry

Auch die *interface inversion asymmetry* IIA kann zu  $\mathbf{k}$ -linearen Termen führen, wenn Halbleiterheteroübergänge kein gemeinsames Atom besitzen [21, 22]. Der Beitrag dieser Grenzflächeninversionsasymmetrie zur Spinaufspaltung ist jedoch phänomenologisch nicht von BIA zu unterscheiden und zudem sehr klein, so dass er im weiteren vernachlässigt bzw. der Kopplungskonstanten  $\beta$  der BIA zugeordnet werden darf.

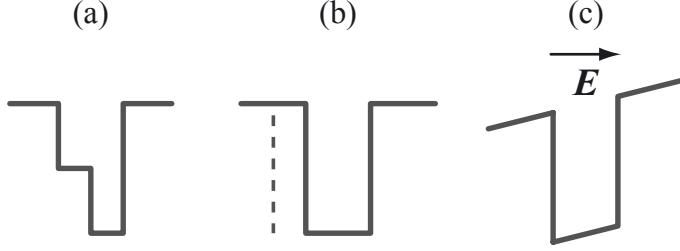
### 2.1.5 SIA - Structure Inversion Asymmetry

Der SIA-Beitrag zur Aufhebung der Spinentartung wird durch die intrinsische Heterostruktur-Asymmetrie verursacht, wie man sie z.B. bei optisch aktiven Kristallen findet. Diese  $k$ -linearen Terme im Hamiltonian wurden erstmals von RASHBA entdeckt [20, 3] und werden daher Rashba-Term genannt.

Jede Art von zusätzlicher Asymmetrie bildet ihren Anteil im Rashba-Term, sei es während des Herstellungsprozesses erzeugte Asymmetrien wie z.B. Stufen im Quantentrog, asymmetrische Dotierung oder eingebaute oder externe elektrische Felder (siehe Abb. 2.5 (a) - (c)). Auch (mechanischer) Druck, z.B. aufgrund "stressed" Schichtwachstums führt zu einer solchen zusätzlichen Asymmetrie. Insbesondere äußere elektrische Felder sind als *in-situ* - Manipulationsmethode des Rashba-Anteils - und damit der Spinpolarisation - prädestiniert [3].

Der durch den Rashba-Term hervorgerufene Anteil an der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird beschrieben durch

$$H = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + H_{\text{SO}}^{\text{R}} \quad (2.18)$$



**Abbildung 2.5:** Jede zusätzlich künstlich eingebrachte Asymmetrie wie z.B. (a) stufenförmige Quantentopfkanten (b) einseitige oder asymmetrische Dottierung oder (c) ein äußeres elektrisches Feld verursacht  $k$ -lineare Terme im Hamiltonian.

mit  $H_{\text{SO}}^{\text{R}} = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x)$ , wobei  $\alpha$  die Stärke der Rashba-Kopplung beschreibt.

### 2.1.6 Interferenz von BIA und SIA

Für das prinzipielle Verständnis der Bandstruktur bleiben wir zunächst der Einfachheit halber bei Quantentrögen mit Zinkblendestruktur in  $C_{2v}$ -Symmetrie und Wachstumsrichtung entlang der (001)-Achse besprochen. Entsprechend definieren wir die Koordinaten  $x$ ,  $y$  und  $z$  entlang der kubischen Achsen [100], [010] und [001]. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung erzeugt aufgrund der Rashba- bzw. Dresselhausterme gemäß der Gln.(2.17) und (2.18) den zusätzlichen Term im Hamiltonian

$$H_{\text{SO}} = \alpha(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) + \beta(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y) \quad (2.19)$$

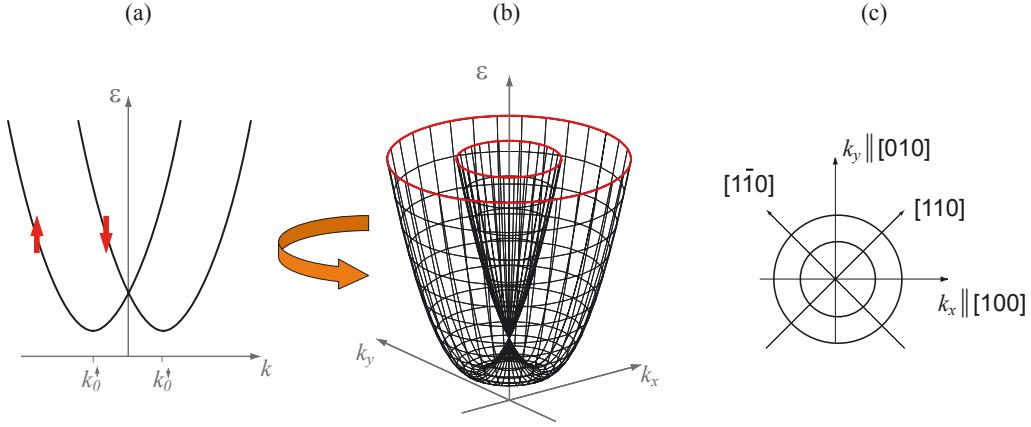
wobei  $\alpha$  und  $\beta$  die jeweiligen Kopplungskonstanten sind.

Das Energiespektrum eines derartigen Systems besteht aus zwei Zweigen mit den anisotropen Dispersionen [23]

$$\varepsilon_{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm k \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta \sin 2\vartheta_{\mathbf{k}}} \quad (2.20)$$

wobei  $\vartheta_{\mathbf{k}}$  den Winkel zwischen  $\mathbf{k}$  und der  $x$ -Achse beschreibt. Dieser zusätzliche  $k$ -lineare Term führt zur bereits angesprochenen Aufspaltung des Leitungsbands in die beiden Spin-Subbänder, deren Ladungsträger - wie in Abb. 2.6(a) gezeigt - entweder spin-up ( $\uparrow$ ) oder spin-down ( $\downarrow$ ) tragen. Für den einfachen Fall, dass nur eine Art der Inversions-Asymmetrie vorliegt, also entweder BIA oder SIA, kann die Energiedispersionsrelation in der zweidimensionalen  $x$ - $y$ -Ebene durch Rotation der aufgespaltenen Parabel dargestellt werden (Abb. 2.6(b)). Mit dem Schnitt durch

diese Rotationsfigur bei einem festen Energiewert erhält man bei Betrachtung „von oben“ zwei konzentrische Kreise im Koordinatensystem der kubischen Achsen, siehe Abb. 2.6(c).



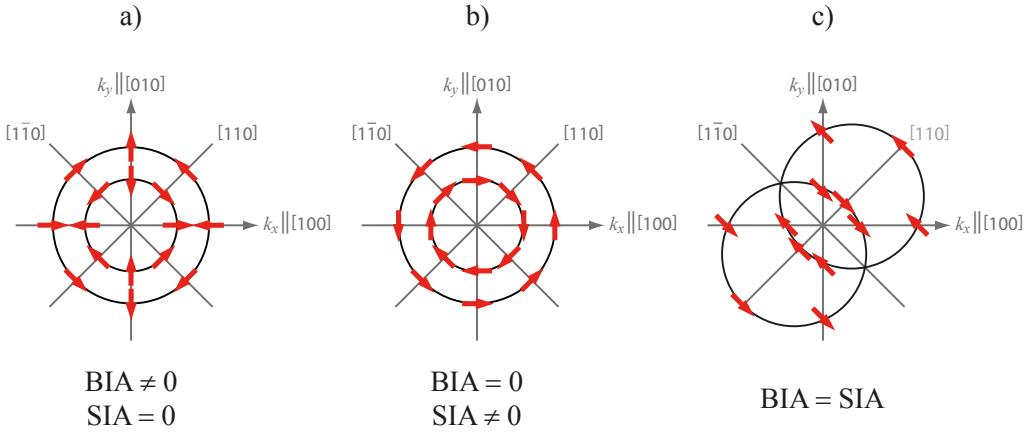
**Abbildung 2.6:** Die zweidimensionale Energiedispersionsrelation in der  $x$ - $y$ -Ebene (b) lässt sich durch Rotation der spinaufgespaltenen Parabeläste (a) darstellen. Der Schnitt durch die Rotationsfigur bei festem Energiewert zeigt die zugehörigen  $k$ -Werte in Form zweier konzentrischer Kreise (c). Das angegebene Koordinatensystem findet bei  $C_{2v}$ -Symmetrie Verwendung.

## 2.1.7 Spinausrichtung

Die Richtung der Spins im  $k$ -Raum kann aus Gl. (2.19) bestimmt werden: für den Fall der reinen Dresselhauskopplung, d.h.  $\alpha = 0$  bzw. SIA=0, gilt für den Spin-Bahn-Anteil im Hamiltonian  $H_{SO}^D = \beta(\sigma_y k_y - \sigma_x k_x) = \boldsymbol{\sigma} \cdot \Omega(\mathbf{k})_{BIA}$ . Daraus folgt, dass  $\Omega_{BIA} = (-\beta k_x, \beta k_y)$  in der  $xy$ -Ebene liegt und die Ausrichtung der Spins wie folgt vom  $k$ -Wert abhängt:

für  $k_x = 0$  gilt  $\Omega_{BIA} \cdot \mathbf{k} = \beta k_y^2$ , somit steht der Spin senkrecht auf  $\mathbf{k}$ , gleiches gilt für  $k_y = 0$ : auch hier steht der Spin senkrecht auf  $\mathbf{k}$ . Für den Spezialfall  $|k_x| = |k_y|$  ist  $\Omega_{BIA} \cdot \mathbf{k} = 0$ , also ist die Spinausrichtung parallel zum  $\mathbf{k}$ -Vektor. Diese Fälle sind in Abb. 2.7(a) im für  $C_{2v}$ -Symmetrien relevanten Koordinatensystem skizziert. Liegt hingegen reine Rashba-Kopplung vor (Abb. 2.7(b)) ist aus  $H_{SO}^R = \beta(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) = \boldsymbol{\sigma} \cdot \Omega(\mathbf{k})_{SIA}$  ersichtlich, dass wegen  $\Omega_{SIA} \cdot \mathbf{k} = 0$  der Spin immer senkrecht zu  $\mathbf{k}$  angeordnet ist.

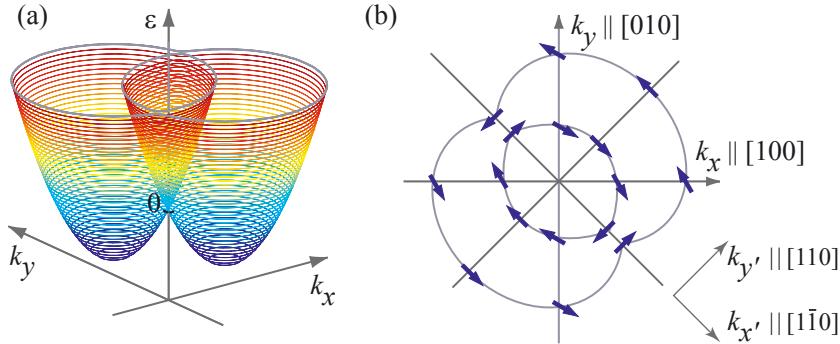
Für den Spezialfall SIA=BIA, der in Abb. 2.7(c) gezeigt ist, fällt sofort auf, dass der



**Abbildung 2.7:** Orientierung der Spins im  $k$ -Raum bei reiner Dresselhauskopplung (a), reiner Rashbakopplung (b), gleich starker Rashba- und Dresselhauskopplung (c).

Spin entlang einer bevorzugten Richtung ( $[1\bar{1}0]$ ) ausgerichtet ist und darüber hinaus in dieser Richtung keine Bandaufspaltung stattfindet. Dies ist der bereits erwähnte geforderte Fall, für den die Spinlebensdauer unendlich wird.

Ganz allgemein kann man davon ausgehen, dass beide Terme, also sowohl Rashba- als auch Dresselhauskopplung, vorhanden sind, allerdings in ungleichen Anteilen. Diese Situation ist in Abb. 2.8 dargestellt. Gemäß Gl. (2.20) wurde in (a) das Energiespektrum der spinaufgespaltenen Bandstruktur für den Beispieldwert  $\alpha/\beta = 1.15$  berechnet und die Spinausrichtung in der Quantentroggebene eingezeichnet (b).



**Abbildung 2.8:** Dispersionssrelation (a) und Spinorientierung (b) für  $SIA \neq BIA$ . Die Graphen wurden berechnet für den Fall  $\alpha/\beta = 1.15$

### 2.1.8 Beitrag von k-kubischen Termen

Bis jetzt haben wir nur über die in  $k$  linearen Terme des Hamiltonians gesprochen. In Zinkblende-basierenden (001)-gewachsenen Quantentrögen existieren jedoch auch Terme, die kubisch in  $k$  sind und ihren Ursprung in den Dresselhaustermen des Bulkmaterials haben: G. Dresselhaus zeigte 1955, dass in Kristallen mit Zinkblende-Struktur ( $T_d$ - bzw.  $\bar{4}3m$ -Punktgruppe) neben den bekannten  $k$ -quadratischen Termen  $H(k)$  auch Terme existieren, die kubisch in  $k$  sind [19]:

$$H'(k) = b \left( \sigma_x k_x (k_z^2 - k_y^2) + \sigma_y k_y (k_x^2 - k_y^2) + \sigma_z k_z (k_y^2 - k_x^2) \right). \quad (2.21)$$

Hier ist  $b$  ein Pseudoskalar und  $x, y, z$  bezeichnen die Raumrichtungen entlang der kubischen Achsen [100], [010] und [001]. Dieser Term ist invariant gegenüber Symmetrieroberungen der  $T_d$ -Gruppe und der Zeitumkehrung. In Diamantstruktur verschwindet er aufgrund der Inversionssymmetrie.

Durch die Bildung eines Quantentrogs wird  $k_z$  als "gute Quantenzahl" zerstört; um den effektiven Hamiltonian eines freien Elektrons im Quantentrog zu erhalten muss  $k_z$  entlang der  $z$ -Achse mit der lateralen Wellenfunktion zu  $\langle k_z \rangle$  bzw.  $\langle k_z^2 \rangle$  gemittelt werden. Dann erhält man mit steigender Ordnung von  $k$ :

$$H' = b \langle k_z^2 \rangle (\sigma_x k_x - \sigma_y k_y) + b \sigma_z \langle k_z \rangle (k_y^2 - k_x^2) + b k_x k_y (\sigma_y k_x - \sigma_x k_y) \quad (2.22)$$

Der erste Term ist linear in  $k$ :

$$H_{\text{BIA}} = b \langle k_z^2 \rangle (\sigma_x k_x - \sigma_y k_y) \quad (2.23)$$

und entspricht dem Dresselhausterm (2.17 nachfolgend), wobei  $b \langle k_z^2 \rangle = \beta_{xx}$ .

Der zweite Term proportional zu  $\sigma_z \langle k_z \rangle (k_y^2 - k_x^2)$  verschwindet für quantisierte Zustände gemäß

$$\langle k_z \rangle \propto \int \varphi(z) \frac{d}{dz} \varphi(z) dz = \frac{1}{2} \int \frac{d}{dz} \varphi^2(z) dz = \frac{1}{2} \varphi^2 \Big|_{-\infty}^{+\infty} = 0$$

wobei  $\varphi(z)$  die transversale Komponente der Wellenfunktion eines Ladungsträgers ist, der in einer Heterostruktur oder einem Quantentrog eingesperrt ist.

Der dritte Term schließlich ist kubisch in  $k$ , kann aber für stark lokalisierte Zustände mit großem  $\langle k_z^2 \rangle$  gegenüber der  $k$ -linearen Spin-Bahn-Kopplung vernachlässigt werden. Die den kubischen Termen entsprechende effektive Präzessionsfrequenz  $\Omega_{\text{eff}} \sim k^3$  in den Quantentrögen kann in geeigneter Weise zerlegt werden in

$\Omega_{\text{eff}} = \Omega_1 + \Omega_3$ , wobei  $\Omega_1$  dem linearen und  $\Omega_3$  dem kubischen Term entspricht.  $\Omega_1$  verhält sich dabei mit dem Winkel  $\vartheta_{\mathbf{k}}$  als Kombination von  $\cos \vartheta_{\mathbf{k}}$ , und  $\Omega_3$  als  $\cos 3\vartheta_{\mathbf{k}}, \sin 3\vartheta_{\mathbf{k}}$  (siehe z.B. [6, 12]).

Sowohl SGE als auch CPGE werden nur durch den Term  $\Omega_1$  verursacht. Die kubischen Terme, die durch  $\Omega_3$  gegeben sind, führen nicht zu einem Photostrom, jedoch verändern sie die Spinaufspaltung und können so die Spinrelaxation und die Anisotropie der Ramanstreuung beeinflussen [12, 25, 26, 27].

## 2.2 Spinphotoströme

Für die vorliegende Arbeit wurden sog. Spinphotoströme benutzt, um die die Aufspaltung verursachenden Kopplungskonstanten der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu untersuchen. Der Vorteil dieser Methode liegt in der phänomenologischen Äquivalenz des Photostroms zur Spinaufspaltung, die tiefergehende Kenntnisse über die Materialeigenschaften überflüssig macht. Das Verhältnis der die Aufspaltung verursachenden Komponenten (Rashba- und / oder Dresselhausterm) kann dabei aus dem Verhältnis der Photoströme gewonnen werden, ebenso bietet sie einen Zugang zur Bestimmung der Anisotropie. Die Durchführbarkeit dieser Untersuchungen sogar bei Raumtemperatur eröffnet weiterhin auch der Entwicklung von Spintronik-Bauelementen einfache Möglichkeiten des Zugangs.

Die Ursache der Spinphotoströme sind die sogenannten photogalvanischen Effekte. Darunter versteht man die Erscheinung, dass ein hochfrequentes elektromagnetisches Feld in einem homogenen Halbleiter einen Gleichstrom erzeugt. Üblicherweise werden elektrische Ströme durch unterschiedliche elektrische Potentiale, durch einen Gradienten der Ladungsträgerkonzentration oder durch einen Temperaturunterschied erzeugt. Ende der Achtziger Jahre sagte IVCHENKO für Volumenkristalle voraus, dass auch ein Ungleichgewicht in der Spinorientierung der Ladungsträger zu einem elektrischen Strom führen kann [12]; seit einigen Jahren wird dieser Effekt auch an niederdimensionalen Heterostrukturen eingehender untersucht.

Zwei verschiedene Effekte wurden im Rahmen dieser Arbeit benutzt, um das relative Verhältnis der Rashba- und Dresselhaus-Kopplungskonstanten in unterschiedlichen Proben zu ermitteln: der Spingalvanische Effekt (SGE) und der Zirkulare Photogalvanische Effekt (CPGE).

### 2.2.1 Spingalvanischer Effekt (SGE)

Der Spingalvanische Effekt erzeugt einen Gleichstrom aufgrund der unausgeglichenen Spinpolarisation der Ladungsträger in niedrigdimensionalen Halbleiterstrukturen ("Spin treibt Strom") [14]. Hierbei ist nicht relevant, auf welche Art der Gradient in der Spin - Besetzungsdichte erzielt wurde. Im Falle der vorliegenden Arbeit wurde die Orientierung optisch, d.h. durch Bestrahlung mit zirkular polarisiertem Licht, erreicht. Die Spinrelaxationsvorgänge, die das Ungleichgewicht kompensieren wol-

len, haben eine vom Wellenvektor  $k$  abhängige Wahrscheinlichkeit und erzeugen so einen gerichteten Nettostrom.

### Phänomenologie des SGE

Aufgrund von Symmetrieverlegungen kann der spingalvanische Strom  $j$  mit dem mittleren Spin  $S$  der Elektronen über einen Pseudotensor zweiter Stufe  $Q$  verknüpft werden:

$$j_l = \sum_m Q_{lm} S_m, \quad (2.24)$$

wobei von Null verschiedene Tensorkomponenten  $Q_{lm}$  nur in nicht-zentrosymmetrischen Systemen existieren, die einer der gyrotropen Kristallklassen angehören [28] und daher eine aufgehobene Bandentartung aufweisen. Die Beschreibung dieser Bandaufspaltung nach Gl. (2.12)

$$H_{\text{SO}} = \sum_{lm} \beta_{lm} \sigma_l k_m,$$

unterscheidet sich von der des SGE (Gl. (2.24)) lediglich durch einen Skalierungsfaktor: die unmittelbare Verwandschaft belegt die Möglichkeit, den SGE als Werkzeug zur Bestimmung der Bandaufspaltung zu verwenden.

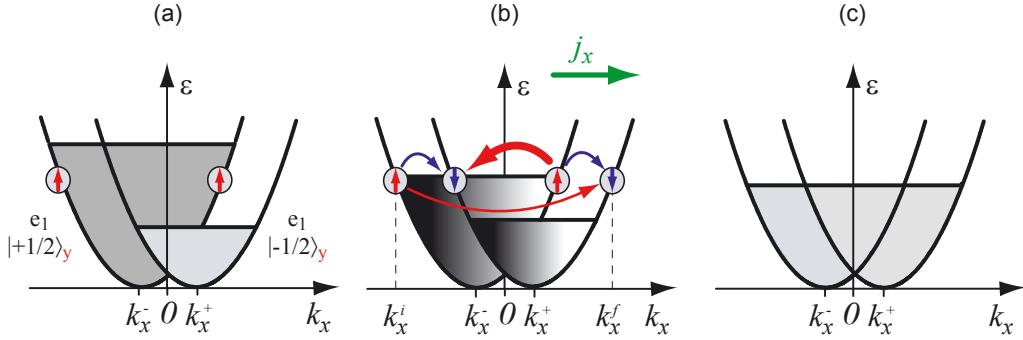
Im Gegensatz zum entsprechenden Volumenmaterial besitzt nur eine niederdimensionale zinkblende-basierende Heterostruktur solche nicht verschwindenden Komponenten  $Q_{lm}$  [29]. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten in (001)-Richtung gewachsenen Quantentroge gehörten der  $C_{2v}$ -Symmetrie an; die von Null verschiedenen Tensorkomponenten lauten daher  $Q_{xy}$  und  $Q_{yx}$ , wobei  $x$  die Richtung parallel zur [100]-Ebene bezeichnet und  $y \parallel [010]$  ist:

$$j_x = Q_{xy} S_y \quad j_y = Q_{yx} S_x \quad (2.25)$$

Aus Gl. (2.25) folgt daher, dass für das Auftreten des SGE eine Spinkomponente in der  $x$ - $y$ -Quantentrogebene vorliegen muß ( $S_y$  in Abb. 2.10).

### Mikroskopische Beschreibung des SGE

Der SGE entsteht aufgrund asymmetrischer Streuprozesse bei der Spinrelaxation spinpolarisierter Elektronen oder Löcher in gyrotropen Medien. Abb. 2.9 zeigt das Energiespektrum der Elektronen mit den spinaufgespaltenen Parabeln. Die Aufspaltung wird durch den  $k$ -linearen Term im effektiven Hamiltonian,  $\beta_{yx} \sigma_y k_x$  beschrieben und resultiert aus der Bulk Inversion Asymmetry (BIA) und/oder der



**Abbildung 2.9:** sgemik-a.eps Mikroskopisches Bild des SGE: Spinorientierung in  $y$ -Richtung führt zu ungleicher Besetzung der beiden Spinzweige (a). Die Wahrscheinlichkeit der Spinrelaxationsprozesse (gekennzeichnet durch die unterschiedliche Dicke der Pfeile) ist vom  $k$ -Vektor des Anfangs- und Endzustandes ( $k_x^i$  bzw.  $k_x^f$ ) abhängig und führt deshalb zu einem Strom  $j_x$  (b). Ausgeglichene Bänder nach Abschluss der Relaxation (c)

Structure Inversion Asymmetry (SIA) [14, 5]. Wird die homogene Richtungsverteilung der Spins gestört (z.B. durch optische Spinorientierung in  $y$ -Richtung) entsteht ein Ungleichgewicht in der Besetzung der Spin-up bzw. Spin-Down - Zweige (Abb. 2.9(a)). Der nun einsetzende Relaxationsprozess führt zu einem elektrischen Gleichstrom: Spins, die in  $y$  - Richtung orientiert sind, werden entlang  $k_x$  aus dem stärker besetzten Subband, z.B.  $|+ 1/2\rangle_y$ , in das weniger stark besetzte Subband, z.B.  $| - 1/2\rangle_y$ , gestreut. Hierbei existieren vier unterschiedliche Spin - Flip - Relaxationsprozesse, deren Wahrscheinlichkeit allerdings vom  $k$ -Wert des Anfangs- bzw. Endzustands abhängen [9]. Die beiden mit blauen Pfeilen gekennzeichneten Übergänge besitzen entsprechend die selbe Wahrscheinlichkeit: die symmetrische Verteilung der Ladungsträger in den Subbändern bleibt erhalten, die Übergänge tragen nicht zum Stromfluss bei.

Die beiden mit roten Pfeilen gekennzeichneten Übergänge hingegen haben unterschiedliche Streuwahrscheinlichkeiten (angedeutet durch die unterschiedliche Dicke der Pfeile) und erzeugen eine ungleiche Verteilung der Ladungsträger hinsichtlich des Minimums in den jeweiligen Subbändern. Diese Asymmetrie führt schließlich zu einer gerichteten Netzbewegung von Ladungsträgern, also zu einem elektrischen Gleichstrom ( $j_x$  in Abb. 2.9(b)). An dieser Stelle sei angemerkt, dass im umgekehrten Fall, d.h. bei einer stärkeren Besetzung des Spin-down - Bands  $| - 1/2\rangle_y$ ,

entsprechend die entgegengesetzten Stromrichtung  $-j_x$  entstehen würde. Nachdem in diesem Modell der elastischen Streuprozesse<sup>3</sup> die gleiche Anzahl von Spin-up und Spin-down - Elektronen in dieselbe Richtung mit derselben Geschwindigkeit fließen ist der entstehende Strom nicht spinpolarisiert.

### Spinorientierung

Für den experimentellen Nachweis des SGE wurde der Spin  $\mathbf{S}$  durch optische Spinorientierung erzeugt. Hierbei wird durch die Anregung der Elektronen das Leitungs(sub)band mit Spins einer bevorzugten Ausrichtung stärker bevölkert. Aufgrund der Anregung mittels zirkular polarisierten Lichtes werden die Auswahlregeln berücksichtigt, die einen Übergang nur mit einer Änderung des Spins von  $\pm 1$  zulassen.

Zur Vermeidung der Erzeugung von Photoeffekten anderer Art, wie z.B. des zirkularen photogalvanischen Effekts CPGE, wird die optische Anregung der Ladungsträger bei (001)-gewachsenen Proben senkrecht zur Quantentroggebene durchgeführt, da nach [16] hier der photogalvanische Strom verboten ist. Der Spin wird anschließend über ein externes Magnetfeld in die Quantentroggebene gedreht. Diese Methode hat sich inzwischen zu einem Standard etabliert.

Die Beleuchtung der Probe in Wachstumsrichtung  $z$  (Abb. 2.10) erzeugt eine stationäre Spinausrichtung  $S_{0z}$  mit einer zur Strahlungsintensität proportionalen Generationsrate

$$\dot{S} = s(\eta I / \hbar\omega) P_{\text{circ}}. \quad (2.26)$$

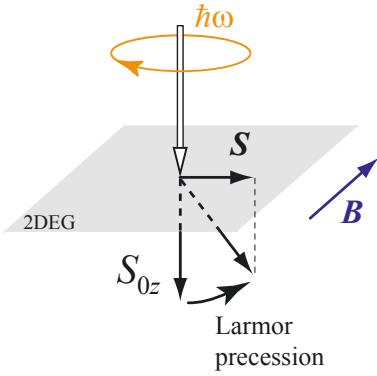
Hierbei ist  $s$  der durchschnittliche Elektronenspin, der durch ein zirkular polarisiertes Photon erzeugt wird,  $\eta$  ist der im Quantentrog absorbierte Anteil des Energieflusses [5],  $I$  die Intensität und  $P_{\text{circ}}$  der Grad der Helizität. Um die notwendige

---

<sup>3</sup>Das gezeigte eindimensionale Modell stellt das mikroskopische Bild natürlich erheblich vereinfacht dar. Die Wahrscheinlichkeit des Spin - Umklappprozesses, z.B.  $|+1/2, k_i\rangle_y \rightarrow |-1/2, k_f\rangle_y$ , ist gegeben durch das Produkt  $[v(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f)]^2 (\mathbf{k}_f + \mathbf{k}_i)^2$  [9]. Die Amplitude  $v(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i)$  hängt von  $\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i$  ab, daher ist der Spinrelaxationsprozess asymmetrisch, wie es für das Auftreten eines Stromes notwendig ist. Für den hier gezeigten eindimensionalen Fall jedoch ist die Streuwahrscheinlichkeit gegeben durch

$$[v(k_{x_f} - k_{x_i})]^2 (k_{x_f} + k_{x_i})^2.$$

Für elastische Streuung ist der Wert der Wellenvektoren im Anfangs- und Endzustand gleich:  $|k_{x_i}| = |k_{x_f}|$ , ergo  $k_{x_f} + k_{x_i} = 0$ , also gleiche Übergangswahrscheinlichkeit. Einen Strom ungleich null erhält man daher nur für inelastische Streuprozesse oder für elastische Prozesse mit  $k_y \neq 0$ .



**Abbildung 2.10:** Der durch Beleuchtung in Wachstumsrichtung generierte Spin  $S_{0z}$  wird durch ein externes Magnetfeld mittels der Larmorpräzession in die Quantentrogebene gedreht.

Spinkomponente in der Quantentrogebene zu erhalten wird ein externes Magnetfeld  $B_x$  angelegt, das parallel zur Ebene und somit senkrecht zur Spinausrichtung  $S_{0z}$  steht. Aufgrund der Larmorpräzession  $\omega_L$  werden die optisch orientierten Spins in die Ebene gedreht, so dass in einer Zeitmittelung die Spinpolarisation  $S_y$  entsteht:

$$S_y = -\frac{\omega_L \tau_{S_\perp}}{1 + (\omega_L \tau_S)^2} S_{0z}, \quad (2.27)$$

wobei für die stationäre Spinpolarisation der Elektronen ohne angelegtes Magnetfeld gilt:  $S_{0z} = \tau_{S_\parallel} \dot{S}_z$ . Weiter ist die Spinrelaxationszeit gegeben durch

$$\tau_S = \sqrt{\tau_{S_\parallel} \tau_{S_\perp}} \quad (2.28)$$

wobei  $\tau_{S_\parallel}$  ihre longitudinale und  $\tau_{S_\perp}$  ihre transversale Komponente ist. Die Larmorfrequenz

$$\omega_L = \frac{g \mu_B B_x}{\hbar} \quad (2.29)$$

beinhaltet den effektiven Elektronen-  $g$ -Faktor in der Ebene,  $g$ , und das Bohr'sche Magneton  $\mu_B$ .

Im Nenner von Gl. (2.27) steht die Abklingzeit von  $S_y$  für  $\omega_L$ , die vom Hanle-Effekt her gut bekannt ist [34]. Die Experimente sollten bei kleinen Magnetfeldstärken durchgeführt werden, so dass  $\omega_L \tau_S < 1$  gilt (d.h.  $\omega_L$  überschreitet die inverse Spinrelaxationszeit) und daher der Hanle-Nenner in Gl. (2.27) vernachlässigt werden kann:  $S_y \propto \frac{1}{\omega_L \tau_s}$ .

### 2.2.2 Zirkularer Photogalvanischer Effekt (CPGE)

Der Zirkulare Photogalvanische Effekt, CPGE, entsteht durch den Transfer des Drehimpulses eines zirkular polarisierten Photons auf ein freies Elektron im zweidimensionalen Elektronengas 2DEG, das dadurch zu einer gerichteten Bewegung getrieben wird und somit einen elektrischen Gleichstrom erzeugt. Dieser Vorgang kann z.B. verglichen werden mit dem Vorwärtsschub eines Propellers aufgrund seiner Eigenrotation oder der linearen Vorwärtsbewegung eines Rades, das gedreht wird. Anhand dieser beiden Beispiele wird verdeutlicht, dass für das Zustandekommen des CPGE das Material einer der gyrotropen Punktklassen angehören muss (siehe Kap. 2.1.1), in denen axiale Vektoren (z.B. Spin, Drehimpuls) linear mit polaren Vektoren (z.B. elektrischer Strom, Impuls) verknüpft sind.

Der CPGE wurde bereits 1978 von IVCHENKO und PIKUS [35] sowie unabhängig davon von BELINICHER theoretisch vorhergesagt [36]. Noch im selben Jahr gelang ASNIN et al. der experimentelle Nachweis im Volumenkristall Tellurium [37]<sup>4</sup>. In Kristallen mit Diamantstruktur (z.B. Si, Ge) oder in Zinkblende - Verbindungs-halbleitern (z.B. GaAs) ist dieser Effekt phänomenologisch verboten - in niederdimensionalen Quantentrögen hingegen kann der CPGE aufgrund der Symmetriereduzierung entstehen [38].

#### Phänomenologie des CPGE

Die Beleuchtung eines gyrotropen Quantentrogs mit zirkular polarisierter Strahlung führt - unter Berücksichtigung der optischen Auswahlregeln und der Energie- bzw. Impulserhaltung - zu einer ungleichen Besetzung der photoangeregten Ladungsträger, was in einem elektrischen Strom resultiert. Hierbei sei bemerkt, dass die Verteilung der Ladungsträger im Realraum gleichförmig bleibt.

Der photogalvanische Strom kann beschrieben werden durch

$$j_\lambda = \sum_\rho \gamma_{\lambda\rho} i (E \times E^*)_\rho \quad (2.30)$$

wobei  $\gamma_{\lambda\rho}$  ein Pseudotensor zweiter Stufe ist und

$$i (E \times E^*)_\rho = \hat{e}_\rho E^2 P_{\text{circ.}} \quad (2.31)$$

---

<sup>4</sup>in Te entsteht der Strom aufgrund der Spinaufspaltung der Valenzbandkante an der Grenze der ersten Brillouinzone → „camel back“ - Struktur

$\hat{e}$  bezeichnet den Einheitsvektor in Richtung der Lichtausbreitung und  $P_{\text{circ}}$  bestimmt den Polarisationsgrad des Lichtes

$$P_{\text{circ}} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} = \sin 2\varphi. \quad (2.32)$$

Hier gibt  $\varphi$  den Winkel zwischen der optischen Achse eines  $\lambda/4$ -Plättchens (siehe Kap. 3.2) und der Ebene des linear polarisierten einfallenden Lichts an; durch Drehung des  $\lambda/4$ -Plättchens kann so der Grad der Polarisation eingestellt werden. Die Strahlung kann auch zerlegt werden in rechtszirkular ( $\sigma^+$ ) und linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisierte Komponenten der Intensität  $I(\sigma^+)$  bzw.  $I(\sigma^-)$ , aus denen ebenfalls der Polarisationsgrad bestimmt werden kann.  $P_{\text{circ}}$  kann daher Werte zwischen -1 (für  $\sigma^-$ ) und +1 (für  $\sigma^+$ ) annehmen.

Der CPGE ist bestimmt durch die Punktsymmetrie des verwendeten Materials und durch die Richtung des Lichteinfalls, was sich aus den nichtverschwindenden Komponenten des Pseudotensors  $\gamma_{\lambda\rho}$  erschließen lässt, die von Symmetrie und Koordinatensystem abhängen. Im Folgenden wird daher kurz auf die häufigsten in dieser Arbeit vorkommenden Symmetriegruppen eingegangen:  $C_{2c}$  und  $C_s$ .

### CPGE in $C_{2v}$ - Symmetrie

Das Koordinatensystem für  $C_{2c}$  - Symmetrie bei (001) - gewachsenen Proben sei definiert durch  $x \parallel [1\bar{1}0]$  und  $y \parallel [110]$ . Die Reduktion der Symmetrie durch BIA und/oder SIA auf  $C_{2v}$  führt dazu, dass der Pseudotensor  $\gamma$  mit  $\gamma_{xy} \neq \gamma_{yx}$  über genau zwei unabhängige Komponenten verfügt. Der Photostrom nach Gl. (2.30) lässt sich daher schreiben als

$$j_x = \gamma_{xy}\hat{e}_y E^2 P_{\text{circ}} \quad \text{und} \quad j_y = \gamma_{yx}\hat{e}_x E^2 P_{\text{circ}}. \quad (2.33)$$

Um eine wirkende Lichtkomponente in der Quantentroggebene zu erhalten muss der Quantentrog also unter einem Winkel  $\Theta$  schräg beleuchtet werden.

Bei Beleuchtung entlang der kubischen Achsen  $\hat{e} \parallel \langle 100 \rangle$  und  $\hat{e}_x = \hat{e}_y = 1/\sqrt{2}$  schließt der Strom den Winkel  $\Psi$  mit der [100] - Achse ein:

$$\tan \Psi = \frac{\gamma_{yx} - \gamma_{xy}}{\gamma_{xy} + \gamma_{yx}}, \quad (2.34)$$

d.h., es existiert ein transversaler und ein longitudinaler Effekt. Diese Tatsache kann z.B. als Unterscheidungsnachweis für  $C_{2v}$ -/ $D_{2d}$ - Symmetrie verwendet werden, da

wegen  $\hat{e}_x = \hat{e}_y = 1/\sqrt{2}$  der transversale Strom in  $D_{2d}$  verboten ist<sup>5</sup>.

Für  $\hat{e} \parallel \langle 110 \rangle$  tritt ein transversaler Strom auf, der - im Gegensatz zu  $D_{2d}$  - für unterschiedliche Beleuchtungsrichtungen jedoch unterschiedlich groß ist. Der Grund hierfür ist die Inäquivalenz der Achsen  $[1\bar{1}0]$  und  $[110]$  aufgrund der zweizähligen Rotationsachse der  $C_{2v}$  - Symmetrie.

### CPGE in $C_s$ - Symmetrie

$C_s$  - Symmetrie tritt bei  $(113)$  - oder  $(001)$  - miscut Proben auf. Das Koordinatensystem ist definiert mit  $x \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $y' \parallel [33\bar{2}]$  und  $z' \parallel [113]$ . Der Pseudotensor  $\gamma$  hat nun die zusätzliche Komponente  $\gamma_{xz'}$ , also kann der CPGE auch bei senkrechter Einstrahlung beobachtet werden. Der Strom hat dann die Form

$$j_x = (\gamma_{xy'} \hat{e}_{y'} + \gamma_{xz'} \hat{e}_{z'}) E^2 P_{\text{circ}} \quad \text{und} \quad j_{y'} = \gamma_{y'x} \hat{e}_x E^2 P_{\text{circ}} \quad (2.35)$$

Bei senkrechter Einstrahlung, d.h. für  $\hat{e}_x = \hat{e}_{y'} = 0$  und  $\hat{e}_{z'} = 1$  fließt der Strom senkrecht zur Spiegelebene der  $C_s$  - Symmetrie, d.h. entlang  $x \parallel [1\bar{1}0]$ .

### Mikroskopische Beschreibung des CPGE

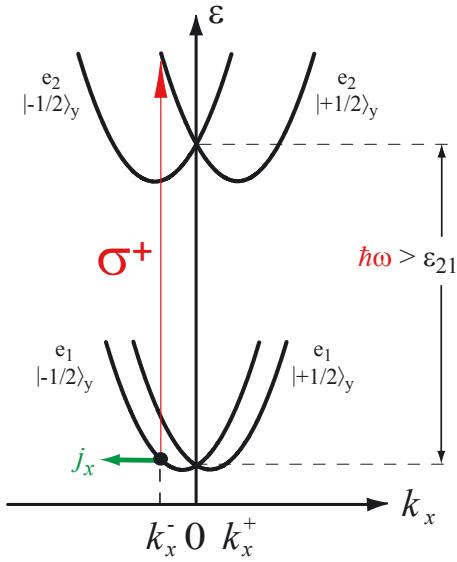
Die grundlegende Voraussetzung für das Auftreten des CPGE in niederdimensionalen Heterostrukturen ist die in Kap. 2.1.2 beschriebene Aufhebung der Spinentartung im  $\mathbf{k}$ -Raum durch die  $\mathbf{k}$ -linearen Terme im Hamilton-Operator. Diese Terme führen zu einer Aufspaltung des als parabolisch angenommenen Valenz- und des Leitungsbands in je zwei Parabeln mit entgegengesetztem Spin [16].

Für das prinzipielle Verständnis der Entstehung des CPGE sei in Abb.2.11 zunächst der Inter-Subband-Übergang in  $C_s$ -Symmetrie für einen  $(113)$ -orientierten Quantentrog aufgezeigt [18, 39]: Jeder mögliche Übergang führt - unter Einhaltung der optischen Auswahlregeln - zu einem Besetzungs-Ungleichgewicht im angeregten Band. Im gezeigten Beispiel induziert ein rechts zirkular polarisiertes Photon ( $\sigma^+$ ) einen direkten Inter-Subband-Übergang zwischen den Subbändern von  $e_1$  ( $m_S = -1/2$ ) nach  $e_2$  ( $m_S = +1/2$ ) mit der Auswahlregel  $\Delta m_S = +1$ .

Da die Resonanzbedingung bei vorgegebener Energie  $\hbar\omega$  nur für genau einen Wert von  $\mathbf{k}$  erfüllt ist ( $k_x^-$ ), entsteht eine ungleichmäßigen Besetzung der beiden  $k_x^\pm$ -Subbänder. In der Folge relaxiert das angeregte Elektron mit der Impulsrelaxationszeit  $\tau_p$ , es entsteht ein spinpolarisierter Photostrom  $j_x$ .

---

<sup>5</sup>In  $D_{2d}$  existiert wegen  $\gamma_{xy} = \gamma_{yx}$  ausschließlich ein longitudinaler Effekt bei Beleuchtung entlang der kubischen Achsen.

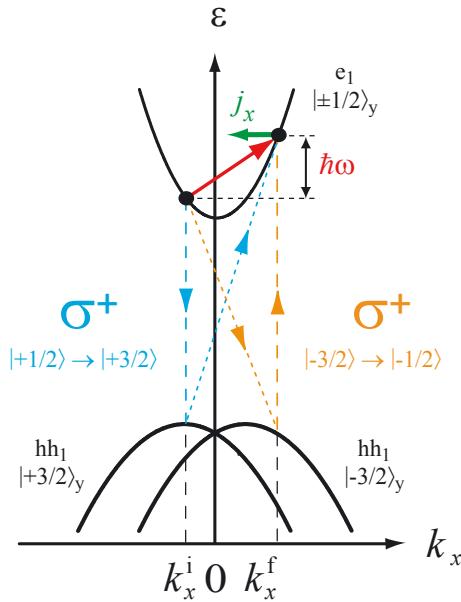


**Abbildung 2.11:** Mikroskopisches Bild des CPGE in  $C_s$ -Symmetrie bei Inter-Subband-Anregung mit rechts-zirkular polarisiertem Licht.

Es ist aus Abb. (2.11) leicht ersichtlich, dass ein durch linkszirkular polarisiertes Licht gleicher Frequenz induzierter Übergang nur bei  $k_x^+$  stattfinden könnte und somit einen Richtungswechsel des resultierenden CPGE - Stroms hervorrufen würde.

### CPGE unter Drudeabsorption

Im Frequenzbereich der Terahertz - Strahlung reicht die Photonenenergie nicht aus um direkte Intersubband - Übergänge anzuregen, hier dominiert der CPGE aufgrund von indirekten Intrasubband - Übergängen. Wegen der Energie- und Impulserhaltung kommen Übergänge innerhalb eines Subbands nur mithilfe von virtuellen Zwischenzuständen, d.h. durch Absorption und Emission eines Phonons, zustande. Übergänge mit virtuellen Zwischenzuständen innerhalb desselben Subbands führen weder zu einer Spinpolarisation noch leisten sie einen Beitrag zum CPGE . Werden jedoch, wie in Abb. (2.12) skizziert, unterschiedliche Subbänder mit einbezogen, so kann ein spinselektiver indirekter Übergang, der durch zirkular polarisiertes Licht induziert wird, einen elektrischen Strom nach sich ziehen [16]. In der Abbildung ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nur die Aufspaltung des Valenzbandes gezeichnet, die Anregung erfolgt hier mit rechtszirkular polarisiertem Licht. Es sind zwei mögliche Übergänge zu unterscheiden: der erste (blaue Pfeile) ist optisch von  $m_s = +1/2$  nach  $m_s = +3/2$ , gefolgt von einem phononenunterstützten Übergang von  $m_s = +3/2$



**Abbildung 2.12:** Mikroskopisches Bild des CPGE in  $C_s$  - Symmetrie bei Inter-Subband-Anregung mit virtuellen Zwischenzuständen

zurück ins Leitungsband, das  $m_s = +1/2$  - Band wird bei  $k_x^i$  teilweise entvölkert. Die zweite Möglichkeit ergibt sich bei einem Übergang in den virtuellen Zwischenzustand des  $hh1$  - Bands mit  $m_s = -3/2$  mit Hilfe eines Phonons und einem daran anschließenden optischen Übergang von  $m_s = -3/2$  nach  $m_s = -1/2$  (orange Pfeile), was das  $m_s = -1/2$  - Band bei  $k_x^f$  stärker bevölkert. In beiden Fällen führt dies zu einer ungleichmäßigen Besetzung der beiden Spin - Subbänder, was zu einem spinpolarisierten Strom führt.

Es ist leicht ersichtlich, dass eine Änderung der Helizität eine Umkehrung der Stromrichtung nach sich zieht.

### 2.2.3 Spinrelaxationsmechanismen

Die Lebensdauer der Spins ist in der Spintronik von essentieller Bedeutung. Nur bei ausreichend hohen Zeiten  $\tau_S$  können Informationen, die in der Ausrichtung der Spins codiert sind, verarbeitet und gespeichert werden. In diesem Zusammenhang setzt man große Hoffnungen auf (110)-gewachsene niederdimensionale Halbleiter, die im Vergleich zu den (001)-gewachsenen Proben mit deutlich größeren Spinrelaxationszeiten aufwarten können.

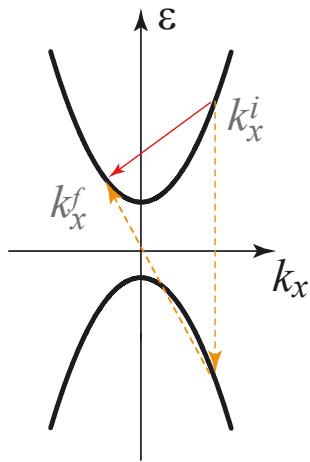
An dieser Stelle sollen daher kurz die wichtigsten Relaxationsmechanismen, die eine Ungleichgewichtsverteilung von Spinzuständen in eine Gleichgewichtsverteilung relaxieren, vorgestellt werden.

Prinzipiell existieren vier unterschiedliche Spinrelaxationsmechanismen SRM, wie z.B. der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus, der aufgrund der Hyperfein-Wechselwirkung für lokalisierte Elektronen in Quantenpunkten und -trägen den Spinaustausch bei der Elektronenstreuung an freien Löchern in  $p$ -dotierten Halbleitern erklärt [40], oder die Wechselwirkung freier Elektronen mit an paramagnetischen Zentren gebundenen Elektronen [41].

In der vorliegenden Arbeit werden nichtmagnetische III-V-Halbleiter unter Beleuchtung mit Terahertzstrahlung untersucht, daher sind hier die folgenden zwei Mechanismen relevant: SRM nach Elliott-Yafet und SRM nach D'yakonov-Perel'.

### Spinrelaxation nach Elliot und Yafet

In niederdimensionalen Strukturen führt die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einer Mischung von  $s$ -förmigen Elektronenzuständen des Leitungsbands mit  $p$ -förmigen Elektronenzuständen des Valenzbands mit entgegengesetzter Spinausrichtung. Die Elektronenzustände für  $k \neq 0$  sind nicht mehr Eigenzustände des Spinoperators  $\sigma$ . Daher führt die Streuung freier Elektronen an Störstellen oder Phononen (Impulsre-



**Abbildung 2.13:** Spinrelaxation nach Elliot-Yafet: die Spin-Flip-Streuung findet mit Hilfe eines virtuellen Zwischenzustandes im Valenzband statt.

laxation) auch zu einer endlichen Wahrscheinlichkeit einer Spin-Flip-Streuung. Diese Spin-Umkehr, die bekanntermaßen innerhalb eines Bands verboten ist, erfolgt, wie

in Abb. 2.13 skizziert, über einen virtuellen Zwischenzustand im Valenzband.

Die Spin-Relaxationszeit ist proportional zur Impulsrelaxationszeit

$$\tau_s = A\tau_p \quad (2.36)$$

wobei nach [42]  $A$  gegeben ist durch

$$A^{-1} \approx \left( \frac{k_B T}{E_g} \right)^2 \eta^2 \left( \frac{1 - \frac{1}{2}\eta}{1 - \frac{1}{3}\eta} \right)^2. \quad (2.37)$$

Hierbei ist  $\eta = \Delta_{SO}/E_g$  der Quotient aus Bahnaufspaltung und Energielücke. Der Spinrelaxationsmechanismus ist wichtig in Halbleitern mit kleiner Bandlücke und großer Spin-Bahn-Wechselwirkung, wie z.B. in InSb. Aus Gl. 2.36 ist ebenso ersichtlich, dass die Spinrelaxation mit der Anzahl der Streuereignisse zunimmt.

Charakteristisch ist weiterhin die temperaturabhängige Ursache der Streuzentren: bei niedrigen Temperaturen dominiert die Störstellenstreuung, bei hohen Temperaturen die Phononenstreuung.

### Spinrelaxation nach D'yakonov und Perel'

In Kristallen ohne Inversionszentrum ist die Degeneration des Leitungsbandes für  $\mathbf{k} \neq 0$  komplett aufgehoben, d.h. Elektronen mit gleichem Wellenvektor, aber unterschiedlichem Spin, haben unterschiedliche Energien. Die Spinaufspaltung der Leitungsbandzustände aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung wirkt im Kristall wie ein effektives Magnetfeld [43], dessen Richtung und Amplitude von  $\mathbf{k}$  abhängt:

$$\Omega(k) = \frac{2}{\hbar} B_{\text{eff}}(k). \quad (2.38)$$

$\Omega(k)$  ist hierbei ein Vektor, um dessen Richtung der Spin mit der Frequenz  $|\Omega(k)|$  präzidiert. Für  $\Omega > 1/\tau_p$  verschwindet die transversale Komponente noch vor der ersten Impulsstreuung, d.h.  $\tau_s \propto \tau_p$ . Für  $\Omega < 1/\tau_p$  hingegen ist die Winkelrotation des Elektronenspins während der Zeit  $\tau_p$  klein und die Spinrelaxation geschieht aufgrund einer Anzahl zufälliger kleiner Drehungen, die zusehends die Spinrelaxationsrate erniedrigt. In III-V-Halbleitern gilt üblicherweise die Bedingung  $\Omega\tau_p \ll 1$ . Die Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  ist folglich umgekehrt proportional zur Impulsrelaxationszeit

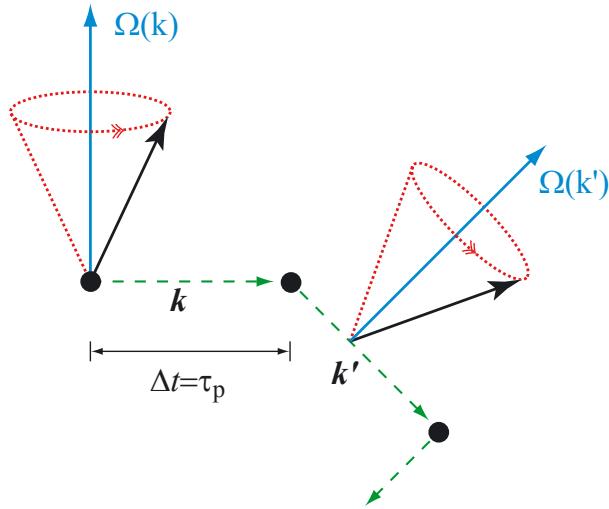
$$\tau_s \propto \frac{C}{\langle \Omega^2(k) \tau_p \rangle} \quad (2.39)$$

wobei  $C$  nach [42] gegeben ist durch

$$C^{-1} \approx \alpha_c^2 \frac{(k_B T)^3}{\hbar^2 E_g}. \quad (2.40)$$

$\alpha_c$  ist dabei eine materialabhängige Konstante.

In Abb. 2.39 ist der Streumechanismus nach D'yakonov-Perel' skizziert: Das Elektron



**Abbildung 2.14:** Spinrelaxation nach D'yakonov-Perel': die Präzessionsfrequenz und -richtung  $\Omega(\mathbf{k})$  hängt vom Wellenvektor  $\mathbf{k}$  ab. Nach jeder Streuung ( $\tau_p$ ) ändert  $\Omega$  und damit der Spin seine Richtung.

bewegt sich mit dem Impuls  $k$ , bis es nach der Zeit  $\Delta t = \tau_p$  gestreut wird. Dadurch ändert sich nicht nur der Impuls des Elektrons ( $k \mapsto k'$ ), vielmehr hängt  $\Omega(k)$  vom Wellenvektor ab und ändert daher seine Richtung und Stärke, was wiederum Einfluss auf die Präzessionsgeschwindigkeit hat:  $\Omega(k) \mapsto \Omega'(k')$ . Hieraus resultiert die Anisotropie dieses Mechanismus.

Die Spinrelaxation erfolgt also nicht durch den Streuprozess selbst, sondern in der Zeit zwischen den aufeinander folgenden Streuprozessen. Daher ist die Spinrelaxationszeit indirekt proportional zur Impulsrelaxationszeit, oder mit anderen Worten: je häufiger die Streuung desto niedriger die Spinrelaxation.



# Kapitel 3

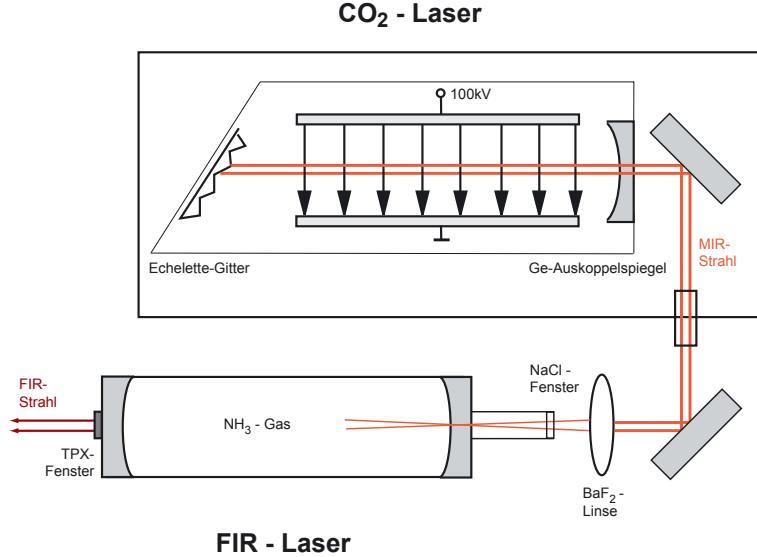
## Experimenteller Aufbau

Die Bestrahlung der niederdimensionalen Halbleiterstrukturen führt zu einem Photostrom, d.h. es wird eine optische Anregung der Ladungsträger induziert, die zu einem Ungleichgewicht in der Besetzungsdichte führt. Je nachdem, welche Art von Übergängen stattfinden soll (Interband, Inter-Subband, Intra-Subband) muss die Bestrahlung mit Licht geeigneter Frequenz erfolgen.

Die kontaktierten Proben werden in den Strahlengang eines Lasersystems gebracht. Die Strahlung des Lasers wird über parabolische Umlenkspiegel auf der Probe fokussiert, um Sättigung der Probe oder der verwendeten Verstärker zu vermeiden können vor der Probe entsprechende Abschwächer (z.B. aus Teflon) eingebbracht werden. Die Polarisation kann mittels sog.  $\lambda/4$ -Plättchen (im FIR-Bereich) bzw. Fresnel-Rhomben (im mittleren IR) manipuliert werden.

### 3.1 Verwendete Lasersysteme

Das für diese Arbeit verwendete Lasersystem besteht aus einem FIR - NH<sub>3</sub> - Laser, der durch einen TEA - CO<sub>2</sub> - Laser im Impulsbetrieb optisch gepumpt wird (Abb. 3.1). Die Laserpulse liegen in der zeitlichen Größenordnung von 100 ns, die bei einzelnen Wellenlängen erzeugten Intensitäten betragen einige MW/cm<sup>2</sup>. Die MIR-Strahlung des CO<sub>2</sub> - Lasers wird über ein NaCl - Fenster, das bei ca. 10  $\mu\text{m}$  nahezu transparent, für den FIR-Bereich jedoch undurchlässig ist, in den Resonator des NH<sub>3</sub>-Lasers eingekoppelt und regt die NH<sub>3</sub> - Moleküle zu Rotationsschwingungen an. Auf der anderen Seite des Resonators wird die FIR-Strahlung über ein



**Abbildung 3.1:** Der CO<sub>2</sub>-Laser erzeugt Strahlung im mittleren Infrarot, die Auswahl der Linien erfolgt über die Verkippung des Echelette-Gitters. Über ein NaCl-Fenster wird der Strahl in den Resonator des THz-Lasers eingekoppelt und regt dort NH<sub>3</sub>-Moleküle zu Rotationsschwingungen an. Über ein TPX-Fenster wird die linear polarisierte FIR-Strahlung ausgekoppelt.

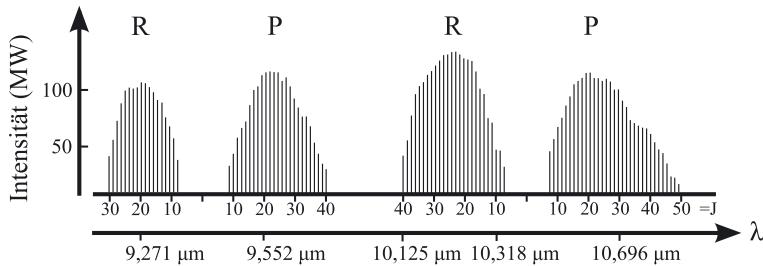
TPX - Fenster <sup>1</sup> ausgekoppelt, das mögliche Reste der CO<sub>2</sub> - Strahlung ausfiltert und lediglich für die linear polarisierte Strahlung im THz - Bereich transparent ist.

### 3.1.1 CO<sub>2</sub> - Laser

Der CO<sub>2</sub> - Gasmoleküllaser gehört zu den leistungsstärksten Lasern mit Pulsenenergien bis etwa 100 kJ. Er ist u.a. durch seinen hohen Wirkungsgrad von 15-20% ausgezeichnet[44], die nutzbaren Wellenlängen liegen im mittleren Infrarotbereich (9...11 μm). Das CO<sub>2</sub> - Molekül ist linear und symmetrisch (das C - Atom befindet sich zwischen den beiden O - Atomen) und kann drei sog. Normalschwingungen ausführen: die symmetrische Strettschwingung, die Knickschwingung und asymmetrische Strettschwingungen , wobei jede Schwingung durch eine entsprechende Energie beschrieben werden kann. Diese Normalschwingungen können als unabhängig voneinander betrachtet werden, so dass eine Überlagerung der Schwingungszustände entstehen kann. Zusätzlich werden diese Vibrationsschwingungen von Rotationen überlagert,

<sup>1</sup>4-Methylpenten-1

wodurch die einzelnen Laserniveaus zusätzlich aufspalten, was zu einer hohen Anzahl diskreter Linien im Emissionsspektrum führt (Abb.3.2). Der Laser wird mit



**Abbildung 3.2:** Emissionsspektrum eines CO<sub>2</sub>-Lasers mit den R- und P-Zweigen des 9,4  $\mu\text{m}$  bzw. des 10,4  $\mu\text{m}$  Bandes. R und P bezeichnen die Laserübergänge zwischen den Rotationsniveaus, wobei sich die Rotationsniveau-Quantenzahl  $J$  um  $\Delta J = +1$  (R-Zweig) bzw.  $\Delta J = -1$  (P-Zweig) ändert.

einem Gasgemisch CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>/He im Verhältnis 10:5:85 betrieben. Die Anregung der CO<sub>2</sub>-Moleküle erfolgt bei der Gasentladung entweder direkt durch Elektronenstoß oder durch die Kollision mit angeregten N<sub>2</sub>-Molekülen. Die Leistung dieses Lasers ist vom Gasdruck und dem Entladungsstrom abhängig; beides lässt sich jedoch bei üblichen kontinuierlichen, longitudinal angeregten Lasern nicht beliebig erhöhen, die Entladung würde instabil. Einen Ausweg bietet der sog. TEA<sup>2</sup>-CO<sub>2</sub>-Laser, bei dem die Entladungsspannung in einem kurzen Puls an transversal angeordnete Elektroden geleitet wird. Bei kurzen Anregungspulsen (<1  $\mu\text{s}$ ) können sich diese Instabilitäten nicht ausbilden, der Gasdruck kann daher bis auf über 1 bar gesteigert werden, wodurch Pulsspitzenleistungen im MW- bis GW-Bereich möglich sind. Aufgrund der hohen elektromagnetischen Felder und zur Vermeidung von Fehlfunktionen befindet sich der Laser in einem Faraday'schen Käfig, die Ansteuerung erfolgt optisch über Lichtwellenleiter.

### 3.1.2 NH<sub>3</sub> - Laser

Um zu Wellenlängen im fernen Infrarot zu gelangen (FIR) werden NH<sub>3</sub>-Moleküle (Ammoniak) durch die CO<sub>2</sub>-Strahlung des TEA-Lasers optisch gepumpt und in einen Rotationszustand oberhalb des Grundniveaus gebracht. Die Emission von Strahlung im THz-Bereich erfolgt bei den Übergängen zwischen unterschiedlichen

---

<sup>2</sup>transversely excited atmospheric pressure

Rotationszuständen. Die „Abstimmung“ des FIR - Lasers erfolgt über die Auswahl der entsprechenden Frequenz des CO<sub>2</sub> - Pumplasers. Um maximale Leistungsausbeute zu erhalten wird ein der jeweiligen Wellenlänge angepasster NH<sub>3</sub> - Gasdruck eingestellt.

Die wichtigsten Kenngrößen wie Wellenlänge, Intensität, Pumplinie des CO<sub>2</sub> - Lasers oder Energie der an unserem System verwendeten Laserlinien ist in Tabelle 3.1 wiedergegeben. Das Intensitätsprofil (Abb.3.3) zeigt den nahezu gaussförmigen

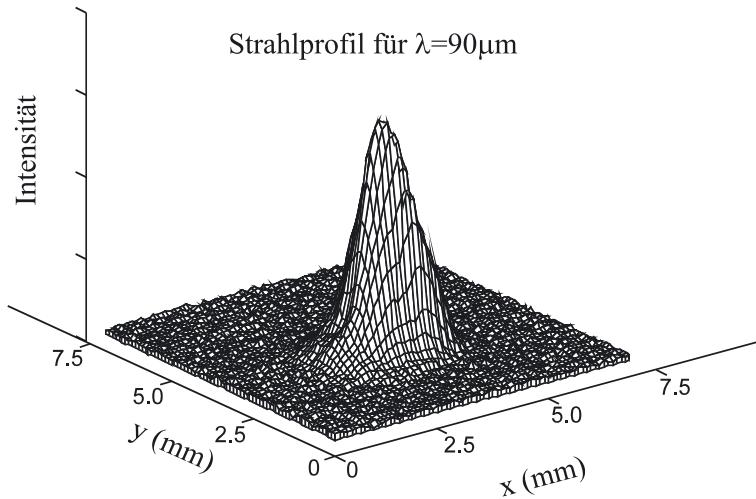
$\lambda$ [m]	Intensität [kW/cm <sup>2</sup> ]	Pulsenergie [mJ]	Pumplinie	Photonenenergie [eV]
35	120	0,48	10P (14)	35,4
76	600	2,4	10P (26)	16,3
90	1200	4,8	9R (18)	13,8
148	1600	6,4	9P (34)	8,4
280	500	2,0	10R (8)	4,4

**Tabelle 3.1:** Verwendete Wellenlängen im Ferninfrarot. Die Strahlungsintensität des NH<sub>3</sub>-Lasers ist weltweit unübertroffen und erreicht bei Fokussierung bis zu 5 MW

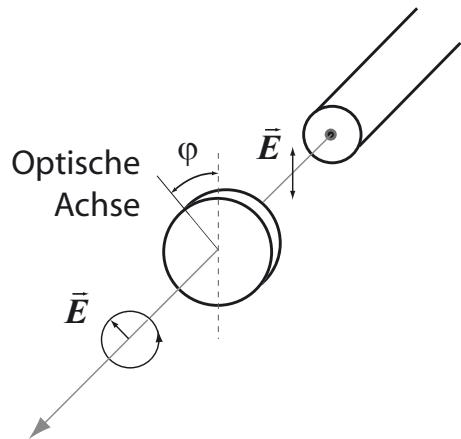
Intensitätsverlauf des THz - Laserstrahls bei einer Wellenlänge von 90  $\mu\text{m}$ . Die Aufnahme wurde mit einer pyroelektrischen Kamera erstellt.

## 3.2 Polarisation, Intensitäten, etc.

Die photogalvanischen Effekte SGE und CPGE treten bei Beleuchtung der Probe mit zirkular polarisierter Strahlung auf (siehe Kap. 2.2.1, 2.2.2), andere Effekte wie z.B. der Lineare Photogalvanische Effekt LPGE, existieren nur bei linearer Polarisation. Um den Grad der Polarisation  $P_{\text{circ}}$  einstellen zu können, wird ein sog.  $\lambda/4$  - Plättchen (THz - Bereich) bzw. ein Fresnel - Rhombus (MIR) in den Strahlengang eingebracht. Da die Laserstrahlung des NH<sub>3</sub> - Lasers durch das Prinzip der Bauart bedingt nahezu vollständig linear polarisiert ist, kann durch Drehung des  $\lambda/4$  - Plättchens jede Polarisierung beliebig eingestellt werden. Der Winkel  $\varphi$  zwischen dem elektrischen Feldvektor der Laserstrahlung und der optischen Achse des



**Abbildung 3.3:** Der räumliche Intensitätsverlauf des FIR-Lasers (hier bei  $90\text{m }\mu\text{m}$ ) ist nahezu gaussförmig.



**Abbildung 3.4:** Mittels eines  $\lambda/4$  - Plättchens kann im THz - Bereich der Grad der Polarisation beliebig eingestellt werden. Für  $\varphi = -45^\circ$  bzw.  $\varphi = +45^\circ$  erhält man links- bzw. rechtszirkular polarisierte Strahlung.

Quarzkristalls bestimmt den Grad der Polarisation des Lichtes

$$P_{\text{circ}} = \frac{I_- - I_+}{I_- + I_+} = \sin 2\varphi \quad (3.1)$$

wobei  $I_-$  und  $I_+$  die Intensitäten des links - bzw. rechtszirkular polarisierten Lichtes sind. Definiert man die  $z$  - Richtung als Ausbreitungsrichtung des Lichts, so ist die Strahlung in der  $xy$  - Ebene polarisiert, die Intensitäten können daher geschrieben

werden als

$$I_- = |E_-|^2 \quad \text{mit} \quad E_- = \frac{1}{2}(E_x - iE_y)$$

$$I_+ = |E_+|^2 \quad \text{mit} \quad E_+ = \frac{1}{2}(E_x + iE_y)$$

wobei  $E_x$  und  $E_y$  die Komponenten des Feldes in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung sind. Daraus folgt, dass für  $\varphi = n \cdot \pi/2$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) die Polarisation linear bleibt ( $P_{\text{circ}} = 0$ ), für  $\varphi = -\pi/4$  bzw.  $\varphi = +\pi/4$  ist das Licht links( $\sigma^-$ )- bzw. rechtszirkular( $\sigma^+$ ) polarisiert (entsprechend  $P_{\text{circ}} = -1$  bzw.  $+1$ ), dazwischen ist es elliptisch ( $0 < |P_{\text{circ}}| < 1$ ).

Die Leistung der Laser ist mitunter zu hoch um direkt auf die Proben gerichtet werden zu können, so kann beispielsweise eine Sättigung des Verstärkers eintreten, in manchen Fällen ist auch die Probe selbst durch eine zu hohe Intensität gefährdet. Aus diesem Grund werden gegebenenfalls verschiedene Abschwächer benutzt, die in den Strahlengang eingebbracht werden, um die Intensität zu reduzieren. Ein für den FIR - Bereich geeignetes Material ist Teflon (Tetrafluorethylen), im mittleren Infrarot kann beispielsweise  $\text{CaF}_2$  verwendet werden.

Bei allen Messungen muss außerdem der Abschwächungsfaktor einer schwarzen Polyethylen - Folie vor der Probe berücksichtigt werden, die das sichtbare Licht ausfiltern soll. Tabelle 3.2 zeigt eine Übersicht über die wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten  $a$  der verwendeten Materialien. Das wellenlängenabhängige Absorpti-

Material	9.21	76	90	148	280 $\mu\text{m}$
PE (1mm)		1.24	1.21		
TPX (2mm)		1.27	1.23	1.20	1.18
Teflon (1mm)		1.57	1.33	1.16	1.17
Teflon (3mm)		2.91	2.35	1.54	1.25
Teflon (4.7mm)		5.87	3.25	1.87	1.4
$\text{CaF}_2$	1.37				

**Tabelle 3.2:** Abschwächungskoeffizienten  $a$  der verschiedenen Attenuatoren in Abhängigkeit der Wellenlänge.

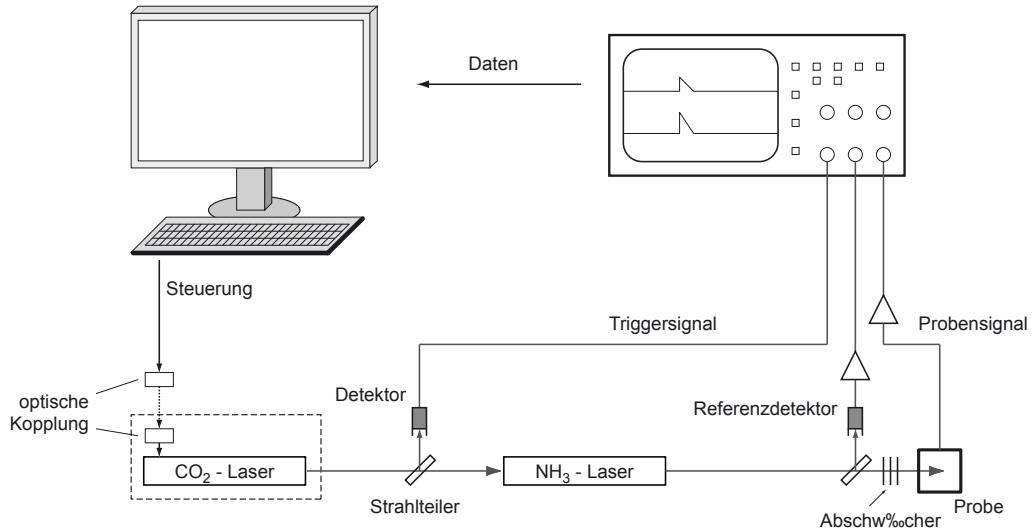
onsvermögen der Abschwächer kann ermittelt werden, indem ein Detektor an der Probenposition die Intensität  $I_n$  nach  $n$  Abschwächern aufnimmt. Mittels

$$a^n = \frac{I_0}{I_n} \tag{3.2}$$

kann daraus der Absorptionskoeffizient  $a$  bestimmt werden, der so in der Auswertung der Messergebnisse Rechnung findet. Die Intensität des Laserstrahls selbst,  $I_0$ , wird hierbei von dem baugleichen Referenzdetektor gemessen.

### 3.3 Elektrischer Meßaufbau

Der in dieser Arbeit verwendete Messaufbau ist in Abb. 3.5 skizziert. Über einen Steuerungscomputer, der auch die Aufnahme der Meßdaten übernimmt, wird der Laserpuls über ein optisches Trigger-Interface ausgelöst. Über einen Spiegel wird ein kleiner Bereich des CO<sub>2</sub>-Strahls ausgekoppelt und einem Detektor zugeführt, dessen Signal ein Speicheroszilloskop triggert, das das Referenz- und Probensignal digitalisiert. Das Referenzsignal wird mittels eines Strahlteilers (z.B.NaCl) aus dem



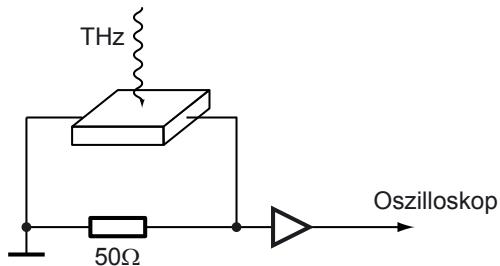
**Abbildung 3.5:** Der CO<sub>2</sub> - Laser wird zur Vermeidung von elektrischen und elektromagnetischen Störungen optisch über den Computer angesteuert. Sein Strahlungspuls pumpt den FIR - Laser und triggert das Digitaloszilloskop. Der THz - Strahl gelangt über einen Strahlteiler zum Photon - Drag - Detektor (Referenzsignal), sowie - ggfs. nach dem Durchlaufen von Abschwächern, Polarisatoren etc. - zur Probe selbst. Proben - und Referenzsignal werden vom Oszilloskop aufgezeichnet, die Daten werden vom Rechner ausgelesen.

Strahlengang ausgekoppelt und von einem Detektor ausgewertet. Es dient einerseits der Normierung des Probensignals (Division des Probensignals durch das Referenzsignal eliminiert potentielle Schwankungen der Laserintensität) und andererseits

der qualitativen Beurteilung des zeitlichen Verlaufes des von der Probe generierten Gleichspannungspulses. So kann beispielsweise ein im Vergleich zur Referenz verlängerter „auslaufender Pulsschwanz“<sup>3</sup> des Probensignals auf eine Beleuchtung der Kontakte hindeuten, die die Signalamplitude verfälscht.

Der Referenzdetektor basiert auf dem Photon-Drag Effekt [45, 46], der dadurch entsteht, dass der Impuls der Photonen auf freie Ladungsträger (z.B. in bulk *p*-Ge) übertragen wird und so zu einem elektrischen Strom führt (siehe Kap. B.2). Diese Art der Detektoren haben eine sehr gute zeitliche Auflösung ( $< 1 \text{ ns}$ ) und sind daher prädestiniert für die Detektion kurzer Pulse. Die Empfindlichkeit nimmt mit der Wellenlänge zu, im hier verwendeten Frequenzbereich jedoch ist das Ausgangssignal proportional zur Laserintensität[47].

Das von der Probe generierte Gleichstromsignal erzeugt über einem  $50\Omega$  - Widerstand, der gleichzeitig der Impedanzanpassung dient, ein Spannungssignal (Abb.3.6). Dieser Gleichspannungspuls gelangt nach Durchlaufen eines sehr schnellen und rauscharmen Verstärkers zum Speicheroszilloskop. Das Oszilloskop wird von der Software



**Abbildung 3.6:** Der Probenstrom erzeugt am  $50 \Omega$  - Lastwiderstand einen Spannungsfall, der nach der Verstärkung vom Oszilloskop aufgezeichnet wird.

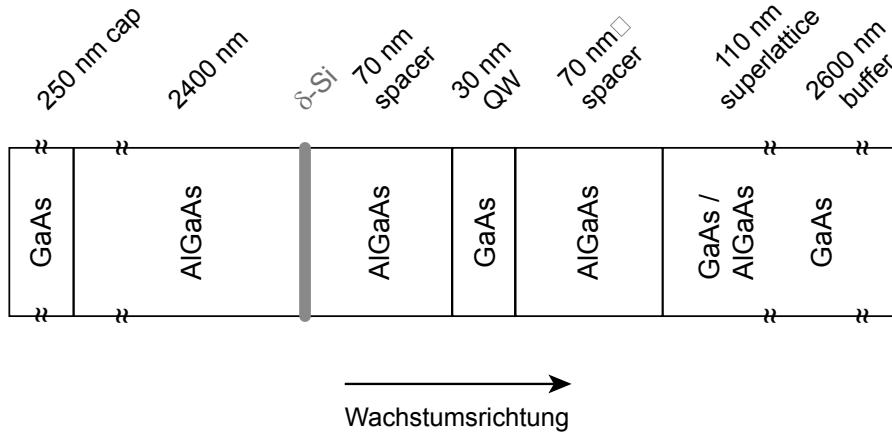
ausgelesen, die Daten werden zur Weiterverarbeitung gespeichert.

## 3.4 Proben

Die untersuchten Proben sind MBE - gewachsene<sup>4</sup> *n* - dotierte Single - Heteroübergänge sowie single- und multi-Quantentröge unterschiedlicher Breite. Als Material

<sup>3</sup>der Pulsschwanz entsteht durch den Wiederaufbau der Besetzungsinvolution durch  $\text{N}_2$  - Stöße im  $\text{CO}_2$  - Pumplaser

<sup>4</sup>molecular beam epitaxy



**Abbildung 3.7:** Die Probe wird auf einem handelsüblichen  $350 \mu\text{m}$  dicken GaAs - Substrat aufgewachsen. Zunächst wird aus Gründen des höheren Reinheitsgrades eine 500 nm GaAs - Schicht aufgewachsen, gefolgt von einem 2600 nm Puffer bestehend aus einem Übergitter mit  $200 \cdot (100\text{\AA} \text{ AlGaAs} + 30\text{\AA} \text{ GaAs})$ . Anschließend folgt ein weiteres 110 nm Übergitter  $10 \cdot (100\text{\AA} \text{ AlGaAs} + 10\text{\AA} \text{ GaAs})$ , das als Isolation und Barriere dient. Der  $300\text{\AA}$  GaAs - Quantentrog ist eingebettet in zwei  $700\text{\AA}$  breite AlGaAs - spacer. Eine sehr dünne Si - Schicht dient als  $\delta$  - Dotierung. Den Abschluss bildet eine  $2400\text{\AA}$  AlGaAs - Schicht, gefolgt von einem  $100\text{\AA}$  GaAs - cap, das primär die Oxidation der darunterliegenden Schichten verhindern soll.

wurde InAs/AlGaSb, InAs/InAlAs und GaAs/AlGaAs verwendet. Die genauen Daten der einzelnen Proben bezüglich ihrer Ladungsträgerdichte, Beweglichkeit etc. sind in Tab. 4.2 nachzulesen.

Ein Beispiel für die Struktur einer solchen MBE - Probe sei in Abb. 3.7 gezeigt. Die verwendeten Proben haben eine Fläche von ca.  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Durch Eindiffundieren von Indium werden ohm'sche Kontakte erzeugt, die in Van-der-Pauw - Geometrie angeordnet sind, d.h. je zwei Kontaktpaare sind in der Mitte der Kanten und an den Ecken der Probe, so dass die Ströme entlang aller kristallographischen Richtungen abgegriffen werden können.



## Kapitel 4

# Experimentelle Durchführung

Im folgenden Kapitel werden die durchgeführten Experimente vorgestellt, anschließend werden die Ergebnisse diskutiert und in einer Übersicht miteinander verglichen. Zur Bestimmung des relativen Verhältnisses der Rashba- und Dresselhaus Spin-Bahn-Kopplungskonstanten werden die Proben mit den Methoden des Spin-galvanischen Effekts SGE und/oder des Zirkular Photogalvanischen Effekts CPGE untersucht. Die Ergebnisse werden in Bezug auf deren Symmetrieeigenschaften diskutiert.

Die in dieser Arbeit untersuchten (001)-gewachsenen gyrotropen Proben gehören der  $C_{2v}$ -Symmetrie an. Für die folgenden Experimente sei das Koordinatensystem entlang der kubischen Achsen ausgerichtet:  $x \parallel [100]$  und  $y \parallel [010]$ , wobei die  $z$ -Achse entlang der Wachstumsrichtung (001) verläuft; entsprechend gilt für die Winkelhalbierenden  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  und  $y' \parallel [110]$ . Diese Anordnung hat sich im Bereich der Spintronik als Standard-Orientierung durchgesetzt.

Während der Arbeiten zu dieser Dissertation wurde in unserer Arbeitsgruppe ein neues Phänomen entdeckt, das ebenfalls einen Zugang zu SIA und BIA liefert. Hierbei handelt es sich um einen Photostrom, der in gyrotropen Medien in Anwesenheit eines externen Magnetfelds bei Bestrahlung mit einem elektromagnetischen Wechselfeld entsteht, daher wurde diese Erscheinung von uns *Magnetogyrotroper Photogalvanischer Effekt* (MPGE) genannt. Im letzten Teil dieses Kapitels wird der MPGE und eine der Ursachen, die sog. *Zero Bias Spin Separation*, experimentell vorgestellt. Ihre Ursache liegt ebenfalls in der Spin-Bahn-Kopplung, weshalb die Signalabhängigkeit vom Grad der Probensymmetrie die selben Merkmale aufweist wie bei den SGE- und CPGE-Messungen.

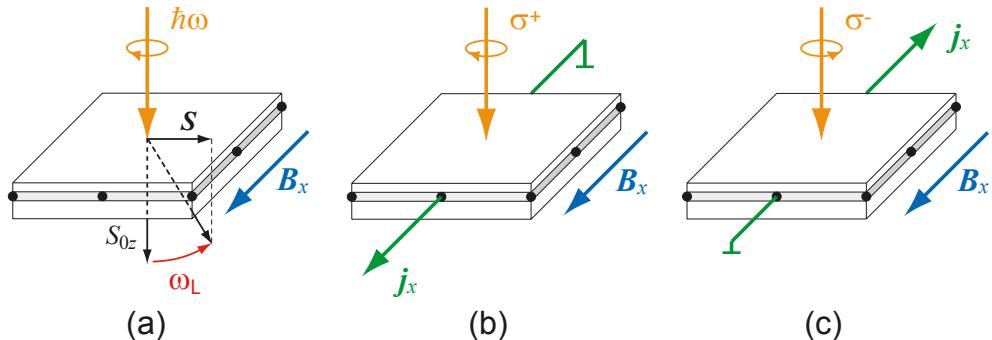
## 4.1 Spingalvanischer Effekt (SGE)

Der Spingalvanische Effekt erzeugt einen Gleichstrom aufgrund unausgeglicherner Spinpolarisation der Ladungsträger und wird durch die Asymmetrie in der Spinrelaxation verursacht (siehe 2.2.1). Dieser spingalvanische Gleichstrom  $j_{\text{SGE}}$  ist mit dem Spin über einen Pseudotensor zweiter Stufe verknüpft (siehe Gl. (2.24)), dessen Komponenten proportional zu den Parametern der Spin-Bahn-Aufspaltung sind:

$$j_{\text{SGE}} = A \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ \alpha & -\beta \end{pmatrix} S \quad (4.1)$$

Hierbei ist  $S$  der durchschnittliche Spin in der Ebene der Heterostruktur; die Konstante  $A$  beschreibt die kinetischen Vorgänge des SGE, die von den Charakteristiken der Impuls- und Spinrelaxationsprozesse bestimmt werden. Aus Gl. (4.1) ist der Zusammenhang zwischen Photostrom und Bandaufspaltung ersichtlich.

Die typische experimentelle Anordnung für die Messung des Spingalvanischen Effekts ist in Abb. 4.1 für die Proben in  $C_{2v}$ -Symmetrie dargestellt: die Spinpolarisa-



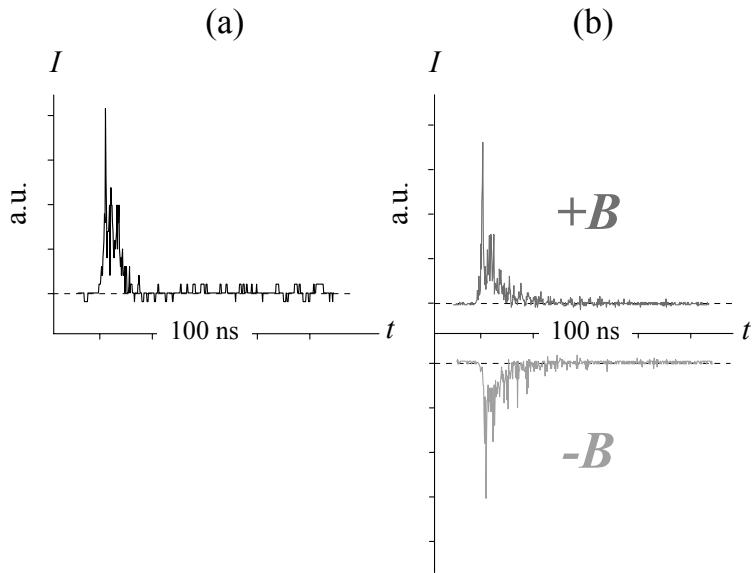
**Abbildung 4.1:** Spingalvanischer Effekt: das externe Magnetfeld erzeugt mittels der Larmorpräzession  $\omega_L$  aus dem optisch induzierten Spin  $S_{0z}$  eine Spinkomponente  $S$  in der Quantentroggebene (a). Der Spin in  $x$ -Richtung treibt einen Strom in  $y$ -Richtung (b), der sein Vorzeichen wechselt, sobald die Heli-  
zität des Lichtes umgekehrt wird (c).

tion wird durch senkrechte Beleuchtung der Probe mit zirkular polarisiertem Licht erreicht: ein externes, senkrecht dazu angelegtes Magnetfeld dreht den Spin in die Quantentroggebene (Abb. 4.1(a)), und erzeugt eine Spinkomponente in  $y$ -Richtung, woraus gemäß  $j_l = \sum_m Q_{lm} S_m$  (Gl. (2.24)) der Strom  $j_x$  resultiert (Abb. 4.1(b)).

Die Umkehrung der Helizität lässt das Magnetfeld die Spinkomponente nun in  $-y$ -Richtung drehen, also ändert auch der Strom sein Vorzeichen. Entsprechend muss der Strom auch dann in die jeweils andere Richtung fließen, wenn die Richtung des Magnetfelds invertiert wird (Abb. 4.1(c)).

### Zeitaufgelöste Messung des Photostroms

Die zeitaufgelöste Darstellung des bei Beleuchtung der Probe resultierenden Photostroms bei kurzer gepulster Anregung ist in Abb. 4.2 dargestellt: der über einen



**Abbildung 4.2:** Referenzpuls der Laseranregung (a) und erzeugter Photostrom der Probe (b). Der zeitliche Verlauf des Probensignals entspricht dem der Anregung. Mit der Umkehrung der Magnetfeldrichtung wechselt der SGE sein Vorzeichen.

Strahlteiler ausgekoppelte Anteil des Laserstrahls wird von einem Photon-Drag Referenzdetektor (siehe Kap. B.2) in ein elektrisches Signal umgewandelt (Abb. 4.2(a)), die optisch angeregte Probe erzeugt als „Antwort“ einen Photostrom, der in Abb. 4.2(b) abgebildet ist. Der Photostrom zeigt bei zirkular polarisierter Anregung und angelegtem Magnetfeld einen zeitlichen Verlauf, der praktisch dem des Anregungspulses entspricht. Dies belegt, dass die Generierung des Stromes tatsächlich aufgrund der optischen Anregung stattfindet, das Signal folgt der Anregung aufgrund der kurzen Relaxationszeiten.

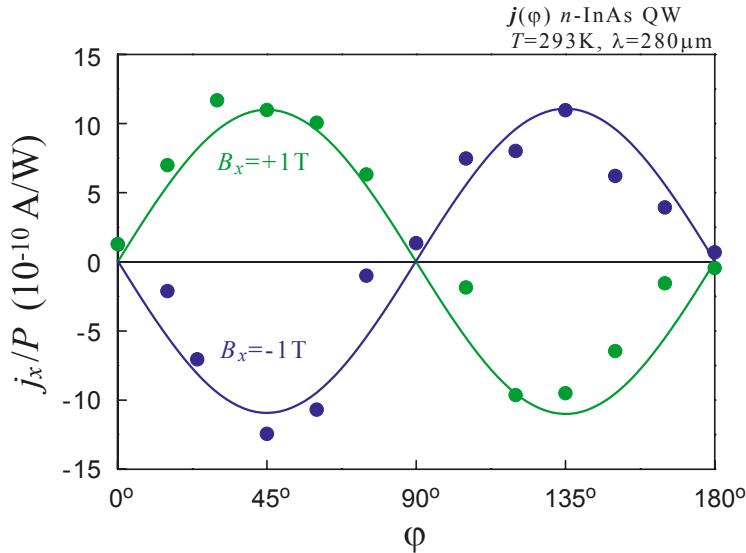
Wird die Richtung des Magnetfelds invertiert, wechselt der Strompuls wie zu erwarten sein Vorzeichen - die Form des Pulses indes bleibt im praktisch unverändert (siehe Abb. 4.2(b) unten)). Ebenso ist eindeutig, dass die Probe ohne Magnetfeld kein Signal generiert, was durch die Messungen im Folgenden bestätigt wird.

### „Fingerprint“ des SGE

Der SGE tritt bei zirkular polarisierter Einstrahlung auf, er ist also vom Grad der Helizität abhängig

$$j_x = Q_{xy}S_y \propto P_{\text{circ}} \quad (4.2)$$

wobei nach Gl. (3.1)  $P_{\text{circ}} = \sin 2\varphi$  gilt, und der Strom also eine  $\sin 2\varphi$ -Abhängigkeit aufweisen muss, wobei  $\varphi$  den Winkel zwischen der optischen Achse eines  $\lambda/4$ -Plättchens und dem elektrischen Feldvektor der Laserstrahlung bezeichnet (siehe 3.2). Dieses Verhalten wird in Abb. 4.3 am Beispiel einer  $n$ -dotierten InAs-Quantentrog-Probe, die bei Zimmertemperatur mit  $\lambda = 248\mu\text{m}$  beleuchtet wird, demonstriert (Probe #1 in Tab. 4.2). Die Messwerte bei angelegtem positiven Magnetfeld (grüne Punkte)

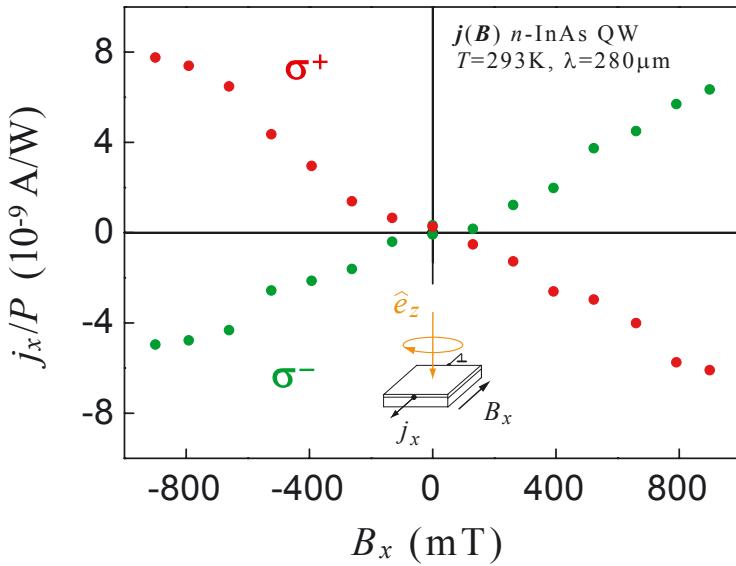


**Abbildung 4.3:** Helizitätsabhängigkeit des SGE: bei  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  ist das Licht linear polarisiert, es existiert kein SGE-induzierter Photostrom. Der Strom erreicht seine Maxima für rein zirkular polarisierte Bestrahlung ( $\varphi = 45^\circ, 135^\circ$ ).

und negativem Magnetfeld (blaue Punkte) entsprechen mit ihren Fittings sehr gut den berechneten Erwartungswerten: bei linear polarisiertem Licht ( $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ )

ist das Signal Null, bei rein rechtszirkular ( $\varphi = 45^\circ \equiv \sigma^+$ ) bzw. rein linkszirkular ( $\varphi = 135^\circ \equiv \sigma^-$ ) polarisiertem Licht erreicht es seine Maximalwerte. Der Vorzeichenwechsel in Abhängigkeit von Magnetfeldrichtung und Helizität stellen den „Fingerprint“ des SGE dar.

Der Betrag der Spinkomponente in  $y$ -Richtung,  $S_y$ , hängt von der Larmorfrequenz  $\omega_{\text{Larmor}}$  ab (Gl. (2.27)), die wiederum nach Gl. (2.29) proportional zur Stärke des Magnetfelds ist (siehe Kap. 2.2.1). Also muss der spingalvanische Strom linear mit dem Magnetfeld steigen. In Abb. 4.4 wird anhand der vorigen InAs-Probe die Abhängigkeit des SGE von der Stärke des angelegten Magnetfeldes gezeigt: das Ansteigen



**Abbildung 4.4:** Lineare Abhängigkeit des SGE-Signals vom angelegten Magnetfeld. Die Spinkomponente  $S_y$  ist abhängig von der Larmorfrequenz, die sich wiederum proportional zum Magnetfeld verhält.

des Magnetfeldes führt - wie erwartet - zu einer linearen Zunahme der Stromdichte, die mit der Magnetfeldrichtung ihr Vorzeichen wechselt. Bei  $B = 0$  verschwindet das Signal entsprechend, da die optisch erzeugte Spinausrichtung nicht mehr in die Quantentroggebene gedreht wird.

Während der Untersuchungen des SGE im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein weiterer Effekt entdeckt, der zusätzlich zum SGE einen Photostrom induzieren kann. Für die Bestimmung des Rashba-/Dresselhaus- Verhältnisses mittels SGE

musste daher ein Weg gefunden werden, die störenden Zusatzsignale eliminieren zu können.

Der gefundene Effekt erzeugt einen elektrischen Gleichstrom bei Bestrahlung eines gyrotropen Mediums bei Anwesenheit eines externen Magnetfelds, aus diesem Grund wurde dieses Phänomen von uns *Magnetogyrotroper Photogalvanischer Effekt* (MP-GE) genannt [48].

### **Magnetogyrotroper Photogalvanischer Effekt MPGE**

Phänomenologisch ist ein SGE-induzierter Strom senkrecht zum Magnetfeld wegen der verschwindenden Tensorkomponenten verboten. Die in manchen Proben auftretenden Ströme in dieser Konfiguration sind dem MPGE zuzuordnen. Doch auch in typischer SGE-Konfiguration ( $j \parallel \mathbf{B}$ ) kann der MPGE das Signal beeinflussen. Diese Beeinflussung ist jedoch unabhängig von der Helizität der Strahlung - im Gegensatz zum SGE muss die Beleuchtung beim MPGE nämlich nicht zirkular polarisiert sein, vielmehr tritt der Effekt auch bei linearer oder unpolarisierter Strahlung auf. Der MPGE und eine seiner Ursachen, die *zero bias spin separation*, wird später in dieser Arbeit näher vorgestellt (siehe Kap. 4.4).

In Abb. 4.5 wird die Wirkung des MPGE und die Unterscheidung zum SGE deutlich: bei einer Wellenlänge von  $148 \mu\text{m}$  zeigt der Strom parallel zum Magnetfeld (also senkrecht zur Spinkomponente in der Quantentroggebene) die eindeutigen Merkmale des SGE: den Vorzeichenwechsel bei Änderung der Helizität und beim Wechsel der Magnetfeldrichtung (Abb. 4.5(a)). Die Wahl einer anderen Wellenlänge kann allerdings zeigen, dass auch für  $j \parallel \mathbf{B}$  der MPGE existiert und den SGE überlagern kann.

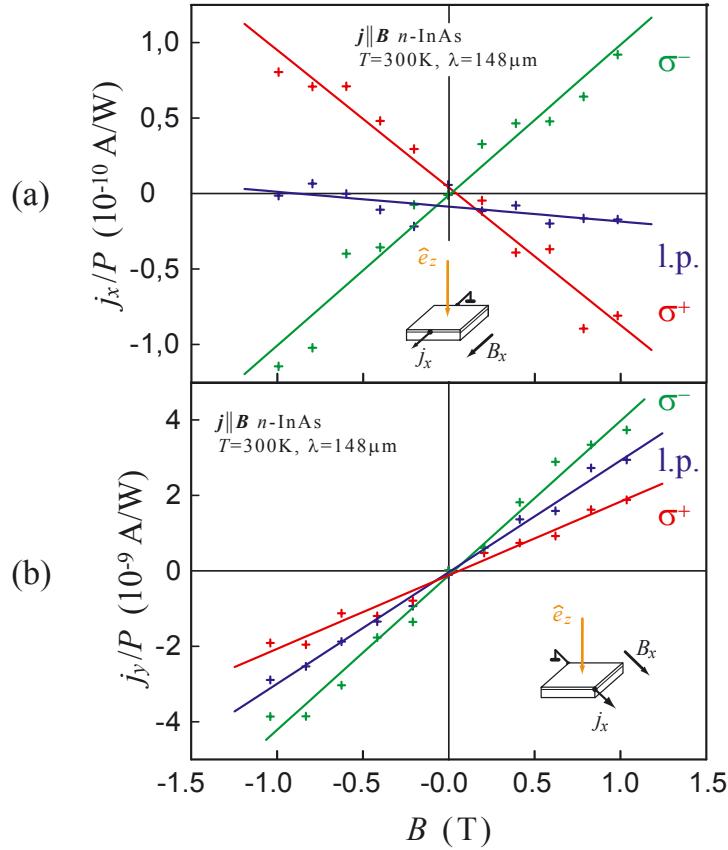
Sofern die überlagerten Ströme ausreichend eindeutige Merkmale tragen, ist es möglich, den helizitätsabhängigen Anteil vom helizitätsunabhängigen Anteil zu trennen: der Mittelwert von

$$j_{\text{SGE}} = \frac{j(\sigma^+) - j(\sigma^-)}{2} \quad (4.3)$$

bei jeweils positivem und negativem Magnetfeld reduziert das Signal auf den Anteil, der ausschließlich durch die Helizität des Lichtes verursacht wird, während man mit

$$j = \frac{j(\sigma^+) + j(\sigma^-)}{2} \quad (4.4)$$

den helizitätsunabhängigen Anteil bestimmt.



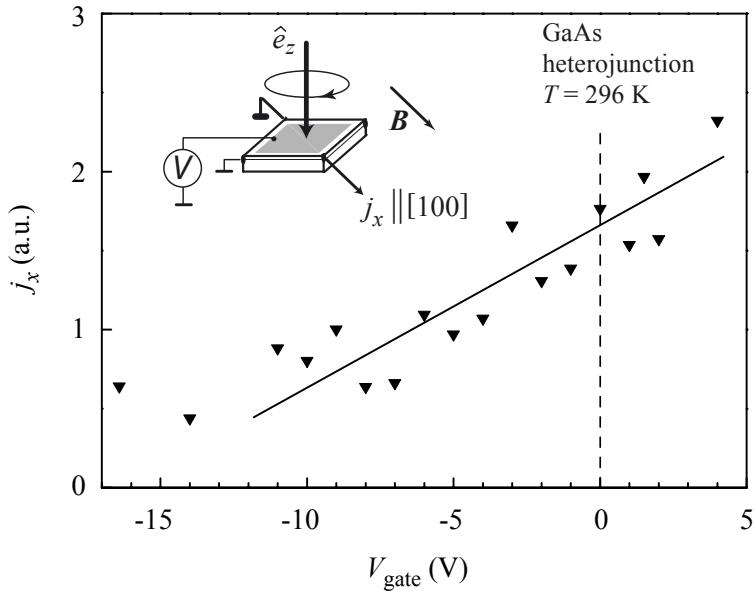
**Abbildung 4.5:** Spingalvanischer Effekt SGE und Magnetogyrotroper Photogalvanischer Effekt MPGE. Der Strom parallel zum Magnetfeld zeigt einen eindeutigen SGE mit Vorzeichenwechsel bei Umkehrung des Magnetfeldes und Polarisation (a). Überlagerung von SGE und MPGE beim Strom entlang der kubischen Achsen (b).

## Manipulation durch äußeres elektrisches Feld

Die Manipulation des Rashba-Anteils an der Spinaufspaltung der Bandstruktur durch äußere elektrische Felder verspricht einen technisch leicht realisierbaren Zugang zur Steuerung der Spinpolarisation [3]. Der lineare Zusammenhang  $\Delta_R \propto U_{\text{gate}}$  konnte an InAs/AlSb Quantentrüggen bereits von Heida et al. [50], Hall et al. [51] oder an InGaAs/InAlAs Heterostrukturen von Nitta et al. [52] experimentell bestätigt werden. Hierbei wurden Pump-Probe-Experimente durchgeführt oder Shubnikov de Haas Oszillationen ausgewertet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollte der Spingalvanische Effekt verwendet werden, um den Einfluß einer Gatespannung auf das Verhältnis der Rashba- / Dressel-

hauskonstanten zu ermitteln. Hierzu wurde ein (001)-gewachsener  $n$ -dotierter GaAs - Heteroübergang, der mit einem semitransparenten Gate beschichtet wurde, mit zirkular polarisierter Strahlung bei  $148 \mu\text{m}$  beleuchtet und der resultierende Photostrom entlang der kubischen Achse mit  $j_x \parallel B \parallel [100]$  untersucht. Abb. 4.6 zeigt den



**Abbildung 4.6:** Abhängigkeit des spin-galvanischen Stroms von der angelegten Gatespannung: es kann ein linearer Zusammenhang erahnt werden.

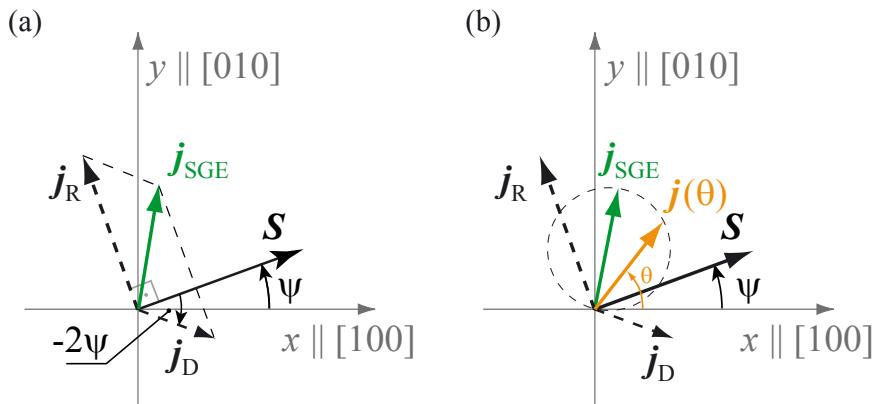
Verlauf des Photostroms in Rashba-Konfiguration: auch wir konnten den Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Rashba Spin-Bahn-Kopplung bestätigen und einen mehr oder weniger linearen Zusammenhang nachweisen [53]. Leider konnte in dieser Probe der Dresselhaus-Anteil nicht nachgewiesen werden, so daß keine Bestimmung des Verhältnisses der Kopplungskonstanten möglich war. Unglücklicherweise wurde die vorliegende Probe im Laufe der Messungen zerstört, es konnten daher keine weiteren Untersuchungen mittels der Photoströme durchgeführt werden. Weiterhin gab es Probleme mit den Probenkontakte und eine bis jetzt nicht ausreichend eindeutig Bestimmung der (möglichen) Änderung der Ladungsträgerdichte, so dass die Ergebnisse in Abb. 4.6 nur sehr vorsichtig betrachtet werden dürfen.

Die bisher vorliegenden Resultate geben jedoch eindeutig Anlass, diese Untersuchungen mit anderen gegageten Proben fortzusetzen. Es wird erwartet, das R/D - Verhältnis in ausreichend großem Rahmen über die Gatespannung beeinflussen zu können, um die Vorgabe  $\alpha = \beta$  erfüllen zu können.

## Dekomposition der Teilströme

Die Information der Rashba- bzw. Dresselhaus-induzierten  $k$ -linearen Terme, die die Bandaufspaltung verursachen, ist in der Winkelabhängigkeit des Photostromes relativ zur kristallographischen Richtung codiert (siehe Gl. 2.20 in Kap. 2.1.6). Entsprechend können aus seiner Anisotropie die Verhältnisse der jeweiligen Teilströme ermittelt werden.

In Abb. 4.7 ist skizziert, wie sich der spingvanische Strom  $j_{SGE}$ , der durch den Spin  $\mathbf{S}$  erzeugt wird, zusammensetzt: der „Rashbastrom“  $j_R$ , der proportional zur Rashbakonstanten  $\alpha$  ist, fließt stets senkrecht zur Spinausrichtung  $\mathbf{S}$ , der zu  $\beta$  proportionale „Dresselhausstrom“  $j_D$  hingegen schließt den Winkel  $-2\Psi$  mit  $\mathbf{S}$  ein.  $\Psi$  ist hierbei der Winkel zwischen  $\mathbf{S}$  und der [100]-Achse (Abb. 4.7(a)).



**Abbildung 4.7:** Spingvanischer Strom in einem (001)-gewachsenen Quantentrog.  $j_R$  fließt stets senkrecht zum Spin,  $j_D$  schließt den Winkel  $-2\Psi$  mit  $\mathbf{S}$  ein, die geometrische Addition ergibt Größe und Richtung des Spingvanischen Stroms  $j_{SGE}$  (a). Der Spingvanische Strom wird unter dem Azimut - Winkel  $\theta$  untersucht. Seine Größe ist gegeben durch die Projektionen von  $j_R$  und  $j_D$  auf diese Richtung (b).

$j_{SGE}$  ist dann gegeben durch die geometrische Summe der beiden Teilströme, d.h. sein absoluter Wert ist gegeben durch den Ausdruck

$$j_{SGE} = \sqrt{j_R^2 + j_D^2 - 2j_R j_D \sin 2\Psi} \quad (4.5)$$

der dieselbe algebraische Form aufweist wie der Term Gl. 2.20, der die Spin-Bahn-

Aufspaltung der Bandstruktur beschreibt:

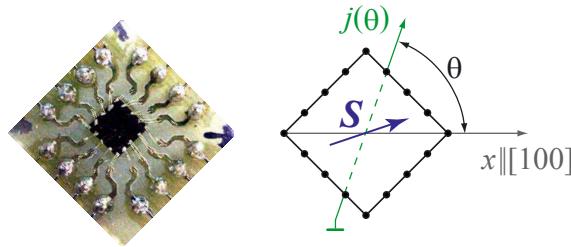
$$\varepsilon_{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm k \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta \sin 2\vartheta_k}$$

Dies ist nochmals ein Beleg dafür, dass aus der Größe der Photoströme in der Quantentrogabebe direkt auf das R/D - Verhältnis  $\alpha/\beta$  geschlossen werden kann.

Um den resultierenden Strom  $j_{SGE}$  untersuchen zu können werden seine Projektionen unter den experimentell zugänglichen Winkeln  $\theta$ , die durch die Anzahl und Verteilung der Kontaktpaare auf der Probe vorgegeben sind, gemessen. Aus Abb. 4.7(b) wird deutlich, dass sich  $j(\theta)$  zusammensetzt aus der Summe der Projektionen von  $j_R$  und  $j_D$  auf diese Richtung und daher geschrieben werden kann als:

$$j(\theta) = j_D \cos(\theta + \Psi) + j_R \sin(\theta - \Psi) \quad (4.6)$$

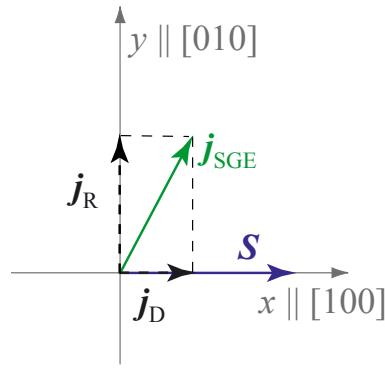
Derartige Messungen können bei Proben durchgeführt werden, die über eine größere Anzahl von Kontakten verfügen. Der Strom wird dann am jeweiligen Kontakt-



**Abbildung 4.8:** „Revolverprobe“: bei Proben, die über viele Kontaktpaare verfügen, kann der Strom in vielen Richtungen gemessen werden.

paar unter verschiedenen Winkeln  $\theta$  abgegriffen. Die Orientierung des Spin wird durch entsprechende Drehung der Probe relativ zum Magnetfeld ausgerichtet (siehe Kap. 2.2.1). Für die experimentelle Bestimmung des Verhältnisses  $\alpha/\beta$  sind die beiden folgenden Geometrien, SGE-I und SGE-II, die sich durch die Spinorientierung relativ zur kristallographischen Orientierung unterscheiden, allerdings bereits vollkommen ausreichend:

- **Geometrie SGE-I:** in diesem Fall erfolgt die Spinorientierung entlang der  $x$  - Achse ( $x \parallel [100]$ ,  $\Psi = 0$ ). Es ist nun offensichtlich, dass nach Gl. (4.6) die Ströme  $j_R$  und  $j_D$  parallel bzw. senkrecht zur Spinausrichtung  $S$  verlaufen (siehe Abb. 4.9). Die Einzelströme  $j_R$  bzw.  $j_D$  stehen entlang der kubischen



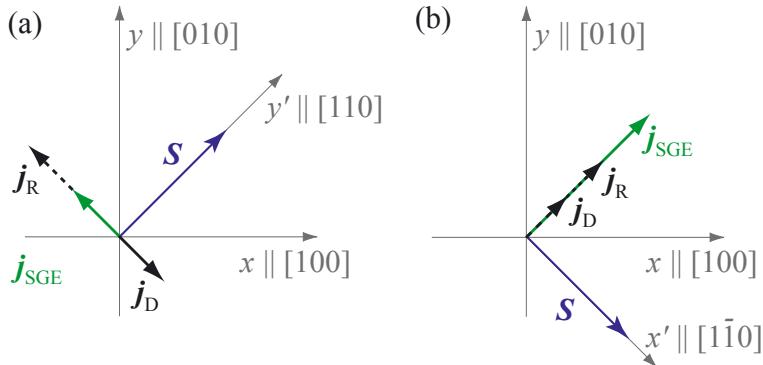
**Abbildung 4.9:** Geometrie SGE-I: der Spin zeigt entlang der  $x$ -Achse. Durch Messung der Ströme entlang der  $x$ - und der  $y$ -Achse können aus ihrem Verhältnis unmittelbar die relativen Kopplungskonstanten ermittelt werden.

Achsen an und können unmittelbar gemessen werden, und das Verhältnis der Ströme ergibt

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{j_y(\mathbf{S} \parallel x)}{j_x(\mathbf{S} \parallel x)} \quad (4.7)$$

Diese Anordnung zeigt übrigens auch unzweifelhaft auf, ob der Rashba- oder der Dresselhausanteil an der Spin-Bahn-Aufspaltung dominiert. Gl. 4.7 erlaubt darüberhinaus die Bestimmung des relativen Vorzeichens der Rashba- und Dresselhauskonstanten.

- **Geometrie SGE-II:** in der zweiten Geometrie sind zwei Schritte notwendig, um das R/D-Verhältnis bestimmen zu können. Abb. 4.10 zeigt die Spinori-



**Abbildung 4.10:** Geometrie SGE-II: der Spin zeigt in Richtung  $x'$  bzw.  $y'$ . Es sind zwei Messungen notwendig, um  $\alpha/\beta$  ermitteln zu können. Hier wird angenommen, dass  $\alpha > \beta > 0$ .

entierung  $\mathbf{S}$  entlang  $y' \parallel [110]$  (entsprechend  $\Psi = \pi/4$ ) bzw.  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  (entsprechend  $\Psi = -\pi/4$ ). In beiden Fällen fließt der resultierende Gesamtstrom senkrecht zu  $\mathbf{S}$ . Für  $\mathbf{S} \parallel y'$  sind die Rashba- und Dresselhaus-Beiträge entgegengerichtet (Abb. 4.10(a)), der Gesamtstrom resultiert aus der Differenz der beiden Ströme  $j_{x'}(\mathbf{S} \parallel y') = j_R - j_D$ , für  $\mathbf{S} \parallel x'$  hingegen ergibt sich die Summe  $j_{y'}(\mathbf{S} \parallel x') = j_R + j_D$ .

Mittels dieser beiden Messungen kann nun auch hier die relative Stärke der beiden Ströme bestimmt werden

$$r = \left| \frac{j_{x'}(\mathbf{S} \parallel y')}{j_{y'}(\mathbf{S} \parallel x')} \right| = \left| \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} \right| \quad (4.8)$$

um daraus wiederum die quantitative Bestimmung des R/D - Verhältnisses zu erhalten:

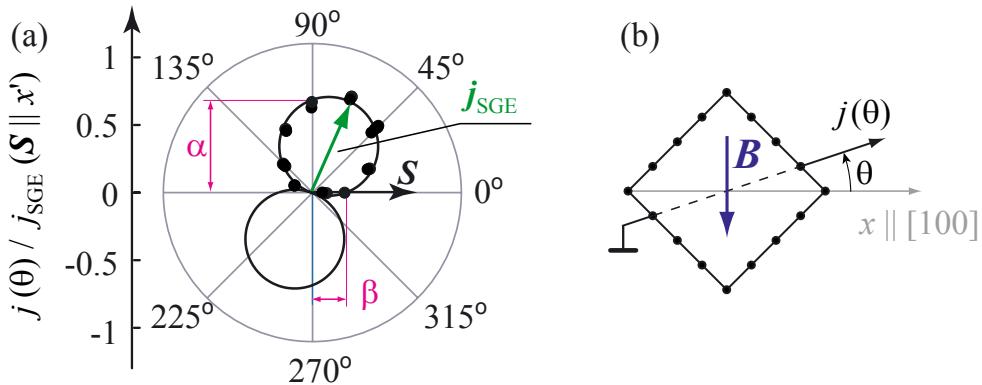
$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{1+r}{1-r}. \quad (4.9)$$

Es ist ersichtlich, dass die Methode nach Geometrie SGE-II zwar zur Verhältnisbestimmung eingesetzt werden, im Gegensatz zu Geometrie SGE-I jedoch nicht zwischen Rashba- und Dresselhausterm unterscheiden kann. Dennoch eignet sie sich gut, um die Selbstkonsistenz der Methoden zu belegen.

#### 4.1.1 Niederdimensionale InAs - Strukturen

Exemplarisch werden an dieser Stelle anhand der Probe #1 ( $n$ - InAs Single-Quantentrog, siehe Tab. 4.2) beide vorgestellten geometrischen Anordnungen zur Messung des SGE aufgezeigt. Abb. 4.11 zeigt als Ergebnis der Messung in Geometrie SGE-I die Abhängigkeit des Stromes vom Azimutwinkel  $\theta$  im Polarkoordinatensystem bei einer Anordnung des Magnetfelds entlang der kubischen Achse  $[010]$  ( $\mathbf{S} \parallel x \parallel [100]$ ). Das Verhältnis der Rashba- und Dresselhausströme kann direkt aus Abb. 4.11(a) abgelesen werden: die durchschnittliche Spinorientierung  $\mathbf{S} \parallel x$  erzeugt einen Stromfluss senkrecht zum Spin,  $j(\pi/2)$ , den „Rashbastrom“  $j_R$ ; der Strom parallel zur Spinausrichtung ( $j(0)$ ) ist der „Dresselhausstrom“  $j_D$ . Durch die Messung der Ströme entlang der  $x$ - und der  $y$ -Achse kann also bereits sehr einfach das R/D - Verhältnis bestimmt werden zu

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{j_R}{j_D} = 2.1 \quad (4.10)$$

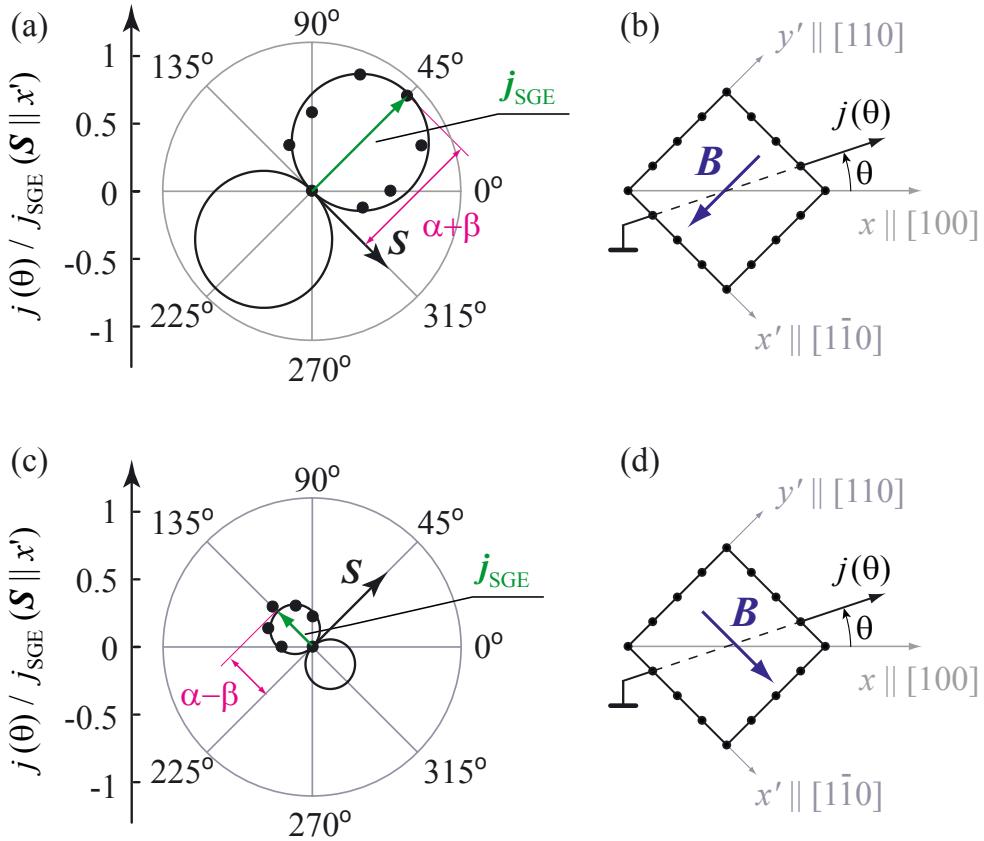


**Abbildung 4.11:** Abhängigkeit des SGE-Stromes vom Azimutwinkel  $\theta$  bei Probe #1 ( $n$ -InAs Single-Quantentrog), (a) gemessen in Geometrie SGE-I ( $\mathbf{S} \parallel x \parallel [100]$ ).  $j_{\text{SGE}}$  ist normiert auf das Strommaximum in  $y'$  - Richtung [ $j_{\max} = j_{\text{SGE}}(\mathbf{S} \parallel x')$ ]. Das Verhältnis der Ströme senkrecht und parallel zur Spinorientierung entspricht unmittelbar dem Verhältnis  $\alpha/\beta$ . (b) geometrische Anordnung des Experiments: das angelegte Magnetfeld führt zu einer Orientierung des Spins parallel zur  $x$  - Achse. Der Spingalvanische Strom wird in Abhängigkeit des Azimutwinkels  $\theta$  aufgezeichnet.

Das Fitting nach Gl. (4.6) zeigt, dass auch alle weiteren Meßpunkte des Stromes in seiner Winkelabhängigkeit mit dem ermittelten Wert im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. Weiter kann aus dieser Messung abgelesen werden, dass  $j(\pi/2)$  senkrecht zur Spinausrichtung größer als  $j(0)$  ist, was unzweifelhaft zeigt, dass in dieser Probe der Rashbabeitrag zur Spinaufspaltung überwiegt:  $\alpha > \beta$ .

Es kann gezeigt werden, dass die Methode SGE-I bereits vollkommen ausreichend ist, um das Verhältnis der Rashba- und Dresselhausanteile zu bestimmen. Um jedoch die Selbstkonsistenz belegen zu können sei in Abb. 4.12 die selbe Messung in Geometrie SGE-II aufgezeigt.

In diesem Experiment wird die Probe im Magnetfeld gedreht, so dass  $\mathbf{B}$  entlang der  $[110]$  - Richtung (Abb. 4.12(a),(b)) bzw.  $[1\bar{1}0]$  - Richtung (Abb. 4.12(c),(d)) ausgerichtet ist. Der SGE-Strom (bzw. seine Projektion) wird unter allen experimentell zugänglichen Winkeln  $\theta$  aufgezeichnet und im Polarkoordinatensystem dargestellt. Der Strom, der bei einer Strahlungsleistung von 10 kW generiert wurde, ist auf das Maximum normiert, das - wie aus Gl. (4.1) zu erwarten - entlang der  $y'$  - Achse, also senkrecht zum Spin, eintritt. Dies ist der maximal mögliche Wert, da in dieser



**Abbildung 4.12:** Abhängigkeit des SGE-Stromes vom Azimutwinkel  $\theta$  bei Probe #1 ( $n$ -InAs Single-Quantentrog), gemessen in Geometrie SGE-II. (a) und (b) Spinorientierung entlang  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  führt zur Summe der Ströme in Richtung  $y' \parallel [110]$ . (c) und (d) Aurichtung des Spins in  $y'$  - Richtung erzeugt die Differenz der Ströme in  $x'$  - Richtung. Die Ströme sind auf das Maximum  $j_{\max} = j_{SGE}(S \parallel x') = 20 \mu\text{A}$  normiert.

Geometrie sowohl der Rashba- als auch der Dresselhausbeitrag in die selbe Richtung zeigen (siehe Abb. 4.10(b)). Auch hier belegt das Fitting der Messwerte, die unter verschiedenen Winkeln  $\theta$  ermittelt wurden, die Konsistenz des Systems.

Die beiden Ströme in  $y'$  - bzw.  $x'$  - Richtung bei  $B \parallel y'$  bzw.  $B \parallel x'$  entsprechen der Summe bzw. der Differenz von  $j_R$  und  $j_D$ . Aus den beiden Messreihen kann über mathematische Umformung gemäß Gln. (4.8) und (4.9) kann das Verhältnis der Kopplungskonstanten mit

$$\frac{\alpha}{\beta} = 2.1$$

bestimmt werden. Hierbei wurde allerdings die aus der SGE-I - Methode ermittelte Kenntnis ausgenutzt, dass der Rashbaanteil den Dresselhausanteil dominiert, da diese Information mit SGE-II nicht ermittelt werden kann.

### 4.1.2 Anisotropie der Spinrelaxation

In den bisher vorgestellten Messungen wurde die bekannte Kenntnis ausgenutzt, dass im Material InAs der isotrope Elliot-Yafet Spinrelaxationsmechanismus (siehe Kap. 2.2.3) vorherrscht, was in den später folgenden Referenzmessungen mit dem Zirkular Photogalvanischen Effekt experimentell bestätigt wird. Prinzipiell muss jedoch bei der Bestimmung des R/D - Verhältnisses bei Messungen, in denen ein externes Magnetfeld zur Ausrichtung involviert ist (siehe Kap. 2.2.1), eine mögliche Anisotropie der Spinrelaxation berücksichtigt werden. Ist das Magnetfeld beispielsweise entlang der  $y$  - Richtung ausgerichtet (Geometrie SGE-II), so können die stationären Spinkomponenten auf die  $x'$  - und  $y'$  - Achsen projiziert werden. Hier ist der die Spinrelaxation beschreibende Tensor diagonal mit den Komponenten

$$S_{x'} = -\frac{\omega_L}{\sqrt{2}}\tau_{sx'}S_{0z}, \quad S_{y'} = -\frac{\omega_L}{\sqrt{2}}\tau_{sy'}S_{0z} \quad (4.11)$$

wobei  $\tau_{si}$  die Relaxationszeit der  $i$  - ten Spinkomponente bezeichnet. Dann kann man aus den Gleichungen 4.1 und 4.11 das Verhältnis der Ströme berechnen:

$$\frac{j_y}{j_x} = \frac{\alpha(\tau_{sx'} + \tau_{sy'}) + \beta(\tau_{sx'} - \tau_{sy'})}{\beta(\tau_{sx'} + \tau_{sy'}) + \alpha(\tau_{sx'} - \tau_{sy'})} \quad (4.12)$$

Die Anisotropie des  $g$  - Faktors in der Ebene wird an dieser Stelle vernachlässigt (In der Tat konnte gezeigt werden, dass in einem asymmetrischen Quantentrog der Breite 10 nm die Anisotropie nur knapp 10 Prozent beträgt [54]. Im Gegensatz zur Geometrie SGE-I kann also bei SGE-II nicht mehr unmittelbar  $\alpha/\beta = j_y/j_x$  folgen, vielmehr ist das Verhältnis der Ströme nun eine Funktion der Spinrelaxationszeiten.

In III-V- Halbleitern sind im Wesentlichen nur die in Kap. 2.2.3 näher beschriebenen Relaxationsmechanismen nach Elliott - Yafet und D'yakonov - Perel' relevant. Einer der Unterschiede liegt dabei darin, dass im Falle eines dominierenden Elliott - Yafet - Mechanismus die Spinrelaxation isotrop ist, also  $\tau_{sx'} = \tau_{sy'}$  gilt, wohingegen bei D'Yakonov - Perel' die Anisotropie eine nicht vernachlässigbare Rolle spielt. Nur im ersten Fall können wir daher bei der von uns verwendeten SGE - Methode davon

	Elliott - Yafet	D'yakonov - Perel'
SGE-I	$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{j_y}{j_x}$	$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\sqrt[3]{j_y/j_x + 1} + \sqrt[3]{j_y/j_x - 1}}{\sqrt[3]{j_y/j_x + 1} - \sqrt[3]{j_y/j_x - 1}}$
SGE-II	$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{j_{y'} + j_{x'}}{j_{y'} - j_{x'}}$	$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\sqrt[3]{j_{y'}} + \sqrt[3]{j_{x'}}}{\sqrt[3]{j_{y'}} - \sqrt[3]{j_{x'}}}$

**Tabelle 4.1:** Übersicht zur Bestimmung des  $\alpha/\beta$  - Verhältnisses in Abhängigkeit von Geometrie und Spinrelaxationsmechanismus

ausgehen, dass der Spin stets senkrecht zum Magnetfeld liegt ( $\mathbf{S} \perp \mathbf{B}$ ) und für die Geometrie SGE-I das R/D - Verhältnis mit

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{j_y(\mathbf{B} \parallel y)}{j_x(\mathbf{B} \parallel y)} \quad (4.13)$$

beschrieben werden kann.

Ist die Spinrelaxation jedoch vom D'yakonov-Perel' - Mechanismus geprägt, muss nun die Anisotropie der Relaxation

$$\frac{\tau_{sy'}}{\tau_{sx'}} = \left( \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} \right)^2 \quad (4.14)$$

berücksichtigt werden, was zum Verhältnis

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{(r'' + 1)^{1/3} + (r'' - 1)^{1/3}}{(r'' + 1)^{1/3} - (r'' - 1)^{1/3}} \quad (4.15)$$

führt, wobei

$$r'' = \frac{j_y(\mathbf{B} \parallel y)}{j_x(\mathbf{B} \parallel y)}. \quad (4.16)$$

Mit der selben Argumentation erhält man  $\alpha/\beta$  für den Fall, in dem das Magnetfeld  $\mathbf{B}$  in Richtung  $x'$  bzw.  $y'$  orientiert ist:

$$\frac{j_{x'}(\mathbf{B} \parallel x')}{j_{y'}(\mathbf{B} \parallel y')} = \left( \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} \right)^3. \quad (4.17)$$

In Tabelle 4.1.2 ist nochmals übersichtlich aufgelistet, wie sich nach den Gln. (4.7), (4.9), (4.15) und (4.17) das  $\alpha/\beta$  - Verhältnis aus den gemessenen Strömen bestimmen lässt, je nachdem, welche experimentelle Geometrie verwendet wurde und abhängig davon, ob ein Spinrelaxationsmechanismus nach Elliot - Yafet oder nach D'yakonov - Perel' dominiert.

### 4.1.3 Niederdimensionale GaAs - Strukturen

Die Relevanz der Anisotropie der Spinrelaxation kommt in den untersuchten GaAs-Proben zum Tragen. Stellvertretend soll hier das experimentelle Resultat am Beispiel der Probe #4 (siehe Tab. 4.2) aufgezeigt werden.

Die Untersuchung des Single-Heteroüberganges mit der Methode nach Geometrie-I ( $\mathbf{B} \parallel y$ ) ergab ein Stromverhältnis  $j(\pi/2)/j(0) = 2.65$ . Die Untersuchung derselben Probe mittels CPGE wird später den Wert  $\alpha/\beta = 7.6$  ergeben. Wird bei der SGE-Messung in der Tat der in GaAs vorherrschenden Relaxationsmechanismus nach D'yakonov - Perel' berücksichtigt, so muss die Anisotropie der Spinrelaxation gemäß Gln. (4.15, 4.17) eingerechnet werden, was zu einem Verhältniswert von

$$\alpha/\beta = 7.6$$

führt und damit mit den CPGE - Messungen im Einklang steht.

Die Übersicht aller Ergebnisse der GaAs-Proben findet sich in Tab. 4.2.

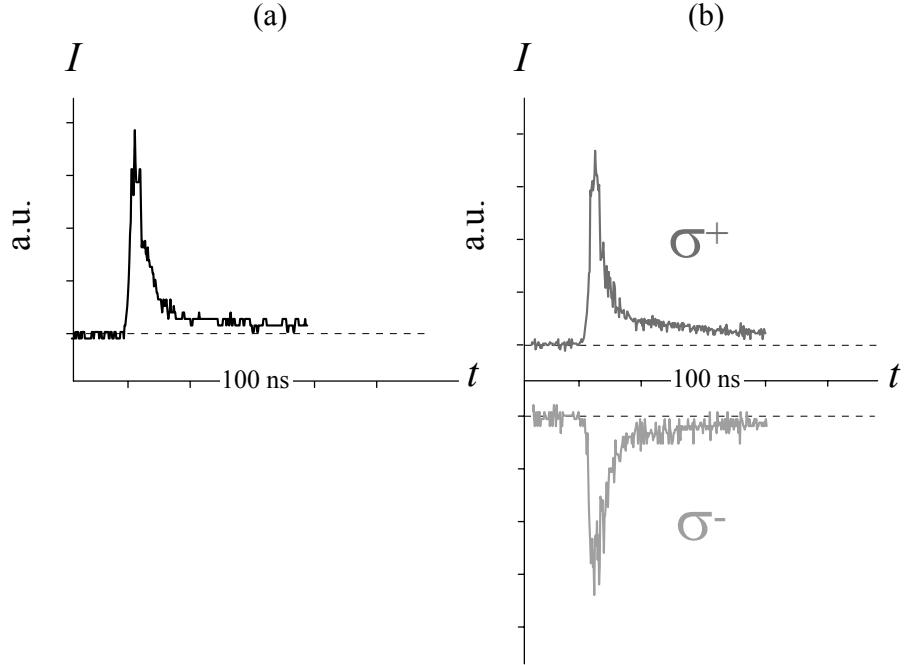
## 4.2 Zirkularer Photogalvanischer Effekt (CPGE)

Der Zirkulare Photogalvanische Effekt CPGE entsteht durch den Transfer des Dreimpulses eines zirkular polarisierten Photons auf ein freies Elektron im zweidimensionalen Elektronengas 2DEG, das dadurch zu einer gerichteten Bewegung getrieben wird und somit einen elektrischen Gleichstrom erzeugt.

In der für die vorliegende Arbeit relevanten  $C_{2v}$  - Symmetrie muss die Beleuchtung der Probe gemäß Gl. (2.33) unter schrägem Einfall erfolgen, um eine Komponente in der Quantentrogabe zu erhalten. Durch die Beleuchtung entsteht ein longitudinaler und ein transversaler helizitätsabhängiger Photostrom ( $j_x = \gamma_{xy}\hat{e}_y E^2 P_{\text{circ}}$  bzw.  $j_y = \gamma_{yx}\hat{e}_x E^2 P_{\text{circ}}$ ).

### Nachweis des CPGE

Die Beleuchtung der Probe unter Schräganregung (Einfallswinkel  $\Theta$ ) erzeugt einen Photostrom, der mit der Helizität sein Vorzeichen wechselt. In Abb. 4.13 (a) ist der Referenzpuls dargestellt, der nach Auskopplung mittels Strahlteiler einem Photon-Drag Detektor zugeführt wurde. Auf der rechten Seite der Abbildung (b) ist die „Antwort“ der Probe gezeigt: der Strom wechselt je nach Helizität sein Vorzeichen.

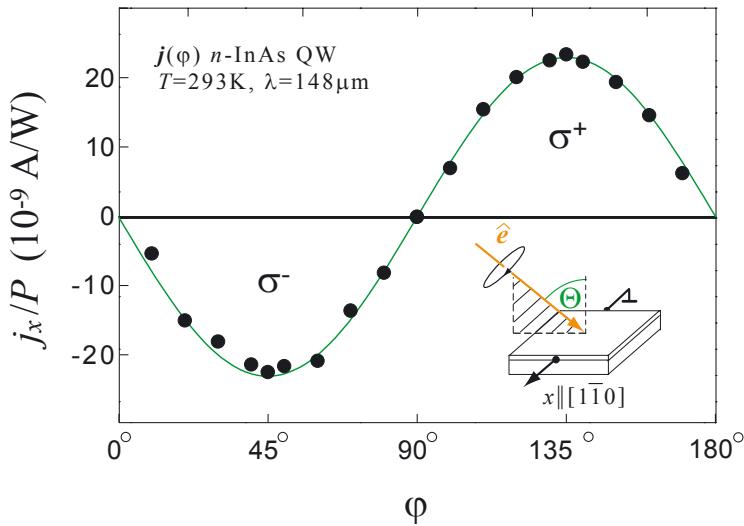


**Abbildung 4.13:** Optisch gepulste Anregung der Probe: das erzeugte CPGE-Signal wechselt mit der Helizität sein Vorzeichen.

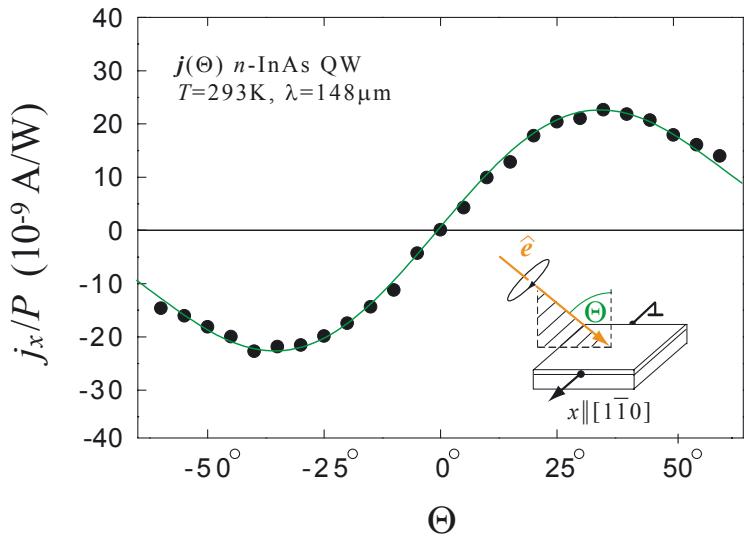
In beiden Fällen ist aufgrund der Zeitauflösung zu sehen, dass der Photostrom eindeutig durch den optischen Puls ausgelöst wurde.

Nach Gl. (3.1) gilt  $P_{\text{circ}} = \sin 2\varphi$ , d.h. der CPGE-Strom muss bei  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  etc. verschwinden, wobei  $\varphi$  wie zuvor den helizitätsbestimmenden Winkel zwischen der optischen Achse des  $\lambda/4$ -Plättchens und dem elektrischen Feldvektor der Laserstrahlung bezeichnet. Abb. 4.14 zeigt mit dieser  $\varphi$ -Abhängigkeit einen der beiden „Fingerprints“ des CPGE: die Strommaxima entstehen bei rein zirkular polarisierter Beleuchtung, also bei  $\varphi = 45^\circ$  für rechtszirkular polarisiertes Licht ( $\sigma^+$ ) und bei  $\varphi = 135^\circ$  für linkszirkular polarisiertes Licht.

Der zweite „Fingerprint“ zeigt sich durch die Abhängigkeit des Stromes vom Einfallswinkel: durch Variation des Winkels  $\Theta$  (siehe Inset in Abb. 4.15) verändert sich der in der Quantentrogabebe wirksame Anteil von  $\hat{e}$ . Bei senkrechtem Einfall ( $C_{2v}$ -Symmetrie) existiert keine Projektionskomponente des Lichtes in der Ebene, daher muss der Strom verschwinden. Entsprechend steigt, wie in Abb. 4.15) dargestellt, der Strom mit  $\Theta$ , da mit steigendem  $\Theta$  die wirksame Komponente des Lichtes in der Quantentrogabebe mit der Sinus-Projektion anwächst. Beim Wechsel der Einstrahlungsrichtung wechselt der CPGE sein Vorzeichen.



**Abbildung 4.14:** Helizitätsabhängigkeit des CPGE: bei rein zirkular polarisierter Strahlung ( $\varphi = 45^\circ, 135^\circ$ ) erreicht der Strom seine Maxima, für linear polarisiertes Licht verschwindet er ganz ( $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ ).

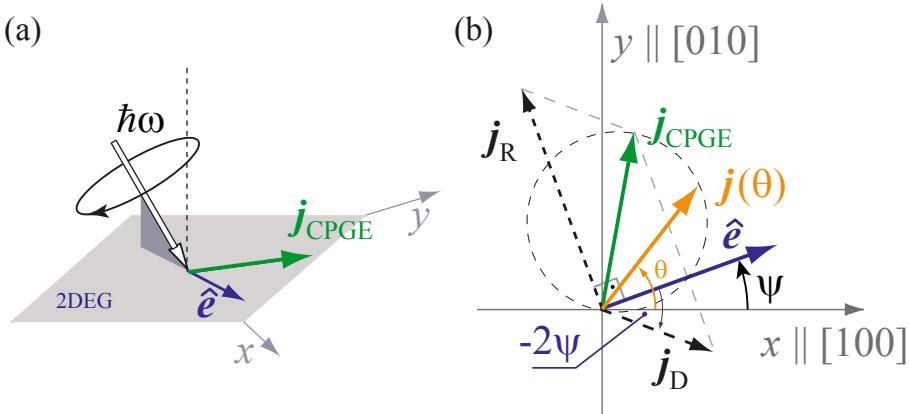


**Abbildung 4.15:** Abhängigkeit des CPGE vom Einfallswinkel: mit  $\Theta$  steigt die wirksame Komponente von  $\hat{e}$  in der Probenebene, mit dem Wechsel der Einfallsrichtung ändert der Strom sein Vorzeichen.

## Dekomposition der Teilströme

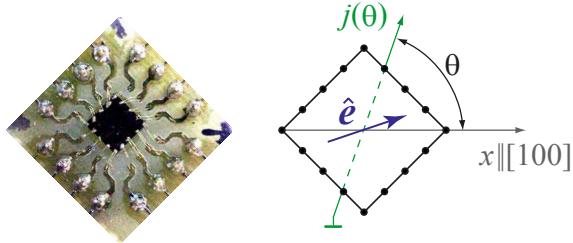
Wie zuvor beschrieben eignet sich der CPGE zur Bestimmung des relativen Verhältnisses der Rashba- und Dresselhauskomponenten, da sich der meßbare CPGE-Strom

aus den beiden Teilströmen  $j_R$  und  $j_D$  zusammensetzt: ähnlich wie beim SGE zuvor fließt der Rashbastrom  $j_R$  senkrecht zum Licht-Einheitsvektor  $\hat{e}$ , wohingegen der Dresselhausstrom den Winkel  $-2\Psi$  mit dem Lichtvektor einschließt. Abb. 4.16 zeigt Geometrie und Komponenten des CPGE-Stroms, wobei die Komponente  $\hat{e}$  des Lichtvektors in der Quantentrogebene einen Winkel  $\Psi$  mit der  $x$ -Achse einschließt. Der durch geometrische Addition resultierende Gesamtstrom  $j_{CPGE}$  wird unter den



**Abbildung 4.16:** Zirkularer Photogalvanischer Strom  $j_{CPGE}$  entsteht in einem  $C_{2v}$  - Quantentrog bei schräger Beleuchtung (a).  $j_R$  fließt senkrecht zur Komponente der Lichtausbreitungsrichtung in der QW - Ebene, wohingegen  $j_D$  einen Winkel  $-2\Psi$  mit  $\hat{e}$  einschließt (b). Die (geometrische) Summe des Gesamtstromes wird unter dem Azimutwinkel  $\theta$  abgegriffen.

experimentell zugänglichen Winkeln  $\theta$  gemessen (Abb. 4.17). Vergleichbar wie zuvor



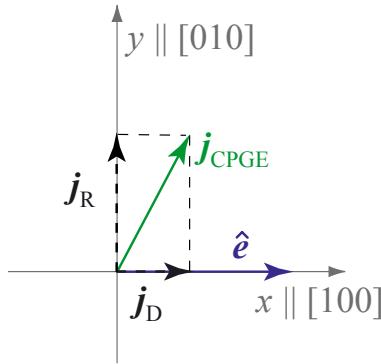
**Abbildung 4.17:** „Revolverprobe“: bei Proben, die über viele Kontaktpaare verfügen, kann der Strom in vielen Richtungen gemessen werden.

beim SGE setzt sich  $j(\theta)$  zusammen aus den Projektionen von  $j_R$  und  $j_D$  auf diese Richtung:

$$j(\theta) = j_D \cos(\theta + \Psi) + j_R \sin(\theta - \Psi). \quad (4.18)$$

Auch beim CPGE finden daher zwei Geometrien bezogen auf  $\Psi$  vbesonderen Vorzug:

- **Geometrie CPGE-I:** Die Beleuchtung erfolgt entlang der kubischen Achse,  $\hat{e} \parallel x \parallel [100]$ , woraus mit  $\Psi = 0$  folgt, dass in Ausbreitungsrichtung der Dresselhausstrom und senkrecht dazu der Rashbastrom ansteht (siehe Abb. 4.18). Diese Ströme entlang der kubischen können unmittelbar gemessen werden, das



**Abbildung 4.18:** Geometrie CPGE-I: der E-Feldvektor zeigt entlang der  $x$ -Achse. Die Ströme  $j_R$  und  $j_D$  können entlang der  $x$ - und der  $y$ -Achse abgegriffen werden.

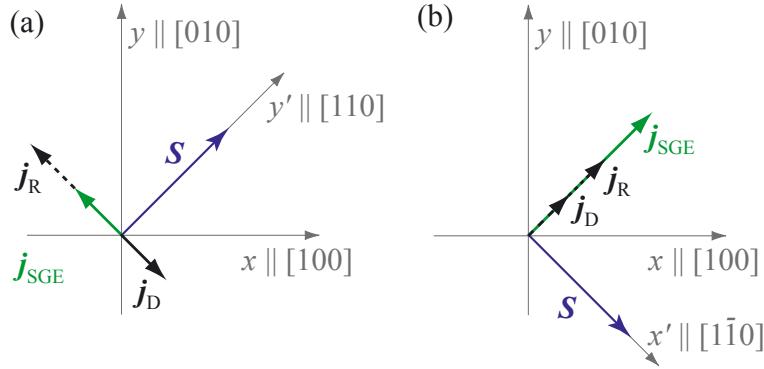
Verhältnis der Ströme ergibt so

$$\frac{\alpha'}{\beta'} = \left| \frac{j_y(\hat{e} \parallel x)}{j_x(\hat{e} \parallel x)} \right| \quad (4.19)$$

Wie zuvor bei der Geometrie SGE-I ist auch aus Geometrie CPGE-I ersichtlich, ob der Rashba- oder der Dresselhausanteil an der Bandaufspaltung dominiert, weiterhin ist die Bestimmung des relativen Vorzeichens eindeutig.

- **Geometrie CPGE-II:** Die Beleuchtung erfolgt entlang der Achsen  $\hat{e} \parallel y' \parallel [110]$  (d.h.  $\Psi = \pi/4$ ) bzw.  $\hat{e} \parallel x' \parallel [1\bar{1}0]$  (d.h.  $\Psi = -\pi/4$ ), entsprechend fließt der Gesamtstrom  $j_{CPGE}$  als Differenz beider Teilströme in  $[1\bar{1}0]$  - Richtung (Abb. 4.10(a)) bzw. als Summe in  $[110]$  - Richtung (Abb. 4.10(b)). Es sind also zwei Messungen notwendig, um aus der Summe und der Differenz von  $j_R$  und  $j_D$  das Verhältnis  $\alpha/\beta$  ermitteln zu können.

Da beim CPGE kein externes Magnetfeld verwendet werden muss, um eine Spinkomponente in der Quantentrogebene zu erzeugen, spielen hier die Spinrelaxationsmechanismen keine Rolle. So kann in Geometrie CPGE-I das R/D-Verhältnis



**Abbildung 4.19:** Geometrie CPGE-II:  $\hat{e}$  zeigt in Richtung  $x'$  bzw.  $y'$ . Es sind - wie bei Geometrie SGE-II - zwei Messungen notwendig, um  $\alpha/\beta$  ermitteln zu können.

unmittelbar aus dem Verhältnis der Ströme entlang der kubischen Achsen übernommen werden (Gl. 4.19), in Geometrie CPGE-II lässt es sich - analog zu SGE-II - gemäß

$$\frac{\alpha'}{\beta'} = \frac{1 + r'}{1 - r'} \quad (4.20)$$

mit

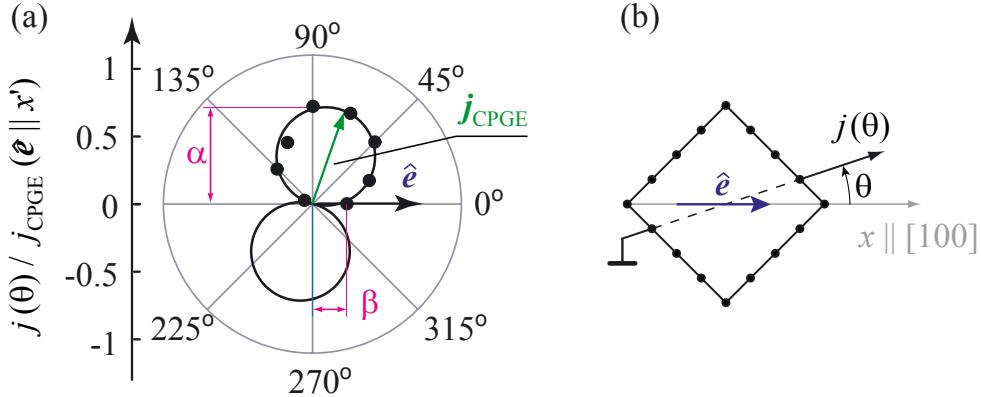
$$r' = \left| \frac{j_{x'}(\hat{e} \parallel y')}{j_{y'}(\hat{e} \parallel x')} \right| \quad (4.21)$$

ermitteln.

#### 4.2.1 Niederdimensionale InAs - Strukturen

Die Messungen der  $n$ -InAs Probe #1 mit dem CPGE in der Anordnung Geometrie CPGE-I sind in Abb. 4.20 in Polarkoordinaten dargestellt. Die schräge Beleuchtung der Probe entlang der  $x$ -Achse erzeugt einen Photostrom  $j_{CPGE}$ , der unter dem Winkel  $\Theta$  gemessen wird (Abb. 4.20(b)). Die ermittelten Werte sind auf das Maximum des Stromes in  $y'$ -Richtung (Geometrie CPGE-II) normiert - hier ist der Strom maximal, da Rashba- und Dresselhausstrom in die selbe Richtung zeigen. Aus den Messwerten in (Abb. 4.20(a)) können unmittelbar die relativen Stärken des Stromes entlang der  $x$ - und der  $y$ -Achse abgelesen werden, was direkt dem Verhältnis der Kopplungskonstanten  $\beta$  zu  $\alpha$  entspricht.

Die InAs - Quantentrogprobe #1 aus Kap. 4.1.1 wurde mit dem CPGE in beiden



**Abbildung 4.20:** Abhängigkeit des CPGE-Stromes vom Azimutwinkel  $\theta$  bei Probe #1 ( $n$ -InAs Single-Quantentrog), gemessen in Geometrie CPGE-I ( $\hat{e} \parallel x \parallel [100]$ ).  $j_{\text{CPGE}}$  ist normiert auf das Strommaximum in  $y'$ -Richtung [ $j_{\max} = j_{\text{CPGE}}(\hat{e} \parallel x')$ ].

Geometrien untersucht. In beiden Fällen wurde der Wert

$$\frac{\alpha}{\beta} = 2.1$$

ermittelt. Dieses Ergebnis entspricht dem mit dem SGE ermittelten Verhältnis, es stimmt sehr gut mit theoretisch ermittelten Werten von (1.6 ... 2.3) für InAs überein [55] und ist im Einklang mit Experimenten anderer Gruppen [6], die die Kopplung mit anderen experimentellen Methoden untersucht haben [52].

#### 4.2.2 Niederdimensionale GaAs - Strukturen

Neben verschiedenen InAs-Strukturen wurde eine Reihe verschiedener niederdimensionaler GaAs-Proben untersucht. Speziell bei diesem Material zeigt sich der Vorteil des CPGE als Methode zur Bestimmung des Verhältnisses der Kopplungskonstanten gegenüber denen des SGE. So können beispielsweise - neben dem geringeren experimentellen Aufwand - materialspezifische Spinrelaxationsmechanismen unberücksichtigt bleiben, die beim SGE von entscheidender Bedeutung sind.

Die im Kap. 4.1.3 untersuchte Probe #4 ( $n$ -GaAs single Heteroübergang) besitzt eine relative Kopplungsstärke

$$\alpha/\beta = 7.6,$$

die mit dem durch die SGE-Methode ermittelten Wert übereinstimmt. Diese Übereinstimmung fand sich in allen Proben wieder, in denen sowohl der SGE als auch

der CPGE ausreichend präzise messbar war. Die Ergebnisse aller Messungen findet sich in Tab. 4.2 und wird im nächsten Kapitel diskutiert. Obwohl SGE und CPGE auf vollkommen unterschiedlichen Mechanismen beruhen, führen beide Methoden reproduzierbar zum selben Ergebnis, was die Selbstkonsistenz der Methoden belegt. Es wurde bestätigt, dass in niederdimensionalen InAs-Strukturen der Elliot - Yafet - Spinrelaxationsmechanismus dominiert, wohingegen in GaAs der D'yakonov - Perel' - Mechanismus eine Anisotropie verursacht. Weiter konnte nachgewiesen werden, dass in den untersuchten Proben der Rashba - Anteil an der Spinaufspaltung ist größer als der Dresselhausanteil.

### 4.3 R/D in Abhängigkeit der Symmetrie der Bandstruktur

Mit den in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Methoden wurde eine Reihe verschiedener Proben untersucht: neben InAs/AlGaSb und InAs/InAlAs lag der Schwerpunkt auf GaS/AlGaAs als Material. Die Proben unterscheiden sich in ihrer Bandstruktur (Heteroübergang, einfacher Quantentrog, Multiquantentrog) und der Stärke der Symmetrie im Aufbau (Art und Position der Dotierung). Die genauen Daten der Proben sowie die ermittelten Messwerte sind in Tab. 4.2 aufgelistet.

Nicht bei allen Proben konnte die Verhältnisbestimmung sowohl mittels SGE als auch mit dem CPGE erfolgen, da in einigen Quantentrögen der Dresselhausanteil durch den Magnetogyrotropen Photogalvanischen Effekt überlagert ist und eine eindeutige Bestimmung mittels des Spingalvanischen Effekts daher unmöglich macht.

Zur besseren Übersicht für die Diskussion der Ergebnisse seien in Abb. 4.21 die Bandstrukturen der untersuchten Proben skizziert. Der Single-Heteroübergang (Probe #4) zeigt mit  $\alpha/\beta = 7.6$  den höchsten Beitrag, was aufgrund seines Dreieckpotentials nicht verwunderlich ist, da hier der Rashbaanteil wegen der damit verbundenen Asymmetrie stark ausgeprägt ist. Die Messungen mittels der SGE - Methode mit  $\mathbf{B}$  entlang der  $y$  - Achse führt bei dieser Probe zwar zu einem Stromverhältnis  $j(\pi/2)/j(0) = 2.65$ , berücksichtigt man allerdings den in GaAs vorherrschenden Relaxationsmechanismus nach D'yakonov - Perel' muss die Anisotropie der Spinrelaxation gemäß Gln. (4.15, 4.17) eingerechnet werden, was zu einem Verhältniswert

	Material	QW Å	spacer 1 Å	spacer 2 Å	mobility cm <sup>2</sup> /Vs	density cm <sup>-2</sup>	$\alpha/\beta$ SGE	$\alpha'/\beta'$ CPGE
#1	InAs/AlGaSb	150	-	-	$3.0 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^{11}$	2.1	2.3
#2	InAs/AlGaSb	150	-	-	$2.0 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^{12}$	-	1.8
#3	InAs/InAlAs	60	-	75	$1.1 \cdot 10^5$	$7.7 \cdot 10^{11}$	-	1.6
#4	GaAs/AlGaAs	$\infty$	700	-	$3.5 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^{11}$	7.6	7.6
#5	GaAs/AlGaAs	82	50	50	$2.6 \cdot 10^6$	$9.3 \cdot 10^{11}$	-4.5	-4.2
#6	GaAs/AlGaAs	150	600	300	$1.0 \cdot 10^5$	$6.6 \cdot 10^{11}$	-	-3.8
#7	GaAs/AlGaAs	150	400	500	$2.6 \cdot 10^5$	$5.3 \cdot 10^{11}$	-	-2.4
#8	GaAs/AlGaAs	300	700	-	$3.2 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^{11}$	-	2.8
#9	GaAs/AlGaAs	300	700	1000	$3.4 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^{11}$	-	1.5

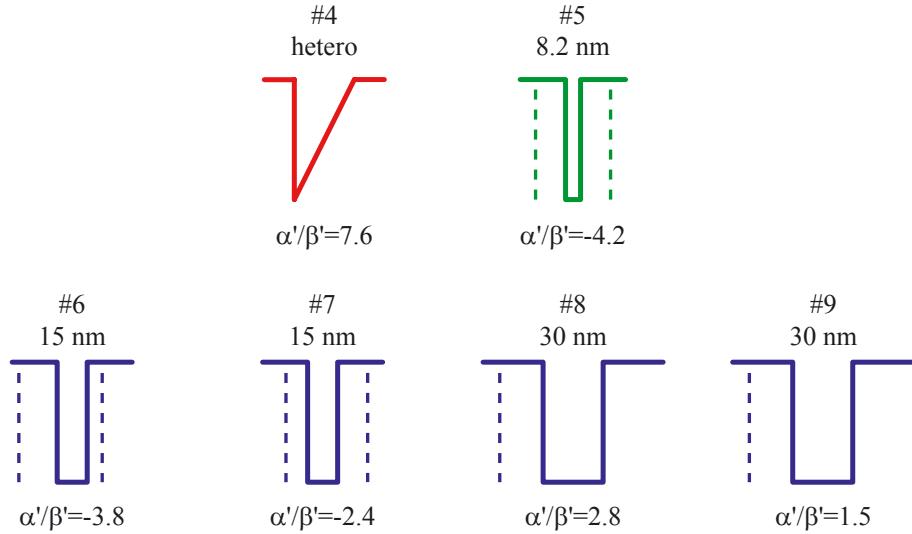
**Tabelle 4.2:** Übersicht der verwendeten Proben mit ihren jeweiligen Parametern und dem ermittelten R/D - Verhältnis. Mobilitäten und Elektronendichten wurden bei 4.2K ohne Beleuchtung gemessen. Zu beachten ist, dass nicht bei allen Proben der SGE zur Bestimmung eingesetzt werden konnte, da hier der Dresselhaus - Anteil durch den Magnetogyrotropen Photogalvanischen Effekt überlagert war.

von  $\alpha/\beta = 7.6$  führt und damit mit den CPGE - Messungen im Einklang steht.

Vergleicht man nun den Heteroübergang (Probe #4) mit dem 8.2 nm Quantentrog (Probe #5), für den der Wert  $\alpha/\beta = -4.2$  ermittelt wurde, fällt einerseits der höhere Absolutwert der Probe #4 und andererseits der Vorzeichenwechsel auf. Beide Proben haben vergleichbare Elektronendichte und Beweglichkeit, unterscheiden sich also nur durch die innere Struktur. Das Elektronen-Confinement ist im Quantentrog größer als im Heteroübergang, daher ist nachvollziehbar, dass der Dresselhaus - Anteil in Probe #4 **kleiner** ist als in Probe #5. Gleichzeitig ist der SIA - Anteil aufgrund der Asymmetrie in Probe #4 deutlich **größer**, woraus leicht ersichtlich ist, dass auch der Absolutwert des Rashba - Dresselhaus - Verhältnisses größer ist:

$$|\alpha/\beta|_{HJ} > |\alpha/\beta|_{QW}$$

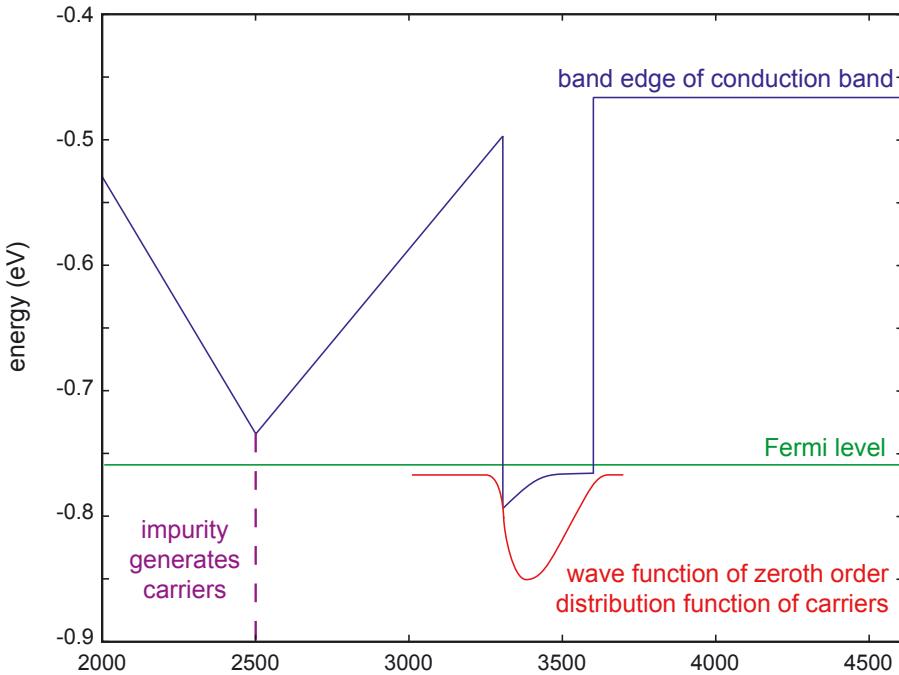
Der Vorzeichenwechsel lässt sich über die Lösung der Schrödinger- und der Poisson-Gleichung erklären: sie zeigen, dass die Wellenfunktion im Quantentrog stärker lokalisiert ist als im Heteroübergang. Das Vorzeichen von  $\alpha/\beta$  ist durch die Richtung der beiden Störme  $j_R$  und  $j_D$  bestimmt. Die Messungen zeigen, dass der Dressel-



**Abbildung 4.21:** Skizzierte Bandstruktur der untersuchten GaAs/AlGaAs-Proben (Quantentrogbreiten und Dotierungsabstände sind nicht maßstäblich): Der einfache Heteroübergang #4 hat bei vergleichbarer Mobilität aufgrund der stärkeren Asymmetrie eine höhere Rashba-Kopplung als der symmetrische Quantentrog #5. Auch innerhalb der Quantentroggruppen mit 15 nm Breite #6 und #7 bzw. der mit 30 nm Breite #8 und #9 gilt: je stärker die Asymmetrie desto höher ist das Verhältnis Rashba / Dresselhaus. Die unterschiedlichen Vorzeichen von #4 und #5 bzw. zwischen den beiden Quantentroggruppen ergeben sich durch unterschiedliche Richtungen des eingebauten elektrischen Felds und lassen sich durch die Lösung der Schrödinger- und der Poissons-Gleichung mathematisch bestätigen.

hausstrom in beiden Proben in die selbe Richtung geht. Etwas anderes war auch nicht zu erwarten, da sein Vorzeichen durch die Volumeneigenschaften des Materials bestimmt wird, die in beiden GaAs - Systemen gleich sind. Andererseits hat das eingebaute elektrische Feld, das die Structure Inversion Asymmetrie (SIA) und somit die Rashba - Konstanten bestimmt, in den Proben ein entgegengesetztes Vorzeichen, was dazu führt, dass der Rashbastrom in den Proben in unterschiedliche Richtungen fließt.

Abb. 4.22 zeigt die berechnete Bandstruktur [56] der Probe #8 (einseitig  $\delta$  - dotierter Quantentrog), aus der ersichtlich wird, wie es zu dem Richtungswechsel des Rashbastromes kommen kann. Auf der Abszisse ist die Wachstumstiefe in Ångstrom



**Abbildung 4.22:** Berechnete Bandstruktur der Probe #8: die Dotierungs-ebene bei 2500 liefert die Ladungsträger, die sich an der linken Seite des Quantentrogs ansammeln und so zu einem eingebauten elektrischen Feld führen, das die Bandstruktur verzerrt.

angegeben (d.h. von der Oberfläche aus zum Substrat hin zählend), die Ordinate beschreibt die Energie der Bandstruktur. Die extrem dünne (ergo  $\delta$ -förmige) Dotierschicht bei 2500 Å „erzeugt“ die Ladungsträger, die in Richtung des Quantentrogs wandern und sich an der linken Seite ansammeln. Durch das so erzeugte elektrische Feld wird die Bandstruktur verbogen (in Abb. 4.22 wird das Leitungsband nach „links unten“ gezogen), was unmittelbar die Structure Inversion Asymmetrie (SIA) und damit auch die Richtung von  $j_R$  bestimmt.

Es ist aus Abb. 4.22 leicht einzusehen, dass sich die Bandstruktur nach „rechts unten“ verbiegen würde, wenn sich die Deltadotierschicht rechts vom Quantentrog befinden würde, da sich die Ladungsträger dann an der rechten Seite des Quantentrogs angesammelt hätten. Als Folge davon wäre die SIA invertiert und der Rashbastrom  $j_R$  würde in die entgegengesetzte Richtung fließen.

Die beiden Proben mit jeweils 15 nm Quantentrogbreite (#6, #7) sind in Beweglichkeit und Ladungsträgerdichte vergleichbar. Die Proben sind beidseitig deltado-

tiert und unterscheiden sich lediglich in ihrer Asymmetrie bezüglich der Dotierungsabstände (siehe Tab. 4.2 bzw. Abb. 4.21). Während Probe #7 mit 400Å auf der Substratseite und 500Å Abstand auf der gegenüberliegenden Seite eine eher symmetrischere Anordnung der Dotierschichten darstellt, zeigt Probe #6 mit 600Å und 300Å eine dazu deutlich asymmetrischere Verteilung. Das mittels CPGE ermittelte Verhältnis  $\alpha'/\beta'$  liegt in ersten Fall bei -2.4, im zweiten bei -3.8; der absolute Wert des asymmetrischen dotierten Quantentrogs liegt also deutlich höher.

Ein ganz ähnliches Bild ergibt sich in der Gruppe der 30 nm breiten Quantentröge: auch hier liefert der einseitig dotierte - und damit asymmetrischere - Quantentrog der Probe #8 den Wert  $\alpha/\beta=2.8$ , der damit höher ist als das Verhältnis von 1.5 des eher leicht asymmetrisch dotierten Quantentrogs der Probe #9.

Der Vergleich zwischen den 15 nm und 30 nm breiten Quantentrögen zeigt auch hier einen Vorzeichenwechsel auf (-3.8 und -2.4 bzw. 2.8 und 1.5). Der Grund für diesen Wechsel liegt auch hier wiederum im Richtungswechsel des Rashbastromes aufgrund des entgegengerichtet orientierten eingebauten elektrischen Feldes, das mittels der Schrödinger- und Poissongleichungen bestimmt werden kann.

### Schlussfolgerungen

Insgesamt lassen die beschriebenen Ergebnisse folgende Schlussfolgerungen zu:

- die Rashba - Kopplungskonstante  $\alpha$  wird durch die Stärke der Asymmetrie der Proben in einem großen Bereich verändert
- die Stärke von  $\alpha$  hängt reproduzierbar vom Abstand der Dotierschicht ab
- $\alpha$  kann positive und negative Werte annehmen

Der Vorzeichenwechsel des Rashbaanteils sowie die beobachtete Intensitätsänderung des Rashbastromes in Abhängigkeit vom Abstand Quantentrog - Dotierschicht führt also zu der zwingenden Konsequenz, dass es eine Position dieser Dotierschicht geben muss, an der der Rashbastrom den Wert Null erreicht und  $\alpha = 0$  gilt.

Die vorgestellten Methoden der Geometrien SGE-I und CPGE-I könnten also verwendet werden, um Quantentröge mit kontrollierbarer SIA-Spinaufspaltung zu wachsen, wobei das Ziel wäre, eine perfekt symmetrische Probe herzustellen, in der der Rashba-Anteil komplett verschwindet.

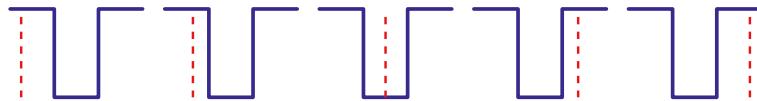
Gelänge es darüber hinaus, mit Hilfe der Geometrien SGE-II und/oder CPGE-II unter den symmetrischen Proben diejenige zu finden, die überhaupt keinen Photostrom erzeugt, so wäre nach Gln. (4.8) und (4.20) diejenige mit identischen Rashba- und Dresselhauskonstanten gefunden

$$\alpha = \beta,$$

womit die für die Entwicklung von Spintronik-Bauelementen so essentiellen Bedingung erfüllt wäre [10].

### Ausblick in die Zukunft

Die konsequente Weiterführung der vorliegenden Arbeit würde nun eine Versuchsreihe beinhalten, in der eine Serie von niederdimensionalen GaAs-Proben untersucht würden, die sich ausschließlich durch die Position der  $\delta$ -Dotierung unterscheiden (siehe Abb. 4.23.) Auf diese Weise sollten die Parameter ermittelt werden können,



**Abbildung 4.23:** Serie von identischen Quantentrögen, die sich nur durch die Position der Deltadotierung unterscheiden.

die notwendig sind, um einen perfekt symmetrischen Quantentrog ( $SIA=0$ ) herzustellen.

Parallel dazu wären niederdimensionale GaAs-Proben zu untersuchen, die über ein semitransparentes Gate verfügen. Über das Anlegen einer Spannung zwischen Gate-Elektrode und 2DEG kann über das erzeugte elektrische Feld der SIA-Anteil gezielt beeinflusst werden.

## 4.4 Magneto-gyrotroper Photogalvanischer Effekt (MP-GE)

Es konnte bisher gezeigt werden, dass der Spingalvanische Effekt und der Zirkular Photogalvanische Effekt geeignete Werkzeuge darstellen, um das Rashba-/Dresselhaus-Verhältnis aus den BIA-/SIA - Photoströmen bestimmen zu können. Während der Experimente zu dieser Arbeit wurde ein neuer Effekt entdeckt, der bei Beleuchtung von gyrotropen Medien im Magnetfeld einen elektrischen Gleichstrom erzeugt. Wegen dieser beiden Bedingungen - Gyrotropie und Magnetfeld - wurde der Effekt von uns *Magneto-gyrotroper Photogalvanischer Effekt* (MPGE) genannt [48].

Im Unterschied zum SGE benötigt der MPGE nicht zwangsläufig zirkular polarisiertes Licht, vielmehr tritt er auch bei linear oder unpolarisiertem Licht auf. Bei den Untersuchungen zum SGE trat der MPGE in manchen Konfigurationen als störende Überlagerung auf, die oft durch Bildung der Differenz von links- und rechtszirkular polarisierter Anregung eliminiert werden konnte. Dafür war es jedoch zunächst nötig, diesen Effekt eingehender zu betrachten. Die Analysen zeigen, dass auch dieses interessante Phänomen seine Ursachen in der bulk inversion asymmetry und structure inversion asymmetry hat, so dass es möglicherweise verwendet werden kann, um das Zusammenspiel von BIA und SIA näher zu untersuchen.

Zunächst wird die Phänomenologie des MPGE vorgestellt, mit deren Hilfe die Konfiguration der folgenden Experimente festgelegt werden kann. Nach einer mikroskopischen Beschreibung dieses Phänomens folgt eine kurze Analyse hinsichtlich der Symmetrieeigenschaften des verwendeten Materials.

### 4.4.1 Phänomenologie des MPGE

Wie zuvor beim SGE und CPGE kann auch beim MPGE die Polarisationsabhängigkeit und notwendige B-Feld-Orientierung bereits aus phänomenologischen Überlegungen heraus vorhergesagt werden, ohne Details über mikroskopische Ursachen des Photostromes kennen zu müssen.

Der MPGE-induzierte Photostrom ist nach [48] gegeben durch

$$j_\alpha = \sum_{\beta\gamma\delta} \phi_{\alpha\beta\gamma\delta} B_\beta \{E_\gamma E_\delta^*\} + \sum_{\beta\gamma} \mu_{\alpha\beta\gamma} B_\beta \hat{e}_\gamma E_0^2 P_{\text{circ}}, \quad (4.22)$$

wobei  $\phi_{\alpha\beta\gamma\delta}$  ein Pseudotensor vierter Stufe ist,  $\{E_\gamma E_\delta^*\} = \frac{1}{2}(E_\gamma E_\delta^* + E_\delta E_\gamma^*)$  beschreibt das symmetrisierte Produkt von  $E$  und  $E^*$ ,  $\mu_{\alpha\beta\gamma}$  ist ein Pseudotensor dritter Stufe,  $\hat{e}$  steht für den Einheitsvektor des Lichtes in Ausbreitungsrichtung und  $P_{\text{circ}}$  repräsentiert den Grad der Polarisation. Beschränkt man sich auf Zinkblende-basierende Materialien in  $C_{2v}$ -Symmetrie, so kann der Strom mit dem eingeführten Koordinatensystem

$$x \parallel [100], y \parallel [010] \quad \text{bzw.} \quad x' \parallel [1\bar{1}0], y' \parallel [110]$$

auch geschrieben werden als

$$j_{x'} = S_1 B_{y'} I + S_2 B_{y'} (|e_{x'}|^2 - |e_{y'}|^2) \quad (4.23)$$

$$+ S_3 B_{x'} (e_{x'} e_{y'}^* + e_{y'} e_{x'}^*) I + S_4 B_{x'} I P_{\text{circ}}$$

$$j_{y'} = S'_1 B_{x'} I + S'_2 B_{y'} (|e_{x'}|^2 - |e_{y'}|^2) \quad (4.24)$$

$$+ S'_3 B_{y'} (e_{x'} e_{y'}^* + e_{y'} e_{x'}^*) I + S'_4 B_{y'} I P_{\text{circ}}$$

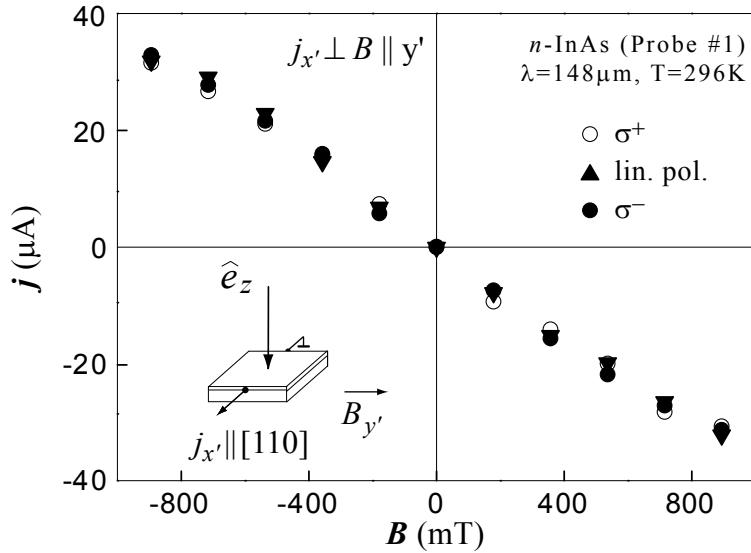
Die Gln. (4.23) und (4.24) beschreiben die magnetogyrotropen Photoströme in  $x'$ - bzw  $y'$ -Richtung, wobei die Terme  $S_1 \dots S_4$  bzw.  $S'_1 \dots S'_4$  jeweils vier Beiträge in Abhängigkeit vom Grad der Polarisation der eingestrahlten Beleuchtung darstellen. Aus dieser phänomenologischen Beschreibung lassen sich nun die Voraussetzungen an Geometrie der experimentellen Anordnung, Polarisation der einfallenden Strahlung, Richtung des Magnetfeldes etc. ablesen, die für das Auftreten des Photostromes erfüllt sein müssen. So ist beispielsweise leicht ersichtlich, dass der Term  $S_4$  bzw.  $S'_4$  nur bei zirkular polarisiertem Licht auftritt. Ströme, die senkrecht zum Magnetfeld fließen, besitzen ausschließlich Beiträge, die proportional zu  $S_1$  und  $S_2$  sind, falls  $B \parallel y'$  (bzw.  $j_x \propto S'_1, S'_2$  für  $B \parallel x'$ ).

### Experimente zum MPGE

Im Folgenden werden die Beiträge der einzelnen Terme  $S_1 \dots S_4$  experimentell erläutert:

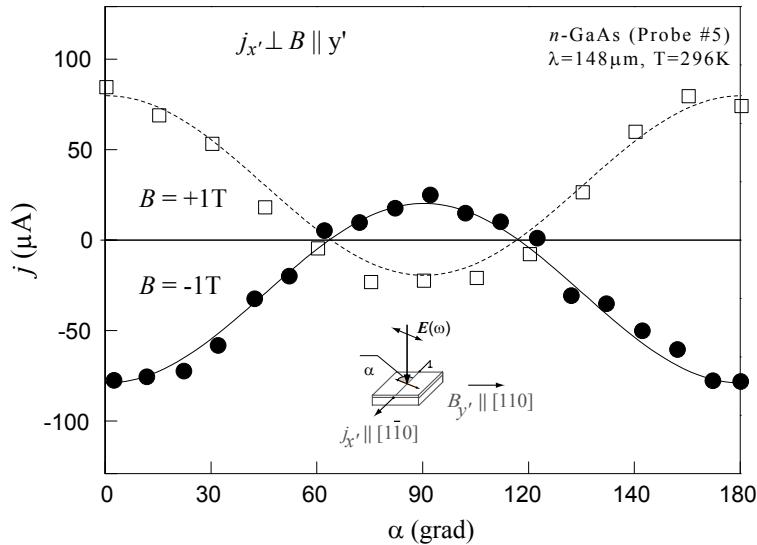
Für unpolarisierte Strahlung erzeugen die Terme  $S_1$  bzw.  $S'_1$  einen Strom, der unabhängig von der Polarisation ist und damit auch bei unpolarisierter Strahlung entsteht. Abb. 4.24 zeigt den helizitätsunabhängigen linearen Zusammenhang zur Magnetfeldstärke für  $j_{x'} \perp B_{y'}$ .

Bei linear polarisierter Strahlung ( $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$ ) induzieren die Terme  $S_2$  bzw.  $S'_2$  einen Strom senkrecht zu  $B$ , der von der Richtung des Feldvektors der linear polarisierten Strahlung abhängt:  $S_2, S'_2 \propto |e_{x'}|^2 - |e_{y'}|^2 = \cos 2\alpha$ , wobei  $\alpha$  der Winkel zwischen



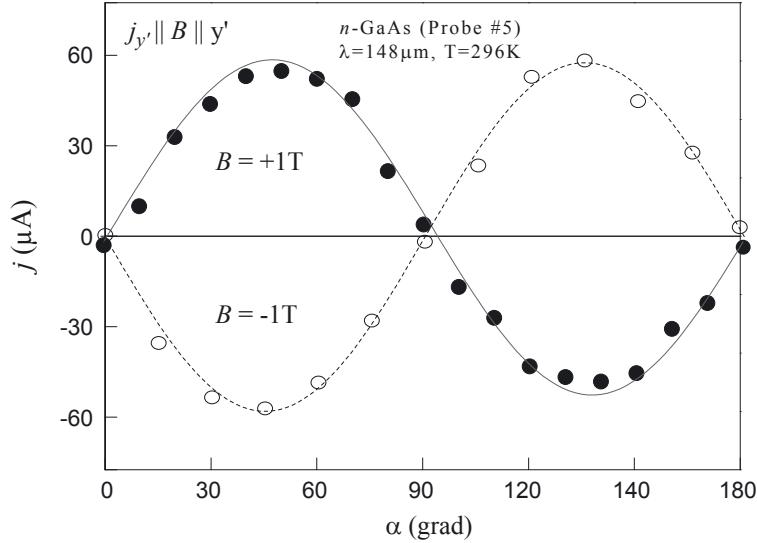
**Abbildung 4.24:** Der MPGE-Strom  $j_{x'}$  senkrecht zum angelegten Magnetfeld ist helizitätsunabhängig, er wird durch die  $S_1, S'_1$ -Terme getrieben.

dem Feldvektor der linear polarisierten Strahlung und der  $x'$ -Achse ist (siehe Inset in Abb. 4.25). Der Strom erreicht seine Maxima, wenn die Lichtpolarisierung entlang der  $x'$ - oder  $y'$ -Achse verläuft.



**Abbildung 4.25:** Die  $S_2, S'_2$ -Terme führen zu einer  $\cos 2\alpha$ -Abhängigkeit des Stromes senkrecht zum Magnetfeld. Der Azimutwinkel  $\alpha$  bezeichnet den Winkel zwischen Feldvektor und  $x'$ -Achse.

Der Strom in Magnetfeldrichtung ( $j \parallel B$ ) zeigt - bei Bestrahlung mit linear polarisiertem Licht - eine Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\alpha$ , der durch eine Sinusfunktion gegeben ist:  $S_3, S'_3 \propto e_{x'}e_{y'}^* + e_{y'}e_{x'}^* = \sin 2\alpha$  (Abb. 4.26), d.h. der Maximalwert wird bei den Winkelhalbierenden von  $x', y'$  erreicht.



**Abbildung 4.26:** Der Stromfluss parallel zum Magnetfeld bei linear polarisierter Bestrahlung wird durch die Parameter  $S_3, S'_3$  bestimmt. Er findet sein Maximum bei den Winkelhalbierenden von  $x', y'$ .

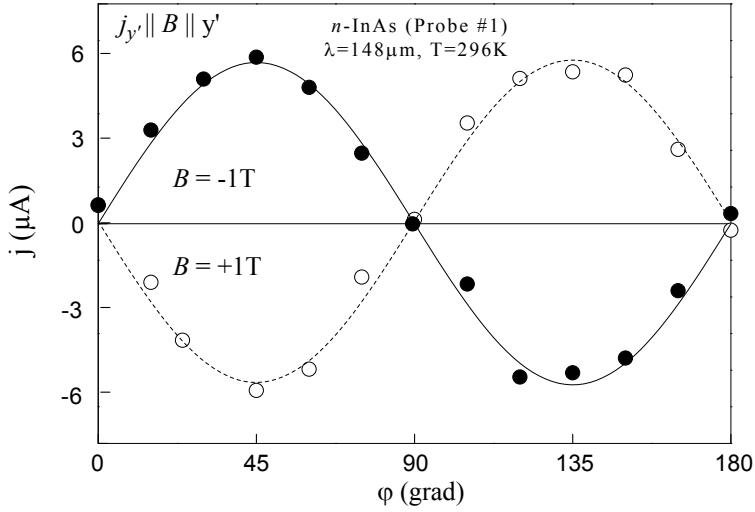
Bei zirkular polarisierter Strahlung bestimmen die Terme  $S_4$  bzw.  $S'_4$  den Strombeitrag. Wegen ihrer Proportionalität zu  $P_{\text{circ}} = 2\varphi$  taucht ihr Beitrag bei Beleuchtung mit linear polarisierter Strahlung nicht auf. In Abb. 4.27 wird die Helizitätsabhängigkeit des Stromes parallel zum angelegten Magnetfeld belegt. Dies ist der Fall des „reinen“ SGE.

An dieser Stelle soll nun der allgemeine Fall der Beleuchtung mit elliptisch polarisiertem Licht besprochen werden: hier sind alle vier Beiträge erlaubt. Der Polarisationszustand des Lichtes kann durch sog. Stokes-Parameter beschrieben werden, von denen zwei den Grad der linearen Polarisation beschreiben. Sie sind gegeben durch

$$P_{\text{lin},1} \equiv \frac{1}{2} (|e_{x'}|^2 - |e_{y'}|^2) = \frac{1 + \cos 4\varphi}{4} \quad (4.25)$$

und

$$P_{\text{lin},2} \equiv \frac{1}{2} (e_{x'}e_{y'}^* + e_{y'}e_{x'}^*) = \frac{1}{4} \sin 4\varphi. \quad (4.26)$$



**Abbildung 4.27:** Der Strom parallel zum Magnetfeld wird bei zirkular polarisierter Anregung durch die Parameter  $S_4, S'_4$  vorgegeben. Diese Situation skizziert den Fingerprint des SGE. Probe #1,  $\lambda=148\text{ }\mu\text{m}$ , RT

Für vollständig zirkular polarisiertes Licht gilt

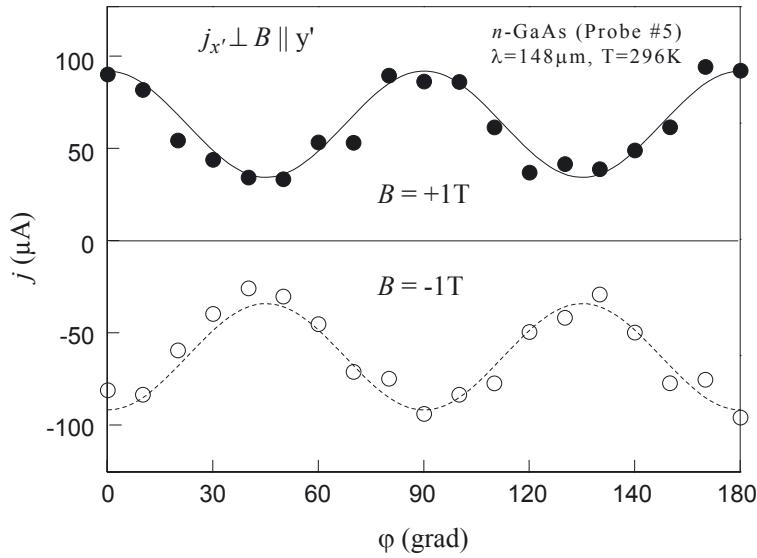
$$P_{\text{circ}} = \sin 2\varphi, \quad (4.27)$$

dieser Zusammenhang wurde bereits in Abb. 4.27 dargestellt; der Term verschwindet für linear polarisiertes Licht:  $S_4, S'_4 \propto P_{\text{circ}}$

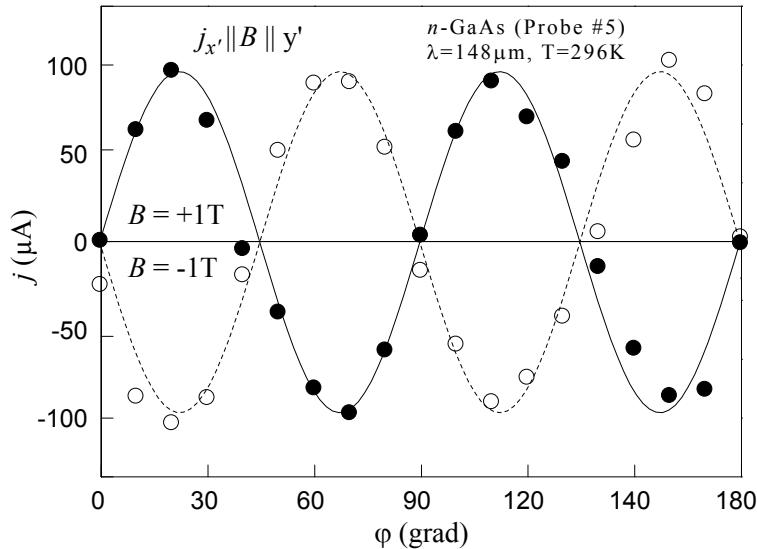
Die Abhängigkeiten der Stokes-Parameter werden im Folgenden experimentell verifiziert: der erste Stokes-Parameter,  $P_{\text{lin},1}$ , nach Gl. (4.25) folgt aus dem  $S_2$ - (bzw.  $S'_2$ -) Term und führt zu einem Strom senkrecht zum Magnetfeld mit  $\cos 4\varphi$ -Abhängigkeit. In Abb. 4.28 sind die Messwerte gezeigt, die diese Abhängigkeit bestätigen.

Der andere Stokes-Parameter,  $P_{\text{lin},2}$ , der den Grad der linearen Polarisation beschreibt, ist gegeben durch G. (4.26) und ist bestimmt durch eine  $\sin 4\varphi$ -Abhängigkeit, die durch Abb. 4.29 bestätigt wird. Hier verschwindet der  $S_3$ -Term ( $\propto P_{\text{lin},2}$ ) für zirkular polarisiertes Licht. Dies ist der Fall des „reinen“ MPGE.

Die Stärke der Beiträge von SGE und MPGE ist von Probe zu Probe unterschiedlich und zudem natürlich von der geometrischen Messanordnung abhängig. Von daher konnten Messungen mit „reinem“ SGE oder „reinem“ MPGE durchgeführt werden. In der Realität kommt es jedoch meist zu einer Überlagerung beider Effekte, was sich in „Beatings“ des Signals zeigt. Sind SGE und MPGE von gleicher Größenordnung, kann für die Bestimmung des BIA/SIA-Verhältnisses der SGE über Gl. (4.3)



**Abbildung 4.28:** Die  $\cos 4\varphi$ -Abhängigkeit des Stroms senkrecht zum Magnetfeld bestätigt den Stokes-Parameter nach Gl. (4.25)



**Abbildung 4.29:** Der Strom parallel zum Magnetfeld zeigt hier die  $\sin 4\varphi$ -Abhängigkeit nach Gl. (4.26); hier handelt es sich um einen „reinen“ MPGE.

extrahiert werden (siehe Abb. 4.5). In den Fällen jedoch, in denen der MPGE viel stärker als der SGE die Stromstärke bestmt, konnte der Quotient der Kopplungskonstanten nur mittels CPGE ermittelt werden.

#### 4.4.2 Mikroskopische Beschreibung des MPGE

Eine mögliche Ursache des Magnetogyrotropen Photogalvanischen Effektes ist die kürzlich in unserer Gruppe nachgewiesene *Zero Bias Spin Separation* [57]. Sie führt zu einem reinem Spinstrom, d.h. in der Probe werden Ladungsträger entgegengesetzter Spinausrichtung in entgegengesetzte Richtungen getrieben, wobei sich die auftretenden elektrischen Ströme gegenseitig zu Null kompensieren. Das Ergebnis dieses Effektes ist mit dem des Spin-Hall-Effekts vergleichbar [58, 59], wobei beim SHE jedoch ein elektrischer Stromfluss durch die Probe notwendig ist.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll gezeigt werden, dass in Medien geeigneter Symmetrie spinabhängige Streumechanismen existieren, die diesen reinen Spinstrom verursachen. Der Hintergrund dieser Spinabhängigkeit ist wiederum in der Structure Inversion Asymmetry (SIA) und Bulk Inversion Asymmetry (BIA) zu finden, die auch für die Aufspaltung der Spin-Subbänder verantwortlich sind.

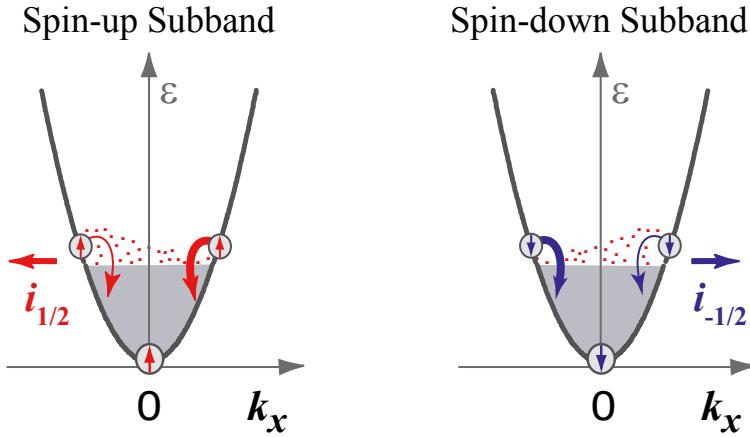
Streuungen von Elektronen sind gekennzeichnet durch einen Übergang von einem Zustand mit Wellenvektor  $\mathbf{k}$  zu einem Zustand mit Wellenvektor  $\mathbf{k}'$ . Ein solcher Übergang ist normalerweise unabhängig vom Spin des Elektrons. In gyrotropen Medien existiert jedoch aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung ein zusätzlicher spinabhängiger Term in der Streumatrix  $V_{\mathbf{kk}'}$  [60]:

$$V_{\mathbf{kk}'} = V_0 + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \sigma_\alpha (k_\beta + k'_\beta). \quad (4.28)$$

Hier bezeichnet  $V_0$  den konventionellen spinunabhängigen Streuvorgang. Das asymmetrische spinabhängige Matrixelement der Streuung im rechten Term der Gleichung,  $V_{\alpha\beta}$ , ist linear in der Pauli Spinmatrix  $\boldsymbol{\sigma}$  und im Wellenvektor  $\mathbf{k}$  (wobei genaugenommen alle ungeraden Potenzen von  $\mathbf{k}$  zur asymmetrischen Streuung beitragen), und führt so zu spinabhängigen Wahrscheinlichkeiten des Streuprozesses. Derartige Streuungen treten z.B. während der Energierelaxation geheizter freier Elektronen oder bei der Intrasubband-Anregung freier Ladungsträger auf.

##### Spinabhängige Energierelaxation:

In Abb. 4.30 ist gezeigt, wie Spinseparation aufgrund spinabhängiger Energierelaxation auftreten kann: ausgehend von einem System energetisch angeregter Elektronen (wobei die Art der Anregung hier keinerlei Rolle spielt) tritt in gyrotropen Medien bei der Relaxation eine spinabhängige Asymmetrie der Ladungsträgerverteilung auf.



**Abbildung 4.30:** Asymmetrische Streuwahrscheinlichkeit bei der Energierelaxation: im Spin-up- und Spin-down-Subband (hier der Übersicht halber getrennt gezeichnet) existiert eine entgegengesetzte Wahrscheinlichkeit der Streuung für  $k_x$  bzw.  $-k_x$ , was durch die unterschiedliche Dicke der Pfeile gekennzeichnet ist.

lung im  $\mathbf{k}$ -Raum auf. Spin-up- und Spin-down-Subband sind in Abb. 4.30 getrennt gezeichnet um verdeutlichen zu können, dass die Streuwahrscheinlichkeit z.B. im Spin-up-Subband für positives  $k_x$  größer ist als für negatives  $k_x$ , was durch die unterschiedliche Dicke der Pfeile gekennzeichnet ist. Als Folge fließt ein Nettostrom  $i_{1/2}$  in  $-k_x$ -Richtung.

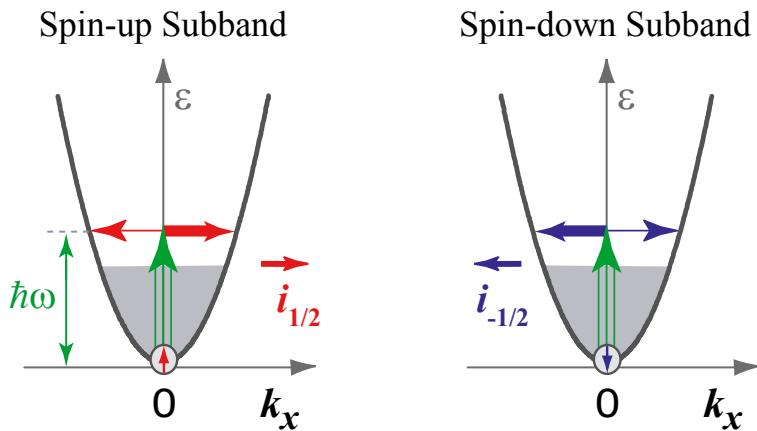
Im anderen Spin-Subband (hier: Spin-down) verhält es sich genau andersherum: hier ist die Streuwahrscheinlichkeit für  $-k_x$  größer als für  $k_x$ , was zu einem Stromfluss  $i_{-1/2}$  in  $+k_x$ -Richtung führt. Der Elektronenfluss  $i_{\pm 1/2}$  innerhalb der Subbänder erzeugt allerdings keinen elektrischen (Ladungs-)Strom [61], da die elektrischen Teilströme  $j_+ = ei_{1/2}$  und  $j_- = ei_{-1/2}$  wegen  $i_{1/2} = -i_{-1/2}$  unterschiedliche Richtung besitzen und sich daher gegenseitig auslöschen. Allerdings existiert aufgrund der entgegengesetzten Bewegung der Elektronen mit Spin-up und Spin-down ein Spinstrom

$$J_{\text{Spin}} = \frac{1}{2} (i_{+1/2} - i_{-1/2}), \quad (4.29)$$

der zu einer räumlichen Trennung der Spins führt, die sich schließlich an den gegenüberliegenden Probenkanten ansammeln.

### Spinabhängige Asymmetrie der Anregung:

Für diese Arbeit wurde das niederdimensionale Elektronengas durch Drudeabsorption geheizt. Drudeabsorption bezeichnet einen indirekten Intrasubband-Übergang eines Ladungsträgers aufgrund der Absorption eines Photons unter Beteiligung eines Phonons oder einer Störstelle zur Gewährleistung der Impulserhaltung. In Abb. 4.31 ist skizziert, wie auch in diesem Anregungsprozess aufgrund der spinabhängigen Streuungsasymmetrie eine Trennung der Spins erfolgt. Die senkrechten Pfeile kenn-



**Abbildung 4.31:** Asymmetrische Streuwahrscheinlichkeit bei indirekten Intrasubband-Übergängen (Drude-Absorption) führt zu Spintrennung.

zeichnen den optischen Übergang für  $\hbar\omega$  bei  $k_x = 0$ , die waagrechten Pfeile beschreiben die elastische Streuung mit positivem bzw. negativem Wellenvektor  $k'$  zum Endzustand. Aufgrund der spinabhängigen Asymmetrie des Streuprozesses sind auch hier die Wahrscheinlichkeiten der Streuung mit positiven und negativen  $k_x$  in jedem Subband unterschiedlich, was durch die unterschiedliche Dicke der Pfeile gekennzeichnet ist. Wie zuvor sind diese Streuwahrscheinlichkeiten aufgrund von Gl. (4.28) in den jeweiligen Subbändern umgekehrt zueinander, was zu einem Ungleichgewicht in der Verteilung der photoangeregten Elektronen in den  $s = \pm 1/2$ -Subbändern und somit letztlich wiederum zu einer räumlichen Trennung der Spins führt, ohne dass dabei ein elektrischer Strom auftritt.

### Experimentelle Untersuchungen

Um den Spinstrom Gl. (4.29) nachweisen zu können wurde ein externes Magnetfeld angelegt, das den Spinstrom in einen elektrischen Strom konvertiert: das Magnetfeld

polarisiert die Spins, die beiden Flüsse  $i_{\pm 1/2}$ , die proportional zu den Dichten der freien Spin-up und Spin-down Ladungsträger  $n_{\pm 1/2}$  sind, können sich nicht länger gegenseitig kompensieren, sondern führen zu einem elektrischen Strom

$$j = e(i_{\downarrow} - i_{\uparrow}) = 4eS^{(0)}J_{\text{Spin}} \quad (4.30)$$

wobei

$$S^{(0)} = \frac{1}{2} \frac{n_{+1/2} - n_{-1/2}}{n_{+1/2} + n_{-1/2}} \quad (4.31)$$

die Größe des durchschnittlichen Spins angibt. Das angelegte Magnetfeld führt aufgrund des Zeeman-Effekts zu einer unterschiedlichen Besetzung der beiden Spin-Subbänder. Im Gleichgewicht ist der durchschnittliche Spin gegeben durch

$$S^{(0)} = -\frac{g\mu_B B}{4\bar{\varepsilon}}. \quad (4.32)$$

Hier ist  $g$  der effektive  $g$ -Faktor des Elektrons,  $\mu_B$  ist das Bohr'sche Magneton und  $\bar{\varepsilon}$  ist die charakteristische Elektronenenergie, für die gilt

$$\bar{\varepsilon} = \begin{cases} \varepsilon_F & \text{entartetes 2DEG} \\ k_B T & \text{nicht entartetes 2DEG} \end{cases} \quad (4.33)$$

### Experimenteller Aufbau:

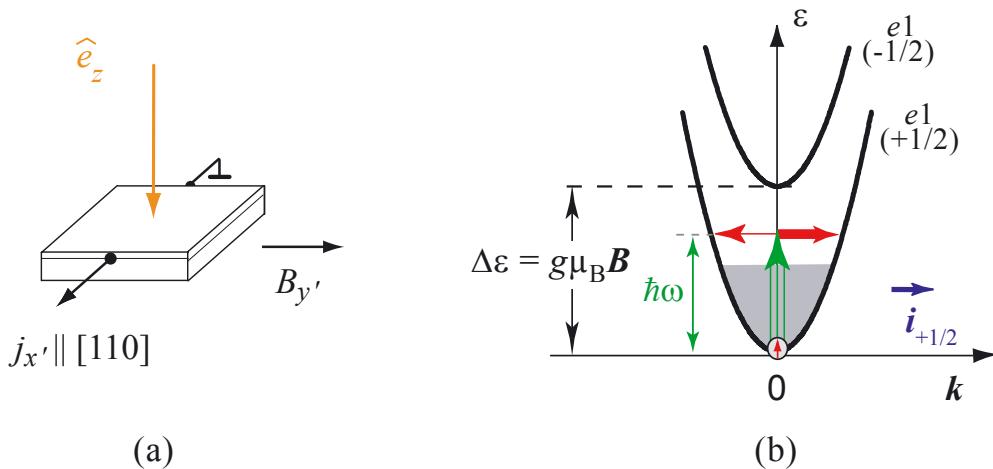
Zum experimentellen Nachweis des reinen Spinstroms wird folgendes Experiment durchgeführt:

Die Probe ( $n$ -GaAs/AlGaAs Heterostruktur, InAs/AlGaSb QW) wird mit linear polarisiertem THz-Licht entlang der (001)-Wachstumsrichtung bestrahlt (Abb. 4.32(a)). Durch das externe Magnetfeld  $\mathbf{B} \parallel [1\bar{1}0]$  werden aufgrund des Zeeman-Effekts die beiden Spinparabeln um  $\pm g\mu_B/2$  vertikal gegeneinander verschoben (Abb. 4.32(b)).

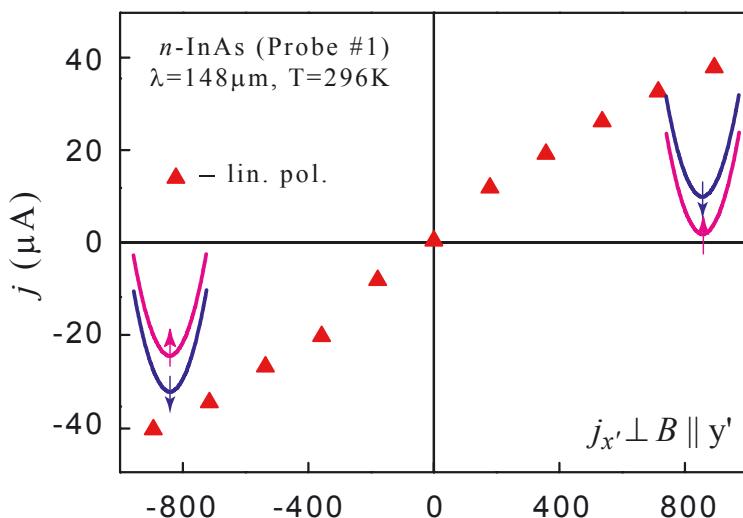
Der Photostrom wird entlang des Magnetfelds und senkrecht dazu gemessen. Andere photostromerzeugende Mechanismen sind aufgrund der experimentellen Anordnung verboten: es gibt keinen Spingalvanischen oder Zirkular Photogalvanischen Effekt, da mit linear polarisiertem Licht eingestrahlt wird, der Photondrag-Effekt und der Lineare Photogalvanische Effekt sind aufgrund der senkrechten Lichteinstrahlung bei (001)-gewachsenen Proben ausgeschlossen (siehe Anhang B).

### Nachweis des Spinstroms:

In Abb. 4.33 ist die Magnetfeldabhängigkeit des Stromes senkrecht zu  $\mathbf{B}$  dargestellt: der aus dem Spinstrom  $J_{\text{Spin}}$  konvertierte elektrische Strom  $j$  ist proportional



**Abbildung 4.32:** Die (001)-gewachsenen Proben werden senkrecht angeregt, um andere Photostrom erzeugende Mechanismen auszuschalten (a), das angelegte Magnetfeld führt über den Zeeman-Effekt zu einer Verschiebung der Spinparabeln (b).



**Abbildung 4.33:** Nachweis des Spinstroms durch Konvertierung in einen elektrischen Strom  $j \perp B$  mittels Zeeman-Effekt. Der Strom ist proportional zum angelegten Magnetfeld.

zum durchschnittlichen Spin  $S^{(0)}$  (Gl. (4.30)), der seinerseits linear zum Magnetfeld (Zeeman-Effekt, Gl. (4.32)) ist. Die Größe dieses Stromes wurde bei Raumtemperatur bei verschiedenen Wellenlängen zwischen  $77 \mu\text{m}$  und  $496 \mu\text{m}$  untersucht, wobei  $\text{NH}_3$ ,  $\text{D}_2\text{O}$  und  $\text{CH}_3\text{F}$  als aktives Lasergas eingesetzt wurde. Abb. 4.34 zeigt den er-

warteten quadratischen Zusammenhang zwischen Stromamplitude und Wellenlänge, der die Drudeabsorption charakterisiert:  $\eta(\omega) \propto 1/\omega^2$  für  $\omega\tau \gg 1$  [62].

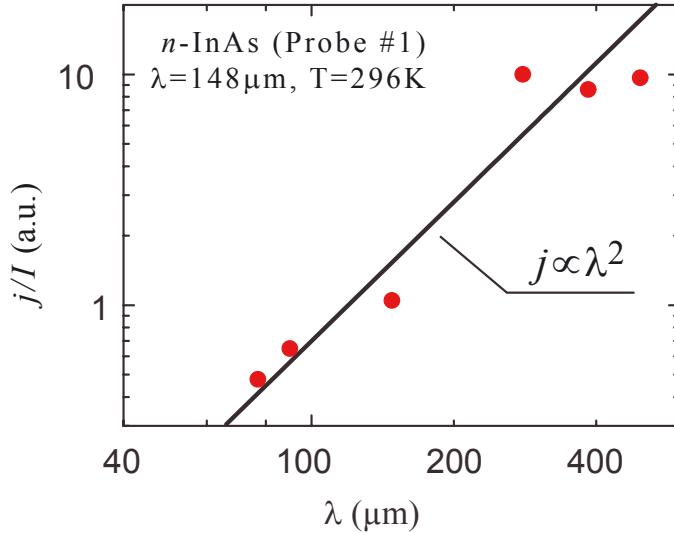


Abbildung 4.34: Nachweis der Charakteristik der Drudeabsorption:  $j \propto \lambda^2$

### Azimutabhängigkeit des Spinstroms:

Wie in Kap. 4.4.1 gezeigt trägt der transversale und longitudinale Strom des MPGE die charakteristischen Abhängigkeiten

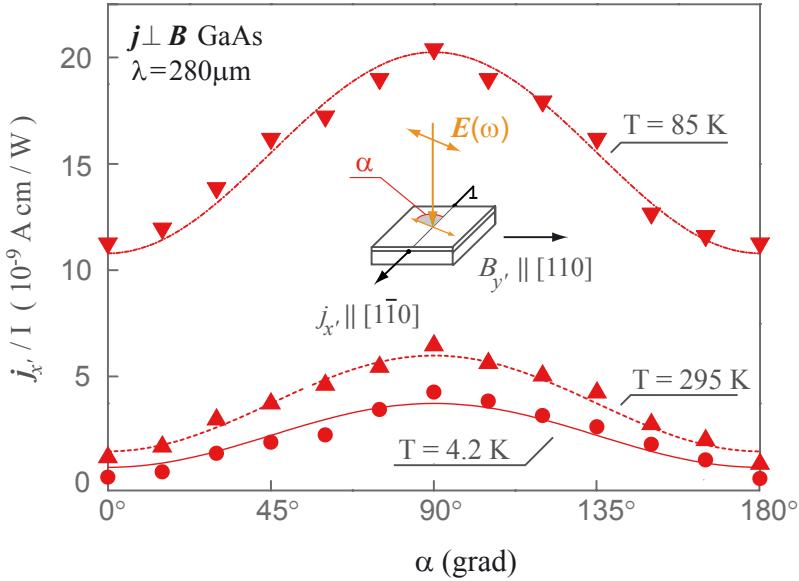
$$e_x^2 - e_y^2 = \cos 2\alpha \quad \text{und} \quad 2e_x e_y = \sin 2\alpha, \quad (4.34)$$

die auch in den Messungen zur *Zero Bias Spin Separation* zu finden sind: Abb. 4.35 zeigt die  $\cos 2\alpha$ -Abhängigkeit des Stromes senkrecht zum angelegten Magnetfeld für verschiedene Temperaturen. Der Strom  $j_1$  wird von einem DC-Offset  $j_2$  überlagert, so dass insgesamt gilt

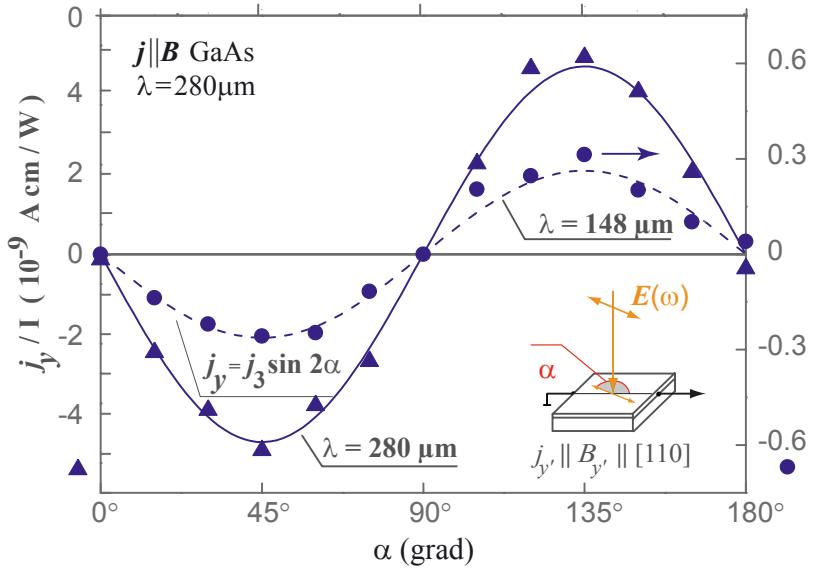
$$j_x = j_1 \cos 2\alpha + j_2. \quad (4.35)$$

Der Offset  $j_2$  ist phänomenologisch durch den  $S_1$ -Term in Gl. (4.23) gegeben und tritt ausschließlich in transversaler Geometrie auf. Die Kosinusform des  $j_1$ -Anteils ist im Einklang mit dem  $S_2$ -Term in Gl. (4.23).

Parallel zum Magnetfeld zeigt der Strom, hier  $j_3$  genannt, eine  $\sin 2\alpha$ -Abhängigkeit, die phänomenologisch aus dem  $S'_3$ -Term des MPGE für  $j \parallel B_{y'}$  herrührt [48],  $S'_3 I B_{y'} \sin 2\alpha$ , und in Abb. 4.36 gezeigt ist. Es ist deutlich, wie stark die Wellenlän-



**Abbildung 4.35:**  $\cos 2\alpha$ -Abhängigkeit für den Strom senkrecht zum Magnetfeld. Der Strom ist von einem Offset überlagert.



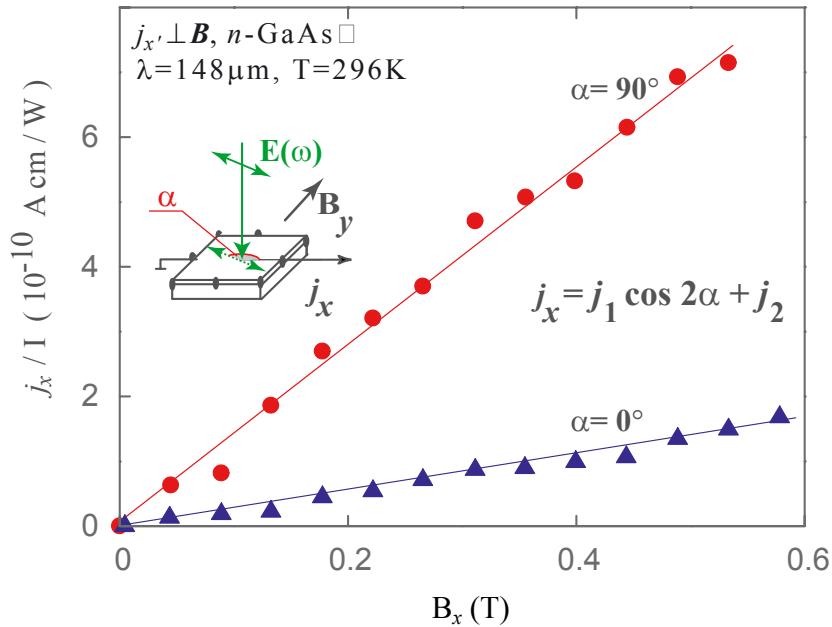
**Abbildung 4.36:** Die Azimutabhängigkeit des Stroms parallel zum Magnetfeld zeigt das erwartete  $\sin 2\alpha$ -Verhalten. Die Amplitude ist wellenlängenabhängig.

ge die Amplitude des Signals beeinflusst. In der Auswertung aller sechs verwendeten Wellenlängen konnte die quadratische Abhängigkeit  $j \propto \lambda^2$  bestätigt werden (siehe Abb. 4.34).

### Trennung von $j_1$ und $j_2$ :

Der Strom senkrecht zum angelegten Magnetfeld  $j_x \perp \mathbf{B}$  in Abb. 4.35 ist eine Superposition des polarisationsabhängigen Anteils  $j_1$  mit einem polarisationsunabhängigen Hintergrund  $j_2$ . Während der  $j_1 \cos 2\alpha$ -Anteil ebenso wie der Strom  $j_3 \sin 2\alpha$  in longitudinaler Geometrie durch die Anregung mit THz-Strahlung zurückzuführen ist (asymmetrische Streuung während der Drudeabsorption), beschreibt der Offsetstrom  $j_2$  den Anteil des Spinstromes, der durch asymmetrische Streuung während der Energierelaxation zustande kommt. Die Anregungs- und Relaxationsanteile sollen getrennt werden.

Zunächst wird die Linearität des Stromes mit der Magnetfeldstärke bei den Polarisationsrichtungen  $\alpha = 0^\circ$  und  $\alpha = 90^\circ$  bestätigt (Abb. 4.37). Über die Addition und



**Abbildung 4.37:**  $j_x \perp \mathbf{B}$  normalisiert auf die Strahlungsintensität für  $\alpha = 90^\circ$  und  $\alpha = 0^\circ$ . Aus dieser Anordnung können die beiden Ströme  $j_1$  und  $j_2$  extrahiert werden.

Subtraktion der Ströme dieser beiden Polarisationen können nun die beiden Koeffizienten  $j_1$  und  $j_2$  extrahiert werden, um so zu den Anregungs- und Relaxationsanteilen zu gelangen:

$$j_1 = \frac{j_x(0^\circ) - j_x(90^\circ)}{2}, \quad j_2 = \frac{j_x(0^\circ) + j_x(90^\circ)}{2} \quad (4.36)$$

Der Strom  $j_1$  beschreibt hierbei den polarisationsabhängigen Anteil, der während

der Intrasubband-Anregung entsteht,  $j_2$  ist der polarisationsunabhängige Relaxationsanteil.

### Temperaturabhängigkeit:

Der *reine Spinstrom*, der zur räumlichen Trennung der Spins im Inneren der Probe führt, entsteht aufgrund spinabhängiger Asymmetrien beim Streuvorgang. Es existieren in den hier untersuchten Halbleitern im wesentlichen zwei unterschiedliche Streumechanismen: die Streuung an Störstellen und die Streuung an Phononen. In diesem Abschnitt wird der Streuvorgang als Ursache der ZBSS experimentell verifiziert.

Die dominierenden Streumechanismen sind temperaturabhängig, so spielt z.B. die Phononenstreuung nur bei hohen Temperaturen eine Rolle, wohingegen die Störstellenstreuung bei tiefen Temperaturen dominiert. Aufgrund des unterschiedlichen Verhaltens der beiden Streumechanismen lassen sie sich eindeutig zuordnen.

Die Temperaturabhängigkeit einer der untersuchten Proben ist stellvertretend in Abb. 4.38 dargestellt. Der konvertierte Strom  $j_x \perp \mathbf{B}$  der  $n$ -GaAs - Heterostruktur wurde über einen Temperaturbereich von 2.4 K bis zur Raumtemperatur aufgezeichnet. Die Messergebnisse in Abb. 4.38 lassen sich qualitativ in drei Bereiche aufteilen: von 2.4 K ... 30 K ist der Spinstrom konstant, gefolgt von einem Übergang bis etwa 100 K; im oberen Bereich zwischen 100 K bis zur Raumtemperatur fällt (bzw. steigt) der Strom mit  $1/T$ .

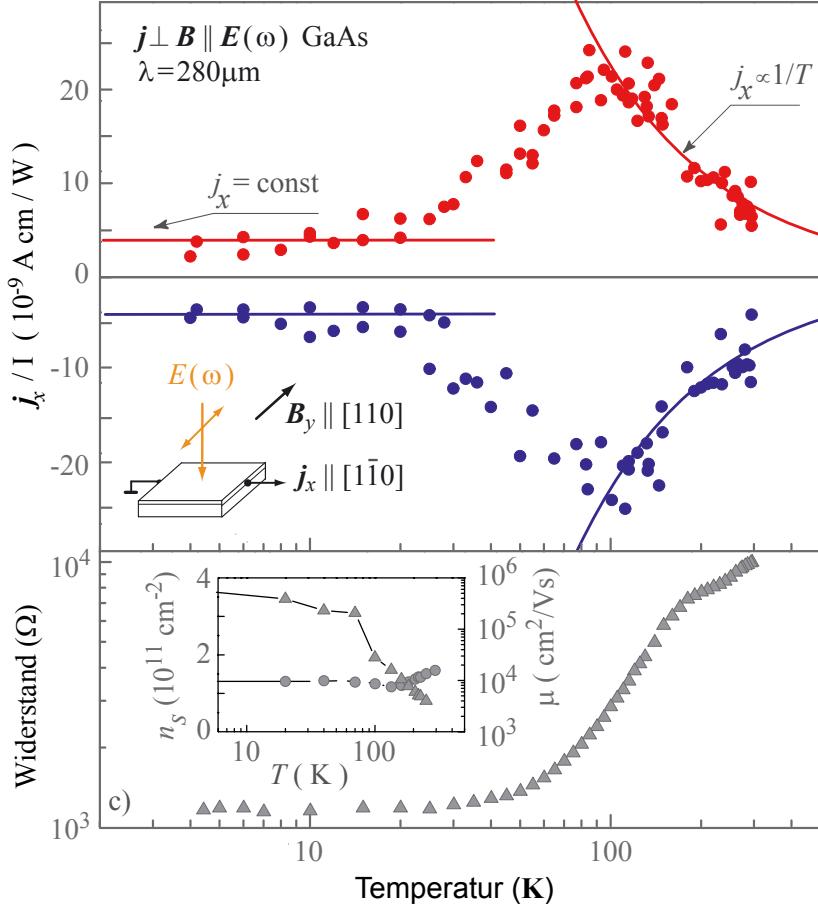
Zum besseren Verständnis dieses ungewöhnlichen Stromverlaufs soll an dieser Stelle zunächst eine kurze theoretische Beschreibung der Stromentstehung folgen.

### Theoretische Beschreibung:

Die bisherigen Experimente zur Temperatur- und Polarisationsabhängigkeit belegen die Spinnatur der Phänomene: für eine feste Polarisation ist der Strom proportional zur frequenzabhängigen Absorption  $\eta(\omega)$ , zur Impulsrelaxationszeit  $\tau_p$ , zur Intensität des Lichtes  $I$  sowie zum durchschnittlichen Spin  $S$ :

$$j \propto \eta(\omega) I \tau_p S \quad (4.37)$$

Gl. (4.37) ist gültig für feste Streumechanismen, also beispielsweise für Phononen- oder Störstellenstreuung. In diesem Fall lässt sich der Strom, der durch die Asym-



**Abbildung 4.38:** Temperaturabhängigkeit des Spinstroms:  $j_x = \text{const.}$  für niedrige Temperaturen. Für hohe Temperaturen fällt der Strom mit  $1/T$ . Der Abfall des Widerstands  $R \propto (n_s \mu)^{-1}$  mit fallender Temperatur kommt aus der Unterdrückung der Phononenstreuung.

metrie des Streumechanismus induziert wird, folgendermaßen beschreiben [63]:

$$\mathbf{j} = \sum_{s\mathbf{k}} e\mathbf{v}_\mathbf{k} \delta f_{s\mathbf{k}} = e \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{s\mathbf{k}\mathbf{k}'} \tau_p v_\mathbf{k} |M_{s\mathbf{k},s\mathbf{k}'}|^2 (f_{s\mathbf{k}'} - f_{s\mathbf{k}}) \times \delta(\varepsilon_\mathbf{k} - \varepsilon_{\mathbf{k}'} - \hbar\omega) \quad (4.38)$$

Hierbei ist  $\mathbf{v}_\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k}/m^*$  die Geschwindigkeit der Elektronen,  $\hbar$  das Plank'sche Wirkungsquantum,  $m^*$  die effektive Masse des Elektrons,  $\delta f_{s\mathbf{k}}$  ist der Anteil der Verteilungsfunktion der Ladungsträger, der von optischen Übergängen in das Spin-Subband  $s$  kommt,  $f_{s\mathbf{k}}$  ist die Verteilungsfunktion der Ladungsträger im Gleichgewicht,  $\varepsilon_\mathbf{k} = \hbar^2 k^2 / 2m^*$  ist die kinetische Energie für die Bewegung in der Quantentrotzgebene und  $s$  bezeichnet den Index, mit dem die Subbänder mit den Spinzuständen

$\pm 1/2$  entlang der Richtung des externen Magnetfelds gezählt werden.

In erster Näherung der Spin-Bahn-Wechselwirkung hat das Matrixelement, das die indirekten optischen Übergänge mittels Störstellenstreuung beschreibt, die Form [63]

$$M_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = \frac{eA}{c\omega m^*} \mathbf{e} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}') V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} - 2 \frac{eA}{c\hbar} \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \sigma_\alpha e_\beta \quad (4.39)$$

Hier ist  $\mathbf{A} = Ae$  das Vektorpotential der elektromagnetischen Welle,  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit, und  $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$  ist das Streumatrixelement, das nach [60] gegeben ist durch

$$V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = V_0 + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \sigma_\alpha (k_\beta + k'_\beta), \quad (4.40)$$

wobei  $V_0$  die konventionelle, spinunabhängige Streuung beschreibt. Der zweite Term, der proportional ist zum Pseudotensor zweiter Stufe,  $V_{\alpha\beta}$ , beinhaltet demnach den asymmetrischen, spinabhängigen Anteil, der linear in  $\mathbf{k}$  und verantwortlich für die hier beschriebenen Effekte ist.

Der erste Term auf der rechten Seite von Gl. (4.39) zeigt die Übergänge mit Hilfe von virtuellen Zwischenzuständen im Leitungsband auf, wohingegen der zweite Term die Übergänge mit virtuellen Zwischenzuständen im Valenzband darstellt.

In der für diese Arbeit relevanten  $C_{2v}$ -Symmetrie besitzt der Tensor  $V_{\alpha\beta}$  lediglich zwei von Null verschiedene Komponenten:  $V_{xy}$  und  $V_{yx}$ . Unter Verwendung der Gln. (4.38)-(4.40) kann nun eine Beschreibung des elektrischen Stromes gefunden werden:

$$j_x = -2 (e_x^2 - e_y^2) V_{yx} S_y \frac{e\tau_p}{\hbar V_0} I\eta(\omega) \quad (4.41)$$

und

$$j_y = -4e_x e_y V_{xy} S_y \frac{e\tau_p}{\hbar V_0} I\eta(\omega), \quad (4.42)$$

aus denen sich beispielsweise die Polarisationsabhängigkeit Gl. (4.34) ableiten lässt. Zur phänomenologischen Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Signals in Abb. 4.38 genügt es zunächst aber vollkommen, die temperaturabhängigen Terme der Gl. (4.41) näher zu betrachten:

$$j \propto \eta \tau_p S \quad (4.43)$$

Für Drudeabsorption ist die Absorption im Halbleiter  $\eta \propto n_s/\tau_p$ , so dass in Gl. (4.43) die Relaxationszeit  $\tau_p$  durch die Trägerdichte  $n_s$  ersetzt werden kann:  $j \propto n_s S$ .

Der durchschnittliche Spin ist gemäß Gl. (4.32) indirekt proportional zur Energie:  $S \propto 1/\bar{\varepsilon}$ , so dass der Strom letztlich geschrieben werden kann als

$$j \propto \frac{n_s}{\bar{\varepsilon}}, \quad (4.44)$$

wobei gilt

$$\bar{\varepsilon} = \begin{cases} \varepsilon_F & \text{entartetes 2DEG, niedrige Temperaturen} \\ k_B T & \text{nicht entartetes 2DEG, hohe Temperaturen} \end{cases}. \quad (4.45)$$

Mit diesem Wissen ist es nun einfach, den Verlauf des Stromes in Abb.4.38 zu verstehen: für niedrige Temperaturen ist  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_F \propto n_s$  und der Strom daher  $j \propto n_s/n_s = \text{const.}$ . In weiteren Experimenten wurde bei  $T=4.2$  K die Ladungsträgerdichte durch Beleuchtung mit sichtbarem und nahinfrarotem Licht manipuliert. Obwohl Dichte und  $\tau_p$  um fast einen Faktor 2 verändert wurden, blieb der Strom konstant, was die Unabhängigkeit des Stromes von der Ladungsträgerdichte bei niedrigen Temperaturen bestätigt.

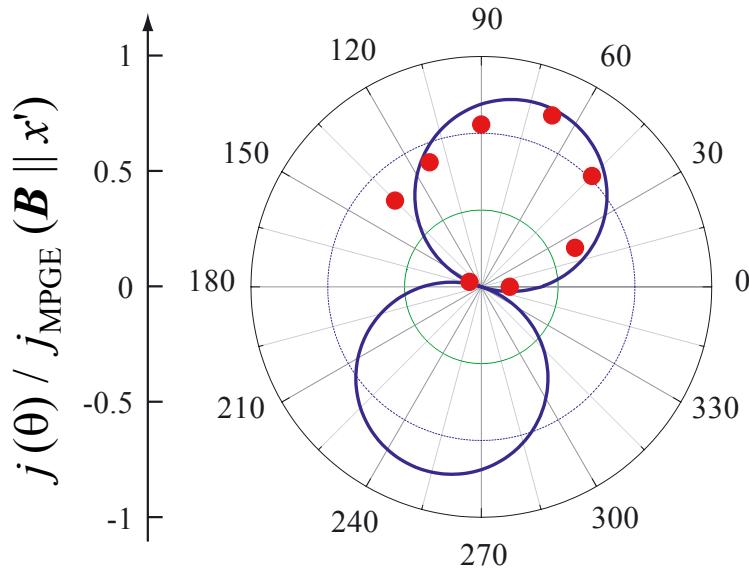
Im Bereich hoher Temperaturen geht die Ladungsträgerdichte in die Sättigung und kann als konstant betrachtet werden, der durchschnittliche Spin kann durch die Boltzmannverteilung beschrieben werden,  $S \propto 1/k_B T$ . Der Strom verhält sich daher proportional zu  $1/T$ , was experimentell nachgewiesen werden konnte (Abb.4.38).

Der Übergang von tiefen zu hohen Temperaturen ist gekennzeichnet vom allmählichen Wechsel von Störstellenstreuung auf Phononenstreuung und kann nicht mit solch relativ einfachen mathematischen Darstellungen beschrieben werden.

Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit anderer Materialien, wie z.B. SiGe Quantentröge [64] oder GaN Heteroübergänge zeigt jedoch stets die selben Muster:  $j = \text{const.}$  für niedrige Temperaturen,  $j \propto 1/T$  für hohe Temperaturen.

#### 4.4.3 Zugang zu BIA und SIA durch den MPGE

Die phänomenologische Betrachtung des MPGE basiert auf der bulk inversion asymmetry BIA und der structure inversion asymmetry SIA, so dass es nicht verwunderlich ist, dass die ersten Experimente auch die vom SGE bekannte Anisotropie wiederspiegeln. In Abb. 4.39 ist die Winkelabhängigkeit der  $n$ -InAs-Probe #1 wiedergegeben. Die experimentelle Anordnung zur Messung des Stromes  $j(\Theta)$  bei  $\mathbf{B} \parallel x' \parallel [100]$  ist identisch mit der für die SGE-Messung, d.h. senkrechte Anregung zur Vermeidung anderer Photoströme wie z.B. des CPGE. Hier allerdings wurde die Probe



**Abbildung 4.39:** Die Anisotropie des MPGE ist ein Beleg für seine Ursachen: BIA und SIA.

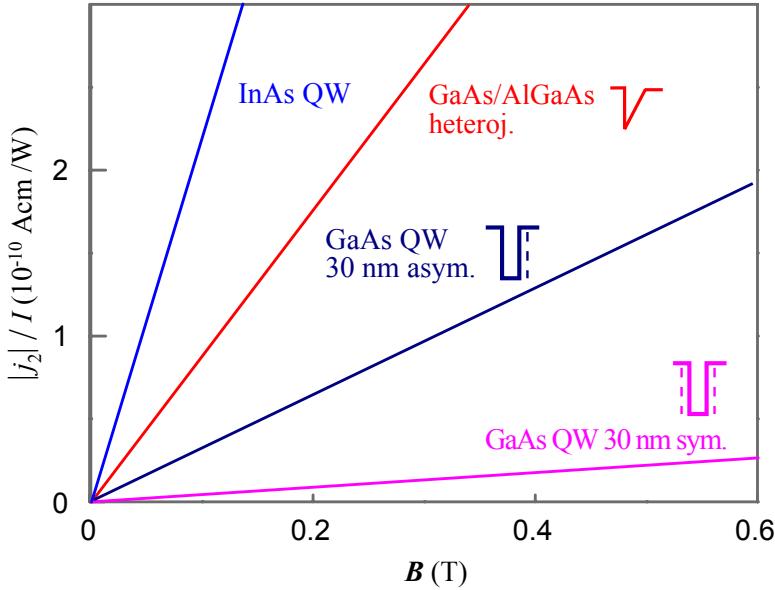
nicht mit zirkular, sondern mit linear polarisiertem Licht angeregt, um den SGE als Ursache des Stromes ausschließen zu können.

Die Resultat dieser ersten Messung ist aufgrund der Phänomenologie nicht sehr überraschend, auch hier kann man von einer Verknüpfung eines Vektors mit einem Pseudovektor sprechen, wenngleich die Kopplung beim MPGE über einen Pseudotensor vierter Stufe erfolgt. Wir wissen derzeit noch nicht genug über den MPGE, so können wir diesen Effekt derzeit nicht als Werkzeug zur Bestimmung von BIA/SIA einsetzen; das bis jetzt Bekannte gibt jedoch großen Anlass, die Forschungen in dieser Richtung weiter zu vertiefen.

### MPGE in Abhängigkeit von Material und Grad der Symmetrie

Mit den vorgestellten Methoden wurden die Spinströme unterschiedlicher Proben untersucht: InAs/AlGaSb QW (Probe #2 in Tab. 4.2), GaAs/AlGaAs Heterojunction sowie asymmetrisch (Probe #8) und symmetrisch (Probe #9) dotierte Quantentroge mit 30nm Breite. Abb. 4.40 zeigt den ermittelten Strom  $j_2$  bei Raumtemperatur, der den Spinfluss aufgrund der asymmetrischen Energierelaxation beschreibt<sup>1</sup>. Den stärksten Anteil der hier untersuchten Proben liefert der InAs-Quantentrog. InAs hat einen großen  $g$ -Faktor, was zu einem im Vergleich zu GaAs großen durch-

<sup>1</sup>der Verlauf des Stromes  $j_1$  ist bis auf einen Skalierungsfaktor qualitativ vergleichbar



**Abbildung 4.40:** Spinstrom  $j_2$  für verschiedene Proben: je höher der Grad der Asymmetrie desto stärker ist der Strom.

schnittlichen Spin führt, der InAs-Wert liegt daher eindeutig über denen der GaAs-Proben.

Die drei anderen Proben (GaAs) unterscheiden sich im Wesentlichen durch ihre Bandstruktur: der GaAs/AlGaAs - Heteroübergang besitzt mit seinem dreieckförmigen Potential eine sehr starke Asymmetrie, also einen sehr großen SIA-Beitrag zur Aufhebung der Spinentartung. Die beiden Quantentrogproben unterscheiden sich ebenfalls im Grad ihrer Symmetrie: der asymmetrisch dotierte Quantentrog besitzt eine stärkere Asymmetrie als der symmetrisch dotierte, auch hier überwiegt der Spinstrom gegenüber der eher symmetrischen Probe.

Vergleicht man diese Ergebnisse ganz prinzipiell mit denen der  $\alpha/\beta$ -Messungen (siehe Tab. 4.2 und Übersicht in Abb. 4.21) bestätigt sich die SIA/BIA-Natur der MPGE: je stärker der Grad der Asymmetrie der Bandstruktur (symmetrisch dotiert  $\rightarrow$  asymmetrisch dotiert  $\rightarrow$  Heteroübergang) desto größer SIA desto höher der MPGE-Strom. Auch hier wurde inzwischen der bekannte Vorzeichenwechsel des Stromes gefunden[65, 66], wenn die Position der Delta-Dotierung von der einen Seite des Quantentroges auf die andere verschoben wird (siehe Kap. 4.3).

Es sind weitere Untersuchungen zu diesem interessanten Phänomen geplant, um ein tiefergehendes Verständnis dieses Effektes zu bekommen. So sollen beispielsweise

auch (110)-gewachsene Quantentrogproben und Heterostrukturen hinsichtlich des MPGE untersucht werden. Die (110)-Proben sind für den Bereich der Spintronik von besonderer Bedeutung, da die Spinrelaxationszeit einige zehnmal größer als in (001)-gewachsenen QWs, da der D'yakonov-Perel unterdrückt wird.

Phänomenologisch ist der MPGE in (110)-gewachsenen niederdimensionalen Halbleitern verboten, daher ist zu erwarten, dass die Signale des Spin-galvanischen Effekts nicht mehr überlagert werden und der SGE in diesen Proben somit als Methode auch zur Bestimmung des  $\alpha/\beta$ -Verhältnisses verwendet werden kann.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Die durchgeföhrten Experimente zeigen den Einfluss der Probensymmetrie auf das Verhältnis der Rashba- und Dresselhaus-Kopplungskonstanten. Mit zwei unabhängigen Methoden, dem SGE und dem CPGE, konnte dieses Verhältnis an Proben unterschiedlicher Materialien und Bandstrukturen bestimmt werden. Hierzu wurde die Winkelabhängigkeit der Spinphotoströme aufgezeichnet und ausgewertet. Bei den Proben, die mithilfe des CPGE und des SGE untersucht werden konnten, zeigte sich die Selbstkonsistenz beider Methoden - SGE und CPGE führen zu den gleichen Ergebnissen.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass bei der Verwendung des SGE in den GaAs-Proben die Anisotropie des D'yakonov-Perel' Spinrelaxationsmechanismus berücksichtigt werden muss. Liegt dieser Effekt als dominierender Relaxationsmechanismus vor, so exisitert aufgrund der anisotropen Relaxationszeiten ein kubischer Zusammenhang zwischen Photoströmen und Kopplungsparametern. Der Vergleich der Werte von SGE und CPGE könnte sich somit auch eignen, um die Art des Spinrelaxationsmechanismusses unbekannter Proben zu bestimmen.

Der R/D-Wert bei den niederdimensionalen InAs-Proben lag zwischen 1.6 und 2.3, was mit theoretisch bekannten Werten sehr gut übereinstimmt. In den GaAs-Proben liegt der Absolutwert des Verhältnisses zwischen 1.5 und 7.6. Die Analyse der Daten zeigt, dass der Wert stark vom Symmetriegrad der Probe abhängig ist, wobei in allen untersuchten Fällen der Rashba-Anteil größer als der Dresselhaus-Anteil ist. Während der BIA-Beitrag zur Bandaufspaltung quadratisch von der Quantentrogbreite abhängt und durch das Elektronen-Confinement (Quantentrog vs. dreieckförmiges

Heteroübergangs-Potential) beeinflusst wird, ist SIA stark von der Symmetrie direkt abhängig. Der höchste Beitrag entsteht folglich im Dreieckspotential des Heteroübergangs. Die Quantentroge unterscheiden sich u.a. durch die Art und Lage der deltaförmigen Dotierschichten. So liefert der einseitig dotierte oder der asymmetrisch dotierte Quantentrog einen höheren SIA-Photostrom als der zweiseitig bzw. symmetrisch dotierte.

Die vorliegenden Ergebnisse dieser Arbeit zeigen darüber hinaus eine neue interessante Möglichkeit auf, das Ziel SIA=BIA zu erreichen, das für die Realisierung des Spintransistors aufgrund der unendlichen Spinlebensdauer von größter Bedeutung ist. Während ein äußeres elektrisches Feld als Möglichkeit zur Einflussnahme auf den SIA-Term (und damit auf das Verhältnis SIA:BIA) vorgeschlagen und bereits prinzipiell experimentell bestätigt wurde, konnte im Rahmen dieser Arbeit nachgewiesen werden, dass der SIA-Anteil stark durch die Position der Delta-Dotierschicht beeinflusst werden kann, der Rashba-Kopplungsparameter  $\alpha$  konnte in einem großen Bereich variiert werden. Zusätzlich gibt es einen Vorzeichenwechsel des Photostromes, je nachdem, ob sich diese Dotierschicht „links“ oder „rechts“ vom Quantentrog befindet. Folglich muss es eine bestimmte Position dieser Schicht geben, bei der der SIA-Anteil gerade verschwindet:  $\alpha = 0$ . Die vorgestellte Methode (SGE-I, CPGE-I) eignet sich daher als „Feedback“ für das Bandengeneering bei der Probenherstellung, um durch Variation des Abstandes bei gleichbleibender Quantentrogbreite eine perfekt symmetrische Probe zu erzeugen. Könnte darüber hinaus mit der Methode SGE-II und/oder CPGE-II durch Abstandsänderung eine Probe ohne Photostrom ermittelt werden, wäre die für die Spintronik-Anwendungen so wichtige Bedingung  $\alpha = \beta$  erfüllt. Es ist daher geplant, die Arbeiten an Quantentrogstrukturen mit gleicher Breite, jedoch unterschiedlicher Dotierungspositionen fortzusetzen. Ebenso sollen die Untersuchungen zur Manipulation des Rashba-Anteils mittels eines elektrischen Feldes fortgesetzt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit gelang desweitern der Nachweis, dass sich auch der kürzlich von uns entdeckte Magnetogyrotrone Photogalvanische Effekt (MPGE) dazu eignet, die Anisotropie der Bandaufspaltung darzustellen, da auch hier SIA und BIA diesen Effekt mit verursachen. Dieser Effekt ist bis jetzt noch nicht vollständig verstanden. Dennoch geben die bisherigen Ergebnisse, wie beispielsweise der auch hier beobachtete Vorzeichenwechsel des Stromes beim Wechsel der Dotierschicht

von einer Seite des Quantentroges auf die andere Seite, mehr als ausreichend Anlaß, dieses interessante Phänomen noch tiefergehend zu analysieren. Es ist hierbei insbesondere geplant, die aufgrund der höheren Spinrelaxationszeit für die Spintronik so interessanten (110)-gewachsenen Proben zu untersuchen.



# Anhang A

## Symmetrie

Wie in Kap. 2 bereits angeführt basiert die Idee zur Bestimmung der SIA- und BIA-Terme auf der phänomenologischen Äquivalenz zweier unterschiedlicher Mechanismen, die beide einen polaren Vektor linear mit einem axialen Vektor verknüpfen. Phänomenologisch lassen sich diese beiden Mechanismen durch Pseudotensoren zweiter Stufe beschreiben, wobei sich deren nichtverschwindende Komponenten lediglich in einem Skalierungsfaktor unterscheiden.

Die Spinaufspaltung, deren Stärke durch die Rashba- und Dresselhausterme im Hamiltonian beschrieben wird, existiert nur in gyrotropen Punktgruppen, in denen sich axiale und polare Komponenten per definitionem bei allen Symmetrieeoperationen äquivalent transformieren, in denen also eine lineare Verknüpfung dieser beiden Vektoren gegeben ist.

Den experimentellen Zugang zur Bestimmung der relativen Spin-Bahn-Kopplung liefern die Spin-Photoströme, die ebenfalls durch Pseudotensoren zweiter Stufe beschrieben werden können. Aus diesem Grund ist daher durch die Symmetrie des Materials bereits vorhergesagt, ob und in welcher (kristallographischen) Richtung Photoströme zu erwarten sind.

### A.1 Überlegungen zur Symmetriebestimmung

Eine Symmetrieeoperation ist eine mathematische Abbildungsvorschrift, die ein (mathematisch beschreibbares) Objekt nach bestimmten Regeln transformiert, z.B. durch Translation, Rotation oder Spiegelung. Zu jeder Symmetrieeoperation gehört ein korrespondierendes Symmetrieelement (z.B. Punkt, Linie, Ebene) - je nachdem, welche

Operation durchgeführt werden soll.

Vernachlässigt man die Operation der Translation, so gibt es genau fünf Symmetrioperationen mit den dazugehörigen Symmetrieelementen, die ein Objekt scheinbar unverändert lassen:

- $E$  - Identität: die Identität lässt das Objekt so, wie es ist, das korrespondierende Symmetrieelement ist das Objekt selbst.
- $C_n$  -  $n$ -zählige Rotation: dieser Operator beschreibt eine Rotation des Objekts um  $2\pi/n$ , das Symmetrieelement ist die Rotationsachse.<sup>1</sup>
- $\sigma$  - Spiegelung: von einer Spiegelung am Symmetrieelement Spiegelebene spricht man, wenn das Objekt durch Reflexion an dieser Ebene in sich selbst übergeht. Enthält die Spiegelebene zudem die Hauptachsen der Rotation, so spricht man von der Spiegelung an der vertikalen Spiegelebene  $\sigma_v$ ; sind die Hauptrotationsachsen senkrecht zur Ebene, so spricht man von Spiegelung an der horizontalen Spiegelebene  $\sigma_h$ .
- $I$  - Inversion: die Inversion bezeichnet eine Punktspiegelung am Symmetriezentrum.
- $S_n$  -  $n$ -zählige Drehspiegelung: diese Operation beschreibt die Zusammensetzung einer  $n$ -zähligen Drehung, gefolgt von einer horizontalen Spiegelung an der Ebene, die senkrecht zur Drehachse steht.

Es gibt zwei unterschiedliche Notationen, mit denen beschrieben werden kann, welche dieser Symmetrioperationen in einem Kristall möglich sind: die internationale Schreibweise nach HERMANN-MAUGUIN, die sich in der Kristallographie durchgesetzt hat, und die eher bei den Molekülpysikern übliche SCHOENFLIES-Notation. Die der SCHOENFLIES-Notation entnommenen Bezeichnungen (siehe Tabelle A.1) beruhen auf den zugrundeliegenden Symmetrieelementen. Dem Gruppensymbol wird die Zähligkeit der Achse und/oder ein weiteres Symbol für andere Symmetrieelemente als Index beigestellt, z.B.  $C_{2v}$ .

---

<sup>1</sup>Das hexagonale Molekül Benzol beispielsweise besitzt senkrecht zur Molekülebene eine zwei-, eine drei- und eine sechszählige Rotationsachse: bei einer Drehung um  $180^\circ$ ,  $120^\circ$  bzw. um  $60^\circ$  ist das gedrehte Molekül nicht mehr vom ungedrehten zu unterscheiden. Weiter gibt es in der Ebene drei zweizählige Achsen.

Gruppensymbol		Ebenen	
Drehgruppe	C		
Drehspiegelgruppe	S	horizontale Symmetrieebene	h
Diedergruppe	D	vertikale Symmetrieebene	v
Tetraedergruppe	T	diagonale Symmetrieebene	d
Oktaedergruppe	O	Inversionszentrum	i
Ikosaedergruppe	I	Spiegelebene	s
Kugelgruppe	K		

**Tabelle A.1:** Die SCHOENFLIES-Notation lehnt sich an die zugrunde liegenden Symmetrieelemente an.

In der internationalen Nomenklatur (siehe Tab.A.2) nach CARL HERMANN und CHARLES-VICTOR MAUGUIN, das vor allem in der Kristallographie Anwendung findet, ist besonders die Zähligkeit der Symmetrie von Bedeutung.

Symmetrieelement	Beschreibung
Zähligkeit der Achse:	1, 2, 3, 4, 6 (im Kristall)
Drehinversionsachse:	$\bar{x}$ (wobei $x$ für eine Zahl steht)
Symmetrieebene:	$m$
Kombination Drehachse/ Ebene:	/

**Tabelle A.2:** Internationale Schreibweise nach HERMANN-MAUGUIN: die Nomenklatur ist an der Zähligkeit der Symmetrieelemente ausgerichtet.

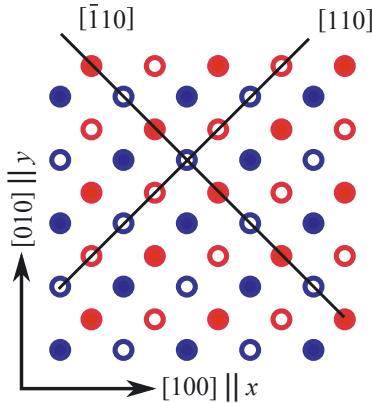
Nachfolgend seien die für unsere Arbeiten wichtigsten Punktgruppen und Kristallklassen exemplarisch aufgelistet:

## A.2 Symmetrien der Zinkblendestruktur

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben besitzen Zinkblendestruktur (z.B. GaAs, InAs), die aus zwei fcc-Gittern besteht, die um  $a/4$  gegeneinander verschoben sind ( $a$  bezeichnet hierbei die Gitterkonstante). Dieses Kristall gehört zur  $D_{2d}$ -Symmetrie und verfügt daher gemäß Tab. A.1 neben der Identität über drei aufeinander senkrecht stehende zweizählige Drehachsen und insgesamt sechs Spiegelebenen.

Kristallklasse	Schönlies	H.-M.	Erklärung
monoklin-sphenoidisch	$C_2$	2	zweizähligie Drehachse
monoklin-domatisch	$C_s$	$m$	eine Symmetrieebene
rhombisch-pyramidal	$C_{2v}$	$mm2$	2 vertikale Symmetrieebenen zweizähligie Drehachse
tetragonal-skalenoedrisch	$D_{2d}$	$\bar{4}2m$	zweizähligie Drehachse, zwei dazu senkrecht stehende zweizähligie Drehachsen winkelhalbierende Spiegelebene

**Tabelle A.3:** Übersicht über einige für unsere Arbeiten relevante Punktgruppen in Notation nach Schönlies und Hermann-Mauguin

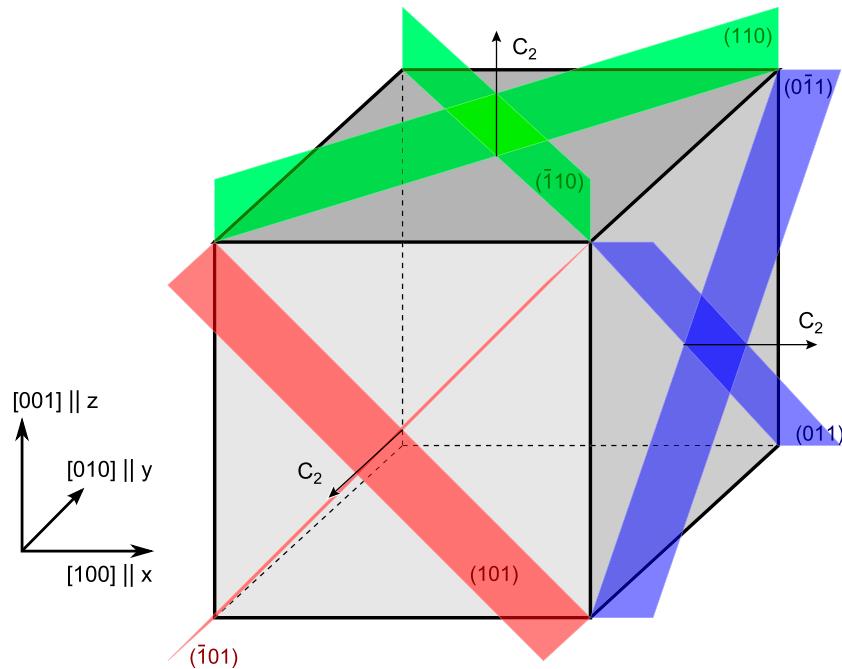


**Abbildung A.1:** Die Zinkblende-Struktur besteht aus zwei um  $a/4$  gegeneinander verschobene fcc-Gitter. Am Beispiel des (001)-gewachsene GaAs-Kristalls symbolisieren die ausgefüllten Kreise die Ga- bzw. As-Atome des ersten fcc-Gitters, die leeren Kreise die des verschobenen fcc-Gitters. Im Schnittpunkt der beiden Spiegelebenen (110) und ( $\bar{1}10$ ) zeigt die  $C_2$ -Achse aus der Blattebene.

Abb. A.1 zeigt die Draufsicht auf eine (001)-gewachsene Zinkblendenstruktur am Beispiel GaAs: die gefüllten Kreise symbolisieren das erste fcc-Gitter (blaue Kreise: Ga, graue Kreise: As), die leeren Kreise stellen das um ein Viertel der Gitterkonstanten in allen Raumrichtungen versetzte zweite fcc-Gitter dar. Aus dieser Abbildung ist ersichtlich, dass sich nur entlang der [ $\bar{1}10$ ]- und der [110]-Richtung Spiegelebenen ausbilden - parallel zu den kubischen Achsen, [100] und [010], ist das nicht der Fall.

Die Schnittgerade der beiden Ebenen bildet die  $C_2$ -Achse, d.h. um diese Achse kann der Kristall um  $2\pi/n = 180^\circ$  für  $n = 2$  gedreht werden, ohne damit sein Aussehen zu verändern.

Der dreidimensionale (Bulk-) GaAs-Kristallwürfel ist mit allen Symmetrieelementen in Abb. A.2 dargestellt; er besitzt neben der Identität insgesamt vier dreizählig und drei zweizählige Rotationsachsen  $C_3$  bzw.  $C_2$ , sowie je eine Spiegelebene auf den Winkelhalbierenden von je zwei  $C_2$ -Achsen.



**Abbildung A.2:** Die Spiegelebenen halbieren die Winkel der zweizähligen Rotationsachsen des Zinkblende-Kristalls. Bulk-GaAs gehört der  $T_d$ -Symmetrieklasse an.

## A.3 Symmetriereduzierung des Zinkblende - Quantentrogs in Abhängigkeit von Wachstumsrichtung und Dotierung

Die Ergebnisse aus Abb.A.2 legen eine Drehung des Koordinatensystems um  $45^\circ$  nahe, da dann die Achsen parallel zu den Spiegelebenen stehen und deren Beschreibung mittels Linearkombination überflüssig macht. Im Folgenden sei daher  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  und  $y' \parallel [110]$ . Das Wachstum erfolgt üblicherweise entlang der  $[001]$  - Richtung und definiert die  $z$ -Achse. Es ist jedoch auch möglich, den Quantentrog in  $[110]$  - Richtung zu wachsen, entsprechend lauten für diesen Fall die Raumrichtungen  $x'' \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ ,  $y'' \parallel [001]$  und  $z'' \parallel [110]$ . Diese unterschiedliche Wachstumsrichtung führt zu unterschiedlichen Symmetriegruppen, auf die im Folgenden eingegangen wird.

Auch die Dotierung kann Einfluß auf die Symmetrie des Quantentrogs haben, nämlich dann, wenn er asymmetrisch, d.h. einseitig, oder von beiden Seiten - aber mit unterschiedlichen Abständen - deltatotiert ist<sup>2</sup>. Die asymmetrische Dotierung führt zu einer Verzerrung der Wellenfunktion im Quantentrog und bricht somit die Symmetrie.

### A.3.1 Quantentrog - Schichtstrukturen

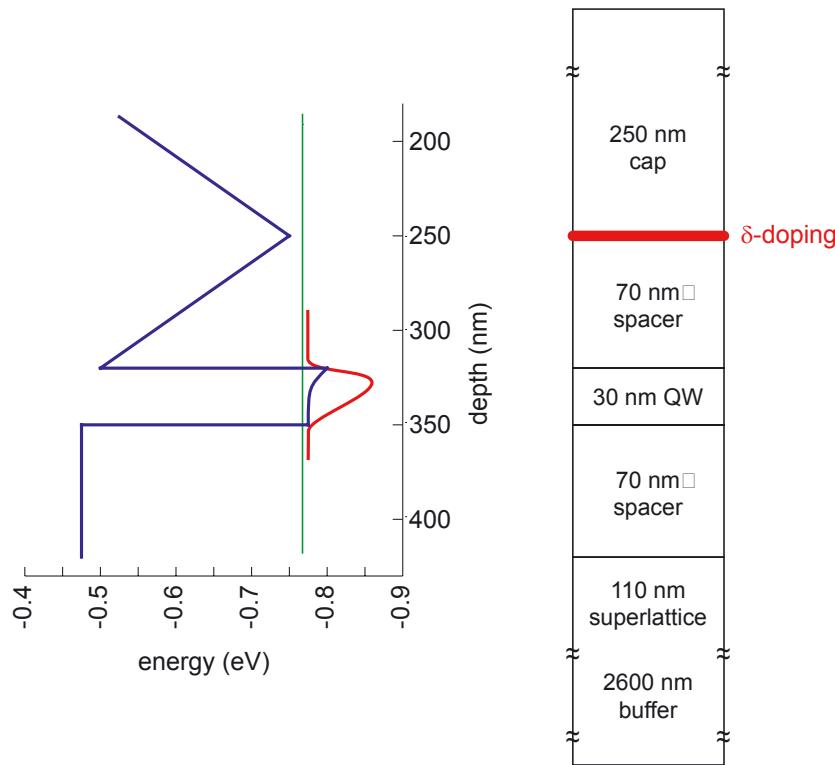
Quantentröge werden üblicherweise schichtweise durch Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) auf ein Substrat aufgewachsen (z.B. GaAs). Anhand der Probe #8 in Tabelle 4.2 soll exemplarisch der Schichtaufbau einer solchen Probe skizziert werden: auf das Substrat kommt ein Puffer, gefolgt von einem Übergitter (GaAlAs-GaAs-Schichten), das als Isolator dient. Der GaAs-Quantentrog ist eingebettet in zwei 700 nm dicke GaAlAs spacer; anschließend folgt die deltaförmige Si-Dotierschicht. Den Abschluss bildet ein As-haltiges *cap*, das eine Oxidation der Oberfläche verhindern soll.

Fig. A.3 zeigt Aufbau und Energieniveaus des Leitungsbandes der in dieser Arbeit verwendeten (100)-gewachsenen, einseitig  $n$ - $\delta$ -dotierten GaAs-Probe mit einem einfachen 30nm Quantentrog. Die grüne Linie markiert das Fermieniveau, im darunter liegenden Teil des Quantentrogs bildet sich das 2DEG aus. Aufgrund der einseitigen

---

<sup>2</sup>Bei der  $\delta$ -Dotierung sind die Akzeptoren bzw. Donatoren - im Gegensatz zur homogenen Dotierung - räumlich auf eine sehr dünne Schicht begrenzt

Dotierung ist das Band asymmetrisch verzerrt, die Wellenfunktion erster Ordnung (rote Linie) ist zur Probenoberfläche hin verbogen.



**Abbildung A.3:** Energieschema und Schichtaufbau eines einseitig  $\delta$ -dotierten Quantentroggs.

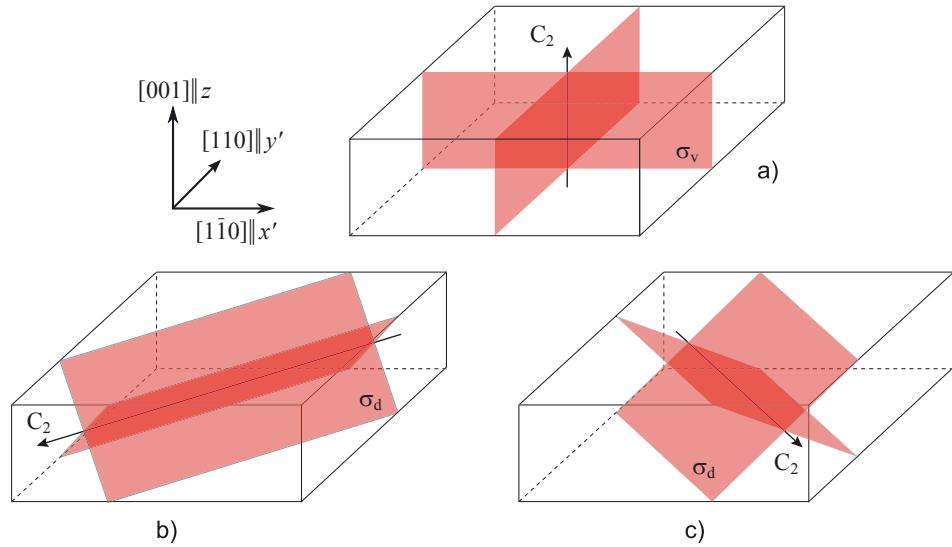
### (001)-Quantentröge

Der symmetrisch  $\delta$ -dotierte (001)-gewachsene Zinkblende - Quantentrog gehört der in Kap. A.2 beschriebenen  $D_{2d}$ -Symmetrie an. Die Lage der Symmetrieelemente wird in Abb. A.4 gezeigt:

- $C_2$ -Achse in Wachstumsrichtung mit den beiden Spiegelebenen  $(110)$  und  $(\bar{1}\bar{1}0)$
- die  $C_2$ -Achse zeigt in die  $[\bar{1}00]$ -Richtung, begleitet von den beiden Ebenen  $(011)$  und  $(0\bar{1}\bar{1})$
- zweizählige Drehachse in  $[0\bar{1}0]$ -Richtung, Spiegelebene  $(101)$  und  $(\bar{1}01)$

Da die  $\delta$ -Dotierschichten symmetrisch, d.h. in gleichem Abstand zum Quantentrog, eingebracht wurden, ergibt sich also keine Änderung der Symmetrie insgesamt.

Bei asymmetrischer Dotierung hingegen fallen die  $\sigma_d$ -Ebenen weg (siehe Abb. A.4 b) und c)), da die in ungleichem Abstand eingebrachten Dotieratome zu einer asymmetrischen Wellenfunktion im Quantentrog führen; es verbleiben also lediglich die Elemente der  $C_{2v}$ -Klasse: eine  $C_2$ -Achse und zwei  $\sigma_v$ -Ebenen (Abb. A.4 a)).



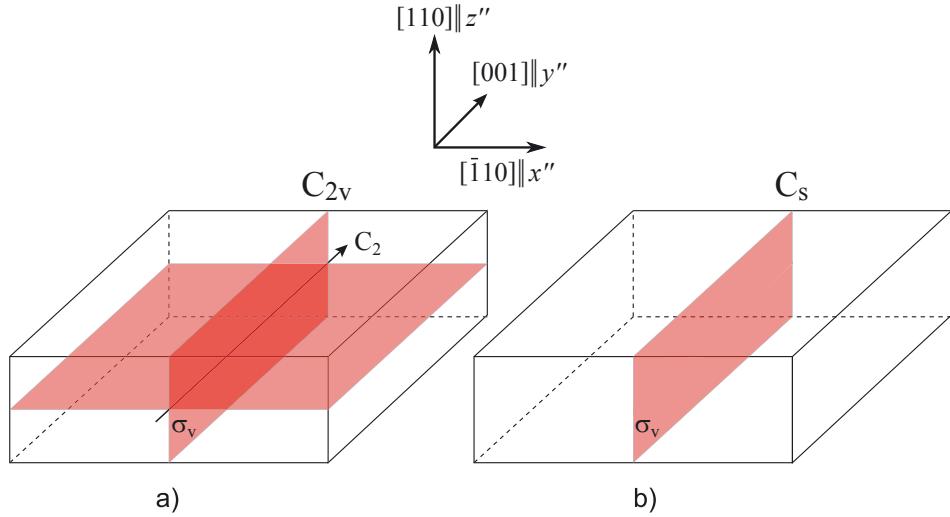
**Abbildung A.4:** Spiegelebenen und Drehachsen im (001)-Quantentrog im gedrehten Koordinatensystem mit  $x \parallel [1\bar{1}0]$  und  $y \parallel [110]$ . Die Elemente aus a) - c) existieren im symmetrisch dotierten Quantentrog; im unsymmetrisch dotierten Fall entfallen die Symmetrieelemente b) und c).

### (110)-Quantentröge

Der symmetrisch dotiert gewachsene (110)-Quantentrog gehört der  $C_{2v}$ -Symmetrie an. Die Besonderheit an dieser Wachstumsrichtung ist, dass sich nun eine der Spiegelebenen in der Quantentrogebene befindet. Diese Ebene wird stark durch den symmetrischen Aufbau der Probe beeinflusst (Abb. A.5 a)). Wird der Quantentrog asymmetrisch dotiert reduziert sich die Symmetrie auf  $C_s$ , d.h. neben der Identität existiert lediglich eine Spiegelebene  $\sigma_v$  (Abb. A.5 b)). In (110)-gewachsenen Proben existiert eine Spinaufspaltung in  $z$ -Richtung:  $\sigma_z k_x$ .

## A.4 Bestimmung der 'erlaubten' Stromrichtungen

Zur Ermittlung der nicht verschwindenden Komponenten des Pseudotensors zweiter Stufe werden die Symmetrieeigenschaften der polaren und axialen Vektoren unter-



**Abbildung A.5:** Symmetrisch a) bzw. asymmetrisch b) dotierter (110)-gewachsener Quantentrog. In a) liegt eine Spiegelebene in der Quantentroggebene, in b) reduziert sich die Symmetrie zur  $C_s$ -Gruppe.

sucht. Da der in dieser Arbeit untersuchte Photostrom  $j$  vom Wellenvektor  $k$  und dem Spin bzw. der Pauli-Spinmatrix  $\sigma$  abhängt, wird in den folgenden Tabellen der Übersicht halber der polare Vektor mit  $k$  und der axiale Vektor mit  $\sigma$  bezeichnet.

Spiegelung eines polaren Vektors an			Spiegelung eines axialen Vektors an		
xy-Ebene	xz-Ebene	yz-Ebene	xy-Ebene	xz-Ebene	yz-Ebene
$k_x \mapsto k_x$	$k_x \mapsto k_x$	$k_x \mapsto -k_x$	$\sigma_x \mapsto -\sigma_x$	$\sigma_x \mapsto -\sigma_x$	$\sigma_x \mapsto \sigma_x$
$k_y \mapsto k_y$	$k_y \mapsto -k_y$	$k_y \mapsto k_y$	$\sigma_y \mapsto -\sigma_y$	$\sigma_y \mapsto \sigma_y$	$\sigma_y \mapsto -\sigma_y$
$k_z \mapsto -k_z$	$k_z \mapsto k_z$	$k_z \mapsto k_z$	$\sigma_z \mapsto \sigma_z$	$\sigma_z \mapsto -\sigma_z$	$\sigma_z \mapsto -\sigma_z$

Zu untersuchen ist nun, wie sich die Verknüpfung von  $\sigma$  und  $k$  bei einer Transformation verhält, da die Photoströme sich wie der beschreibende Pseudotensor zweiter Stufe verhalten. Die nachfolgende Tabelle gibt einen Überblick über mögliche Kombinationen von  $\sigma$  und  $k$ . Mit „−“ sind hierbei die Einträge bezeichnet, bei denen sich das Vorzeichen durch die Transformation verändert, mit „+“ sind die Einträge gekennzeichnet, die das Vorzeichen beibehalten.

	a) $xy$ -Ebene	b) $xz$ -Ebene	c) $yz$ -Ebene
	$\sigma_x \quad \sigma_y \quad \sigma_z$	$\sigma_x \quad \sigma_y \quad \sigma_z$	$\sigma_x \quad \sigma_y \quad \sigma_z$
$k_x$	— — +	— + —	— + +
$k_y$	— — +	+ — +	+ — —
$k_z$	+ + —	— + —	+ — —

Aus dieser Tabelle lassen sich nun in Abhängigkeit von der Symmetriegruppe des verwendeten Materials die erlaubten Kombinationen ablesen, d.h. diejenigen Kombinationen, die das Vorzeichen nicht verändern

Beispiel: (001)-gewachsener, asymmetrisch dotierter Quantentrog mit  $C_{2v}$ -Symmetrie

Die Punktgruppe  $C_{2v}$  verfügt neben der Identität und der zweizähligen Drehachsen über die beiden Spiegelebenen  $(110)$  und  $(1\bar{1}0)$ , die wir hier auch als  $xz$ - bzw.  $yz$ -Ebene bezeichnen wollen. In diesem Beispiel entfällt daher Tabellenteil a) komplett, da keine Spiegelebene vorhanden ist. Weiter fallen die  $k_z$ -Reihen in b) und c) weg, da  $k$  in  $z$ -Richtung quantisiert ist. Es ist nun einfach abzulesen, dass die einzige überbleibenden und in beiden Transformationsprozessen gleichzeitig erlaubten Kombinationen lauten:  $\sigma_x k_y$  und  $\sigma_y k_x$  (vgl. Gl. (2.18)).

## Anhang B

# Spinunabhängige Photoströme

Neben den Spinphotoströmen SGE oder CPGE können bei Beleuchtung der Probe auch spinunabhängige Photoströme auftreten, die das gewünschte Meßsignal verfälschen. So können beispielsweise Interferenzen des CPGE mit dem Linearen Photogalvanischen Effekt (LPGE) oder dem Photondrag Effekt (PDE) auftreten. LPGE und CPGE haben unterschiedliche mikroskopische Ursachen, was dazu führt, dass die Variation von Wellenlänge oder Temperatur den Beitrag jedes einzelnen Effekts beeinflussen kann.

Eindeutig sind diese Mechanismen über ihre typischen „Fingerprints“ zu unterscheiden: so gilt beispielsweise für den CPGE-induzierten Strom  $j_{CPGE} \propto \sin 2\varphi$ , wohingegen der LPGE-verursachte Strom mit  $j_{LPGE} \propto \sin 2\varphi \cos 2\varphi$  beschrieben werden kann. Hier ist  $\varphi$  der Winkel, der den Grad der Polarisation des einfallenden Lichtes angibt. Durch Berücksichtigung der geometrischen Anordnung des experimentellen Aufbaus ist in vielen Fällen eine eindeutige Trennung der verschiedenen Effekte möglich.

### B.1 Linearer Photogalvanischer Effekt (LPGE)

Der Lineare Photogalvanische Effekt (LPGE) tritt in homogenen Proben unter räumlich homogener optischer Anregung auf. Seine Ursache ist die Interaktion des Strahlungsfeldes mit den Symmetrieeigenschaften des Mediums: er wird erzeugt durch eine Asymmetrie in der Photoanregung der Ladungsträger und der Impulsrelaxation während der Streuung freier Ladungsträger an Phononen, statischen Defekten oder an anderen Ladungsträgern in nichtzentrosymmetrischen Kristallen.

Der durch diese Asymmetrie im  $\mathbf{k}$  - Raum erzeugte Gleichstrom

$$j_\lambda = \sum_{\mu,\nu} \chi_{\lambda\mu\nu} \frac{1}{2} (E_\mu E_\nu^* + E_\nu E_\mu^*) \quad (\text{B.1})$$

ist mit dem symmetrisierten Produkt  $\{E_\mu E_\nu^*\}$  über den Tensor dritter Stufe  $\chi_{\lambda\mu\nu}$ , der symmetrisch in den beiden letzten Indices ist, verknüpft.  $\{E_\mu E_\nu^*\}$  ist isomorph zum piezoelektrischen Tensor und kann daher in Medien ohne Inversionszentrum nichtverschwindende Komponenten besitzen.

### Mikroskopisches Bild des LPGE

Der Lineare Photogalvanische Effekt kann als quantenmechanische Ratsche aufgefasst werden: das periodisch wechselnde elektrische Feld überlagert eine gerichtete Bewegung auf die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger, obwohl das oszillierende Feld weder eine Nettokraft auf die Träger ausübt noch einen Potentialgradient verursacht. Die gerichtete Bewegung geschieht aufgrund nichtsymmetrischer zufälliger Relaxation und Streuung im Potential eines nichtzentrosymmetrischen Mediums [67].

Ein einfaches Beispiel, um die Asymmetrie der elektronischen Prozesse in nichtzentrosymmetrischen Medien aufzuzeigen, ist die elastische Streuung [68]: die Streuung wird durch die Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$  eines Teilchens von einem Zustand mit dem Impuls  $\mathbf{k}'$  zum Zustand mit dem Impuls  $\mathbf{k}$  charakterisiert [69]. Für elastische Streuung gilt die Symmetrierelation

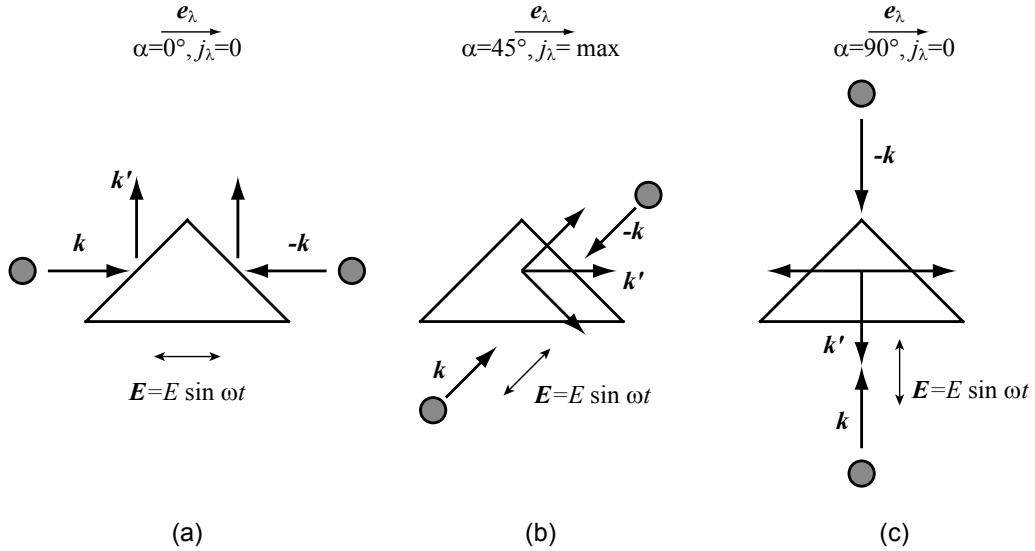
$$W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = W_{-\mathbf{k}',-\mathbf{k}} \quad (\text{B.2})$$

aufgrund der Invarianz der Bewegungsgleichungen unter Zeitinversion. Für nichtzentrosymmetrische Potentiale ist die Wahrscheinlichkeit  $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$  nicht invariant unter der Substitution von  $(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  durch  $(-\mathbf{k}, -\mathbf{k}')$ . Daraus folgt die Asymmetrie in den Streuwahrscheinlichkeiten  $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} \neq W_{-\mathbf{k},-\mathbf{k}'}$ , und schließlich

$$W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} \neq W_{-\mathbf{k}',-\mathbf{k}}. \quad (\text{B.3})$$

Das Prinzip des exakten Gleichgewichts  $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = W_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$  ist bei der Streuung in nichtzentrosymmetrischen Kristallen verletzt, sobald die Symmetrie der Zeit- oder der Rauminversion aufgebrochen wird.

Als Illustration des LPGE aufgrund elastischer asymmetrischer Streuung eignet sich das eindimensionale Modell von identischen, aber statistisch verteilten *Keilen*, die



**Abbildung B.1:** Illustration der Ursache des LPGE anhand des Keil-Modells: die durch ein elektrisches Wechselfeld verursachte oszillierende Bewegung der Ladungsträger ( $k$  bzw.  $-k$ ) führt zu einer Streuung an keilförmigen Streuzentren und damit zu einer richtungsabhängigen Amplitude des Ladungsflusses. Ist das Feld parallel ( $\alpha = 0^\circ$ ) zur Basis der Keile orientiert (a), so werden die Ladungsträger „nach oben“ gestreut und es fließt ein maximaler Strom senkrecht zur Keilbasis; parallel zum Feld entsteht kein Stromfluss ( $j_\lambda = 0$ ). Bei Beleuchtung unter  $\alpha = 45^\circ$  relativ zur Basis (b) tritt maximaler Strom entlang der Basis auf:  $j_\lambda = \max..$  In (c) werden die Ladungsträger bei  $\alpha = 90^\circ$  mit gleich hoher Wahrscheinlichkeit nach „links“ und „rechts“ gestreut, so dass auch hier der resultierende Strom parallel zur Keilbasis Null ergibt.

Streuzentren (eindeutig ohne Inversionszentrum) darstellen [70] (siehe Abb. B.1). Im Gleichgewicht sind die Geschwindigkeiten der Ladungsträger isotrop verteilt. Die statistisch verteilte thermische Bewegung der Ladungsträger wird durch eine von einem externen elektrischen Wechselfeld  $E(t) = E_0 \sin \omega t$  verursachte oszillierende Bewegung überlagert. Seine Richtung relativ zur Basis der Keile wird durch den Winkel  $\alpha$  beschrieben. Zeigt die Feldrichtung parallel zur Basis der Keile (Abb. B.1(a),  $\alpha = 0^\circ$ ), führt dies zu einer Streuung der Ladungsträger nach „oben“ und somit zu einer gerichteten Bewegung senkrecht zum angelegten Feld. Entlang der Basis der Keile entsteht aufgrund der gegeneinandergerichteten Bewegung der Ladungsträger kein Strom ( $j_\lambda = 0$ ). Es ist nun offensichtlich, dass die Orientierung des Feldes relativ zu den Keilen Einfluss auf die Amplitude des Ladungsflusses hat und somit

zu einer charakteristischen Polarisationsabhängigkeit führt (Abb. B.1(b)). So verschwindet der Strom beispielsweise für eine Feldorientierung senkrecht zur Basis der Keile (Abb. B.1(c)) bei  $\alpha = 90^\circ$ .

In  $D_{2d}$  - und  $C_{2v}$  - Symmetrie, die durch symmetrische bzw. asymmetrische (001) - Quantentröge repräsentiert werden können, sind die Tensorelemente im Koordinatensystem

$$x \parallel [1\bar{1}0], \quad y \parallel [110], \quad z \parallel [001] \quad (\text{B.4})$$

angegeben. Die Koordinaten  $x$  und  $y$  führen entlang der Spiegelebenen in beiden Symmetrien, senkrecht zur zweizähligen Hauptachse, und  $z$  ist entlang der Wachstumsrichtung und somit senkrecht zum Quantentrog. Aufgrund des Einschlusses der Ladungsträger in Wachstumsrichtung besitzt der Photostrom in Quantentrögen nichtverschwindende Komponenten ausschließlich in der Quantentrogebene. Aus Gl. (B.1) folgt daher für zinkblendeartige  $C_{2v}$  - Quantentröge bei schräger Beleuchtung mit linear polarisiertem Licht

$$\begin{aligned} j_x &= \chi_{xxz} \hat{e}_y E^2 \sin 2\alpha \\ j_y &= (\chi_+ + \chi_- \cos 2\alpha) \hat{e}_y E^2, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

wobei  $\alpha$  den Winkel zwischen der Polarisationsebene und der  $x \parallel [1\bar{1}0]$  - Achse bezeichnet und  $\chi_\pm = (\chi_{xxz} \pm \chi_{yyz})/2$ . Doch auch mit elliptisch polarisierter Strahlung kann der LPGE induziert werden: so lautet der Strom in Abhängigkeit vom Grad der Polarisierung

$$\begin{aligned} j_x &= \chi_{xxz} \hat{e}_y E^2 \cos 2\varphi \sin 2\varphi \\ j_y &= (\chi_+ + \chi_- \cos 2\varphi) \hat{e}_y E^2. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Gln. (B.5) und (B.6) zeigen, dass der LPGE in  $C_{2v}$  - Symmetrie nur unter schrägem Strahlungseinfall auftreten kann. Ähnlich wie beim CPGE führt der LPGE in  $C_s$  - Symmetrie aber auch bei senkrechtem Lichteinfall zu einem Photostrom, da in diesem Fall der Tensor  $\chi$  zusätzliche von Null verschiedene Komponenten aufweist:  $\chi_{xxy'} = \chi_{xy'x}$ ,  $\chi_{y'xx}$  und  $\chi_{y'y'y'}$ . Im für in (113) - Richtung gewachsene Quantentröge relevanten Koordinatensystem

$$x \parallel [1\bar{1}0], \quad y' \parallel [33\bar{2}], \quad z' \parallel [113] \quad (\text{B.7})$$

lautet nun die  $\alpha$  - Beziehung für lineare Einstrahlung

$$\begin{aligned} j_x &= \chi_{xxy'} \hat{e}_z E^2 \sin 2\alpha \\ j_{y'} &= (\chi'_+ + \chi'_- \cos 2\alpha) \hat{e}_{z'} E^2 \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

mit  $\chi'_\pm = (\chi_{y'xx} \pm \chi_{y'y'y'})/2$ . Die Helizitätsabhängigkeit schließlich ist gegeben durch

$$\begin{aligned} j_x &= \chi_{xxy'} \hat{e}_{z'} E^2 \cos 2\varphi \sin 2\varphi \\ j_{y'} &= (\chi'_+ + \chi'_- \cos 2\varphi) \hat{e}_z E^2. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

## B.2 Photon - Drag Effekt (PDE)

Der Photon-Drag-Effekt beschreibt die Erzeugung eines elektrischen Stroms in einem Halbleiter aufgrund der Umverteilung der Ladungsträger beim Transfer von Impuls und Energie bei der Absorption eines Photons auf freie Ladungsträger<sup>1</sup>. Der Strom entsteht, weil die Relaxationszeit deutlich länger ist als die Umverteilungszeit. Erst mit der Einführung von Lasern hoher Leistung können ausreichend hohe Photonenflussdichten erzeugt werden, die messbare Signalgrößen liefern.

Phänomenologisch wurde der Photondragstrom bereits angesprochen, wir wollen uns im Weiteren auf den linearen Photondrag-Effekt beschränken

$$j_\lambda = \sum_{\delta,\mu\nu} T_{\lambda\delta\mu\nu} q_\delta E_\mu E_\nu^*, \quad (\text{B.10})$$

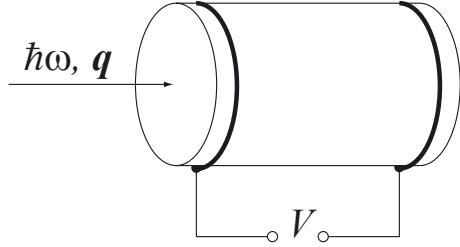
der durch den Tensor vierter Stufe  $T_{\lambda\delta\mu\nu}$  beschrieben wird. Folglich gibt es keine Symmetriebeschränkungen für diesen Effekt. Im Gegensatz zu üblichen optischen oder photoelektrischen Phänomenen kann der PDE auch in kubischen Kristallen anisotrop sein, denn die Beschreibung des Dragstromes muss - entsprechend der optischen Absorption - zweimal das elektrische Strahlungsfeld und den Photonenimpuls enthalten.

Der mikroskopische Hintergrund ist eine Anisotropie der isoenergetischen Oberflächen im  $\mathbf{k}$ -Raum und der Dipol-Matrixelemente in bestimmten Halbleiterkristallen. Daher sind Strahlungsrichtung und Photon-Drag-Strom nicht kolinear: neben einem

---

<sup>1</sup>Der reine Impulsübertrag ist für eine Auswertung viel zu klein. So beträgt beispielsweise der Impuls eines Photons bei einer Wellenlänge von 10  $\mu\text{m}$  ( $\text{CO}_2$ -Laser) nur etwa ein Tausendstel des Elektronenimpulses.

longitudinalen Effekt kann auch eine transversale Komponente des Stroms entstehen oder sogar der Lichtausbreitung entgegenlaufen [71]. Der übliche experimentelle Nachweis ist in Abb. B.2 skizziert: Strahlung ist auf einen zylinderförmigen Halbleiter, z.B. Germanium, gerichtet, der freie Ladungsträger besitzt. Über zwei einlegier-



**Abbildung B.2:** Der Photon-Drag Effekt entsteht beim Transfer von Impuls und Energie von Photonen auf freie Ladungsträger. Hierbei kommt es zu einer Umverteilung, wobei die Relaxationszeit deutlich größer ist als die Umverteilungszeit, so dass ein elektrischer Strom entsteht.

te Ringlektroden wird eine Spannung abgegriffen. Die von freien Ladungsträgern (Elektronen oder Löcher) absorbierten Photonen übertragen ihren linearen Impuls auf die Träger und vermitteln ihnen dadurch eine Geschwindigkeitskomponente in Strahlungsrichtung.

Die beim Photon-Drag Effekt auftretende Stromdichte  $j_{PD}$  ist proportional zum Fluß absorzierter Photonen pro Volumeneinheit  $K(\omega)I/(\hbar\omega)$ , der Größe des Photonenimpulses im Halbleiter  $\hbar\omega n_\omega/c$ , sowie der Zeit  $\tau_p$ , während der der Stromträger den übertragenen Impuls „speichert“ (Impulsrelaxationszeit).  $K(\omega)$  ist dabei der Absorptionskoeffizient,  $I$  die Intensität des Lichtes und  $n_\omega$  der Brechungsindex des Halbleiters. Weiterhin ist die effektive Masse  $m^*$  indirekt proportional zur gewonnenen Geschwindigkeitskomponente des Ladungsträgers, so dass gilt

$$j_{PD} = bK(\omega)I \frac{n_\omega}{cm^*} e\tau_p = bK(\omega)I \frac{\hbar q}{\hbar\omega m^*} e\tau_p, \quad (\text{B.11})$$

wobei  $e$  die Elementarladung ist, und  $b$  ein Koeffizient, der den Anteil des tatsächlich übertragenen Photonenimpuls angibt.

Photon-Drag Ströme entstehen durch alle möglichen Arten von optischen Übergängen: Drude-Absorption, direkte Übergänge zwischen Valenz - Subbändern, size - quantized Subbändern, Rashba-Dresselhaus spinaufgespaltenen Subbändern, Interband-Übergängen etc.

# Literaturverzeichnis

- [1] S. Datta, B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator* Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [2] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das-Sarma *Spintronics: Fundamentals and Applications* Reviews-of-Modern-Physics. April 2004; **76**(2): 323-410 Rev. Modern Phys. **76**, 323 (2004).
- [3] Y.A. Bychkov and E.I. Rashba, *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*, Pis'ma ZhETF **39**, 66 (1984) [Sov. JETP Lett. **39**, 78 (1984)].
- [4] M.I. D'yakonov and V.Yu. Kachorovskii, *Spin relaxation of two-dimensional electrons in noncentrosymmetric semiconductors* Fiz. Tekh. Poluprov. **20**, 178 (1986) [Sov. Phys. Semicond. **20**, 110 (1986)].
- [5] S.D. Ganichev and W. Prettl, *Spin photocurrents in quantum wells* J. Phys.: Condens. Matter **15**, R935 (2003).
- [6] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, and Yu.B. Lyanda-Geller, *Weak antioscillation and spin precession in quantum wells*, Phys. Rev. B. **53**, 3912 (1996).
- [7] S.A. Tarasenko and N.S. Averkiev, *Interference of Spin Splittings in Magneto-Oscillation Phenomena in Two-Dimensional Systems* Pis'ma ZhETF **75**, 669 (2002) [JETP Lett. **75**, 552 (2002)].
- [8] N.S. Averkiev and L.E. Golub, *Giant spin relaxation anisotropy in zinc-blende heterostructures* Phys. Rev. B **60**, 15582 (1999).

- [9] N.S. Averkiev, L.E. Golub, and M. Willander, *Spin relaxation anisotropy in two - dimensional semiconductor systems* J. Phys.: Condens. Matter **14**, R271 (2002).
- [10] J. Schliemann, J.C. Egues, and D. Loss, *Nonballistic Spin-Field-Effect Transistor* Phys. Rev. Lett. **90**, 146801 (2003).
- [11] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. DeBoeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, *Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells* Phys. Rev. Lett. **92**, 256601 (2004).
- [12] E.L. Ivchenko and G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Springer, Berlin 1997).
- [13] E.L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Alpha Science Int., Harrow, UK, 2005).
- [14] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, and W. Prettl, *Spin-Galvanic Effect Nature* (London) **417**, 153 (2002).
- [15] S.D. Ganichev, Petra Schneider, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, D.G. Clarke, M. Merrick, B.N. Murdin, P. Murzyn, P.J. Phillips, C.R. Pidgeon, E.V. Beregulin and W. Prettl, *Spin galvanic effect due to optical spin orientation*, Phys. Rev. B **68**, R081302 (2003).
- [16] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, *Conversion of spin into directed electric current in quantum wells*, Phys. Rev. Lett. **86**, 4358 (2001).
- [17] S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, M. Bichler, W. Wegscheider, D. Weiss and W. Prettl, *Spin-sensitive bleaching and monopolar spin orientation in quantum wells*, Phys. Rev. Lett. **88**, 057401-1/4 (2002).
- [18] V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, Petra Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hägele, L.E. Golub, W. Wegscheider and W. Prettl, *Circular photo-galvanic effect at inter-band excitation in semiconductor quantum wells*, Solid State Commun. **128**, 283 (2003).

- [19] G. Dresselhaus, *Spit-orbit coupling effects in zinc blende structures*, Phys. Rev. **100**, 580, (1955).
- [20] E. I. Rashba, *Properties of semiconductors with an extremum loop  $I_0$  cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop*, Fiz. Tverd. Tela **2**, 1224 (1960), [Sov Phys. Sol. State **2**, 1109 (1960)].
- [21] E.L. Ivchenko, A.A. Toropov, und P. Voisin, *Interface optical anisotropy in a heterostructure with different cations and anions*, Phys. Solid State **40**, 1924 (1998).
- [22] U. Rössler, J. Kainz, *Microscopic interface asymmetry and spin-splitting of electron subbands in semiconductor quantum structures*, Solid State Commun. **121** 313 (2002).
- [23] E.A. de Andrada e Silva, *Conduction-subband anisotropic spin splitting in III-V semiconductor heterojunctions*, Phys. Rev. B **46**, 1921 (1992).
- [24] M.I. Dyakonov and V.I.Perel, *Theory of Optical Spin Orientation of Electrons and Nuclei in Semiconductors*, from *Optical Orientation*, Elsevier Science Publishers B.V., 1984.
- [25] B. Jusserand, D. Richards, G. Allan, C. Priester, and B. Etienne, *Spin orientation at semiconductor heterointerfaces* Phys. Rev. B **51**, 4707 (1995).
- [26] J.B. Miller, D.M. Zumbühl, C.M. Marcus, Y.B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, and A.C. Gossard *Gate-Controlled Spin-Orbit Quantum Interference Effects in Lateral Transport* Phys. Rev. Lett. 90, 076807 (2003).
- [27] A. Lusakowski, J. Wrobel, and T. Dietl, *Effect of bulk inversion asymmetry on the Datta-Das transistor* Phys. Rev. B 68, 081201 (2003).
- [28] B. Koopmans, P.V. Santos, and M. Cardona, *Optical activity in semiconductors: stress and confinement effects.*, Phys. stat. sol. (b) **205**, 419-463 (1998).
- [29] E.L. Ivchenko, Yu.B. Lyanda-Geller, and G.E. Pikus, *Current of thermalized spin-oriented photocarriers*, ZhETF **98**, 989 (1990) [Sov. Phys. JETP **71**, 550 (1990)].

- [30] R. Fiederling M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L.W. Molenkamp, *Injection and detection of spin-polarized current in a light-emitting diode*, Nature **402**, 787 (1999).
- [31] P.R. Hammar, and M. Johnson, *Spin-dependent current transmission across a ferromagnet-insulator-two-dimensional electron gas junction*, Appl. Phys. Lett. **79**, 2591 (2001).
- [32] H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönher, and K.H. Ploog, *Room-temperature spin injection from Fe into GaAs*, Phys. Rev. Lett. **87**, 016601 (2001).
- [33] A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, G. Itskos, G. Kiouseoglou, and A. Petrou, *Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor.*, Appl. Phys. Lett. **80**, 1240 (2002).
- [34] W. Hanle, *Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz*, Zeitschrift für Physik **30**, 93 (1924).
- [35] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, *New photogalvanic effects in gyrotropic crystals*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **27**, 640 (1987) [JETP Lett. **27**, 604 (1987)].
- [36] V.I. Belinicher, *Space oscillating photocurrent in crystals without symmetry center*, Phys. Lett. A **66**, 213 (1987).
- [37] V.M. Asnin, A.A. Bakun, A.M. Danishevskii, E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, and A.A. Rogachev, *Observation of photo-electromotive force dependent on the sign of circular polarization of the light*, Pis'ma ZhETF **28**, 80 (1978) [Sov. JETP Lett. **28**, 74 (1978)].
- [38] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, H. Ketterl, W. Prettl, and L.E. Vorobjev, *Circular photogalvanic effect induced by monopolar spin orientation in p-GaAs/AlGaAs multiple-quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **77**, 3146 (2000).
- [39] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, Petra Schneider, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, D. Schuh, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, *Resonant inversion of circular photogalvanic effect in n-doped quantum wells*, Phys. Rev. B **68**, 035319 (2003).

- [40] G.L. Bir, G.A. Aronov und G.E. Pikus, *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **69**, 1382 (1975), [Sov. Phys. JETP **69**, 705 (1975)].
- [41] M.I. D'yakonov, und V.I. Perel', *Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **38**, 362 (1973), [Sov. Phys JETP **38**, 177 (1973)].
- [42] G.E. Pikus and A.N. Titkov, *Spin Relaxation under Optical Orientation in Semiconductors* in *Optical Orientation*, edited by F. Meier and B.P. Zakharchenya, Elsevier Science Publishers (1984).
- [43] M.I. Dyakonov and V.I. Perel *Spin relaxation of conduction electrons in non-centrosymmetric semiconductors* Sov.Phys.Solid State, **13**, 3023 (1972).
- [44] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist, *Laser*, Teubner, Stuttgart (1989).
- [45] A.M. Danishevskii, A.A. Kastal'skii, S.M. Ryvkin, and I.D. Yaroshetskii, ZhETF **58**, 544 (1970) [Sov. JETP **31**, 292 (1970)].
- [46] J. Auth, D. Genzow, und K. H. Herrmann, *Photoelektrische Erscheinungen*, Vieweg Verlag, Braunschweig (1977).
- [47] S. D. Ganichev, Ya. V. Terent'ev and I. D. Yaroshetskii, *Photon-drag photodetectors for the far-IR and submillimeter regions*, Sov. Tech. Phys. Lett., **11**, 20 (1985).
- [48] V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Weber, S. Giglberger, M. Olteanu, H.-P. Tranitz, S.N. Danilov, Petra Schneider, W. Wegscheider, D. Weiss and W. Prettl, *Magneto-gyrotropic photogalvanic effects in semiconductor quantum wells*, J. of Physics: Cond. Matter (2005) Vol. **17** p.3405.
- [49] Y. A. Bychkov, and E. I. Rashba, *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*, Pis'ma ZhETF **39**, 66 (1984), [Sov. JETP Lett. **39**, 78 (1984)]
- [50] J.P. Heida, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, and G. Borghs, in *Proceedings of the 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors* edited by M. Scheffler and R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) Vol. 3, p. 2467.

- [51] K.C. Hall, K. Gündogdu, J.L. Hicks, A.N. Kocbay, M.E. Flatté, T.F. Boggess, K. Holabird, A. Hunter, D.H. Chow, and J.J. Zinck, *Room-temperature electric-field controlled spin dynamics in (110) InAs quantum wells*, Appl.Phys.Lett. **86**, 202114 (2005).
- [52] J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi, *Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As Heterostructure*, Phys.Rev.Lett. **78**, 7 (1997).
- [53] S. Giglberger, S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, M. Koch, T. Kleine-Ostmann, K. Pierz, E.L. Ivchenko, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, W. Prettl, *Gate voltage controlled spin photocurrents in heterojunctions*, 13th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology, St. Petersburg, Russia, (2005).
- [54] S. Hallstein, M. Oestreich, W.W. Rühle, und K. Köhler, in *High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors II*, edited by G. Landwehr and W. Ossau (World Scientific, Singapore, 1997), Vol. 2, p. 593.
- [55] G. Lommer, F. Malcher, U. Rössler, *Spin splitting in semiconductor heterostructures for B → 0*, Phys. Rev. Lett. **60**, 728 (1988).
- [56] Berechnungen nach Prof. W. Wegscheider, Universität Regensburg
- [57] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, S. Giglberger, C. Hoffmann, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Wegscheider, C. Gerl, D. Schuh, J. Stahl, J. De Boeck, G. Borghs, W. Prettl *Zero-bias spin separation*, Nature Physics (London) **2**, 609 (2006)
- [58] Y. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, und D.D. Awschalom, *Observation of the spin Hall effect in semiconductors*, Science **306**, 1910-1913 (2004).
- [59] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, und T. Jungwirth, *Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system*, Phys. Rev. Lett. **94**, 047204 (2005).
- [60] E.L. Ivchenko, and G.E. Pikus, *Optical orientation of free carriers spins and photogalvanic effects in gyrotropic crystals*, Izv. Akad. Nauk SSSR **47**, 2369-2372 (1983); ibid. Bull. Acad. Sci. USSR **47**, 81-84 (1983).

- [61] S.A. Tarasenko, und E.L. Ivchenko, *Pure spin photocurrents in low-dimensional structures*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **81**, 292-296 (2005); ibid. JETP Lett. **81**, 231-235 (2005).
- [62] K. Seeger, *Semiconductor Physics*, (Springer, Wien, 1997).
- [63] S.A. Tarasenko, *Spin orientation of a two-dimensional electron gas by a high-frequency electric field*, Phys. Rev. B **73**, 115317 (2006).
- [64] S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, S. Giglberger, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Jantsch, F. Schäffler, D. Gruber, W. Prettl, *Pure spin currents induced by spin dependent scattering processes in SiGe quantum well structures*, Phys. Rev. B **75**, 155317 (2007)
- [65] S.D. Ganichev, S. Giglberger, V.V. Bel'kov, P. Olbrich, D. Plohmann, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, D. Schuh, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, *Manipulation of Structure Inversion Asymmetry of Quantum Wells by Shifting the Position of delta-doping Layer*, 17th Int. Conf. Electronic Properties Two-Dimensional Systems (EP2DS-17) and 13th Int. Conf. Modulated Semiconductor structures (MSS-13) Genova, Italy, (2007).
- [66] S. Giglberger, V.V. Bel'kov, P. Olbrich, S.A. Tarasenko, L.E. Golub, S.N. Danilov, D. Schuh, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, and S.D. Ganichev, *Manipulation of Rashba Spin-Splittings in (001) GaAs Quantum Wells by shifting the position of  $\delta$ -doping*, Spintech IV, USA (2007).
- [67] J. Rousselet, L. Salome, A. Ajdari, and J. Prost, *Directional motion of brownian particels induced by a periodic asymmetric potential*, Nature (London) **379**, 446-447 (1994).
- [68] V.I. Belinicher, and B.I. Sturman, *The photogalvanic effect in media lacking a center of symmetry*, Usp. Fiz. Nauk **130**, 415 (1980) [Sov. Phys. Usp. **23**, 199 (1980)].
- [69] . L.D. Landau and E.M. Lifshits, *Quantum mechanics* Pergamon, Oxford, (1977).

- [70] B.I. Sturman, and V.M. Fridkin, *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Non-Centrosymmetric Materials*, Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1992.
- [71] I.D. Yaroshetskii, and S.M. Ryvkin, *The Photon Drag of Electrons in Semiconductors* (in Russian), in *Problems of Modern Physics*, ed. V.M. Tuchkevich and V.Ya. Frenkel (Leningrad, Nauka, 1980), p.173 [English translation: *Semiconductor Physics*, ed. V.M. Tuchkevich and V.Ya. Frenkel (Cons. Bureau, New York, 1986), p. 249].

## Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle sehr herzlich bei meinem Betreuer und „Lehrmeister“ Prof. Sergey D. Ganichev bedanken. Bei ihm lernte ich weit mehr als nur Physik; seine Professionalität findet meine tiefe Bewunderung.

Ein sehr herzliches Dankeschön gebührt selbstverständlich Herrn Prof. W. Prettl für die Vergabe dieses spannenden Themas. Herr Prettl war bis zu seiner Pensionierung mein Doktorvater.

Vielen Dank an meine Kollegen und Freunde Wolfgang Weber und 'Beda' Olbrich für die lustige, aber sehr konstruktive Zeit - wir hatten viel Spaß zusammen.

Für die geduldigen Erläuterungen der theoretischen Hintergründe sowie das stets offene Ohr bei Verständnisfragen danke ich sehr herzlich meinen russischen Kollegen S.N. Danilov, S.A. Tarasenko, L.E. Golub, V.A. Shalygin, V.V. Bel'kov und E.L. Ivchenko.

Weiter möchte ich mich bei all meinen Kollegen der Arbeitsgruppen für die gemeinsame Zeit danken: Josef Kiermaier, Helgi Diehl, Daniel Plohmann und Bernhard Wittmann.

Ein besonders herzliches Dankeschön geht an die Lehrstuhlsekretärin Ulla Turba für ihre fröhlichen Aufmunterungen und ihre große Unterstützung mit allen Formalia, sowie an Toni Humbs, der immer mit technischem Rat und Sachverstand zur Verfügung stand.

Last not least gilt mein großer Dank der Hans-Böckler-Stiftung, Düsseldorf, für die Vergabe eines Stipendiums und der finanziellen Unterstützung der vorliegenden Arbeit. Ohne die Unterstützung der HBS wäre das Studium für mich sehr schwer wenn nicht unmöglich gewesen.