

Spinelektronik in Quantenfilmen

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Jörg Rudolph

geboren am 27. August 1975 in Berlin

2005

Referent: Prof. Dr. M. Oestreich

Korreferent: Prof. Dr. R. Haug

Tag der Promotion: 11.02.2005

Abstract

The three main parts of this thesis address the spin dependent emission of vertical-cavity surface-emitting lasers, the influence of a longitudinal electric field on the electronic spin relaxation and on the LANDÉ g factor in a GaAs quantum well, and the circular photogalvanic effect at interband excitation in quantum wells.

The emission of vertical-cavity surface-emitting lasers close to threshold is strongly dependent on the degree of spin polarization of the pump carriers. Experimental laser characteristic curves show an efficient laser threshold reduction in a low temperature (InGa)As laser structure by optically pumping spin polarized electrons. The emission of room temperature laser structures based on GaAs and (InGa)As quantum wells depends only weakly on the degree of spin polarization of the pump carriers due to short spin relaxation times. Numerical calculations within a three level rate equation model reproduce these effects quantitatively. The simulations predict laser threshold reductions of up to 50% even at room temperature for optimized structures with long spin lifetimes.

The electron spin relaxation time in a biased 20 nm GaAs quantum well shows three different regimes in dependence on the electric field strength and the sample temperature: The spin relaxation time increases strongly with the applied electric field for temperatures $T < 50$ K and fields $\mathcal{E} < 15$ kV/cm. Spin relaxation is governed by electron hole exchange interaction in this regime. The electric field separates electrons and holes and decreases thereby the electron hole exchange interaction. This leads to an increasing spin relaxation time. For elevated temperatures $T > 50$ K and electric fields $\mathcal{E} < 15$ kV/cm spin relaxation is nearly independent of the electric field strength because the DRESSELHAUS contribution to the D'yakonov-Perel' mechanism dominates the RASHBA contribution. A strong decrease of the spin relaxation time with increasing electric field for fields $\mathcal{E} > 15$ kV/cm is explained by the increasing RASHBA contribution to D'yakonov-Perel' spin relaxation.

An in-plane anisotropy of the electron LANDÉ g factor is observed in biased GaAs quantum wells. The observed dependence of the off-diagonal components of the g tensor cannot be reproduced by simple theoretical models. More elaborated theories taking into account also the electron hole Coulomb interaction are needed for a precise determination of the spin splitting constant γ from the anisotropy of the g factor.

A circular photogalvanic effect is observed for the first time at interband excitation in quantum wells. The spectral dependency of the photogalvanic current is found to be correlated with the spin polarization of the excited carriers.

Kurzzusammenfassung

Die drei Hauptteile dieser Arbeit behandeln die Spinabhängigkeit der Emission von oberflächen-emittierenden Halbleiter-Lasern, den Einfluss eines senkrechten elektrischen Feldes auf die Spinrelaxation und den LANDÉ- g -Faktor in GaAs-Quantenfilmen sowie den zirkularen photogalvanischen Effekt bei Interbandanregung von Quantenfilmen.

Die Emission oberflächen-emittierender Halbleiterlaser hängt nahe der Laserschwelle stark vom Spinpolarisationsgrad der Pumpladungsträger ab. Messungen von Laserkennlinien zeigen, dass die Laserschwelle einer (InGa)As-Tieftemperatur-Laserstruktur beim optischen Pumpen mit spinpolarisierten Ladungsträgern deutlich reduziert wird. Der Einfluss der elektronischen Spinpolarisation ist bei GaAs- und (InGa)As-Raumtemperaturproben aufgrund von kurzen Spinrelaxationszeiten deutlich geringer. Numerische Rechnungen in einem Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell erklären den Effekt quantitativ. Die Simulationen sagen auch bei Raumtemperatur eine Schwellenreduktion von bis zu 50% in optimierten Strukturen vorher.

Die Spinrelaxationszeit von Leitungsbandelektronen in einem 20 nm Einzel-GaAs-Quantenfilm zeigt in Abhängigkeit von einem in Wachstumsrichtung orientierten elektrischen Feld und von der Proben temperatur drei Regime: Für elektrische Felder $\mathcal{E} < 15$ kV/cm und Temperaturen $T < 50$ K nimmt die Spinrelaxationszeit stark mit dem elektrischen Feld zu. In diesem Bereich wird die Spinrelaxation durch die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung dominiert. Elektronen und Löcher werden durch ein elektrisches Feld getrennt, so dass mit zunehmendem elektrischen Feld die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung reduziert wird. Die Spinrelaxationszeit nimmt entsprechend mit dem elektrischen Feld zu. Für $\mathcal{E} < 15$ kV/cm und erhöhte Temperaturen $T > 50$ K ist die Spinrelaxationszeit nahezu unabhängig vom elektrischen Feld und wird durch den DRESSELHAUS-Beitrag zum D'yakonov-Perel'-Mechanismus bestimmt. Für große elektrische Felder $\mathcal{E} > 15$ kV/cm erfolgt eine starke Abnahme der Spinrelaxationszeit mit dem elektrischen Feld, die über den RASHBA-Beitrag zum D'yakonov-Perel'-Mechanismus erklärt wird.

Eine Anisotropie des elektronischen LANDÉ- g -Faktors in der Ebene eines Quantenfilms mit elektrischem Feld in Wachstumsrichtung wird nachgewiesen. Die gemessene Feldabhängigkeit der entsprechenden Nebendiagonalelemente des g -Faktors zeigt deutliche Diskrepanzen zu einfachen theoretischen Modellen. Für eine präzise Bestimmung der Spinaufspaltungskonstante γ aus den Nebendiagonalelementen des g -

Faktors ist daher eine verbesserte Theorie unter Einbeziehung der Coulombwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern nötig.

Der zirkulare photogalvanische Effekt wird erstmals bei Interbandanregung von Quantenfilmen nachgewiesen. Die Abhängigkeit des photogalvanischen Stroms von der Anregungsenergie ist mit dem Spinpolarisationsgrad der angeregten Ladungsträger korreliert.

Keywords

semiconductor, electron spin, spin relaxation

Schlagworte

Halbleiter, Elektronenspin, Spinrelaxation

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Kristall- und Bandstruktur von Zinkblende-Halbleitern	3
2.1.1. Halbleiter-Heterostrukturen und ihre Bandstruktur	6
2.2. Optische Auswahlregeln	9
2.3. Spinrelaxationsmechanismen	12
2.3.1. D'yakonov-Perel'-Mechanismus	13
2.3.2. Elliott-Yafet-Mechanismus	15
2.3.3. Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus	16
2.3.4. Spinrelaxation durch Hyperfeinwechselwirkung	16
2.3.5. Intersubband-Relaxation	17
3. Aufbau für zeitaufgelöste Photolumineszenz-Experimente	18
3.1. Aufbau für Reflexionsmessungen	20
4. Spinabhängige Emission oberflächen-emittierender Halbleiterlaser	21
4.1. Oberflächen-emittierende Laser	21
4.1.1. VCSEL-Aufbau	22
4.1.2. Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell	24
4.1.3. Erweitertes Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell für hohe Temperaturen	25
4.2. Spinorientierung und VCSEL-Emissionsverhalten	28
4.3. Tieftemperatur-VCSEL	30
4.3.1. Proben-Aufbau	30

4.3.2.	Spinabhängiges Emissionsverhalten und Reduktion der Schwellenleistung	32
4.3.3.	Numerische Simulation des VCSEL-Emissionsverhalten	36
4.4.	GaAs-Raumtemperatur-VCSEL	37
4.4.1.	Aufbau des Raumtemperatur-GaAs-VCSELS	37
4.4.2.	Spinabhängiges Emissionsverhalten	38
4.4.3.	Simulationen zum GaAs-Raumtemperatur-VCSEL	40
4.4.4.	Ausbleicheffekte bei niederenergetischer Anregung	45
4.4.5.	VCSEL-Emissionsverhalten bei Hochdichteanregung	47
4.5.	(GaIn)As/Ga(PAs)-Raumtemperatur-VCSEL	49
4.5.1.	Aufbau des (GaIn)As/Ga(PAs)-VCSELS	49
4.5.2.	VCSEL-Kennlinie und spinabhängige Emission	49
4.6.	Der Spin-VCSEL: Ein erstes Spintronik-Bauteil?	52
4.7.	Zusammenfassung und Ausblick	57
5.	Spinrelaxation und g-Faktor in Quantenfilmen mit variablem elektrischen Feld	59
5.1.	Quantenfilme mit elektrischem Feld	59
5.2.	Aufbau der Quantenfilm-Proben mit variablem elektrischen Feld	60
5.2.1.	Eichung des elektrischen Feldes	62
5.3.	Spinrelaxation in Quantenfilmen mit elektrischem Feld	63
5.3.1.	Exzitonische Spin-Dynamik	63
5.3.2.	Spinrelaxation in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	65
5.3.3.	Zusammenfassung	70
5.4.	Anisotroper g -Faktor in asymmetrischen Quantenfilmen	70
5.4.1.	Der LANDÉ- g -Faktor	70
5.4.2.	Spinquantenschwebungen	73
5.4.3.	Anisotroper g -Faktor in Quantenfilmen mit elektrischem Feld	76
5.4.4.	Zusammenfassung	80
6.	Zirkularer photogalvanischer Effekt bei Interband-Anregung	82
6.1.	Zirkularer photogalvanischer Effekt in Halbleiter-Quantenfilmen	82
6.2.	Experimenteller Aufbau für CPGE-Messungen	86
6.3.	Wellenlängenabhängiger photogalvanischer Strom und Spinpolarisation	87
6.4.	Zusammenfassung	88

A. VCSEL-Parameter	90
B. Numerische Simulation der VCSEL-Emission	92
C. Berechnung von dielektrischen Schichtsystemen mit charakteristischen Matrizen	93
D. Konstanten und Material-Parameter	95
Literaturverzeichnis	96

Abbildungsverzeichnis

2.1. Kristall- und Bandstruktur von Zinkblende-Halbleitern	4
2.2. Schematischer Aufbau eines Quantenfilms	7
2.3. Optische Auswahlregeln	10
2.4. D'yakonov-Perel'-Mechanismus	15
3.1. Experimenteller Aufbau für zeitaufgelöste PL-Messungen	18
3.2. Experimenteller Aufbau für Reflexions-Messungen	20
4.1. Schematischer Aufbau eines VCSELS	22
4.2. Berechnetes Reflexionsspektrum eines Bragg-Spiegels	23
4.3. Niveau-Schema des verwendeten Ratengleichungsmodells	24
4.4. Schema eines CHCC-AUGER-Übergangs	26
4.5. Erweitertes Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell	27
4.6. Simulierte Transienten im Drei-Niveau-Modell	28
4.7. Spinorientierung und VCSEL-Emissionsverhalten	29
4.8. Schematischer Aufbau des Tieftemperatur-VCSELS NMC22	30
4.9. PL-Spektrum VCSEL NMC22	31
4.10. Berechnetes Reflexionsspektrum VCSEL NMC 22	31
4.11. Transienten für zirkular polarisierte Anregung mit Pumpleistungen $P_{exc} = 4$ mW bzw. $P_{exc} = 6$ mW	32
4.12. Transienten für $P_{exc} = 6,5$ mW und unpolarisierte bzw. 50% polarisierte Elektronen	33
4.13. VCSEL-Kennlinie für unpolarisierte bzw. 50% polarisierte Elektronen	34
4.14. VCSEL-Emission in Abhängigkeit vom Spinpolarisationsgrad	35

4.15. Vergleich von experimenteller und simulierter Kennlinie von VCSEL NMC22	37
4.16. Reflexionsspektrum des GaAs-Raumtemperatur-VCSELS	38
4.17. Transienten des GaAs-RT-VCSELS	39
4.18. Kennlinie des GaAs-RT-VCSELS	39
4.19. Spinrelaxationszeiten des GaAs-RT-VCSELS	41
4.20. Vergleich der simulierten und der gemessenen Transienten des GaAs-RT-VCSELS	42
4.21. Vergleich von simulierter und gemessener Kennlinie des GaAs-RT-VCSELS	42
4.22. Simulierte Kennlinien des GaAs-RT-VCSELS für gepulste Anregung mit 50% spinpolarisierten Elektronen	43
4.23. Simulierte Kennlinien des GaAs-RT-VCSELS für gepulste Anregung mit 100% spinpolarisierten Elektronen	43
4.24. Bestimmung der Laserschwelle P_{thres} aus den simulierten VCSEL-Kennlinien	44
4.25. Laserschwelle bzw. Reduktion der Laserschwelle in Abhängigkeit von der Spinrelaxationszeit	45
4.26. Laserschwelle und Reduktion der Laserschwelle in Abhängigkeit vom Spinpolarisationsgrad	45
4.27. Ausbleicheffekte bei niederenergetischer Anregung des GaAs-RT-VCSELS	47
4.28. VCSEL-Kennlinien im Bereich hoher Anregungsdichten	48
4.29. Aufbau des (GaIn)As/Ga(PAs)-Raumtemperatur-VCSELS	50
4.30. Emission des RT-VCSELS #20800 in Abhängigkeit von der Spinpolarisation	51
4.31. Kennlinie des RT-VCSELS # 20800 beim Pumpen mit 50% spinpolarisierten bzw. unpolarisierten Elektronen	51
4.32. Simulierte Kennlinie von VCSEL NMC22 für kontinuierliches voll spinpolarisiertes Pumpen	53
4.33. Abhängigkeit der Laserschwelle von der Spinrelaxationszeit in einem Raumtemperatur Spin-VCSEL	54
4.34. Emissionserhöhung eines RT-Spin-VCSELS in Abhängigkeit vom Spinpolarisationsgrad	56

4.35. Mögliche Bauformen eines Spin-VCSELS	57
5.1. Bandstruktur eines Quantenfilms mit elektrischem Feld	60
5.2. Aufbau der Probe TP900	61
5.3. Banddiagramm Probe TP900	61
5.4. I - V -Kennlinien Probe TP900	62
5.5. Stark-Effekt an Probe TP900	63
5.6. Streakkammerbilder TP900 vor und nach Untergrundsubtraktion	66
5.7. PL-Lebensdauer in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	67
5.8. Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von elektrischem Feld und Probentemperatur	68
5.9. Spinpräzession um Magnetfeld in der Quantenfilmebene	74
5.10. Koordinatensystem zur Beschreibung von Spinquantenschwe- bungen	75
5.11. g -Faktor in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	76
5.12. Diagonalelemente g_{xx} in Abhängigkeit vom elektrischen Feld . .	77
5.13. Nebendiagonal-Elemente g_{xy} in Abhängigkeit vom elektrischen Feld	79
5.14. g_{xy} mit Fits $g_{xy} \propto \mathcal{E}^{4/3}$	80
5.15. g_{xy} mit Fits $g_{xy} \propto \mathcal{E}^{1/3}$	81
6.1. Mikroskopisches Bild des zirkularen photogalvanischen Effekts	83
6.2. Experimenteller Aufbau zur Messung des CPGE-Stroms.	86
6.3. CPGE-Strom und Spinpolarisation in Abhängigkeit von der An- regungsenergie	87
6.4. Spindephasierungszeit der CPGE-Probe	88

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

\uparrow / \downarrow :	Spin up / down
α :	RASHBA-Koeffizient
\vec{B} :	Magnetfeld
B_{sp} :	Koeffizient der strahlenden Rekombination
β :	Kopplungsfaktor der spontanen Emission
BAP :	Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus der Spinrelaxation
BIA :	Bulk-Inversion-Asymmetry, Inversions-Asymmetrie des Halbleiter-Volumenmaterials
ΔE_{LT} :	Longitudinal-Transversal-Aufspaltung
Δ_{so} :	Energielücke zwischen Maximum des Valenzbandes und des Split-off-Bandes
ε :	nichtlinearer Verstärkungsparameter
e :	Elementarladung
E :	Energie
$\vec{\mathcal{E}}$:	elektrisches Feld
$e1$:	niedrigstes Leitungssubband
E_g :	Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband
ϕ :	Probendrehwinkel
$g(n, S)$:	optische Verstärkung
γ :	Spin-Bahn-Koeffizient
Γ_{opt} :	optischer Einschlussfaktor
\mathcal{H} :	Hamiltonoperator
hh :	heavy hole, Schwerloch

$hh1$:	höchstes Schwerlochsubband
HL :	Halbleiter
I_{PL}^{\pm} :	PL-Intensität von links- bzw. rechtszirkular polarisiertem Licht
ISR :	Intersubband-Relaxationsmechanismus
j :	Gesamtdrehimpulsquantenzahl
\vec{j} :	Stromdichte
\vec{k} :	Wellenvektor
\vec{k}_{\parallel} :	Wellenvektor in der Quantenfilm-Ebene
l :	Bahndrehimpulsquantenzahl
λ_{emiss} :	Emissionswellenlänge
λ_{exc} :	Anregungswellenlänge
LB :	Leitungsband
LCR :	Liquid-Crystal-Retarder
lh :	light hole, Leichtloch
LP :	Linear-Polarisator
μ_B :	BOHRsches Magneton
m :	Ladungsträger-Masse
m^* :	effektive Ladungsträger-Masse
M_{cv} :	Überlappintegral
MBE :	Molecular Beam Epitaxy, Molekular-Strahl-Epitaxie
(m_e, m_h) :	Exziton mit Elektronenspin m_e und Lochspin m_h
MOCVD :	Metal Organic Chemical Vapor Deposition, Metall-Organische Gasphasen-Epitaxie
MOVPE :	Metal Organic Vapor Phase Deposition, Metall-Organische Gasphasen-Epitaxie
m_e :	Elektronenspinquantenzahl
m_h :	Lochspinquantenzahl
m_j :	magnetische Gesamtdrehimpulsquantenzahl
n^+/n^- :	Dichte von spin-up/spin-down polarisierten Elektronen
n_{exc} :	angeregte Ladungsträgerdichte
n_{tr} :	Transparenzladungsträgerdichte
ν_g :	Gruppengeschwindigkeit des Lichts
Nd:YVO ₄ :	Neodym:Yttrium-Vanadium-Oxid
$\vec{\Omega}_{BIA/SIA}$:	effektives Magnetfeld durch BIA / SIA

$\Psi, \psi_{c/v}$:	Wellenfunktion, Elektron- bzw. Lochwellenfunktion
PL :	Photolumineszenz
P_{exc} :	Laseranregungsleistung
P_{PL} :	Photolumineszenz-Polarisationsgrad
P_{spin} :	Spinpolarisation
P_{thres} :	Schwellenleistung
PEM :	photoelastischer Modulator
$pump(t)$:	zeitabhängige Laser-Anregung
QCSE :	Quantum Confined Stark Effect
QW :	Quantum Well, Quantenfilm
\vec{r} :	Ortsvektor
R :	Reflexionsgrad
RT :	Raumtemperatur
ς :	Spin-Spin-Kopplungskonstante
$\sigma_i, i = x, y, z$:	Pauli-Spinmatrizen
$\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$:	Vektor der Pauli-Spinmatrizen
σ^+ / σ^- :	linkszirkular/rechtszirkular polarisiertes Licht
S :	Strahlungsfeld
S^+ / S^- :	linkszirkular/rechtszirkular polarisiertes Strahlungsfeld
\vec{S}_e :	Elektronen-Spinoperator
\vec{S}_h :	Loch-Spinoperator
SBK :	Soleil-Babinet-Kompensator
SIA :	Struktur-Inversionsasymmetrie
T :	Temperatur
τ_0 :	optische Rekombinationszeit im Flachbandfall
τ_{ISB} :	Intersubband-Streuzeit
τ_p :	Impulsstreuzeit
τ_{ph} :	Photonenlebensdauer
τ_{PL} :	optische Rekombinationszeit
τ_{pop} :	Lebenszeit für Übergang Pump- nach Laserniveau
$\tau_s, \tau_{sf}, \tau_{sf,p}$:	Spinrelaxationszeit
τ_{tr} :	Ladungsträger-Transportzeit
Ti:Sa :	Titan:Saphir
V :	Potential

V_{Gitter} :	Potential des Kristallgitters
V_{QW} :	Einschlusspotential eines Quantenfilms
VB :	Valenzband
VCSEL :	Vertical Cavity Surface Emitting Laser, Oberflächen-emittierender Laser
w.E.	willkürliche Einheiten
x, y, z :	kartesische Koordinate

1. Einleitung

Im Jahr 1925 postulierten UHLENBECK und GOUDSMITH [1] aufgrund spektroskopischer Untersuchungen einen Eigendrehimpuls von Elektronen, den sogenannten *Spin*. Das Konzept eines intrinsischen Teilchendrehimpulses erwies sich schnell als ausgesprochen fruchtbar und konnte beispielsweise die vorangegangenen Experimente von EINSTEIN und DE HAAS [2] sowie STERN und GERLACH [3, 4] erklären.

Auch in der Festkörperphysik beruht eine Vielzahl fundamentaler Effekte wie beispielsweise der Festkörpermagnetismus auf dem Spin der Elektronen. Technisch genutzt wird der Spin bislang in der Magnetoelektronik, die auf spinabhängigen elektrischen Strömen in *metallischen* Strukturen beruht. Effekte wie der Riesenmagnetowiderstand (GMR) [5] werden z. B. in Festplattenleseköpfen eingesetzt. Die heutige Informations- und Kommunikationstechnologie ist aber erst durch die *Halbleiter*-Elektronik möglich geworden. In Halbleitern lassen sich im Gegensatz zu Metallen Ladungsträgerdichten und Bandlücken in weiten Bereichen frei einstellen. Halbleiter erlauben daher eine gezielte Kontrolle der elektrischen *Ladung* in elektronischen Bauelementen. Die fortschreitende Reduktion der Strukturgrößen in elektronischen Bauteilen wird aber schon in wenigen Jahren dazu führen, dass quantenmechanische Effekte dominierend werden. Neue Konzepte für Quantenstrukturbauelemente sind daher von immenser Bedeutung. Ein vielversprechender Ansatz für Quantenstrukturbauelemente ist die Nutzung des Elektronenspins, der in der konventionellen Elektronik vollständig vernachlässigt wird. Der Spin ist im Vergleich zur räumlichen Kohärenz der Ladungsträger eine relativ stabile Größe und damit potentiell sehr gut für zukünftige Quantenstrukturbauelemente geeignet.

Im schnell wachsenden Forschungsgebiet der Spinelektronik oder kurz *Spintronik* wird untersucht, wie der Elektronenspin als zusätzlicher Freiheitsgrad für die Halbleiter-Elektronik und Optoelektronik genutzt werden kann [6]. Die kontrollierte Manipulation der Spinorientierung in Halbleitern verspricht Bauteile mit neuartiger oder verbesserter Funktionalität. Große Fortschritte wurden bereits bei den grundlegenden

Voraussetzungen der Spintronik wie Spininjektion [7, 8] und Spintransport [9, 10] erzielt, so dass nun großes Interesse an Vorschlägen für potentielle spintronische oder spinoptoelektronische Bauelemente besteht. Ein detailliertes Verständnis der Spinrelaxation ist daneben ein weiterer Schwerpunkt aktueller Forschung.

Die vorliegende Arbeit untersucht Spinphänomene in Halbleitern mittels optischer Spektroskopie. Die benötigten theoretischen Grundlagen und der verwendete experimentelle Aufbau für zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen werden in Kapitel 2 und Kapitel 3 vorgestellt. In Kapitel 4 wird der Einfluss der elektronischen Spindynamik auf die Emission von oberflächen-emittierenden Halbleiter-Lasern experimentell untersucht und im Rahmen eines numerischen Modells diskutiert. Die Ergebnisse werden auf den Vorschlag für ein erstes spintronisches Bauteil mit Anwendungspotential übertragen. Der Einfluss elektrischer Felder auf die elektronische Spindynamik in Halbleiter-Quantenfilmen ist Inhalt von Kapitel 5. Im ersten Teil des Kapitels werden Messungen der elektronischen Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke und von der Proben temperatur vorgestellt. Der zweite Teil des Kapitels widmet sich der Anisotropie des Elektron-LANDÉ- g -Faktors in Quantenfilmen mit elektrischem Feld in Wachstumsrichtung. Die Erzeugung gerichteter elektrischer Ströme durch den zirkularen photogalvanischen Effekt steht im Mittelpunkt von Kapitel 6.

2. Theoretische Grundlagen

Die Spindynamik in Halbleitern ist eng mit deren Bandstruktur verknüpft. Deshalb werden zunächst die grundlegenden elektronischen Eigenschaften von Halbleitern vorgestellt. Ihr Einfluss auf die optischen Auswahlregeln und auf die Spinrelaxation legt die benötigten theoretischen Grundlagen für die Untersuchung spinabhängiger Phänomene.

2.1. Kristall- und Bandstruktur von Zinkblende-Halbleitern

Die Symmetrie des Kristallgitters und die Bandstruktur sind von großer Bedeutung für die elektronischen Eigenschaften von Halbleitern. Sie werden daher im Folgenden für das in dieser Arbeit untersuchte Materialsystem GaAs/(AlGa)As diskutiert. GaAs und (AlGa)As sind Verbindungshalbleiter von Gruppe III- und Gruppe V- Elementen. Sie kristallisieren in der Zinkblendestruktur (siehe Abbildung 2.1(a)). Das zugehörige reziproke Gitter (siehe Abbildung 2.1 (b)) besitzt als Punkte besonders hoher Symmetrie der BRILLOUIN-Zone den Γ -, X - und den L -Punkt [11]. Die Wellenfunktion der Ladungsträger erfüllt im gitterperiodischen Potential $V_{Gitter}(\vec{r})$ des Halbleiterkristalls die SCHRÖDINGER-Gleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{Gitter}(\vec{r}) \right] \Psi_n(\vec{r}) = E_n \Psi_n(\vec{r}) . \quad (2.1)$$

Die Lösungen $\Psi_n(\vec{r})$ können als BLOCH-Funktionen

$$\Psi_n(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{n\vec{k}}(\vec{r}) \quad (2.2)$$

mit den gitterperiodischen Funktionen $u_{n\vec{k}}(\vec{r})$ geschrieben werden. Als Lösung von (2.1) ergeben sich Zustände, die durch Bänder $E_n(\vec{k})$ mit dem Bandindex n und dem Wellenvektor \vec{k} charakterisiert sind.

Das Minimum des Leitungsbandes (LB) und das Maximum des Valenzbandes (VB) liegen für die untersuchten Halbleiter mit Zinkblendestruktur im Zentrum der Brillouin-Zone am Γ -Punkt, sie sind also direkte Halbleiter¹. Der Γ -Punkt und seine Umgebung sind für optische Experimente von besonderer Bedeutung und werden im Folgenden eingehender diskutiert.

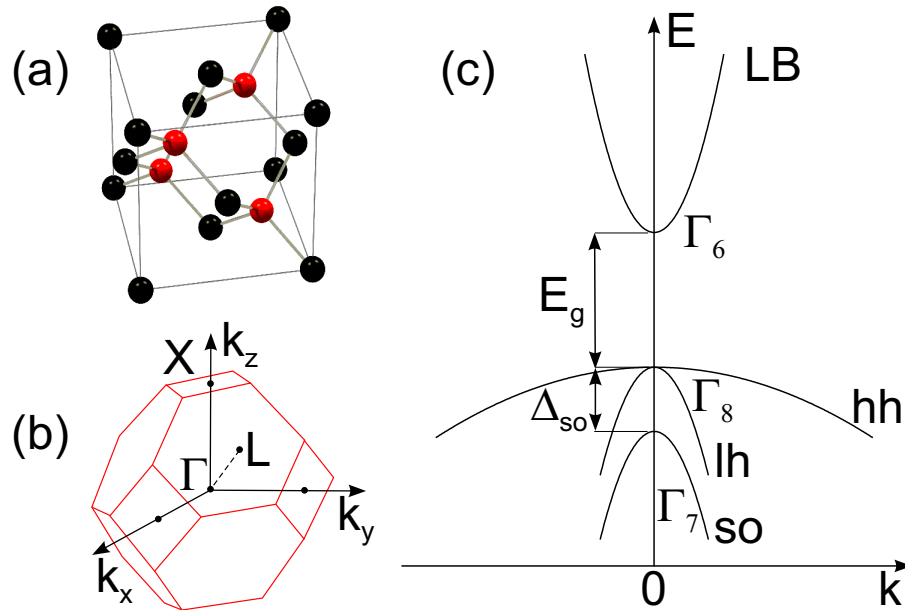


Abbildung 2.1.: (a) Zinkblende-Struktur, (b) Brillouin-Zone von Zinkblende-Halbleitern, (c) schematische Bandstruktur von Zinkblende-Halbleitern in parabolischer Näherung für die Umgebung des Γ -Punkts.

Im *tight-binding*-Modell ohne Berücksichtigung des Spins ist das Valenzband am Γ -Punkt p -artig (Bahndrehimpuls $l = 1$), das Leitungsband s -artig (Bahndrehimpuls $l = 0$). Die Bandstruktur besitzt in der Umgebung des Γ -Punkts eine näherungsweise parabolische Dispersionsrelation (siehe Abbildung 2.1 (c)).

Die Berücksichtigung des Ladungsträger-Spins und der Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls führt zu einer Modifikation der Bandstruktur. Aus der DIRAC-Gleichung ergibt sich die Spin-Bahn-Kopplung von Spin und Bahnbewegung [13]

$$\mathcal{H}_{SO} = -\frac{\hbar}{4m_0^2c^2} \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \times (\nabla V). \quad (2.3)$$

¹(Al_xGa_{1-x})As besitzt für $x \gtrsim 0,4$ [12] eine indirekte Bandlücke.

Hierdurch spaltet das Valenzband in Zustände mit Gesamtdrehimpuls $j = 3/2$ und $j = 1/2$ auf. Die Zustände mit $j = 1/2$ sind nach Abbildung 2.1(c) durch die Energielücke Δ_{so} von den $j = 3/2$ -Zuständen getrennt und werden als Split-off-Band bezeichnet. Die Zustände lassen sich nach ihrer Symmetrie gruppentheoretisch klassifizieren. Ihre Bezeichnung ergibt sich aus der irreduziblen Darstellung, die ihrer Symmetrie am Γ -Punkt entspricht: Das p -artige Valenzband spaltet in ein vierfach entartetes Γ_8 -Quartett² und ein zweifach entartetes Γ_7 -Dublett auf. Das Leitungsband ist ein rein spinentartetes Γ_6 -Band. Die Γ_8 -Valenzbandzustände mit $m_j = \pm 3/2$ werden als Schwerlochzustände (englisch *heavy hole*, hh) bezeichnet, die Zustände mit $m_j = \pm 1/2$ als Leichtlochzustände (englisch *light hole*, lh).

In dem einfachen Bandstrukturbild nach Abbildung 2.1(c) sind die Bänder spinentartet. Voraussetzung für eine Spinentartung von Elektronen- und Lochzuständen ist das gleichzeitige Auftreten von räumlicher Inversionssymmetrie und Zeitumkehrsymmetrie. Bei räumlicher Inversionssymmetrie gilt für die Energie der einzelnen Bänder die Beziehung $E_{\uparrow}(\vec{k}) = E_{\uparrow}(-\vec{k})$. Bei Zeitumkehr-Invarianz gilt die KRAMERS-Entartung $E_{\uparrow}(\vec{k}) = E_{\downarrow}(-\vec{k})$. Zusammen liefern also räumliche und zeitliche Inversionssymmetrie eine Spinentartung der Bänder, bei der $E_{\uparrow}(\vec{k}) = E_{\downarrow}(\vec{k})$ gilt.

Das Zinkblende-Kristallgitter besitzt mit seiner zweiatomigen Basis, im Gegensatz zum Diamantgitter, beispielsweise des Siliziums, kein Inversionszentrum. Die fehlende räumliche Inversionssymmetrie des Kristallgitters (englisch *Bulk-Inversion-Asymmetry*, BIA) führt bei Halbleitern mit Zinkblende-Struktur zur Aufhebung der Spinentartung, d.h. eine Spinaufspaltung der einzelnen Bänder tritt für $k \neq 0$ bereits ohne ein äußeres Magnetfeld B auf.

Die Spinaufspaltung des Γ_6 -Leitungsbandes durch die Inversionsasymmetrie des Volumenmaterials ergibt sich in dritter Ordnung in k durch den Hamiltonoperator [15, 16]

$$\mathcal{H}_{Dressel} = \gamma \sum_i \sigma_i k_i (k_{i+1}^2 - k_{i+2}^2), \quad i = x, y, z, \quad i + 3 \rightarrow i \quad (2.4)$$

für das kanonische Koordinatensystem $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$ und $z \parallel [001]$. Dieser Term wird als DRESSELHAUS-Term bezeichnet. Der Koeffizient γ ist der sogenannte Spin-Bahn-Koeffizient. Die energetische Spinaufspaltung $\Delta E_{Dressel}$ des Γ_6 -Leitungsbandes be-

²Die Notation der irreduziblen Darstellungen richtet sich nach der in der Festkörperphysik üblichen Nomenklatur nach KOSTER [14].

trägt in Polarkoordinaten

$$\Delta E_{Dressel}(\vec{k}) \propto \gamma k^3 \sin \vartheta [1 - \sin^2 \vartheta (1 + 2 \sin^2(2\varphi) + (9/4) \sin^2(2\varphi) \sin^4 \vartheta)]^{1/2} \quad (2.5)$$

mit $k_x = k \sin \vartheta \cos \varphi$, $k_y = k \sin \vartheta \sin \varphi$ und $k_z = k \cos \vartheta$. Nach Gleichung (2.5) gilt $\Delta E_{Dressel}(\vec{k}) = 0$ für $\vec{k} \parallel [100]$ und $\vec{k} \parallel [111]$, ansonsten ist $\Delta E_{Dressel} \propto k^3$.

Es ist hilfreich, den Hamilton-Operator $\mathcal{H}_{Dressel}$ nach Gleichung (2.4) in der Form

$$\mathcal{H}_{Dressel} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{\Omega}_{BIA}(\vec{k}) \quad (2.6)$$

mit

$$\vec{\Omega}_{BIA}(\vec{k}) = \frac{2\gamma}{\hbar} \begin{pmatrix} k_x(k_y^2 - k_z^2) \\ k_y(k_z^2 - k_x^2) \\ k_z(k_x^2 - k_y^2) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

zu schreiben [17]. Der Ausdruck (2.6) ist analog zu einem ZEEMAN-Term mit einem effektiven Magnetfeld $\vec{\Omega}_{BIA}(\vec{k})$, das von Material, Geometrie und Wellenvektor \vec{k} abhängt. Die Bedeutung dieses effektiven Magnetfeldes läßt sich anschaulich interpretieren: Der Elektronenspin führt eine Präzessionsbewegung um das effektive Magnetfeld aus. Die Präzessionsachse ist durch die Richtung von $\vec{\Omega}_{BIA}(\vec{k})$ gegeben, die Präzessionsfrequenz ist proportional zu $|\vec{\Omega}_{BIA}(\vec{k})|$ [18].

2.1.1. Halbleiter-Heterostrukturen und ihre Bandstruktur

Durch die Kombination von Halbleitern mit unterschiedlich großer Bandlücke lassen sich niederdimensionale Strukturen realisieren. Die Geometrie dieser Strukturen beeinflusst in starkem Maße die Bandstruktur, beispielsweise über den räumlichen Einschluss der Ladungsträger oder eine Symmetrierniedrigung gegenüber dem Volumenmaterial. In der vorliegenden Arbeit werden zweidimensionale Quantenfilmstrukturen (englisch *Quantum Well*, QW) untersucht, die durch moderne Kristallwachstumsverfahren wie Molekularstrahlepitaxie (englisch *Molecular Beam Epitaxy*, MBE) und Metall-Organische Gasphasen-Epitaxie (englisch *Metal Organic Chemical Vapor Deposition*, MOCVD bzw. *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*, MOVPE) atomlagen genau hergestellt werden können. Die Änderungen der elektronischen Struktur in einem Quantenfilm im Vergleich zum Volumenmaterial werden im Folgenden kurz diskutiert.

Die elektronischen Zustände in Quantenfilmen ergeben sich in der *effektiven Masse-Näherung*³ durch den Hamilton-Operator

$$\mathcal{H} = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*} + \frac{p_z^2}{2m^*} + V_{QW}(z) \quad (2.8)$$

mit $V_{QW}(z)$ als topfförmigem Potential in Wachstumsrichtung z des Quantenfilms (siehe Abbildung 2.2). Die Lösungen zu (2.8) sind diskrete Subbänder

$$E_\nu(\vec{k}_\parallel) = E_\nu + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^*}, \quad \vec{k}_\parallel = (k_x, k_y) \quad (2.9)$$

mit parabolischer Subband-Dispersion. Die Berechnung elektronischer Zustände in Quantenfilmen mit extern angelegten Feldern kann in der *Envelope-Funktions-Näherung* erfolgen, wenn die Änderungen der externen Felder klein auf der Längenskala der Gitterkonstanten sind. Die schnell oszillierenden gitterperiodischen Anteile der BLOCH-Wellenfunktionen werden in dieser Näherung durch eine sich langsam ändernde Envelope-Funktion moduliert. Im Folgenden ist diese Envelope-Funktion gemeint, wenn von Elektronen- oder Lochwellenfunktionen gesprochen wird.

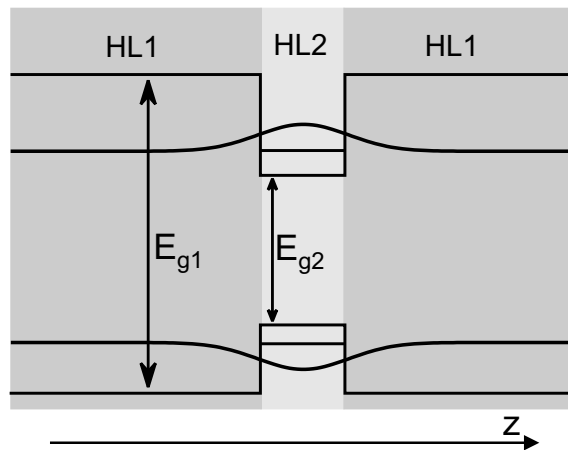


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau eines Quantenfilms aus zwei Halbleitern HL1 und HL2. Die Energieniveaus und die entsprechende Elektron- bzw. Lochwellenfunktion sind schematisch gezeigt.

³In der effektiven Masse-Näherung wird die mikroskopische Kristallstruktur durch die Einführung *effektiver* Größen berücksichtigt. Elektronen sind in dieser Näherung freie Quasiteilchen mit einer effektiven Masse m^* .

Spin-Bahn-Kopplung in Halbleiter-Heterostrukturen

Die Spin-Bahn-Kopplung unterscheidet sich in zweidimensionalen Systemen deutlich von der im Volumenmaterial. Zum einen wirkt sich die durch den Übergang zu einem zweidimensionalen System bedingte Quantisierung der Zustände in Wachstumsrichtung z auf die BIA aus, zum anderen kann durch eine Asymmetrie des zweidimensionalen Systems ein zusätzlicher Beitrag auftreten.

Die Inversionsasymmetrie BIA des Volumenmaterials wird durch den DRESSELHAUS-Term (2.4) beschrieben. Bei zweidimensionalen System können nach einer Mittelung über die Wellenvektoren in Wachstumsrichtung z des Quantenfilms die Terme k_z^n durch ihre entsprechenden Erwartungswerte $\langle k_z^n \rangle$ ersetzt werden [19]. Der Hamiltonoperator (2.6) lässt sich dann in der Form [20]

$$\mathcal{H}_{Dressel}^{2D} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma}_{2D} \cdot \vec{\Omega} \quad (2.10)$$

mit $\vec{\sigma}_{2D} = (\sigma_x, \sigma_y, 0)$ und $\vec{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)$ schreiben. Für (100) orientierte Quantenfilme gilt ⁴

$$\Omega_x = -\omega_1 \cos \varphi - \omega_3 \cos 3\varphi \quad (2.11)$$

$$\Omega_y = \omega_1 \sin \varphi - \omega_3 \sin 3\varphi \quad (2.12)$$

$$\Omega_z = 0 \quad (2.13)$$

$$\omega_1 = \gamma k (\langle k_z^2 \rangle - \frac{1}{4} k^2), \quad \omega_3 = \gamma \frac{k^3}{4} \quad (2.14)$$

mit $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ und $\tan \varphi = k_x/k_y$. Da $\langle k_z^2 \rangle \gg k^2$ gilt und k^3 -Terme klein sind, ist der DRESSELHAUS-Term (2.10) oft näherungsweise linear in k .

Neben der Inversionsasymmetrie des Ausgangsmaterials führt in zweidimensionalen Halbleiter-Heterostrukturen auch eine mögliche Inversionsasymmetrie der Struktur (Structure Inversion Asymmetry, SIA) zu einer Spinaufspaltung der Bänder. Die Asymmetrie einer Heterostruktur führt zu einer Asymmetrie des Einschlusspotentials $V(\vec{r})$. Eine Taylorentwicklung von $V(\vec{r})$ zeigt, dass die Asymmetrie in erster Ordnung durch ein elektrisches Feld $\vec{\mathcal{E}}$ beschrieben werden kann:

$$V(\vec{r}) = V_0 + e\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{r} + \dots \quad (2.15)$$

⁴Für Quantenfilms mit anderer Orientierung sind sowohl die k_i als auch die σ_i in das Koordinatensystem des Quantenfilms zu transformieren. Für (110) orientierte QWe mit $x \parallel [1\bar{1}0]$, $y \parallel [001]$, $z \parallel [110]$ gilt z.B. $\mathcal{H}_{Dressel}^{2D} = \sigma_z (\omega_1 \cos \varphi + \omega_3 \cos 3\varphi)$ mit $\omega_1 = -\frac{1}{2} \gamma k (\langle k_z^2 \rangle - \frac{1}{4} k^2)$, $\omega_3 = \frac{3}{8} \gamma k^3$ [21].

In niedrigster Ordnung in \vec{k} und $\vec{\mathcal{E}}$ ist dann der SIA-Beitrag zur Spinaufspaltung für das Γ_6 -Leitungsband gegeben durch [13]

$$\mathcal{H}_{Rashba} = \alpha_0 \vec{\sigma} \cdot \vec{k} \times \vec{\mathcal{E}} \quad (2.16)$$

mit α_0 als materialspezifischem Parameter und $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ als Vektor der Pauli-Spinmatrizen. Der Beitrag durch (2.16) wird als RASHBA-Effekt bezeichnet. Für ein elektrisches Feld $\vec{\mathcal{E}} = (0, 0, \mathcal{E}_z)$ in Wachstumsrichtung z vereinfacht sich (2.16) zu

$$\mathcal{H}_{Rashba} = \alpha_0 \mathcal{E}_z i(k_- \sigma_+ - k_+ \sigma_-) \quad (2.17)$$

mit $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$ und $\sigma_{\pm} = \frac{1}{2}(\sigma_x \pm i\sigma_y)$ [13]. Mit dem über Barrieren- und Quantenfilmmaterial gemittelten RASHBA-Parameter

$$\alpha = \langle \alpha_0 \mathcal{E}_z \rangle \quad (2.18)$$

ergibt sich die Spinaufspaltung $\Delta E_{Rashba}(\vec{k}_{\parallel})$ im Γ_6 -Leitungsband zu

$$\Delta E_{Rashba}(\vec{k}_{\parallel}) = \alpha k_{\parallel}. \quad (2.19)$$

Die Spinaufspaltung durch die Struktur-Inversionsasymmetrie ist also linear in k_{\parallel} mit $\vec{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$.

Ähnlich wie für den DRESSELHAUS-Term (2.6) lässt sich auch für den RASHBA-Term (2.16)

$$\mathcal{H}_{Rashba} = \frac{\hbar}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{\Omega}_{SIA}(\vec{k}_{\parallel}) \quad (2.20)$$

mit

$$\vec{\Omega}_{SIA}(\vec{k}_{\parallel}) = \frac{2\alpha}{\hbar} \begin{pmatrix} k_y \\ -k_x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

schreiben [22]. $\vec{\Omega}_{SIA}(\vec{k}_{\parallel})$ beschreibt wiederum ein in der QW-Ebene liegendes effektives Magnetfeld, das von Material, Geometrie und \vec{k}_{\parallel} abhängt.

2.2. Optische Auswahlregeln

Die optischen Interband-Auswahlregeln für Halbleiterstrukturen legen fest, welche optischen Übergänge zwischen Leitungs- und Valenzband möglich sind. Halbleiter, die

in Zinkblende-Struktur kristallisieren, besitzen nach Abschnitt 2.1 am Γ -Punkt ein Γ_6 -Leitungsband und ein Γ_8 -artiges Valenzband. Bei optischen Übergängen zwischen diesen Zuständen muß der Gesamtdrehimpuls erhalten bleiben: Bezeichnet m_e den Elektronenspin und m_h den Lochspin des erzeugten bzw. des rekombinierenden Elektron-Loch-Paares, so muß die Drehimpulsbilanz

$$m_e + m_h = m_p \quad (2.22)$$

gelten. Hierbei ist m_p der Drehimpuls des beteiligten Photons. Es gilt $m_p = \pm 1$ für zirkular polarisiertes Licht σ^\pm , das sich entlang der Quantisierungsachse ausbreitet. Der Spin der Elektronen ändert sich bei den Interbandübergängen nicht, lediglich der Bahndrehimpuls wird um ± 1 geändert. Abbildung 2.3 zeigt schematisch die optischen Auswahlregeln für Absorption bzw. Emission entlang der Wachstumsrichtung durch Übergänge in der Nähe des Zentrums der Brillouin-Zone in Halbleitern mit Zinkblende-Struktur [23].

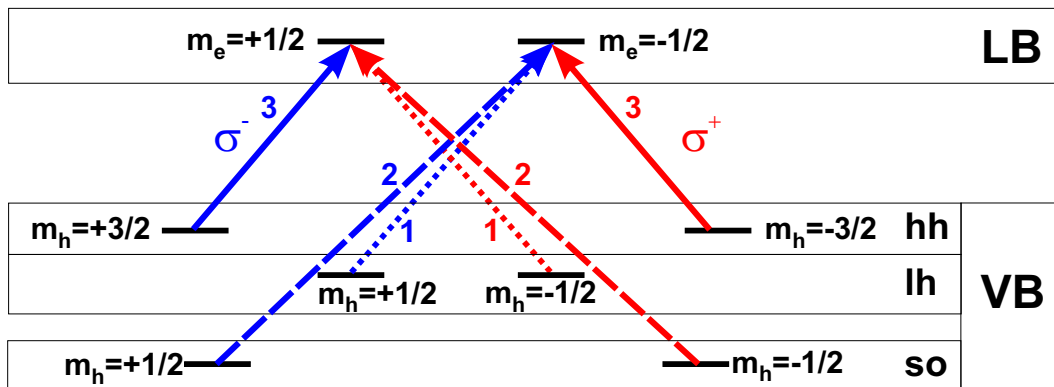


Abbildung 2.3.: Optische Auswahlregeln für Interbandübergänge in Wachstumsrichtung eines Quantenfilms im Zentrum der Brillouin-Zone. Die relative Stärke der Übergänge ist neben den Übergängen angegeben.

Die Stärke der Übergänge ergibt sich aus ihren Dipolmatrixelementen

$$M = \langle \Psi_f | \mathcal{H}_{dip} | \Psi_i \rangle \quad (2.23)$$

mit $\mathcal{H}_{dip} \propto X \pm iY$ für σ^\pm -polarisiertes Licht. Die Winkel- und Spinanteile der Wellenfunktionen $\Psi_{i,f}$ am Γ -Punkt sind in Tabelle 2.1 aufgeführt, wobei die Blochfunktionen

Symmetrie	$ J, m_j\rangle$	Wellenfunktion
Γ_6	$ \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	$ S \uparrow\rangle$
	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ S \downarrow\rangle$
Γ_7	$ \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{-X+iY}{\sqrt{3}} \downarrow\rangle - \frac{Z}{\sqrt{3}} \uparrow\rangle$
	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{X-iY}{\sqrt{3}} \uparrow\rangle + \frac{Z}{\sqrt{3}} \downarrow\rangle$
Γ_8	$ \frac{3}{2}, \frac{3}{2}\rangle$	$ \frac{X+iY}{\sqrt{2}} \uparrow\rangle$
	$ \frac{3}{2}, \frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{-X+iY}{\sqrt{6}} \downarrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}Z \uparrow\rangle$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{X-iY}{\sqrt{6}} \uparrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}Z \downarrow\rangle$
	$ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$	$ \frac{X-iY}{\sqrt{2}} \downarrow\rangle$

Tabelle 2.1.: Winkel- und Spinanteil der Wellenfunktionen $\Psi_{i,f}$ am Γ -Punkt.

$|J, m_j\rangle$ nach ihrem Gesamtdrehimpuls J und dessen Projektion m_j auf die positive z -Achse klassifiziert sind⁵ [24, 25]. Die relative Stärke zweier Übergänge ergibt sich aus dem Verhältnis ihrer Dipolmatrixelemente. Als Beispiel wird die relative Stärke eines Übergangs aus einem Schwerloch-Zustand $|m_j = 3/2\rangle$ bzw. aus einem Leichtloch-Zustand $|m_j = 1/2\rangle$ in einen Leitungsband-Zustand $|m_j = 1/2\rangle$ betrachtet. Mit $Y_1^{\pm 1}$ als Kugelflächenfunktion Y_l^m gilt $\mathcal{H}_{dip} \propto (X \pm iY) \propto Y_1^{\pm 1}$. Das Dipolmatrixelement des Schwerlochübergangs ist entsprechend $\langle 1/2, -1/2 | Y_1^1 | 3/2, -3/2 \rangle$. Für die relative Stärke von Schwerloch- und Leichtlochübergängen ergibt sich dann mit den Wellenfunktionen aus Tabelle 2.1:

$$\frac{|\langle 1/2, -1/2 | Y_1^1 | 3/2, -3/2 \rangle|^2}{|\langle 1/2, 1/2 | Y_1^1 | 3/2, -1/2 \rangle|^2} = 3.$$

Schwerlochübergänge sind also dreimal so wahrscheinlich wie Leichtlochübergänge. Eine analoge Berechnung für die Übergänge aus dem Split-off-Band ergibt für diese Übergänge ein zweimal größeres Matrixelement als für Leichtlochübergänge (siehe Abbildung 2.3).

Aufgrund der optischen Auswahlregeln vermag also eine Anregung mit zirkular polarisiertem Licht eine Spinpolarisation

$$P_{spin} = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-} \quad (2.24)$$

⁵Die Radialanteile der Wellenfunktionen heben sich bei der Berechnung der relativen Stärke der Matrixelemente gemäß dem Wigner-Eckart-Theorem auf und werden daher im Folgenden nicht berücksichtigt.

der ins Leitungsband angeregten Elektronen zu erreichen. Dabei bezeichnen n^+ bzw. n^- die Leitungsband-Elektronendichten für Elektronen mit Spin $m_e = +1/2$ bzw. $m_e = -1/2$.

Quantenfilme reduzieren die Symmetrie, wodurch die energetische Entartung von Leicht- und Schwerlochband aufgehoben wird. In diesem Fall ist eine resonante Anregung nur eines der beiden Übergänge möglich und eine Spinpolarisation von bis zu 100% kann erreicht werden.

Da die genannten Auswahlregeln ebenso für die Emission gelten, läßt sich aus den Photolumineszenz-Intensitäten

$$I_{PL}^{\pm} = I_{PL}(\sigma^{\pm}) \quad (2.25)$$

von links- bzw. rechtszirkular polarisiertem Licht über den Photolumineszenz-Polarisationsgrad

$$P_{PL} = \frac{I_{PL}^+ - I_{PL}^-}{I_{PL}^+ + I_{PL}^-} \quad (2.26)$$

auf den elektronischen Spinpolarisationsgrad schließen. Hierbei wird angenommen, dass die an der optischen Rekombination beteiligten Löcher aufgrund sehr schneller Spinrelaxation unpolarisiert sind [26, 27].

2.3. Spinrelaxationsmechanismen

Die Besetzung der elektronischen Spinzustände ist in einem ungestörten System durch eine Gleichgewichtsverteilung gegeben. Eine Spinpolarisation der Ladungsträger entspricht einem Nichtgleichgewichtszustand, der durch Spinrelaxationsprozesse equilibriert wird. Die Abnahme der Spinpolarisation ist dabei durch die Spinrelaxationszeit τ_s als Zeitkonstante charakterisiert.

In Analogie zur Nomenklatur der Kernspinresonanz [28] wird häufig zwischen der longitudinalen Spinrelaxationszeit T_1 und der transversalen Spinrelaxationszeit T_2 unterschieden. Die auf ein externes Magnetfeld bezogene longitudinale T_1 -Zeit wird dann Spinrelaxationszeit genannt, die zum externen Magnetfeld senkrechte Komponente T_2 heißt Spindekohärenz- oder Spindephasierungszeit. In dieser Arbeit werden die Begriffe Spinrelaxation, Spindephasieren und Spindekohärenz synonym verwendet und zwischen T_1 - und T_2 -Zeit wird nicht unterschieden, sondern nur eine gemeinsame Spinrelaxationszeit τ_s verwendet.

Die Relaxation des Elektronenspins erfolgt in Halbleitern durch fünf bekannte Relaxationsmechanismen, die im Folgenden vorgestellt werden.

2.3.1. D'yakonov-Perel'-Mechanismus

Ein sehr effizienter Spinrelaxationsmechanismus wurde 1971 von M.I. D'yakonov und V.I. Perel' [29] vorgestellt. Er basiert auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung in Systemen mit fehlender Inversionssymmetrie. Das Fehlen eines Inversionszentrums bei Halbleitern mit Zinkblende-Struktur und eine mögliche Strukturasymmetrie bei Halbleiter-Heterostrukturen führen nach Abschnitt 2.1 zum Auftreten eines effektiven Magnetfeldes $\vec{\Omega}(\vec{k})$ im Halbleiter. Der Elektronenspin präzediert mit der Larmorfrequenz $|\vec{\Omega}(\vec{k})|$ um dieses effektive Magnetfeld $\vec{\Omega}(\vec{k})$, das in Betrag und Richtung vom Wellenvektor \vec{k} der Elektronen abhängt. Ein Impulsstreu-Ereignis ändert den Wellenvektor \vec{k} eines Elektrons und damit auch das effektive Magnetfeld $\vec{\Omega}(\vec{k})$, das auf den Elektronenspin wirkt. Während einer Abfolge von mehreren Impulsstreu-Ereignissen präzediert der Elektronenspin zwischen den Streuereignissen also um ein sich nach Betrag und Richtung zufällig änderndes effektives Magnetfeld $\vec{\Omega}(\vec{k})$ (Abbildung 2.4). Dieses zufällig fluktuierende effektive Magnetfeld führt zur Spinrelaxation des Elektronenspins.

Nach dem Verhältnis von $|\vec{\Omega}(\vec{k})|$ zur Impulsstreuzeit⁶ τ_p lassen sich zwei Regime unterscheiden: Ist $|\vec{\Omega}(\vec{k})| \gg 1/\tau_p$, präzediert der Spin einzelner Elektronen viele Umdrehungen um das Magnetfeld, bevor das erste Impulsstreu-Ereignis auftritt. Die Spinrelaxationsrate $1/\tau_s$ ist in diesem Fall von der Größenordnung der Präzessionsfrequenz $|\vec{\Omega}(\vec{k})|$. Unter D'yakonov-Perel'-Spinrelaxation wird im engeren Sinne das zweite Regime verstanden, in dem $|\vec{\Omega}(\vec{k})| \ll 1/\tau_p$ ist. Der Spin einzelner Elektronen vollführt in diesem Fall eine Präzessionsbewegung um einen kleinen Winkel $\delta\phi = |\vec{\Omega}(\vec{k})|\tau_p$, bevor das Elektron nach einer mittleren Zeit τ_p gestreut wird.

Die Inversionsasymmetrie des Volumenmaterials führt in Halbleitern mit Zinkblende-Struktur zur Spinaufspaltung der Bänder durch den DRESSELHAUS-Term (vgl. Abschnitt 2.1). Das entsprechende effektive Magnetfeld $\vec{\Omega}(\vec{k})$ führt zur Spinrelaxation mit

⁶Streng genommen ist zwischen einer Streuzeit τ_p^* für den D'yakonov-Perel'-Mechanismus und der Transport-Streuzeit τ_p zu unterscheiden, da Elektron-Elektron-Streuung zwar zur Streuzeit τ_p^* beiträgt, die Beweglichkeit und damit die Transport-Streuzeit τ_p aber nicht beeinflusst [30].

dem Spinrelaxations-Tensor $\tau_{s,ij}$ ([23], s. S. 90)⁷:

$$\frac{1}{\tau_{s,ij}} \propto \tau_p(\overline{\Omega^2} - \overline{\Omega_i^2})\delta_{ij} - \tau_p(\overline{\Omega_i\Omega_j})(1 - \delta_{ij}) \quad (2.27)$$

mit

$$\overline{\Omega^2} = \sum_i \overline{\Omega_i^2}. \quad (2.28)$$

Hierbei bezeichnet $\overline{\Omega_i\Omega_j}$ mit $i, j = x, y, z$ das Produkt der i -ten und j -ten Komponente des über \vec{k} gemittelten effektiven Magnetfeldes $\vec{\Omega}(\vec{k})$. Im einfachen isotropen Fall ergibt sich die inverse Spinrelaxationszeit als

$$\frac{1}{\tau_s} \propto \langle \Omega^2 \rangle \tau_p. \quad (2.29)$$

In zweidimensionalen Systemen kann das effektive Magnetfeld im Halbleiter durch drei Beiträge hervorgerufen werden: Durch die Inversionsasymmetrie BIA des zugrunde liegenden Volumenmaterials, durch die Inversionsasymmetrie SIA der Halbleiterstruktur oder durch eine mikroskopische Grenzflächen-Inversionsasymmetrie (englisch *Interface-Inversion-Asymmetry, IIA*) an der Grenzfläche zweier verschiedener Halbleiter. Die IIA-Beiträge sind in Quantenfilmen relevant, bei denen der Quantenfilm und das Barrierenmaterial aus verschiedenen Elementen aufgebaut sind wie z.B. im InAs/GaSb-System [31, 32]. Im GaAs/(AlGa)As-System sind die IIA-Beiträge vernachlässigbar und werden im Folgenden nicht weiter diskutiert.

In zweidimensionalen Systemen ist der D'yakonov-Perel'-Mechanismus durch den BIA-Beitrag von der Orientierung des Quantenfilms abhängig: In (110) orientierten Quantenfilmen ist er für in Wachstumsrichtung orientierte Spins vollständig unterdrückt [19, 33, 34]. In (001) orientierten QWs ist die Spinrelaxationszeit τ_s gegeben durch [35]

$$\tau_s = \frac{\hbar^4}{2\gamma^2 E_{e1}^2 k_B T (2m^*)^3} \frac{1}{\tau_p} \quad (2.30)$$

mit E_{e1} als Quantisierungsenergie des ersten Leitungssubbandes im Quantenfilm.

Als zweiter Beitrag zum D'yakonov-Perel'-Mechanismus führt die Spinaufspaltung durch den RASHBA-Effekt (2.16) zur Spindephasierung in asymmetrischen Quantenfilmen. Dieser Beitrag nimmt mit zunehmender Asymmetrie der Struktur zu und kann entsprechend elektrostatisch durchgestimmt werden [36].

⁷In [23], S. 90 muß Gleichung (35) korrekt $1/\tilde{\tau}_{s,ij} = -\gamma \ell \tilde{\tau}_p(\overline{\Omega_i\Omega_j})$ ($i \neq j$) lauten.

Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus wird generell mit zunehmender Temperatur effektiver, da die Besetzung höherer k -Werte zu einem größeren effektiven Magnetfeld $\vec{\Omega}(\vec{k})$ führt. Ferner nimmt die Spinrelaxationszeit mit zunehmender Impulsstreuzeit τ_p ab.

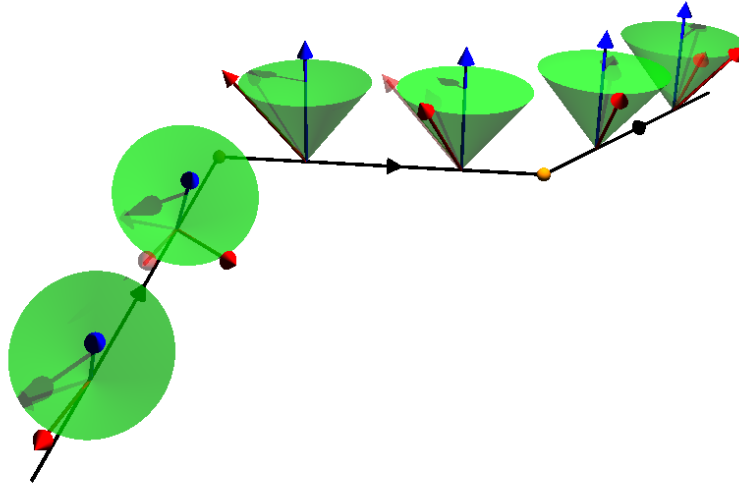


Abbildung 2.4.: Schema des D'yakonov-Perel'-Mechanismus: Der Elektronenspin präzediert um ein effektives Magnetfeld, das vom Wellenvektor des Elektrons abhängt.

2.3.2. Elliott-Yafet-Mechanismus

Die Grundlage des Elliot-Yafet-Mechanismus ist ebenfalls die Spin-Bahn-Kopplung. Sie führt dazu, dass elektronische Zustände mit entgegengesetztem Spin gekoppelt werden [37], so dass die Bloch-Zustände keine Spin-Eigenzustände, sondern eine Mischung von Spin-up- und Spin-down-Zuständen sind. Speziell die Beimischung von Valenzbandzuständen zu den Leitungsbandzuständen ermöglicht zusammen mit Impulsstreuung an Phononen oder Verunreinigungen die elektronische Spinrelaxation [38]. Im Gegensatz zum D'yakonov-Perel'-Mechanismus tritt der Elliott-Yafet-Mechanismus auch in inversionssymmetrischen Systemen auf.

Für Leitungsbandelektronen mit Energie E_k gilt in *III-V*-Halbleitern für die Spinrelaxationszeit τ_s [25, 39]

$$\frac{1}{\tau_s(E_k)} = A \left(\frac{\Delta_{SO}}{E_g + \Delta_{SO}} \right)^2 \left(\frac{E_k}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_p(E_k)} \quad (2.31)$$

mit der Impulsstreuzeit $\tau_p(E_k)$, der Bandlücke E_g und der Spin-Bahn-Aufspaltung Δ_{SO} (siehe Abbildung 2.1). Der Vorfaktor $A \approx 1$ ist vom Streumechanismus abhängig.

Nach Gleichung (2.31) ist der Elliott-Yafet-Mechanismus insbesondere für Halbleiter mit kleiner Bandlücke und großer Spin-Bahn-Aufspaltung wie InSb relevant, wohingegen er in GaAs im allgemeinen eine untergeordnete Rolle spielt [40, 41].

In zweidimensionalen Systemen beträgt die Spinrelaxationszeit durch den Elliott-Yafet-Mechanismus [42]

$$\frac{1}{\tau_s} \propto \left(\frac{\Delta}{E_g + \Delta} \right)^2 \left(1 - \frac{m^*}{m} \right)^2 \frac{E_e kT}{E_g^2} \frac{1}{\tau_p}. \quad (2.32)$$

In GaAs-QWs ist der Elliott-Yafet-Mechanismus ebenso wie in Volumen-GaAs im allgemeinen nicht von Bedeutung.

Der Elliott-Yafet- und der D'yakonov-Perel'-Mechanismus zeigen in ihrer Abhängigkeit von der Impulsstreuzeit τ_p den wichtigen Unterschied, dass $\tau_s^{EY} \propto \tau_p$, aber $\tau_s^{DP} \propto 1/\tau_p$ gilt. Anschaulich findet die Spinrelaxation beim Elliott-Yafet-Mechanismus *bei* Streueignissen statt, beim D'yakonov-Perel'-Mechanismus dagegen *zwischen* den Streueignissen.

2.3.3. Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus

Der von Bir, Aronov und Pikus vorgeschlagene BAP-Mechanismus [43] beruht auf der Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung, die zusammen mit der Streuung an Löchern zur Spinrelaxation führen kann. Anschaulich lässt sich die Wechselwirkung von Elektron- und Lochspin als Präzession des Elektronenspins um ein durch den Lochspin erzeugtes effektives Magnetfeld auffassen [44].

Die Spinumklapp-Prozesse im Rahmen des BAP-Mechanismus sind vom Lochzustand (z.B. freie oder Akzeptor-gebundene Löcher) abhängig. Generell wird der BAP-Mechanismus mit zunehmender Temperatur schwächer, da die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung reduziert wird. Er wird ebenfalls schwächer, wenn die Lochdichte abnimmt.

Die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung beeinflusst auch die Spinrelaxation in Exzitonen, die in Abschnitt 5.3.1 diskutiert wird.

2.3.4. Spinrelaxation durch Hyperfeinwechselwirkung

Die Hyperfeinwechselwirkung zwischen Elektronen und Atomkernen beruht auf der Kopplung der magnetischen Momente von Elektronen und Kernen. In GaAs besitzen alle Atomkerne einen Kernspin 3/2, so dass die magnetische Wechselwirkung

zur effizienten Spindephasierung von lokalisierten Elektronen führen kann [45]. Die Spinrelaxation erfolgt dabei durch räumliche oder zeitliche Fluktuationen des magnetischen Feldes der Atomkerne [25]. Für freie Elektronen ist die Spindephasierung durch Hyperfeinwechselwirkung wegen eines starken *motional narrowing*-Effekts vernachlässigbar [46].

2.3.5. Intersubband-Relaxation

Die bisher diskutierten Spinrelaxationsmechanismen beschränken sich bei der Beschreibung zweidimensionaler Systeme auf das unterste Subband des Leitungsbandes. Der auf Döhrmann et al. [34] zurückgehende Intersubband-Relaxationsmechanismus (ISR) berücksichtigt hingegen auch die Intersubband-Streuung der Leitungsbandelektronen. Die Streuung eines Elektrons aus dem untersten Subband $n = 0$ in das zweite Subband $n = 1$ ist ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung spinerhaltend:

$$|\vec{k}, 0, \uparrow\rangle \rightarrow |\vec{k}', 1, \uparrow\rangle \text{ und } |\vec{k}, 0, \uparrow\rangle \rightarrow |\vec{k}', 1, \downarrow\rangle. \quad (2.33)$$

Die Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung führt über den DRESSELHAUS-Term zu einer Mischung von Zuständen aus verschiedenen Subbändern mit entgegengesetztem Spin. In erster Ordnung Störungstheorie werden Spinflipübergänge schwach erlaubt:

$$|\vec{k}, 0, \uparrow\rangle + \varepsilon_1 |\vec{k}, 1, \downarrow\rangle + \dots \rightarrow |\vec{k}', 1, \downarrow\rangle + \varepsilon_2 |\vec{k}', 0, \uparrow\rangle + \dots. \quad (2.34)$$

Spinflipübergänge sind damit mit einer um einen Faktor $|\varepsilon_1|^2 + |\varepsilon_2|^2$ kleineren Rate erlaubt als spinerhaltende Intersubband-Übergänge. Die Spinrelaxationszeit τ_s^{ISR} durch den ISR-Mechanismus ergibt sich damit zu

$$\tau_s^{ISR} \approx \frac{1}{|\varepsilon_1|^2 + |\varepsilon_2|^2} \tau_{ISB} \quad (2.35)$$

mit der Intersubband-Streuzeit τ_{ISB} . Der ISR-Mechanismus ist bei hohen Temperaturen und breiten Quantenfilmen, entsprechend kleinen Subbandabständen, am effektivsten und insbesondere in (110) orientierten Quantenfilmen relevant.

3. Experimenteller Aufbau für zeitaufgelöste Photolumineszenz-Messungen

Die in dieser Arbeit vorgestellten zeitaufgelösten Photolumineszenz-Messungen werden mit dem Aufbau nach Abbildung 3.1 durchgeführt.

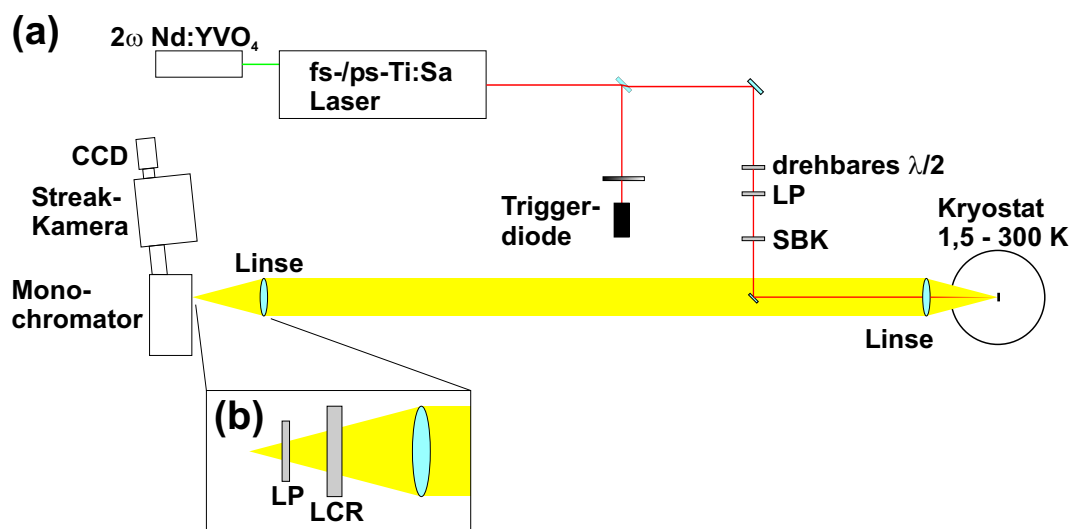


Abbildung 3.1.: Experimenteller Aufbau für zeitaufgelöste PL-Messungen. In (b) ist der Aufbau für polarisationsaufgelöste Messungen gezeigt.

Zur Probenanregung dienen kurze Pulse eines modengekoppelten Titan-Saphir-Lasers, der von einem frequenzverdoppelten Neodym-YVO₄-Laser mit einer Ausgangsleistung von 5 W und einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt wird. Die Laserpulse sind entweder ca. 100 fs oder wenige ps lang, die Repetitionsfrequenz des Lasers beträgt 80 MHz. Die Emissionswellenlänge ist bei einer maximalen Ausgangsleistung

von $P = 1$ W zwischen 700 nm und 880 nm durchstimmbar. Über einen variablen Abschwächer und Polarisationsoptiken (Linearpolarisator LP und Soleil-Babinet-Kompensator SBK) können die Leistung und der Polarisationszustand der anregenden Laserpulse eingestellt werden.

Der Titan-Saphir-Laser wird durch eine Linse auf die Probe fokussiert, die wahlweise in einem Heliumdampf-Kryostaten mit einem Temperaturbereich von $T = 1,5 - 300$ K und Magnetfeldern bis zu 8 T oder in einem Helium-Durchflusskryostaten mit hoher numerischer Apertur und einem Temperaturbereich von $T = 4,5 - 300$ K montiert ist. Die von der Probe emittierte Photolumineszenz wird durch zwei Linsen auf den Eingangsspalt eines Gitter-Monochromators abgebildet. Für polarisationsaufgelöste Messungen wird zusätzlich über eine einstellbare Flüssigkristall-Verzögerungsplatte (englisch *Liquid Crystal Retarder*, LCR) und einen Linearpolarisator eine Polarisationskomponente ausgewählt (siehe Abbildung 3.1(b)). Zur zeitaufgelösten Detektion der Proben-Photolumineszenz wird eine Schmierbildkamera eingesetzt (die englische Bezeichnung *Streakkamera* für eine Schmierbildkamera ist auch im Deutschen so üblich, dass sie im Folgenden verwendet wird). Bei einer Streakkamera löst das von der Probe emittierte Licht aus einer Photokathode Elektronen aus. Diese Photoelektronen werden in einer Braunschen Röhre zwischen zwei Ablenkplatten durch ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld abgelenkt, das über eine Triggerdiode mit den vom Laser emittierten Pulsen synchronisiert ist. Die Photoelektronen werden anschließend durch eine Vielkanalplatte verstärkt und treffen auf einen Leuchtschirm auf, dessen Bild über eine CCD-Kamera erfasst wird. Für die automatisierte Auswertung des größten Teils der Streakkamera-Aufnahmen werden selbst erstellte Programme in der Datenanalyse-Umgebung IDL von Research Systems verwendet.

3.1. Aufbau für Reflexionsmessungen

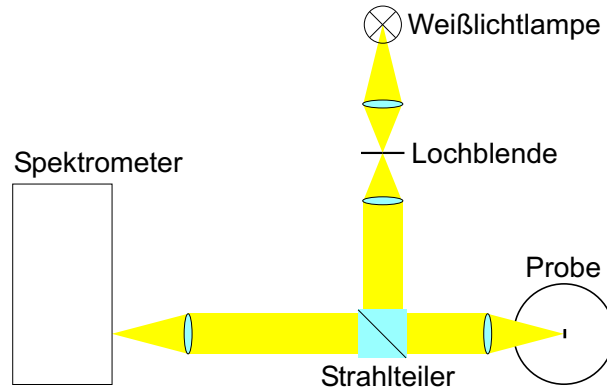


Abbildung 3.2.: Experimenteller Aufbau für Reflexionsmessungen.

Zur Probencharakterisierung werden Reflexionsmessungen durchgeführt, für die der Aufbau nach Abbildung 3.2 verwendet wird. Das von einer Weißlichtquelle emittierte Licht wird mittels zweier Linsen und einer Lochblende kollimiert und anschließend über einen Strahlteiler und eine Linse auf die Probe fokussiert. Das von der Probe reflektierte Licht wird über zwei Linsen auf den Eintrittsspalt eines CCD-Spektrometers abgebildet. Als Referenz dient ein Silberspiegel mit bekannter Reflektivität.

4. Spinabhängiges Emissionsverhalten oberflächen-emittierender Halbleiterlaser

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Elektron-Spindynamik auf das Emissionsverhalten eines oberflächen-emittierenden Halbleiterlasers untersucht. Nach einer kurzen Einführung in die Grundlagen von oberflächen-emittierenden Halbleiterlasern in Abschnitt 4.1 wird der prinzipielle Einfluss der elektronischen Spinorientierung auf die Emission oberflächen-emittierender Halbleiterlaser diskutiert. Anschließend werden Experimente und Simulationen zum Einfluss der Ladungsträger-Spindynamik auf das Emissionsverhalten an einer Tieftemperatur- und Raumtemperatur-Proben vorgestellt. Der Nachweis einer Reduktion der Laserschwelle beim Pumpen mit spinpolarisierten Elektronen führt zum Vorschlag eines Spintronik-Bauteils, des Spin-VCSELs.

4.1. Oberflächen-emittierende Laser

Halbleiter-Mikroresonatoren sind ein hervorragendes Modellsystem, um grundlegende Wechselwirkungen von Licht und Materie zu untersuchen [47]. Sie erlauben beispielsweise die Realisierung von quantenelektrodynamischen Systemen [48] und damit die gezielte Beeinflussung der spontanen Emission von Atomen bzw. Quantenpunkten im Resonator [49]. Mikrokavitäten besitzen aber auch ein hohes Anwendungspotential etwa bei Halbleiterlasern, die heute in vielen technologischen Bereichen wie Telekommunikation oder Unterhaltungselektronik eine wichtige Rolle spielen. Verglichen mit den üblicherweise eingesetzten kantenemittierenden Halbleiterlasern weisen die auf einen Vorschlag von K. Iga aus dem Jahre 1979 [50] zurück-

gehenden oberflächen-emittierenden Laserstrukturen mit vertikalem Resonator (engl. Vertical Cavity Surface Emitting Laser, VCSEL) viele Vorteile auf [51, 52, 53, 54]:

- Die Emissionswellenlänge und Schwellströme sind weitgehend temperaturunabhängig [55].
- Die kleinen Kavitätsvolumina in VCSELn führen zu kleinen Schwellströmen.
- Dynamischer Einzelmoden-Betrieb ist möglich.
- Die VCSEL-Emission kann mit sehr hohen Frequenzen moduliert werden.
- Der emittierte Laserstrahl besitzt einen kreisförmigen Querschnitt mit geringer Divergenz, die Einkopplung in Glasfasern ist daher effizient.
- VCSEL können monolithisch hergestellt und bereits als unprozessiertes Wafermaterial getestet werden. Das Bonden und Montieren der Strukturen ist einfach, so dass sich VCSEL-Strukturen ökonomisch produzieren lassen.
- Zweidimensionale Arrays von dichtgepackten Lasern können realisiert [56] und vertikal mit direkt aufwachsbaaren Dünnschichtoptiken kombiniert werden. Dies eröffnet neue Perspektiven für integrierte optische Bauelemente.

Der Aufbau und grundlegende Eigenschaften oberflächen-emittierender Halbleiterlaser werden im Folgenden beschrieben. Zur Beschreibung der VCSEL-Emissionsdynamik wird ein Ratengleichungs-Modell verwendet.

4.1.1. VCSEL-Aufbau

Ein VCSEL wird nach Abbildung 4.1 aus einem Fabry-Perot-Resonator mit einer Ausdehnung in der Größenordnung der emittierten Laserwellenlänge gebildet. Als laserak-

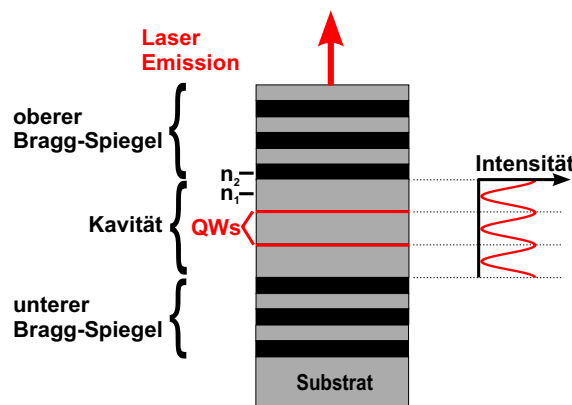


Abbildung 4.1.: Schematischer Aufbau eines VCSELs.

tives Medium dienen Quantenfilme, die in den Maxima des elektrischen Feldes platziert sind. Die geringe Ausdehnung des Resonators schränkt die Dicke des laseraktiven Mediums stark ein. Um dennoch die für einen Laserbetrieb nötige Verstärkung in der Kavität zu erzielen, sind höchstreflektierende Resonatorspiegel nötig. Sie werden durch Bragg-Spiegel realisiert, die aus jeweils $\lambda/4$ -dicken Schichten zweier alternierender Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex bestehen. In Abbildung 4.2 ist ein mit der Transfermatrixmethode [57] (s. Anhang C) berechnetes Reflexionsspektrum eines Bragg-Spiegels¹ dargestellt. Der Bereich hoher Reflektivität $R \approx 1$ um die Zentralwellenlänge wird als Stopband bezeichnet, dessen Breite durch den Brechungsindexkontrast der für den Bragg-Spiegel verwendeten Materialien bestimmt wird. Der Reflexionsgrad für die Zentralwellenlänge läßt sich durch eine Erhöhung der Schicht-Anzahl vergrößern. Durch die geringe Ausdehnung des Resonators wird ein großer energetischer Abstand der longitudinalen Lasermoden erreicht. Ist dieser Modenabstand größer als die Breite des Verstärkungsspektrums des laseraktiven Mediums, kann für die longitudinalen Lasermoden monomodiger Betrieb erzielt werden.

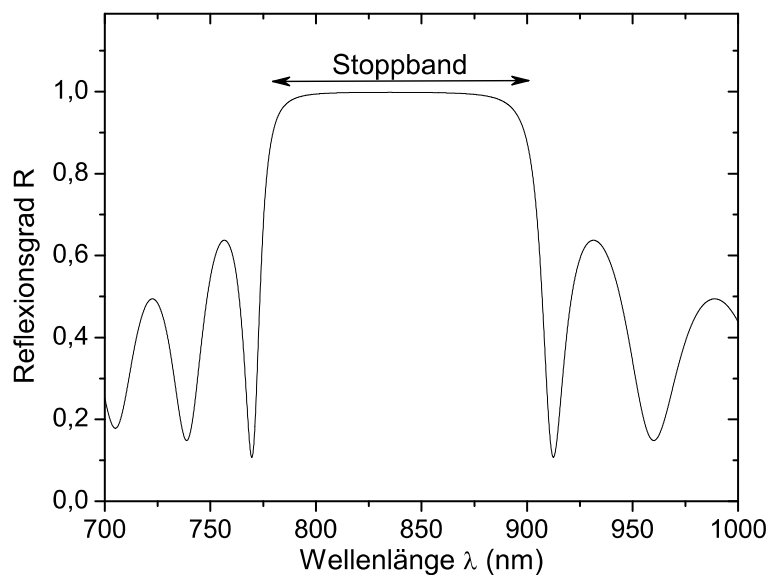


Abbildung 4.2.: Berechnetes Reflexionsspektrum eines auf ein GaAs-Substrat aufgewachsenen Bragg-Spiegels aus 14 Paaren AlAs/GaAs für eine Zentralwellenlänge von 835 nm.

¹Es handelt sich um den oberen Bragg-Spiegel der weiter unten beschriebenen Probe NMC 22.

4.1.2. Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell

Das Emissionsverhalten eines VCSELs konnte von Michler et al. in einem einfachen Drei-Niveau-Modell mit Ratengleichungen sehr gut beschrieben werden [58], allerdings unter Vernachlässigung von Spineffekten. Das Modell basiert wie in Abbildung 4.3 dargestellt auf einem Pumpniveau, einem Laserniveau und dem Grundzustand.

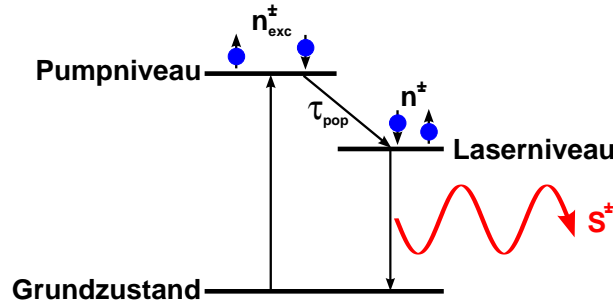


Abbildung 4.3.: Niveau-Schema des verwendeten Ratengleichungsmodells.

Für dieses System gelten die drei folgenden Ratengleichungen [58]:

$$\frac{dn_{exc}}{dt} = -\frac{n_{exc}}{\tau_{pop}} \quad (4.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_{exc}}{\tau_{pop}} - \nu_g g(n, S) S - B_{sp} n^2 \quad (4.2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma_{opt} \nu_g g(n, S) S + \Gamma_{opt} \beta B_{sp} n^2 - \frac{S}{\tau_{ph}}. \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnet n_{exc} die angeregte Ladungsträgerdichte und n die Ladungsträgerdichte im Laserniveau. S ist die Photonendichte, τ_{pop} die Lebenszeit für den Übergang vom Pumpniveau in das Laserniveau, τ_{ph} bezeichnet die photonische Lebenszeit in der Kavität und ν_g die Gruppengeschwindigkeit des Lichts. Der Kopplungsfaktor der spontanen Emission β gibt das Verhältnis der Raten der spontanen Emission in die Lasermode zur spontanen Emission insgesamt an [59]. B_{sp} ist der Koeffizient der strahlenden Rekombination, Γ_{opt} bezeichnet den optischen Einschlussfaktor², der angibt, wie stark das Strahlungsfeld mit dem aktiven Medium überlappt [61]:

$$\Gamma_{opt} = \frac{\int_{aktiv} E^2 dV}{\int_{Kavität} E^2 dV}. \quad (4.4)$$

²Bei Verwendung von *Dichten* in den Ratengleichungen tritt Γ nur in der Photonenbilanzgleichung auf [60].

Die optische Verstärkung $g(n, S)$ kann als

$$g(n, S) = \frac{dg}{dn}(n - n_{tr})(1 - \varepsilon S) \quad (4.5)$$

angenommen werden. Hierbei bezeichnet n_{tr} die Transparenzladungsträgerdichte und dg/dn die differentielle Verstärkung. Der Verstärkungskompressions-Faktor ε erfasst die für hohe Photonendichten auftretende Sättigung der optischen Verstärkung [62] durch Effekte wie spektrales Lochbrennen oder Aufheizen der Ladungsträger.

Die Gleichungen (4.1) - (4.3) und (4.5) werden durch Einführung spinabhängiger Elektronendichten n^\pm und Photonendichten S^\pm anstelle der unpolarisierten Dichten n und S modifiziert, um den Einfluss der elektronischen Spinorientierung auf das Emissionsverhalten einer VCSEL-Struktur zu beschreiben:

$$\frac{dn_{exc}^\pm}{dt} = -\frac{n_{exc}^\pm}{\tau_{pop}} + \frac{1 \pm P_{spin}}{2} pump(t) \quad (4.6)$$

$$\frac{dn^\pm}{dt} = \frac{n_{exc}^\pm}{\tau_{pop}} - \nu_g g(n^\pm, S^\mp) S^\mp - B_{sp} n^\pm (n^+ + n^-) \mp \frac{n^+ - n^-}{\tau_{sf}} \quad (4.7)$$

$$\frac{dS^\pm}{dt} = \Gamma_{opt} \nu_g g(n^\mp, S^\pm) S^\pm + \Gamma_{opt} \beta B_{sp} n^\mp (n^+ + n^-) - \frac{S^\pm}{\tau_{ph}} \quad (4.8)$$

mit n_{exc}^\pm bzw. n^\pm als Elektronendichte im Pump- bzw. im Laserniveau für Spin-up (+) bzw. Spin-down (-) orientierte Elektronen und S^\pm als Photonendichte für links bzw. rechts zirkular polarisiertes Licht. Der zusätzliche Term $\frac{1}{2}(1 \pm P_{spin})pump(t)$ berücksichtigt die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen mit Spinpolarisationsgrad P_{spin} durch eine zeitabhängige Laseranregung $pump(t)$. Die Spinrelaxation der Elektronen wird durch den Ausdruck $\mp(n^+ - n^-)/\tau_{sf}$ mit der Spinrelaxationszeit τ_{sf} erfasst.

4.1.3. Erweitertes Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell für hohe Temperaturen

Die Ratengleichungen (4.6)-(4.8) sind zur Beschreibung des Emissionsverhaltens von Tieftemperatur-VCSELn gut geeignet. Bei Raumtemperatur-VCSELn gewinnen jedoch zwei weitere Prozesse an Bedeutung:

- Die Spinrelaxationszeiten sind im allgemeinen bei Raumtemperatur deutlich kürzer als bei tiefen Temperaturen. Spinrelaxationsprozesse während der Relaxationszeit τ_{pop} der Ladungsträger vom Pump- ins Laserniveau sind daher nicht mehr vernachlässigbar.

- Nichtstrahlende AUGER-Rekombinationsprozesse gewinnen mit zunehmender Temperatur an Bedeutung. Dominierend sind sogenannte CHCC-AUGER-Prozesse³, bei denen ein Elektron nichtstrahlend mit einem Schwerloch rekombiniert, wobei die Energie an ein Leitungsband-Elektron abgegeben wird (siehe Abbildung 4.4).

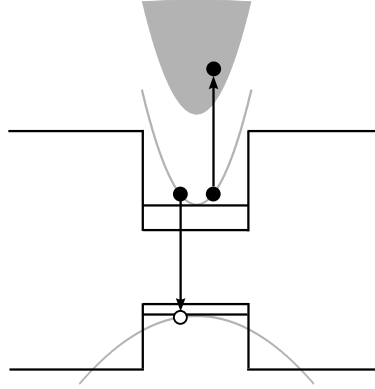


Abbildung 4.4.: Schematisches Diagramm eines CHCC-AUGER-Übergangs in einem Quantenfilm.

Zur Berücksichtigung der beiden genannten Prozesse werden die Ratengleichungen (4.6)-(4.8) nach Abbildung 4.5 um einen Spinrelaxationsterm $\mp(n_{exc}^+ - n_{exc}^-)/\tau_{sf,p}$ im Pumpniveau und einen AUGER-Rekombinationsterm $-C\frac{1}{2}(n^+ + n^-)^2n^\pm$ [64, 65] im Laserniveau ergänzt. Die AUGER-Rekombinationsrate ist proportional zur Dichte n^\pm der Elektronen, die nichtstrahlend mit Löchern der Dichte $\frac{1}{2}(n^+ + n^-)$ rekombinieren, sowie zur Dichte $(n^+ + n^-)$ der Leitungsbandelektronen, an die die Energie des nichtstrahlenden Übergangs abgegeben wird. Die Ratengleichungen lauten mit diesen Zusatztermen

$$\frac{dn_{exc}^\pm}{dt} = -\frac{n_{exc}^\pm}{\tau_{pop}} + \frac{1 \pm P_{spin}}{2} pump(t) \mp \frac{n_{exc}^+ - n_{exc}^-}{\tau_{sf,p}} \quad (4.9)$$

$$\frac{dn^\pm}{dt} = \frac{n_{exc}^\pm}{\tau_{pop}} - \nu_g g(n^\pm, S^\mp) S^\mp - B_{sp} n^\pm \frac{1}{2} (n^+ + n^-) \mp \frac{n^+ - n^-}{\tau_{sf}} - C \frac{1}{2} (n^+ + n^-)^2 n^\pm \quad (4.10)$$

$$\frac{dS^\pm}{dt} = \Gamma_{opt} \nu_g g(n^\mp, S^\pm) S^\pm + \Gamma_{opt} \beta B_{sp} n^\mp \frac{1}{2} (n^+ + n^-) - \frac{S^\pm}{\tau_{ph}} \quad (4.11)$$

³ AUGER-Prozesse werden nach den beteiligten Bändern klassifiziert: Beim CHCC-Prozess sind drei Leitungsbander (C) und ein Schwerlochband (H) beteiligt [63].

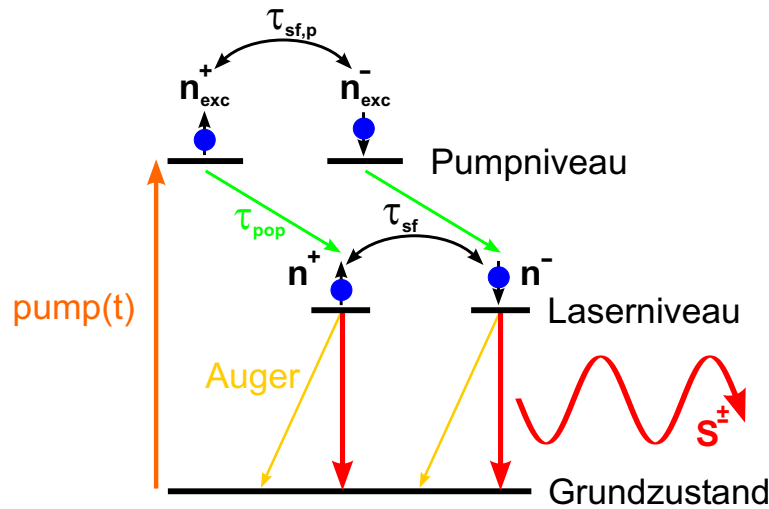


Abbildung 4.5.: Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell des Spin-VCSELS unter Berücksichtigung von Spinrelaxationsprozessen im Pumpniveau und von nichtstrahlenden AUGER-Rekombinationsprozessen.

Die Spinrelaxationszeit $\tau_{sf,p}$ beschreibt die Spinrelaxation im Pumpniveau, C ist der AUGER-Koeffizient für die nichtstrahlende Rekombination aus dem Laserniveau. Die zeitliche Entwicklung der Elektronendichten n_{exc}^{\pm} und n^{\pm} im Pump- und Laserniveau sowie der Photonendichte S^{\pm} in den Gleichungen (4.9)-(4.11) zeigt exemplarisch Abbildung 4.6⁴. Die Elektronendichten n_{exc}^{\pm} im Pumpniveau nehmen mit der Laseranregung zu und nehmen anschließend aufgrund des Übergangs in das Laserniveau exponentiell mit der Zeitkonstanten τ_{pop} ab. Die Elektronendichten n^{\pm} wachsen zunächst bis $t = 50$ ps durch die Ladungsträger aus dem Pumpniveau an. Die Elektronendichte n^+ nimmt zwischen $t = 50$ ps und $t = 100$ ps aufgrund der einsetzenden Laseremission stark ab. Die anschließende Abnahme von n^+ verläuft deutlich langsamer, da nur noch die spontane Emission beiträgt. Die Abnahme der Elektronendichte n^- verläuft beinahe ausschließlich mit der langsamen Dynamik der spontanen Emission, da die Laserschwelle für diese Elektronenspinorientierung nur geringfügig überschritten ist. Das Abknicken der Kurven für die Elektronendichten n^{\pm} bei $t = 300$ ps ist ein numerisches Artefakt durch die adaptive Schrittweitenkontrolle des verwendeten RUNGE-KUTTA-Verfahrens.

⁴Die Simulation beschreibt den GaAs-RT-VCSEL aus Abschnitt 4.4.

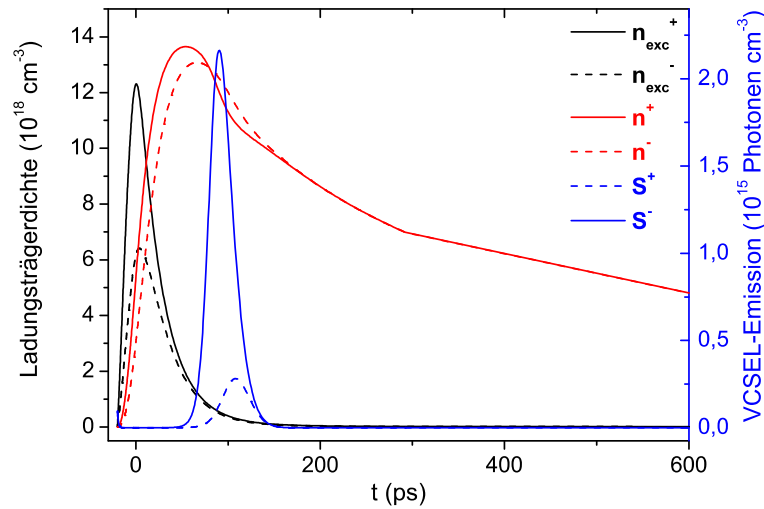


Abbildung 4.6.: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichten n_{exc}^{\pm} und n^{\pm} im Pump- und Laserniveau sowie der Photonendichte S^{\pm} im Drei-Niveau-Modell.

4.2. Spinorientierung und VCSEL-Emissionsverhalten

Die Spinorientierung von Elektronen ist nach den optischen Auswahlregeln aus Abschnitt 2.2 direkt mit der Helizität der absorbierten bzw. emittierten Strahlung verknüpft. Hieraus ergeben sich Konsequenzen für die Emission eines VCSELs, die im Folgenden anhand der schematischen Abbildung 4.7 erläutert werden. In einer VCSEL-Struktur können zwei fundamentale longitudinale Laser-Moden anschwingen: eine rechtszirkular und eine linkszirkular polarisierte Mode. Die Moden besitzen jeweils eine Pump-Schwellenleistung P_{einzel} , nach deren Überschreiten Laseremission auftritt.

Beim Pumpen des VCSELs werden Elektronen und Löcher injiziert. Die Rekombination der Ladungsträger führt aufgrund der in Abschnitt 2.2 eingeführten Auswahlregeln je nach Spinorientierung der Elektronen zur Emission von rechts- bzw. linkszirkular polarisiertem Licht. Zu jeder der beiden fundamentalen Moden tragen also vorrangig Elektronen nur einer Spinorientierung bei. Der Spin der injizierten Löcher ist zwar prinzipiell auch orientiert, dephasiert im allgemeinen aber aufgrund des Mischens von Leicht- und Schwerlochzuständen sehr schnell [26]. Die Löcher werden daher im Folgenden stets als unpolarisiert betrachtet und nur die Spinpolarisation der Elektronen wird berücksichtigt.

Wird ein VCSEL mit unpolarisierten Elektronen gepumpt, so führt die Rekombination der Elektronen zur Unterstützung beider möglichen Lasermoden. Die Pumpleistung P^{unpol} verteilt sich in diesem Fall gleichmäßig auf die beiden Moden und jede Mode wird mit $P^{unpol}/2$ gepumpt. Als Schwellenleistung P_{thres}^{unpol} für den Laserbetrieb ist folglich die doppelte Schwellenleistung P_{einzel} einer einzelnen Mode nötig: $P_{thres}^{unpol} = 2P_{einzel}$.

Beim Pumpen des VCSELS mit vollständig spinpolarisierten Elektronen wird aufgrund der Auswahlregeln nur eine der beiden Moden gepumpt. Die gesamte Pumpleistung P^{pol} wird dieser Mode zugeführt. Die Schwellen-Pumpleistung P_{thres}^{pol} wird also für eine Pumpleistung $P_{thres}^{pol} = P_{einzel}$ erreicht und ist im Vergleich zum Pumpen mit unpolarisierten Elektronen halbiert⁵.

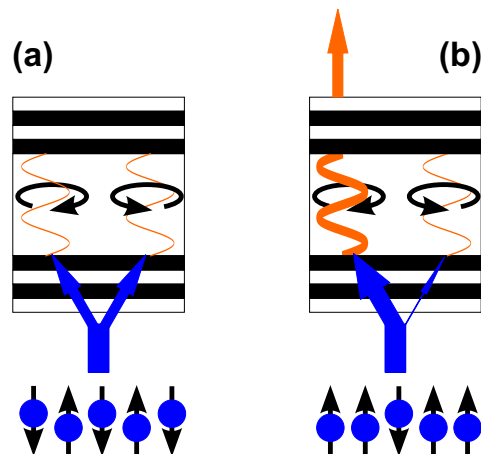


Abbildung 4.7.: Einfluss der Elektronen-Spinpolarisation auf das Emissionsverhalten eines VCSELS beim Pumpen mit unpolarisierten Ladungsträgern (a) und spinpolarisierten Ladungsträgern (b).

⁵Bei dieser prinzipiellen Darstellung ist der Einfluss der Spinrelaxation vernachlässigt.

4.3. Tieftemperatur-VCSEL

Der Einfluss der Elektronen-Spinpolarisation auf das Emissionsverhalten eines VCSELs wird in diesem Abschnitt an einer für tiefe Temperaturen $T \approx 10$ K optimierten Struktur untersucht.

4.3.1. Proben-Aufbau

Der schematische Aufbau des untersuchten Tieftemperatur-VCSELs NMC22⁶ ist Abbildung 4.8 zu entnehmen: Auf ein GaAs-Substrat ist der aus 16,5 Paaren AlAs bzw. GaAs bestehende untere Bragg-Spiegel aufgewachsen. Eine $3/2 \lambda$ -dicke GaAs-Schicht bildet die Kavität. In den zwei Maxima des elektrischen Feldes in der Kavität ist als aktives Material je ein 8 nm dicker $(\text{In}_{0,04}\text{Ga}_{0,96})\text{As}$ Quantenfilm platziert. Der obere Bragg-Spiegel besteht aus 14 Paaren AlAs und GaAs. Der VCSEL emittiert bei einer Wellenlänge von $\lambda_{emiss} = 835$ nm bei $T = 6$ K (Abbildung 4.9).

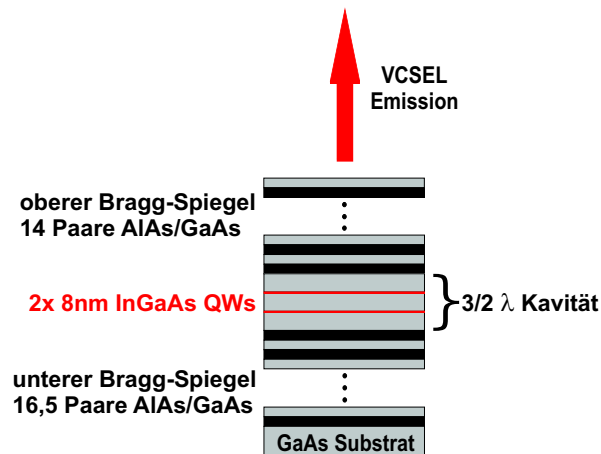


Abbildung 4.8.: Schematischer Aufbau des Tieftemperatur-VCSELs NMC22.

Die Photolumineszenz-Messungen werden mit dem Aufbau nach Abbildung 3.1 durchgeführt. Der VCSEL ist bei $T = 6$ K in einem He-Dampfkryostaten montiert und wird mit ca. 100 fs langen Laserpulsen in Wachstumsrichtung angeregt. Die Anregungswellenlänge beträgt $\lambda_{exc} \approx 773$ nm, da die Bragg-Spiegel für diese Wellenlänge

⁶Die Struktur wurde in der Arbeitsgruppe von H.M. Gibbs am Optical Sciences Center der University of Arizona, Tucson, USA mit MBE gewachsen.

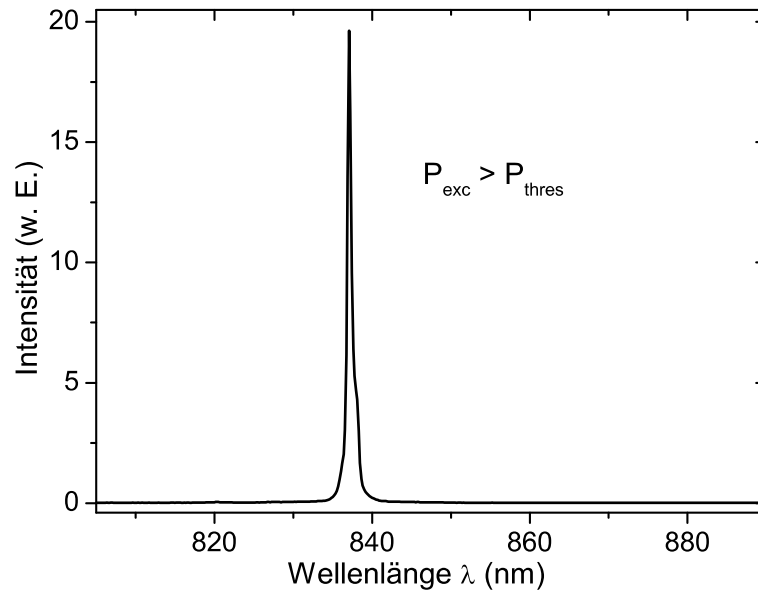


Abbildung 4.9.: Zeitintegriertes PL-Spektrum des Tieftemperatur-VCSELs NMC22 für Laseremission.

ein Minimum der Reflektivität aufweisen (s. Abbildung 4.10) und somit eine effiziente Einkopplung des Anregungslasers möglich ist.

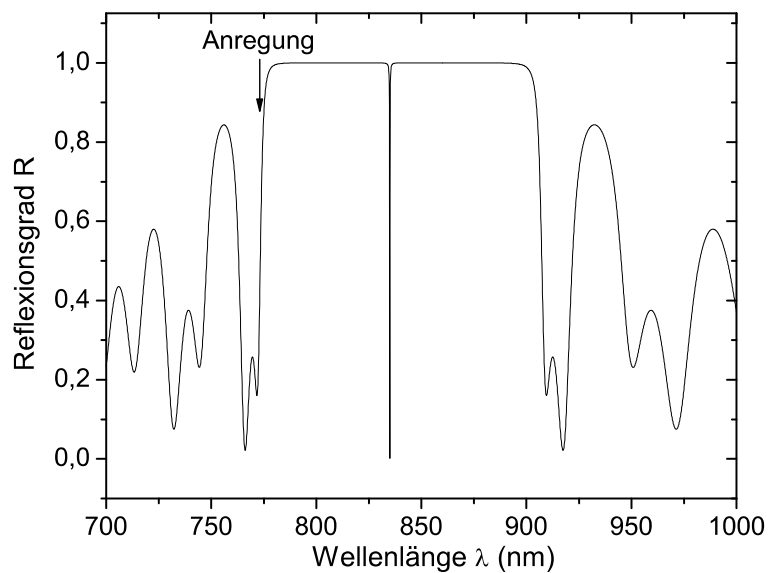


Abbildung 4.10.: Berechnetes Reflexionsspektrum des VCSELs NMC 22. Die Anregung erfolgt für eine effiziente Einkopplung des Pumplasers bei $\lambda_{exc} \approx 773$ nm in ein lokales Minimum der Reflektivität.

4.3.2. Spinabhängiges Emissionsverhalten und Reduktion der Schwellenleistung

Im Folgenden wird das Emissionsverhalten des VCSELs in Abhängigkeit von Leistung und Polarisationszustand des anregenden Lasers vorgestellt. Dabei wird zunächst das allgemeine Emissionsverhalten des VCSELs und anschließend der Einfluss der Elektronen-Spinpolarisation diskutiert.

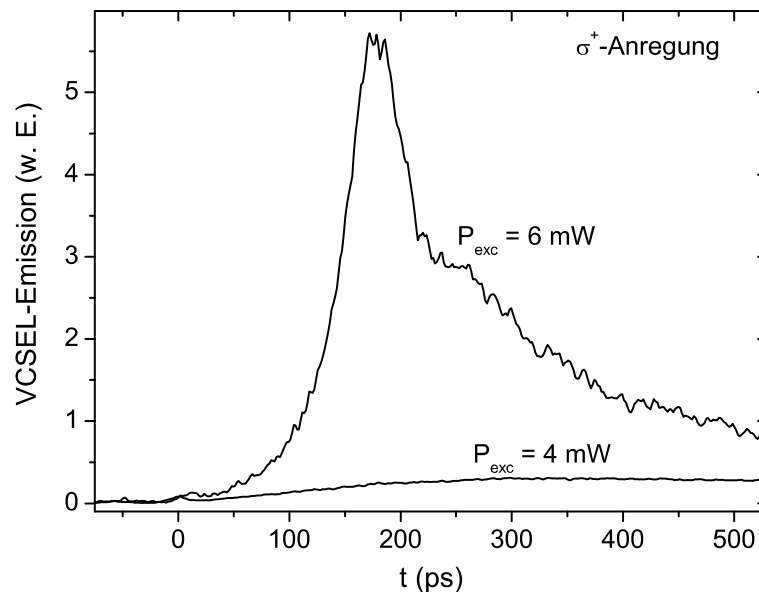


Abbildung 4.11.: Transienten der VCSEL-Emission für zirkular polarisierte Anregung mit Pumpleistungen $P_{exc} = 4 \text{ mW}$ bzw. $P_{exc} = 6 \text{ mW}$.

Durch den Pumplaserpuls werden im VCSEL in den (InGa)As-Quantenfilmen und den GaAs-Barrieren Ladungsträger angeregt⁷. Nach der Anregung driften die in den Barrieren angeregten Ladungsträger binnen ca. 150 ps in die Quantenfilme und relaxieren dort energetisch. Der VCSEL emittiert nur schwache und zeitlich langsam ansteigende Lumineszenz, wenn die Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen unter der für Laseremission kritischen Dichte ist (siehe Transiente für Pumpleistung $P_{exc} = 4 \text{ mW}$ in Abbildung 4.11). Wird die Anregungsleistung über die Laserschwelleistung P_{thres} erhöht, emittiert der VCSEL mit drastisch erhöhter Ausgangsleistung

⁷Die in den GaAs-Schichten der Bragg-Spiegel angeregten Ladungsträger spielen keine Rolle, da sie durch die AlAs-Schichten von den Quantenfilmen getrennt sind.

und schneller Emissionsdynamik, wie die entsprechende Transiente für eine Pumpleistung $P_{exc} = 6 \text{ mW} > P_{thres}$ in Abbildung 4.11 verdeutlicht.

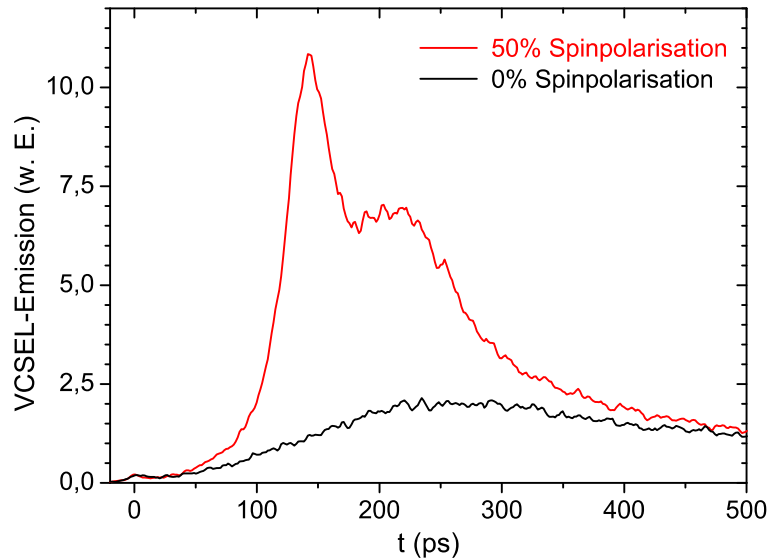


Abbildung 4.12.: Transienten der VCSEL-Emission für eine Anregungsleistung $P_{exc} = 6,5 \text{ mW}$ und Injektion unpolarisierter bzw. 50% spinpolarisierter Elektronen.

Für die im Folgenden vorgestellten Messungen zum Einfluss der Elektronen-Spinpolarisation auf das Emissionsverhalten des VCSELs lag die Anregungsenergie oberhalb der Energielücke des GaAs, aber noch unterhalb des Split-off-Bandes. Bei zirkular polarisierter Anregung führen nach den Auswahlregeln aus Abschnitt 2.2 Leicht- und Schwerloch-Übergänge zu einer elektronischen Spinpolarisation von $P_{spin} = 50\%$ [23]. Die anfänglich vorhandene Orientierung des Lochspins ist nicht relevant, da der Lochspin aufgrund von Mischen der Leicht- und Schwerlochzustände schnell dephasiert.

Wird die VCSEL-Struktur bei einer festen Anregungsleistung von $P_{exc} = 6,5 \text{ mW}$ mit linear bzw. zirkular polarisiertem Anregungslaser gepumpt, zeigen die entsprechenden Transienten nach Abbildung 4.12 ein deutlich unterschiedliches Verhalten: Beim Pumpen mit linear polarisiertem Laser (schwarze Linie) zeigt die Transiente einen schwachen langsamen Anstieg, wie er für Halbleiterlumineszenz bei spontaner Emission typisch ist. Der linear polarisierte Laser regt nach den optischen Auswahlregeln unpolarisierte Elektronen an, die an beide mögliche Lasermoden gleich stark koppeln (siehe Abschnitt 4.2). Die für Laseremission nötige kritische Dichte wird in diesem Fall nicht erreicht.

Beim Pumpen mit zirkular polarisiertem Laserpuls zeigt die zugehörige Transiente eine stark erhöhte VCSEL-Emission mit schneller Dynamik⁸ im Vergleich zur Transiente für Pumpen mit unpolarisierten Elektronen (Abbildung 4.12). Der zirkular polarisierte Laser regt 50% spinpolarisierte Elektronen an, die nach Abschnitt 4.2 vorrangig nur eine der beiden möglichen Lasermoden unterstützen. Die Laserschwelle für diese Mode wird überschritten und der VCSEL emittiert gerichtete Laserstrahlung.

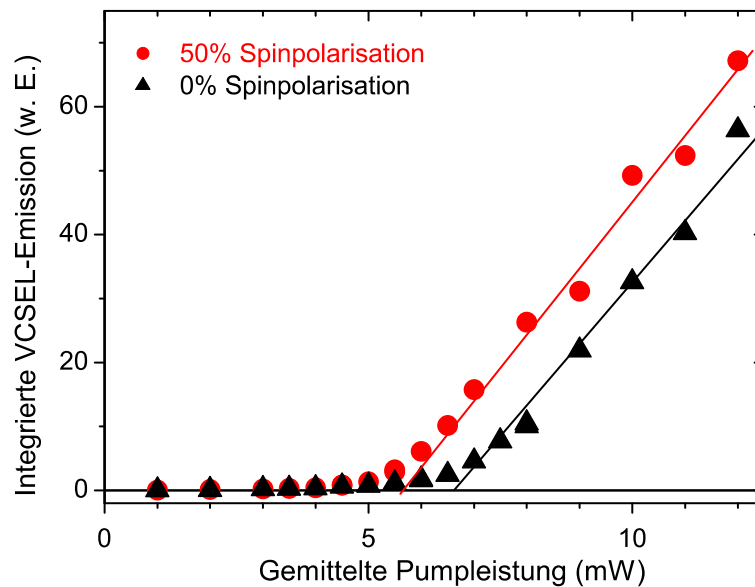


Abbildung 4.13.: Zeitintegrierte VCSEL-Emission gegen Pumpleistung für Injektion 50% spinpolarisierter bzw. unpolarisierter Elektronen.

Eine wichtige Kenngröße von Halbleiterlasern ist die Laserschwel-Leistung P_{thres} , oberhalb derer die Laseremission einsetzt. Zu ihrer Bestimmung ist in Abbildung 4.13 die vom VCSEL emittierte zeitlich integrierte Leistung gegen die Anregungsleistung P_{exc} für linear bzw. für zirkular polarisierte Anregung aufgetragen. Aus den VCSEL-Kennlinien ist ersichtlich, dass die Laserschwelle für Elektronen mit einem Spinpolarisationsgrad $P_{spin} = 50\%$ im Vergleich zu unpolarisierten Elektronen deutlich reduziert ist. Durch Extrapolation des linearen Bereichs der VCSEL-Kennlinien ergibt sich eine Laserschwelle von $P_{thres} = 5,6$ mW für 50% spinpolarisierte Elektronen bzw. von $P_{thres} = 6,8$ mW für unpolarisierte Elektronen, entsprechend einer Schwellenreduktion um 17%.

⁸Dabei können Relaxationsoszillationen wie in Abbildung 4.12 auftreten.

Einen weiteren Nachweis für den Einfluss der Spinorientierung auf das VCSEL-Emissionsverhalten liefert die kontinuierliche Variation der Spinpolarisation bei fester Anregungsleistung P_{exc} . Hierzu wird die Spinpolarisation der angeregten Elektronen über die Variation der Polarisation des Anregungslasers verändert, die mit einem Soleil-Babinet-Kompensator zwischen σ^+ , 45° linear polarisiert, σ^- , -45° linear polarisiert und wiederum σ^+ variiert wird. Die Anregungsleistung $P_{exc} = 6,5$ mW ist so gewählt, dass sie zwischen den Laserschwelen für spinpolarisiertes bzw. unpolarisiertes Pumpen liegt. In Abb. 4.14 ist die zeitlich integrierte VCSEL-Emission in Abhängigkeit vom Polarisationsgrad des anregenden Lasers aufgetragen. Die VCSEL-Emission folgt deutlich dem Betrag $|P_{spin}|$ der Spinpolarisation, wobei sie maximal für den höchsten Spinpolarisationsgrad $P_{spin} = 50\%$ und minimal für unpolarisierte Elektronen ist. Die Variation der Spinpolarisation zwischen $P_{spin} = 0\%$ und $|P_{spin}| = 50\%$ führt zu einer drastischen Modulation der VCSEL-Emission um über 400%.

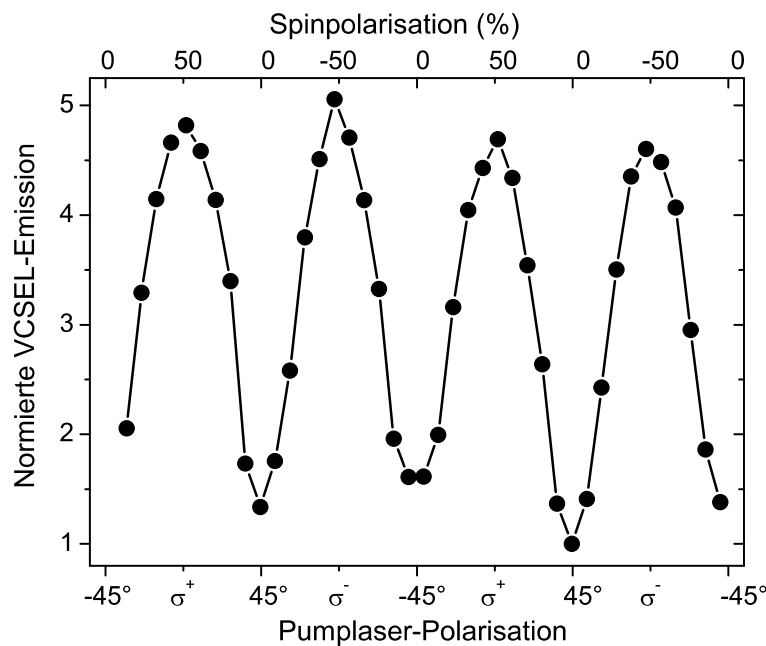


Abbildung 4.14.: Integrierte VCSEL-Emission für eine feste Anregungsleistung $P_{exc} = 6,5$ mW und kontinuierlich variierte Polarisation des Anregungslasers. Die VCSEL-Emission ist normiert.

4.3.3. Numerische Simulation des VCSEL-Emissionsverhalten

Das im Abschnitt 4.1.2 vorgestellte spinabhängige Drei-Niveau-Modell wird im Folgenden genutzt, um die gemessenen VCSEL-Kennlinien zu simulieren.

Die Simulationen werden mit den Parametern aus Tabelle 4.1 durchgeführt, deren Werte entweder durch die Probenstruktur festgelegt sind oder anhand ähnlicher Strukturen abgeschätzt werden [66]. Die simulierten Kennlinien für gepulste Anregung von 50% spinpolarisierten bzw. unpolarisierten Elektronen ergeben eine gute Bestätigung der experimentellen Kennlinien (Abbildung 4.15). Die Nichtlinearitäten in den simulierten Laserkennlinien in Abbildung 4.15 für Pumpleistungen direkt oberhalb der Schwelle sind vermutlich auf das komplexe Wechselspiel zwischen zunehmender induzierter Emission, Emission in beide Lasermoden und spontaner Emission sowie auf mögliche Relaxationsoszillationen zurückzuführen.

Die Simulation liefert in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen eine deutliche Reduktion der Laserschwelle. Die Simulation ergibt allerdings eine etwas größere Reduktion der Laserschwelle um etwa 35% als experimentell gefunden. Möglicher Grund hierfür ist, dass die Simulation von 50% Spinpolarisation der Ladungsträger ausgeht, die nach den einfachen Auswahlregeln aus Abschnitt 2.2 als Anfangspolarisationsgrad der angeregten Elektronen erreicht werden. Die Einbeziehung von Coulombkorrelationseffekten zwischen Leitungs- und Valenzband modifiziert die Auswahlregeln aber derart, dass der erreichte Spinpolarisationsgrad von der Überschussenergie bei der Anregung abhängig wird [67]. Der im Experiment erreichte

Parameter	Wert
β	10^{-3}
Γ	0,032
n_{tr}	$3,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
τ_{pop}	50 ps
τ_{sf}	500 ps
ε	$1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^3$
ν_g	$10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
B_{sp}	$7,2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$

Tabelle 4.1.: Proben-Parameter von VCSEL NMC22 für die numerische Simulation.

Anfangspolarisationsgrad ist daher geringer als 50%, was die geringere Reduktion der Laserschwelle im Experiment erklären könnte.

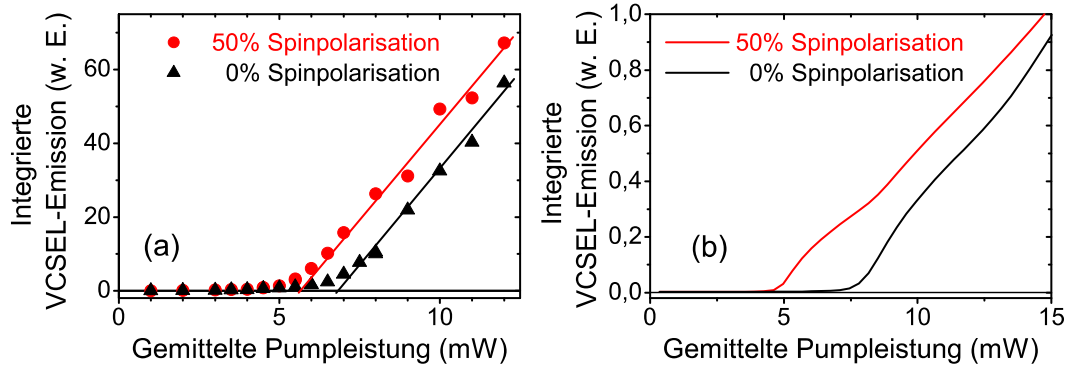


Abbildung 4.15.: (a) Experimentell bestimmte Kennlinie des VCSELs NMC22. (b) Simulation der Kennlinie im Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell mit den Anregungsbedingungen des Experiments.

4.4. GaAs-Raumtemperatur-VCSEL

Die elektronische Spinpolarisation beeinflusst bei tiefen Temperaturen stark die Emission eines VCSELs nahe der Laserschwelle, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde. An einer GaAs-QW basierten Struktur wird im Folgenden untersucht, ob sich diese Spineffekte auch bei Raumtemperatur beobachten lassen.

4.4.1. Aufbau des Raumtemperatur-GaAs-VCSELs

Die untersuchte Raumtemperatur-Struktur wurde von Infineon Technologies mit MOCVD gewachsen⁹ und basiert auf einem kommerziell erhältlichen VCSEL. In einer 1λ -(AlGa)As-Kavität mit AlAs/(AlGa)As-Braggspiegeln dient eine Gruppe aus drei 7 nm breiten GaAs-Quantenfilmen als laseraktives Material. Die Quantenfilme sind durch 8 nm breite $(\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75})\text{As}$ -Barrieren getrennt. Die Emissionswellenlänge beträgt bei Raumtemperatur $\lambda_{emiss} = 850 \text{ nm}$.

Zur Probencharakterisierung wird mit dem Aufbau nach Abbildung 3.2 ein Reflexionsspektrum aufgenommen, das die Kavitätsmode bei 850 nm mittig im Stopband

⁹Der genaue Strukturaufbau darf aus patentrechtlichen Gründen nicht angegeben werden.

zeigt (Abbildung 4.16). Als geeignete Wellenlängen für die optische Anregung werden die Reflektivitäts-Minima der Bragg-Spiegel bei $\lambda = 750$ nm und $\lambda = 800$ nm gewählt.

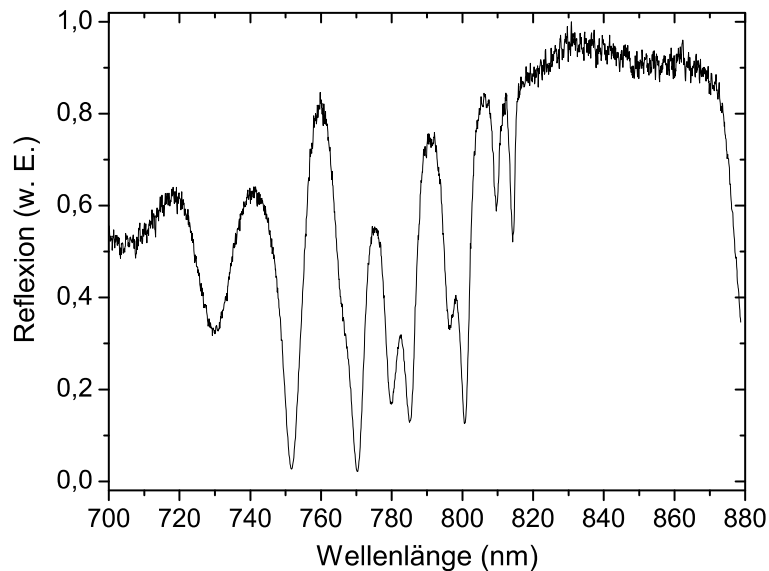


Abbildung 4.16.: Reflexionsspektrum des GaAs-Raumtemperatur-VCSELS.

4.4.2. Spinabhängiges Emissionsverhalten

Die Emissionsdynamik des GaAs-RT-VCSELS wird zeitlich aufgelöst mit dem Photolumineszenz-Aufbau nach Abbildung 3.1 untersucht. Die Probe wird bei einer Temperatur von $T = 293$ K mit 100 fs langen Laserpulsen in Wachstumsrichtung angeregt. Die Anregung erfolgt bei einer Wellenlänge von $\lambda_{exc} = 750$ nm mit einem Laserfokus von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser.

Die VCSEL-Transienten zeigen nach Anregung mit einer Leistung von $P_{exc}=41$ mW eine starke Abhängigkeit von der Polarisation des anregenden Lasers (Abbildung 4.17). Die VCSEL-Emission erhöht sich beim Pumpen mit 50% spinpolarisierten Elektronen (rote Linie) wie erwartet um mehr als das zweifache im Vergleich zum Pumpen mit unpolarisierten Elektronen (schwarze Linie).

Die Auftragung der zeitintegrierten VCSEL-Emission gegen die Leistung des anregenden Lasers ergibt die in Abbildung 4.18 dargestellten Kennlinien. Deutlich ist eine Reduktion der Laserschwelle durch Injektion spinpolarisierter Ladungsträger zu

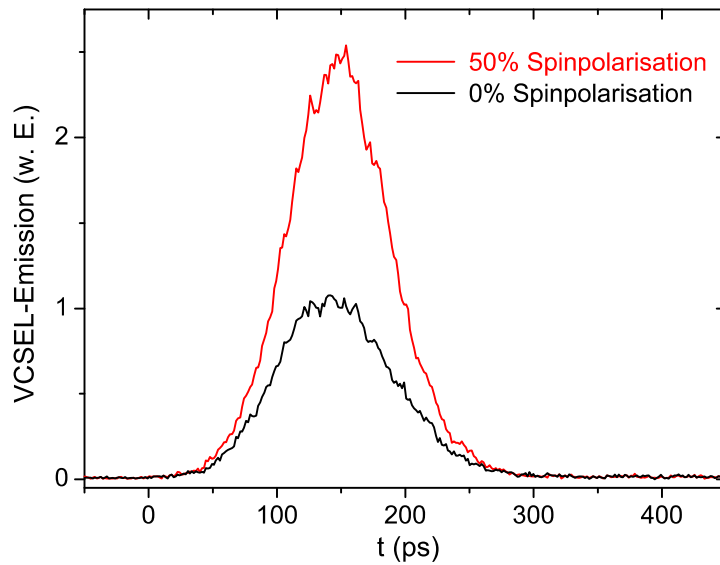


Abbildung 4.17.: Transienten des GaAs-RT-VCSELS nach Anregung von Elektronen mit 50% Spinpolarisation (rote Linie) und 0% Spinpolarisation (schwarze Linie) und einer Anregungsleistung von $P_{exc} = 41$ mW.

erkennen. Aus den Kennlinien ergibt sich eine Laserschwelle von 39,9 mW für Anregung mit 50% spinpolarisierten bzw. von 40,9 mW für unpolarisierte Ladungsträger, entsprechend einer Schwellenreduktion um 2,5%.

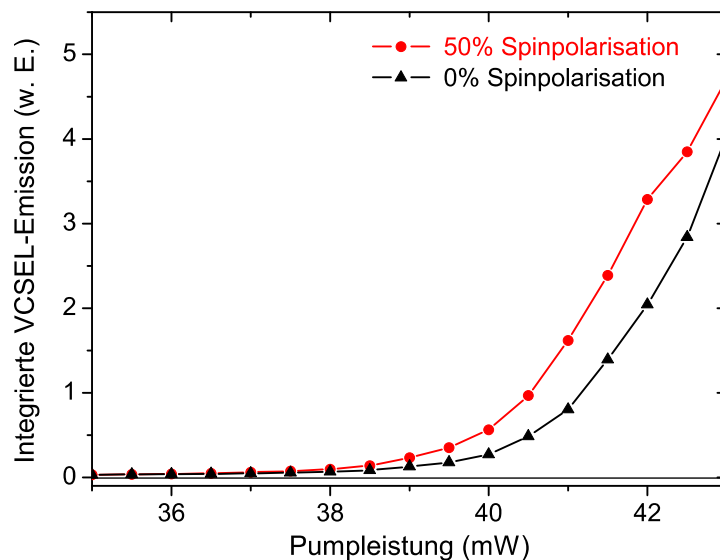


Abbildung 4.18.: Experimentelle Kennlinien des GaAs-RT-VCSELS nach Anregung von spinpolarisierten (rote Linie) und unpolarisierten (schwarze Linie) Elektronen.

4.4.3. Simulationen zum GaAs-Raumtemperatur-VCSEL

Das im Abschnitt 4.1.3 beschriebene erweiterte Drei-Niveau-Modell erlaubt, einzelne VCSEL-Parameter zu variieren und ihren Einfluss auf die Emissionsdynamik und die spinabhängige Laserschwelldreduktion des GaAs-Raumtemperatur-VCSELS zu bestimmen.

Die für die Simulation benötigten Parameter in Tabelle 4.2 sind durch den Strukturaufbau festgelegt oder werden im Vergleich zu ähnlichen Strukturen abgeschätzt [53, 68, 69, 70, 71, 72]. Die Werte für die Spinrelaxationszeit τ_{sf} werden mit zeit- und polarisationsaufgelöster Photolumineszenz für Anregungsleistungen unterhalb der Laserschwelle gemessen (Abbildung 4.19). Für die Simulationen wird der für eine Anregungsleistung von $P_{exc} = 30$ mW gemessene Wert von $\tau_{sf} = 40$ ps verwendet, da diese Anregungsleistung einerseits noch im Regime der spontanen Emission ist, andererseits aber auch nahe an der Schwellleistung liegt. Die Relaxationszeit τ_{pop} ist aus den experimentellen VCSEL-Transienten aus der Zeitdifferenz zwischen dem anregenden Laserpuls und der ansteigenden VCSEL-Emissionsflanke bestimmt. Zunächst wird untersucht, ob das beschriebene Modell die experimentellen Transienten und VCSEL-Kennlinien reproduzieren kann. Hierzu werden die VCSEL-Transienten für

Parameter	Wert
β	10^{-5}
Γ	0,03
n_{tr}	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
τ_{pop}	25 ps
τ_s	40 ps
$\tau_{s,p}$	40 ps
ε	$2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$
ν_g	$10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
B_{sp}	$3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
dg/dn	$3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
τ_{ph}	1 ps
C	$10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$

Tabelle 4.2.: Proben-Parameter des GaAs-Raumtemperatur-VCSELS für die numerische Simulation.

eine Anregungsleistung¹⁰ von $P_{exc} = 41$ mW und VCSEL-Kennlinien für die experimentellen Anregungsbedingungen, d. h. gepulste Anregung und eine anfängliche Spinpolarisation $P_{spin} = 50$ %, simuliert. Der Vergleich der gemessenen und der simulierten Transienten bzw. Kennlinien in Abbildung 4.20 bzw. Abbildung 4.21 zeigt, dass das verwendete Modell die experimentellen Ergebnisse gut reproduziert. Die vom Modell vorhergesagte Schwellenreduktion von 0,8 mW bzw. 1,9 % stimmt dabei gut mit der experimentell gemessenen Reduktion von 1,0 mW bzw. 2,5 % überein. Das Mo-

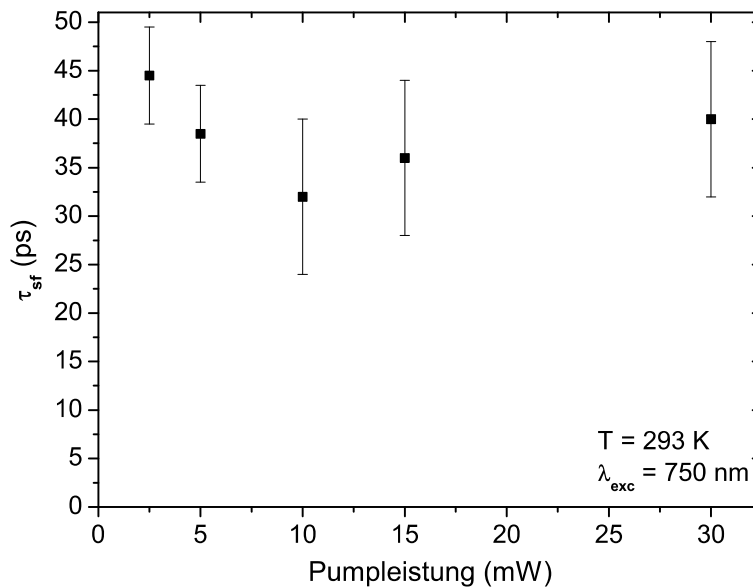


Abbildung 4.19.: Spinrelaxationszeit τ_{sf} des GaAs-RT-VCSELs.

dell liefert also eine realistische Beschreibung der VCSEL-Struktur und kann genutzt werden, um den Einfluss unterschiedlicher Parameter auf die VCSEL-Emission zu simulieren. Zunächst wird der Einfluss der Spinrelaxation in der Laserstruktur auf das VCSEL-Emissionsverhalten untersucht. Dazu wird die Spinrelaxationszeit in Pump- und Laserniveau zwischen 0 ps und 1000 ps variiert, wobei als Näherung $\tau_{sf,p} = \tau_{sf}$ gilt. Die simulierten Kennlinien für Elektronen mit 50% Spinpolarisation zeigen nach Abbildung 4.22, dass die Laserschwelle mit zunehmender Spinrelaxationszeit stark reduziert wird. Bei Anregung vollständig spinpolarisierter Elektronen zeigen die Kennlinien nach Abbildung 4.23 ein analoges Verhalten, wobei die Laserschwelle entsprechend dem höheren Spinpolarisationsgrad stärker reduziert wird als bei Injektion von

¹⁰Die im Experiment angeregte Ladungsträgerdichte wird zu $2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{mW}$ abgeschätzt und als Umrechnung für die Simulationen benutzt.

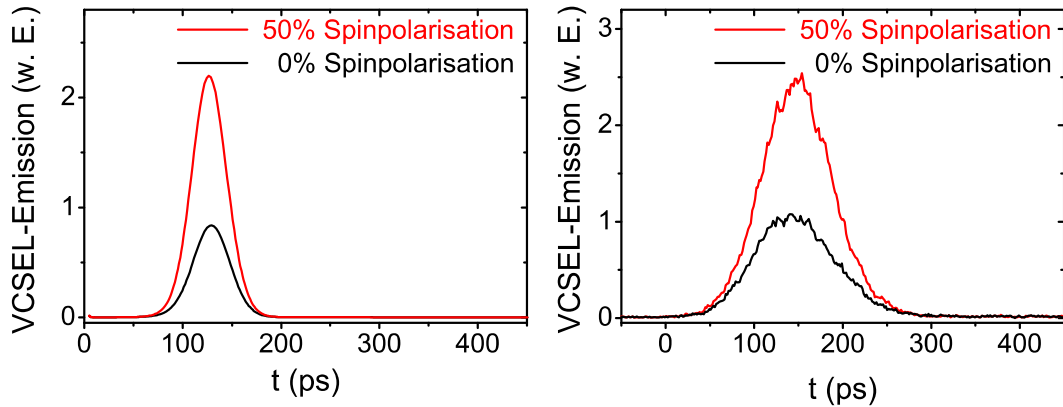


Abbildung 4.20.: Vergleich von (a) im Drei-Niveau-Modell simulierten mit den (b) gemessenen Transienten des GaAs-RT-VCSELS nach Anregung von Elektronen mit 50% Spinpolarisation (rote Linie) bzw. 0% Spinpolarisation (schwarze Linie) und einer Anregungsleistung von $P_{exc} = 41$ mW.

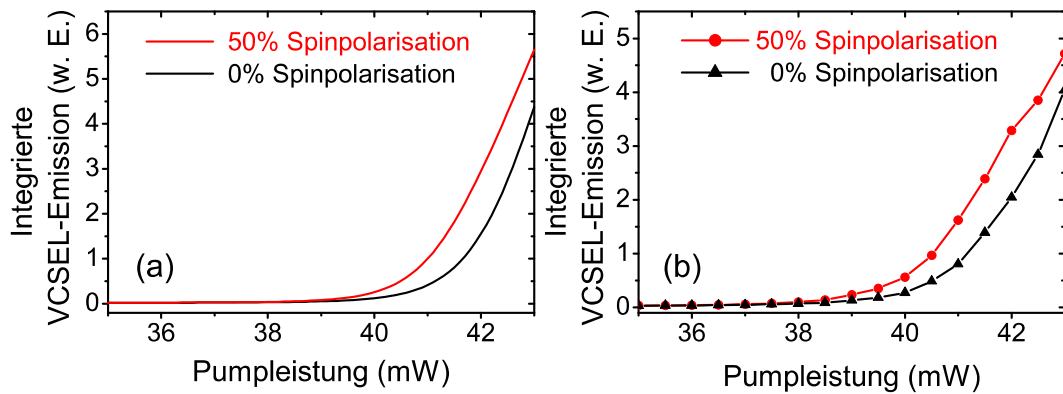


Abbildung 4.21.: Vergleich der (a) im Drei-Niveau-Modell simulierten Kennlinien des GaAs-RT-VCSELS mit den (b) gemessenen Kennlinien.

50% spinpolarisierten Elektronen.

Aus den simulierten VCSEL-Kennlinien wird nach Abbildung 4.24 die Laserschwelle über einen linearen Fit an die VCSEL-Kennlinie im Bereich zwischen 1 und 10 w. E. als Abzissenabschnitt bestimmt. Die entsprechenden Laserschwellen sind in Abbildung 4.25 gegen die Spinrelaxationszeit τ_{sf} aufgetragen. Die Abhängigkeit der Laserschwelle von der Spinrelaxationszeit lässt sich in drei Regime unterteilen: Ist die Spinrelaxationszeit τ_{sf} kürzer als die Übergangszeit τ_{pop} vom Pump- ins Laserniveau, d.h. $\tau_{sf} < \tau_{pop}$, ist die Laserschwelle nahezu konstant. Der Spin der injizierten Elek-

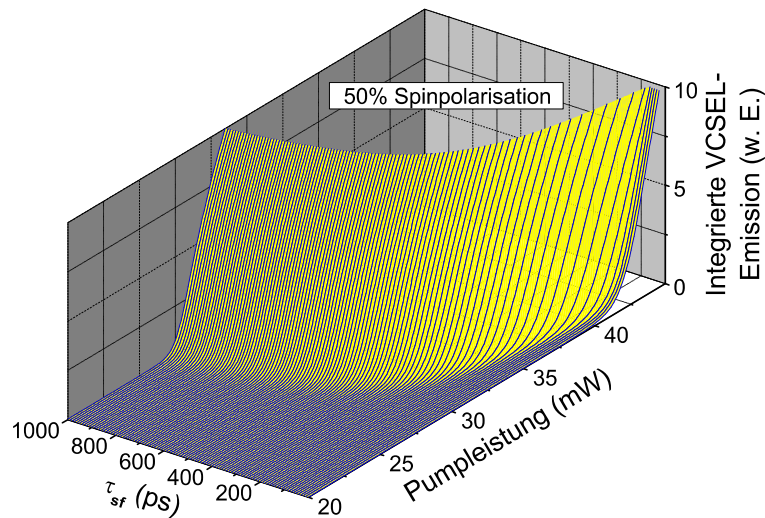


Abbildung 4.22.: Simulierte Kennlinien des GaAs-RT-VCSELS für gepulste Anregung mit 50% spinpolarisierten Elektronen.

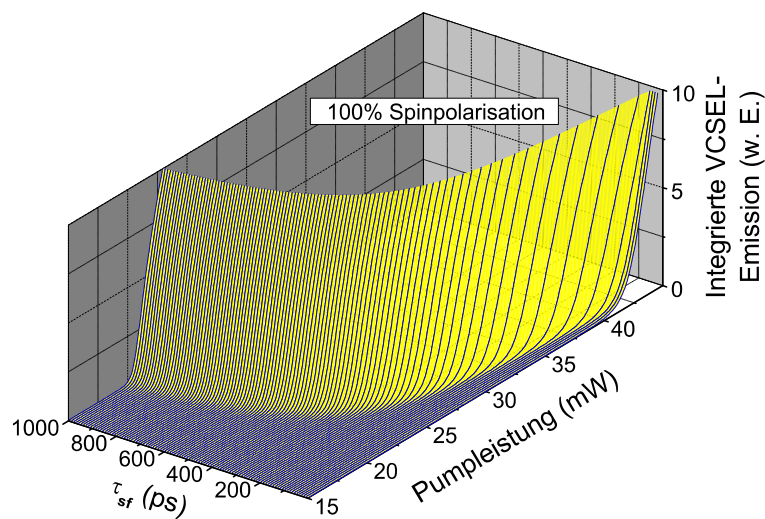


Abbildung 4.23.: Simulierte Kennlinien des GaAs-RT-VCSELS für gepulste Anregung mit 100% spinpolarisierten Elektronen.

tronen relaxiert in diesem Fall während des Übergangs vom Pump- ins Laserniveau nahezu vollständig, so dass zum Laserprozess nur unpolarisierte Elektronen beitragen.

Für Spinrelaxationszeiten $400 \text{ ps} > \tau_{sf} > \tau_{pop}$ nimmt die Laserschwelle mit zunehmender Spinrelaxationszeit drastisch ab, da der Spinpolarisationsgrad der am Laserprozess beteiligten Elektronen mit der Spinrelaxationszeit deutlich zunimmt und die

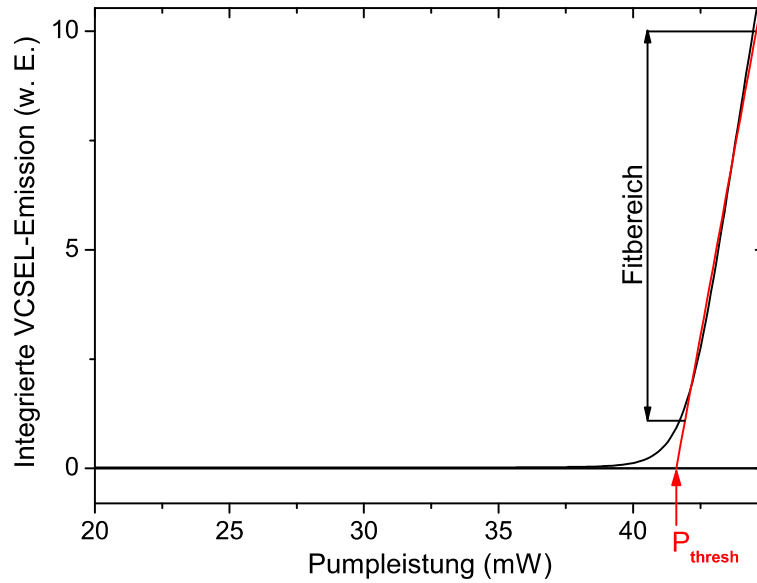


Abbildung 4.24.: Bestimmung der Laserschwelle P_{thres} aus den simulierten VCSEL-Kennlinien am Beispiel der Kennlinie für $\tau_{sf} = 0$ ps und 50 % spinpolarisierte Elektronen.

Pumpladungsträger bei der Rekombination zunehmend nur eine der beiden fundamentalen Lasermoden unterstützen.

Für sehr lange Spinrelaxationszeiten $\tau_{sf} \gtrsim 500$ ps sättigt die Schwellenreduktion schließlich, da die Elektronen aufgrund der langen Spinrelaxationszeiten noch nahezu ihren anfänglichen Spinpolarisationsgrad besitzen, wenn sie rekombinieren. Die Schwellenreduktion kann bei vollständig polarisierten Ladungsträgern und langen Spinrelaxationszeiten geringfügig über 50% betragen. Hierfür sind zum einen Nichtlinearitäten der Laserkennlinien verantwortlich. Zum anderen gewinnen nichtstrahlende AUGER-Rekombinationsprozesse mit zunehmender Dichte stark an Bedeutung.

Die elektronische Spinrelaxation in der VCSEL-Struktur bestimmt also in starkem Maße die Schwellenreduktion bei spinpolarisierter Anregung. Die kurze Spinrelaxationszeit von $\tau_{sf} = 40$ ps in der experimentell untersuchten GaAs-VCSEL-Struktur begrenzt nach Abbildung 4.25 die Schwellenreduktion auf den gemessenen Wert von 2,5%.

Neben der Spinrelaxationszeit ist der Anfangsspinpolarisationsgrad P_{Spin} entscheidend für den Spinpolarisationsgrad der am Laserprozess beteiligten Elektronen. Sein Einfluss auf das VCSEL-Emissionsverhalten wird daher für konstante Spinrelaxationszeiten $\tau_{sf} = 40$ ps bzw. 800 ps und gepulste Anregung simuliert (Abbildung 4.26).

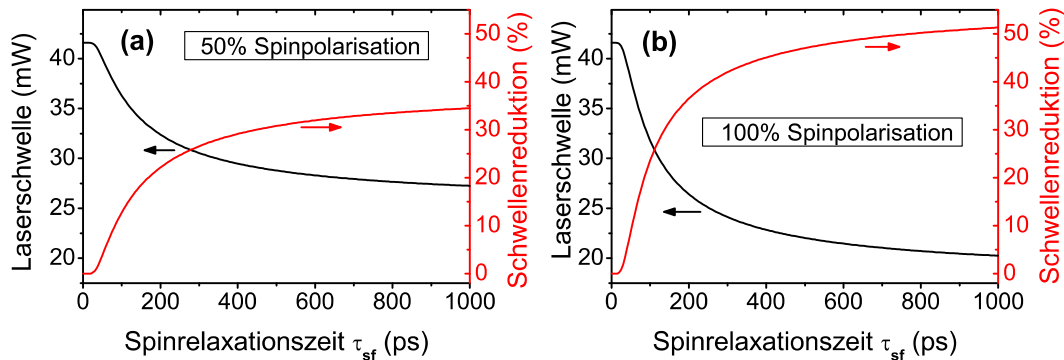


Abbildung 4.25.: Laserschwelle (schwarze Linie) in Abhängigkeit von der Spinrelaxationszeit τ_{sf} für (a) 50% und (b) 100% spinpolarisierte Elektronen bzw. Reduktion der Laserschwelle (rote Linie) im Vergleich zum Pumpen mit unpolarierten Elektronen.

Die Schwellenreduktion nimmt monoton mit dem Spinpolarisationsgrad zu, da auch der Spinpolarisationsgrad der Elektronen zum Zeitpunkt der Rekombination ansteigt. Sie unterstützen folglich zunehmend nur eine der beiden möglichen Lasermoden und treiben diese Mode früher über die Laserschwelle.

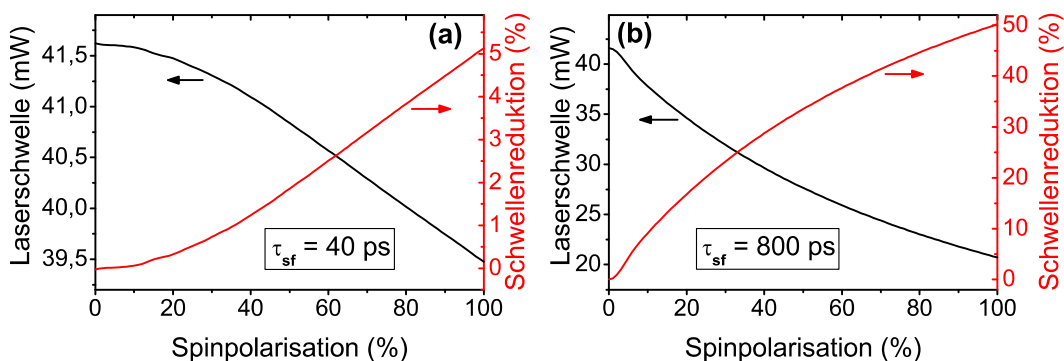


Abbildung 4.26.: Laserschwelle (schwarze Linie) bzw. Reduktion der Laserschwelle (rote Linie) in Abhängigkeit vom Spinpolarisationsgrad für eine Spinrelaxationszeit von (a) $\tau_{sf} = 40$ ps bzw. (b) 800 ps.

4.4.4. Ausbleicheffekte bei niederenergetischer Anregung

Ein abschließendes Experiment untersucht den Einfluss der Anregungswellenlänge auf das VCSEL-Emissionsverhalten. Hierzu wird bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda_{exc} = 800$ nm die Polarisation des Anregungslasers variiert. Die Anregungsleistung

entspricht der Laserschwel-Leistung für 50% spinpolarisierte Elektronen und beträgt konstant $P_{exc} = 74 \text{ mW}$ ¹¹. Die Auftragung der integrierten VCSEL-Emission gegen die Pumplaserpolarisation zeigt ein den vorher gezeigten Messungen genau entgegengesetztes Verhalten (Abbildung 4.27): Die VCSEL-Emission ist maximal bei linear polarisiertem Anregungslaser (entsprechend der Anregung unpolarisierter Ladungsträger) und minimal für die Anregung 50% spinpolarisierter Ladungsträger bei zirkular polarisiertem Anregungslaser¹². Dieser zunächst überraschende Effekt kann durch spinabhängiges Ausbleichen der Absorption während der Anregung erklärt werden: Optisch erzeugte Elektronen können durch ein Ausbleichen der optischen Resonanz die Anregung weiterer Elektronen solange verhindern, bis sie in andere Zustände gestreut werden. In einem einfachen Modell nimmt die Absorption α eines Quantenfilms bei hohen Anregungsintensitäten ab:

$$\alpha = \alpha_0(1 - n/n_s) \quad (4.12)$$

mit α_0 als Absorption bei niedrigen Intensitäten und n bzw. n_s als Anregungsdichte bzw. Sättigungsparameter [73]. Dieser Ausbleicheffekt muss spinabhängig betrachtet werden, indem nach den Dichten n^\pm der Spin-up (+) bzw. Spin-down (−) Elektronen unterschieden wird. Bei Anregung von Elektronen vorrangig einer Spinorientierung tritt das Ausbleichen der Absorption schon bei einer geringeren Pumpleistung als bei Anregung unpolarisierter Ladungsträger auf. Effektiv werden also bei der linear polarisierten Anregung in Abbildung 4.27 mehr Ladungsträger angeregt als bei der zirkular polarisierten Anregung, die durch Ausbleichen limitiert ist. Die höhere angeregte Ladungsträgerdichte bei linearer Anregung führt zu einer höheren VCSEL-Emission als bei zirkular polarisierter Anregung.

Die höherenergetische Anregung mit $\lambda_{exc} = 750 \text{ nm}$ bei den Messungen aus Abschnitt 4.4 umgeht Ausbleicheffekte, da durch die höhere Anregungsenergie die Streuzzeit τ_E der Elektronen in andere Zustände verkürzt wird [74]. Die Anregung weiterer Elektronen wird weniger stark blockiert und das Ausbleichen ist schwächer.

¹¹Die benötigten Pumpleistungen sind bei Anregung mit $\lambda_{exc} = 800 \text{ nm}$ höher als bei Anregung mit 750 nm , da die Einkoppelverluste in die Struktur aufgrund höherer Reflektivität der Bragg-Spiegel größer sind.

¹²Die unterschiedlich starke VCSEL-Emission für 45° und -45° linear polarisierte bzw. σ^+ und σ^- zirkular polarisierte Anregung ist durch den Einsatz eines Strahlteilers zum Einkoppeln des Anregungslasers bedingt. Am Strahlteiler traten leichte Retardierungs- und Polarisierungseffekte auf, die nicht vollständig kompensiert waren.

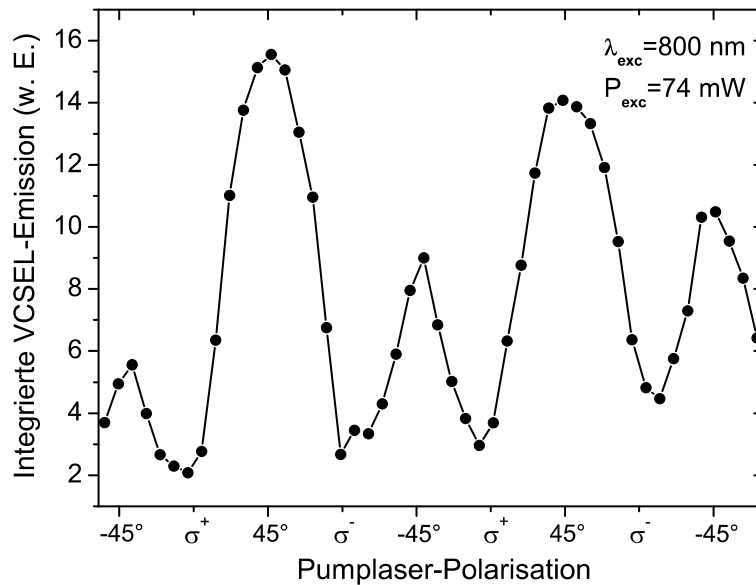


Abbildung 4.27.: Ausbleicheffekte führen bei Anregung mit einer Wellenlänge $\lambda_{exc} = 800$ nm zu erhöhter VCSEL-Emission bei Anregung mit linear polarisiertem Laser.

4.4.5. VCSEL-Emissionsverhalten bei Hochdichteanregung

In den vorherigen Abschnitten wurde der Einfluss des Elektronenspins auf das Emissionsverhalten von VCSELn nahe der Laserschwelle untersucht. In diesem abschließenden Abschnitt wird das spinabhängige Emissionsverhalten von VCSELn im Bereich sehr hoher Anregungsdichten diskutiert.

Die Kennlinie eines VCSELs lässt sich in drei Regime unterteilen:

- (i) Unterhalb der Laserschwelle tritt nur spontane Emission auf und die emittierte Intensität steigt nur schwach mit der Pumpleistung an. Die Kennlinie besitzt nur eine kleine Steigung.
- (ii) Für Pumpleistungen direkt oberhalb der Laserschwelle dominiert die stimulierte Laseremission. Die VCSEL-Emission steigt linear mit der Pumpleistung und die Kennlinie weist eine große Steigung auf.
- (iii) Für noch höhere Pumpleistungen verläuft die Laserkennlinie zunehmend flacher.

Das Pumpen mit spinpolarisierten Elektronen unterstützt, wie in den vorigen Abschnitten gezeigt, nur eine der beiden möglichen fundamentalen Lasermoden in der VCSEL-Kavität. Diese Lasermode erreicht entsprechend nicht nur die Laserschwelle bei kleineren Pumpleistungen im Vergleich zu unpolarisiertem Pumpen, sondern auch den Sättigungsbereich. Für hohe Pumpleistungen ist daher zu erwarten, dass das

Pumpen mit unpolarisierten Ladungsträgern zu höherer VCSEL-Emission führt als das Pumpen mit spinpolarisierten Ladungsträgern.

An dem in Abschnitt 4.4 vorgestellten GaAs-Raumtemperatur-VCSEL wird das Emissionsverhalten im Bereich hoher Pumpleistungen experimentell untersucht. Die Kennlinien für spinpolarisiertes bzw. unpolarisiertes Pumpen (siehe Abbildung 4.28(a)) zeigen bei einer Pumpleistung von $P_{exc} = 44$ mW das erwartete Überkreuzen der Kennlinien. Die Simulation des GaAs-Raumtemperatur-VCSELS aus Abschnitt 4.4.3 für hohe Anregungsdichten bestätigt das Überkreuzen der Kennlinien für spinpolarisierte bzw. unpolarisierte Elektronen sehr gut (siehe Abbildung 4.28(b)).

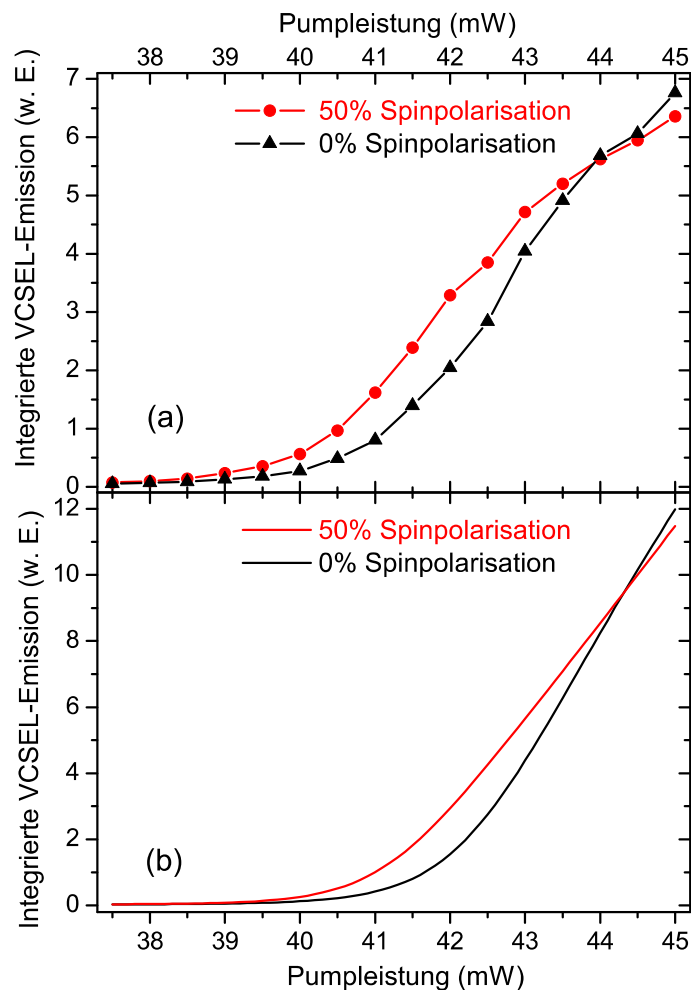


Abbildung 4.28.: (a) Experimentelle und (b) simulierte Kennlinien des GaAs-VCSELS für Anregung mit höheren Dichten. Die Kennlinien für das Pumpen mit 50% spinpolarisierten Elektronen bzw. mit unpolarisierten Elektronen überkreuzen sich bei einer Pumpleistung von 44 mW.

4.5. (GaIn)As/Ga(PAs)-Raumtemperatur-VCSEL

Neben der im vorigen Abschnitt vorgestellten Raumtemperatur-VCSEL-Struktur mit GaAs-Quantenfilmen wurde ein weiterer Raumtemperatur-VCSEL untersucht, der auf (InGa)As-QWs basiert. Der Vergleich der Ergebnisse für beide Strukturen lässt Rückschlüsse zu, welche Bedeutung das Materialsystem für die spinabhängige Reduktion der Laserschwelle hat.

4.5.1. Aufbau des (GaIn)As/Ga(PAs)-VCSELS

Abbildung 4.29 zeigt den schematischen Aufbau des untersuchten Raumtemperatur (GaIn)As/Ga(PAs)-VCSELS¹³: Der untere und obere AlAs/GaAs-Bragg-Spiegel aus 17 bzw. 14,5 Schichtpaaren schließen eine 2λ -Ga(P_{0,09}As_{0,91})-Kavität ein. In den vier Intensitätsmaxima des elektrischen Feldes in der Kavität befinden sich je drei 8,35 nm dicke (In_{0,1}Ga_{0,9})As-QWs mit 10,4 nm dicken GaAs-Barrieren. Durch die Wahl von Ga(PAs) als Resonatormaterial kann zum einen ein sinusartiger Resonator realisiert werden, da Ga(PAs) einen kleineren Brechungsindex aufweist als GaAs, das als erste Bragg-Spiegelschicht an die Kavität angrenzt. Zum anderen kompensiert das Ga(PAs) durch tensile Verspannung die kompressive Verspannung der Quantenfilm-Gruppen, so dass sich eine größere Zahl von Quantenfilmen defektfrei in den Resonator einbauen lässt [75]. Die Emissionswellenlänge des VCSELS betrug 930 nm bei einer Temperatur von 293 K.

4.5.2. VCSEL-Kennlinie und spinabhängige Emission

Die Emissionsdynamik des (GaIn)As-basierten VCSELS wird mit dem Aufbau für zeitaufgelöste Photolumineszenz nach Abbildung 3.1 untersucht¹⁴. Die Probe wird bei einer Temperatur von $T = 293$ K senkrecht mit 100 fs langen Pulsen angeregt. Die Anregung erfolgt in einem Minimum der Reflektivität der Bragg-Spiegel bei einer Wellenlänge von $\lambda_{exc} = 850$ nm.

Zunächst wird der Polarisationszustand des Anregungslasers und damit der angeregte Spinpolarisationsgrad bei einer konstanten Pumpleistung von $P_{exc} = 65$ mW va-

¹³Der VCSEL wurde in der Arbeitsgruppe von W. Stolz am Wissenschaftlichen Zentrum für Materialwissenschaften (WZMW) der Universität Marburg mit MOVPE gewachsen, seine WZMW-Probennummer lautet WZMW-20800.

¹⁴Die Streakkamera besitzt eine bis ins Infrarote empfindliche gekühlte Photokathode.

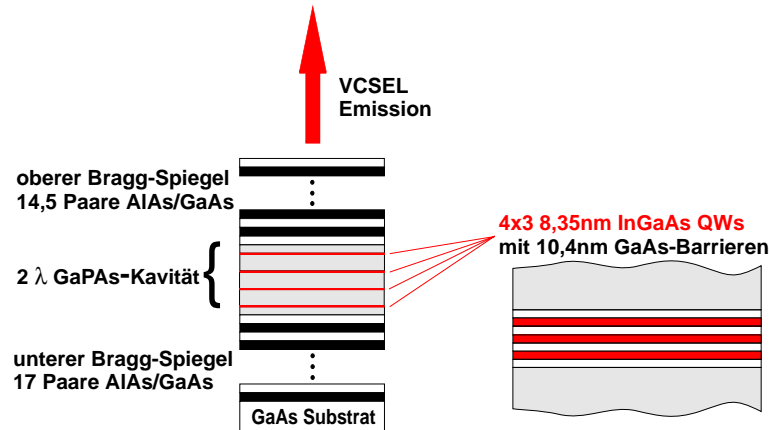


Abbildung 4.29.: Aufbau des (GaIn)As/Ga(PAs)-Raumtemperatur-VCSELS: In eine 2λ -Ga(PAs)-Kavität sind als aktives Medium vier Gruppen von je drei (InGa)As-QWs mit GaAs-Barrieren eingebaut.

riert. Der Spinpolarisationsgrad der Pumpladungsträger beeinflusst die zeitintegrierte VCSEL-Emission nach Abbildung 4.30 nachweisbar: Die zeitintegrierte VCSEL-Emission folgt dem Betrag des Spinpolarisationsgrades der angeregten Ladungsträger. Sie ist maximal für zirkular polarisierte Anregung, entsprechend 50% spinpolarisierter Elektronen, und minimal für linear polarisierte Anregung, entsprechend unpolarisierter Elektronen. Die Modulationstiefe von etwa 30% ist allerdings deutlich geringer als bei der Tieftemperatur-Probe NMC 22. Zur Bestimmung der Laserschwelle bei Anregung unpolarisierter bzw. 50% spinpolarisierter Elektronen wird in Abbildung 4.31 die zeitlich integrierte VCSEL-Emission gegen die Pumpleistung aufgetragen. Die lineare Extrapolation der Kennlinie oberhalb der Schwelle liefert als Schwell-Leistung bei Anregung unpolarisierter bzw. spinpolarisierter Ladungsträger $P_{thresh} = 68,7$ mW bzw. $P_{thresh} = 68,0$ mW. Die Reduktion der Laserschwelle durch das Pumpen mit spinpolarisierten Elektronen fällt mit 1% also sehr gering aus.

Die Betrachtung der Emissionsdynamik des untersuchten VCSELS macht zusammen mit den Simulationen aus Abschnitt 4.4.3 deutlich, warum die Laserschwelle nur minimal reduziert wird. Die Spinrelaxationszeit im Materialsystem (GaIn)As/Ga(PAs) ist sehr kurz. So haben Raumtemperatur-Messungen an (InGa)As-Quantenfilmen Spinrelaxationszeiten von $\tau_{sf} \approx 5$ ps ([76], [42]) ergeben. Diese sehr kurze Spinrelaxationszeit muss im Verhältnis zur Emissionsdynamik des VCSELS betrachtet werden. Die Verzögerungszeit und Halbwertsbreite der Emission des Raumtemperatur-

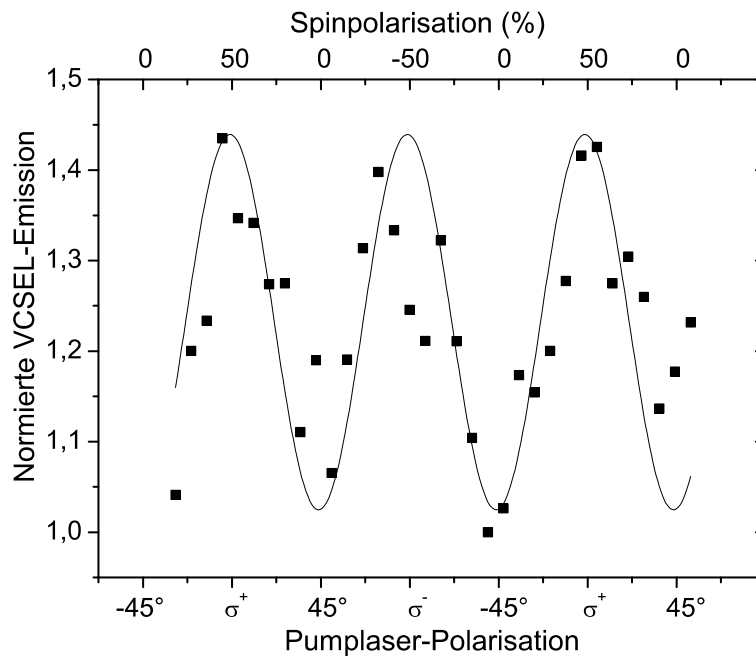


Abbildung 4.30.: Integrierte Emission des RT-VCSELs # 20800 bei Variation der Pumplaser-Polarisation. Die Pumpleistung beträgt 65 mW. Die durchgezogene Linie dient zur Orientierung und stellt keinen Fit dar.

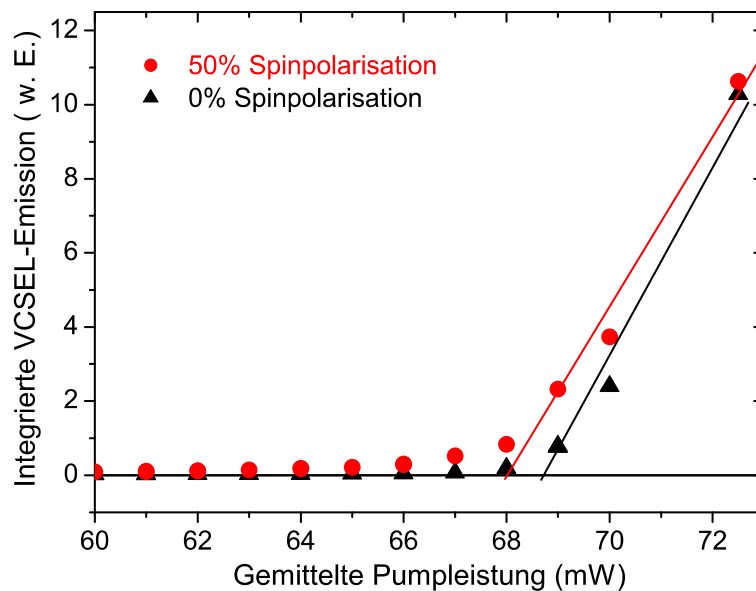


Abbildung 4.31.: Kennlinie des RT-VCSELs # 20800 beim Pumpen mit 50% spinpolarisierten bzw. unpolarisierten Elektronen.

VCSELs # 20800 betragen 10 ps und 13 ps [75] und sind damit den Zeitskalen aus den Simulationen in Abschnitt 4.4.3 vergleichbar. Die sehr kurze Spinrelaxationszeit im VCSEL führt dazu, dass die angeregten Elektronen zum Zeitpunkt ihrer Rekombination nahezu unpolarisiert sind und die Schwellenreduktion sehr klein ist (siehe Abbildung 4.25).

Die minimale Reduktion der Laserschwelle aufgrund der kurzen Spinlebenszeiten in den (InGa)As-QWs ist eine gute Bestätigung der Simulationen zum GaAs-Raumtemperatur-VCSEL aus Abschnitt 4.4. Die Ergebnisse zeigen, dass die Spinrelaxationszeit ein Schlüsselparameter für die erreichbare Schwellenreduktion in VCSELn ist.

4.6. Der Spin-VCSEL: Ein erstes Spintronik-Bauteil?

Die vorgestellten Untersuchungen zum Einfluss der Ladungsträgerspindynamik auf das Emissionsverhalten eines VCSELs werden in diesem Abschnitt auf den Vorschlag eines möglichen Spintronik-Bauteils ausgedehnt. In diesem *Spin-VCSEL* wird die Reduktion der Laserschwelle beim Pumpen mit spinpolarisierten Elektronen ausgenutzt.

Beim Spin-VCSEL werden die Ladungsträger elektrisch injiziert, ihre Spinorientierung wird dabei in einem Spininjektor erreicht. Das Bauteil wird in einem Zeitregime zwischen Kurzpulsbetrieb und kontinuierlicher Emission arbeiten. Die sich aus diesen Unterschieden zu den in den vorigen Abschnitten vorgestellten optischen Kurzzeituntersuchungen ergebenden Implikationen für eine optimierte Raumtemperatur Spin-VCSEL-Struktur werden im Folgenden diskutiert.

Die in den vorigen Abschnitten vorgestellten Experimente und die Simulationen aus Abschnitt 4.4.3 wurden für zeitlich kurz gepulsten VCSEL-Betrieb durchgeführt. Das vorgestellte Ratengleichungsmodell eröffnet die Möglichkeit, das Emissionsverhalten der untersuchten VCSEL für *kontinuierliches* Pumpen mit 100 % Spinpolarisation zu simulieren und zu untersuchen, ob die Laserschwelle-Reduktion auch bei kontinuierlichem Betrieb ausgenutzt werden kann.

Die mit dem Drei-Niveau-Ratengleichungsmodell (4.6) - (4.8) simulierten VCSEL-Kennlinien der Tieftemperatur-Struktur NMC22 sind in Abbildung 4.32 für kontinuierliches Pumpen mit 100 % spinpolarisierten Elektronen gezeigt. Die Laserschwelle kann demnach für diese Tieftemperatur-Struktur halbiert werden. Ein *Tieftemperatur*

Spin-VCSEL erscheint daher bereits möglich, da kontinuierlich arbeitende Pumpquellen mit nahezu 100% Spinpolarisation für tiefe Temperaturen experimentell realisiert wurden [77, 78, 79].

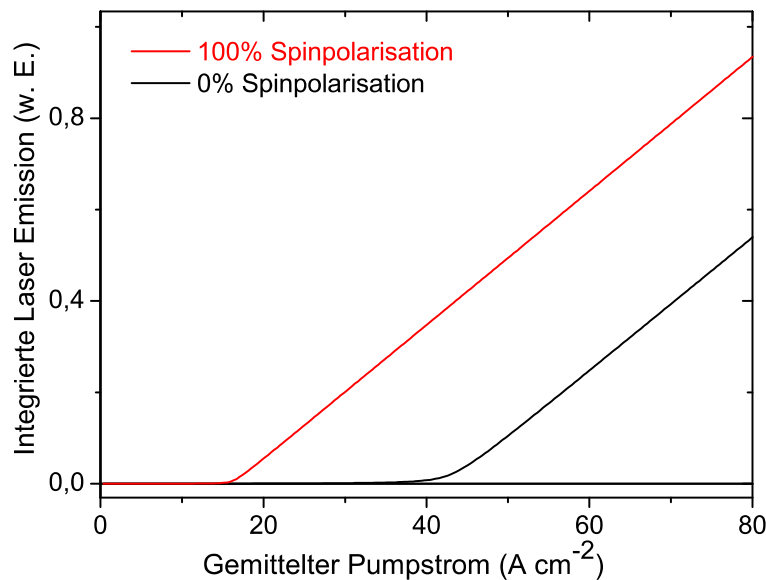


Abbildung 4.32.: Simulation der Kennlinie von VCSEL NMC22 unter Annahme einer kontinuierlich arbeitenden Pumpquelle, die 100% spinpolarisierte Ladungsträger liefert.

Für eine technische Applikation eines Spin-VCSELs ist der erfolgreiche Übergang zu einem *Raumtemperatur*-Bauteil nötig. Mit Simulationen im Rahmen des vorgestellten VCSEL-Modells wird im Folgenden geklärt, welche Bedingungen hierfür zu erfüllen sind.

Die erreichbare Schwellenreduktion wird nach Abschnitt 4.4.3 bei gepulstem Betrieb vorrangig durch die Spinrelaxationszeit τ_{sf} in der VCSEL-Struktur bestimmt. Für kontinuierlich gepumpte VCSEL werden entsprechende Simulationen mit dem erweiterten Ratengleichungsmodell (4.9)-(4.11) für die GaAs-Raumtemperaturstruktur aus Abschnitt 4.4 durchgeführt. Sie liefern qualitativ dasselbe Ergebnis, dass die erreichbare Schwellenreduktion durch die Spinrelaxationszeit limitiert ist (siehe Abbildung 4.33). Hieraus ergeben sich direkt Implikationen für Raumtemperatur Spin-VCSEL: Die Spinlebenszeit τ_{sf} ist durch die Wahl der eingesetzten Halbleiter-Materialien bestimmt. In (InGa)As-Quantenfilmen ist die Spinrelaxation bei Raumtemperatur mit typisch $\tau_{sf} \lesssim 10$ ps sehr schnell [76, 42]. Die Laserschwelle ist in diesen Strukturen nahezu nicht reduziert (Abbildung 4.33). In GaAs basierten Strukturen mit

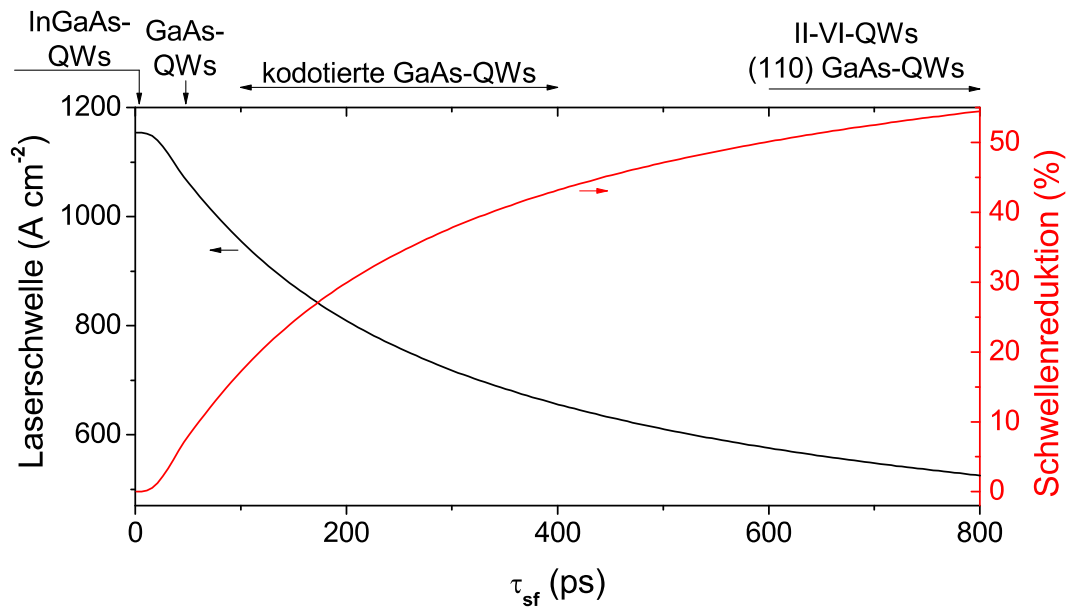


Abbildung 4.33.: Laserschwelle (schwarze Linie) eines Raumtemperatur Spin-VCSELs für kontinuierliches Pumpen mit vollständig spinpolarisierten Elektronen bzw. entsprechende Reduktion der Laserschwelle (rote Linie).

Spinrelaxationszeiten von typischerweise 50 ps [80, 81] lässt sich ebenfalls nur eine geringe Reduktion von 10% erzielen. In üblicherweise verwendeten (100) orientierten GaAs-Quantenfilmen lassen sich durch Kodotierung geringe Beweglichkeiten erzielen. Die entsprechend kurzen Impulsstreuzeiten in diesen Strukturen führen über einen motional narrowing Effekt zu einer Reduzierung des D'yakonov-Perel'-Mechanismus (vgl. Abschnitt 2.3.1). In kodotierten 7,5 nm breiten GaAs-Quantenfilmen wurden bei Raumtemperatur Spinrelaxationszeiten von $\tau_{sf} = 100$ ps nachgewiesen [35], die bereits eine Schwellenreduktion von etwa 18% und eine starke Abhängigkeit vom Spinpolarisationsgrad der Pumpladungsträger (siehe Abbildung 4.34(a)) ergeben. Für breitere kodotierte Quantenfilme können noch längere Spinrelaxationszeiten erwartet werden, da die Spinrelaxationszeit im DP-Mechanismus nach Gleichung (2.30) der elektronischen Confinement-Energie E_{e1} wie $\tau_{sf} \propto E_{e1}^{-2}$ folgt. Entsprechend sollten VCSEL-Strukturen mit kodotierten breiten GaAs-QWs Schwellenreduktionen von bis zu 40% erreichen (Abbildung 4.33). Noch längere Spinrelaxationszeiten sind in *II-VI* basierten Quantenfilmen erreichbar, allerdings ist die Realisierung eines monolithischen *II-VI*-VCSELs sehr schwierig und bislang erst für eine optische gepumpte Struktur demonstriert worden [82]. In (110)-orientierten GaAs-Quantenfilmen ist

der D'yakonov-Perel'-Mechanismus für in Wachstumsrichtung orientierte Spins unterdrückt und die Spinrelaxationszeiten können mehrere Nanosekunden bei Raumtemperatur betragen [34, 33, 83]. Die Laserschwelle in (110) orientierten VCSEL-Strukturen würde nach Abbildung 4.33 halbiert, die Emission sollte zudem sehr stark vom Spinpolarisationsgrad der Pumpladungsträger abhängen (siehe Abbildung 4.34(b)).

Neben einer geeigneten Materialwahl für lange Spindephasierungszeiten ist auch die Struktur des Spin-VCSELs für eine effiziente Schwellenreduktion wichtig, da in einem elektrisch gepumpten Spin-VCSEL die Spinorientierung der Ladungsträger in einem Spinausrichter erreicht wird. Die Transportzeit τ_{tr} der Ladungsträger vom Spinausrichter zum VCSEL-Quantenfilm muss klein gegen die Spinrelaxationszeit $\tau_{sf,p}$ sein, damit der Spinpolarisationsgrad der Ladungsträger auch im Quantenfilm noch möglichst hoch ist. Neben der Wahl eines geeigneten Materialsystems zum Erreichen möglichst langer Spinrelaxationszeiten ist daher die Minimierung der Transportzeit vom Spininjektor zum laseraktiven Material von fundamentaler Bedeutung. Bei konventionellen VCSEL-Strukturen erfolgt die Ladungsträgerinjektion durch die Bragg-Spiegel (Abbildung 4.35(a)). Die Transportzeit der Ladungsträger kann für diese Geometrie einfach über die Stromdichte abgeschätzt werden: Für Injektion der Elektronen durch einen $2\ \mu\text{m}$ dünnen, mit $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ n -dotierten Bragg-Spiegel ergibt sich für eine Stromdichte von $10\ \text{kA/cm}^2$ eine Transportzeit von minimal 10 ns. Diese Transportzeit ist im Vergleich zu den oben diskutierten Spinrelaxationszeiten deutlich zu lang.

Die seitliche Injektion spinorientierter Ladungsträger [84] in die VCSEL-Struktur (Abbildung 4.35(b)) vermag die Transportzeiten auch nicht zu reduzieren, da kommerzielle VCSEL-Strukturen typischerweise einen Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$ haben. Der Einsatz metallischer Spininjektoren in Spin-VCSELn ist daher nicht praktikabel, da sie außerhalb der Kavität platziert werden müssen.

Eine sehr gute Alternative stellen aber ferromagnetische Halbleiter dar [85, 86, 87, 88]: Ihr Einsatz erlaubt es, den Spinausrichter in direkter Nachbarschaft zu den Quantenfilmen in der Kavität zu platzieren und damit die Transportzeit τ_{tr} drastisch zu reduzieren (Abbildung 4.35(c)).

Die Übertragung des Konzepts eines Spin-VCSELs auf kantenemittierende Halbleiterlaser erscheint naheliegend: Bei kantenemittierenden Lasern können die Kontakte sehr nahe am laseraktiven Medium platziert werden, so dass aufgrund kurzer Transportzeiten auch außerhalb der Kavität platzierte metallische Spininjektoren verwendet werden könnten. Die in Abschnitt 2.2 vorgestellten optischen Auswahlregeln für

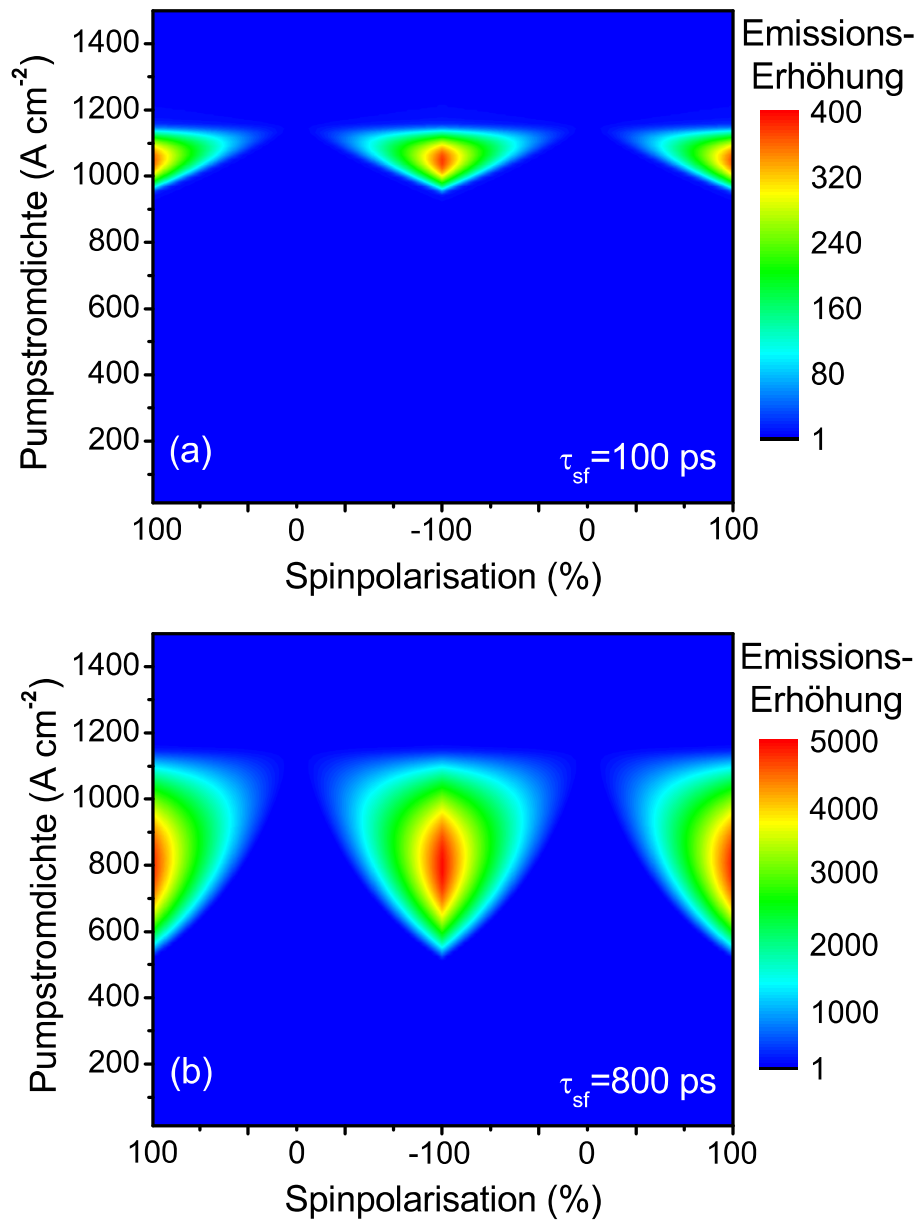


Abbildung 4.34.: Erhöhung der Emission eines kontinuierlich gepumpten Raumtemperatur Spin-VCSELs in Abhängigkeit von Größe und Spinpolarisation des Pumpstroms im Vergleich zu einem unpolarisiert gepumpten VCSEL.

Quantenfilme gelten aber nur für Emission in Wachstumsrichtung. Für Seitenemission tritt für das Schwerlochexziton keine zirkular polarisierte Emission auf [89], da die entsprechenden Wellenfunktionen nach Tabelle 2.1 keinen Beitrag des Dipolmatrixelements in z -Richtung liefern.

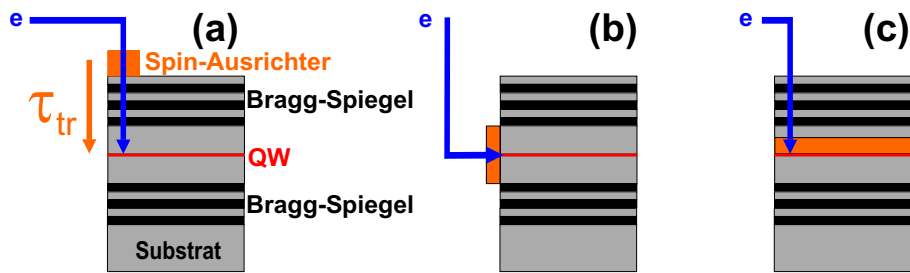


Abbildung 4.35.: Mögliche Bauformen eines Spin-VCSELs mit unterschiedlichen Positionen des Spin-Ausrichters. Der Übersichtlichkeit halber ist nur die Injektion der Elektronen gezeigt, die Injektion der Löcher erfolgt analog.

In Volumenmaterial erlauben die Auswahlregeln auch die zirkular polarisierte Seitenemission. Allerdings führt die in diesem Fall vorliegende energetische Entartung von Leicht- und Schwerlochzuständen dazu, dass die Elektronen beide möglichen Lasermoden im Verhältnis 3:1 unterstützen. Die erreichbare Schwellenreduktion ist damit bereits ohne Berücksichtigung der schnellen Spinrelaxation in GaAs intrinsisch auf etwa 25% limitiert. In kantenemittierenden Halbleiterlasern lässt sich also keine praktikable Schwellenreduktion erreichen.

4.7. Zusammenfassung und Ausblick

Die elektronische Spinorientierung hat einen starken Einfluss auf das Emissionsverhalten von oberflächen-emittierenden Halbleiterlasern nahe der Laserschwelle. Eine Reduktion der Laserschwelle ist beim Pumpen mit spinpolarisierten Ladungsträgern experimentell nachgewiesen. Numerische Simulationen identifizieren die Spinrelaxation in der Laserstruktur als limitierenden Parameter für die erreichbare Schwellenreduktion.

Die Schwellenreduktion durch Pumpen mit spinpolarisierten Ladungsträgern lässt sich in einem Spintronik-Bauteil nutzen. In diesem Zusammenhang wurden geeignete Materialsysteme und Strukturen diskutiert.

Eine mögliche Realisierung des Spin-VCSELs würde erstmals ein Spintronik-Bauteil mit konkreten Vorteilen gegenüber konventionellen Bauteilen demonstrieren. Neben der vor allem für portable Anwendungen attraktiven Reduktion der Schwellenleistung ist auch eine sehr stabile Polarisation der emittierten Strahlung zu erwarten. In konventionellen VCSEL-Strukturen ist das spontane Springen der Polarisation ein

Problem, das mit zusätzlichem Aufwand wie z.B. Anisotropien in der Geometrie behoben werden muss. Im Spin-VCSEL wäre die Polarisation hingegen nicht nur sehr stabil, sondern ließe sich darüber hinaus durch eine Änderung der Spinpolarisation der Ladungsträger einstellen [70, 90]. Ferner eröffnet die Modulation des Spinpolarisationsgrads die Möglichkeit, die vom Spin-VCSEL emittierte Leistung (siehe Abbildung 4.14 und 4.34) bei *konstantem* Pumpstrom zu verändern.

Zwingende Voraussetzung für die erfolgreiche Demonstration eines Raumtemperatur Spin-VCSELs sind effiziente Raumtemperatur-Spininjektoren, deren Realisierung trotz neuer Materialien [91, 92] und zunehmendem Verständnis der an der Spininjektion beteiligten Prozesse [93] noch aussteht.

5. Spinrelaxation und g -Faktor in Quantenfilmen mit variablem elektrischen Feld

Die Spinrelaxation und der LANDÉ- g -Faktor von Leitungsband-Elektronen in Quantenfilmen mit elektrischem Feld stehen im Mittelpunkt dieses Kapitels. Extern einstellbare elektrische Felder ermöglichen es, die Spindynamik der Ladungsträger im Quantenfilm zu manipulieren und damit Einblicke beispielsweise in die relative Stärke unterschiedlicher Spinrelaxationsmechanismen zu gewinnen.

Der erste Teil des Kapitels beschreibt kurz, wie ein elektrisches Feld in Wachstumsrichtung die elektronischen und optischen Eigenschaften eines QWs beeinflusst. Im zweiten Teil werden Experimente zur elektronischen Spinrelaxation in Abhängigkeit vom elektrischen Feld und von der Proben temperatur vorgestellt. Das Kapitel wird durch Theorie und Messungen zur Anisotropie des LANDÉ- g -Faktors in asymmetrischen Quantenfilmen in Abhängigkeit vom elektrischen Feld und der Probenorientierung abgeschlossen.

5.1. Quantenfilme mit elektrischem Feld

Ein elektrisches Feld $\vec{\mathcal{E}} = (0, 0, \mathcal{E})$ entlang der Wachstumsachse z eines Quantenfilms modifiziert dessen elektronische und optische Eigenschaften. Das elektrische Feld verkippt die Bandstruktur, so dass der Quantenfilm asymmetrisch wird (Abbildung 5.1). Durch das veränderte Einschlusspotential verschieben sich die diskreten Energieniveaus von Elektronen und Löchern im Quantenfilm: Die Zustände der Elektronen verschieben zu niedrigeren Energien, die Zustände der Löcher zu höheren. Die Photolumineszenz des Quantenfilms erfährt hierbei insgesamt eine mit dem elektrischen Feld zunehmende Rotverschiebung. Diese als *Quantum Confined Stark Effect* (QC-

SE) [94, 95] bezeichnete Rotverschiebung kann zur Bestimmung der Feldstärke im Quantenfilm benutzt werden (siehe Abschnitt 5.2.1).

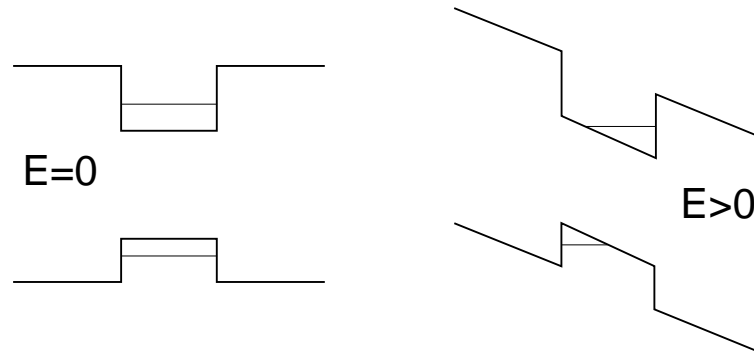


Abbildung 5.1.: Schematische Bandstruktur eines Quantenfilms ohne und mit elektrischem Feld.

Das elektrische Feld vergrößert ferner den räumlichen Abstand der Elektronen und Löcher im Quantenfilm. Entsprechend wird der Überlapp der Elektronen- und Loch-Wellenfunktion ψ_c und ψ_v verringert und ihr Überlappintegral $M_{cv} = \int dz \psi_c(z)\psi_v(z)$ reduziert [96]. Die Rekombinationsrate für die optische Rekombination von Elektronen und Löchern ist proportional zu $|M_{cv}|^2$, d.h. für die optische Rekombinationszeit τ_{PL} gilt

$$\tau_{PL} = \frac{\tau_0 |M_{cv}^0|^2}{|M_{cv}|^2} \quad (5.1)$$

mit τ_0 als Lebensdauer und $|M_{cv}^0|^2$ als Überlappintegral im Flachbandfall. Die strahlende Rekombinationszeit τ_{PL} wächst also mit zunehmendem elektrischem Feld stark an [97, 98].

5.2. Aufbau der Quantenfilm-Proben mit variablem elektrischem Feld

Die untersuchten Einzel-Quantenfilm-Proben TP900 und TP901 mit variablem elektrischem Feld wurden per MBE gewachsen¹. Ihr schematischer Aufbau ist Abbildung 5.2 zu entnehmen: Ein intrinsischer GaAs-Quantenfilm mit 20 nm Breite ist zwischen

¹Die Probenherstellung und Prozessierung erfolgte an der Universität Erlangen in der Arbeitsgruppe von G. Döhler.

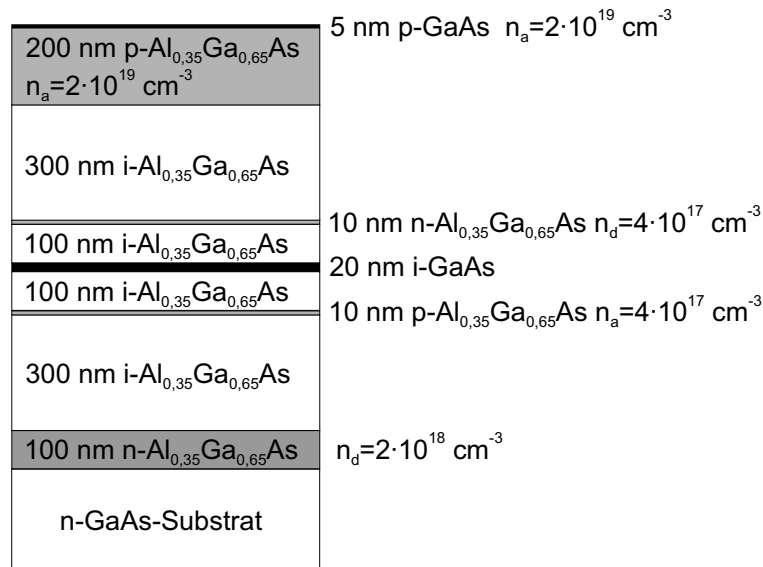


Abbildung 5.2.: Aufbau der Probe TP900. Bei Probe TP901 wurde ein semiisolierendes GaAs-Substrat anstelle des n -dotierten Substrats bei Probe TP900 verwendet.

100 nm dicken intrinsischen (Al_{0,35}Ga_{0,65})As-Barrieren eingeschlossen. Durch die sich anschließenden n - bzw. p - dotierten (Al_{0,35}Ga_{0,65})As-Schichten wird zusammen mit dem Quantenfilm eine n - i - p -Struktur realisiert, deren Bandstruktur in Abbildung 5.3 dargestellt ist². Die p - und n -dotierten Schichten dienen nach einer photolithographischen Strukturierung der Proben zur Kontaktierung des Quantenfilms.

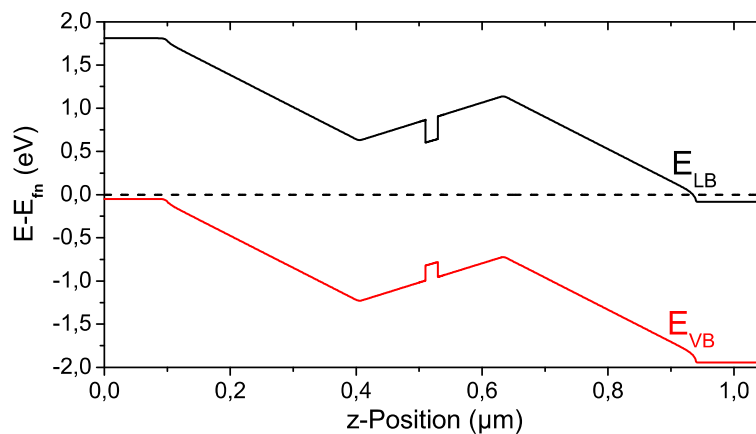


Abbildung 5.3.: Simuliertes Banddiagramm der Probe TP900.

²SimWindows-Simulation [99] für $T = 300 \text{ K}$.

Die I - V -Kennlinien weisen nach Abbildung 5.4 die typische Charakteristik einer p - i - n -Diode mit einer Durchlassrichtung (entspricht negativer Polarität der angelegten Spannung) und einer Sperrichtung (positive Polarität) auf.

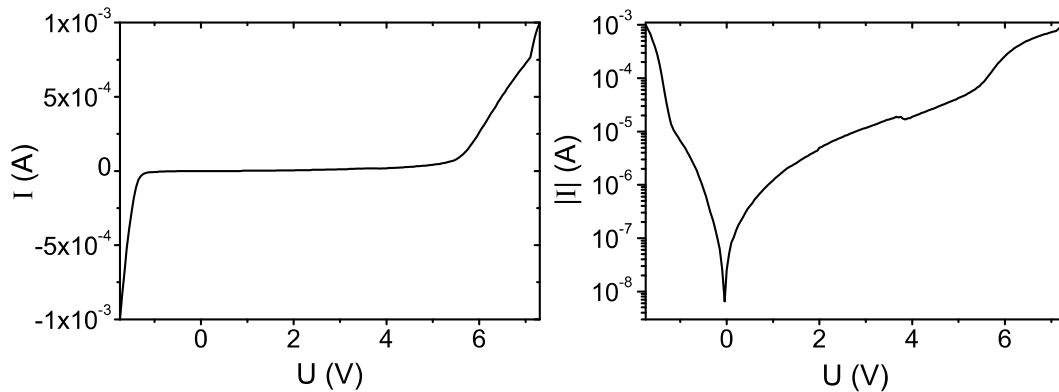


Abbildung 5.4.: Die I - V -Kennlinien der untersuchten Probe TP900 weisen die typische Diodencharakteristik einer p - i - n -Diode auf. Die Messungen erfolgen bei 300 K.

5.2.1. Eichung des elektrischen Feldes

Zur Eichung des über den Quantenfilm abfallenden elektrischen Feldes wird die feldabhängige Verschiebung der Photolumineszenz-Wellenlänge über den QCSE genutzt. Hierzu wird die Photolumineszenz-Wellenlänge in Abhängigkeit von der extern angelegten Spannung gemessen³ (siehe Abbildung 5.5). In von R. Winkler durchgeführten Rechnungen [100] wird zunächst die Quantenfilmbreite derart angepasst, dass die berechnete Energie des Schwerlohexzitons mit der gemessenen PL-Energie im Flachbandfall übereinstimmt. Für dieses System wird anschließend die Feldabhängigkeit des Schwerlohexzitons berechnet. Der Vergleich mit den experimentell gemessenen PL-Energien liefert dann für jede extern angelegte Spannung das über den QW abfallende elektrische Feld.

³Die Messungen zur Feldeichung wurden stets *ohne* externes Magnetfeld durchgeführt.

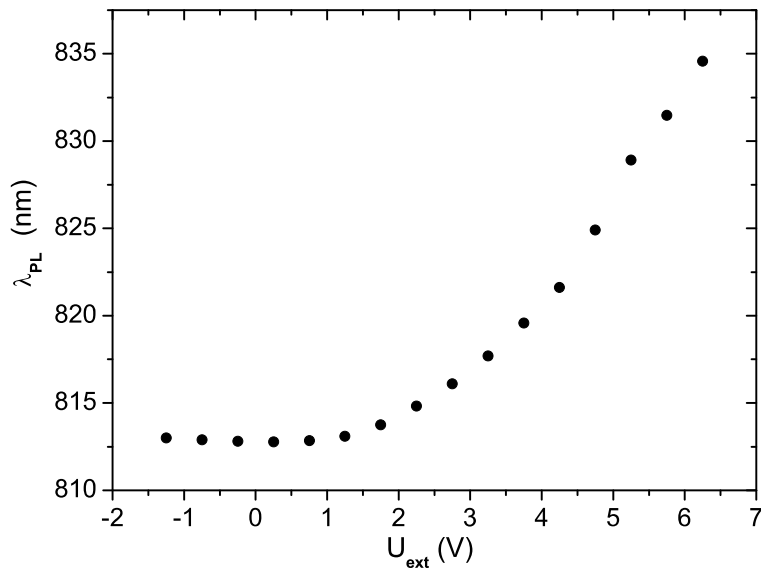


Abbildung 5.5.: Feldabhängige Verschiebung der Photolumineszenz-Wellenlänge aufgrund des Stark-Effekts an Probe TP900 für $T = 6$ K.

5.3. Spinrelaxation in Quantenfilmen mit elektrischem Feld

Die elektronische Spindephasierung in (100) orientierten GaAs-Quantenfilmen wird durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus und durch die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung dominiert. Ein elektrisches Feld in Wachstumsrichtung ändert sowohl den Überlapp von Elektron- und Lochwellenfunktion als auch die Stärke des Rashba-Beitrags zum D'yakonov-Perel'-Mechanismus. Ein extern einstellbares elektrisches Feld bietet daher eine interessante Möglichkeit, die relative Stärke der verschiedenen Spinrelaxationsmechanismen zu untersuchen. Nach einer Diskussion der exzitonischen Spinrelaxation werden in Abschnitt 5.3.2 Messungen der elektronischen Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Proben temperatur und vom elektrischen Feld in Wachstumsrichtung vorgestellt.

5.3.1. Exzitonische Spin-Dynamik

In Halbleitern können Elektron und Loch ein durch die Coulomb-Wechselwirkung gebundenes Teilchenpaar bilden. Die folgende Diskussion beschränkt sich auf die aus einem Elektron und einem Schwerloch gebildeten Quasiteilchen, die als Schwerlo-

chexziton bezeichnet werden. Sie besitzen in Halbleitern mit Zinkblende-Struktur nach Abschnitt 2.1 vier verschiedene Spinzustände⁴ (m_e, m_h) mit m_e als Elektronenspin und m_h als Spin des Lochs. Die vier entarteten Spinzustände⁵ werden nach ihrem Gesamtspin $m_e + m_h$ als $|\pm 1\rangle$ und $|\pm 2\rangle$ klassifiziert. Durch die Spinrelaxation wird die Besetzung der vier möglichen Spinzustände ausgeglichen.

Die Spinrelaxation zwischen den optisch erlaubten Zuständen $|\pm 1\rangle$ kann auf zwei Wegen erfolgen: Zum einen ist sie *direkt* in einem Schritt über die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung möglich. Zum anderen kann der Spin *indirekt* in zwei Schritten über ein dunkles Exziton als Zwischenstufe relaxieren, indem sowohl das Elektron als auch das Loch des Exzitons unabhängig voneinander in einem Einteilchen-Prozess ihren Spin umklappen. Die hierfür möglichen Prozesse wurden bereits in Abschnitt 2.3.1-2.3.5 diskutiert, so dass im Folgenden nur die direkten Exzitonenspinflips über die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung betrachtet werden.

Die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung kann in einen kurzreichweitigen und einen langreichweitigen Anteil aufgespalten werden [101], wobei der kurzreichweitige Anteil [102, 103, 104]

$$\mathcal{H}_{eh}^{SR} = - \sum_{i=x,y,z} \varsigma S_{h,i} S_{e,i} = -\varsigma \vec{S}_h \cdot \vec{S}_e \quad (5.2)$$

mit ς als Spin-Spin-Kopplungskonstante, \vec{S}_e als Elektronen-Spinoperator und \vec{S}_h als Loch-Spinoperator den Spin eines Schwerlohexzitons nicht direkt umklappen kann. Hierzu ist ein Prozess zweiter Ordnung unter Einbeziehung von Leichtlochzuständen nötig [105].

Die direkte Spinrelaxation von Exzitonen wird daher durch den langreichweitigen Anteil der Austauschwechselwirkung dominiert. Die langreichweitige Austauschwechselwirkung bedingt eine energetische Aufspaltung der in der Quantenfilmebene linear polarisierten Exzitonen: Das longitudinale Exziton (Schwerpunktsimpuls \vec{K} parallel zum Wellenvektor des Photons, an das das Exziton koppelt) besitzt eine um die Longitudinal-Transversal-Aufspaltung ΔE_{LT} höhere Energie als das transversale Exziton (\vec{K} senkrecht zum Licht-Wellenvektor). Bei Beschränkung auf Schwerlohexzitonen⁶ ist der langreichweitige Teil in der Basis $|\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\rangle, |-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\rangle, |\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}\rangle, |-\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$

⁴Hierbei bezeichnet m_h den Spin im *Loch*bild. Hierin gilt $m_h = -m_v$ mit m_v als Spin des entsprechenden elektronischen BLOCH-Zustandes im Valenzband.

⁵Die Zustände mit $|\pm 2\rangle$ werden als *dunkle Exzitonen* bezeichnet, da sie wegen Drehimpulserhaltung nur über Zwei-Photonen-Prozesse erzeugt werden bzw. rekombinieren können.

⁶Schwerloch-Leichtloch-Kopplung durch die langreichweitige Austauschwechselwirkung ist ver-

gegeben durch [102]

$$\mathcal{H}^{LR} = \delta_{K,K'} \frac{3}{16} \frac{|\phi_{1s}(0)|^2}{|\phi_{3D}(0)|^2} \Delta E_{LT} \frac{f(K)}{K} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & K^2 & K_-^2 & 0 \\ 0 & K_+^2 & K^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

mit dem Schwerpunktsimpuls $\vec{K} = (K_x, K_y)$ und $K_{\pm} = K_x \pm iK_y$. Die Longitudinal-Transversal-Aufspaltung ΔE_{LT} ist der Volumenmaterial-Wert, $\phi_{3D}(0)$ ist der Überlapp von Elektronen- und Lochwellenfunktion des $1s$ -Exzitons im Volumenmaterial. $\phi_{1s}(\vec{r})$ bezeichnet die zweidimensionale Elektron-Loch-Wellenfunktion mit $\vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_h$ als relativem Elektron-Loch-Abstand in der Ebene. Der Formfaktor $f(K)$ ist gegeben durch

$$f(K) = \int dz \int dz' \xi_{1c}(z) \zeta_{1hh}(z) e^{-K|z-z'|} \xi_{1c}(z') \zeta_{1hh}(z')$$

mit $\xi_{1c}(z)$ als Elektronwellenfunktion und $\zeta_{1hh}(z)$ als Lochwellenfunktion in Wachstumsrichtung z des Quantenfilms. Die langreichweitige Austauschwechselwirkung ist also nach Gleichung (5.3) stark vom Überlapp der Elektron- und Loch-Wellenfunktion abhängig.

Anschaulich lässt sich die Wirkung der langreichweitigen Austauschwechselwirkung (5.3) als effektives \vec{K} -abhängiges Magnetfeld interpretieren: Die Nebendiagonalelemente des Hamiltonoperators wirken wie ein effektives Magnetfeld in der Quantenfilmebene. Streuereignisse ändern den \vec{K} -Vektor und damit auch das effektive Magnetfeld. Der Spin präzediert also zwischen Streuereignissen um ein zufällig fluktuierendes effektives Magnetfeld, was analog zum D'yakonov-Perel'-Mechanismus zur Spinrelaxation führt (siehe Abschnitt 2.3.1).

5.3.2. Spinrelaxation in Abhängigkeit vom elektrischen Feld

Der Einfluss eines elektrischen Feldes entlang der Quantenfilm-Wachstumsachse auf die elektronische Spinrelaxation wird mit zeit- und polarisationsaufgelöster Photolumineszenz an Probe TP900 untersucht. Die Probe ist in einem He-Fingerkryostaten montiert und wird mit zirkular polarisierten ps-Laserpulsen in Wachstumsrichtung angeregt. Die Anregungswellenlänge beträgt $\lambda_{exc} = 755$ nm und die Anregung erfolgt

nachlässigbar, wenn die Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung im Quantenfilm groß gegen die Longitudinal-Transversal-Aufspaltung ΔE_{LT} der Exzitonen ist.

mit einer Leistung von $P_{exc} = 5 \text{ mW}$.⁷ Das elektrische Feld im Quantenfilm wurde über eine zwischen der n - und p -dotierten Schicht angelegte Spannung erzeugt.

Das Substrat der Probe TP900 ist hoch n -dotiertes GaAs. Die hohe Dotierung zeigt sich in den Photolumineszenz-Spektren der Probe in einem breiten Untergrund, der energetisch mit der Quantenfilm-Photolumineszenz überlappt. Um dennoch die Photolumineszenz des Quantenfilms auswerten zu können, wird der Untergrund nachträglich aus den Daten herausgerechnet: Die Energie der Quantenfilm-Photolumineszenz verschiebt aufgrund des QCSE mit zunehmendem elektrischen Feld, für den Untergrund wird jedoch angenommen, dass er feldunabhängig ist⁸. Der Untergrund lässt sich dann durch Subtraktion der Spektren zu unterschiedlichen Feldern entfernen (Abbildung 5.6).

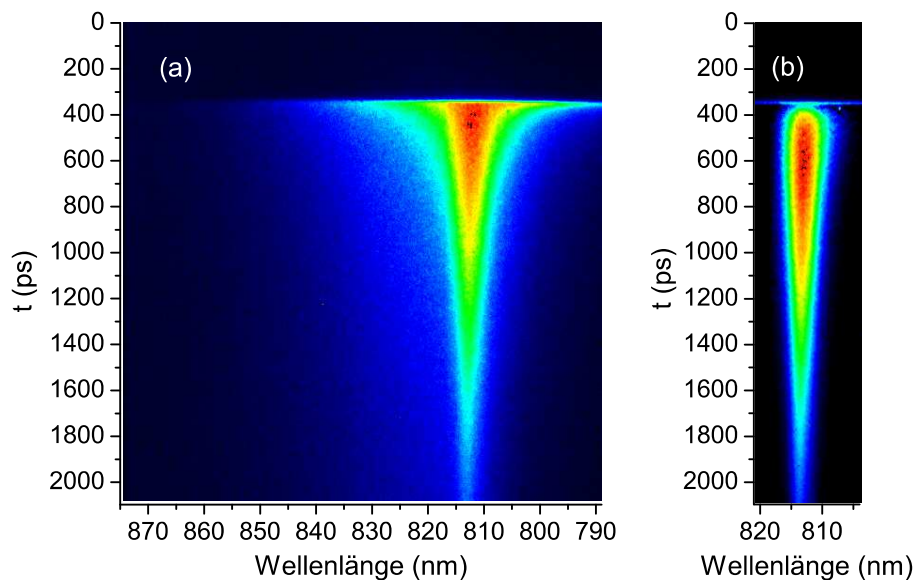


Abbildung 5.6.: Strekkamerabilder der Probe TP900 vor und nach Untergrundsubtraktion.

Zunächst wird die Lebenszeit τ_{PL} der von der Probe emittierten Photolumineszenz bestimmt. Sie nimmt nach Abbildung 5.7 stark mit dem elektrischen Feld von 1,1 ns im Flachbandfall bis zu 6,4 ns bei einem elektrischen Feld von 33 kV/cm zu. Diese

⁷Der Anregungsleistung entspricht eine angeregte Ladungsträgerdichte von etwa $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Die angeregte Ladungsträgerdichte ändert sich allerdings bei Änderung der Temperatur oder des elektrischen Feldes u. a. aufgrund der Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten.

⁸Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Kontaktierung des QWs über die n - bzw. p -dotierten Schichten erfolgt und daher nahezu kein Feld über dem Substrat abfallen sollte. Die experimentellen Spektren zeigen für den Untergrund auch keine erkennbare Feldabhängigkeit.

Zunahme der PL-Lebenszeit ist in guter Übereinstimmung mit Literaturangaben [97] und zeigt, dass Elektronen und Löcher im Quantenfilm durch das angelegte elektrische Feld effektiv getrennt werden können.

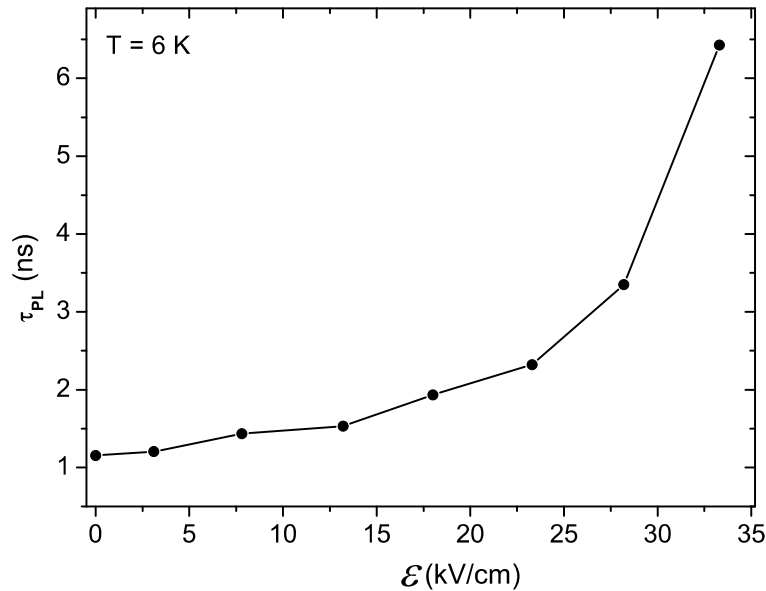


Abbildung 5.7.: PL-Lebensdauer τ_{PL} in Abhängigkeit vom elektrischen Feld \mathcal{E} .

Die Spinrelaxationszeit τ_s der Elektronen im Quantenfilm wird mit polarisationsaufgelösten Messungen über das Abklingen des zirkularen Polarisationsgrads gemessen. In Abbildung 5.8 ist τ_s in Abhängigkeit von der Temperatur und vom elektrischen Feld aufgetragen. Die Temperatur- und Feld-Abhängigkeit der elektronischen Spinrelaxationszeit lässt sich hiernach in drei Regime unterteilen: In einen Bereich

- (i) niedriger elektrischer Feldstärke $\mathcal{E} \leq 15$ kV/cm und niedriger Temperaturen $T \leq 50$ K,
- (ii) niedriger elektrischer Feldstärke $\mathcal{E} \leq 15$ kV/cm und hoher Temperaturen $T > 50$ K und
- (iii) hoher elektrischer Feldstärke $\mathcal{E} > 15$ kV/cm.

Im Regime (i) niedriger elektrischer Feldstärke $\mathcal{E} \leq 15$ kV/cm und niedriger Temperaturen $T \leq 50$ K zeigt die Spinrelaxationszeit τ_s eine ausgeprägte Abhängigkeit vom elektrischen Feld. Die Spinrelaxationszeit ist minimal für den Flachbandfall $\mathcal{E} = 0$ und nimmt mit zunehmendem elektrischem Feld stark zu.

Die beobachtete starke Zunahme der Spinrelaxationszeit mit zunehmendem elektrischem Feld kann über die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung erklärt werden

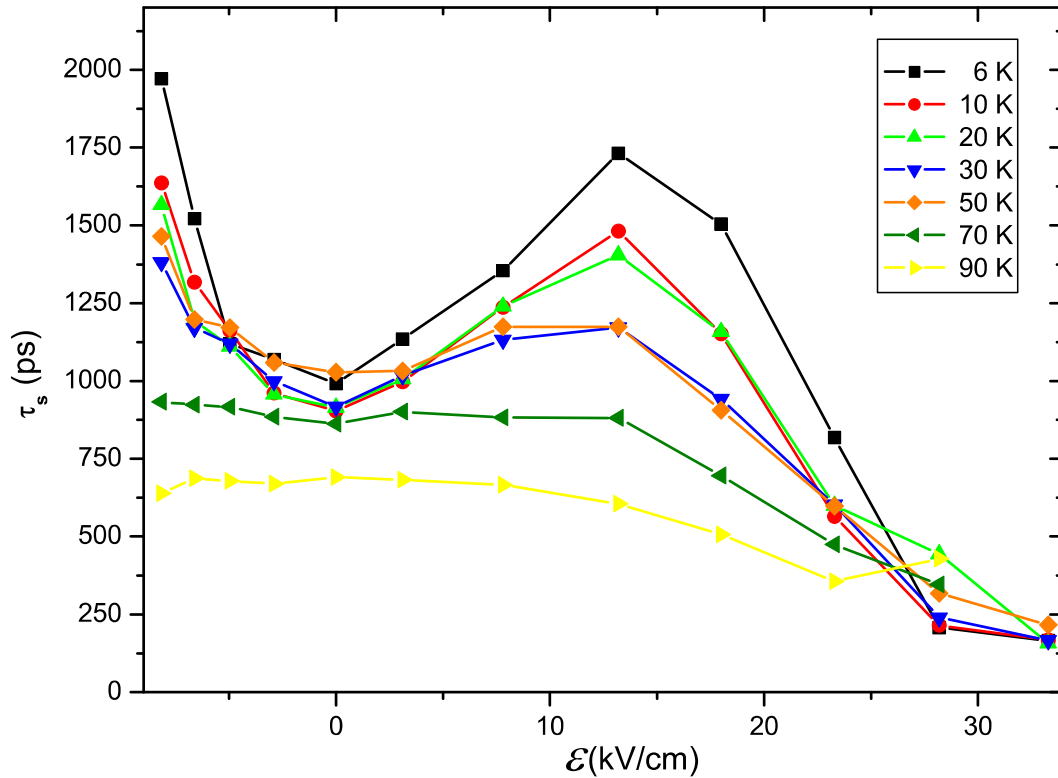


Abbildung 5.8.: Spinrelaxationszeit τ_s in Abhängigkeit vom elektrischen Feld \mathcal{E} und von der Probestemperatur.

(vergleiche Abschnitt 5.3.1): Die exzitoniche Spinrelaxation ist im Wesentlichen durch die langreichweitige Austauschwechselwirkung (5.3) bestimmt, die stark vom Elektron-Loch-Überlapp abhängt. Der Elektron-Loch-Überlapp wird durch ein elektrisches Feld verringert, so dass die langreichweitige Austauschwechselwirkung mit zunehmendem elektrischen Feld schwächer wird. Entsprechend wächst die Spinrelaxationszeit mit zunehmendem elektrischen Feld an.

Die Abhängigkeit der Spinrelaxationszeit vom elektrischen Feld wird mit zunehmender Temperatur geringer. Die Spinrelaxation ist im Bereich (ii) niedriger elektrischer Felder $\mathcal{E} \leq 15$ kV/cm und Temperaturen $T > 50$ K nahezu unabhängig von \mathcal{E} . Die erhöhte Temperatur bewirkt eine zunehmende Ionisierung der Exzitonen im Quantenfilm [106, 107, 108]. Dadurch sinkt der Einfluss der Austauschwechselwirkung auf die Spinrelaxation und die Spinrelaxationszeit wird für kleine elektrische Felder nahezu konstant. Die gleichzeitige Abnahme der Spinrelaxationszeit für höhere Temperaturen $T > 50$ K kann mit der zunehmenden Bedeutung des D'yakonov-

Perel'-Mechanismus aufgrund der Besetzung höherer k -Werte erklärt werden (siehe Abschnitt 2.3.1).

Im Bereich (iii) hoher elektrischer Felder $\mathcal{E} > 15$ kV/cm nimmt die Spinrelaxationszeit mit zunehmendem elektrischen Feld für alle untersuchten Temperaturen ab. Mögliche Erklärung hierfür ist die Zunahme des RASHBA-Terms (2.20) mit zunehmendem elektrischen Feld⁹. Das elektrische Feld geht nach (2.18) linear in den RASHBA-Parameter α ein und vergrößert damit das durch die Struktur-Inversions-Asymmetrie hervorgerufene effektive Magnetfeld $\Omega_{SIA}(\vec{k}) \propto \alpha$ (2.21). Eine Erhöhung von $\Omega_{SIA}(\vec{k})$ führt über den D'yakonov-Perel'-Mechanismus zu einer schnelleren Spinrelaxation¹⁰. Im Folgenden wird diskutiert, ob die feldabhängige Zunahme des SIA-Beitrags stark genug ist, um die beobachtete Abnahme der Spinrelaxationszeit zu erklären.

Die relative Stärke von RASHBA- und DRESSELHAUS-Beitrag zur Spinaufspaltung und Spinrelaxation in GaAs-Quantenfilmen ist u. a. von der Probengeometrie und der Ladungsträgerdichte abhängig und kann nicht allgemein angegeben werden. Generell ist aber in schmalen GaAs-Quantenfilmen der BIA-Beitrag für kleine elektrische Felder dominant. Beispielsweise wird in 10 nm breiten (100) orientierten Quantenfilmen der SIA-Beitrag zum effektiven Magnetfeld $\vec{\Omega}(\vec{k})$ für elektrische Felder von 15 kV/cm als eine Größenordnung schwächer als der BIA-Beitrag abgeschätzt [110]. Der SIA-Anteil wächst aber mit zunehmendem elektrischen Feld, so dass für hohe elektrische Felder die SIA-Spinaufspaltung auch in GaAs-Quantenfilmen dominierend wird [111, 112]. Die relative Stärke des SIA-Beitrags verglichen mit dem BIA-Anteil wächst ferner mit zunehmender Quantenfilmbreite [13, 17].

Der untersuchte Quantenfilm hatte eine große Breite von 20 nm und die angelegten elektrischen Felder waren mit Feldstärken bis zu 35 keV/cm relativ groß. Die beobachtete Abnahme der Spinrelaxation für hohe elektrische Felder ist daher mit einer Erklärung über den RASHBA-Effekt vereinbar [17].

⁹Eine ähnliche feldabhängige Abnahme der Spinrelaxationszeit durch den RASHBA-Effekt ist in 7,5 nm breiten (110)-orientierten GaAs-Quantenfilmen berichtet worden [36]. Der BIA-Beitrag zur D'yakonov-Perel'-Spinrelaxation ist in (110) orientierten Strukturen unterdrückt, so dass sie besonders empfindlich auf SIA-Beiträge sind [109].

¹⁰Für eine Reduktion der Spinrelaxationszeit mit zunehmendem Ω_{SIA} wird nach $1/\tau_s \propto \langle \Omega_{SIA}^2 \rangle \tau_p$ eine nur schwach feldabhängige Impulsstreuzeit τ_p angenommen.

5.3.3. Zusammenfassung

Die elektronische Spinrelaxation wird in einem intrinsischen GaAs-Quantenfilm in Abhängigkeit von einem elektrischen Feld in Wachstumsrichtung und von der Proben-temperatur untersucht. Drei Regime der Spinrelaxation werden identifiziert: Für kleine elektrische Felder und niedrige Proben-temperaturen dominiert die Spinrelaxation durch die Elektron-Loch-Austauschwechselwirkung. Für höhere Temperaturen erfolgt die Spinrelaxation bei niedrigen elektrischen Feldern durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus aufgrund der Inversionsasymmetrie des Volumenmaterials. Für hohe elektrische Felder wird die Spinrelaxation durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus aufgrund der Struktur-Inversionsasymmetrie erklärt.

5.4. Anisotroper g -Faktor in asymmetrischen Quantenfilmen

Der elektronische LANDÉ- g -Faktor ist eine charakteristische Größe eines Halbleiters, die in Halbleiterheterostrukturen unter anderem von der Materialkomposition und der Symmetrie der Struktur abhängt. In Quantenfilmen kann der g -Faktor zusätzlich durch ein extern einstellbares elektrisches Feld variiert werden. Diese Möglichkeit zur Manipulation des Elektronenspins macht den g -Faktor zu einem interessanten Parameter für spintronische Anwendungen [113, 114]. Ein elektrisches Feld induziert ferner eine Anisotropie des g -Faktors. Die Größe der entsprechenden Nebendiagonalelemente des g -Faktor-Tensors hängt von der Spinaufspaltungskonstante γ ab. Die Spinaufspaltungskonstante ist von großer Bedeutung u. a. für die Spinrelaxation durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus, ihr genauer Wert ist aber in der Literatur umstritten [115, 112]. Die Messung der g -Faktoranisotropie stellt damit eine interessante Methode zur präzisen Bestimmung von γ dar.

5.4.1. Der LANDÉ- g -Faktor

Der LANDÉ- g -Faktor verknüpft den Elektronen-Spin \vec{S} mit einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$

$$\vec{\mu} = -g\mu_B\vec{S}/\hbar. \quad (5.4)$$

Die Bestimmung des g -Faktors eines freien Elektrons liefert einen Wert von $g = 2,002319\dots$, dessen Übereinstimmung mit Vorhersagen der Quantenelektrodynamik eine glänzende Bestätigung dieser Theorie war. In Halbleitern kann der LANDÉ- g -Faktor durch Spin-Bahn-Kopplungseffekte erheblich vom Wert für freie Elektronen abweichen und beträgt z.B. $g = -52$ für InSb [13]. Der LANDÉ- g -Faktor der Leitungsband-Elektronen ist damit eine empfindlich von der Bandstruktur abhängende charakteristische Größe eines Halbleiters und unter anderem ein hervorragender Testparameter für Bandstrukturrechnungen.

In Halbleiter-Heterostrukturen ist der g -Faktor nicht nur vom Material abhängig, sondern auch von der Dimensionalität und Symmetrie der Struktur. In Quantenpunkten und Quantendrähten ist der g -Faktor zum Teil stark anisotrop und weicht vom Wert für Volumenmaterial ab [116]. Die in Quantenfilmen auftretenden Anisotropien werden im Folgenden diskutiert.

In Volumen-GaAs mit der Punktsymmetriegruppe T_d ist der g -Faktor der Elektronen am Γ -Punkt isotrop und kann durch einen Skalar beschrieben werden [117]. Ein symmetrischer Quantenfilm mit Wachstumsrichtung $z \parallel [001]$ erniedrigt die Symmetrie von T_d zu D_{2d} . Diese Symmetrie-Erniedrigung führt zu einer Anisotropie des g -Faktors. Er ist nun ein Tensor mit unterschiedlichen Komponenten $g_{xx} = g_{yy} \neq g_{zz}$ in der Quantenfilm-Ebene bzw. senkrecht dazu [118, 119, 120]:

$$g(D_{2d}) = \begin{pmatrix} g_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & g_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & g_{zz} \end{pmatrix}. \quad (5.5)$$

Ein asymmetrischer Quantenfilm reduziert die Symmetrie weiter zu C_{2v} . Die nichtdiagonalen Elemente $g_{xy} = g_{yx}$ sind in diesem Fall von Null verschieden und g hat die Form

$$g(C_{2v}) = \begin{pmatrix} g_{xx} & g_{xy} & 0 \\ g_{xy} & g_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & g_{zz} \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Zur Beschreibung des LANDÉ- g -Faktors (5.6) in asymmetrischen Quantenfilmen mit äußerem Magnetfeld \vec{B} wird zunächst die Spin-Bahn-Kopplung vernachlässigt. Der entsprechende Hamilton-Operator eines quasi-freien Elektrons in einem Halbleiter lässt sich dann in einen Bahn- und einen Spin-Anteil separieren:

$$\mathcal{H} = \underbrace{\frac{1}{2m^*}(\vec{p} + e\vec{A})^2}_{\text{Bahnbewegung}} + \underbrace{\frac{1}{2}\mu_B\vec{\sigma}g\vec{B}}_{\text{Spin}}. \quad (5.7)$$

Hierbei bezeichnet e die Elementarladung und \vec{A} das Vektorpotential des Magnetfeldes.

Im Folgenden wird der Einfluss der Spin-Bahn-Kopplung auf den g -Faktor berücksichtigt. Das externe Magnetfeld $\vec{B}_{ext} = (B_x, B_y, 0)$ liege dazu in der Ebene eines (100)-Quantenfilms. Mit der Eichung $\vec{A} = (B_y z, -B_x z, 0)$ des Vektorpotentials \vec{A} und der Ersetzung $\vec{p} \rightarrow (\vec{p} + e\vec{A})$ ergibt sich aus dem DRESSELHAUS-Term (2.4) [117]

$$\mathcal{H}' = \frac{\gamma}{2\hbar^3} \{p_z^2, [-\sigma_x(p_x + eB_y z) + \sigma_y(p_y - eB_x z)]\}_{symm} \quad (5.8)$$

mit $\{A, B\}_{symm} = AB + BA$ als Antikommutator. In erster Ordnung Störungstheorie folgt bei Mittelung entlang der Wachstumsrichtung mit $E'_n = \langle \Psi_n | \mathcal{H}' | \Psi_n \rangle$ für das n -te Subband des Quantenfilms

$$\begin{aligned} E'_n &= \frac{\gamma}{\hbar^3} \langle p_{z,n}^2 \rangle [-\sigma_x(p_x + eB_y \langle z_n \rangle) + \sigma_y(p_y - eB_x \langle z_n \rangle)] \\ &\quad + \frac{\gamma}{\hbar^3} (\langle p_{z,n}^2 \rangle \langle z_n \rangle - \langle p_{z,n}^2 z_n \rangle) (\sigma_x B_y + \sigma_y B_x). \end{aligned} \quad (5.9)$$

Der zweite Summand in Gleichung (5.9) tritt offensichtlich nur in asymmetrischen Quantenfilmen auf. Er lässt sich mit den nichtdiagonalen Elementen des g -Faktors als $(\mu_B/2)(\sigma_x g_{xy,n} B_y + \sigma_y g_{yx,n} B_x)$ schreiben, wobei

$$g_{xy,n} = g_{yx,n} = \frac{2\gamma e}{\hbar^3 \mu_B} (\langle p_{z,n}^2 \rangle z_n - \langle p_{z,n}^2 z \rangle). \quad (5.10)$$

Zusammen liefern der Spinanteil des Hamilton-Operators (5.7) und der Beitrag nach (5.8) in Störungsrechnung erster Ordnung die Energieeigenwerte [121]

$$E = \pm \frac{1}{2} \mu_B g(\phi) B \quad (5.11)$$

mit

$$|g(\phi)| = \sqrt{g_{xx}^2 + g_{yy}^2 - 2g_{xx}g_{yy} \cos(2\phi)}, \quad \phi = \angle(\vec{B}, [010]). \quad (5.12)$$

Die Nichtdiagonal-Elemente g_{xy} nach Gleichung (5.10) hängen von der Form des Quantenfilmeinschlusspotentials ab. Für den Fall eines Dreieckpotentials mit unendlich hohen Barrieren lassen sie sich analytisch berechnen [66]: In einem Dreieckspotential

$$V(z) = \begin{cases} \infty, & z < 0 \\ e\mathcal{E}z, & z \geq 0 \end{cases}$$

mit einem elektrischen Feld \mathcal{E} sind die Eigenfunktionen durch die AIRY-Funktionen $Ai(z)$ und $Bi(z)$ gegeben [95]. Mit Gleichung (5.10) folgt für den Grundzustand

$$g_{xy,0} = \frac{8}{45} \sqrt[3]{2} \frac{\gamma e}{\hbar^2 \mu_B} (m_e e \hbar \mathcal{E})^{\frac{1}{3}} a_0^2. \quad (5.13)$$

Dabei ist $a_0 = -2,3381$ die erste Nullstelle der AIRY Funktion.

In Ref. [66] wird unter Verweis auf Ref. [122] eine lineare Abhängigkeit der Spinaufspaltungs-Konstante γ vom elektrischen Feld angenommen, so dass mit (5.13) für ein unendliches hohes Dreieckspotential

$$g_{xy} \propto E^{4/3} \quad (5.14)$$

folgen würde (siehe auch S. 79).

5.4.2. Spinquantenschwebungen

Die 1994 von A. HEBERLE [123] vorgestellte Methode der Spinquantenschwebungs-Spektroskopie erlaubt die sehr genaue Messung des elektronischen Landé- g -Faktors [124, 125, 126]. Darüberhinaus liefert sie gleichzeitig Informationen über die Spindynamik und Spinrelaxation [127, 128, 34].

Spinquantenschwebungen entsprechen der zeitaufgelösten Messung des 1924 von W. HANLE entdeckten HANLE-Effekts [129], der den Einfluss eines äußeren Magnetfeldes auf den Polarisationsgrad der von Gasen emittierten Fluoreszenz beschreibt. In Halbleitern wurde der HANLE-Effekt erstmals 1969 von R.R. PARSONS [130] genutzt, um die elektronische Spinrelaxationszeit und Ladungsträgerlebenszeit zu bestimmen. Die zeitaufgelöste Messung der Spinquantenschwebungen besitzt gegenüber dem zeitintegriert gemessenen HANLE-Effekt den Vorteil, dass sie die sehr genaue und direkte Messung gleichzeitig sowohl des LANDÉ- g -Faktors als auch der Spinrelaxationszeit und der Ladungsträgerlebenszeit erlaubt.

Spinquantenschwebungen lassen sich semiklassisch anschaulich darstellen: Bei der Anregung eines Halbleiterquantenfilms mit zirkular polarisiertem Licht entlang der Wachstumsrichtung wird nach Abschnitt 2.2 eine Komponente des Spins in Wachstumsrichtung orientiert (siehe Abbildung 5.9). Liegt ein externes Magnetfeld \vec{B}_{ext} senkrecht zur Anregungsrichtung, so versucht das Magnetfeld, die magnetische Energie zu minimieren, indem das mit dem Spin verbundene magnetische Moment parallel zum Magnetfeld ausgerichtet wird. Entsprechend wirkt ein Drehmoment, das der Elektronenspin in Analogie zum Drehimpulssatz der klassischen Mechanik durch eine Präzessionsbewegung um das äußere Magnetfeld auszugleichen versucht. Die Spin-komponente in Beobachtungsrichtung vollführt also eine Präzessionsbewegung um die Magnetfeldachse. Die Präzessionsfrequenz ist durch die Larmorfrequenz ω_L gegeben:

$$\omega_L = |g_e| \mu_B B / \hbar. \quad (5.15)$$

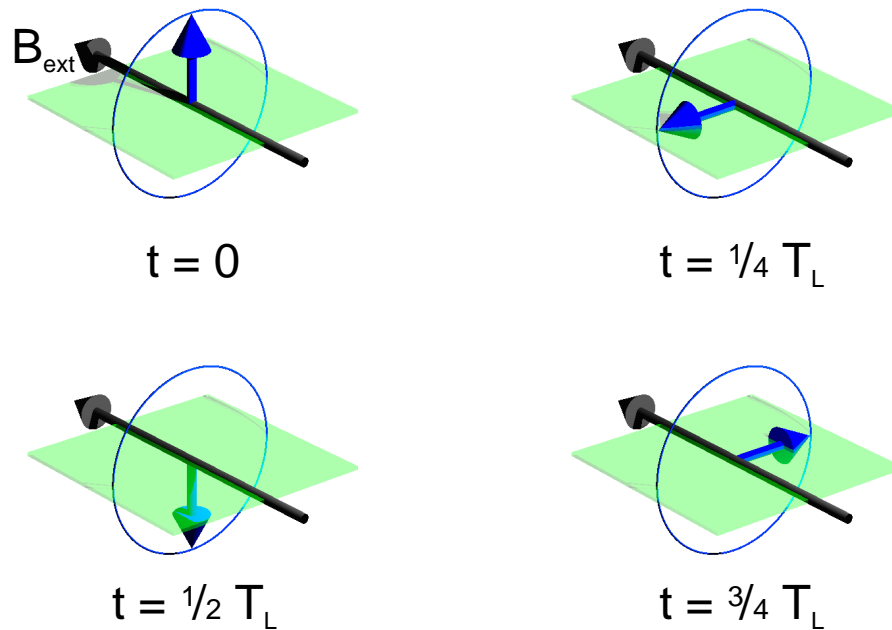


Abbildung 5.9.: Präzession der in Anregungsrichtung orientierten Spinkomponente um ein in der Quantenfilmebene liegendes externes Magnetfeld (schwarz). Der Spin ist zu vier verschiedenen Zeitpunkten in Einheiten der LARMOR-Periode gezeigt.

Die Oszillation der Spinkomponente in Beobachtungsrichtung zwischen Spin-up und Spin-down führt aufgrund der optischen Auswahlregeln zu einer Oszillation der Intensität von rechts- bzw. linkszirkular polarisierter Photolumineszenz.

In einer quantenmechanischen Beschreibung sind Quantenschwebungen das Ergebnis einer kohärenten Anregung zweier Zustände und ihrer darauf folgenden zeitlichen Entwicklung. Die Zustände sind hier durch die im Magnetfeld spinaufgespaltenen Leitungsbandzustände gegeben. Ihre energetische Aufspaltung beträgt

$$\Delta E = g_e \mu_B B = \hbar \omega_L . \quad (5.16)$$

Der anregende kurze Laserpuls besitzt im Frequenzraum ein breites Spektrum und kann damit beide Zustände kohärent anregen. Zur quantenmechanischen Beschreibung der Spinquantenschwebungen sei das externe Magnetfeld \vec{B}_{ext} nach Abbildung 5.10 in x -Richtung orientiert, Anregung und Detektion erfolgen entlang der Wachstumsrichtung z des Quantenfilms. Die Spin-Eigenfunktionen sind dann die in x -Richtung orientierten Spinoren mit der durch die Energie-Eigenwerte $E = \pm \hbar \omega_L / 2$ gegebenen

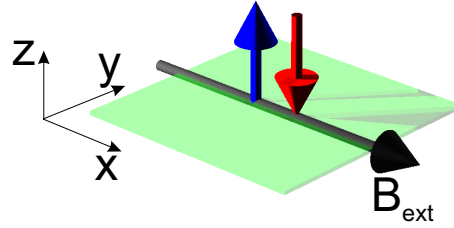


Abbildung 5.10.: Koordinatensystem zur Beschreibung von Spinquantenschwebungen: Das externe Magnetfeld \vec{B}_{ext} ist in x -Richtung orientiert, die Anregung (rot) und Detektion (blau) erfolgt entlang der z -Achse.

Zeitentwicklung

$$\chi_x^\pm(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \chi_x^\pm \exp(\mp i \frac{\omega_L}{2} t). \quad (5.17)$$

Ein zur Zeit $t = 0$ in Wachstumsrichtung angeregter Spin kann durch die Linearkombination dieser Spinoren als

$$\chi_z^\pm(t=0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_x^+ \pm i \chi_x^-) \quad (5.18)$$

beschrieben werden [123]. Für seine Zeitentwicklung folgt mit (5.17)

$$\chi_z^\pm(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_x^+(t) \pm \chi_x^-(t)) \quad (5.19)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_x^+ \exp(-i \frac{\omega_L}{2} t) \pm \chi_x^- \exp(+i \frac{\omega_L}{2} t)) \quad (5.20)$$

$$= \chi_z^+ \cos(\frac{\omega_L}{2} t) \pm i \chi_z^- \sin(\frac{\omega_L}{2} t). \quad (5.21)$$

Mit den Auswahlregeln aus Abschnitt 2.2 folgt, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten $|a_-|^2$ und $|a_+|^2$ für σ^- und σ^+ polarisierte Photolumineszenz zeitlich mit der Larmorfrequenz ω_L oszillieren:

$$|a_-|^2 = \cos^2(\frac{\omega_L}{2} t) \quad (5.22)$$

$$|a_+|^2 = \sin^2(\frac{\omega_L}{2} t). \quad (5.23)$$

Das Abklingen der Modulationstiefe der Spinquantenschwebungen ist durch die Spinrelaxationszeit bestimmt und kann zu deren Bestimmung verwendet werden.

5.4.3. Anisotroper g -Faktor in Quantenfilmen mit elektrischem Feld

Zur Untersuchung des g -Faktors in asymmetrischen Quantenfilmen werden Spinquantenschwebungsmessungen an der in 5.2 vorgestellten Einzelquantenfilm-Probe TP901 in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld und von der Kristallorientierung durchgeführt. Die Probe ist durch ein Saphirplättchen elektrisch isoliert auf einem Drehprobenhalter montiert. Die Messungen werden in VOIGT-Geometrie in einem Helium-Dampfkryostaten bei einer Gittertemperatur von $T = 8$ K durchgeführt. Der Quantenfilm wird senkrecht mit zirkular polarisierten 2 ps Laserpulsen bei einer Wellenlänge von $\lambda_{exc} = 808$ nm und einer Leistung von $P_{exc} = 2,5$ mW, entsprechend einer Ladungsträgerdichte von $0,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, angeregt. Das Magnetfeld beträgt $B = 2$ T. Der Probendrehwinkel ϕ wird an einer vergrößerten Abbildung der Probe gemessen.

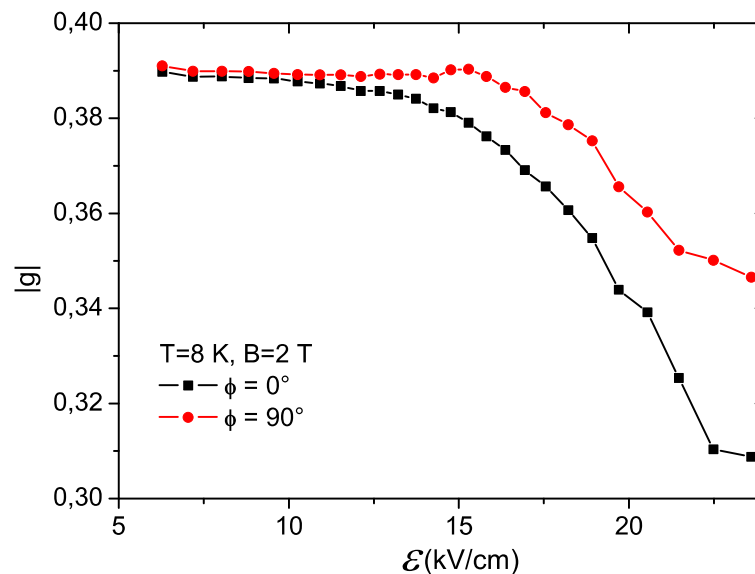


Abbildung 5.11.: g -Faktor in Abhängigkeit vom elektrischen Feld \mathcal{E} .

Abbildung 5.11 zeigt die gemessenen Beträge der g -Faktoren für die Kristallorientierungen $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 90^\circ$. Hieraus lassen sich die Diagonalelemente $g_{xx} = g_{yy}$ und die Nebendiagonalelemente g_{xy} berechnen. Nach (5.12) gilt

$$|g(\phi)| = \sqrt{g_{xx}^2 + g_{xy}^2 - 2g_{xx}g_{xy} \cos 2\phi}.$$

Damit folgt

$$\left. \begin{aligned} g^2(0^\circ) &= g_{xx}^2 + g_{xy}^2 - 2g_{xx}g_{xy} \\ g^2(90^\circ) &= g_{xx}^2 + g_{xy}^2 + 2g_{xx}g_{xy} \end{aligned} \right\} \Rightarrow g_{xx} = \frac{g(90^\circ) + g(0^\circ)}{2}, \quad g_{xy} = \frac{g(90^\circ) - g(0^\circ)}{2} \quad (5.24)$$

für $g_{xx} < 0 < g_{xy}$ und $|g_{xx}| > |g_{xy}|$. Die mit Gleichung (5.24) aus den g -Faktoren

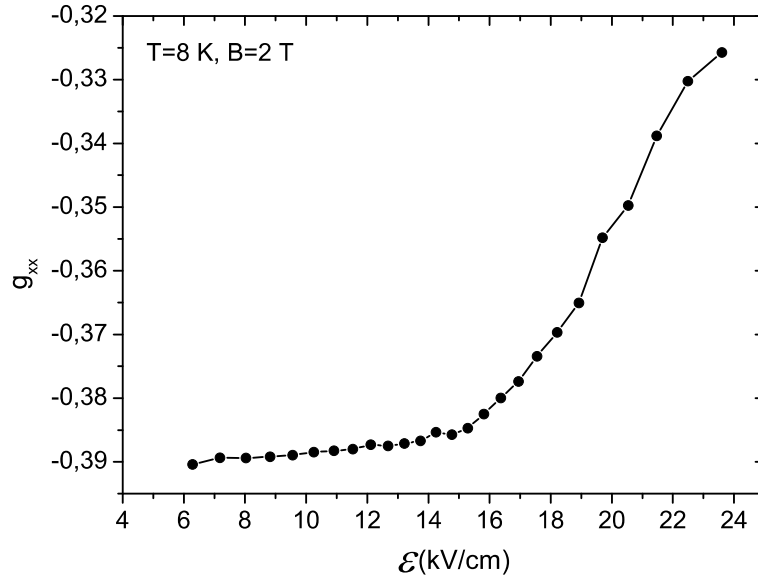


Abbildung 5.12.: Diagonalelemente g_{xx} in Abhängigkeit vom elektrischen Feld \mathcal{E} .

$g(0^\circ)$ und $g(90^\circ)$ berechneten Diagonalelemente g_{xx} sind in Abbildung 5.12 gegen das elektrische Feld aufgetragen. Das Vorzeichen von g_{xx} ist dabei nach [131] negativ. Für die beobachtete Zunahme von g_{xx} mit dem elektrischen Feld können zwei Gründe angeführt werden: Zum einen dringt die Elektronen-Wellenfunktion für höhere elektrische Felder stärker in das aus $(\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65})\text{As}$ bestehende Barrierenmaterial mit einem positiven g -Faktor von $g=0,5$ [132] ein. Der gemessene g -Faktor ist in einer sehr einfachen Ein-Band-Näherung durch eine Mittelung über die g -Faktoren g_{QW} des Quantenfilms und g_B des Barrierenmaterials gegeben [118]:

$$g = g_{QW}\langle\theta_{QW}\rangle + g_B\langle\theta_B\rangle + \Delta g \quad (5.25)$$

mit $\theta_{QW}(z) = 1$ für den QW, $\theta_{QW}(z) = 0$ für das Barrierenmaterial und $\theta_B(z) = 1 - \theta_{QW}(z)$. Der jeweilige Anteil der beiden g -Faktoren ist durch die Elektronen-Wellenfunktion ψ_c gegeben

$$\langle\theta_{QW/B}\rangle = \int \psi_c^2(z)\theta_{QW/B}(z)dz . \quad (5.26)$$

Das stärkere Eindringen der Wellenfunktion in die Barriere führt also zu einem größeren gemessenen g -Faktor [122].

Zum anderen führt die Erhöhung des elektrischen Feldes zu einem stärkeren Einschluss der Wellenfunktion, die entsprechend höhere k -Werte besetzt. Diese Besetzung höherer k -Werte führt ebenfalls zu einer Zunahme des g -Faktors [13]. Der Korrekturterm Δg berücksichtigt den Einfluss der Quantisierungsenergie auf den g -Faktor:

$$\Delta g = h_1^2 k_{QW}^2 \langle \theta_{QW} \rangle + h_2^2 k_B^2 \langle \theta_B \rangle \quad (5.27)$$

mit $k_{QW/B}$ als Wellenvektor im Quantenfilm bzw. in der Barriere. Die Koeffizienten $h_{1,2}$ können über $\vec{k} \cdot \vec{p}$ -Theorie berechnet werden [118].

Für niedrige elektrische Felder $\mathcal{E} < 10$ kV/cm beträgt der gemessene g -Faktor $g_{xx} = -0,39$ und weicht damit von Literaturwerten für den g -Faktor von $g^{Lit} = -0,35$ in 20 nm GaAs/(Al_{0,35}Ga_{0,65})As-Quantenfilmen [126] ab. Ein Wert von $g_{xx} = -0,39$ ist nach [133] für etwa 24 nm breite Quantenfilme zu erwarten. Die Breite des untersuchten Quantenfilms ist aus den Photolumineszenz-Wellenlängen im Flachbandfall nur mit einer Genauigkeit von etwa 2 nm durch den Vergleich mit Rechnungen zu bestimmen. Möglicherweise ist daher die tatsächliche Breite des Quantenfilms größer als 20 nm.

Eine weitere mögliche Quelle für die Abweichung des gemessenen g -Faktors von Literaturangaben ist die dynamische Polarisierung des Kernspinsystems [134, 135, 136, 137], die aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung zwischen den Kernspins und den angeregten spinpolarisierten Elektronen auftreten kann. Wenn die Probenoberfläche um wenige Grad gegen den anregenden Laser verkippt ist, präzediert der optisch angeregte Elektronenspin auf einem Kegelmantel um das externe Magnetfeld. Die zum externen Magnetfeld parallele Spinkomponente \vec{S}_{\parallel} wechselwirkt über die Hyperfeinwechselwirkung $A\vec{S}_{\parallel} \cdot \vec{I}$ mit dem Kernspin \vec{I} und erzeugt eine Kernspinpolarisation $\langle \vec{I} \rangle$. Durch die Polarisierung der Kernspins wird ein effektives Magnetfeld

$$\vec{B}_N = \frac{A\langle \vec{I} \rangle}{g\mu_B} \quad (5.28)$$

hervorgerufen, das zusammen mit dem externen Magnetfeld \vec{B}_{ext} ein Gesamtfeld $\vec{B}_{ges} = \vec{B}_{ext} \pm \vec{B}_N$ erzeugt. Die LARMOR-Frequenz ist in diesem Fall durch

$$\omega_L = \frac{g\mu_B}{\hbar} (B_{ext} \pm B_N) \quad (5.29)$$

gegeben, wobei die Helizität der anregenden Strahlung bestimmt, ob sich Kernmagnetfeld und externes Magnetfeld addieren oder subtrahieren. Bei einem Kernmagnetfeld

von $B_N = 200$ mT und einem externen Magnetfeld von $B_{ext} = 2$ T würde die Berechnung des g -Faktors aus der gemessenen LARMOR-Periode bei Nichtberücksichtigung des Kernmagnetfeldes einen g -Faktor von $-0,39$ anstatt von $-0,35$ ergeben. Entsprechend große Kernmagnetfelder wurden bei ähnlichen experimentellen Bedingungen beobachtet [133, 138].

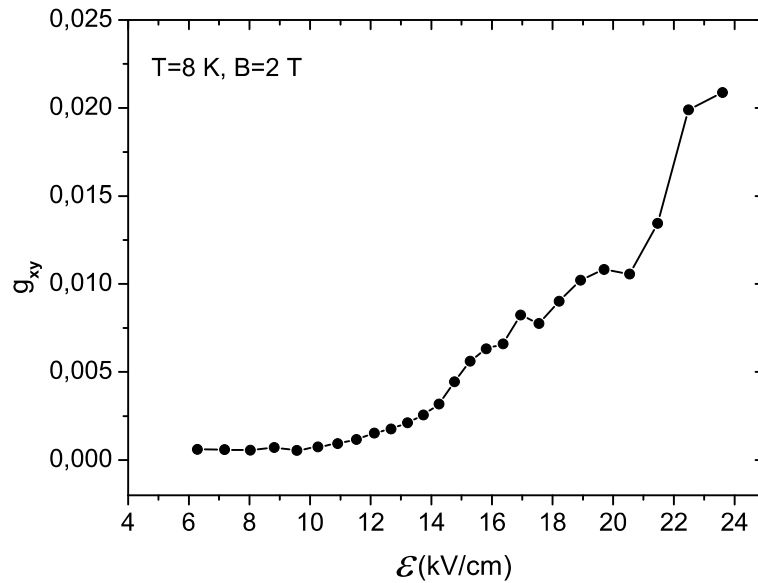


Abbildung 5.13.: Nebendiagonal-Elemente g_{xy} in Abhängigkeit vom elektrischen Feld \mathcal{E} .

Abbildung 5.13 zeigt die mit (5.24) berechneten Nebendiagonalelemente g_{xy} in Abhängigkeit vom elektrischen Feld. Danach ist $g_{xy} \approx 0$ für elektrische Feldstärken $\mathcal{E} < 10$ kV/cm, für höhere Feldstärken zeigt sich ein annähernd linearer Anstieg mit der elektrischen Feldstärke. Die Feldabhängigkeit von g_{xy} zeigt deutliche Abweichungen von den theoretischen Erwartungen aus Abschnitt 5.4.1, die im Folgenden diskutiert werden sollen. Für ein Dreieckspotential mit unendlich hohen Barrieren wurde in Ref. [66] nach (5.14) eine Feldabhängigkeit von $g_{xy} \propto \mathcal{E}^{4/3}$ vorhergesagt. Die gemessene Anisotropie zeigt nach Abbildung 5.14 eine deutliche Abweichung von diesem Modell, auch wenn ein zusätzlicher Offset $g_{xy} = a + b \cdot \mathcal{E}^{4/3}$ zur Berücksichtigung etwaiger Fehler in der Eichung des elektrischen Feldes zugelassen wird. Die Annahme einer linearen Feldabhängigkeit der Spinaufspaltungskonstante γ in Ref. [66] ist allerdings sehr zweifelhaft, da sie in der zitierten Arbeit Ref. [122] nicht explizit erwähnt ist. Für ein vom elektrischen Feld unabhängiges γ ist in einem Dreieckspotential mit unendlich hohen Barrieren eine $\mathcal{E}^{1/3}$ -Abhängigkeit der Nebendiagonalelemente g_{xy}

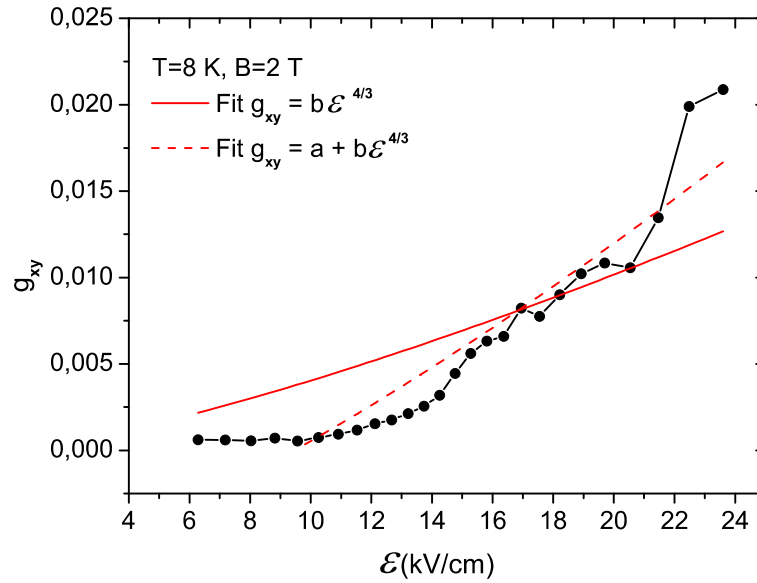


Abbildung 5.14.: Nebendiagonalelemente g_{xy} des g -Faktors mit Fits $g_{xy} \propto \mathcal{E}^{4/3}$ nach Gleichung (5.14).

vom elektrischen Feld zu erwarten (siehe Gleichung (5.13)). Die gemessenen Nebendiagonalelemente g_{xy} zeigen aber auch von dieser Feldabhängigkeit deutliche Abweichungen (Abbildung 5.15) und können nicht durch sie erklärt werden.

In Ref. [121] zeigen Simulationen für Quantenfilme mit endlichen Barrieren eine lineare Feldabhängigkeit von g_{xy} . Die Rechnungen reproduzieren allerdings nicht das Verschwinden der Nebendiagonalelemente für kleine elektrische Felder, das experimentell aber auch in Ref. [121] beobachtet wurde.

Die diskutierten Modelle für die Nebendiagonalelemente g_{xy} des g -Faktors können die gemessene Feldabhängigkeit nicht beschreiben. Die Modelle basieren aber alle auf einem Ein-Teilchen-Bild zur Beschreibung des g -Faktors, so dass die Vernachlässigung exzitonischer Effekte möglicherweise für die Diskrepanz zu den gemessenen Nebendiagonalelementen mit verantwortlich ist.

5.4.4. Zusammenfassung

Der elektronische LANDÉ- g -Faktor wird in asymmetrischen GaAs-Quantenfilmen in Abhängigkeit von einem entlang der Wachstumsachse orientierten elektrischen Feld bestimmt. Eine Anisotropie des g -Faktors kann nachgewiesen werden. Die Feldabhängigkeit der entsprechenden Nebendiagonalelemente g_{xy} zeigt Abweichungen von

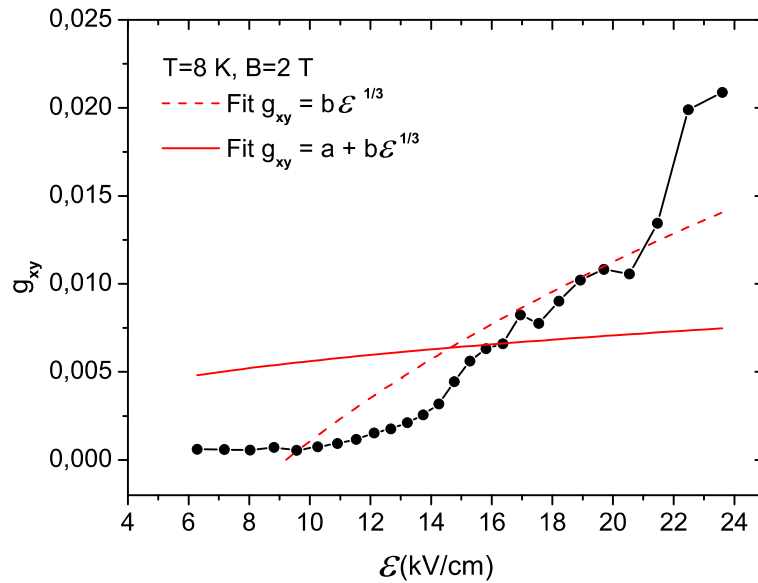


Abbildung 5.15.: Nebendiagonalelemente g_{xy} des g -Faktors mit Fits $g_{xy} \propto \mathcal{E}^{1/3}$ nach Gleichung (5.13).

theoretischen Modellen. Diese Abweichungen könnten durch exzitonische Effekte bedingt sein. Als Ausblick könnten zum einen temperaturabhängige Messungen einen exzitonischen Einfluss auf die Feldabhängigkeit der Nebendiagonalelemente bestätigen: Exzitonische Effekte sollten für Temperaturen oberhalb etwa 30 K verschwinden, da die Exzitonen in diesem Temperaturbereich dissoziieren. Zum anderen wären Anisotropie-Messungen bei resonanter Anregung sinnvoll, für die aber speziell angepasste Probenstrukturen nötig sind¹¹.

¹¹Bei den hier untersuchten Proben ist eine resonante Anregung der Proben für höhere elektrische Felder nicht möglich, da die Anregungswellenlänge oberhalb der Absorptionskante des GaAs-Substrats liegt. Der anregende Laser wird nicht mehr im Substrat absorbiert und die Messungen sind aufgrund des sehr intensiven Laserstreulichts nicht mehr möglich.

6. Zirkularer photogalvanischer Effekt bei Interband-Anregung

In Kooperation mit der Arbeitsgruppe von S.D. Ganichev an der Universität Regensburg wird der zirkulare photogalvanische Effekt in Halbleiter-Quantenfilmstrukturen erstmals bei Interbandanregung nachgewiesen. Der photogalvanische Effekt wird dabei mit Messungen des Spinpolarisationsgrades korreliert.

6.1. Zirkularer photogalvanischer Effekt in Halbleiter-Quantenfilmen

Elektrische Ströme treten in homogenen Halbleitern üblicherweise als Folge extern angelegter elektrischer oder magnetischer Felder oder in Folge von räumlichen Gradienten beispielsweise der Temperatur auf. Daneben werden elektrische Ströme auch bei Bestrahlung homogener Halbleiter mit hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldern beobachtet. Für das Auftreten dieser Ströme sind die sog. photogalvanischen Effekte verantwortlich [139].

Insbesondere kann die Anregung von Halbleitern oder Halbleiter-Quantenfilmstrukturen mit zirkular polarisiertem Licht über den zirkularen photogalvanischen Effekt (CPGE) zur Erzeugung elektrischer Ströme führen [140, 141]. Der zirkulare photogalvanische Effekt wurde von S.D. Ganichev bei *Inter*subbandanregung von Quantenfilmen eingehend untersucht [142, 143]. Die folgende Diskussion konzentriert sich auf das Auftreten des CPGE bei *Inter*bandanregung eines Quantenfilms, das hier zum ersten Mal nachgewiesen wird.

Beim zirkularen photogalvanischen Effekt wird der Drehimpuls der absorbierten Photonen in eine gerichtete Bewegung der freien Ladungsträger im Halbleiter umgesetzt. Das Auftreten des zirkularen photogalvanischen Effekts kann anhand des in Abbildung 6.1 schematisch dargestellten vereinfachten Bandschemas für einen Quan-

tenfilm mit C_s -Symmetrie erläutert werden. Zur Vereinfachung sind nur das niedrigste

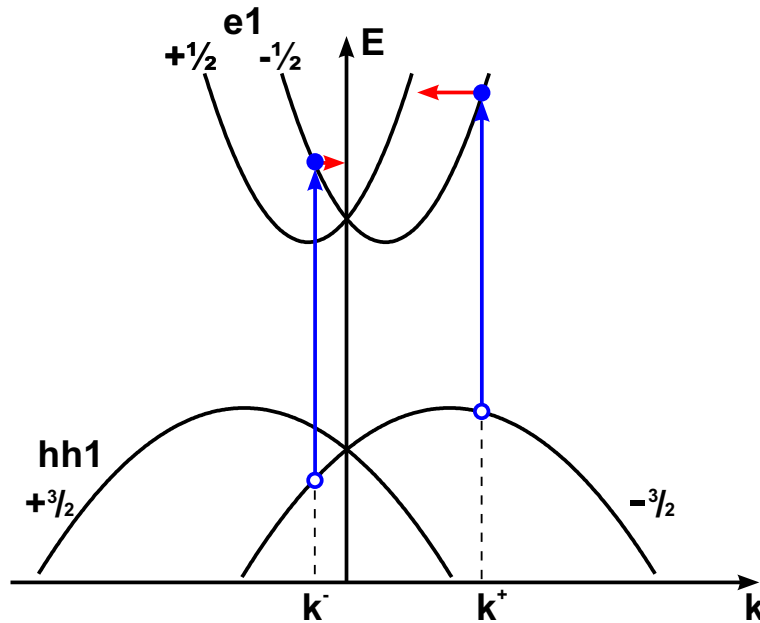


Abbildung 6.1.: Mikroskopisches Bild des zirkularen photogalvanischen Effekts in Quantenfilmen bei Interbandanregung.

Leitungs-Subband e1 und das höchste Schwerloch-Subband hh1 berücksichtigt. Ferner beschränkt sich die Diskussion auf den Wellenvektor k_x , da bei senkrechter Anregung eines (113)-orientierten Quantenfilms mit C_s -Symmetrie aus Symmetriegründen für die Stromdichte in y -Richtung $j_y = 0$ gilt.¹ Nach den in Abschnitt 2.2 diskutierten optischen Auswahlregeln sind bei Absorption von links (bzw. rechts) zirkular polarisiertem Licht σ^+ (σ^-) nur direkte Interband-Übergänge $m = -\frac{3}{2} \rightarrow -\frac{1}{2}$ (bzw. $m = \frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$) möglich. Wie in Abschnitt 2.1.1 diskutiert, führen die Inversionsasymmetrie des zugrunde liegenden Halbleitermaterials und eine mögliche Inversionsasymmetrie des Quantenfilms zu einer Spinaufspaltung der Bänder. In zweidimensionalen Systemen ist die Aufspaltung linear in \vec{k}_\parallel . Für den in Abbildung 6.1 skizzierten Fall kann die Energiedispersion $E_{e1,\pm 1/2}(\vec{k})$ im Leitungsband bzw. $E_{hh1,\pm 3/2}(\vec{k})$ im Valenzband als

$$E_{e1,\pm 1/2}(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \pm \beta_{e1} k_x + E_g \quad (6.1)$$

bzw.

$$E_{hh1,\pm 3/2}(\vec{k}) = - \left[\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh1}} \pm \beta_{hh1} k_x \right] \quad (6.2)$$

¹Das Koordinatensystem entspricht $x \parallel [1\bar{1}0]$, $y \parallel [33\bar{2}]$ und $z \parallel [113]$.

geschrieben werden. Die Anregung mit zirkular polarisiertem Licht der Energie $\hbar\omega$ führt zu den skizzierten Interbandübergängen. Beide eingezeichnete Übergänge sind gleichermaßen möglich. Die entsprechenden ballistischen Ströme kompensieren sich jedoch nicht, da aufgrund der Verschiebung der Dispersionskurven im k -Raum der Schwerpunkt der Übergänge zu endlichen k -Werten verschoben ist. Der beschriebene CPGE ist also durch die spinpolarisierte Anregung der Ladungsträger bedingt und wird daher auch als spinpolarisations-induzierter CPGE bezeichnet.

Der photogalvanische Effekt kann phänomenologisch durch eine Entwicklung der Gleichstromdichte \vec{j}_{Ph} des Photostroms nach dem elektrischen Feld beschrieben werden [144]:

$$j_{Ph,k} = \underbrace{\sigma_{kl}\mathcal{E}_l + \beta_{kmn}^0\mathcal{E}_m\mathcal{E}_n + \sigma_{kmnp}\mathcal{E}_m\mathcal{E}_n\mathcal{E}_p}_{\text{dc-Leitfähigkeit}} + \underbrace{\gamma_{kmnp}\mathcal{E}_m\tilde{\mathcal{E}}_n\tilde{\mathcal{E}}_p^* + \beta_{kmn}\tilde{\mathcal{E}}_m\tilde{\mathcal{E}}_n^*}_{\text{Photoleitfähigkeit}} \quad (6.3)$$

mit $k, l, m, n, p \in \{x, y, z\}$ und \mathcal{E} als konstantem elektrischen Feld². Die komplexen Komponenten $\tilde{\mathcal{E}}_k$ des eingestrahlten elektromagnetischen Feldes $\vec{\mathcal{E}}(t)$ ergeben sich in einem Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren \vec{e}_k und Ausbreitung entlang der z -Achse je nach Polarisationszustand zu

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \vec{\mathcal{E}}e^{i\omega t} + \vec{\mathcal{E}}^*e^{-i\omega t}, \quad \vec{\mathcal{E}} = \frac{\epsilon_0}{2}(\vec{e}_x + \vec{e}_ye^{i\varphi}). \quad (6.4)$$

Der letzte Term in Gleichung (6.3) beschreibt den photogalvanischen Effekt. Eine Aufspaltung des Tensors β_{kmn} in einen symmetrischen und antisymmetrischen Teil liefert für die photogalvanische Stromdichte

$$j_{PGE,k} = \beta_{kmn}\tilde{\mathcal{E}}_m\tilde{\mathcal{E}}_n^* = \underbrace{\beta_{kmn}^s \text{Re}(\tilde{\mathcal{E}}_m\tilde{\mathcal{E}}_n^*)}_{LPGE} + \underbrace{i\beta_{km}^{as}(\vec{\mathcal{E}} \times \vec{\mathcal{E}}^*)_m}_{CPGE}. \quad (6.5)$$

Der erste Term in Gleichung 6.5 beschreibt den linearen photogalvanischen Effekt (LPGE), der zweite Term den zirkularen photogalvanischen Effekt (CPGE). Die Bezeichnungen ergeben sich aus der Abhängigkeit der Stromdichte vom zirkularen Polarisationsgrad

$$P_{zirk} = \sin \varphi : \quad (6.6)$$

Für den zirkularen PGE verschwindet nach

$$j_{CPGE,k} = i\beta_{km}^{as}(\vec{\mathcal{E}} \times \vec{\mathcal{E}}^*)_m = i\beta_{km}^{as} \frac{\epsilon_0^2}{2} P_{zirk} \vec{e}_m \vec{e}_z \quad (6.7)$$

²Es ist die Summenkonvention für die Summation über die verwendeten Indizes anzuwenden.

die Stromdichte bei linear polarisierter Anregung mit $\varphi = 0$. Die Symmetrie des bestrahlten Quantenfilms bestimmt die von Null verschiedenen Einträge des CPGE-Tensors β_{km}^{as} . In Quantenfilmen mit Symmetrie C_s tritt ein Nebendiagonalelement β_{xz}^{as} auf, durch das ein CPGE-Strom in Richtung $[1\bar{1}0]$ auch bei senkrechtem Einfall des anregenden Lichts auftritt [141].

Eine mikroskopische Theorie des CPGE in Quantenfilmen wurde von L.E. Golub entwickelt [145]. Sie beschreibt die Photostromdichte durch den Ausdruck

$$\vec{j} = e \sum_{\vec{k}} Tr[\vec{v}_e(\vec{k})\tau_e\dot{\rho}_e(\vec{k}) + \vec{v}_h(\vec{k})\tau_h\dot{\rho}_h(\vec{k})] \quad (6.8)$$

mit e als Elementarladung, $\vec{v}_{e/h}(\vec{k})$ als Gruppengeschwindigkeit der Elektronen/Löcher und $\tau_{e/h}$ als Impulsrelaxationszeit von Elektronen bzw. Löchern. Für die Dichtematrizen $\rho_{e/h}$ der Elektronen bzw. Löcher gilt

$$\dot{\rho}_{e/h,nn'} = \frac{\pi}{\hbar} \sum_l M_{nl}M_{nl'}[\delta(E_n + E_l\hbar\omega) + \delta(E_{n'} + E_l - \hbar\omega)] . \quad (6.9)$$

$M_{nl}(\vec{k})$ ist das optische Interband-Matrixelement für den direkten Übergang zwischen den Zuständen n und l , $\hbar\omega$ ist die Photonenenergie des eingestrahlt Lichts. Das Anregungsspektrum der Photostromdichte lautet unter Berücksichtigung der Elektronen- und Lochbeiträge [146]

$$j_{CPGE} = \sum_{\nu,\nu'} [\beta_{c\nu}F_{\nu\nu'}(\omega) + \beta_{h\nu'}\tilde{F}_{\nu\nu'}(\omega)] \quad (6.10)$$

mit den Spektralfunktionen $F_{\nu\nu'}(\omega)$ und $\tilde{F}_{\nu\nu'}(\omega)$ sowie $\beta_{c/h\nu}$ als Spinaufspaltungsparameter der Elektronen/Löcher im ν -ten Subband. Ein wichtiges Ergebnis ist nach (6.8)-(6.10), dass sich der photogalvanische Strom aus Teilbeiträgen sowohl der Elektronen als auch der Lochzustände zusammensetzt, die mit unterschiedlichem Gewicht und unterschiedlicher Richtung beitragen. Die mikroskopische Theorie sagt insgesamt eine komplexe Abhängigkeit des photogalvanischen Stroms von der Energie des anregenden Lichts, den Impulsrelaxationszeiten $\tau_{e/h}$ und der Besetzung der Zustände voraus. Insbesondere weisen die Beiträge von BIA und SIA zum photogalvanischen Effekt sehr unterschiedliche spektrale Abhängigkeiten auf. Der CPGE ist damit eine interessante Methode zur Untersuchung der physikalischen Grundlagen von Spin-Bahn-Wechselwirkung und Spindynamik in Halbleiter-Quantenfilmen.

6.2. Experimenteller Aufbau für CPGE-Messungen

Die Messungen zum CPGE werden an einer mit Molekularstrahl-Epitaxie gewachsenen (113)-orientierten p-Typ GaAs/(Al_{0,32}Ga_{0,68})As Struktur mit 20 Quantenfilmen von 15 nm Dicke durchgeführt. Zwei Paare ohmscher Kontakte sind in x -Richtung mit $x \parallel [1\bar{1}0]$ bzw. y -Richtung mit $y \parallel [33\bar{2}]$ ausgerichtet. Die Struktur gehört zur C_s -Symmetriegruppe.

Die Messung des Spinpolarisationsgrads in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ_{exc} des anregenden Lasers erfolgt mit dem Aufbau für zeitaufgelöste Photolumineszenz-Messungen nach Abbildung 3.1. Zur Detektion des photogalvanischen Stroms wird der anregende Laser nach Abbildung 6.2 durch einen photoelastischen Modulator (PEM) zwischen rechts- und linkszirkular polarisiertem Licht moduliert. Der PEM dient gleichzeitig als Referenz für einen Lock-In-Verstärker, der den Strom detektiert. Als zentra-

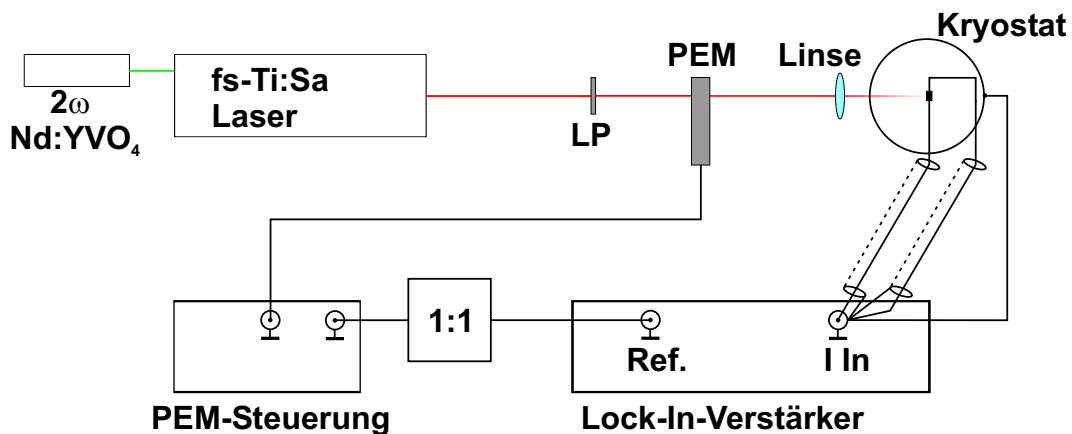


Abbildung 6.2.: Experimenteller Aufbau zur Messung des CPGE-Stroms.

ler Massepunkt dient die Masse des Lock-In-Stromeingangs. Die PEM-Referenz wird durch einen 1:1-Übertrager galvanisch getrennt mit der Lock-In-Referenz verbunden, um die Bildung von Erd-Brummschleifen zu verhindern.

6.3. Wellenlängenabhängiger photogalvanischer Strom und Spinpolarisation

Zur Messung des photogalvanischen Stroms in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_{exc} wird die Probe bei einer Temperatur von $T = 293$ K in Wachstumsrichtung mit Anregungsleistungen von etwa 100 mW angeregt. Ein photogalvanischer Strom kann dabei nur in x -Richtung $||[1\bar{1}0]$ und nicht in y -Richtung gemessen werden, in Übereinstimmung mit der Symmetrie der untersuchten Probe. In Abbildung 6.3 ist der auf die Laseranregungsleistung P_{exc} normierte photogalvanische Strom j_x gegen die Anregungsenergie E_{exc} aufgetragen (schwarze Linie). Neben der spektralen Abhängigkeit des photogalvanischen Stroms zeigt Abbildung 6.3 auch die spektrale Abhängigkeit der durch die zirkular polarisierte Anregung erzeugten elektronischen Spinpolarisation (rote Linie). Der photogalvanische Strom weist hiernach als spektrale Auffälligkeit vor allem ein ausgeprägtes Minimum bei einer Anregungsenergie von $E_{exc} = 1,67$ eV auf. Bei derselben Energie fällt auch der Spinpolarisationsgrad um einen Faktor zwei steil ab. Die Spinrelaxationszeit τ_{sf} der angeregten Elektronen wird ebenfalls in Abhängigkeit von der Anregungsenergie bestimmt. Die Spinrela-

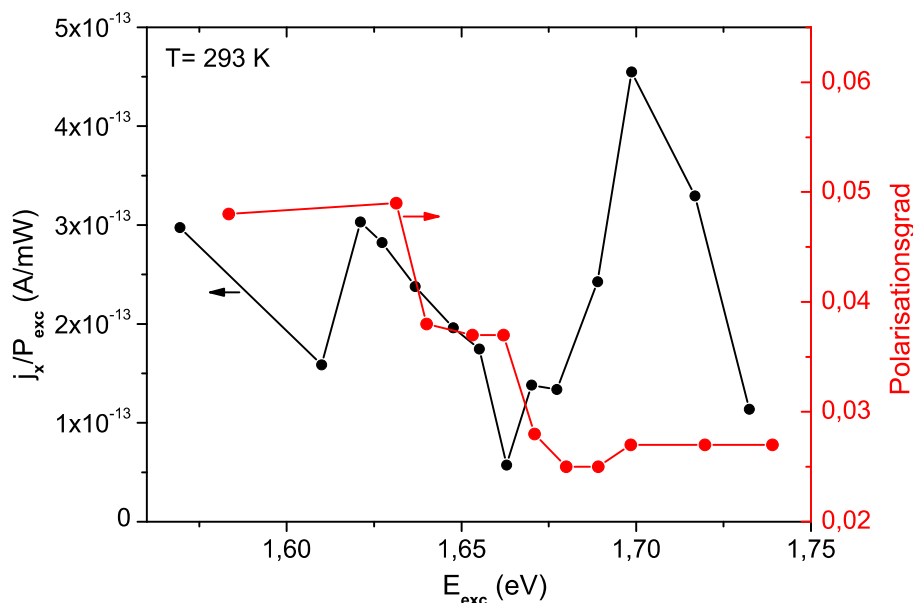


Abbildung 6.3.: CPGE-Strom und Spinpolarisation in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_{exc} .

xationszeiten sind nach Abbildung 6.4 unabhängig von der Anregungsenergie E_{exc} und betragen $\tau_{sf} \approx 170$ ps. Die Korrelation des Minimums im photogalvanischen

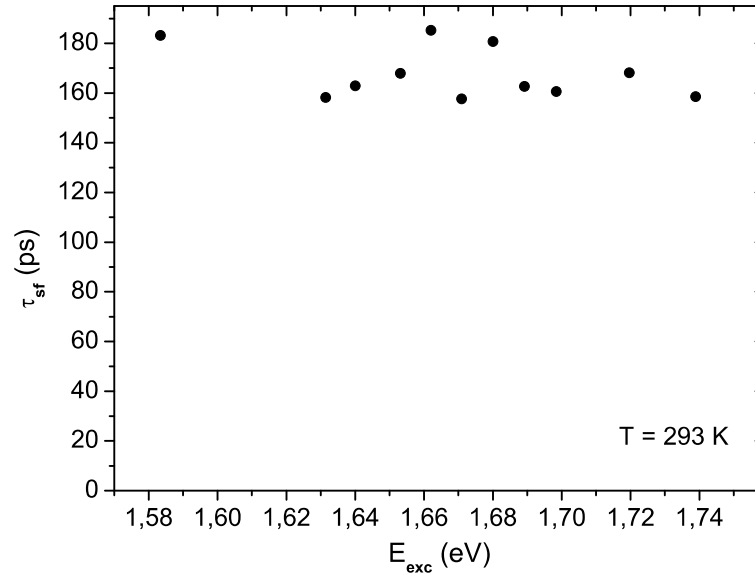


Abbildung 6.4.: Spindephasierungszeit τ_{sf} in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_{exc} .

Strom mit dem starken Abfall des Spinpolarisationsgrades bei einer Anregungsenergie von 1,67 eV ist dadurch erklärbar, dass der photogalvanische Strom durch die Spinpolarisation der angeregten Ladungsträger induziert ist. Eine deutliche Änderung im Spinpolarisationsgrad beeinflusst daher auch den photogalvanischen Strom. Das spektrale Verhalten des Spinpolarisationsgrades ist nicht im Bild der einfachen optischen Auswahlregeln für Interbandübergänge aus Abschnitt 2.2 zu erklären. Die Berücksichtigung der Kopplung von Leitungs- und Valenzbandzuständen führt aber zu einer starken Abhängigkeit des Spinpolarisationsgrades von der Anregungsenergie [67].

6.4. Zusammenfassung

Der zirkulare photogalvanische Effekt in Quantenfilmen wird erstmals bei Interbandanregung nachgewiesen. Photogalvanischer Strom und optisch angeregte Spinpolarisation sind in ihrem spektralen Verhalten korreliert, da der photogalvanische Effekt durch die Ladungsträger-Spinpolarisation induziert ist.

Die Messung der relativen Stärke von DRESSELHAUS- und RASHBA-Beiträgen zur Spinaufspaltung ist experimentell schwierig. Die spektrale Abhängigkeit des photo-

galvanischen Effekts bei Interbandanregung ist nach der mikroskopischen Theorie aber deutlich unterschiedlich für die BIA- bzw. SIA-Beiträge zur Spinaufspaltung in Halbleiter-Heterostrukturen. Ein Vergleich von Messungen mit den theoretischen CPGE-Spektren bietet daher als Ausblick eine sehr interessante Möglichkeit, die unterschiedlichen Beiträge zur Spinaufspaltung in Quantenfilmen zu messen. Eine ähnliche Möglichkeit wurde bereits für den spin galvanischen Effekt bei Intersubband-Anregung demonstriert [147].

A. VCSEL-Parameter

Für die im Drei-Niveau Ratengleichungsmodell aus Abschnitt 4.1.2 benötigten Parameter sind die folgenden Abschätzungen nützlich:

Optischer Einschlussfaktor Γ_{opt}

Der Einschlussfaktor Γ_{opt} lässt sich gemäß $\Gamma_{opt} = \Gamma_x \Gamma_y \Gamma_z$ faktorisieren [61]. Aufgrund der großen lateralen Ausdehnung des VCSELs gilt $\Gamma_x = \Gamma_y = 1$. Für Γ_z gilt

$$\Gamma_z = \frac{\int_{aktiv} E^2(z) dz}{\int_L E^2(z) dz} = \frac{d}{L} \Gamma_r$$

mit L als Resonatorlänge, d als gesamter Länge des aktiven Materials und Γ_r als relativem Confinementfaktor. Für periodische Gewinnstrukturen mit optimal in den Maxima des elektrischen Feldes plazierten Quantenfilmen ist $\Gamma_r = 2$. Durch die Einführung der effektiven Resonatorlänge L_{eff} wird das Eindringen des elektrischen Feldes in die Spiegel berücksichtigt:

$$L_{eff} = L + L_{pen}^o + L_{pen}^u .$$

Dabei bezeichnen

$$L_{pen}^{o/u} = \lambda \frac{\tanh(2\Delta n_{o/u} L_{o/u} / \lambda)}{4\Delta n_{o/u}}$$

die Eindringtiefe des elektrischen Feldes in den oberen bzw. den unteren Bragg-Spiegel, wobei $\Delta n_{o/u}$ die Brechungsindex-Differenz der Schichten und $L_{o/u}$ die Dicke des oberen bzw. unteren Bragg-Spiegels sind. Damit gilt

$$\Gamma_{opt} = \frac{d}{L_{eff}} \Gamma_r .$$

Photonenlebensdauer τ_{ph}

Für kurze Resonatoren können die internen Verluste in der Kavität gegen die Spiegelverluste vernachlässigt werden. Mit n als Brechungsindex der Kavität, c als Lichtgeschwindigkeit und $R_{o/u}$ als Reflektivität des oberen bzw. unteren Spiegels gilt für die

Photonenlebensdauer [148]

$$\tau_{ph} = \frac{2nL_{eff}}{c \ln(1/R_o R_u)} .$$

B. Numerische Simulation der VCSEL-Emission

Das in Abschnitt 4.1.2 vorgestellte Drei-Niveau-Modell des Spin-VCSELs wird mit einem in der Programmiersprache C erstellten Programm numerisch gelöst. Die Berechnung der Differential-Gleichungen (4.6)-(4.8) bzw. (4.9) - (4.11) erfolgt mittels des RUNGE-KUTTA-Verfahrens über die *Numerical Recipes in C*-Routine `odeint.c` [149]. Die zeitlich integrierte VCSEL-Emission S_{int}^{\pm} wird durch zwei zusätzliche Differentialgleichungen

$$\frac{dS_{int}^{\pm}}{dt} = S^{\pm} \quad (\text{B.1})$$

im Differentialgleichungssystem (4.9) - (4.11) mitberechnet.

Eine gepulste Anregung wird durch einen Puls

$$\text{Puls}(t) = \frac{\pi \text{Anregungsdichte}}{t_2 - t_1} \left[\arctan \left(\frac{x - t_1}{\tau_{Flanke}} \right) - \arctan \left(\frac{x - t_2}{\tau_{Flanke}} \right) \right]$$

mit $\int \text{Puls}(t) dt = \text{Anregungsdichte}$ beschrieben.

Für die Berechnung der VCSEL-Emission bei kontinuierlicher Anregung wird über einen Zeitraum von 10 ns integriert, um etwaige Artefakte durch ein Einschwingen der VCSEL-Emission nach Anschalten der Anregung ausschließen zu können. Die Rechenzeit verlängert sich dabei dank der adaptiven Schrittweitenkontrolle des verwendeten RUNGE-KUTTA-Verfahrens auch für lange Integrationszeiten kaum.

C. Berechnung von dielektrischen Schichtsystemen mit charakteristischen Matrizen

Die Methode der charakteristischen Matrizen stellt ein sehr effizientes Werkzeug zur Berechnung der Reflexionseigenschaften von dielektrischen Schichtsystemen dar.

Die Reflexion und Transmission einer elektromagnetischen Welle an der Grenzfläche zwischen zwei unmagnetischen dielektrischen Medien wird beschrieben durch die FRESNEL-Gleichungen. Der Amplituden-Reflexionskoeffizient $r_{j,j+1}$ bzw. der Amplituden-Transmissionskoeffizient $t_{j,j+1}$ lauten für senkrechten Einfall auf die Grenzfläche zwischen zwei Schichten j und $j+1$

$$r_{j,j+1} = \frac{n_{j+1} - n_j}{n_j + n_{j+1}} \quad (\text{C.1})$$

$$t_{j,j+1} = \frac{2n_j}{n_j + n_{j+1}} \quad (\text{C.2})$$

mit n_j, n_{j+1} als Brechungsindex der Schicht $j, j+1$.

Fasst man das ein- bzw. auslaufende elektrische Feld $\mathcal{E}^{(+)}$ bzw. $\mathcal{E}^{(-)}$ zu dem Vektor

$$\vec{\mathcal{E}} = (\mathcal{E}^{(+)}, \mathcal{E}^{(-)}) \quad (\text{C.3})$$

zusammen, lassen sich Reflexion und Transmission an der Grenzfläche zwischen Medium j und $j+1$ durch $\vec{\mathcal{E}}_j = D_{j,j+1} \vec{\mathcal{E}}_{j+1}$ erfassen. Die Übergangsmatrix $D_{j,j+1}$ ist gegeben durch

$$D_{j,j+1} = \frac{1}{t_{j,j+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{j,j+1} \\ r_{j,j+1} & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{C.4})$$

Die Ausbreitung in der j -ten Schicht wird durch die Ausbreitungsmatrix A_j mit $\vec{\mathcal{E}}_j = A_j \vec{\mathcal{E}}_j'$ mit

$$A_j = \begin{pmatrix} e^{-i\beta_j} & 0 \\ 0 & e^{i\beta_j} \end{pmatrix}, \quad \beta_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \quad (\text{C.5})$$

beschrieben. Ein beliebiges Schichtsystem wird damit durch die Systemmatrix S als Produkt der entsprechenden Übergangs- und Ausbreitungsmatrizen beschrieben. Der Reflexionsgrad R ist durch

$$R = \left| \frac{S_{12}}{S_{22}} \right|^2 \quad (\text{C.6})$$

gegeben und kann einfach numerisch ausgewertet werden.

D. Konstanten und Material-Parameter

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen wurden die folgenden Konstanten verwendet (nach [150], sofern nicht anders angegeben):

Konstante	Wert
Elementarladung e	$1,602176462(63) \cdot 10^{-19} \text{ C}$
PLANCKsches Wirkungsquantum \hbar	$1,054571596(82) \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Lichtgeschwindigkeit c	$299792458 \text{ ms}^{-1}$
BOHRsches Magneton μ_B	$5,788381749(43) \cdot 10^{-5} \text{ eVT}^{-1}$

Tabelle D.1.: Konstanten

- Brechungsindex $n(AlAs)=2,993$ für 1,48 eV [151]
- Brechungsindex $n(GaAs)=3,666$ für 1,48 eV [152]
- Temperaturabhängigkeit der $GaAs-E_0$ -Bandlücke

$$E_0(T) = E_0(0) - \alpha \frac{T^2}{T + \beta}$$

mit $E_0(0) = 1,519 \text{ eV}$, $\alpha = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ und $\beta = 225 \text{ K}$ [153].

- E_0 -Bandlücke von $Al_xGa_{1-x}As$ für $T = 0 \text{ K}$

$$E_{0,Al_xGa_{1-x}As}(x) = (1,519 + 1,087x + 0,438x^2)\text{eV}$$

- Temperaturabhängigkeit der $Al_xGa_{1-x}As-E_0$ -Bandlücke

$$E_{0,Al_xGa_{1-x}As}(x, T) = (1,517 + 1,39x - (5,5 + 3,35x) \cdot 10^{-4} \cdot (T/\text{K})^2 / (T/\text{K} + 225 + 88x))\text{eV}$$

- Bandoffsets $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$: Valenzbandoffset: 35 %, Leitungsbandoffset: 65%.

Literaturverzeichnis

- [1] G. E. Uhlenbeck and S. Goudsmit. Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons. *Die Naturwissenschaften*, 13:953–954, 1925.
- [2] A. Einstein and W. J. de Haas. Experimenteller Nachweis der Ampèreschen Molekularströme. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 17:152–170, 1915.
- [3] O. Stern. Ein Weg zur experimentellen Prüfung der Richtungsquantelung im Magnetfeld. *Zeitschrift für Physik*, 7:249–253, 1921.
- [4] W. Gerlach and O. Stern. Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms. *Zeitschrift für Physik*, 8:110–111, 1922.
- [5] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Ngyuen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472–2475, 1988.
- [6] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science*, 294:1488–1495, 2001.
- [7] M. Oestreich, J. Hübner, D. Hägele, P. J. Klar, W. Heimbrod, W. W. Rühle, D.E. Ashenford, and B. Lunn. Spin injection into semiconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 74:1251–1253, 1999.
- [8] M. Johnson. Spin Injection: A Survey and Review. *J. Superc.: Incorpor. Novel Magn.*, 14:273–281, 2001.

- [9] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle, and K. Eberl. Spin transport in GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 73:1580–1582, 1998.
- [10] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide. *Nature*, 397:139–141, 1999.
- [11] L. P. Bouckaert, R. Smoluchowski, and E. Wigner. Theory of Brillouin Zones and Symmetry Properties of Wave Functions in Crystals. *Phys. Rev.*, 50:58–67, 1936.
- [12] S. Adachi. *GaAs and Related Materials*. World Scientific, Singapore, 1994.
- [13] R. Winkler. *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*. Springer, Berlin, 2003.
- [14] G. F. Koster, J. O. Dimmock, R. G. Wheeler, and H. State. *Properties of the thirty-two point groups*. M.I.T. Press, Cambridge, 1963.
- [15] G. Dresselhaus. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. *Phys. Rev.*, 100:580–586, 1955.
- [16] M. Braun and U. Rössler. Magneto-optic transitions and non-parabolicity parameters in the conduction band of semiconductors. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 18:3365–3377, 1985.
- [17] J. Kainz, U. Rössler, and R. Winkler. Anisotropic spin-splitting and spin-relaxation in asymmetric zinc blende semiconductor quantum structures. *Phys. Rev. B*, 68:075322, 2003.
- [18] 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 antilocalization and spin precession in quantum wells. *Phys. Rev. B*, 53:3912–3924, 1996.
- [19] M. I. Dyakonov and V. Yu. Kachorovskii. Spin relaxation of two-dimensional electrons in noncentrosymmetric semiconductors. *Sov. Phys. Semicond.*, 20:110–112, 1986.
- [20] F. G. Pikus and G. E. Pikus. Conduction-band spin splitting and negative magnetoresistance in A_3B_5 heterostructures. *Phys. Rev. B*, 51:16928–16935, 1995.

- [21] T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C. B. Sorensen, P. E. Lindelof, F. G. Pikus, and G. E. Pikus. Spin splitting and weak localization in (110) GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells. *Phys. Rev. B*, 55:9298–9301, 1997.
- [22] J. Kainz, U. Rössler, and R. Winkler. Temperature dependence of Dyakonov-Perel spin relaxation in zinc-blende semiconductor quantum structures. *Phys. Rev. B*, 70:195322, 2004.
- [23] F. Meier and B. P. Zakharchenya, editors. *Optical Orientation*. Elsevier Science Publ., Amsterdam, 1984.
- [24] D. T. Pierce and F. Meier. Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs. *Phys. Rev. B*, 13:5484–5500, 1976.
- [25] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 76:323–410, 2004.
- [26] T. C. Damen, L. Vina, J. E. Cunningham, J. Shah, and L. J. Sham. Subpicosecond Spin Relaxation Dynamics of Excitons and Free Carriers in GaAs Quantum Wells. *Phys. Rev. Lett.*, 67:3432–3435, 1991.
- [27] B. Baylac, X. Marie, T. Amand, M. Brousseau, J. Barrau, and Y. Shekun. Hole spin relaxation in intrinsic quantum wells. *Surface Science*, 326:161–166, 1995.
- [28] C. P. Slichter. *Principles of Magnetic Resonance*. Springer, Berlin, 2. edition, 1978.
- [29] M. I. D'yakonov and V. I. Perel'. Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors. *Sov. Phys. Solid State*, 13:3023–3026, 1972.
- [30] M. M. Glazov and E. L. Ivchenko. Precession Spin Relaxation Mechanism Caused by Frequent Electron-Electron Collisions. *JETP Lett.*, 75:403–405, 2002.
- [31] J. T. Olesberg, W. H. Lau, M. E. Flatté, C. Yu, E. Altunkaya, E. M. Shaw, T. C. Hasenberg, and T. F. Boggess. Interface contributions to spin relaxation in a short-period InAsGaSb superlattice. *Phys. Rev. B*, 64:201301, 2001.

- [32] K. C. Hall, K. Gündoğdu, E. Altunkaya, W. H. Lau, M. E. Flatté, T. F. Boggess, J. J. Zinck, W. B. Barvosa-Carter, and S. L. Skeith. Spin relaxation in (110) and (001) InAs/GaSb superlattices. *Phys. Rev. B*, 68:115311, 2003.
- [33] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno. Spin Relaxation in GaAs(110) Quantum Wells. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4196–4199, 1999.
- [34] S. Döhrmann, D. Hägele, J. Rudolph, M. Bichler, D. Schuh, and M. Oestreich. Anomalous Spin Dephasing in (110) GaAs Quantum Wells: Anisotropy and Intersubband Effects. *Phys. Rev. Lett.*, 93:147405, 2004.
- [35] R. Terauchi, Y. Ohno, T. Adachi, A. Sato, F. Matsukura, A. Tackeuchi, and H. Ohno. Carrier Mobility Dependence of Electron Spin Relaxation in GaAs Quantum Wells. *Japanese Journal of Applied Physics*, 38:2549–2551, 1999.
- [36] O. Z. Karimov, G. H. John, R. T. Harley, W. H. Lau, M. E. Flatté, M. Henini, and R. Airey. High Temperature Gate Control of Quantum Well Spin Memory. *Phys. Rev. Lett.*, 91:246601, 2003.
- [37] R. J. Elliott. Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors. *Phys. Rev.*, 96:266–279, 1954.
- [38] Y. Yafet. *g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons*, volume 14 of *Solid State Physics*. Academic, New York, 1963.
- [39] J.-N. Chazalviel. Spin relaxation of conduction electrons in *n*-type indium antimonide at low temperature. *Phys. Rev. B*, 11:1555–1562, 1975.
- [40] N. S. Averkiev, L. E. Golub, and M. Willander. Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems. *J. Phys.: Condens. Matter*, 14:R271–R283, 2002.
- [41] A. Dyson and B. K. Ridley. Spin relaxation in cubic III-V semiconductors via interaction with polar optical phonons. *Phys. Rev. B*, 69:125211, 2004.
- [42] A. Tackeuchi, T. Kuroda, S. Muto, Y. Nishikawa, and O. Wada. Electron Spin-relaxation Dynamics in GaAs/AlGaAs Quantum Wells and InGaAs/InP Quantum Wells. *Japanese Journal of Applied Physics*, 38:4680–4687, 1999.

- [43] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus. Spin relaxation of electrons due to scattering by holes. *Sov. Phys. JETP*, 42:705–712, 1976.
- [44] J. Fabian and S. Das Sarma. Spin relaxation of conduction electrons. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17:1708–1715, 1999.
- [45] M. I. D'yakonov and V. I. Perel'. Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors. Theory. *Sov. Phys. JETP*, 38:177–183, 1974.
- [46] A. W. Overhauser. Paramagnetic Relaxation in Metals. *Phys. Rev.*, 89:689–700, 1953.
- [47] K. J. Vahala. Optical microcavities. *Nature*, 424:839–846, 2003.
- [48] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel. Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. *Nature*, 432:197–200, 2004.
- [49] M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner, A. Larionov, A. McDonald, and A. Forchel. Inhibition and Enhancement of the Spontaneous Emission of Quantum Dots in Structured Microresonators. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3168–3171, 2001.
- [50] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu. GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 18:2329–2330, 1979.
- [51] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita. Surface Emitting Semiconductor Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24:1845–1855, 1988.
- [52] K. Iga. Surface-Emitting Laser—Its Birth and Generation of New Optoelectronics Field. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6:1201–1215, 2000.
- [53] H. E. Li and K. Iga, editors. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*. Springer, Berlin, 2003.
- [54] S. W. Koch, F. Jahnke, and W. W. Chow. Physics of semiconductor microcavity lasers. *Semicond. Sci. Technol.*, 10:739–751, 1995.

- [55] B. Tell, K. F. Brown-Goebeler, R. E. Leibenguth, F. M. Baez, and Y. H. Lee. Temperature dependence of GaAs-AlGaAs vertical cavity surface emitting lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 60:683–685, 1992.
- [56] K. M. Geib, K. D. Choquette, D. K. Serkland, A. A. Allerman, and T. W. Hargrett. Fabrication and Performance of Two-Dimensional Matrix Addressable Arrays of Integrated Vertical-Cavity Lasers and Resonant Cavity Photodetectors. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8:943–947, 2002.
- [57] D. Kühlke. *Optik*. Verlag Harri Deutsch, 1998.
- [58] P. Michler, A. Lohner, W. W. Rühle, and G. Reiner. Transient pulse response of $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ microcavity lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 66:1599–1601, 1995.
- [59] G. Björk and Y. Yamamoto. Analysis of Semiconductor Microcavity Lasers Using Rate Equations. *IEEE J. Quantum Electron.*, 27:2386–2396, 1991.
- [60] K. J. Ebeling. *Integrierte Optoelektronik*. Springer, Berlin, 1989.
- [61] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R.-H. Yan, and L. A. Coldren. Design of Fabry-Perot Surface-Emitting Lasers with a Periodic Gain Structure. *IEEE J. Quantum Electron.*, 25:1513–1524, 1989.
- [62] K. Y. Lau. Kap. 5: Dynamics of Quantum Well Lasers. In P. S. Zory, editor, *Quantum Well Lasers*. Academic Press, Boston, 1993.
- [63] A. Sugimura. Comparison of Band-to-Band Auger Processes in InGaAsP. *IEEE J. Quantum Electron.*, 19:930–932, 1983.
- [64] I. Vurgaftman and J. R. Meyer. Effects of Bandgap, Lifetime, and Other Non-uniformities on Diode Laser Thresholds and Slope Efficiencies. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3:475–484, 1997.
- [65] Y. Liu, K. D. Choquette, and K. Hess. The electrical turn-on characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 83:4104–4106, 2003.
- [66] S. Hallstein. Spin-Quantenschwebungen in Halbleitern. Dissertation, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, 1997.

- [67] S. Pfalz, R. Winkler, T. Nowitzki, D. Reuter, A. D. Wieck, D. Hägele, and M. Oestreich. Optical orientation of electron spins in GaAs quantum wells. *cond-mat/0412012*, 2004.
- [68] F. Stern. Calculated spectral dependence of gain in excited GaAs. *J. Appl. Phys.*, 47:5382–5386, 1976.
- [69] P. A. Chen, C. Y. Chang, and C. Juang. Analysis of differential gain in GaAs/AlGaAs quantum-well lasers. *J. Appl. Phys.*, 76:85–91, 1994.
- [70] H. Ando, T. Sogawa, and H. Gotoh. Photon-spin controlled lasing oscillation in surface-emitting lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 73:566–568, 1998.
- [71] J. J. Coleman, K. J. Beernink, and M. E. Givens. Threshold Current Density in Strained Layer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs Quantum-Well Heterostructure Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 28:1983–1989, 1992.
- [72] A. S. Polkovnikov and G. G. Zegrya. Auger recombination in semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. B*, 58:4039–4056, 1998.
- [73] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, C. V. Shank, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Femtosecond Dynamics of Resonantly Excited Excitons in Room-Temperature GaAs Quantum Wells. *Phys. Rev. Lett.*, 54:1306–1309, 1985.
- [74] W.-Z. Lin, R. W. Schoenlein, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen. Femtosecond Absorption Saturation Studies of Hot Carriers in GaAs and AlGaAs. *IEEE J. Quantum Electron.*, 24:267–275, 1988.
- [75] C. Ellmers. Verstärkung und Emissionsdynamik von Halbleiterlasern. Dissertation, Philipps-Universität Marburg, 1999.
- [76] A. Tackeuchi and O. Wada. Electron Spin Relaxation Dynamics in InGaAs/InP Multiple-Quantum Wells. *Japanese Journal of Applied Physics*, 37:98–99, 1998.
- [77] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L. W. Molenkamp. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode. *Nature*, 402:787–790, 1999.

- [78] P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, V. F. Motsnyi, M. Sanwicki, G. Borghs, and J. De Boeck. Very high spin polarization in GaAs by injection from a (Ga,Mn)As Zener diode. *Appl. Phys. Lett.*, 84:3495–3497, 2004.
- [79] B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseoglou, and A. Petrou. Robust electrical spin injection into a semiconductor heterostructure. *Phys. Rev. B*, 62:8180–8183, 2000.
- [80] R. S. Britton, T. Grevatt, A. Malinowski, R. T. Harley, P. Perozzo, A. R. Cameron, and A. Miller. Room temperature spin relaxation in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 73:2140–2142, 1998.
- [81] A. Malinowski, R. S. Britton, T. Grevatt, R. T. Harley, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons. Spin relaxation in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells. *Phys. Rev. B*, 62:13034–13039, 2000.
- [82] C. Kruse, S. M. Ulrich, G. Alexe, E. Roventa, R. Kröger, B. Brendemühl, P. Michler, J. Gutowski, and D. Hommel. Green monolithic II-VI vertical-cavity surface-emitting laser operating at room temperature. *phys. stat. sol. (b)*, 241:731–738, 2004.
- [83] T. Adachi, Y. Ohno, F. Matsukura, and H. Ohno. Spin relaxation in *n*-modulation doped GaAs/AlGaAs (110) quantum wells. *Physica E*, 10:36–39, 2001.
- [84] A. Scherer, J. L. Jewell, M. Walther, J. P. Harbison, and L. T. Florez. Fabrication of low threshold voltage microlasers. *Electronics Letters*, 28:1224–1226, 1992.
- [85] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand. Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors. *Science*, 287:1019–1022, 2000.
- [86] H. Ohno. Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic. *Science*, 281:951–956, 1998.
- [87] G. Schmidt and L. W. Molenkamp. Dilute magnetic semiconductors in spin-polarized electronics. *J. Appl. Phys.*, 89:7443–7447, 2001.
- [88] G. Schmidt and L. W. Molenkamp. Electrical spin injection using dilute magnetic semiconductors. *Physica E*, 10:484–488, 2001.

- [89] R. Fiederling, P. Grabs, W. Ossau, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp. Detection of electrical spin injection by light-emitting diodes in top- and side-emission configurations. *Appl. Phys. Lett.*, 82:2160–2162, 2003.
- [90] S. Hallstein, J. D. Berger, M. Hilpert, H. C. Schneider, W. W. Rühle, F. Jahnke, S. W. Koch, H. M. Gibbs, G. Khitrova, and M. Oestreich. Manifestation of coherent spin precession in stimulated semiconductor emission dynamics. *Phys. Rev. B*, 56:R7076–R7079, 1997.
- [91] A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, J. Herfort, H.-P. Schönherr, H. Kostial, and K. H. Ploog. Spin injection from Fe_3Si into GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 85:3492–3494, 2004.
- [92] H. Saito, V. Zayets, S. Yamagata, and K. Ando. Room-Temperature Ferromagnetism in a II-VI Diluted Magnetic Semiconductor $\text{Zn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$. *Phys. Rev. Lett.*, 90:207202, 2003.
- [93] R. M. Stroud, A. T. Hanbicki, Y. D. Park, G. Kioseoglou, A. G. Petukhov, B. T. Jonker, G. Itskos, and A. Petrou. Reduction of Spin Injection Efficiency by Interface Defect Spin Scattering in ZnMnSe/AlGaAs-GaAs Spin-Polarized Light-Emitting Diodes. *Phys. Rev. Lett.*, 89:166602, 2002.
- [94] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect. *Phys. Rev. Lett.*, 53:2173–2176, 1984.
- [95] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 32:1043–1060, 1985.
- [96] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki. Variational calculations on a quantum well in an electric field. *Phys. Rev. B*, 28:3241–3245, 1983.
- [97] K. Köhler, H.-J. Polland, L. Schultheis, and C. W. Tu. Photoluminescence of two-dimensional excitons in an electric field: Lifetime enhancement and field ionization in GaAs quantum wells. *Phys. Rev. B*, 38:5496–5503, 1988.

- [98] H.-J. Polland, L. Schultheis, J. Kuhl, E. O. Göbel, and C. W. Tu. Lifetime enhancement of Two-Dimensional Excitons by the Quantum-Confined Stark Effect. *Phys. Rev. Lett.*, 55:2610–2613, 1985.
- [99] SimWindows, Version 1.5.0, D. W. Winston, www-ocs.colorado.edu/SimWindows/simwin.html.
- [100] R. Winkler. Excitons and fundamental absorption in quantum wells. *Phys. Rev. B*, 51:14395–14409, 1995.
- [101] G. E. Pikus and G. L. Bir. Exchange interaction in excitons in semiconductors. *Sov. Phys. JETP*, 33:108–114, 1971.
- [102] M. Z. Maialle, E. A. de Andrada e Silva, and L. J. Sham. Exciton spin dynamics in quantum wells. *Phys. Rev. B*, 47:15776–15788, 1993.
- [103] H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, W. A. J. A. van der Poel, and C. T. Foxon. Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells. *Phys. Rev. B*, 41:5283–5292, 1990.
- [104] E. Blackwood, M. J. Snelling, R. T. Harley, S. R. Andrews, and C. T. B. Foxon. Exchange interaction of excitons in GaAs heterostructures. *Phys. Rev. B*, 50:14246–14254, 1994.
- [105] J. Shah. *Ultrafast Spectroscopy of Semiconductors and Semiconductor Nanostructures*. Springer, Berlin, 2. edition, 1999.
- [106] R. A. Kaindl, M. A. Carnahan, D. Hägele, R. Lövenich, and D. S. Chemla. Ultrafast terahertz probes of transient conducting and insulating phases in an electron-hole gas. *Nature*, 423:734–738, 2003.
- [107] M. Oestreich, D. Hägele, J. Hübner, and W. W. Rühle. Excitons, or No Excitons, That Is the Question. *phys. stat. sol. (a)*, 178:27–32, 2000.
- [108] D. Hägele, J. Hübner, W. W. Rühle, and M. Oestreich. When do excitons really exist? *Physica B*, 272:328–330, 1999.
- [109] W. H. Lau and M. E. Flatté. Tunability of electron spin coherence in III-V quantum wells. *J. Appl. Phys.*, 91:8682–8684, 2002.

- [110] M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov, P. A. Marsden, R. T. Harley, A. J. Shields, D. Sanvitto, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons. Precession and Motional Slowing of Spin Evolution in a High Mobility Two-Dimensional Electron Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 89:236601, 2002.
- [111] P. Pfeffer and W. Zawadzki. Spin splitting of conduction subbands in GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As heterostructures. *Phys. Rev. B*, 52:14332–14335, 1995.
- [112] B. Jusserand, D. Richards, G. Allan, C. Priester, and B. Etienne. Spin orientation at semiconductor heterointerfaces. *Phys. Rev. B*, 51:4707–4710, 1995.
- [113] G. Salis, Y. Kato, K. Ensslin, D. C. Driscoli, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Electrical control of spin coherence in semiconductor nanostructures. *Nature*, 414:619–622, 2001.
- [114] Y. Kato, R. C. Myers, , D. C. Driscoll, A. C. Gossard, , J. Levy, and D. D. Awschalom. Gigahertz Electron Spin Manipulation Using Voltage-Controlled g -Tensor Modulation. *Science*, 299:1201–1204, 2003.
- [115] M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, P. Pfeffer, W. Zawadzki, D. Gauthier, J. C. Portal, and M. A. DiForte-Poisson. A study of the conduction band nonparabolicity, anisotropy and spin splitting in GaAs and InP. *Semicond. Sci. Technol.*, 2:568–577, 1987.
- [116] M. Oestreich, A. P. Heberle, W. W. Rühle, R. Nötzel, and K. Ploog. Extreme Anisotropy of the g -Factor in Quantum Wires. *Europhys. Lett.*, 31:399–404, 1995.
- [117] V. K. Kalevich and V. L. Korenev. Electron g -factor anisotropy in asymmetric GaAs/AlGaAs quantum well. *JETP Lett.*, 57:571–575, 1993.
- [118] E. L. Ivchenko and A. A. Kiselev. Electron g factor of quantum wells and superlattices. *Sov. Phys. Semicond.*, 26:827–831, 1992.
- [119] V. K. Kalevich and V. L. Korenev. Anisotropy of the electron g -factor in GaAs/AlGaAs quantum wells. *JETP Lett.*, 56:253–259, 1992.
- [120] P. Le Jeune, D. Robart, X. Marie, T. Amand, M. Brousseau, J. Barrau, V. Kalevich, and D. Rodichev. Anisotropy of the electron Landé g factor in quantum wells. *Semicond. Sci. Technol.*, 12:380–383, 1997.

- [121] J. Hübner. Spin-Effekte von optisch erzeugten Ladungsträgern in Halbleitern. Dissertation, Philipps-Universität Marburg, 2003.
- [122] E. L. Ivchenko, A. A. Kiselev, and M. Willander. Electronic g factor in biased quantum wells. *Solid State Communications*, 102:375–378, 1997.
- [123] A. P. Heberle, W. W. Rühle, and K. Ploog. Quantum Beats of Electron Larmor Precession in GaAs Wells. *Phys. Rev. Lett.*, 72:3887–3890, 1994.
- [124] M. Oestreich and W. W. Rühle. Temperature Dependence of the Electron Landé g Factor in GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2315–2318, 1995.
- [125] M. Oestreich, S. Hallstein, A. P. Heberle, K. Eberl, E. Bauser, and W. W. Rühle. Temperature and density dependence of the electron Landé g factor in semiconductors. *Phys. Rev. B*, 53:7911–7916, 1996.
- [126] M. Oestreich, S. Hallstein, and W. W. Rühle. Spin Quantum Beats in Semiconductors. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2:747–755, 1996.
- [127] D. Hägele, J. Hübner, W. W. Rühle, and M. Oestreich. Coherent dynamics of coupled electron and hole spins in semiconductors. *Solid State Communications*, 120:73–78, 2001.
- [128] T. Amand, X. Marie, P. Le Jeune, M. Brousseau, D. Robart, and J. Barrau. Spin Quantum Beats of 2D Excitons. *Phys. Rev. Lett.*, 78:1355–1358, 1997.
- [129] W. Hanle. Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz. *Zeitschrift für Physik*, 30:93–105, 1924.
- [130] R. R. Parsons. Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence. *Phys. Rev. Lett.*, 23:1152–1154, 1969.
- [131] M. Oestreich, D. Hägele, H. C. Schneider, A. Knorr, A. Hansch, S. Hallstein, K. H. Schmidt, K. Köhler, S. W. Koch, and W. W. Rühle. Direct Observation of the Rotational Direction of Electron Spin Precession in Semiconductors. *Solid State Communications*, 108:753–758, 1998.

- [132] C. Weisbuch and C. Hermann. Optical detection of conduction-electron spin resonance in GaAs, $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$, and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. *Phys. Rev. B*, 15:816–822, 1977.
- [133] A. Malinowski and R. T. Harley. Anisotropy of the electron g factor in lattice-matched and strained-layer III-V quantum wells. *Phys. Rev. B*, 62:2051–2056, 2000.
- [134] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, and V. I. Safarov. Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions. *Phys. Rev. B*, 15:5780–5796, 1977.
- [135] A. Malinowski, D. J. Guerrier, N. J. Traynor, and R. T. Harley. Larmor beats and conduction electron g factors in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells. *Phys. Rev. B*, 60:7728–7731, 1999.
- [136] A. Malinowski and R. T. Harley. Dynamic nuclear Overhauser shifts in Larmor beats from a quantum well. *Solid State Communications*, 114:419–422, 2000.
- [137] G. Salis, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno. Origin of enhanced dynamic nuclear polarization and all-optical nuclear magnetic resonance in GaAs quantum wells. *Phys. Rev. B*, 64:195304, 2001.
- [138] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom. All-Optical Magnetic Resonance in Semiconductors. *Science*, 287:473–476, 2000.
- [139] E.L. Ivchenko and G. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena*. Springer Series in Solid-State Sciences. Springer, Berlin, 1995.
- [140] V. M. Asnin, A. A. Bakun, A. M. Danishevskii, E. L. Ivchenko, G. E. Pikus, and A. A. Rogachev. Circular photogalvanic effect in optically active crystals. *Solid State Communications*, 30:565–570, 1979.
- [141] S. D. Ganichev and W. Prettl. Spin photocurrents in quantum wells. *J. Phys.: Condens. Matter*, 15:R935–R938, 2003.
- [142] S. D. Ganichev, H. Ketterl, W. Prettl, E. L. Ivchenko, and L. E. Vorobjev. Circular photogalvanic effect induced by monopolar spin orientation in p -GaAs/AlGaAs multiple-quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 77:3146–3148, 2000.

- [143] 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.*, 86:4358–4361, 2001.
- [144] V. I. Belinicher and B. I. Sturman. The photogalvanic effect in media lacking a center of symmetry. *Sov. Phys. Usp.*, 23:199–223, 1980.
- [145] L. E. Golub. Spin-splitting-induced photogalvanic effect in quantum wells. *Phys. Rev. B*, 67:235320, 2003.
- [146] V. V. Bel'kov, S. D. Ganichev, P. Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hägele, L. E. Golub, W. Wegscheider, and W. Prettl. Circular photogalvanic effect at inter-band excitation in semiconductor quantum wells. *Solid State Communications*, 128:283–286, 2003.
- [147] S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, , L. E. Golub, E. L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, 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.
- [148] J. M. Wiesenfeld, G. Hasnain, J. S. Perino, J. D. Wynn, R. E. Leibenguth, Y.-H. Wang, and A. Y. Cho. Gain-Switched GaAs Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29:1996–2005, 1993.
- [149] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 2. edition, 1992.
- [150] P. J. Mohr and B. N. Taylor. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 1998. *Rev. Mod. Phys.*, 72:351–495, 2000.
- [151] S. Gehrsitz, F. K. Reinhart, C. Gourgon, N. Herres, A. Vonlanthen, and H. Sigg. The refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ below the band gap: Accurate determination and empirical modeling. *J. Appl. Phys.*, 87:7825–7837, 2000.
- [152] D. E. Aspnes and A. A. Studna. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. *Phys. Rev. B*, 27:985–1009, 1983.

- [153] M. R. Brozel and G. E. Stillman, editors. *Properties of Gallium Arsenide*. INSPEC, 1996.

Veröffentlichungen

In Zeitschriften

- J. Rudolph, D. Hägele, H.M. Gibbs, G. Khitrova and M. Oestreich. Laser threshold reduction in a spintronic device, *Appl.Phys. Lett.* 82 (2003), 4516
- S. Döhrmann, D. Hägele, J. Rudolph, M. Bichler, D. Schuh, and M. Oestreich. Anomalous Spin Dephasing in (110) GaAs Quantum Wells: Anisotropy and Intersubband Effects, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), 147405
- V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, P. Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hägele, L.E. Golub, W. Wegscheider and W. Prettl. Circular photogalvanic effect at inter-band excitation in semiconductor quantum wells, *Solid State Communications* 128 (2003), 283
- M. Oestreich, J. Rudolph, R. Winkler, and D. Hägele. Design considerations for semiconductor spin lasers, *accepted for publication in Superlattices and Microstructures*
- J. Rudolph, S. Döhrmann, D. Hägele, W. Stolz, and M. Oestreich. Room temperature threshold reduction in vertical-cavity surface-emitting lasers by injection of spin-polarized electrons, *submitted to Appl. Phys. Lett.*

Auf internationalen Konferenzen

- J. Rudolph, D. Hägele, M. Oestreich, H.M. Gibbs and G. Khitrova, "Laser threshold reduction in a spintronic device", CLEO/IQEC 2004, San Francisco, USA, Mai 2004, veröffentlicht in *CLEO/IQEC and PHAST Technical Digest* on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2004), CThL1

- J. Rudolph, S. Döhrmann, D. Hägele, and M. Oestreich, "Anomalous Spin Dephasing in (110) GaAs Quantum Wells", CLEO/IQEC 2004, San Francisco, USA, Mai 2004, veröffentlicht in *CLEO/IQEC and PHAST Technical Digest* on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2004), IFA2

Danksagung

An dieser Stelle danke ich all jenen, die mich während der letzten Jahre unterstützt haben. Mein Dank gilt insbesondere

Prof. Dr. Michael Oestreich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen, für zahlreiche Anregungen und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Prof. Dr. Rolf J. Haug für die freundliche Übernahme des Korreferats und die gute Zusammenarbeit mit seiner Arbeitsgruppe.

Dr. Daniel Hägele und PD Dr. Roland Winkler für ihre freundliche Hilfsbereitschaft, Ideen und Beantwortung zahlreicher Fragen.

Für die nette Atmosphäre in der Arbeitsgruppe bedanke ich mich vor allem bei meinen Mitdoktoranden Stefanie Döhrmann und Stefan Pfalz, mit denen nicht nur die Zusammenarbeit immer viel Spaß gemacht hat. Einen großen Dank auch an Joachim Fritzsche, Claas Bierwisch und Matthias Ediger.

Allen Nanos herzlichen Dank für die gute Stimmung im Institut.

Yvonne Griep und Klara Wernecke danke ich für die Hilfe rund um Verwaltung und Infrastruktur.

Der Werkstatt um Hartmut Lehmann danke ich ganz herzlich für zahllose gute Ideen und hervorragende Umsetzung derselben.

Lebenslauf

27.08.1975 geboren in Berlin-Schöneberg

Mai 1995 Abitur am Max-Planck-Gymnasium Göttingen

Sept. 1995 - Sept. 1996 Zivildienst im Evangelischen Krankenhaus Göttingen-Weende

Okt. 1996 - Okt. 1998 Physikstudium Philipps-Universität Marburg/Lahn

Okt. 1998 Vordiplom Philipps-Universität Marburg/Lahn

Okt. 1998 - Sept. 2001 Physikstudium Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg

Sept. 2000 - Sept. 2001 Diplomarbeit
*Modulationsspektroskopische und elektrische
Charakterisierung von organischen Feld-Effekt-Transistoren*
bei Prof. Dr. J. Geurts

Sept. 2001 Diplom Bayerische Julius-Maximilians Universität Würzburg

seit Okt. 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Institut für Festkörperphysik, Abteilung Nanostrukturen,
Universität Hannover