

Polarisationsabhängige Zustandskontrolle einzelner Halbleiter-Quantenpunkte

Dem Department Physik der Universität Paderborn
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegte

Dissertation

von

Dirk Mantei

Paderborn, Januar 2014

Zusammenfassung

Halbleiter-Quantenpunkte gelten als mögliche Bausteine für Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung. In dieser Dissertation werden Untersuchungen zur polarisationsabhängigen Zustandskontrolle an einzelnen *InGaAs*-Quantenpunkten vorgestellt. Bei diesen ist der Exziton-Grundzustand feinstrukturaufgespalten und weist zwei zueinander orthogonale und linear polarisierte Übergänge auf, welche durch Paare resonanter optischer Pikosekundenpulse mit variablen Polarisationen angeregt werden. Die Einbettung des Quantenpunkts in eine n-i-Schottky-Diode ermöglicht elektrische Manipulationen des Quantensystems und die Bestimmung der Gesamtbesetzung durch Messung eines Photostroms. Ein Abgleich der experimentellen Ergebnisse mit dem theoretischen Modell eines V-förmigen Drei-Niveau-Systems erfolgt durch die numerische Lösung der zugehörigen optischen Bloch-Gleichungen. Es wird demonstriert, dass der Polarisationszustand eines Anregungspulses vollständig und eindeutig in eine kohärente Superposition der Feinstrukturübergänge übertragen werden kann. Dies ermöglicht die Bestimmung der unbekannten Polarisierung eines Anregungspulses durch Doppelpuls-Experimente. Weiterhin wird ein Verfahren zur Besetzungsinvolution des Quantensystems vorgestellt, welches eine gesteigerte Robustheit gegenüber Imperfektionen der Anregungspulse aufweist und unabhängig von der Phasendifferenz der Pulse ist. Dies eröffnet eine Perspektive zur Realisierung eines polarisationsbasierten optischen Schalters.

Abstract

Semiconductor quantum dots are considered as possible building blocks for applications in quantum information processing. Investigations on polarization dependent state control with single *InGaAs* quantum dots are presented in this dissertation. Their exciton ground state is split up and has two orthogonally and linearly polarized transitions, which can be excited by pairs of resonant optical pulses with variable polarization. Embedding quantum dots into a n-i-Schottky diode allows for the electric manipulation of the quantum system and the determination of the total occupancy by measuring the photocurrent. The comparison of the experimental results with the theoretical model of a V-type three-level-system is done by the numerical solution of the corresponding optical Bloch equations. It is shown that the polarization state of an exciting pulse can be completely and unambiguously converted into a coherent superposition of the fine-structure transitions. This allows for the determination of the polarization state of an excitation pulse by using double pulse experiments. Furthermore a scheme for the inversion of a quantum system is presented, which offers an enhanced robustness against imperfect excitation pulses and is independent of the phase difference between the pulses. This opens a perspective for the realization of a polarization based optical switch.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	5
2.1. Begriffsbestimmung	5
2.2. Herstellungsverfahren für Quantenpunkte	5
2.3. Selbstorganisiertes Wachstum und strukturelle Eigenschaften	6
2.4. Elektronische und exzitonische Eigenschaften	8
2.5. Einzel-Quantenpunkt Schottky-Dioden	10
2.5.1. Quantum-Confinement Stark Effekt	12
2.6. Messmethoden	13
2.6.1. Photolumineszenz	13
2.6.2. Photostrom	14
3. Zwei- und Drei-Niveau-Systeme	17
3.1. Entwicklung eines Zwei-Niveau-Systems bei externer Anregung	18
3.2. Rabi-Oszillationen	19
3.3. Dichtematrix und optische Bloch-Gleichungen	20
3.4. Bloch-Vektor und Bloch-Kugel	22
3.5. Drei-Niveau-System	24
3.6. Numerische Simulation	25
3.7. Polarisation elektromagnetischer Wellen	27
4. Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustandes	31
4.1. Austauschwechselwirkung	31
4.2. Manipulationstechniken	36
4.3. Nutzung der Feinstrukturaufspaltung	38
5. Experimenteller Aufbau	41
5.1. Probendesign	41
5.2. Optische Anregung	43
5.3. Strahlabschwächung	45

5.4. Leistungsregelung	45
5.5. Doppelpuls-Erzeugung	48
5.6. Polarisationssteuerung	50
5.7. Tieftemperatur-Probenstab	51
5.8. Detektion der Photolumineszenz	55
5.9. Vorspannung und Photostrom-Messung	55
5.10. Geräteansteuerung und Messdatenaufnahme	57
5.11. Gesamter experimenteller Aufbau	58
6. Charakterisierung einzelner Quantenpunkte	61
6.1. Elektrische Eigenschaften der Schottky-Diode	61
6.2. Spannungsabhängige Photolumineszenz	62
6.3. Polarisationsabhängige Photostrom-Spektroskopie	66
7. Doppelpuls-Experimente	69
7.1. Ramsey-Interferenzen	69
7.2. Ramsey-Fringes	72
7.3. Dephasierung und Quantenschwebung	75
8. Übertragung eines Polarisationszustandes	79
8.1. Rekonstruktion unbekannter linearer Polarisierungen	80
8.2. Rekonstruktion unbekannter beliebiger Polarisierungen	83
9. Polarisationsbasierte robuste Besetzungsinversion	95
9.1. Rabi-Oszillationen	95
9.2. Robuste Präparation einer Besetzungsinversion	101
9.3. Adiabatisch gedrehte Polarisation	108
9.4. Polarisationsbasierte Absorptionskontrolle	111
10. Fazit und Ausblick	113
A. Eigenschaften der vermessenen Quantenpunkte	115
B. Spezifikationen der verwendeten Komponenten	119
C. Erläuterungen zu den verwendeten Quellen	129
Literaturverzeichnis	133
Symbole und Abkürzungen	153

1. Einleitung

Seit über 20 Jahren sind Halbleiter-Quantenpunkte Gegenstand intensiver Untersuchungen. Die auch als künstliche Atome bezeichneten Nanostrukturen bieten ein null-dimensionales Einschlusspotential, wodurch sich diskrete Energiezustände ausbilden. Quantenpunkte eignen sich daher beispielsweise als Quelle für einzelne [85] oder verschrankte [3, 11] Photonen sowie Einzelelektronenstromquellen [54].

Durch ihre Nutzbarkeit als Zwei-Niveau-System [149] werden sie im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung als Modellsystem für Quantenbits (Qubits) verwendet. Optische und elektrische Manipulationsmöglichkeiten ermöglichen unter anderem die Realisierung von Phasengattern und quantenlogischen Operationen [20, 75].

Mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsene Quantenpunkte weisen ein nicht-rotations-symmetrisches Einschlusspotential auf, welches zu einer Feinstrukturaufspaltung des Grundzustandes in zwei linear polarisierte Übergänge führt, die orthogonal zu einander sind. In der vom Biexziton-Zustand ausgehenden strahlenden Zerfallskaskade ergeben sich so zwei unterscheidbare Pfade. Da dies der Erzeugung ununterscheidbarer verschrankter Photonen entgegensteht, waren Untersuchungen der Feinstrukturaufspaltung bisher schwerpunktmaßig von dem Ziel getrieben, selbige möglichst zu minimieren.

Im Gegensatz dazu wird die Feinstrukturaufspaltung in den hier vorgestellten Untersuchungen aktiv nutzbar gemacht. Durch Anregung mit resonanten Pikosekundenpulsen geeigneter Halbwertsbreite wird aufgrund der Pauli-Blockade maximal ein einfaches ungeladenes Exziton erzeugt. Abhängig von der gewählten Polarisation können die beiden Feinstrukturübergänge separat adressiert werden oder es wird eine kohärente Superposition der Übergänge in einem V-förmigen Drei-Niveau-System angeregt.

Basis für die vorgestellten Untersuchungen bilden Anregungsschemen mit Doppelpulsen, wie sie auch im Zusammenhang mit Ramsey-Interferenzen und Ramsey-Fringes bekannt sind. Das System wird zunächst durch einen ersten Puls initialisiert und anschließend mit einem zeitlich verzögerten zweiten Puls getestet, wobei beide Pulse unabhängig voneinander polarisiert sein können. Die Einbettung des Quantenpunkts in eine vorge-

1. Einleitung

spannte Schottky-Diode erlaubt die Ermittlung der Gesamtbesetzung durch Messung des resultierenden Photostroms. Zudem wurde insbesondere die elektrische Manipulation der Qubit-Phase gezeigt [133].

Durch experimentelle Ergebnisse und theoretische Simulationen wird demonstriert, dass der Polarisationszustand eines resonanten Pikosekundenpulses vollständig in eine Superposition der feinstrukturaufgespaltenen Exziton-Grundzustandsniveaus übertragen wird. Hierzu wird ein Verfahren vorgestellt, bei welchem mittels Doppelpuls-Experimenten die beliebige Polarisation eines unbekannten Pulses rekonstruiert werden kann.

Ebenfalls basierend auf den polarisationssensitiven Eigenschaften des untersuchten Drei-Niveau-Systems wird des Weiteren ein Verfahren demonstriert, das die vollständige Invertierung des Besetzungszustandes erlaubt. Im Gegensatz zu etablierten Ansätzen wie Rabi-Oszillationen und der adiabatischen schnellen Passage (Englisch: Adiabatic Rapid Passage, ARP) bietet dieses neue Anregungsschema eine gesteigerte Robustheit gegenüber Imperfektionen der Anregungspulse. Zudem ist es unabhängig von der Phasendifferenz der Doppelpulse. Dies eröffnet die Perspektive zur Realisierung eines polarisationsbasierten optischen Schalters.

Die vorliegende Dissertation ist wie folgt gegliedert:

Kapitel 2 gibt eine Einführung in die untersuchten einzelnen *InGaAs*-Quantenpunkte. Dies umfasst zunächst die Herstellung sowie elektronische und exzitonische Eigenschaften der Quantenpunkte. Neben dem prinzipiellen Aufbau der n-i-Schottky-Dioden und Vorstellung des Quantum-Confinement Stark Effekts werden die primär verwendeten Messmethoden der Photolumineszenz und Photostrom-Spektroskopie eingeführt.

Kapitel 3 führt in die theoretische Beschreibung des einfachen ungeladenen Exzitons als Zwei-Niveau-System ein, was insbesondere zu Rabi-Oszillationen und den optischen Bloch-Gleichungen führt. Letztere werden zudem für V-förmige Drei-Niveau-Systeme erweitert, wie sie aufgrund der Feinstrukturaufspaltung vorliegen. Weiterhin wird skizziert, wie die Berechnung der durchgeführten theoretischen Simulationen erfolgt. Abschließend werden im Hinblick auf die polarisationsabhängigen Messungen Grundbegriffe zur Polarisation elektromagnetischer Wellen rekapituliert.

Da die Feinstruktur des Exziton-Grundzustandes von zentraler Bedeutung für die vorgestellten Untersuchungen ist, werden Ursachen, Manipulationstechniken und Nutzung selbiger in Kapitel 4 gesondert diskutiert.

Der für die Durchführung der vorgestellten Untersuchungen verwendete experimentelle Aufbau ist in Kapitel 5 beschrieben, wobei ein besonderes Augenmerk auf der Erzeugung von Doppel-Pikosekundenpulsen mit unabhängig voneinander einstellbarer Polarisation liegt.

Kapitel 6 beschreibt Untersuchungen zur Identifizierung und Vorcharakterisierung einzelner Quantenpunkte mittels spannungsabhängiger Photolumineszenz und polarisationsabhängiger resonanter Photostrom-Spektroskopie.

Anhand von Doppelpuls-Experimenten werden in Kapitel 7 die Effekte der Ramsey-Interferenz, Ramsey-Fringes, Dephasierung und Quantenschwebung demonstriert und diskutiert. Dies bildet die Grundlage zum Verständnis der weiterführenden Untersuchungen zur polarisationsabhängigen Zustandskontrolle.

In Kapitel 8 wird durch experimentelle Ergebnisse und begleitende theoretische Simulationen die vollständige und eindeutige Übertragung eines Polarisationszustandes in eine Superposition der Feinstrukturübergänge demonstriert.

Ein neuartiges Verfahren zur fehlertoleranten und phasenunabhängigen Besetzungsinversion des untersuchten Systems mit Doppelpulsen orthogonaler Polarisation wird in Kapitel 9 vorgestellt.

Abschließend erfolgt in Kapitel 10 ein Fazit der vorgestellten Untersuchungen und ein Ausblick auf denkbare weitere Entwicklungen.

Zusätzlich bieten die Anhänge weitergehende Informationen zu den untersuchten Quantenpunkten sowie verwendeten Komponenten und Quellen.

2. Grundlagen

Dieses Kapitel soll eine kompakte Einführung zu Quantenpunkten im Allgemeinen und den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten selbstorganisiert gewachsenen *InGaAs*-Halbleiterquantenpunkten im Speziellen geben. In der allgemeinen Literatur, beispielsweise [14, 23, 60, 104, 141], als auch durch Schriften der Arbeitsgruppe [9, 38, 55, 120, 133, 148, 149, 150, 151] liegen bereits zahlreiche und ausführliche Einführungen vor. Daher sollen an dieser Stelle nur die grundlegenden Eigenschaften benannt und die für diese Arbeit relevanten Aspekte beleuchtet werden.

2.1. Begriffsbestimmung

Als Quantenpunkt wird eine Nanostruktur mit Potentialbarrieren für Ladungsträger bezeichnet, deren Abmessung in allen Raumrichtungen so gewählt ist, dass sich für eingeschlossene Ladungsträger diskrete Energieniveaus ausbilden. Bereits 1981 berichteten Ekimov und Onushchenko [35] von derartigen Strukturen. Die Bezeichnung „Quantenpunkt“ findet sich dabei spätestens 1988 bei Reed et al. [107]. Die weitere Bezeichnung als „künstliches Atom“ [64] (1993) soll die Analogie zahlreicher Eigenschaften zu atomaren Systemen andeuten.

2.2. Herstellungsverfahren für Quantenpunkte

Zur Herstellung von Quantenpunkten sind inzwischen eine Vielzahl von Verfahren und Materialsystemen bekannt. Exemplarisch sollen im Folgenden genannt werden:

- In einer Glas-Matrix eingeschlossene Nanokristalle [35]
- Breitenfluktuation um einzelne Monolagen in dünnen Quantenfilmen [22]

2. Grundlagen

- Überwachsen der Spaltflächen von Heterostrukturen [140]
- Definition von Strukturen mittels Elektronenstrahllithographie und anschließendem Ätzen aus Quantentrögen [42]
- Ein mittels Gate-Elektroden in einem zweidimensionalen Elektronengas elektrostatisch definiertes Einschlusspotential [37, 145]
- Wachstum durch Molekularstrahlepitaxie auf vorstrukturierten Oberflächen [111]
- Chemisch synthetisierte kolloidale Quantenpunkte [67, 108]
- Selbstorganisiertes Wachstum mittels Molekularstrahlepitaxie nach dem Stranski-Krastanov Verfahren [48, 73] für verschiedene Materialsysteme, beispielsweise *InGaAs* oder *InAs* auf *GaAs* [103], *InAs* auf *InP* [52] und *CdSe* auf *ZnSe* [132].

Eine nähere Diskussion der Vor- und Nachteile verschiedener Verfahren unter dem Gesichtspunkt der Untersuchung einzelner Quantenpunkte, insbesondere mittels Photostromspektroskopie, erfolgt in [9].

2.3. Selbstorganisiertes Wachstum und strukturelle Eigenschaften

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Quantenpunkte wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) nach dem Stranski-Krastanov Verfahren hergestellt. Es ist ausführlich in der Dissertation von Herrn A. Rai [103] dargelegt, welcher auch die vorliegenden Proben gewachsen hat. Im Folgenden sollen daher allein die wesentlichen Aspekte des Kristallwachstums skizziert werden:

Durch das Abscheiden von $In_{0,5}Ga_{0,5}As$ auf *GaAs* wird zunächst epitaktisch eine Benetzungsschicht (Englisch: Wetting Layer, WL) aufgewachsen. Die verschiedenen Gitterkonstanten von *InAs* $a_{InAs} = 6,0583 \text{ \AA}$ [1] (S. 5) und $a_{GaAs} = 5,6533 \text{ \AA}$ [122] (S. 789) weisen eine Fehlanpassung von 7,2 % auf. Eine Steigerung der Schichtdicke hat ein Zunehmen der Verspannungsenergie zur Folge. Ab dem Erreichen der sogenannten kritischen Schichtdicke, welche für *InAs/GaAs* Quantenpunkte typischerweise 1,7 ML bis 3 ML [103] beträgt, wird die Verspannungsenergie dadurch minimiert, dass der zweidimensionale Wetting Layer aufreißt und dreidimensionale *InGaAs* Inseln (Quantenpunkte) gebildet werden.

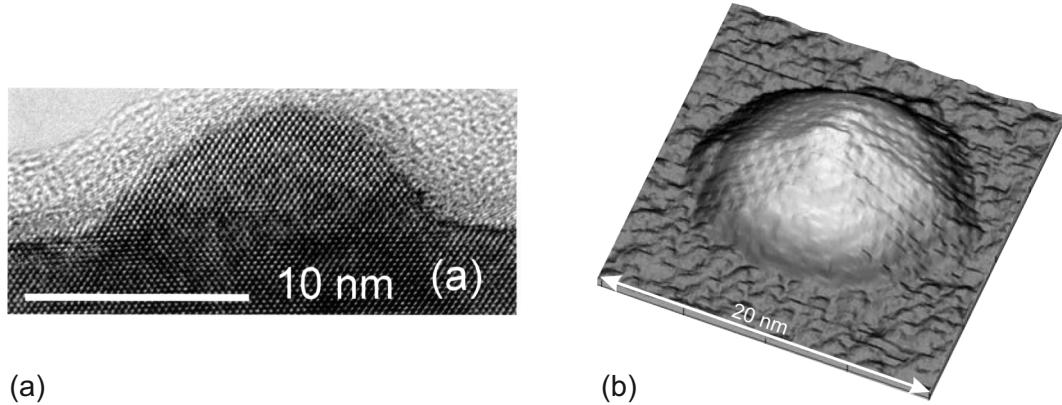


Abbildung 2.1.: (a) Mittels eines Transmissions-Elektronen-Mikroskops aufgenommener Querschnitt [43], [C.1] und (b) per Raster-Tunnel-Mikroskop erstelle Aufnahme eines nicht überwachsenen Quantenpunkts. [30] (S. 125), [C.1]

Für das Wachsen eines Indium- und somit auch Quantenpunkt-Dichtegradienten entlang der [110] Kristallachse wird beim Aufdampfen die Rotation der Probe in der MBE-Kammer gestoppt. Diese dient normalerweise zur Ausmittelung von Inhomogenitäten aufgrund der Verkipfung des Wafers gegenüber der Indium-Effusionszelle [103]. Hierdurch können niedrige Quantenpunkt-Dichten im Bereich von $1 \text{ QD}/\mu\text{m}$ erzielt werden [148]. Anschließend werden die *InGaAs* Quantenpunkte überwachsen, sodass sie vollständig in intrinsisches *GaAs* eingebettet sind.

Da das MBE-Wachstum von vielen Parametern abhängig ist und es sich beim Stranski-Krastanov Verfahren um einen selbstorganisierten Prozess handelt, sind die Quantenpunkte zufällig auf der Probe angeordnet. Zudem variieren sie leicht in Größe und Form. Die daraus folgenden unterschiedlichen Energien der optischen Übergänge führen bei Be trachtung von Ensembles zu einer inhomogenen Verbreiterung der beobachteten Linien. [103]. Wenn ein einzelner Quantenpunkt untersucht werden soll, kann es vorkommen, dass zwei oder mehrere Quantenpunkte räumlich im Fokus des anregenden Lasers liegen. In der Regel können diese dennoch aufgrund ihrer unterschiedlichen Übergangsenergien spektral separiert werden.

Die Form der *In(Ga)As* Quantenpunkte kann näherungsweise als linsenförmig beschrieben werden [73, 142], wobei andere Interpretationen und Modellrechnungen auch von pyramidalen Formen ausgehen [21, 30]. Der Durchmesser beträgt typischerweise 20 nm bis 30 nm [73, 131]. Höhe und Durchmesser stehen dabei etwa im Verhältnis 1 : 2 zueinander [74].

Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch (a) einen mittels eines Transmissions-Elektronen-Mikroskops aufgenommenen Querschnitt durch einen Quantenpunkt sowie (b) die Aufnahme eines Raster-Tunnel-Mikroskops. Selbstorganisierte Quantenpunkte erweisen sich hierbei als weitestgehend versetzungsfrei [73], aber nicht homogen aufgebaut. Der Indiumgehalt weist einen Gradienten in Wachstumsrichtung auf, wobei die Indiumkonzentration in der Spitze des Quantenpunkts maximal ist [21]. Gleichzeitig nimmt die Verspannung in Richtung der Spitze des Quantenpunktes ab, was mit einer Zunahme der Gitterkonstanten einhergeht [21].

2.4. Elektronische und exzitonische Eigenschaften

Die Ausführungen in diesem Abschnitt entstammen [31, 50, 51, 60, 141, 142] sowie [9, 41, 120, 133] und sind dort ausführlich diskutiert. Im Folgenden sollen daher kompakt die elektronische und exzitonische Eigenschaften der untersuchten Quantenpunkte umrissen werden.

Einteilchenzustände

Eine exakte Berechnung des Einschlusspotentials und damit der Energiezustände ist aufgrund der im vorherigen Abschnitt diskutierten inhomogenen Struktur der selbstorganisierten gewachsenen Quantenpunkte praktisch nicht durchführbar. Allerdings eignet sich bereits ein einfaches Modell zur ausreichend genauen Beschreibung grundlegender Eigenschaften [142]. Hierbei wird in Wachstumsrichtung das Einschlusspotential eines Quantentrogs angenommen. Durch die geringe Höhe des als linsenförmig angenommenen Quantenpunkts [73] ist hierbei der Einschluss im Vergleich zur lateralen Ebene höher. Daher ist es zulässig, in z-Richtung nur den niederenergetischsten Zustand der schweren Löcher zu berücksichtigen [31]. In x- und y-Richtung wird jeweils ein parabolisches Einschlusspotential angenommen [142], womit sich die Energie für Elektronen und Löcher $E_{m,n}$ [50] als Summe zweier harmonischer Oszillatoren angeben lässt

$$E_{m,n} = \hbar\omega_x (m + 1/2) + \hbar\omega_y (n + 1/2). \quad (2.1)$$

Dabei sind m bzw. n die Quantenzahl in x- bzw. y-Richtung mit der Frequenz ω_x bzw. ω_y . Falls $\omega_x = \omega_y$ gilt, so sind die Energieniveaus äquidistant und weisen unter Verwendung der Hauptquantenzahl $N = m + n$ eine Entartung von $2(N + 1)$ auf [51]. In Analogie zur Atomphysik können die Werte des Bahndrehimpulses $l = |m - n| = 0, 1, 2, \dots$ auch als

Schalen bezeichnet werden [51]. In der Regel ist das Einschlusspotential in der x-y-Ebene jedoch nicht rotationssymmetrisch. In diesem Fall verursacht die Austauschwechselwirkung eine Feinstrukturaufspaltung (FSS) der Grundzustandsniveaus. Diese wird aufgrund ihrer Bedeutung für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit zusammen mit den möglichen Spineinstellungen gesondert in Kapitel 4 diskutiert.

Exzitonische Zustände

Ist ein Quantenpunkt mit jeweils einem Elektron und Loch beladen, so bilden diese den Zustand des einfachen, ungeladenen Exzitons. Gegenüber der Energie der beiden Einteilchenzustände ist dieser gebundene Zustand um die Exziton-Bindungsenergie reduziert. Hierbei ist die Coulomb-Wechselwirkung im Quantenpunkt bis zu fünf mal höher als im Volumenhalbleiter [8]. Befinden sich weder Elektron noch Loch in einem angeregten Zustand, so wird dies als Grundzustand des Exzitons bezeichnet, bei welchem in der Regel die in Kapitel 4 näher ausgeführte Feinstrukturaufspaltung vorliegt. Der Grundzustand ist Gegenstand der in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen. Er wird oftmals kurz mit X bzw. $1X$ gekennzeichnet [13]. Daher ist, sofern nicht abweichend vermerkt, in diesem Kontext mit „Exziton“ stets der Grundzustand des einfachen, ungeladenen Exzitons gemeint.

Wird ausgehend vom Exziton-Grundzustand der Quantenpunkt mit einem weiteren Elektron (Loch) beladen, so liegt das einfach negativ (positiv) geladene Exziton X^- (X^+) vor. Dieser Zustand liegt bei dem verwendeten Materialsystem typischerweise $-4,6\text{ meV}$ [40] ($+1,3\text{ meV}$) [41] unterhalb (oberhalb) der Grundzustands-Energie. Die Energiedifferenz wird in diesem Zusammenhang ebenfalls als Bindungsenergie bezeichnet. In Analogie zur bisherigen Notation wird die Beladung mit n Elektronen (Löchern) als X^{-n} (X^{+n}) gekennzeichnet [13].

Das Vorliegen jeweils zweier Elektronen und Löcher wird Biexziton (XX oder auch $2X$) genannt und weist gegenüber der zweifachen Grundzustandsenergie eine Bindungsenergie von typischerweise 2 meV bis 3 meV auf [41]. Im Rahmen dieser Arbeit sind Energien und spektrale Breiten der resonanten optischen Anregungen so gewählt, dass keine weiteren Zustände, insbesondere nicht das Biexziton, erzeugt werden können.

2.5. Einzel-Quantenpunkt Schottky-Dioden

In diesem Abschnitt soll der in Abbildung 2.2 skizzierte prinzipielle Aufbau der verwendeten Proben erläutert werden. Eine Schicht selbstorganisiert gewachsener *InGaAs*-Quantenpunkte ist in die intrinsische Schicht einer n-i-Schottky-Diode eingebettet, wobei der n-Rückkontakt hoch dotiert ist. Die gezielte optische Anregung eines einzelnen Quantenpunktes erfolgt neben der Ausnutzung des örtlichen Quantenpunkt-Dichtheitgradienten (siehe Abschnitt 2.3) durch Nahfeldaperturen auf dem Schottky-Kontakt. Die Diode wird mit einer regelbaren Spannungsquelle sowie einer Strommessung für Pikoampere verbunden, welche beide in Abschnitt 5.9 näher beschrieben sind. Das Anlegen einer Vorspannung V_B (Englisch: Bias voltage) in Rückwärtsrichtung an die Schottky-Diode erzeugt ein elektrisches Feld $F(V_B)$ in Wachstumsrichtung, welches sich in erster Näherung gemäß

$$F(V_B) = \frac{1}{d} (V_B + V_{BI}) \quad (2.2)$$

[43] berechnet. Hierbei bezeichnet d die Gesamtdicke der intrinsischen Schichten und V_{BI} die durch den Schottky-Kontakt eingebaute Spannung (Englisch: build-in voltage) [57]. Das elektrische Feld $F(V_B)$ wird für die Anwendung des Quantum-Confinement Stark Effekt (siehe Abschnitt 2.5.1) verwendet, aber vor allem für die quantitative Erfassung des Photostroms, welcher durch optisch generierte Ladungsträger hervorgerufen wird.

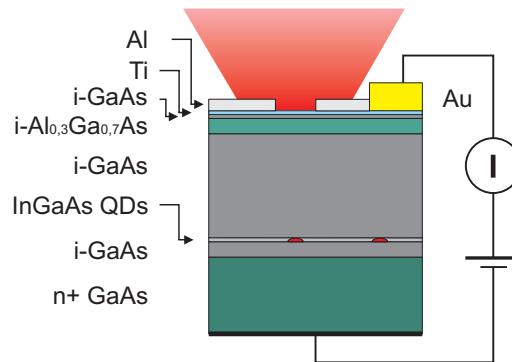


Abbildung 2.2.: Prinzipieller Aufbau der verwendeten n-i-Schottky-Dioden mit externer elektrischer Beschaltung und Nahfeldaperturen zur gezielten Anregung eines einzelnen Quantenpunktes. [C.2]

Ist der Quantenpunkt mit einem Exziton beladen, so sind im Folgenden zwei verschiedene Arten des Zerfalls von Relevanz:

- Die strahlende Rekombination führt zur Aussendung einer Photolumineszenz und ist in Abschnitt 2.6.1 näher erläutert.
- Das Tunneln von Elektron und Loch durch die Potenzialbarrieren des Quantenpunktes bildet einen weiteren Zerfallskanal. Die Wahrscheinlichkeit hierfür hängt von der Barrierenhöhe ab, welche wiederum über die Verkippung der in Abbildung 2.3 dargestellten Bandstruktur der Proben bestimmt wird und sich über die Vorspannung steuern lässt. Ist die Tunnelzeit kürzer als die strahlende Rekombinationszeit, so wird dieser Zerfallskanal bevorzugt, sodass die Photolumineszenz unterdrückt und ein Photostrom messbar wird [25]. Letztgenannter Fall wird in Abschnitt 2.6.2 weiter ausgeführt.

Insbesondere durch die optischen und elektrischen Zugänge dient die Einzel-Quantenpunkt Schottky-Diode als optoelektronisches Bauelement, welches für die Untersuchung einzelner Quantensysteme [149] geeignet ist.

Das konkrete Design der verwendeten Proben ist in Abschnitt 5.1 erläutert.

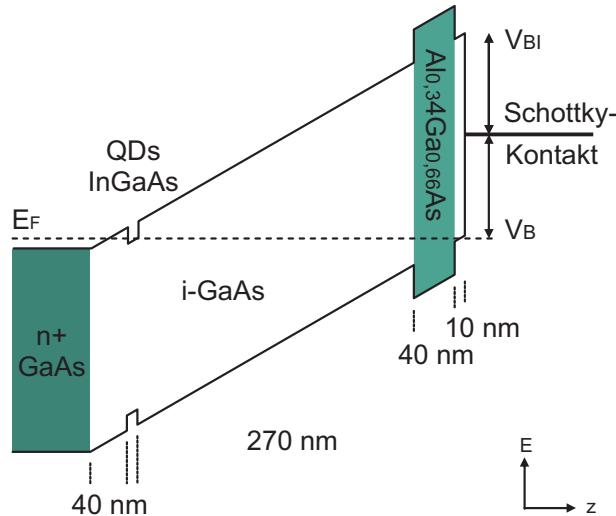


Abbildung 2.3.: Banddiagramm der untersuchten Schottky-Dioden mit angelegter Vorspannung V_B in Sperrrichtung. [C.3]

2.5.1. Quantum-Confinement Stark Effekt

Der erstmals 1984 von Miller et al. [87] beschriebene und 1998 von Raymond et al. [106] auch an *InAlAs* Quantenpunkten gemessene Quantum-Confinement Stark Effekt (QCSE) bildet die Grundlage für die in Abschnitt 2.6.2 beschriebene Photostrom-Spektroskopie und Photostrom-Messungen zur Bestimmung der Quantenpunkt-Besetzung. Der QCSE ermöglicht über ein in Wachstumsrichtung angelegtes elektrisches Feld $F(V_B)$ die präzise Abstimmung der Exziton-Übergangsenergie. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit insbesondere dazu genutzt, den Quantenpunkt in Resonanz mit einem anregenden Laserfeld zu bringen, welches energetisch konstant gehalten wird.

Durch den im vorherigen Abschnitt 2.5 beschriebenen Aufbau der verwendeten Einzel-Quantenpunkt Schottky-Dioden kann die ursprüngliche Beschreibung des QCSE für Quantentröge auch bei der hier vorliegenden Schicht mit Wetting Layer und Quantenpunkten angewendet werden. Das Exziton im Quantenpunkt weist ein statisches Dipolmoment μ_{QD} auf. Fry et al. [43] zeigten beispielsweise im Jahr 2000, dass die Wellenfunktion des Loches leicht oberhalb der Elektronwellenfunktion in der Spitze des Quantenpunktes verortet ist, was ein permanentes Dipolmoment impliziert. Zudem wird durch das angelegte elektrische Feld F ein Dipolmoment $\mu_F = \alpha_{QCSE} \cdot F$ induziert, wobei α_{QCSE} die Polarisierbarkeit bezeichnet. Beide Dipolmomente führen zu einer Reduktion der Übergangsenergie E_X in Abhängigkeit von der Feldstärke des elektrischen Feldes, welche näherungsweise durch die quadratische Funktion

$$E_X(F) = -\alpha_{QCSE}F^2 - \mu_{QD}F + E_X(0) \quad (2.3)$$

beschrieben werden kann [43]. Aufgrund der räumlichen Beschränkung der Ladungsträger auf den Quantenpunkt kann bei steigendem elektrischen Feld F das induzierte Dipolmoment μ_F jedoch nicht beliebig gesteigert werden, sodass dieses limitiert wird und der parabolische Verlauf aus Gleichung 2.3 in eine lineare Abhängigkeit übergeht.

Abbildung 2.4 veranschaulicht die Energiereduktion durch den QCSE anhand der feldinduzierten Bandverkippung, welche zudem eine stärkere räumliche Trennung von Loch- und Elektron-Wellenfunktion bewirkt. Hierdurch wird die Übergangswahrscheinlichkeit reduziert und die Exziton-Lebensdauer erhöht [95]. Zwar folgt aus der Ladungstrennung auch eine Erhöhung der Übergangsenergie, doch diese ist gegenüber der vorgenannten Reduktion klein und wird daher in Gleichung 2.3 vernachlässigt.

Die hier genannten Informationen zum Quantum-Confinement Stark Effekt entstammen den Quellen [9, 39, 41, 87, 95, 106, 120, 133] und sind darin näher ausgeführt.

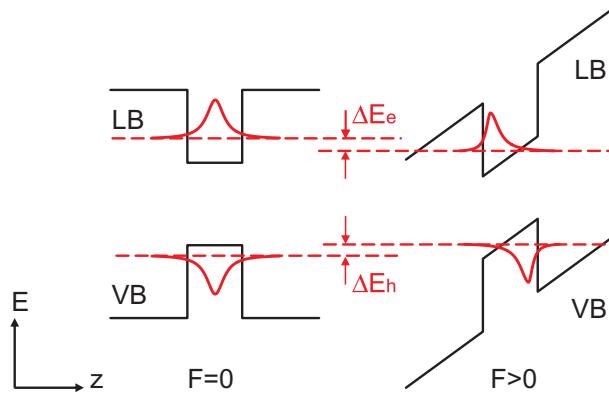


Abbildung 2.4.: Veranschaulichung des Quantum-Confinement Stark Effekt (QCSE) als Folge der Bandverkippung durch ein angelegtes elektrisches Feld in Wachstumsrichtung. Der QCSE bewirkt eine Reduktion der Übergangsenergie sowie eine verstärkte räumliche Trennung von Elektron- und Lochwellenfunktion. [C.4]

2.6. Messmethoden

In diesem Abschnitt sollen die primär verwendeten Messmethoden zur Photolumineszenz-Detektion und Messung des optisch generierten Photostroms skizziert werden.

2.6.1. Photolumineszenz

Messungen der Photolumineszenz (PL) werden im Rahmen dieser Arbeit zur Vorcharakterisierung, insbesondere zur Identifikation einzelner Quantenpunkte und Auswertung des QCSE, verwendet.

Die Probe wird dazu kontinuierlich und nichtresonant oberhalb der Bandlücke E_g des GaAs ($E_g = 1,519 \text{ eV}$ bzw. $\lambda = 816,3 \text{ nm}$ bei $4,2 \text{ K}$, [136]) oder zumindest des Wetting-Layers (typischerweise $E_g = 1,377 \text{ eV}$ bzw. $\lambda = 900 \text{ nm}$ bei $4,2 \text{ K}$ für die verwendeten Proben) angeregt. Die optisch generierten Ladungsträger relaxieren anschließend in niederenergetische Zustände, insbesondere der Bandkante, des Wetting Layers und der Quantenpunkte, wo auch die strahlende Rekombination von Elektronen und Löchern unter Aussendung der PL erfolgt [71]. Entsprechend bilden vorgenannte Komponenten typischerweise die Hauptbestandteile des PL-Spektrums, wobei Übergänge von einem elektronischen Start- in einen Endzustand nur dann in der PL beobachtbar sind, wenn diese durch die optischen Auswahlregeln erlaubt sind [141].

2. Grundlagen

Weiteren Einfluss auf die detektierbaren Linien nimmt die an der Schottky-Diode angelegte Vorspannung V_B . Ist die Vorspannung so gewählt, dass die Fermi-Energie des n^+ -dotierten Rückkontakte oberhalb eines freien Elektron-Zustandes im Quantenpunkt liegt, so können Elektronen in den Quantenpunkt tunneln [40]. Ist beispielsweise der Quantenpunkt bereits mit einem Elektron besetzt, so führt die optische Generierung eines Exzitons zur Bildung des einfach negativ geladenen Exzitons X^- .

Bei Photolumineszenz-Messreihen in Abhängigkeit von der Vorspannung V_B äußert sich der in Abschnitt 2.5.1 erläuterte Quantum-Confinement Stark Effekt durch eine spektrale Verschiebung der Photolumineszenz-Linien. Eine Auswertung gemäß Gleichung 2.3 ermöglicht die Bestimmung der Polarisierbarkeit α_{QCSE} und des Dipolmoments μ_{QD} .

Näheres zu den durch Photolumineszenz detektierten Ladungszuständen und der Auswertung des QCSE ist anhand der konkreten Charakterisierungs-Messungen in Abschnitt 6.2 ausgeführt. Eine grundlegende und ausführliche Diskussion der PL-Spektren stellt die Dissertation [41] bereit.

2.6.2. Photostrom

Die quantitative Auswertung des über die Schottky-Diode fließenden Photostroms kann zur hochauflösenden Spektroskopie bzw. Bestimmung der Besetzung des Quantensystems genutzt werden. Hierzu muss das Exziton resonant optisch angeregt werden und die Schottky-Diode so vorgespannt sein, dass das Heraustunneln von Elektron und Loch aus dem Einschlusspotential des Quantenpunkts den primären Zerfallsprozess darstellt.

Zunächst wird der Quantum-Confinement Stark Effekt mit Hilfe der im vorherigen Abschnitt 2.6.1 beschriebenen spannungsabhängigen Photolumineszenzmessungen ausgewertet und die Übergangsentnergie des Exziton-Grundzustandes in das Spannungsregime des Photostroms extrapoliert. Anschließend wird die Anregungsenergie im Rahmen der Abstimmungsgenauigkeit des Lasers möglichst auf die berechnete Energie eingestellt und nachfolgend die Vorspannung so gewählt, dass sich die Übergangsentnergie des Exzitons durch den QCSE in Resonanz mit dem kontinuierlichen Laserfeld befindet. Da die Linienbreite des Lasers wesentlich schmäler als die homogene Linienbreite des Exzitons ist (siehe Abschnitt 5.2), kann diese vermessen werden, indem die Exzitonlinie durch Variation der Vorspannung über die Resonanz mit der optischen Anregung geschoben wird. Die Auflösung der so durchgeführten Photostrom-Spektraluntersuchung ist dabei primär durch die Stabilität der angelegten Vorspannung sowie die Linienbreite des Anregungslasers begrenzt.

Wird das Grundzustandsexziton mit Pikosekundenpulsen resonant angeregt, so kann durch Messung des Photostroms die Besetzung des Zwei- bzw. Drei-Niveau-Systems bestimmt werden. Zusätzliche kohärente Doppelpuls-Experimente ermöglichen zudem die Auswertung der Phaseninformation [151].

Bei einer Wiederholrate von 80 MHz des verwendeten Lasers (siehe Anhang B.1) kann durch einen π -Puls maximal ein Exziton erzeugt werden und in Form eines Elektrons und Lochs abfließen. Für den maximalen kohärent erzeugten Photostrom gilt daher

$$I_{ph} = f \cdot e = 80 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 12,82 \text{ pA}. \quad (2.4)$$

Dieser theoretische Maximalwert [149] ist allerdings nur dann erreichbar, wenn alle Ladungsträger heraustunneln, wozu die Tunnelzeit kürzer als die strahlende Rekombinationszeit sein muss. In [133] wurde hierfür ein Effizienz-Koeffizient η definiert. Zudem modifizieren weitere Effekte den tatsächlich messbaren Photostrom I_{ph} . Hierzu zählen einerseits die Dekohärenz, andererseits ein leistungsabhängiger und inkohärenter Untergrund aufgrund der Absorption von Streulicht in der Probe, welcher in [9] ausführlich diskutiert ist.

3. Zwei- und Drei-Niveau-Systeme

In diesem Kapitel sollen zunächst die theoretischen Grundlagen für Zwei-Niveau-Systeme skizziert und anschließend die Erweiterung auf Drei-Niveau-Systeme benannt werden. Die folgenden Ausführungen sind [17] entnommen und in Umfang sowie Notation an diese Arbeit angepasst. Für weitere Hinweise hierzu sei explizit auf [C.6] verwiesen.

Zwei-Niveau-Systeme als einfachste nichttriviale Quantensysteme werden im Kontext der Arbeiten zur Quantenkommunikation und Quantencomputern als Realisierungen eines Qubits betrachtet. Sie können auf verschiedene Weisen experimentell dargestellt werden, insbesondere durch ausgewählte atomare Systeme und die hier verwendeten Exzitonen in einzelnen Quantenpunkten. Dabei wird durch geeignet gewählte Anregungsenergien sichergestellt, dass nur zwei Zustände angeregt werden können und weitere im System vorhandene Niveaus nicht involviert sind. Der Zustand eines nicht besetzten Quantenpunktes wird im Folgenden mit $|0\rangle$ bzw. dem Index „0“ und der Grundzustand des einfachen, ungeladenen Exzitons mit $|1\rangle$ bzw. dem Index „1“ bezeichnet, wobei die Feinstrukturaufspaltung zunächst nicht berücksichtigt wird.

Für die Betrachtungen wird ein semi-klassisches Modell verwendet, bei welchem die Anregung des quantenmechanischen Zwei-Niveau-Systems durch ein klassisches, monochromatisches Lichtfeld erfolgt, das durch sein elektrisches Feld

$$\vec{E}(t) = E_0 \cos(\omega_L t) \vec{\varepsilon} \quad (3.1)$$

beschrieben wird, wobei der normierte Vektor $\vec{\varepsilon}$ die Richtung der Polarisation angibt und E_0 die Amplitude darstellt. Da die Wellenlänge $\lambda_L = 2\pi c/\omega_L$ des Anregungslasers viel größer als die Ausdehnung des Quantenpunktes ist, kann die elektrische Dipolnäherung angewendet und so die Ortsabhängigkeit des Feldes innerhalb des Quantenpunktes vernachlässigt werden.

Der Hamilton-Operator

$$\hat{H} = \hat{H}_{Ex} - \hat{d}E(t). \quad (3.2)$$

besteht dabei aus dem Operator für das Exziton \hat{H}_{Ex} und der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld $V = -\hat{d}E(t)$ mit dem elektrischen Dipoloperator \hat{d} . Das statische bzw. induzierte Dipolmoment des Exzitons wurde zuvor in Abschnitt 2.5.1 diskutiert.

3.1. Entwicklung eines Zwei-Niveau-Systems bei externer Anregung

Zur Bestimmung der Zustandsänderung des Zwei-Niveau-Systems (2LS) durch eine optische Anregung wird die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(r,t) = \hat{H}\Psi(r,t) = (\hat{H}_{Ex} + \hat{V})\Psi(r,t) \quad (3.3)$$

verwendet, wobei als Wellenfunktionen

$$\Psi(\vec{r},t) = u_0(\vec{r})c_0(t)e^{-i\omega_0 t} + u_1(\vec{r})c_1(t)e^{-i\omega_1 t} \quad (3.4)$$

mit den Eigenfunktionen $u_0(\vec{r})$ und $u_1(\vec{r})$ angesetzt wird. Für die zeitliche Entwicklung der Amplituden $c_0(t)$ und $c_1(t)$ wird das Dipolmatrixelement

$$d = d_{10} = \langle 1 | \vec{d} | 0 \rangle = \int u_1^*(\vec{r}) \vec{d} u_0(\vec{r}) d^3 r \quad (3.5)$$

eingeführt sowie die Rabi-Frequenz

$$\Omega_0 = \frac{E_0 d}{\hbar} \quad (3.6)$$

definiert. Weiterhin wird angenommen, dass das anregende Feld zur Übergangsfrequenz $\omega_{01} = \Delta E_{01}/\hbar$ resonant oder nur wenig um

$$\delta = \omega_L - \omega_{01} \quad (3.7)$$

verstimmt ist. Hierdurch können im Rahmen der an dieser Stelle nicht im Detail ausgeführten Umformungen schnell oszillierende Terme mit $\omega_{01} + \omega_L$ vernachlässigt werden, was als „Rotating-Wave-Approximation“ bezeichnet wird. Durch die Einführung

der modifizierten Amplituden

$$\begin{aligned}\tilde{c}_0(t) &= \exp\left(\frac{-i\delta}{2t}\right) c_0(t) \\ \tilde{c}_1(t) &= \exp\left(\frac{i\delta}{2t}\right) c_1(t)\end{aligned}\quad (3.8)$$

erfolgt eine Transformation in das rotierende Bezugssystem der Anregungskreisfrequenz ω_L , was für spätere Betrachtungen vorteilhaft ist. Aus den vorgenannten Annahmen folgen letztlich die Differentialgleichungen

$$\begin{aligned}\dot{\tilde{c}}_0(t) &= \frac{i}{2} (-\delta\tilde{c}_0 + \Omega_0\tilde{c}_1) \\ \dot{\tilde{c}}_1(t) &= \frac{i}{2} (\Omega_0\tilde{c}_0 + \delta\tilde{c}_1).\end{aligned}\quad (3.9)$$

3.2. Rabi-Oszillationen

Bei Annahme resonanter Anregung ($\delta = 0$) und nach weiteren Umformungen spiegeln die Betragsquadrate der beiden Koeffizienten

$$\begin{aligned}|\tilde{c}_0(t)|^2 &= \cos^2\left(\frac{\Omega_0}{2t}\right) = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Omega_0 t)] \\ |\tilde{c}_1(t)|^2 &= \sin^2\left(\frac{\Omega_0}{2t}\right) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Omega_0 t)]\end{aligned}\quad (3.10)$$

die Besetzung wider, welche mit der zuvor definierten resonanten Rabi-Frequenz zwischen den beiden Niveaus oszilliert. Dies wurde 1937 erstmals durch I. Rabi [101] beschrieben. Das Kosinusargument in den Gleichungen 3.10 wird als Pulsfläche bezeichnet. Sie kann verallgemeinert als

$$A = \int \Omega(t) dt \quad (3.11)$$

angegeben werden und ist ein Maß für die Besetzungsänderung, welche ein anregendes Lichtfeld im gepulsten Modus bewirkt. Häufig wird die Pulsfläche $A = \pi/2$ eingesetzt, um ausgehend vom $|0\rangle$ Zustand eine kohärente Superposition der beiden Niveaus zu initialisieren. Dahingegen bewirkt ein π -Puls die Inversion der Besetzung beider Niveaus. Im Rahmen von Doppelpuls-Experimenten bieten $\pi/2$ -Pulse den maximalen Besetzungs-kontrast, wobei die Pulsflächen der Pulse mit A_1 beziehungsweise A_2 gekennzeichnet werden.

Liegt eine Verstimmung ($\delta \neq 0$) vor, so ergeben sich die modifizierten Koeffizienten

$$\begin{aligned} |\tilde{c}_0(t)|^2 &= \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \cos^2 \left(\frac{\Omega}{2t} \right) = \frac{\Omega_0^2}{2\Omega^2} [1 + \cos(\Omega t)] \\ |\tilde{c}_1(t)|^2 &= \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega}{2t} \right) = \frac{\Omega_0^2}{2\Omega^2} [1 - \cos(\Omega t)], \end{aligned} \quad (3.12)$$

bei welchen mit

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2} \quad (3.13)$$

die verallgemeinerte Rabi-Frequenz bezeichnet ist, die im Vergleich zum Resonanzfall erhöht ist. Zudem kann ausgehend vom Anfangszustand $|0\rangle$ lediglich die reduzierte Besetzung $\Omega_0^2/\Omega^2 < 1$ für den oberen Zustand $|1\rangle$ erreicht werden.

3.3. Dichtematrix und optische Bloch-Gleichungen

Der Zustand des Zwei-Niveau-Systems kann auch durch die Dichtematrix

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{00} & \rho_{01} \\ \rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_0 c_0^* & c_0 c_1^* \\ c_1 c_0^* & c_1 c_1^* \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

beschrieben werden. Hierbei bezeichnet ρ_{00} (ρ_{11}) die Besetzung des Zustandes $|0\rangle$ ($|1\rangle$), wobei $\rho_{00} + \rho_{11} = 1$ gilt. ρ_{01} und ρ_{10} sind die sogenannten Kohärenzen des Systems. Verschwinden sie, so liegt nur eine inkohärente Überlagerung der beiden Niveaus vor.

Die Dichtematrixelemente berechnen sich gemäß $\rho_{ij} = \langle i | \hat{\rho} | j \rangle$ aus dem Dichteoperator

$$\hat{\rho} = \sum p_k |\Psi_k\rangle \langle \Psi_k|, \quad (3.15)$$

in welchem die Wahrscheinlichkeit p_k einfließt, dass sich das System im Zustand $|\psi_k\rangle$ befindet. Zudem gilt

$$\rho_{ij} = \rho_{ji}^*. \quad (3.16)$$

Die Zeitentwicklung der Dichtematrixelemente kann grundsätzlich mit der Von-Neumann-Gleichung

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (3.17)$$

bestimmt werden. Alternativ ergibt sich beispielhaft für ρ_{00} mit der Definition der modifizierten Dichtematrixkoeffizienten

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{01} &= \rho_{01} e^{-i\delta t} \\ \tilde{\rho}_{10} &= \rho_{10} e^{i\delta t}\end{aligned}\quad (3.18)$$

zur Transformation in das Bezugssystem der Anregung ω_L letztlich

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \rho_{00} &= \frac{d}{dt} (c_0 c_0^*) = \dot{c}_0 c_0^* + c_0 \dot{c}^* \\ &= \frac{i\Omega_0}{2} \left(\underbrace{\exp(i\delta t) \rho_{10}}_{:=\tilde{\rho}_{10}} - \underbrace{\exp(-i\delta t) \rho_{01}}_{:=\tilde{\rho}_{01}} \right) \\ &= \frac{i\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}).\end{aligned}\quad (3.19)$$

Für die weiteren Dichtematrixelemente wird analog vorgegangen. Zur phänomenologischen Berücksichtigung von Zerfalls- und Dekohärenzprozessen werden zusätzlich die Zeiten bzw. Raten $T_1 = 1/\gamma_1$ und $T_2 = 1/\gamma_2$ eingeführt [15]. T_1 bezeichnet dabei die Zerfallszeit des Populationsverlustes, wohingegen sich die Zeit T_2 auf den Verlust der Kohärenz bezieht. Da der Populationsverlust gleichzeitig einen Kohärenzverlust bewirkt, gilt für die Beziehung zwischen beiden Zeiten

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}, \quad (3.20)$$

wobei T_2^* reine Dephasierungsprozesse beschreibt, welche die Population unverändert lassen, aber hier vernachlässigbar sind, sodass die Näherung

$$T_2 = 2T_1 \quad (3.21)$$

verwendet werden kann [4, 81].

Schließlich ergeben sich die optischen Bloch-Gleichungen (OBGs)

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \rho_{00} &= + \gamma_1 \rho_{11} + \frac{i\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}) \\ \frac{d}{dt} \rho_{11} &= - \gamma_1 \rho_{00} + \frac{i\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{01} - \tilde{\rho}_{10}) \\ \frac{d}{dt} \tilde{\rho}_{01} &= - (\gamma_2 + i\delta) \tilde{\rho}_{01} + \frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{11} - \rho_{00}) \\ \frac{d}{dt} \tilde{\rho}_{10} &= - (\gamma_2 - i\delta) \tilde{\rho}_{10} + \frac{i\Omega_0}{2} (\rho_{00} - \rho_{11}),\end{aligned}\quad (3.22)$$

welche nach ihrem von F. Bloch im Jahr 1946 [15] entwickelten Analogon benannt sind. Da im betrachteten 2LS die Besetzung auf die beiden Zustände beschränkt ist, gilt

$$\rho_{00} + \rho_{11} = 1 = \text{const.} \quad (3.23)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{00} = -\frac{d}{dt}\rho_{11}, \quad (3.24)$$

sodass sich die OBG auf

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{10} &= -(\gamma_2 - i\delta)\tilde{\rho}_{10} - \frac{iw}{2}\Omega_0 \\ \frac{d}{dt}w &= -\gamma_1(w+1) - i\Omega_0(\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}) \end{aligned} \quad (3.25)$$

reduzieren lassen. Hierbei wird die Inversion $w = \rho_{11} - \rho_{00}$ als neuer Parameter eingeführt.

3.4. Bloch-Vektor und Bloch-Kugel

Eine sehr hilfreiche Veranschaulichung des durch die Dichtematrix beschriebenen Zustandes bietet der Bloch-Vektor (u, v, w) , dessen Komponenten als

$$\begin{aligned} u &= \tilde{\rho}_{01} + \tilde{\rho}_{10} = 2 \cdot \text{Re}(\tilde{\rho}_{01}) \\ v &= i(\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}) = 2 \cdot \text{Im}(\tilde{\rho}_{01}) \\ w &= \rho_{11} - \rho_{00} \end{aligned} \quad (3.26)$$

definiert sind. Hierdurch lassen sich die OBG zu

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \Omega \\ 0 \\ \delta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \gamma_2 u/2 \\ \gamma_2 v/2 \\ \gamma(w+1) \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

umschreiben. Der Bloch-Vektor setzt sich neben der schon definierten Inversion w aus der dispersiven Komponente u und absorptiven Komponente v zusammen. Letztere wird so bezeichnet, weil das Einsetzen der Definition von v (Gleichung 3.26) in die optische Bloch-Gleichung 3.25

$$\frac{d}{dt}w = -\gamma_1(w+1) - \Omega_0v \quad (3.28)$$

liefert und somit die absorptionsbedingte Änderung der Inversion von v abhängig ist. Eine optische Anregung bewirkt eine Drehung des Bloch-Vektors um die $(-\Omega, 0, -\delta)$ -Achse mit der verallgemeinerten Rabi-Frequenz Ω . Im resonanten Fall ohne Verstimming entspricht dies einer Präzession um die u -Achse mit der resonanten Rabi-Frequenz Ω_0 . Im ungedämpften Fall gilt

$$u^2 + v^2 + w^2 = 1. \quad (3.29)$$

Reine Zustände lassen sich so auf der Oberfläche einer Einheitskugel darstellen, welche als Bloch-Kugel bezeichnet wird und in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Durch Dämpfung hervorgerufene Zustände sind dagegen innerhalb der Bloch-Kugel verortet.

Der Zustand $|0\rangle$ befindet sich am Südpol der Bloch-Kugel und ist bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Systemen als der Leerzustand definiert, bei welchem der Quantenpunkt mit keinem Ladungsträger besetzt ist. Dagegen entspricht der $|1\rangle$ Zustand am Nordpol der Bloch-Kugel grundsätzlich der Besetzung mit einem einfachen, ungeladenen Exziton, wobei die Berücksichtigung der Feinstrukturaufspaltung zunächst nicht an dieser Stelle, sondern im nachfolgenden Abschnitt 3.5 erfolgt. Kohärente maximale Überlagerungen beider Niveaus sind auf dem Äquator der Bloch-Kugel angesiedelt. Die Lage des Zustandes in der u - v -Ebene gibt dabei, bedingt durch das gewählte Bezugssystem, die Phase des Überlagerungszustandes in Relation zur Referenzphase des anregenden Lichtfeldes an. Im Falle einer Verstimming erfolgt eine Drehung des Bloch-Vektors um die w -Achse mit der Kreisfrequenz δ .

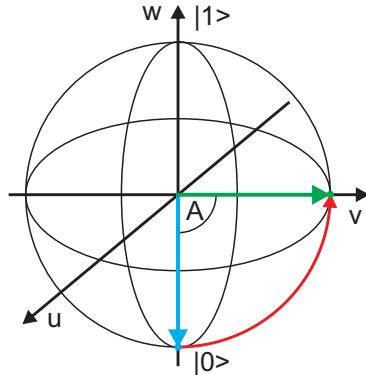


Abbildung 3.1.: Bloch-Kugel als Visualisierung des Zustandes eines Zwei-Niveau-Systems. Dargestellt ist die Drehung des Bloch-Vektors durch einen Puls der Pulsfläche $A = \pi/2$ zur Erzeugung einer kohärenten Superposition der Eigenzustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$, welche an den Polen der Kugel angeordnet sind. [C.7]

3.5. Drei-Niveau-System

Die Ausführungen in den vorherigen Abschnitten des Kapitels 3 bezogen sich auf ein Zwei-Niveau-System. Erfolgt die Anregung des feinstrukturaufgespaltenen Exziton-Grundzustandes polarisationsabhängig, so ist die Beschreibung als Drei-Niveau-System (3LS) erforderlich. Die entsprechend erweiterten optischen Bloch-Gleichungen

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt}\rho_{xy} &= \left(-i(\omega_y - \omega_x) - \frac{\gamma_{x0}}{2} - \frac{\gamma_{y0}}{2}\right)\rho_{xy} - i\Omega_{y0}\rho_{0x}^* + i\Omega_{x0}^*\rho_{0y} - \frac{\gamma_{yx}}{2}(\rho_{xx} + \rho_{yy}) \\
 \frac{d}{dt}\rho_{0x} &= \left(-i(\omega_x - \omega_0) - \frac{\gamma_{x0}}{2}\right)\rho_{0x} - i\Omega_{x0}\rho_{00} + i\Omega_{x0}\rho_{xx} + i\Omega_{y0}\rho_{xy}^* - \frac{\gamma_{yx}}{2}\rho_{0y} \\
 \frac{d}{dt}\rho_{0y} &= \left(-i(\omega_y - \omega_0) - \frac{\gamma_{y0}}{2}\right)\rho_{0y} - i\Omega_{y0}\rho_{00} + i\Omega_{y0}\rho_{yy} + i\Omega_{x0}\rho_{xy} - \frac{\gamma_{yx}}{2}\rho_{0x} \\
 \frac{d}{dt}\rho_{00} &= 2 \operatorname{Im}(\Omega_{x0}^*\rho_{0x} + \Omega_{y0}^*\rho_{0y}) + \gamma_{y0}\rho_{yy} + \gamma_{x0}\rho_{xx} + 4\gamma_{yx}\operatorname{Re}(\rho_{xy}) \\
 \frac{d}{dt}\rho_{xx} &= -\gamma_{x0}\rho_{xx} - 2 \operatorname{Im}(\Omega_{x0}^*\rho_{0x}) - 2\gamma_{yx}\operatorname{Re}(\rho_{xy}) \\
 \frac{d}{dt}\rho_{yy} &= -\gamma_{y0}\rho_{yy} - 2 \operatorname{Im}(\Omega_{y0}^*\rho_{0y}) - 2\gamma_{yx}\operatorname{Re}(\rho_{xy})
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

sind [61] entnommen und basieren auf [90]. Sie weisen folgende Bestandteile auf:

- Der obere Zustand $|1\rangle$ des 2LS wird durch die Feinstrukturniveaus $|X\rangle$ und $|Y\rangle$ ersetzt, auf welche sich auch die Indices „x“ und „y“ beziehen.
- Der Leerzustand wird weiterhin mit $|0\rangle$ bzw. Index „0“ bezeichnet.
- ω_x bzw. ω_y bezeichnet die Kreisfrequenz, welche der Energie des jeweiligen FSS-Überganges entspricht.
- Die Rabi-Frequenz

$$\Omega_{ij} = \frac{E_{ij}d_{ij}}{\hbar} \tag{3.31}$$

bezieht sich auf den Übergang zwischen Niveau i und j . Dabei ist E_{ij} die Projektion des E-Feldes auf die dem Übergang entsprechende Polarisation und d_{ij} das Dipolmoment.

- Die Populationszerfallsrate wird mit

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{T_{1,ij}} \tag{3.32}$$

bezeichnet, wobei i den Start- und j den Endzustand angibt.

Zudem muss die Erhaltung der Gesamtbesetzung (Gleichung 3.24) für das 2LS zu

$$\rho_{00} + \rho_{xx} + \rho_{yy} = 1 \quad (3.33)$$

erweitert werden. Durch die gesteigerte Komplexität des Systems ist die einfache und anschauliche Visualisierung des Gesamtzustandes durch eine einzige Bloch-Kugel bzw. dem dreidimensionalen Bloch-Vektor nicht mehr gültig. Verschiedene Arbeiten, beispielsweise [5] und [66], behandeln daher für Dimensionen $N \geq 3$ die Eigenschaften eines Bloch-Vektors mit der Dimensionalität $N^2 - 1$. Unter anderem präsentieren Kimura et al. zwar in [65] einen generalisierten Bloch-Vektor, jedoch sind zur Darstellung mehrere Diagramme mit Schnittbildern durch unterschiedliche Dimensionen erforderlich.

Alternativ kann der Systemzustand des Drei-Niveau-Systems durch zwei Bloch-Kugeln visualisiert werden. Hierbei bezieht sich jeweils eine Kugel auf den Übergang zwischen dem gemeinsamen Leerzustand $|0\rangle$ und einem der Feinstrukturniveaus $|X\rangle$ oder $|Y\rangle$. Die Projektionen der Bloch-Vektoren auf die w -Achsen der Kugeln geben die Besetzung des jeweiligen Niveaus an, wobei die Randbedingung aus Gleichung 3.33 erfüllt bleiben muss. Die Lage in der u - v -Ebene spiegelt die Phasendifferenz des jeweiligen Übergangs relativ zum anregenden Laserfeld wider und ist unabhängig vom jeweils anderen Übergang. Diese Visualisierung liefert zwar keine streng hergeleitete und vollständige Darstellung, erweist sich jedoch für den Kontext dieser Arbeit als ausreichend anschaulich und aussagefähig.

3.6. Numerische Simulation

Die numerische Simulation des zuvor beschriebenen Drei-Niveau-Systems mit Anregungsfeldern unterschiedlicher Polarisation dient dem besseren Verständnis der experimentellen Ergebnisse, welche insbesondere in Kapitel 8 und 9 vorgestellt werden. Hierfür stellte Prof. Dr. Jens Förstner im Rahmen einer Kooperation eine Simulationssoftware bereit, welche eigens für das hier untersuchte System angepasst wurde. Sie löst die optischen Bloch-Gleichungen 3.30 mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens vierter Ordnung. Die Angaben in diesem Abschnitt basieren auf dem Quelltext [61] der Simulation. Alle relevanten Parameter können entweder einmalig festgelegt oder in Schleifen variiert werden. Hierzu zählen vor allem:

- Übergangsenergie E_{FSS} beider FSS-Niveaus
- Halbwertsbreite T_{FWHM} beider Pulse

3. Zwei- und Drei-Niveau-Systeme

- Pulsverzögerung T_{Delay} in Pikosekunden
- Phasenlage zwischen den Pulsen ($[0 : 2\pi]$)
- Populationszerfallsrate γ_{ij} zwischen den Niveaus i und j

Für jeden Puls können zudem folgende Eigenschaften separat gesetzt werden:

- Pulsfläche A
- Energetische Verstimmung gegenüber dem Anregungslaser δ
- Polarisationszustand in Form des Azimutwinkels Ψ und der Elliptizität χ

Als Schrittweite des Runge-Kutta-Verfahrens wird die Periodendauer der Anregungsfelder verwendet. Beispielsweise liegt diese für Quantenpunkt A ($E_{FSS,1} = 1,360832$ eV, $\lambda_{FSS,1} = 911,205$ nm) in der Größenordnung von $T_{QD,A} = 3$ fs. Simulationen, bei welchen keine Berücksichtigung der Dephasierung erfolgt, starten vier Puls-Halbwertsbreiten ($T_{FWHM} = 2,5$ ps) vor dem ersten Puls und werden vier Puls-Halbwertsbreiten nach dem zweiten Puls beendet, da angenommen wird, dass nach dieser Zeit keine signifikanten Änderungen am Systemzustand mehr erfolgen. In Rechnungen mit Dephasierung erfolgt der Abbruch der Berechnung bereits eine Halbwertsbreite nach dem zweiten Puls, um als Berechnungsergebnis die durch den zweiten Puls maximal bewirkten Besetzungen zu erhalten. Anfangs sind die FSS-Übergänge nicht angeregt, sodass sich das gesamte System im Leerzustand befindet.

Die Ausgabewerte bestehen vor allem aus den Besetzungen und Phaseninformationen der Feinstrukturzustände sowie den elektrischen Feldern der Anregungspulse. Zurückgegeben werden können wahlweise die zeitlichen Verläufe oder die Ausgabewerte am Ende des Simulationszeitraumes.

Sofern nicht abweichend gekennzeichnet, sind in den abgebildeten numerischen Simulationen weder Populationszerfall noch Dephasierung berücksichtigt, da dies die Veranschaulichung und Erklärung der vorgestellten Verfahren erleichtert. Im Falle einer Einbeziehung in die Rechnungen wird in den optischen Bloch-Gleichungen 3.30 für beide Feinstrukturübergänge dieselbe Populationszerfallsrate $\gamma_{x0} = \gamma_{y0}$ verwendet. Ebenso wird $\gamma_{yx} = 0$ gesetzt, wie es bereits in [90] diskutiert wird.

3.7. Polarisation elektromagnetischer Wellen

In diesem Abschnitt sollen die für diese Arbeit relevanten Begriffe und Zusammenhänge zur Polarisation elektromagnetischer Wellen rekapituliert werden. Wie bereits in [79] sind die Formeln und deren Herleitung dabei aus [82] entnommen und bei Bedarf an die hier verwendete Notation angepasst.

Zur Beschreibung der Polarisation einer elektromagnetischen Welle kann diese als Superposition zweier orthogonal zueinander stehenden Transversalwellen beschrieben werden. Im Folgenden wird hierbei nur das elektrische Feld $\vec{E}(z,t)$ betrachtet. \vec{e}_x , \vec{e}_y und \vec{e}_z geben die Einheitsvektoren der Raumrichtungen an. Für eine Welle mit Ausbreitungsrichtung \vec{e}_z gilt so

$$\vec{E}(z,t) = A_x \cos(kz - \omega t) \vec{e}_x + A_y \cos(kz - \omega t + \varphi) \vec{e}_y, \quad (3.34)$$

wobei φ die Phasenverschiebung und A_x beziehungsweise A_y die Amplituden der Teilwellen bezeichnet. Eine mögliche Veranschaulichung eines Polarisationszustandes ist die Polarisations-Ellipse (Abbildung 3.2a), bei welcher die vom E-Feldvektor beschriebene Kurve in der x-y-Ebene dargestellt wird. Lineare Polarisation liegt für $\varphi = \pm\pi \cdot n$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$ vor. Bei $\varphi = (n + 1/2)\pi$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$ stellt sich elliptische Polarisation ein, welche im Spezialfall $A_x = A_y$ zirkular genannt wird. Die Bezeichnung der Polarisationszustände leitet sich direkt von der jeweiligen Kurvenform ab. Der Verkippungswinkel der Hauptachse der Polarisationsellipse gegenüber der x-Achse nimmt Werte im Intervall $[-\pi : \pi]$ an und wird als Azimut Ψ bezeichnet. Diese Benennung erfolgt zum Zwecke der Konsistenz mit der weiteren Darstellung der Poincaré-Kugel (Abbildung 3.2b). Durch Umschreiben der Gleichung 3.34 zur Summe aus einer Sinus- und Kosinus-Welle

$$\vec{E}(z,t) = A_{\cos} (a\vec{e}_x + b\vec{e}_y) \cos(kz - \omega t + \Psi) + A_{\sin} (-b\vec{e}_x + a\vec{e}_y) \sin(kz - \omega t + \Psi) \quad (3.35)$$

mit $a^2 + b^2 = 1$ kann der eingefügte Azimutwinkel bestimmt werden als

$$\Psi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\cos(\varphi)A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \right). \quad (3.36)$$

Der bereits in Abbildung 3.2a eingezeichnete Winkel χ wird als Elliptizität bezeichnet. Er spiegelt das Verhältnis zwischen den großen und kleinen Halbachsen der Polarisations-Ellipse wider. Neben der Angabe der Amplituden und Phasenverschiebung zweier orthogonaler Teilwellen bilden somit Azimut Ψ und Elliptizität χ einen zweiten Parametersatz zur Charakterisierung eines Polarisationszustandes, der im Rahmen dieser Arbeit

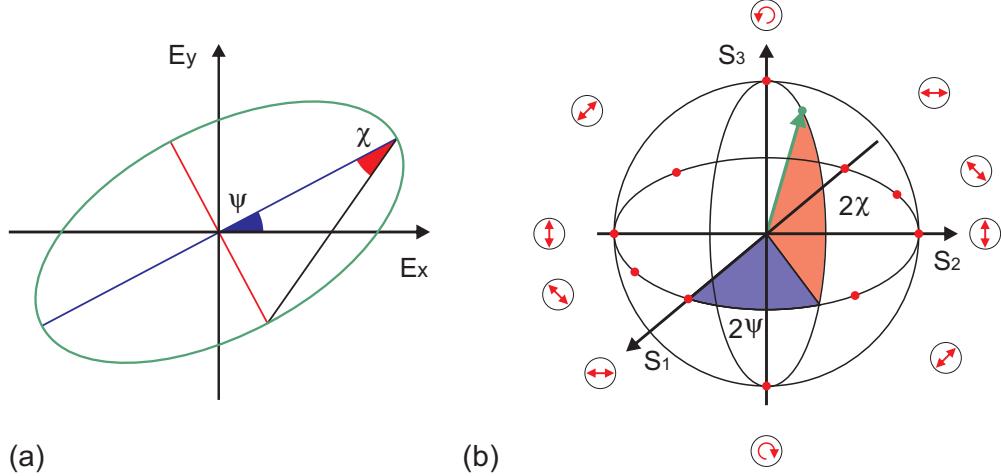


Abbildung 3.2.: (a) Polarisations-Ellipse und (b) Poincaré-Kugel mit den eingezeichneten Winkeln für Azimut Ψ und Elliptizität χ . Die Pfeilsymbole zur Bezeichnung der rot markierten Polarisationszustände sind nicht perspektivisch gezeichnet. [C.5].

überwiegend verwendet wird. In Tabelle 3.1 sind für einige Polarisationszustände, welche im weiteren Verlauf häufig verwendet werden, die entsprechenden Winkeleinstellungen aufgelistet.

Polarisationszustand	Azimut $\Psi(^{\circ})$	Elliptizität $\chi(^{\circ})$
Horizontal	0	0
Vertikal	90	0
Diagonal $+45^{\circ}$	$+45$	0
Diagonal -45°	-45	0
Rechts-zirkular	0	$+45$
Links-zirkular	0	-45

Tabelle 3.1.: Übersicht über häufig verwendete Polarisationszustände und ihre Notation mittels Azimut- und Elliptizitätswinkel.

Einen weiteren Parametersatz stellen die Stokes-Parameter

$$\begin{aligned}
 S_0 &= \overline{A_x^2} + \overline{A_y^2} &= \overline{A_{+45}^2} + \overline{A_{-45}^2} \\
 S_1 &= \overline{A_x^2} - \overline{A_y^2} &= 2\overline{A_{+45}A_{-45}} \cos(2\Psi) &= S_0 \cos(2\chi) \cos(2\Psi) \\
 S_2 &= \overline{2A_xA_y} \cos(\varphi) &= 2\overline{A_{+45}A_{-45}} \sin(2\Psi) &= S_0 \cos(2\chi) \sin(2\Psi) \\
 S_3 &= \overline{2A_xA_y} \sin(\varphi) &= \overline{A_{+45}^2} - \overline{A_{-45}^2} &= S_0 \sin(2\chi)
 \end{aligned} \tag{3.37}$$

dar, welche sich jeweils aus der Phasenverschiebung φ und den gemittelten Intensitäten einer $0^\circ/90^\circ$ oder $+45^\circ/-45^\circ$ Basis bestimmen lassen. Der Parameter S_0 gibt dabei die Gesamtintensität an. Bei Normierung der übrigen Parameter mittels $s_x = S_x/S_0$ folgt, dass

$$s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 \leq 1 \quad (3.38)$$

gilt. Wird die bereits zuvor eingeführte Elliptizität als

$$\chi = \arctan \left(\frac{A_{+45} + A_{-45}}{A_{+45} - A_{-45}} \right) \quad (3.39)$$

definiert, so ergibt sich die dritte Spalte der Gleichungen 3.37, welche von ihrer mathematischen Struktur her Kugelkoordinaten entsprechen. Dies ermöglicht die Darstellung eines Polarisationszustandes als Punkt auf der Poincaré-Kugel, welche in Abbildung 3.2b dargestellt ist. Hierbei sind Zustände vollständiger Polarisation auf der Kugeloberfläche angesiedelt. Da für lineare Polarisationen $\chi = 0$ gilt, liegen diese auf dem Äquator. Rechts- bzw. links-zirkulare Polarisation mit $\chi = \pm\pi/2$ ist dagegen am Nord- bzw. Süd-Pol der Poincaré-Kugel verortet.

4. Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustandes

Wesentlich für die durchgeführten Untersuchungen ist die Tatsache, dass der Grundzustand des einfachen, ungeladenen Exzitons in einem Quantenpunkt in zwei linear und orthogonal zueinander polarisierte Feinstrukturzustände aufgespalten ist. Daher soll in diesem Abschnitt die Feinstrukturaufspaltung (FSS) gesondert von den obigen Grundlagen erläutert werden.

Bereits 1996 berichteten Gammon, Park et. al. [45] von Exzitonen mit Feinstrukturaufspaltung und linearer Polarisation, welche in Spektren einzelner Quantenpunkte gefunden wurden und durch Breitenfluktuationen in schmalen Quantentrögen geformt worden waren. Als Grund für die Aufspaltung wurde auch die Austauschwechselwirkung aufgrund einer Reduktion der Symmetrie vermutet, was durch weitergehende Untersuchungen, unter anderem durch Bayer, Reithmaier et al. [6] und Forchel et al. [7] bestätigt wurde. Hieraus resultierte ein tieferes Verständnis der Feinstrukturaufspaltung.

Im Rahmen dieser Arbeit bezieht sich der Begriff der Feinstrukturaufspaltung immer auf die aufgespaltenen Grundzustände des einfachen, ungeladenen Exzitons, obwohl auch in anderen Konfigurationen, insbesondere in zweifach positiv oder negativ geladenen Exzitonen, eine Feinstrukturaufspaltung bekannt ist [32].

4.1. Austauschwechselwirkung

Die Ausführungen in diesem Abschnitt basieren auf den Arbeiten [7, 36, 139]. Sie sind bereits in [79] enthalten und sollen im Folgenden sinngemäß wiedergegeben werden.

Wird die Exziton-Wellenfunktion mit Ψ_X und die Koordinaten von Elektron und Loch mit r_e und r_h bezeichnet, so gilt allgemein für die Energie des Austauschs zwischen

4. Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustandes

Elektron- und Lochwellenfunktion

$$E_{Austausch} \propto \int \int d^3 r_1 d^3 r_2 \Psi_X^*(r_1, r_2) \times \frac{1}{|r_1 - r_2|} \Psi_X(r_2, r_1). \quad (4.1)$$

Der zugehörige Hamiltonoperator lautet

$$\hat{H}_{Austausch} = \underbrace{- \sum_{i=x,y,z} a_i J_{h,i} S_{e,i}}_{\text{kurzreichweiter Anteil}} - \underbrace{\sum_{i=x,y,z} b_i J_{h,i}^3 S_{e,i}}_{\text{langreichweiter Anteil}}, \quad (4.2)$$

wobei S_e bzw. J_h den Elektron- bzw. Loch-Spin bezeichnet und a bzw. b Kopplungskonstanten sind. Der Hamiltonoperator 4.2 kann ebenso wie das Integral in 4.1 in zwei Anteile separiert werden. Dabei bezieht sich der sogenannte „kurzreichweite“ (bzw. „langreichweite“) Anteil auf den Fall, dass Elektron und Loch im Ortsraum in der selben Wigner-Seitz Einheitszelle zu finden (bzw. nicht zu finden) sind.

Mit z wird diejenige Raumrichtung bezeichnet, in welche das Wachstum der Quantenpunktstruktur erfolgt. Aufgrund hierbei eingebauter Verspannungen weisen leichte und schwere Lochzustände eine Energieaufspaltung von mehreren 10 meV auf. Dies ist wesentlich höher als die bei der Feinstrukturaufspaltung auftretenden Energien, weshalb es zulässig ist, die leichten Löcher zu vernachlässigen. Im Folgenden ist vereinfachend mit „Loch“ immer ein schweres Loch gemeint. Für die möglichen Spineinstellungen von Elektron und Loch gilt daher

$$S_e = +\frac{1}{2} \quad J_h = +\frac{3}{2} \quad S_{e,z} = \pm \frac{1}{2} \quad J_{e,z} = \pm \frac{3}{2}. \quad (4.3)$$

Die sich hieraus ergebenden vier Kombinationsmöglichkeiten aus Elektron- und Loch-Spin sowie magnetischen Momenten $M = J_{h,z} + S_{e,z}$ sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Bezeichnung	Elektron	Loch	magnetisches Moment
	$S_{e,z}$	$J_{h,z}$	$M = S_{e,z} + J_{h,z}$
hell	+1/2	-3/2	-1
hell	-1/2	+3/2	+1
dunkel	+1/2	+3/2	+2
dunkel	-1/2	-3/2	-2

Tabelle 4.1.: Übersicht über die vier möglichen Kombinationen aus Elektron- und Loch-Spin im einfachen, ungeladenen Exziton sowie die daraus folgenden magnetischen Momenten und Bezeichnungen.

Die ebenfalls aufgeführte Bezeichnung des Exzitons als „dunkel“ oder „hell“ geht darauf zurück, dass bei $|M| = 2$ keine Kopplung an ein Lichtfeld erlaubt ist und daher diese Exzitonenzustände nicht anregbar sind, also „dunkel“ bleiben. In Anlehnung an das magnetische Moment werden die Spineinstellungen im Folgenden auch kürzer als Basiszustände ($|+1\rangle, |-1\rangle, |+2\rangle, |-2\rangle$) bezeichnet, sodass der obige Hamiltonoperator 4.2 in der Matrixschreibweise

$$\hat{H}_{Austausch} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} +\delta_0 + \varepsilon_0 & +\delta_1 + \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ +\delta_1 + \varepsilon_1 & +\delta_0 + \varepsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\delta_0 & +\delta_2 \\ 0 & 0 & +\delta_2 & -\delta_0 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

angegeben werden kann. Die Abkürzungen

$$\begin{aligned} \delta_0 &= 1,5(a_z + 2,25b_z) & \delta_2 &= 0,75(b_x + b_y) \\ \delta_1 &= 0,75(b_x - b_y) & \varepsilon_1 &= \varepsilon_x - \varepsilon_y \end{aligned} \quad (4.5)$$

werden im Folgenden zur Diskussion der Einflüsse des kurz- und langreichweitigen Anteils verwendet. Hierbei gehen δ_1 und δ_2 auf den kurzreichweiten sowie ε_x und ε_y auf den langreichweiten Anteil der Austauschwechselwirkung zurück. δ_0 beinhaltet Einflüsse beider Anteile. Die Indices x, y und z beziehen sich dabei auf die jeweilige Raumrichtung.

In Abwesenheit der Austauschwechselwirkung wären die Zustände $|+1\rangle, |-1\rangle, |+2\rangle$ und $|-2\rangle$ für alle Spineinstellungen entartet und es würde keine Feinstrukturaufspaltung vorliegen. Dieser Fall ist in Abbildung 4.1a schematisch dargestellt. Aufgrund der starken Lokalisierung im Quantenpunkt überlappen jedoch die Elektron- und Loch-Wellenfunktionen, was zur Aufspaltung um die Austauschenergie führt, welche wie folgt von den Matrixelementen in Gleichung 4.4 und der Symmetrie des Einschlusspotentials abhängt:

Durch die Struktur der Matrix, bestehend aus zwei 2×2 Untermatrizen, werden Zustände der hellen und dunklen Exzitonen nicht miteinander gemischt. Vielmehr sind sie durch die Energie $2(\delta_0 + \varepsilon_0)$ voneinander separiert, wie es in Abbildung 4.1 b und c skizziert ist. Aufgrund der außerdiagonalen Elemente in den jeweiligen Untermatrizen sind die hellen und dunklen Exzitonen im Allgemeinen hybridisiert.

Zunächst soll das Vorliegen einer Symmetrie des Einschlusspotentials für Elektron und Loch aus der gruppentheoretischen Gruppe D_{2D} betrachtet werden, welche insbesondere die Rotationssymmetrie in der x-y-Ebene beinhaltet. Dabei gilt $b_x = b_y \Rightarrow \delta_1 = 0$ und

4. Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustandes

$\varepsilon_x = \varepsilon_y \Rightarrow \varepsilon_1 = 0$. Damit wird die Submatrix für die hellen Exzitonen zu

$$M_{hell} = \begin{pmatrix} +\delta_0 + \varepsilon_0 & 0 \\ 0 & +\delta_0 + \varepsilon_0 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

reduziert. $|+1\rangle$ und $| -1\rangle$ sind so die Eigenzustände des Hamiltonoperators und weiterhin entartet. Die zugehörigen optischen Übergänge sind zirkular polarisiert (σ^\pm) und es liegt keine Feinstrukturaufspaltung der hellen Exzitonen vor. Die dunklen Exzitonen sind jedoch auch beim Vorliegen einer Rotationssymmetrie bereits aufgespalten (siehe Abbildung 4.1b und c), da $\delta_2 = 0,75(b_x + b_y)$ gilt und so die außerdiagonalen Matrixelemente in der Submatrix

$$M_{dunkel} = \begin{pmatrix} -\delta_0 & +\delta_2 \\ +\delta_2 & -\delta_0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

nicht verschwinden. Im Falle einer Reduktion der Einschlusspotential-Symmetrie, beispielsweise auf die Gruppe C_2 oder C_{2v} , gilt $b_x \neq b_y \Rightarrow \delta_1 \neq 0$ und $\varepsilon_x \neq \varepsilon_y \Rightarrow \varepsilon_1 \neq 0$, sodass die zuvor diskutierten Außerdiagonalelemente erhalten bleiben. Dies führt einerseits zu einer Erhöhung der Aufspaltung zwischen „hellen“ und „dunklen“ Exzitonen, andererseits wird aber auch die Entartung der Zustände $|+1\rangle$ und $| -1\rangle$ aufgehoben und diese um $2(\delta_1 + \varepsilon_1)$ aufgespalten. Die als Feinstrukturaufspaltung bezeichnete Ausbildung zweier optisch anregbarer „heller“ Exziton-Zustände stellt die wesentliche Grundlage für die hier vorgestellten Untersuchungen dar. Durch die Mischung der vormals entarteten Eigenzustände $|+1\rangle$ und $| -1\rangle$

$$\begin{aligned} |X\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+1\rangle + | -1\rangle) \\ |Y\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+1\rangle - | -1\rangle) \end{aligned} \quad (4.8)$$

sind die Feinstrukturübergänge nunmehr linear horizontal bzw. vertikal und somit orthogonal zueinander polarisiert.

Weitere Symmetrie-Erniedrigungen führen nicht zu einer weiteren Aufspaltung, da bereits alle Entartungen aufgehoben sind. Allerdings können sich hierdurch Zustände mischen und die Größe der Feinstrukturaufspaltung ändern. Dies kann beispielsweise durch Anlegen eines Magnetfeldes parallel zu den Wachstumsschichten geschehen, wodurch sich die Zustände der „hellen“ und „dunklen“ Exzitonen mischen. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Magnetfelder angelegt werden, ist an dieser Stelle deren Einfluss auf die Feinstrukturaufspaltung nicht weiter erläutert. Gleichermaßen gilt für die die Zeeman-Aufspaltung. Bayer, Forchel et al. [7] liefern hierzu eine ausführliche Beschreibung sowie Kadantsev und Hawrylak [62] eine theoretische Analyse zur Austauschwechselwirkung.

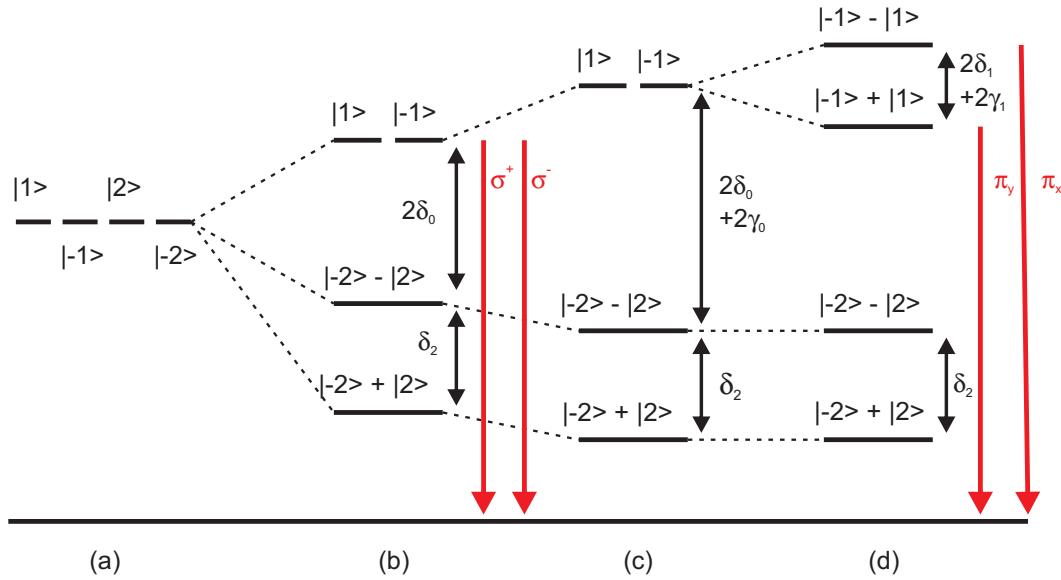


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der Energieniveaus bei Abwesenheit bzw. Wirkung der Austauschwechselwirkungs-Anteile auf die Spinkonfigurationen des einfachen, ungeladenen Exzitons [139]: (a) Ohne Austauschwechselwirkung: Vollständige Entartung aller Basiszustände. (b) Der kurzreichweitige Anteil der Austauschwechselwirkung bewirkt eine Aufspaltung in „dunkle“ und „helle“ Exzitonen. Die optischen Übergänge letzterer sind links-zirkular (σ^-) bzw. rechts-zirkular (σ^+) polarisiert. (c) Die Hinzunahme des langreichweitigen Anteils bei weiterhin rotationssymmetrischem Einschlusspotential erniedrigt die Energie der „dunklen“ Exzitonen zusätzlich. (d) Der Bruch der Rotationssymmetrie führt schließlich zur Feinstrukturaufspaltung der „hellen“ Exzitonen. Die zugehörigen optischen Übergänge sind horizontal (π_x) und vertikal (π_y) linear polarisiert. (Siehe auch [C.8].)

4.2. Manipulationstechniken

Zahlreiche Veröffentlichungen zur Feinstrukturaufspaltung haben als Hintergrund die beabsichtigte Nutzung einzelner Quantenpunkte als Quelle für polarisationsverschränkte Photonen. Hierzu wird zunächst das Biexziton angeregt, was beispielsweise durch resonante Zwei-Photon-Anregung erfolgt [119]. Anschließend bildet der in Abbildung 4.2a skizzierte strahlende, spontane Zerfall eine Kaskade mit zwei gleichwertigen Zerfalls wegen, welche zunächst zu den Grundzuständen des einfachen, ungeladenen Exzitons und anschließend zum Leerzustand führen. Damit verschränkte Photonen mit links- und rechts-zirkularer Polarisation emittiert werden, welche nicht anhand ihrer Energie unterscheidbar sind, ist es erforderlich, dass die Grundzustandsniveaus entartet sind.

Bester und Zunger zeigten in [12], dass bei III-V-Halbleiterquantenpunkten aufgrund der Zinkblendestruktur auch dann kein rotationssymmetrisches Einschlusspotential zu erwarten ist, wenn eine geometrische Rotationssymmetrie vorhanden wäre, was jedoch bei den selbstorganisierten gewachsenen ohnehin nicht der Fall ist. Daher spalten die Grundzustandsniveaus aufgrund der Austauschwechselwirkung (siehe Abschnitt 4.1) wie in Abbildung 4.2b gezeigt auf, was die vorgenannte Ununterscheidbarkeit der Photonen in Bezug auf ihre Emissionsenergie verhindert.

Deswegen wurden zahlreiche Methoden entwickelt, um die Feinstrukturaufspaltung möglichst zu eliminieren oder zumindest so zu reduzieren, damit sie kleiner als die homogene Linienbreite von typischerweise $1 \mu\text{eV}$ ist [146]. Verschiedene Ansätze hierzu sind insbesondere in [94] diskutiert und können wie folgt eingeordnet werden:

Kontrolle des Wachstums

- Kontrolle der geometrischen Symmetrie [56]
- Wachstum von *InGaAs* Quantenpunkten auf (111) *GaAs* Oberflächen [117]
- Verwendung alternativer Materialsysteme, wie beispielsweise *InAs* Quantenpunkte auf *InP* [52]
- Theoretische Betrachtung des Einfluss von geladenen Punktdefekten auf die Feinstrukturaufspaltung [113]

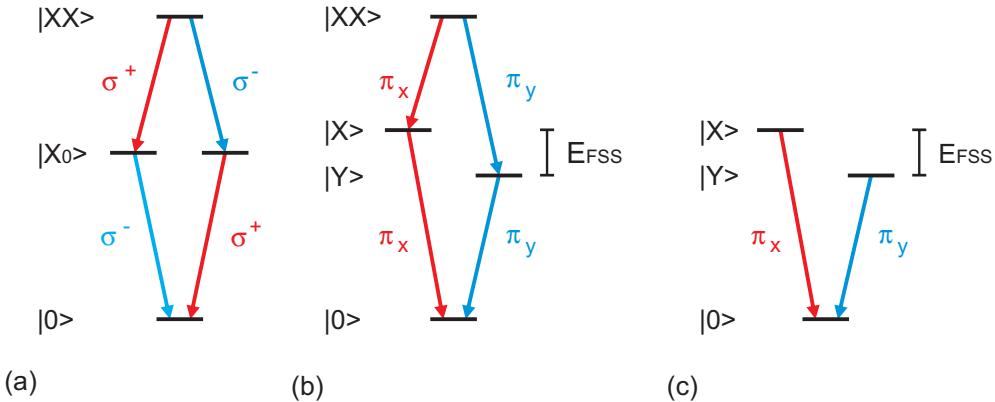


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung der Energieniveaus für Leerzustand, ungeladenes Exziton und Biexziton. (a) Ohne Feinstrukturaufspaltung sind die Grundzustandsniveaus entartet und die optischen Übergänge zirkular (σ^\pm) polarisiert. (b) Mit Feinstrukturaufspaltung liegen horizontal (π_x) und vertikal (π_y) linear polarisierte Übergänge vor. (c) Werden Energie und spektrale Breite der resonanten Anregung so gewählt, dass das Biexziton nicht erzeugt werden kann, dann ist die Betrachtung als V-förmiges Drei-Niveau-System zulässig. [C.9]

Manipulation der Feinstrukturaufspaltung nach dem Wachstum

- Externe Verspannungen [137]
- Vertikal [10, 77] oder lateral angelegte elektrische Felder [46]
- Nutzung des optischen Stark Effekts [88]
- Lateral orientierte magnetische Felder [115]
- Temvern nach dem Wachstum [36, 72]

Beispielsweise konnten Bennett, Shields et al. [10] durch ein angelegtes vertikales elektrisches Feld die Feinstrukturaufspaltung auf $E_{FSS} = 0,7 \mu\text{eV}$ reduzieren oder auch invertieren. In [115] haben Stevenson, Shields et al. durch ein lateral orientiertes magnetisches Feld bzw. durch die Kontrolle der Wachstumsbedingungen die Manipulation der Feinstrukturaufspaltung demonstriert. Bei einer ebenfalls gezeigten getriggerten Emission von Photonen-Paaren äußern sie die Vermutung, dass sogar eine Polarisationsverschränkung vorliegen könnte.

4.3. Nutzung der Feinstrukturaufspaltung

Im Gegensatz zu den vorgenannten Bemühungen zur Reduktion bzw. Vermeidung der Feinstrukturaufspaltung (siehe Abschnitt 4.2) wird selbige im Rahmen dieser Arbeit aktiv genutzt. Da bedingt durch das selbstorganisierte Wachstum kein rotationssymmetrisches Einschlusspotential und somit eine Feinstrukturaufspaltung vorliegt, müssen neben der in Abschnitt 5.1 erläuterten Vorbereitung der Einzelquantenpunktproben keine Verfahren zur Manipulation der Feinstrukturaufspaltung angewendet werden, was als vorteilhafte Vereinfachung angesehen werden kann.

Es muss lediglich durch die gepulsten Laserfelder die Voraussetzung erfüllt werden, dass beide Feinstrukturübergänge gleichermaßen resonant angeregt werden können. Zudem muss durch eine geeignete spektrale Breite der Pulse die Anregung des Biexzitons sowohl durch sequentielle Anregung als auch durch Zwei-Photon-Absorption ausgeschlossen werden. Bei einer Biexziton-Bindungsenergie von typischerweise 2 meV bis 3 meV und einer Linienbreite der Pikosekundenpulse von etwa 0,6 meV [131] für den relevanten Wellenlängenbereich ist die Erfüllung dieser Rahmenbedingungen jedoch sichergestellt. Hierdurch reduziert sich das Vier-Niveau-System zu dem in Abbildung 4.2c dargestellten Drei-Niveau-System.

Unter diesen Voraussetzungen sind für die in Kapitel 8 und 9 vorgestellten Untersuchungen folgende Eigenschaften des feinstrukturaufgespaltenen Systems von zentraler Bedeutung:

Polarisationsbasierte Adressierbarkeit

Wie zuvor in Abschnitt 4.1 ausgeführt, sind die optischen Übergänge zwischen Leerzustand und den Feinstrukturzuständen horizontal bzw. vertikal linear polarisiert und somit orthogonal zueinander. Über die Wahl der Polarisation des anregenden Laserfeldes kann daher gezielt einer der beiden Zustände adressiert werden, während der jeweils andere Zustand nicht involviert ist. In einem solchen Fall wird das System weiter reduziert und bildet ein Zwei-Niveau-System, welches als Realisierung eines Quantenbit (Qubit) angesehen werden kann. Es ist jedoch auch möglich, insbesondere durch die Anregung mit diagonaler oder zirkularer Polarisation, eine Superposition beider Feinstrukturübergänge anzuregen. Die durch das anregende Laserfeld bewirkte Besetzungsänderung verteilt sich dabei entsprechend dem Azimutwinkel Ψ der Polarisation durch Projektion auf die horizontale bzw. vertikale Polarisationsrichtung.

Pauli-Blockade

Die beiden Feinstrukturniveaus besitzen den gleichen Ladungszustand und unterscheiden sich lediglich in der Spinkonfiguration des Elektrons und des Lochs. Durch die Austauschwechselwirkung differieren ihre Energien dabei um die Feinstrukturaufspaltung. Da keine weiteren Übergänge, insbesondere nicht zum Biexziton, möglich sind, ist durch die Pauli-Blockade [22] die Summe der Besetzung beider Zustände auf maximal ein ungeladenes Exziton limitiert. Dies stellt eine weitere essenzielle Eigenschaft des untersuchten Systems dar. Ergibt sich beispielsweise durch einen horizontal linear polarisierten π -Puls $\rho_{xx} = 1$, so kann keine zusätzliche Besetzung im $|Y\rangle$ Zustand erzeugt werden. Hierauf wird in Kapitel 9 anhand der erzielten Messergebnisse näher eingegangen.

Das untersuchte Drei-Niveau-System kann auch in zwei Zwei-Niveau-Systeme aufgeteilt werden, welche über einen gemeinsamen unteren Zustand (den Leerzustand) verfügen. Ihre Gesamtbesetzung ist aufgrund der Pauli-Blockade gemäß Gleichung 3.33 limitiert, aber die Phasen der Zustände entwickeln sich unabhängig voneinander mit der ihrer Übergangsenergie entsprechenden Frequenz. Dies kann zu dem Effekt der Quantenschwebung (Englisch: Quantum Beating) führen, was aber für die Initialisierung der Feinstrukturniveaus unerheblich ist (siehe Abschnitt 7.3).

Weitere Anwendungen

Neben den zuvor genannten Verfahren zur Manipulation der Feinstrukturaufspaltung (siehe Abschnitt 4.2) wurde selbige bereits vereinzelt für andere Zwecke verwendet, von welchen eine Auswahl im Folgenden kurz benannt werden soll:

Bonadeo, Steel et al. [18] regten mit Pikosekunden-Doppelpulsen unterschiedlicher Polarisation und Zeitverzögerung resonant den angeregten Zustand einzelner Exzitonen in Breitenfluktuationen eines $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ Quantentrogs an und detektierten die Photolumineszenz des Grundzustandes. Sie beobachteten eine Quantenschwebung für den Fall, dass die Pulse eine Superposition der Feinstrukturniveaus anregten [44].

Wu, Gammon et al. [143] verwendeten ein Drei-Niveau-System, um mit Hilfe von Pump-Probe Experimenten eine „Quantum State Tomography“ eines einzelnen Qubits in Breitenfluktuationen eines $GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ Quantentrogs durchzuführen. Ein Feinstrukturübergang diente als Qubit, während der zweite Übergang als „Readout“ verwendet wurde.

4. Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustandes

La Boyer Giroday, Shields et al. [70] nutzen die Kontrolle der Feinstrukturaufspaltung über ein vertikales elektrisches Feld zur Änderung der Frequenz einer Quantenschwebung, um dadurch Phasen-Gates und Spin-Flip Operationen zu demonstrieren.

Wang, Cheng et al. [26, 138] untersuchten ein Quantenpunktsystem, ähnlich wie es in dieser Arbeit vorgestellt wird, mit verschiedenen linear polarisierten Einzel- und Doppelpulsen mit dem besonderen Augenmerk auf den Populationstransfer von einem Feinstrukturniveau in das jeweils andere. Hierzu leiteten sie auch explizit die zugehörige Theorie unter Berücksichtigung der Dephasierung her.

5. Experimenteller Aufbau

5.1. Probendesign

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Probe mit der Nummer 14299 [102] wurde am 06.02.2013 durch A. Rai am Lehrstuhl für angewandte Festkörperphysik der Ruhr-Universität Bochum unter Leitung von Prof. Dr. A. D. Wieck mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) gewachsen. Die in Abbildung 5.1 dargestellte Schichtfolge soll im Folgenden in den wesentlichen Zügen erläutert werden: Grundlage der Probe bildet ein kommerzieller n^+ -dotierter *GaAs*-Wafer in [100] Orientierung. Zunächst wird mittels MBE ein *AlAs/GaAs* Übergitter und eine 200 nm dicke n-dotierte *GaAs* Schicht aufgetragen. Es folgen 40 nm intrinsisches *GaAs*, mit einem Dichte-Gradienten entlang des Wafers gewachsene *InGaAs* Quantenpunkte und weitere 270 nm intrinsisches *GaAs*. 40 nm einer $Al_{0,34}Ga_{0,66}As$ Barriere für Elektronen und 10 nm intrinsisches *GaAs* schließen den durch MBE gewachsenen Teil der Probe ab.

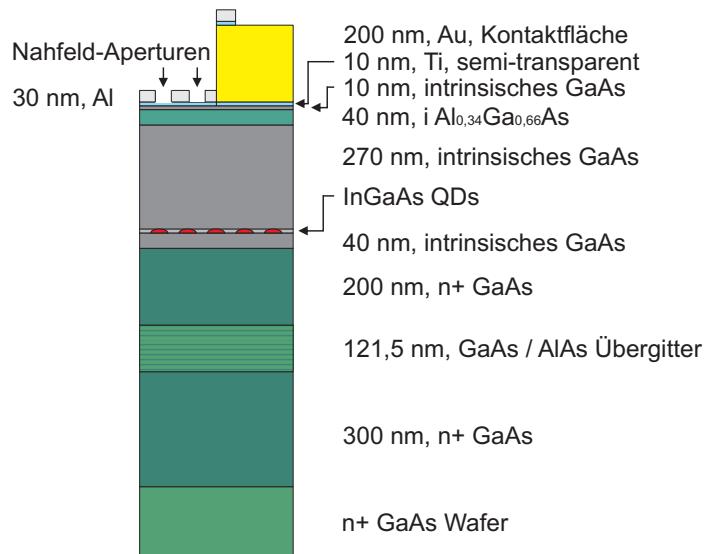


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der Schichtstruktur der Probe 14299. [102]

5. Experimenteller Aufbau

Die weitere Prozessierung zur n-i-Schottky-Diode erfolgt an der Universität Paderborn. Zunächst wird an der Unterseite des Wafers ein ohmscher Rückkontakt hergestellt, indem 15 nm Germanium, 5 nm Gold, 15 nm Chrom-Nickel und 200 nm Gold thermisch aufgedampft und anschließend einlegiert werden [110]. Eine auf das *GaAs* folgende 10 nm dicke Titan-Schicht wird zusammen mit einer 200 nm dicken Gold-Schicht als Kontaktfläche zum späteren elektrischen Anschluss mit Gold-Drähten aufgedampft. In einem weiteren Aufdampfprozess werden lateral versetzt, aber mit Überlapp, zunächst ebenfalls 10 nm Titan und anschließend 30 nm Aluminium aufgebracht, sodass die gesamte Struktur insgesamt 90 μm Breite und 190 μm Länge aufweist. Auf dem *GaAs* liegt lediglich das Titan auf und bildet den Schottky-Frontkontakt.

In das Aluminium wird eine Schattenmaske einem Loch-Durchmesser von 500 nm geätzt, welche zuvor mittels Elektronenstrahl-Lithographie definiert wurde. Die Löcher dienen als Nahfeldaperturen, um die per Laser angeregte Fläche der Quantenpunktschicht zu reduzieren und reproduzierbar anfahrbare Positionen auf der Probe zu erhalten.

Eine Vorauswahl der zu prozessierenden Waferstücke erfolgt mittels „Wafermapping“. Durch die anschließende Vorcharakterisierung per Photolumineszenz-Spektroskopie können Nahfeldaperturen gefunden werden, unter welchen sich nur ein einziger oder zumindest wenige spektral ausreichend voneinander getrennte Quantenpunkte befinden. Die Selektion einzelner Quantenpunkte erfolgt so rein optisch. Das elektrische Feld ist dagegen für alle Quantenpunkte unter der Schottky-Diodenfläche wirksam.

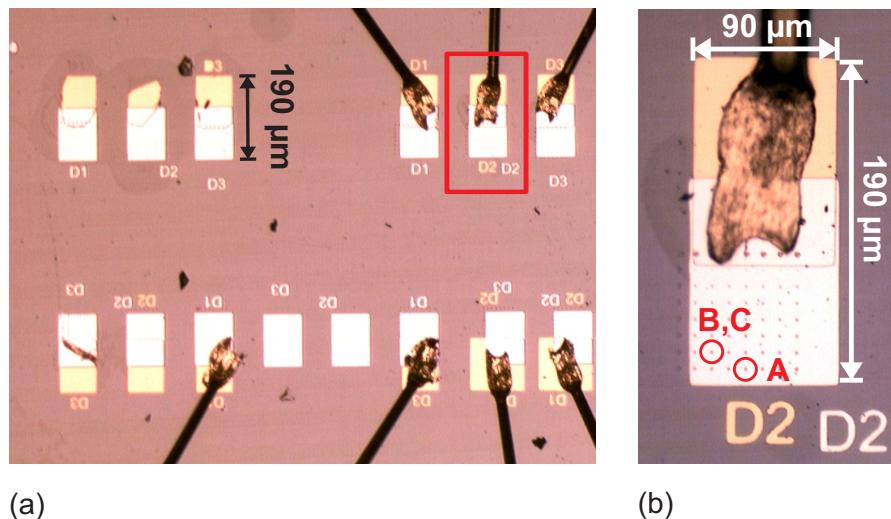


Abbildung 5.2.: Lichtmikroskopaufnahmen (a) aller kontaktierten Schottky-Diodenfelder auf der Probe und (b) der vermessenen Diode, wobei die Nahfeldaperturen, unter welchen sich die untersuchten Quantenpunkte befinden, markiert sind.

Abbildung 5.2 zeigt eine Lichtmikroskopaufnahmen der vermessenen Probe, wobei in Teilbild (a) das verwendete Diodenfeld markiert und in (b) vergrößert dargestellt ist. In letzterem sind auch die Positionen der Nahfeldaperturen eingezeichnet, unter welchen die untersuchten Quantenpunkte liegen.

Die Gesamtdicke d der intrinsischen Schichten beträgt 360 nm. Unter der Annahme einer durch den Schottky-Kontakt eingebauten Spannung von $V_{BI} = 0,89$ V folgt für die Abhängigkeit des anliegenden elektrischen Feldes F von einer extern angelegten Vorspannung V_B gemäß Gleichung 2.2

$$F(V_B) = \frac{1}{d} (V_B + V_{BI}) = 27,78 \cdot 10^3 V_B \frac{1}{cm} + 24,72 \frac{kV}{cm}. \quad (5.1)$$

Der angenommene Wert für die Schottky-Barriereförde V_{BI} entspricht der an der verwendeten Schottky-Diode gemessenen Schwellspannung in Vorwärtsrichtung. Dieser Wert wurde herangezogen, da die Barriereförde von der konkreten Oberflächenbeschaffung des Schottky-Kontaktes abhängt. Für die in der Arbeitsgruppe prozessierten Proben wurden verschiedene Schwellspannungen zwischen 0,6 V bis 0,9 V (bei 4 K) gemessen [100].

5.2. Optische Anregung

Titan-Saphir-Laser

Die kohärente polarisationsabhängige Zustandskontrolle erfordert resonante Anregung mittels Pikosekundenpulsen, um Initialisierung und Manipulation des Exziton-Zustandes innerhalb der Dekohärenzzeit durchzuführen. Hierzu wird ein modengelockter Titan-Saphir-Festkörperlaser [28] verwendet. Dieser zeichnet sich durch horizontal polarisierte Pulse mit einer Halbwertsbreite kleiner als 3 ps bei einer Wiederholrate von 80 MHz aus. Zudem ist die Emissionswellenlänge zwischen 700 nm bis 1000 nm abstimmbar bei einer optischen Ausgangsleistung von max. 1,3 W bei 800 nm. Die Pulse sind nahezu Fourier-transform limitiert. Das heißt, sie weisen für die oben genannte zeitliche Halbwertsbreite eine minimal mögliche spektrale Halbwertsbreite auf. Die Form der Amplituden-Einhüllenden folgt einem Sekans Hyperbolicus.

Als Pumplaser dient ein diodengepumpter $Nd : YVO_4$ -Festkörperlaser, welcher fest bei 532 nm mit maximal 10,5 W (CW) emittiert.

5. Experimenteller Aufbau

Für die Vorcharakterisierungen der einzelnen Quantenpunkte mittels Photolumineszenz lässt sich der verwendete Titan-Saphir-Laser im CW-Modus betreiben, was zwecks Überbandanregung bei 700 nm erfolgt. Dies bietet den Vorteil, dass nach erfolgter Charakterisierung der Probe nur noch minimale Korrekturen an der Justierung der optischen Pfade und der Probenposition erforderlich sind.

Ebenfalls im CW-Betrieb kann prinzipiell auch die Photostrom-Spektroskopie mit dem Titan-Saphir-Laser durchgeführt werden. Allerdings weist der Laser Modensprünge auf, weshalb nicht bei beliebigen Vorspannungen resonante Anregung möglich ist. Zudem driftet die Laserwellenlänge im CW-Betrieb bereits auf einer Zeitskala von Minuten, was die Aufnahme von Photostrom-Spektren erheblich erschwert. Daher wird für diese CW-Messungen ein nachfolgend beschriebener abstimmbarer Diodenlaser verwendet.

Weitere technische Informationen zum Titan-Saphir-Laser und Pumplaser sind in Anhang B.1 und B.2 gelistet.

Abstimmbarer Diodenlaser

Für die Photostrom-Spektroskopie wird im Rahmen dieser Arbeit aufgrund seiner wesentlich besseren Langzeitstabilität und einfacheren Handhabung in der Regel ein CW-Diodenlaser verwendet, dessen Emissionswellenlänge über den Diodenstrom, die Temperatur und ein im Resonator befindliches Gitter zwischen $\lambda_{min} = 910 \text{ nm}$ und $\lambda_{max} = 985 \text{ nm}$ abgestimmt werden kann. Die Linienbreite $\Gamma = 100 \text{ kHz}$ entspricht bezogen auf die spektrale Lage der hier vermessenen Quantenpunkte einer energetischen Linienbreite von $0,0004 \mu\text{eV}$. Die Laserlinie ist somit mindestens drei Größenordnungen schmäler als die typische natürliche Linienbreite der Quantenpunkte mit $1 \mu\text{eV}$ [53], was hochauflöste Photostrom-Spektroskopie ermöglicht.

Weitere technische Informationen zum Diodenlaser befinden sich im Anhang B.3.

Helium-Neon-Gaslaser und VCSEL für Photolumineszenz-Spektroskopie

Im Rahmen der Probenentwicklung und Vorcharakterisierung mittels Photolumineszenz-Spektroskopie ist oftmals nicht der anschließende Wechsel auf resonante Anregung (CW oder gepulst) notwendig. Zur einfacheren Handhabung erfolgt die Anregung hierbei

durch einem leistungsstabilisierten He-Ne-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 632,8 nm und maximal 1 mW optischer Ausgangsleistung. Alternativ wird ein VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) mit 670 nm und max. 1 mW verwendet.

Weitere technische Informationen zum Helium-Neon-Laser enthält Anhang B.4.

5.3. Strahlabschwächung

Typischerweise werden am Tieftemperatur-Probenstab (siehe auch Abschnitt 5.7) folgende Anregungsleistungen benötigt:

- Photolumineszenz-Spektroskopie: $0,5 \mu\text{W}$ bis $20 \mu\text{W}$, CW
- Photostrom-Spektroskopie: $0,25 \mu\text{W}$ bis $60 \mu\text{W}$, CW
- π -Pulse zur kohärenten Kontrolle: $4 \mu\text{W}$
- Justierungs- und Kalibrierungszwecke: Bis zu 1 mW, CW oder gepulst

Die Ausgangsleistungen der oben genannten Laser erfordern daher in der Regel eine mehrstufige Abschwächung. Abstimmbarer Diodenlaser, Helium-Neon-Laser oder VCSEL werden mittels einer Kaskade fester Neutraldichtefilter auf ein für den weiteren Aufbau nötiges Leistungsniveau abgeschwächt. Für den Titan-Saphir-Laser müssen die verwendeten Komponenten aufgrund der Leistungsdichte von $\approx 200 \text{ W/cm}^2$ eine entsprechend hohe Zerstörschwelle und langfristige Haltbarkeit aufweisen. Daher wird der Einfallswinkel auf die unbeschichtete Vorderseite einer Quarzglasscheibe („Beam Sampler“, siehe Anhang B.5) so gewählt, dass aufgrund fresnelscher Reflexion nur eine optische Leistung von 40 mW bei 910 nm zum weiteren Aufbau gelangt. Der Großteil der Laserleistung wird transmittiert und mit einer Strahlfalle sicher geblockt.

5.4. Leistungsregelung

Nach der primären Strahlabschwächung erfolgt unabhängig vom verwendeten Laser und Betriebsmodus eine Regelung der optischen Leistung P_0 in einer kompakten Regeleinheit, welche im Rahmen der hier vorgestellten Untersuchungen neu aufgebaut wurde und in Abbildung 5.3 dargestellt ist. Der horizontal polarisierte Laserstrahl durchläuft dabei die hohle Achse eines Schrittmotors, an welcher ein Polarisator angebracht ist. In

5. Experimenteller Aufbau

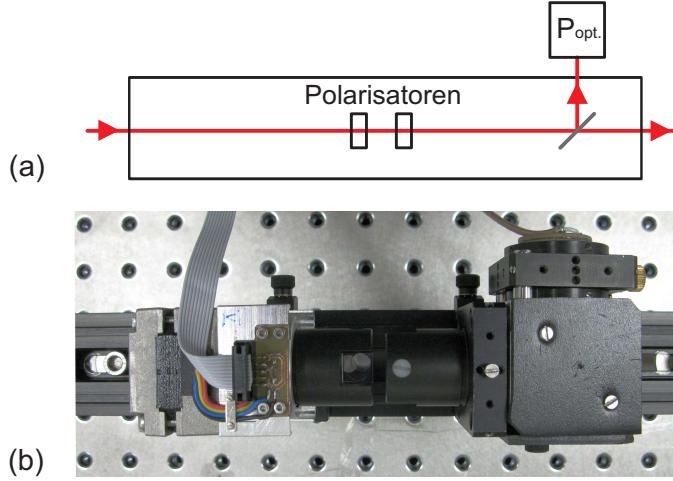


Abbildung 5.3.: (a) Schematische und (b) fotografische Darstellung der polarisationsbasierten Leitungsregelung. Die beiden Polarisator-Würfel sind in den zentral positionierten schwarzen Fassungen eingelassen.

Abhängigkeit vom Drehwinkel α_p erfolgt eine erste Abschwächung gemäß dem Gesetz von Malus ([47], S. 561). Es folgt ein weiterer fester Polarisator, dessen Transmissionsachse parallel zur ursprünglichen Polarisationsrichtung des Lasers ausgerichtet ist, wodurch eine zweite derartige Abschwächung auf die Ausgangsleistung $P(\alpha)$ erfolgt und

$$P(\alpha) = P_0 \cos^2(\alpha_p) \cos^2(\alpha_p) = P_0 \cos^4(\alpha_p) \quad (5.2)$$

gilt. Vom abgeschwächten Strahl wird im Anschluss durch einen „Beam Sampler“ ein kleiner Anteil abgezweigt, durch einen Neutraldichtefilter weiter abgeschwächt und auf eine Photodiode zur Leistungskontrolle geleitet. Eine Elektronik wertet die Photodiode aus und regelt den Drehwinkel des ersten Polarisators mittels eines integrierten PI-Reglers derart nach, dass ein gegebener Soll-Wert an der Photodiode erzielt wird.

Der verwendete Schrittmotor ([86], [B.6]) weist 200 Vollschritte pro Umdrehung auf, welche jeweils durch die Ansteuerelektronik in 64 sogenannte Mikroschritte unterteilt sind. Hierdurch werden 12800 Schritte pro Umdrehung erzielt, was einem Inkrement von $0,0281^\circ$ pro Schritt entspricht. Auskunft über den momentanen Winkel gibt ein interner Schrittzähler der Motorsteuerung. Über eine Referenzmarke, bestehend aus zwei gegensätzlich gepolten Magneten (Durchmesser 1 mm), kann über einen analogen SMD-Hall-Sensor der Nulldurchgang des Magnetfeldes mit einer Wiederanfahrgenauigkeit von ± 2 Mikroschritten bestimmt werden.

Dies ermöglicht eine Kalibrierung des Drehwinkels, welche insbesondere nach einem Neustart der Elektronik oder manuellem Verstellen des Schrittmotors erforderlich ist.

Die zweistufige, polarisationsbasierte Leistungsregelung bietet vor allem die Vorteile, dass die verwendeten Polarisatoren auch für die Leistungsdichten des Titan-Saphir-Lasers geeignet sind, keine Änderung des Strahlversatzes während der Leistungsregelung auftritt und die im vorherigen Abschnitt 5.3 genannten Leistungsbereiche mit einer einzigen Regeleinheit abgedeckt werden können. Im Rahmen des Aufbaus der Leistungsregelung wurde bei der in Abbildung 5.4 dargestellten Testmessung eine Abschwächung von 1 : 38461 bzw. $-45,85 \text{ dB}$ erzielt.

Die Anhänge B.6 und B.7 beinhalten weitere technische Daten der Polarisatoren und Schrittmotoren.

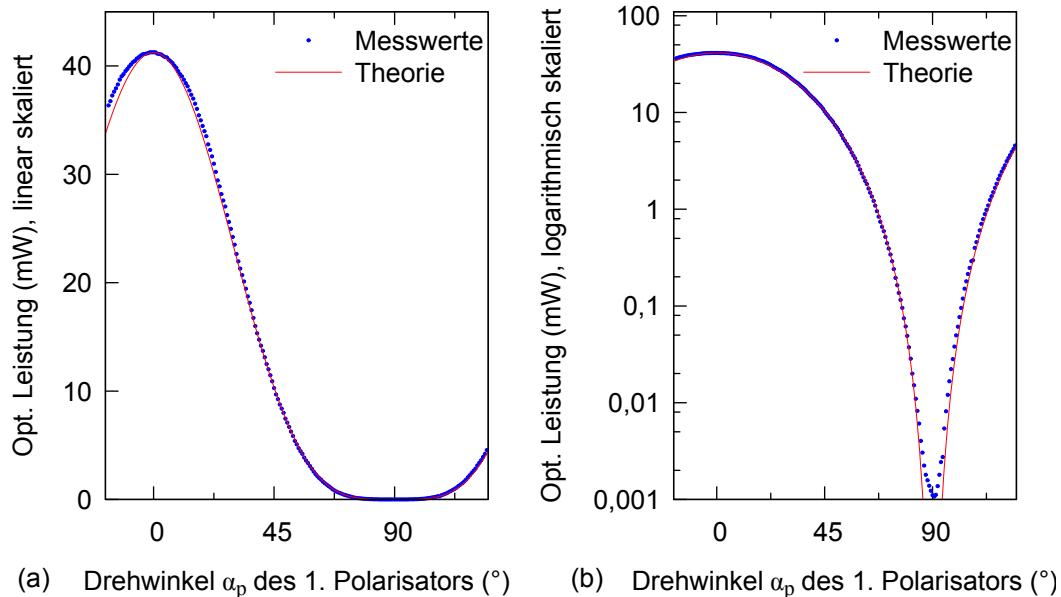


Abbildung 5.4.: Optische Ausgangsleistung der Leistungsregelung in Abhängigkeit vom Drehwinkel α_p des 1. Polarisators mit (a) linearer und (b) logarithmischer Skalierung. Der gemessene Verlauf (blau) stimmt sehr gut mit dem theoretisch zu erwarteten (rot) überein. Für die Messung wurde der Titan-Saphir-Laser im CW-Modus bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ betrieben.

5. Experimenteller Aufbau

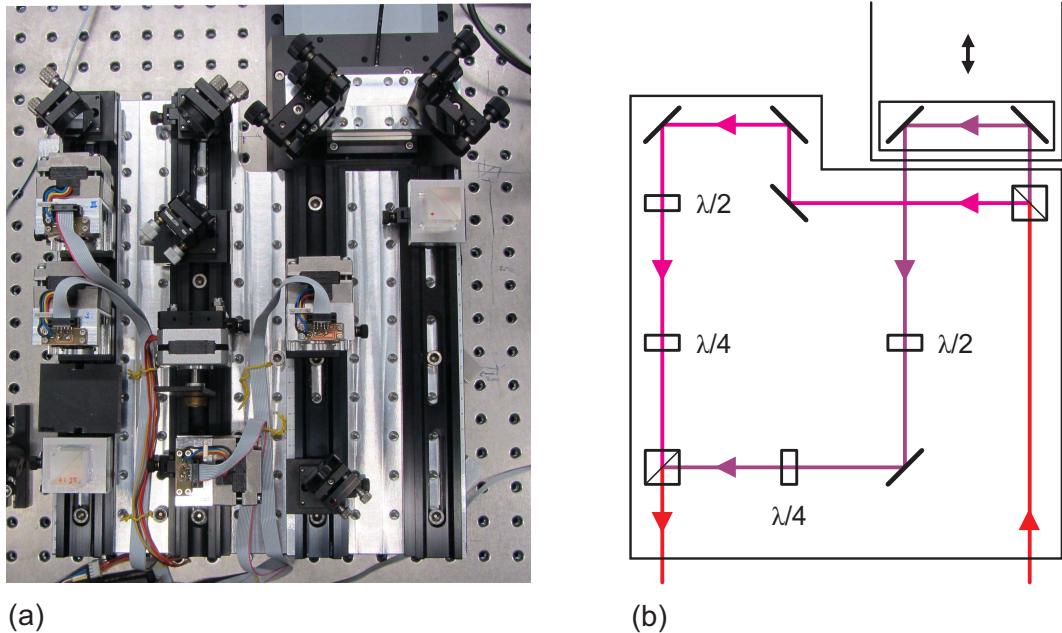


Abbildung 5.5.: (a) Fotografische und (b) schematische Abbildung des modifizierten Mach-Zehnder-Interferometers zur Erzeugung von Doppel-Pikosekundenpulse mit kontrolliertem Abstand, Phasenbeziehung und Polarisation.

5.5. Doppelpuls-Erzeugung

Für die polarisationsabhängige Zustandskontrolle werden Doppel-Pikosekundenpulse benötigt, deren zeitlicher Abstand und Phasenbeziehung zueinander kontrolliert werden kann. Zudem soll ihr Polarisationszustand unabhängig voneinander beliebig präpariert werden. Hierzu dient ein modifiziertes Mach-Zehnder-Interferometer. Eine massive Aluminium-Basisplatte soll die mechanische Stabilität fördern und thermisch bedingte Längenänderungen im Interferometer reduzieren. Zudem ermöglicht sie die Wiederverwendbarkeit des Interferometers und den modularen Aufbau zukünftiger Experimente.

Abbildung 5.5 stellt einer Fotografie (a) des Interferometers eine Skizze der Strahlführung (b) gegenüber. Diese ist so gewählt, dass jeder Teilstahl die gleichen optischen Komponenten in der gleichen Weise und Häufigkeit durchläuft, damit die Strahlqualität durch die Komponenten möglichst gleichartig modifiziert wird. Nach dem Durchlaufen des Eingangs-Strahlteilerwürfels [B.13] in Transmission (bzw. Reflexion) folgen jeweils drei Umlenkspiegel, ein Halbwellen- und ein Viertelwellenplättchen, bis beide Pfade durch den Ausgangs-Strahlteilerwürfel [B.13] in Reflexion (bzw. Transmission) wieder

zusammengeführt werden. Durch einen mechanischen „Shutter“ kann für CW-Messungen oder auch Justierungszwecke jeweils ein Teilstrahl blockiert werden.

Durch das Design als Mach-Zehnder-Interferometer ist es möglich, die Polarisation der Pulse unabhängig voneinander durch Wellenplättchen zu modifizieren, da jede Teilstrecke nur von einem Teilstrahl und allein in einer Richtung durchlaufen wird. Dies wäre bei einem Michelson-Interferometer nicht ohne Weiteres gegeben. Zudem verlaufen (mit Ausnahme der zusätzlichen Verzögerungs-Strecke) jeweils gleich lange Teilstrecken beider Pfade parallel zueinander. Mechanisch bedingte Streckungen oder Stauchungen des gesamten Aufbaus wirken sich so in gleichem Maße auf beide Teilstrahlen aus. Dadurch kompensieren sich die entstehenden Laufzeitdifferenzen gegenseitig und die Phasenstabilität des Interferometers wird erhöht.

Zur Einstellung der Zeitverzögerung beider Pulse dient ein Linearverschiebetisch [B.8] mit 30 cm Verstellweg und einer Anfahrtsgenauigkeit von 100 nm (unidirektional). Er verfügt über ein integriertes Längenmesssystem mit einer Referenzposition in der Mitte des Verstellbereichs. Auf dem Linearverschiebetisch befindet sich zur Einstellung der Phasenlage zwischen den Pulsen ein Nanopositionierer [B.9] mit einem Verstellweg von 500 μm . Dieser trägt einen Retroreflektor, welcher aus zwei Umlenkspiegeln eines Interferometerarms besteht. Für den Zusammenhang zwischen der Spiegel-Position und der Zeitverzögerung der Pulse gilt dabei

$$T_{\text{Delay}}(x) = 2 \frac{x - x_0}{c}, \quad (5.3)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit und x die absolute Position des Linearverschiebetischs bezeichnet. x_0 gibt die Distanz zwischen der Referenzmarke des Linearverschiebetischs und der Nullstellung des Interferometers ($T_{\text{Delay}}(x_0) = 0$) an. Der Faktor 2 resultiert aus dem Hin- und Zurücklaufen des Strahls entlang der Verzögerungsstrecke. Beispielsweise gilt: $T_{\text{Delay}}(1 \text{ mm}) \approx 6,67 \text{ ps}$ bzw. $1 \text{ ps} \approx T_{\text{Delay}}(0,15 \text{ mm})$.

Die Ansteuerelektronik des Nanopositionierers verfügt über einen analogen Eingang, über welchen die Sollposition vorgegeben werden kann. Der Eingang akzeptiert Spannungen zwischen -10 V und $+10 \text{ V}$, welche intern durch einen 16 bit Analog-Digital-Wandler ausgewertet werden. Softwareseitig ist das Steuergerät so konfiguriert, dass 0 V der minimalen und $+10 \text{ V}$ der maximalen Ausdehnung der Piezos entsprechen. Es wird so eine Auflösung von 15,3 nm pro Spannungssinkrement erzielt. Bei den vorliegenden Wellenlängen (beispielsweise 911,2 nm für Quantenpunkt B) können so etwa 60 Messpunkte pro Ramsey-Interferenz-Periode aufgenommen werden. Anhang B.8 und B.9 beinhalten weitere technische Daten der Positionierer.

5.6. Polarisationssteuerung

Die bereits im vorherigen Abschnitt 5.5 genannten Wellenplättchen in jedem Pfad des Interferometers dienen zur Präparation beliebiger Polarisierungen. Der Strahl durchläuft zunächst ein Halbwellenplättchen, dessen schnelle Achse um den Winkel $\alpha_{\lambda/2}$ relativ zum linear und horizontal polarisierten Laser (Azimut: $\Psi_0 = 0^\circ$, Elliptizität: $\chi_0 = 0^\circ$) gedreht ist. Durch das Halbwellenplättchen erfolgt eine Drehung der linearen Polarisation um den Winkel

$$\Psi = 2\alpha_{\lambda/2}. \quad (5.4)$$

Das darauf folgende Viertelwellenplättchen ermöglicht die Erzeugung elliptischer Polarisationszustände. Seine schnelle Achse ist unter dem Winkel $\beta_{\lambda/4}$ ausgerichtet, welcher wiederum relativ zur ursprünglichen Polarisation des Lasers definiert ist. Die Winkel-differenz zwischen dem Viertelwellenplättchen und der linearen Polarisation des Lasers nach dem Halbwellenplättchen entspricht der Elliptizität

$$\chi = \beta_{\lambda/4} - 2\alpha_{\lambda/2}. \quad (5.5)$$

Insbesondere ergibt sich rechts- bzw. links-zirkulare Polarisation bei $\chi = +45^\circ$ bzw. $\chi = -45^\circ$, wohingegen bei $\chi = 0^\circ$ lineare Polarisationen unverändert bleiben. Da sich das Viertelwellenplättchen permanent im Strahlengang befindet, muss selbiges auch dann nachgeführt werden, wenn lediglich eine Änderung der linearen Polarisationen durch Drehung des Halbwellenplättchens vorgenommen wird, aber die Elliptizität nicht verändert werden soll.

Allerdings bewirkt das Viertelwellenplättchen nicht nur eine Änderung der Elliptizität χ , sondern auch eine Verkippung des Azimut Ψ um $\Delta\Psi = \Delta\chi$. Gleichung 5.4 muss daher modifiziert werden zu

$$\Psi = 2\alpha_{\lambda/2} + \chi.$$

Aus dem Einsetzen der Elliptizität (Gleichung 5.5) folgt so

$$\Psi = 2\alpha_{\lambda/2} + (\beta_{\lambda/4} - 2\alpha_{\lambda/2}) = \beta_{\lambda/4}.$$

Zusammenfassend lauten die Beziehungen zwischen den Winkeln der Wellenplättchen und den Winkeln, welche den Polarisationszustand charakterisieren, daher

$$\begin{aligned} \Psi &= \beta_{\lambda/4} & \beta_{\lambda/4} &= \Psi \\ \chi &= \beta_{\lambda/4} - 2\alpha_{\lambda/2} & \alpha_{\lambda/2} &= \frac{1}{2}(\Psi - \chi). \end{aligned} \quad (5.6)$$

Zusätzlich zu den beschriebenen Änderungen des Polarisationszustandes verursachen die Wellenplättchen eine absolute Phasenverschiebung des anregenden Lasers, welche von den jeweiligen Winkeleinstellungen abhängig ist.

Beide Wellenplättchen sind analog zu dem vorgenannten Polarisator an der hohlen Achse eines Schrittmotors angebracht, was die automatisierte Einstellung der Polarisation erlaubt. Die Überprüfung der Polarisationssteuerung mittels eines Freistahl-Polarimeters [B.10] zeigt jedoch, dass durch nachfolgende optische Elemente der Polarisationszustand vor dem Eintritt in den Probenstab (siehe nachfolgender Abschnitt 5.7) signifikant von den Werten abweicht, die nach den obigen Gleichungen 5.6 zu erwarten wären. Als primäre Ursache hierfür werden die eigentlich als unpolarisierend deklarierten Strahlteilerwürfel vermutet.

Der Zusammenhang zwischen den Winkeleinstellungen für Halb- und Viertelwellenplättchen und der effektiv resultierenden Polarisierung wurde daher für den konkreten Aufbau mit Hilfe des Polarimeters detailliert erfasst und in der Software zur Polarisationssteuerung als empirische Referenzdaten hinterlegt. Aufgrund der Geometrie des Probenstabes muss die Überprüfung der präparierten Polarisierung allerdings bereits vor dem Eintritt des Strahls in den evakuierten Bereich des Probenstabes erfolgen. Bis zum Quantenpunkt folgen ein verkipptes Glasfenster, das Tieftemperaturmikroskop sowie die Nahfeldapertur auf der Schottky-Diode. Polarisationsabhängige Messungen zur Auflösung der Feinstrukturaufspaltung in Abschnitt 6.3 demonstrieren jedoch, dass durch die vorgenannten Elemente keine signifikante Verfälschung der Polarisierung erfolgt.

5.7. Tieftemperatur-Probenstab

Zum gezielten Anregen eines einzelnen Quantenpunktes unter einer in Abschnitt 5.1 beschriebenen Nahfeldapertur ist es nötig, die Probe in allen Raumrichtungen mit hoher Auflösung positionieren zu können. Hierfür wird eine Kombination aus drei Nanopositionierern mit piezoelektrischen Trägheitsantrieb verwendet. Abbildung 5.6 zeigt die Verstellereinheit mit der in dieser Arbeit vermessenen Probe. Der Quantenpunkt wird im Fokus eines Mikroskopobjektives [B.11] positioniert, welches eine einhundertfache Vergrößerung bei einer numerischen Apertur von 0,75 NA und 0,95 mm Arbeitsabstand aufweist. Es ist im rechten Teil der Abbildung 5.7 dargestellt und für Unendlich-Optik optimiert. Dies ermöglicht einerseits einen langen Strahlengang, andererseits ist das bedarfswise Einbringen weiterer optischer Komponenten in den Strahlengang möglich.

5. Experimenteller Aufbau

Zudem können durch Stahlteilung mehrere Linsen als abbildende Tubuslinse fungieren, was für die weiter unten beschriebenen Fasereinkopplung, Beleuchtung und Kamera relevant ist.

Um die vorgestellten Untersuchungen durchführen zu können, ist die Kühlung der Probe auf wenige Kelvin erforderlich. Als Kühlmittel wird hierfür flüssiges Helium (Siedepunkt 4,2 K ([47], S. 302)) in einer superisolierten Weithalskanne (Halsdurchmesser 40 mm) mit einem Fassungsvermögen von 100 l verwendet, was Messperioden von bis zu 4 Wochen ermöglicht.

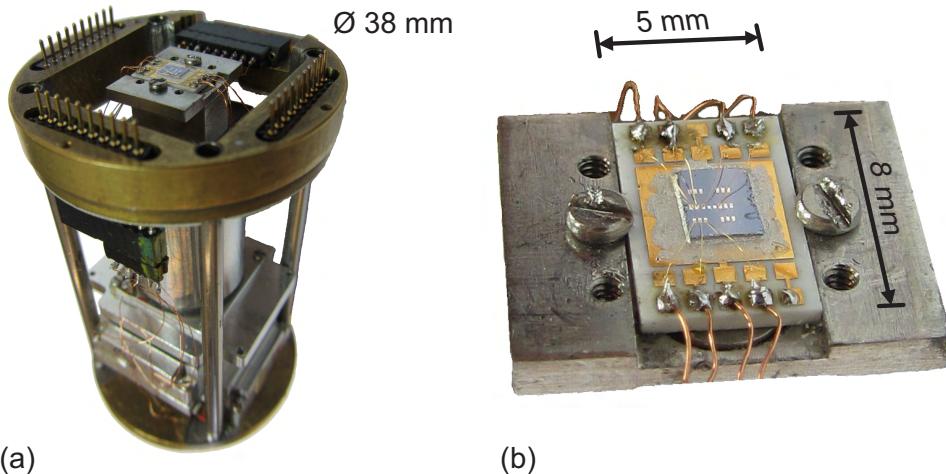


Abbildung 5.6.: (a) Positioniereinheit mit piezoelektrischen Trägheitsantrieben (unten) und montierter Probe (oben). (b) Vergrößerte Aufnahme der auf einem Keramikträger aufgelöteten, elektrisch kontaktierten und auf der Versteller-Einheit fixierten Probe. In der Mitte sind die einzelnen Diodenfelder zu erkennen.

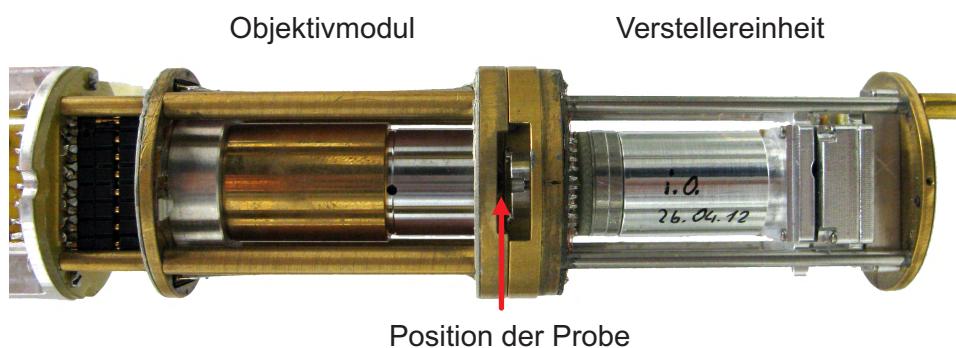


Abbildung 5.7.: Unteres Ende des Probenstabes bestehend aus Objektivmodul (links) und Verstellereinheit (rechts). Durch die Aussparung zwischen beiden Modulen ist die Position der Probe ersichtlich.

Die Probe inklusive Positioniereinheit und Objektiv befindet sich an der Spitze eines Probenstabes, welcher von einem Edelstahlrohr geschützt in die Helium-Kanne eingelassen wird. Vor dem Abkühlen wird das Rohr evakuiert und mit einem geringen Partialdruck gasförmigen Heliums als Wärmeaustauschgas gefüllt. Dies verhindert die Kondensation von Luftfeuchtigkeit, insbesondere auf dem Objektiv und der Probe, sowie das Festfrieren der piezoelektrischen Trägheitsantriebe. Zudem wird hierdurch die Wärmeleitung zum Helium-Bad sichergestellt.

Außerhalb der Helium-Kanne befindet sich der in Abbildung 5.8 fotografisch und schematisch wiedergegebene Kopf des Probenstabes mit den folgenden weiteren optischen Elementen:

Ein als unpolarisiert deklarierter Strahlteilerwürfel [B.13] teilt den (in der Abbildung von rechts einlaufenden) Anregungsstrahl im Verhältnis 50 : 50. Er führt jedoch, wie bereits im vorherigen Abschnitt 5.6 diskutiert, zu einer Polarisationsänderung, was insbesondere für die Anregungspolarisation relevant ist.

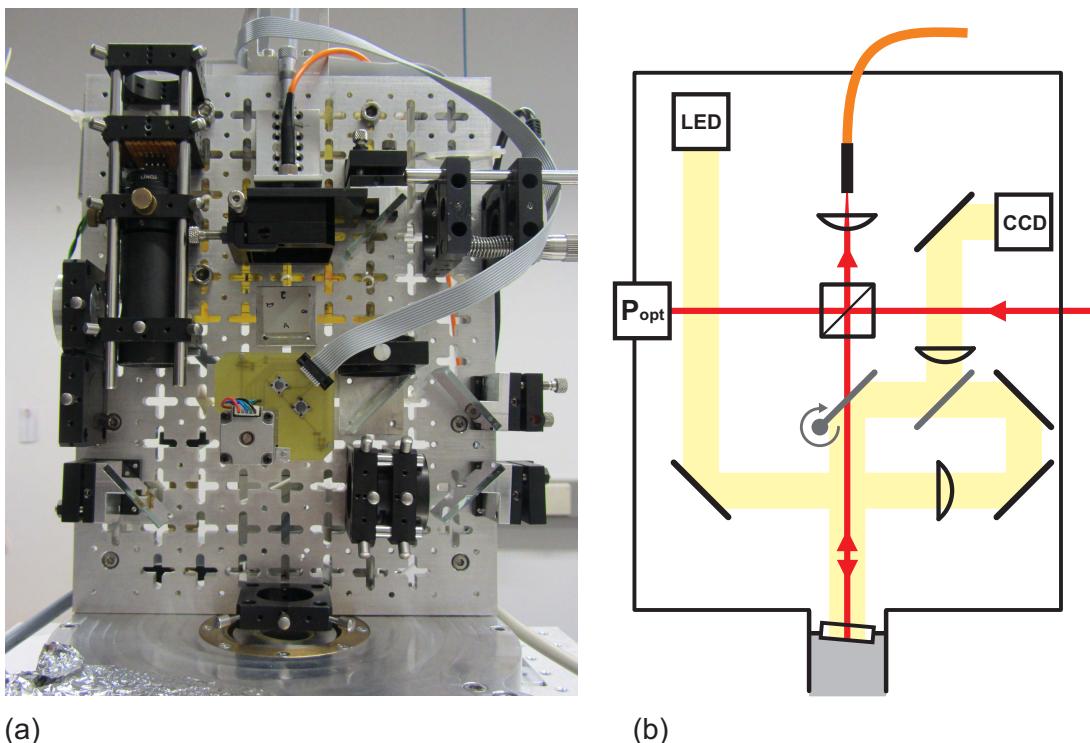


Abbildung 5.8.: (a) Fotografische und (b) schematische Darstellung des Probenstabkopfes außerhalb der Helium-Kanne. Für die Funktionalität nicht relevante Teilstrahlen sind nicht dargestellt.

5. Experimenteller Aufbau

In Transmission führt ein Teilstrahl auf den Messkopf eines Leistungsmessgerätes. Sofern nicht anderweitig gekennzeichnet, beziehen sich alle in dieser Arbeit genannten Angaben zur Anregungsleistung auf die an dieser Stelle gemessene optische Leistung. Die wirklich am Quantenpunkt wirkende Anregungsleistung kann dagegen nicht angegeben werden, da zahlreiche Faktoren, wie zum Beispiel die Überstrahlung der Eingangsapertur des Mikroskopobjektives oder der Nahfeldapertur nicht mit vertretbaren Aufwand bestimmt werden können. Alle Leistungsangaben dienen daher vornehmlich dem Vergleich und der Wiederholbarkeit verschiedener Messungen.

Der den Strahlteilerwürfel in Reflexion verlassende Teilstrahl tritt durch ein Fenster in den heliumbefüllten Bereich des Probenstabs innerhalb der Kanne ein und wird auf die Eingangsapertur des Mikroskopobjektives justiert.

Die von der Probe emittierte Photolumineszenz wird durch das Objektiv parallelisiert, durchläuft den Strahlteilerwürfel in Transmission, wird durch eine Linse in eine Multimodeglasfaser eingekoppelt und der Spektralanalyse zugeführt, welche in Abschnitt 5.8 näher ausgeführt ist.

Die weiteren auf dem Probenstabkopf angebrachten Optiken dienen zur Abbildung der Probenoberfläche zwecks Anfahrt und Justierung auf die Nahfeldaperturen. Eine weiße LED und CCD-Farbkamera können dabei über einen motorisiert einklappbaren Strahlteiler in den Strahlengang eingefügt werden. Dies erfolgt nach dem Strahlteilerwürfel, welcher andernfalls durch Reflexionen der LED einen reduzierten Kontrast im Kamerabild verursachen würde. Zudem können durch diese Anordnung die Probenoberfläche und der Laserfokus gleichzeitig abgebildet werden. Das vorgenannte Fenster zum evakuierten Abschnitt des Probenstabs ist um wenige Grad verkippt, um Rückreflexionen der LED direkt in den Strahlengang zu verhindern, welche zu einer Beeinträchtigung des Kamerabildes führen könnten.

Neben den optischen Komponenten weist der Probenstab zahlreiche elektrische Zuleitungen auf, die zur Ansteuerung der Nanopositionierer, Messung der Temperatur über einen PT1000-Widerstand und dem Testen mehrerer Schottky-Dioden auf der Probe dienen. Hierbei werden für den Rückkontakt und die letztlich untersuchte Schottky-Diode Koaxial-Leitungen verwendet, um eine zusätzliche Abschirmung zu erzielen.

Der verwendete Probenstab wurde im Jahr 2010 durch die Arbeitsgruppe komplett neu konzipiert und aufgebaut. Es handelt sich um die nunmehr dritte Generation derartiger Probenstäbe, welcher sich durch die Vorbereitung und Erweiterbarkeit für zukünftige Anforderungen auszeichnet.

Hierzu zählen insbesondere:

- Das Beheizen der Probe
- Das Einfügen weiterer Optiken in den Strahlengang des Probenstabs
- Eine „Semi-Rigid“-Leitung für Hochfrequenzanwendungen
- Die Möglichkeit zur Zuführung einer Glasfaser an die Probe

5.8. Detektion der Photolumineszenz

Zur spektralen Analyse wird die Photolumineszenz am Probenstabkopf in eine Multimodeglasfaser mit einem Kerndurchmesser von $105\text{ }\mu\text{m}$ [B.14] und einer numerischen Apertur von 0,2 eingekoppelt sowie ohne weitere abbildende Optik dem spaltlosen Eingang eines Monochromators zugeführt. Ein Langpassfilter [B.15] mit einer „Cut-Off“-Wellenlänge von 760 nm dient zur Vermeidung von Streulicht im Monochromator durch den Anregungslaser. Der Monochromator verfügt über eine Fokuslänge von 500 mm und zwei Gitter mit 300 und 1200 Linien pro Millimeter mit einem „Blazing“ für 750 nm, wobei in der Regel letzteres verwendet wird.

Als Detektor dient eine mittels flüssigem Stickstoff gekühlte Silizium-CCD Kamera [B.17]. Durch eine elektrische Heizung inklusive Regeleinheit wird die SensorTemperatur auf $-120\text{ }^\circ\text{C}$ eingestellt [96]. Der Detektor erlaubt die Identifizierung einzelner Quantenpunkte anhand der Photolumineszenzlinien verschiedener Ladungszustände des Exzitons sowie die Auswertung des Quantum-Confinement Stark Effekts. Die Auflösung der Grundzustands-Feinstrukturaufspaltung ist jedoch optisch mit dem Spektrometer nicht möglich.

5.9. Vorspannung und Photostrom-Messung

Zur Vorspannung der Schottky-Diode in das Photostrom-Regime und zur Abstimmung der Exziton-Übergangsenergien über den Quantum-Confinement Stark Effekt wird eine rechnergesteuerte Spannungsquelle benötigt. Zudem erfordert die Photostromspektroskopie und das Auslesen der Exziton-Besetzung eine Strommessung im Sub-Pikoampere-Bereich. Beide Funktionalitäten werden durch ein in der Arbeitsgruppe entwickeltes Kombigerät bereitgestellt.

5. Experimenteller Aufbau

Die Digital-Analog-Converter (DAC) Komponente liefert Spannungen von $\pm 10\text{ V}$ und kann zum Schutz der Schottky-Diode softwareseitig auf einen für die Untersuchungen üblichen Spannungsbereich limitiert werden. Bei 16 bit Auflösung des DAC (Modell LTC1655, [76]) wird ein minimales Spannungssinkrement von $0,31\text{ mV}$ erzielt. In Kombination mit einem in der Gerätefirmware implementierten Modus wird das quasi-kontinuierliche Fahren von Spannungsrampen ermöglicht, was insbesondere für die Photostromspektroskopie und die Bestimmung der Diodenkapazität hilfreich ist. Denn aufgrund der nicht vernachlässigbaren Kapazität der Schottky-Diode (siehe auch Abschnitt 6.1) würden zu schnelle Spannungsänderungen einen verhältnismäßig großen Verschiebestrom hervorrufen, welcher sich in Form von kurzzeitigen Ausschlägen im Photostromsignal äußern würde.

Der zu messende Photostrom wird zunächst in eine hierzu proportionale Spannung gewandelt. Dafür wird ein hochwertiger Operationsverstärker als Transimpedanzverstärker mit einem Rückkoppelwiderstand von $1\text{ G}\Omega$ betrieben. Die Digitalisierung erfolgt mittels eines ± 18 bit Analog-Digital-Converters (ADC) (MAX132, [80]).

Zur Rauschunterdrückung werden mehrere Maßnahmen getroffen: Der Operationsverstärker ist auf der Platine gesondert von einem Metallschirm umgeben. Zudem ist das gesamte Kombigerät in einem Metallgehäuse untergebracht. Die Spannungs- und Datenanbindung des Gerätes ist galvanisch von den weiteren Komponenten getrennt. Die Anschlüsse für DAC und ADC erfolgen über SMA-Buchsen und die Koaxialkabel zum Probenstab sind mit maximal 14 cm Länge möglichst kurz gehalten. Sowohl das Kombigerät, als auch die Kabel und Anschlüsse am Probenstab sind nochmals mit Aluminiumfolie geschirmt und über einen gemeinsamen Punkt geerdet. Zudem erfolgen die Wandlungen des ADC in einem 20 ms Zeitraster, um mögliche Einstreuungen durch Netzspannungen mit 50 Hz auszumitteln.

Aus dem Messbereich von $\pm 1\text{ nA}$ folgt zunächst eine rechnerische Auflösung von $3,8\text{ fA}$. Bei einer Testmessung ohne angeschlossenen Probenstab und gesondert geschirmtes Kombigerät ergibt sich eine Standardabweichung des gemessenen Photostroms von $15,8\text{ fA}$. Ist der ADC mit einer im Probenstab eingebauten und abgekühlten, vorgespannten, aber unbeleuchteten, Schottky-Diode verbunden, so erhöht sich die Standardabweichung zwar auf $75,2\text{ fA}$. Gleichzeitig bestätigen diese Testmessungen aber, dass der verwendete Aufbau zur Photostrommessung im Sub-Pikoampere Bereich geeignet ist.

5.10. Geräteansteuerung und Messdatenaufnahme

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen erfordern die Ansteuerung zahlreicher Komponenten zum Zwecke der Justierung des experimentellen Aufbaus, zur Variation von Parametern im Rahmen von Messreihen sowie zur Aufnahme von Messgrößen. Hierzu dient eine selbst entwickelte Anwendung, welche sich insbesondere durch ihre Modularität auszeichnet. Derzeit sind bereits über 25 verschiedene Geräte in die Software integriert. Eine einheitliche Software-Schnittstelle ermöglicht zudem die Erweiterung um zusätzliche Komponenten. Messreihen und automatische Justierroutinen können durch beliebig definierbare Code-Blöcke programmiert sowie Konfigurationen automatisiert geladen werden. Vor allem werden so folgende Komponenten durch einen Messrechner kontrolliert:

- Photostrommessung mittels Analog-Digital-Konverter
- Digital-Analog-Konverter zwecks Bereitstellung der Vorspannung V_B
- Position des Linearverschiebetisches zur Einstellung der Pulsverzögerung T_{Delay}
- Stellung des Nanopositionierers zur Kontrolle der Phase zwischen den Doppelpulsen
- Klappstrahlteiler am Probenstabkopf zum Einfügen von CCD-Kamera und Beleuchtung in den Strahlengang
- LED zwecks Beleuchtung der Probe
- Erfassung der optischen Anregungsleistung mittels diverser Powermeter
- Überprüfung des „Modelocking“-Betriebs des Titan-Saphir-Lasers mit Hilfe eines Analog-Digital-Konverters
- Ansteuerung des Monochromators
- Auslesen der Spektrometer-CCD-Kamera
- Kontrolle der Anregungsleistung durch Ansteuerung des Hohlachs-Schrittmotors und Auslesen der Photodiode
- Gezielte Präparation der Polarisation für den ersten und zweiten Pikosekundenpuls mittels Ansteuerung jeweils zweier, mit Halb- und Viertelwellenplatten bestückter Hohlachs-Schrittmotoren
- Auswahl eines oder beider Interferometer-Teilstrahlen durch den per Schrittmotor bewegten „Shutter“
- Auslesen des Polarimeters zur Kontrolle der präparierten Polarisationszustände

5. Experimenteller Aufbau

Die CCD-Kamera zur Beobachtung der Probenoberfläche wird über eine proprietäre Software ausgelesen. Die Ansteuerung der Nanopositionierer zur Probenjustierung erfolgt über eine separate, ebenfalls selbst erstellte Anwendung.

5.11. Gesamter experimenteller Aufbau

Abbildung 5.9 fasst abschließend die in den vorherigen Abschnitten 5.2 bis 5.9 erläuterten Komponenten des experimentellen Aufbaus zusammen.

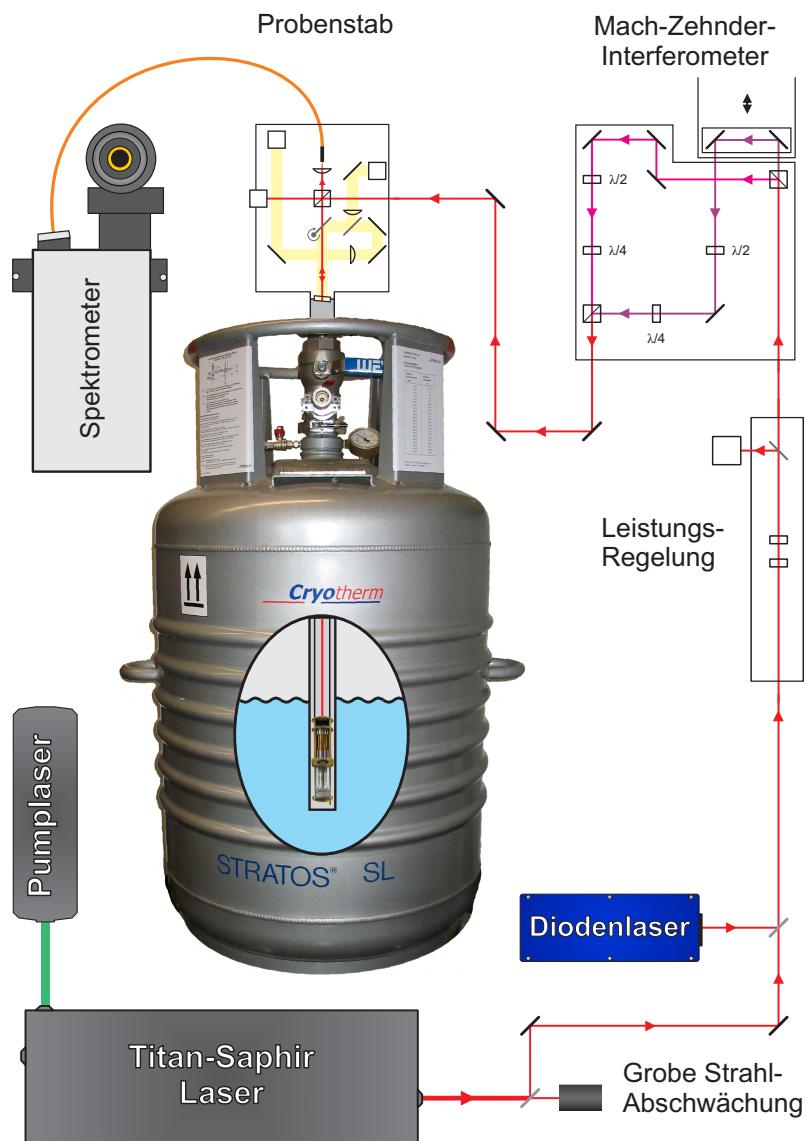


Abbildung 5.9.: Schematische Abbildung des gesamten experimentellen Aufbaus. Zum Zwecke der kompakteren Darstellung weichen Proportionen und Anordnung der Komponenten vom realen Aufbau ab. [C.10]

6. Charakterisierung einzelner Quantenpunkte

In diesem Kapitel sollen grundlegende Eigenschaften der vermessenen Schottky-Diode und einzelner Quantenpunkte vorgestellt werden. Die zugehörigen Messungen wurden im Vorfeld der Untersuchungen zur polarisationsabhängigen Zustandskontrolle durchgeführt, um geeignete Quantenpunkte auszuwählen und ihre wesentlichen Parameter zu bestimmen. Letztlich wurden drei verschiedene Quantenpunkte verwendet, welche im Folgenden mit A, B und C abgekürzt werden. Eine Auswahl relevanter Eigenschaften ist zusammenfassend in Anhang A gelistet.

6.1. Elektrische Eigenschaften der Schottky-Diode

Die verwendete Diode weist eine Schwellspannung von 0,89 V auf. Der Sperrstrom beträgt in dem für die Photostromspektroskopie relevanten Bereich von $V_B = -1,4$ V bis $V_B = -0,15$ V im Mittel lediglich $-0,57$ pA ($\sigma = 0,11$ pA). Selbst bei Testmessungen bis zu $V_B = -5$ V in Rückwärtsrichtung wurde die Durchbruchspannung nicht erreicht.

Da die in Abschnitt 5.9 beschriebene Spannungsquelle Spannungsrampen bereitstellen kann, ist es leicht möglich, mit Hilfe des Verschiebestromes bei gleichmäßiger Spannungsänderung die Kapazität der Schottky-Diode zu bestimmen. Ausgehend von der Definition der Kapazität eines Plattenkondensators

$$C = \frac{Q}{U} = \frac{\varepsilon A_D}{d} \quad (6.1)$$

([47], Seite 328) gilt unter der Voraussetzung, dass die Kapazität der Diode in erster Näherung spannungsunabhängig ist

$$UC = Q \Rightarrow \frac{dt}{d}(UC) = \frac{dt}{d}Q \Rightarrow \frac{dt}{d}(U)C = I \Rightarrow C = \frac{I}{\frac{d}{dt}U}. \quad (6.2)$$

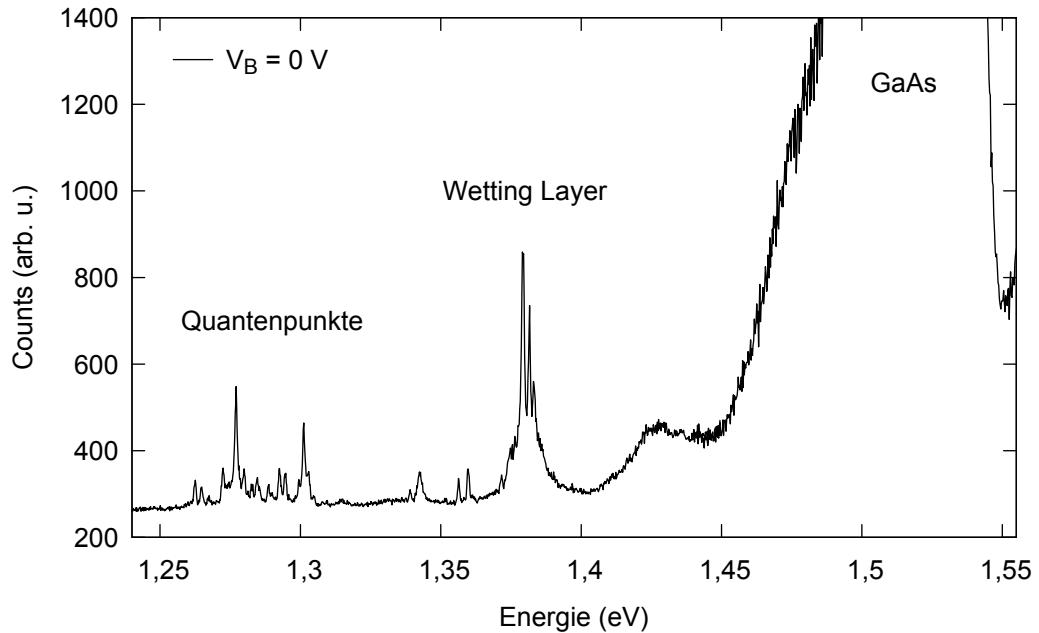


Abbildung 6.1.: Beispielhaftes Photolumineszenz-Spektrum der verwendeten Probe mit *GaAs*, *Wetting Layer* und Quantenpunkten bei $V_B = 0 \text{ V}$. Gemessen an der Apertur des Quantenpunkts A. Weitere Parameter: Gitter: 300 l/mm , $P_{ex} = 2,5 \mu\text{W}$, $\lambda_{ex} = 700 \text{ nm}$, Integrationszeit: 1,5 s, Anzahl der Mittelungen: 3, $T = 4,2 \text{ K}$

Dabei entspricht I dem gemessenen Verschiebestrom und d/dtU der Rampengeschwindigkeit der Spannungsquelle, welche softwareseitig gesetzt werden kann. Aus einer Testmessung folgt so eine Kapazität des Gesamtsystems aus Probe und Anschlussleitungen von $9,3 \text{ pF}$. Eine Vergleichsberechnung gemäß Gleichung 6.2 ergibt allein für die Schottky-Diode unter Berücksichtigung der Gesamtschichtdicke $d = 360 \text{ nm}$ der intrinsischen Schichten, der Diodenfläche $A_D = (190 \cdot 90) \mu\text{m}^2$ sowie der Permittivitätszahl für *GaAs* $\epsilon_{r,GaAs} = 12,9$ ([122], Seite 549) eine theoretische Kapazität von $5,5 \text{ pF}$.

6.2. Spannungsabhängige Photolumineszenz

Untersuchungen der Photolumineszenz, insbesondere in Abhängigkeit von der Vorspannung V_B , dienen im Rahmen dieser Arbeit zur Identifizierung einzelner Quantenpunkte. Sie werden auch zur Auswertung des Quantum-Confinement Stark Effekts und zur Kalibrierung der Energieskala in der Photostrom-Spektroskopie verwendet. Die Abschnitte 2.6.1 bzw. 5.8 bieten grundsätzliche Ausführungen zur Photolumineszenz bzw. Detektion

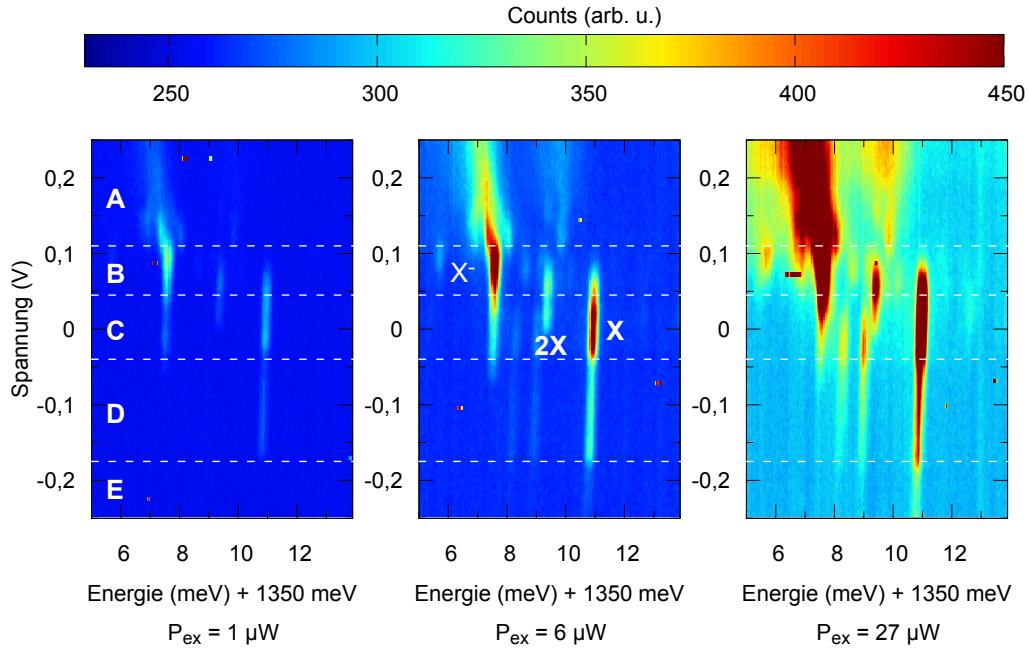


Abbildung 6.2.: Spannungsabhängige Photolumineszenz des Quantenpunkts A (siehe auch Anhang A.1) für verschiedene Anregungsleistungen. Es können die Linien des einfachen ungeladenen und einfach negativ geladenen Exzitons sowie des Biexzitons identifiziert werden. Weitere Parameter: Gitter: 1200 l/mm , $\lambda_{ex} = 700 \text{ nm}$, Integrationszeit: 1,5 s, Anzahl der Mittelungen: 3

selbiger. Abbildung 6.1 zeigt ein beispielhaftes Übersichtsspektrum der verwendeten Probe mit Beiträgen des *GaAs*, *Wetting Layers* und mehrerer Quantenpunkte. Um den nötigen Spektralbereich abzudecken, wurden zwei Einzelspektren aneinandergefügt.

Im Folgenden sollen die bei spannungsabhängigen Photolumineszenz-Messungen auftretenden Umlade-Effekte und Linien kurz skizziert werden. Hierzu sind in Abbildung 6.2 am Beispiel des Quantenpunktes A (siehe auch Anhang A.1) drei Messungen mit unterschiedlicher Anregungsleistung gegenübergestellt. Für jeden Wert der Vorspannung wurde ein Energie-Spektrum mit den in der Bildunterschrift genannten Parametern aufgenommen. Die gemessenen Counts sind in Farbe kodiert, wobei die Skalierung für alle Teilbilder einheitlich ist. Bei einer negativen Vorspannung wird die Schottky-Diode in Sperrrichtung betrieben, was bei allen beschriebenen Untersuchungen die Regel ist.

Die nachfolgenden Interpretationen der Spektren in diesem Abschnitt basieren auf Quelle [41], welche zudem eine ausführlichere Diskussion bietet.

6. Charakterisierung einzelner Quantenpunkte

In dem in Abbildung 6.2 mit „A“ gekennzeichneten Spannungsbereich mit $V_B > +110 \text{ mV}$ können aufgrund der Lage der Fermi-Energie Zustände im Wetting-Layer beladen werden, was zu einer spektral breiten Emission führt.

Für $+45 \text{ mV} < V_B < +110 \text{ mV}$ (Bereich „B“) liegt die Fermi-Energie oberhalb des untersten Elektron-Zustandes im Quantenpunkt. Dieser ist somit überwiegend mit einem Elektron vorbesetzt. Wenn durch Relaxationsprozesse ein Elektron und Loch hinzugefügt werden, so liegt ein einfacher negativ geladenes Exziton X^- vor.

Im Spannungsintervall „C“ ($-40 \text{ mV} < V_B < 45 \text{ mV}$) ist dies zwar zunächst weiterhin der Fall. Jedoch dominiert nun die Linie des einfachen, ungeladenen Exzitons X , welches durch das Tunneln eines Loches in den mit einem Elektron vorbesetzten Quantenpunkt gebildet werden kann. Die Energiedifferenz der beiden Linien beträgt $E_{X^-} - E_X = -3,35 \text{ meV}$ bei $V_B = 45 \text{ mV}$.

Im Bereich „D“ zwischen -40 mV und -175 mV ist die Lage des Fermi-Niveaus derart, dass der Quantenpunkt zunächst unbesetzt bleibt, das heißt keine Elektronen hineintunneln können. Entsprechend verschwindet die X^- -Linie und allein das einfache, ungeladene Exziton verbleibt.

Bei Sperrspannungen $V_B < -175 \text{ mV}$ verschwindet letztlich die Photolumineszenz der X -Linie, da die Tunnelzeit für das Elektron kürzer als die strahlende Rekombinationszeit wird und daher der Abfluss als Photostrom den dominierenden Zerfallsprozess bildet. Dies stellt das Spannungsregime für die nachfolgenden Photostrom-Messungen dar.

Das Biexziton ($2X$) tritt $E_{2X} - E_X = -1,55 \text{ meV}$ unterhalb der X -Linie (gemessen bei $V_B = 45 \text{ mV}$) hervor. Und zwar vor allem bei höheren Anregungsleistungen. Weitere erkennbare Linien werden anderen Quantenpunkten zugeschrieben, welche sich mutmaßlich nicht direkt unterhalb der Nahfeldapertur befinden, aber durch Streulicht ebenfalls leicht angeregt werden. Zudem kommen höherenergetische Zustände weiterer Quantenpunkte als Ursachen der zusätzlichen Linien in Frage.

Die zuvor genannten Spannungsbereiche und Energieabstände haben lediglich beispielhaften Charakter und gelten nur für Quantenpunkt A, da sie durch das selbstorganisierte Wachstum statistischen Schwankungen unterworfen sind und zudem vom Aufbau der Schottky-Diode abhängig sind.

Quantum-Confinement Stark Effekt

In Abbildung 6.2 ist, insbesondere anhand der X^- und X Linie, erkennbar, dass sich die Übergangenergien aufgrund des in Abschnitt 2.5.1 erläuterten Quantum-Confinement Stark Effekts bei negativeren Vorspannungen zu niedrigeren Energien verschieben. Zur Auswertung des QCSE wird für jede Spannung eine Lorentz-Kurve an die X -Linie angefittet und die Zentralwellenlänge in Abhängigkeit von der Vorspannung aufgenommen. Nach Umrechnung in die Emissionsenergie und Anfitten einer quadratischen Funktion an die gewonnenen Wertepaare gemäß Gleichung 2.3, folgt für Quantenpunkt A die empirische Funktion

$$E(V_B) = 0,99972 \cdot 10^{-4} \frac{eV}{V^2} V_B^2 + 0,00068 \frac{eV}{V} V_B + 1,36098 eV \quad (6.3)$$

für den QCSE. Die entsprechenden Gleichungen für die weiteren Quantenpunkte können Anhang A entnommen werden. Gleichung 6.3 ermöglicht so die Umrechnung der Vorspannung in die Übergangenergie des einfachen, ungeladenen Exzitons, was vor allem grundlegend für die Photostromspektroskopie ist.

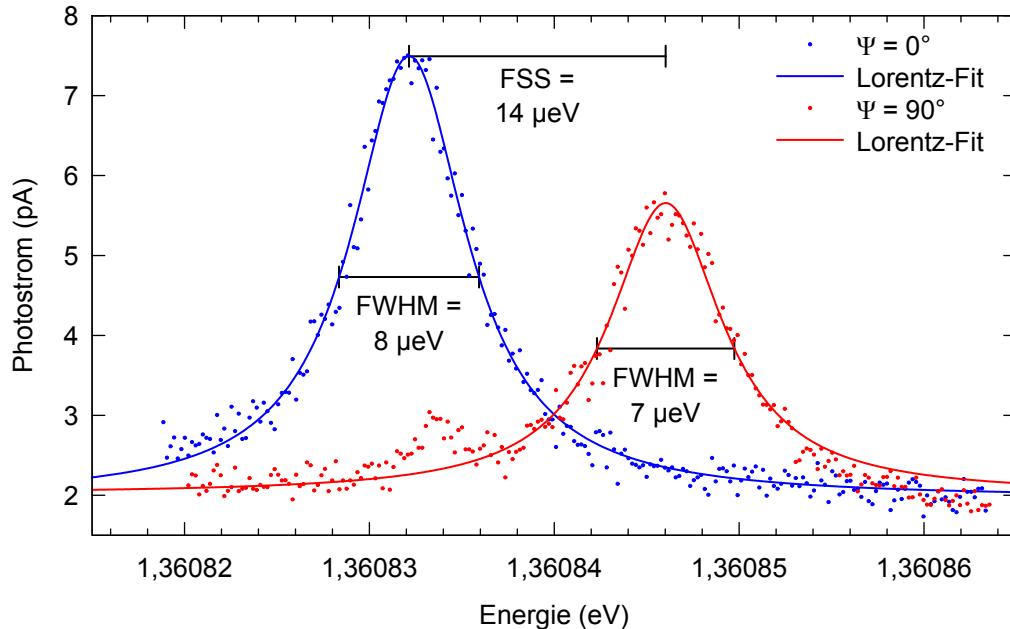


Abbildung 6.3.: Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung für Quantenpunkt A mittels Photostrom-Spektroskopie. Siehe auch Abschnitt A.1. Weiterer Parameter: $P_{ex} = 12,9 \mu\text{W}$

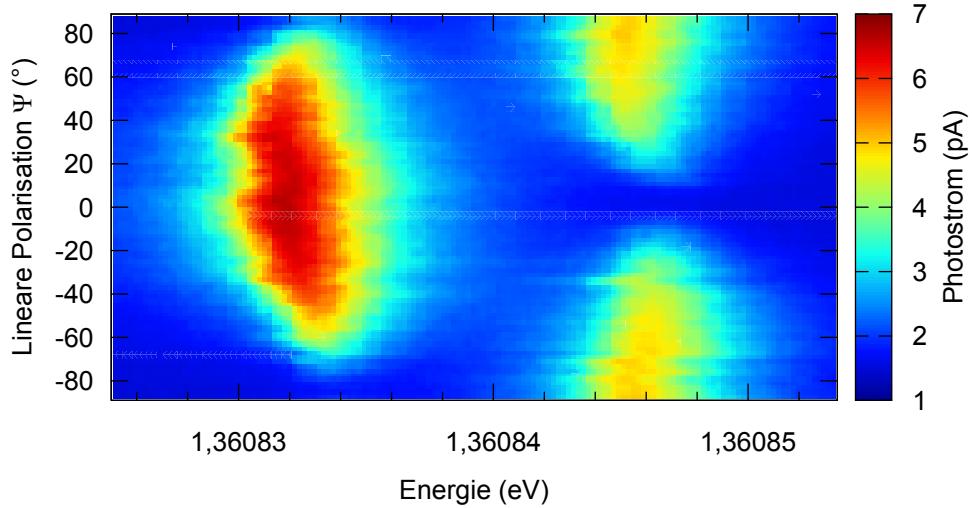


Abbildung 6.4.: Polarisationsabhängige Anregung der feinstrukturaufgespaltenen Exziton-Grundzustandslinien. In Abhängigkeit von der linearen Polarisation des Anregungslasers lässt sich gezielt eine Linie anregen bzw. unterdrücken. Der gemessene Photostrom ist in Farbe kodiert. Gemessen an Quantenpunkt A mit siebenfacher Mittelung des Photostroms.

6.3. Polarisationsabhängige Photostrom-Spektroskopie

Die Feinstrukturaufspaltung des Exziton-Grundzustandes kann mittels Photostrom-Spektroskopie aufgelöst werden, welche in Abschnitt 2.6.2 prinzipiell dargelegt ist. Die Details der technischen Realisierung sind in Abschnitt 5.9 erläutert.

Abbildung 6.3 zeigt exemplarisch die Feinstrukturlinien mit der verzeichneten Feinstrukturaufspaltung und Halbwertsbreiten für Quantenpunkt A. Die entsprechenden Abbildungen und Daten für die weiteren untersuchten Quantenpunkte sind in Anhang A zusammengefasst.

Die zur Aufnahme des Spektrums variierte Vorspannung an der Schottky-Diode wurde gemäß Gleichung 6.3 für den QCSE in eine Energieskala umgerechnet. Dabei entsprechen die Energien der niederenergetischen bzw. höherenergetischen FSS-Linie $V_B = -0,2169$ V bzw. $V_B = -0,1952$ V. Durch horizontal ($\Psi = 0^\circ$) bzw. vertikal ($\Psi = 90^\circ$) polarisierte

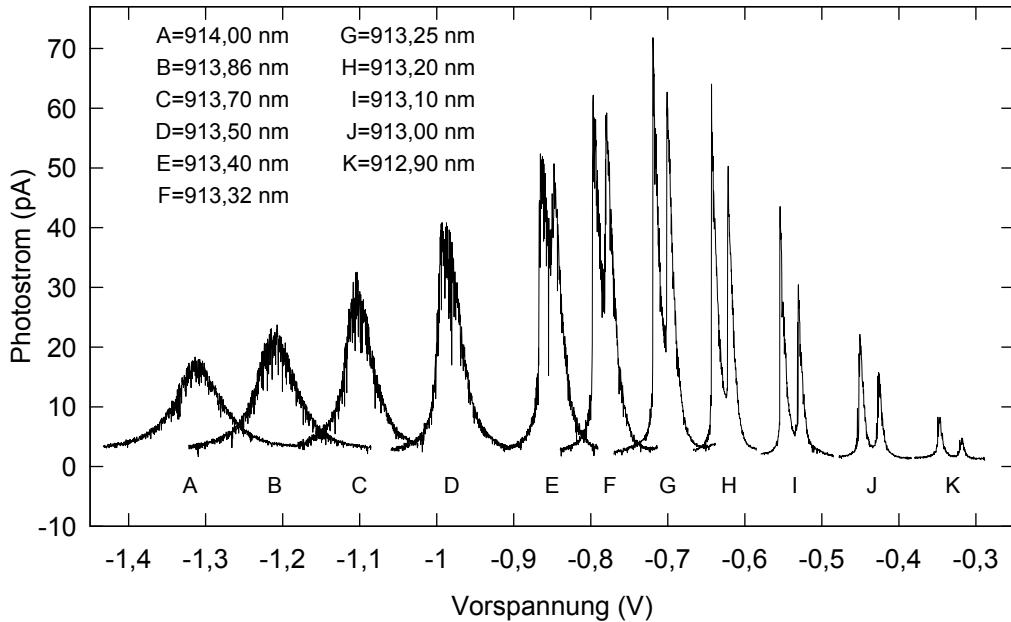


Abbildung 6.5.: Photostrom-Spektren des feinstrukturaufgespaltenen Grundzustandes für verschiedene Kombinationen aus Laserwellenlänge und Diodenvorspannung. In Richtung positiver Spannung verschwindet der Photostrom aufgrund einsetzender Photolumineszenz. Mit zunehmend negativem V_B verkürzt sich die Tunnelzeit, was zur Linienverbreiterung führt und die Feinstrukturaufspaltung überlagert. Weiterer Parameter: $P_{ex} = 3,8 \mu\text{W}$ für alle Messungen, Quantenpunkt C

Anregung kann jeweils eine der beiden FSS-Linien adressiert bzw. die Anregung des jeweils anderen Zustandes effektiv unterdrückt werden.

Dies demonstriert auch die Falschfarbenabbildung 6.4, in welcher der resultierende Photostrom in Farbe kodiert gegen den Winkel der linear polarisierten Anregung und die Energie aufgetragen ist. Neben der Polarisierung der Feinstrukturübergänge wird hierdurch belegt, dass die eingestellten Polarisationen auch effektiv auf das Exziton wirken. Denn wie in Abschnitt 5.6 dargelegt, kann dies nicht mit Hilfe des Freistahlpolarimeters überprüft werden. In Abbildung 6.5 wurde die Wellenlänge des Anregungslasers schrittweise variiert und die Feinstrukturübergänge durch Anpassung der Vorspannung V_B erneut in Resonanz gebracht. Bei zunehmend positiveren Spannungen verschwindet das Photostrom-Signal, da durch die geringere Bandverkippung die Tunnelzeit der Ladungsträger länger als die strahlende Rekombinationszeit wird und so die Photolumineszenz den dominierenden Exziton-Zerfallsprozess darstellt. Dagegen nimmt die Tunnelzeit in Richtung negativerer Vorspannung ab, was die Exziton-Lebensdauer verringert und die

Linienbreiten erhöht, so dass die beiden Feinstrukturlinien nicht mehr als solche separat beobachtet werden können. Abbildung 6.6 zeigt die aus den Photostrom-Spektren in Abbildung 6.5 extrahierten Linienbreiten Γ und die gemäß

$$T_2 = \frac{2\hbar}{\Gamma} \quad (6.4)$$

[4] berechneten Dephasierungszeiten. Die Erklärungen zu vorgenannter Abbildung entstammen Quelle [121].

Des weiteren ist die als „Power Broadening“ bezeichnete Sättigungsverbreiterung der Linien in Abhängigkeit von der Anregungsleistung bekannt und unter anderem in [9, 120, 121] dargelegt.

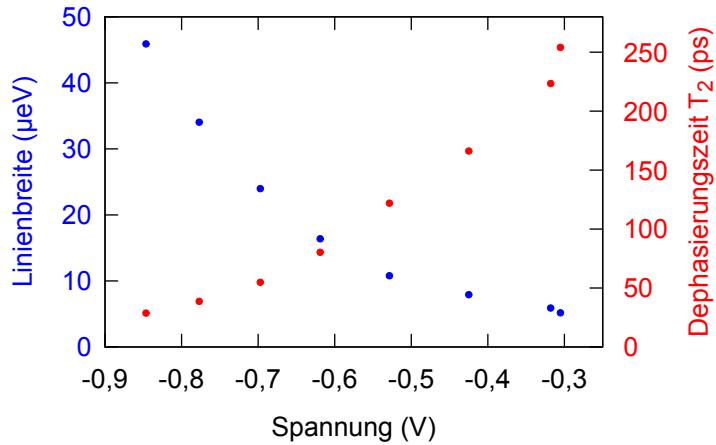


Abbildung 6.6.: Linienbreite und daraus berechnete Dephasierungszeiten der jeweils höherenergetischen Feinstrukturlinie in Abhängigkeit von der Vorspannung an der Diode. Negativere Spannung führt zur Reduktion der Tunnel- und Dephasierungszeit und entsprechend verbreiterten Linien. Die Werte wurden aus den in Abbildung 6.5 dargestellten Messdaten ermittelt.

7. Doppelpuls-Experimente

Die in den folgenden Unterabschnitten beschriebenen Experimente dienen als Grundlage für die in den Kapiteln 8 und 9 dargelegten Ergebnisse. Rabi-Oszillationen der Besetzung als Funktion der Pulsläche gemäß Gleichung 3.6 und 3.11 werden in Kapitel 9 im Zusammenhang mit der polarisationsbasierten robusten Besetzungsinvolution diskutiert. Die resonante Anregung des Exzitons erfolgt in diesem Kapitel mit Sequenzen aus zwei Pikosekundenpulsen mit einstellbarer Verzögerung, Phasenlage und Polarisation. Die Erzeugung selbiger erfolgt mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Laser (5.2) und Interferometer (5.5). Doppelpuls-Experimente eignen sich insbesondere dazu, die Dekohärenz des Systems zu untersuchen, beliebige Zustände zu präparieren und spektrale Veränderungen sowie Verstimmungen zu detektieren und die spektrale Empfindlichkeit zu steigern. Letzteres wurde erstmals 1990 durch N. F. Ramsey [105] demonstriert.

7.1. Ramsey-Interferenzen

In diesem Abschnitt wird zunächst die resonante Doppelpuls-Anregung eines Zwei-Niveau-Systems in Abhängigkeit von der Phasenlage zwischen den beiden Pulsen betrachtet. Im Falle des feinstrukturaufgespaltenen Exziton-Grundzustandes erfolgt dies durch die Verwendung horizontaler oder vertikaler linearer Polarisation, womit nur ein FSS-Niveau angeregt werden kann. Abbildung 7.1 skizziert die zeitliche Entwicklung der Besetzung in Abhängigkeit von den beiden Pulsen und deren Phasenlage: Zunächst ist der Quantenpunkt nicht besetzt, das heißt der Leerzustand $|0\rangle$ liegt vor. Ein erster $\pi/2$ -Puls erzeugt eine kohärente Superposition der beiden Niveaus, sodass die Besetzung auf 0,5 erhöht wird. Durch den ersten Puls wird die Phase des Qubits initialisiert, welche zunächst der Phasenlage des Anregungslichtfeldes entspricht. Zur besseren Veranschaulichung ist in Abbildung 7.1 die Phase des ersten Pulses als „Referenzphase“ im zweiten Teilbild von oben durchgängig eingezeichnet. Da es sich um eine schematische Darstellung handelt, sind die Periodendauern nicht maßstäblich, vor allem nicht in Relation zur Pulsdauer.

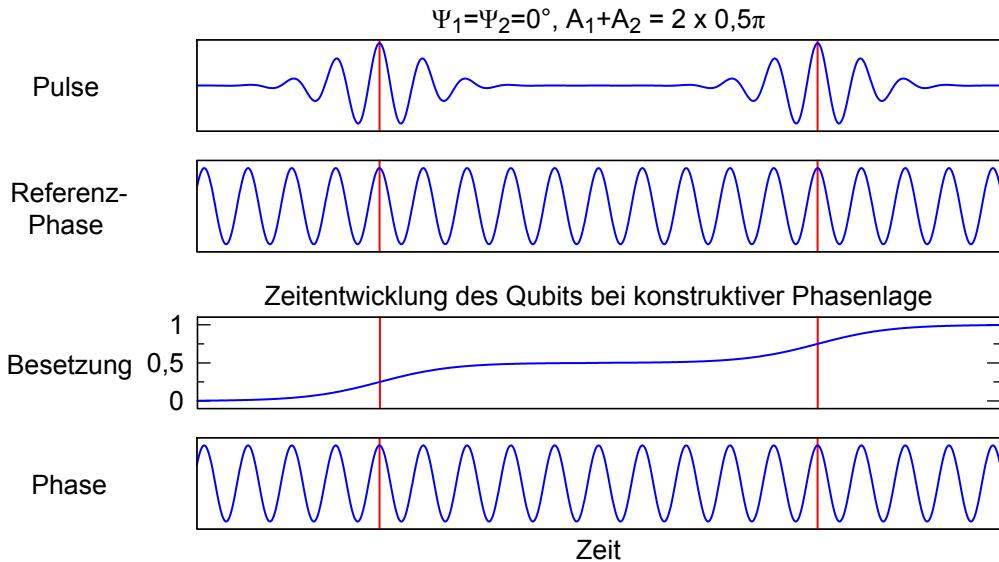


Abbildung 7.1.: Schema zur Erläuterung der konstruktiven Ramsey-Interferenz bei Doppelpulsanregung. Ein erster $\pi/2$ -Puls erzeugt eine kohärente Superposition der beiden Qubit-Niveaus. Bei der hier dargestellten konstruktiven Phasenlage regt der zweite Puls das System weiter auf die Besetzung 1 an. Die Proportionen der Darstellung, vor allem die Relation der Periodendauern zur Pulsdauer, sind nicht maßstäblich. Die Art der Schemas basiert auf [C.11].

Die Phase des Qubits entwickelt sich entsprechend der Energie des angeregten Überganges während der Verzögerungszeit zwischen den beiden Pulsen weiter. Im hier skizzierten Fall resonanter Anregung bleibt die konstruktive Phasendifferenz zur Referenzphase des Anregungslichtfeldes erhalten.

Weist der zweite $\pi/2$ -Puls eine konstruktive Phasenlage zur Referenzphase (und damit auch zum Qubit) auf, so wird die Besetzung weiter von 0,5 auf 1,0 erhöht. Im Falle destruktiver Interferenz wird die Besetzung zurück auf den Leerzustand $|0\rangle$ reduziert (siehe Abbildung 7.2). Die Einstellung der Phasenlage erfolgt im Experiment über einen Nanopositionierer in der Verzögerungsstrecke des zweiten Interferometerarmes. Wird dieser schrittweise verfahren und der jeweils resultierende Photostrom als Maß für die Besetzung aufgenommen, so ergibt sich aus dem Wechsel von konstruktiver und destruktiver Phasenlage eine Oszillation des Photostroms bzw. der Besetzung. Diese ist exemplarisch in Abbildung 7.3 dargestellt. Der hierbei erzielbare Kontrast wird als Interferenz-Amplitude A_{Int} bezeichnet und findet besonders im Abschnitt 7.3 und Kapitel 8 Anwendung.

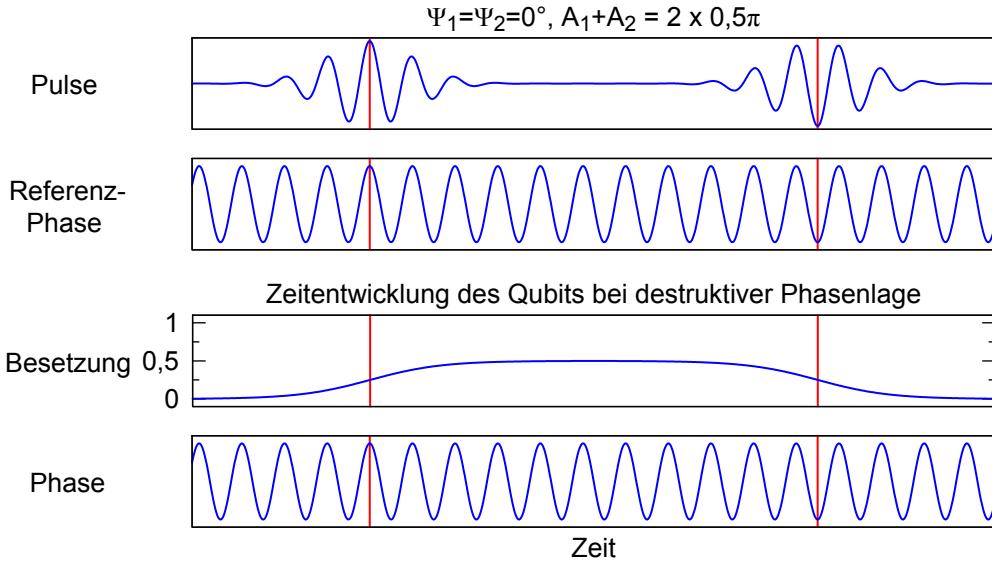
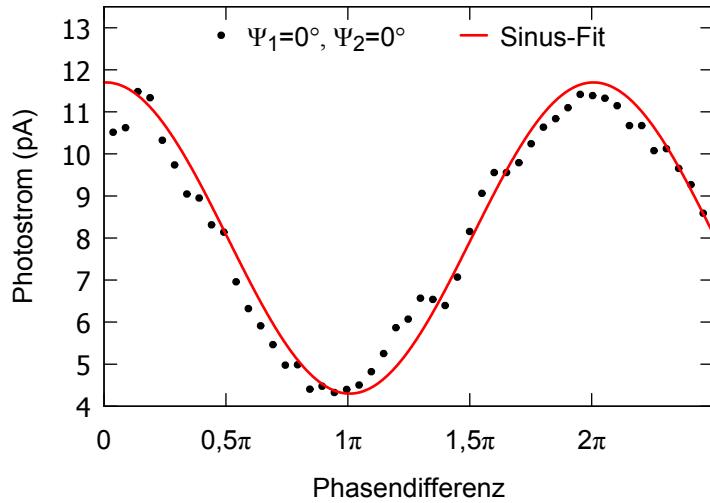


Abbildung 7.2.: Schema zur Erläuterung der destruktiven Ramsey-Interferenz bei Doppelpulsanregung. Ein erster $\pi/2$ -Puls erzeugt eine kohärente Superposition der beiden Qubit-Niveaus. Bei der hier dargestellten destruktiven Phasenlage regt der zweite Puls das System wieder auf die Besetzung 0 ab. Die Proportionen der Darstellung, vor allem die Relation der Periodendauern zur Pulsdauer, sind nicht maßstäblich. Die Art der Schemas basiert auf [C.11].

Für Abbildung 7.1 und 7.2 sowie auch in den realen Experimenten werden bevorzugt $\pi/2$ -Pulse verwendet, da diese maximalen Besetzungskontrast ermöglichen. Bei kleineren Pulslängen wäre die maximal erzielbare Besetzung reduziert und entsprechend der detektierbare Photostrom kleiner. Pulslängen größer als $\pi/2$ würden insbesondere bei konstruktiver Phasenlage zu Rabi-Oszillationen führen und ebenfalls die maximal erreichbare Besetzung (und entsprechend messbaren Photostrom) reduzieren. Bei Verwendung von π -Pulsen wäre das 2LS bereits durch den ersten Puls vollständig invertiert und nicht mehr phasenempfindlich, da unabhängig von der Phasenlage eine Abregung des oberen Zustandes $|1\rangle$ in den unteren Zustand $|0\rangle$ erfolgen würde.

Die Verzögerungszeit T_{Delay} wird in der Regel mindestens so lang gewählt, dass sich die Pulse nach dem Zusammenführen am Ausgang des Interferometers nicht überlappen, da sie in diesem Fall optisch interferieren könnten. Dieser Fall wird in [84] und [120] näher betrachtet. Der Spezialfall sich (teilweise) überlappender orthogonal polarisierter Pulse wird Kapitel 9 näher diskutiert.



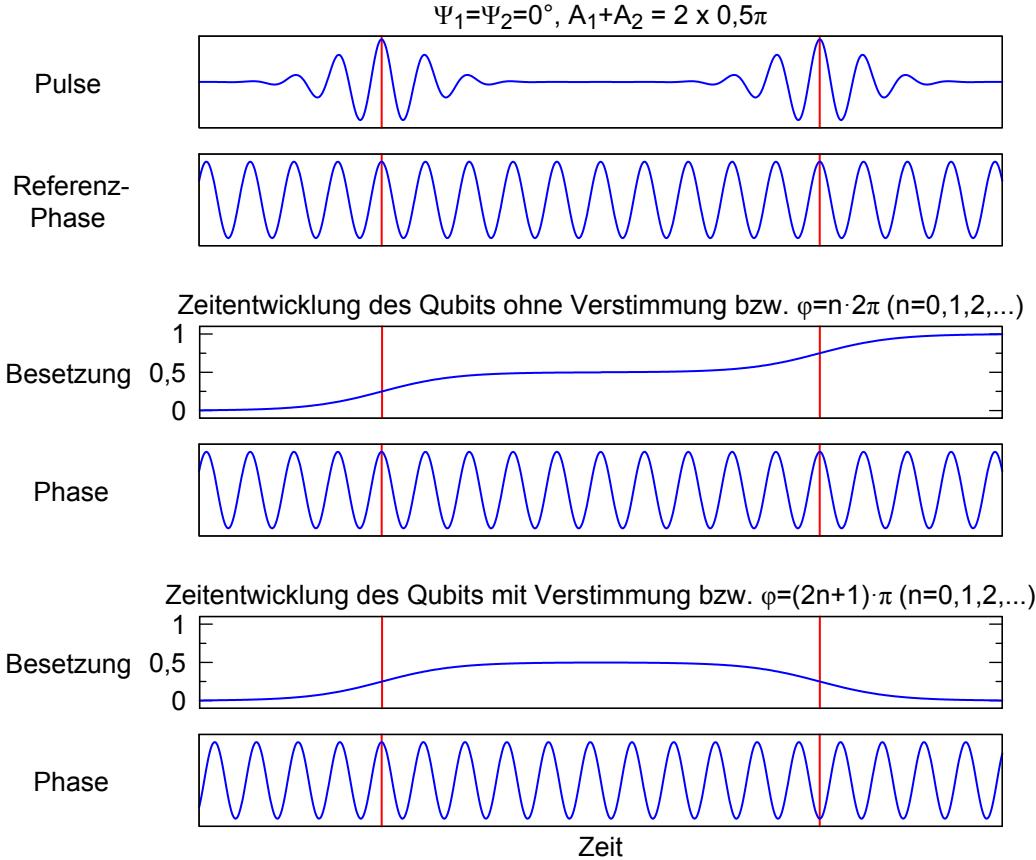


Abbildung 7.4.: Schema zur Veranschaulichung der konstruktiven bzw. destruktiven Phasenlage aufgrund einer resonanten bzw. verstimmten Anregung. Ein erster $\pi/2$ -Puls erzeugt eine kohärente Superposition der beiden Qubit-Niveaus. Bei der in der Mitte dargestellten resonanten Anregung erhöht der zweite $\pi/2$ -Puls die Besetzung weiter auf 1. Im unten verzeichneten Falle einer Verstimmung akkumuliert sich während der Verzögerungszeit eine Phasenverschiebung zwischen der Referenzphase der Anregung und der Qubit-Phase, welche in diesem Beispiel so gewählt ist, dass zum Ankunftszeitpunkt des zweiten Pulses eine destruktive Phasenlage vorliegt und eine Abregung in den unteren Zustand $|0\rangle$ erfolgt. Die Proportionen der Darstellung, vor allem die Relation der Periodendauern zur Pulsdauer, sind nicht maßstäblich. Die Art der Schemas basiert auf [C.11].

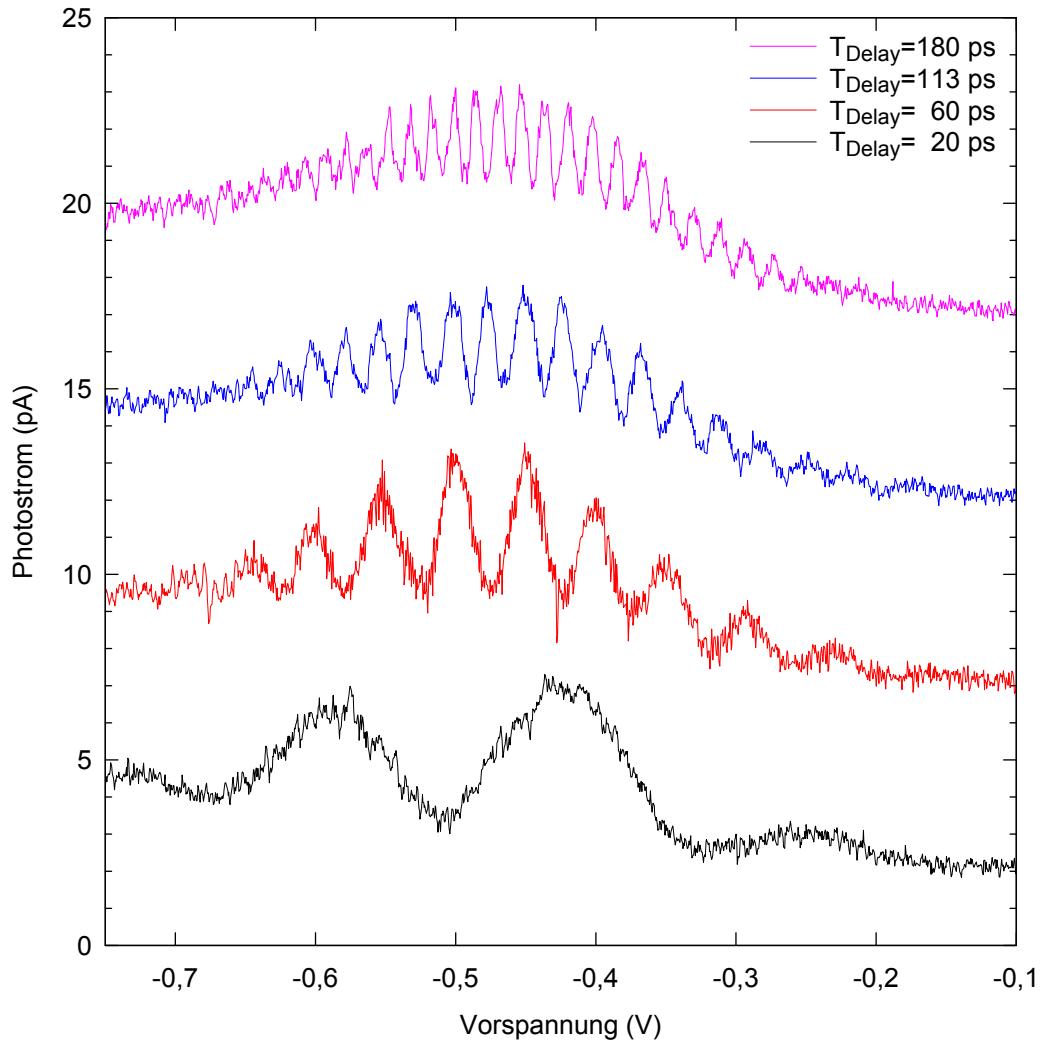


Abbildung 7.5.: Ramsey-Fringes für verschiedene Pulsverzögerungen. Die Messreihen sind mit einem Offset (Inkrement: 5 pA) versehen, um untereinander dargestellt werden zu können. Gemessen an Quantenpunkt A (siehe auch Anhang A.1). Weitere Parameter: $P_{ex} = 1,8 \mu\text{W}$, $\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$

Wird nun die Vorspannung V_B an der Schottky-Diode variiert, so bilden sich die in Abbildung 7.5 für verschiedene Pulsverzögerungen dargestellten sogenannten Ramsey-Fringes aus. Bei längerem T_{Delay} ist gemäß Gleichung 7.1 eine geringere Verstimmung und so auch reduzierte Änderung der Vorspannung nötig, um eine Phasenverschiebung um eine ganze Periode zu erreichen. Dementsprechend werden die Oszillationen enger und das System ist gegenüber Verstimmungen.

Die Ramsey-Fringes sind mit einem inkohärenten Untergrund versehen, welcher insbesondere entsteht, wenn das Elektron des Exzitons bereits zwischen den Anregungszeitpunkten der beiden Pulse aus dem Quantenpunkt tunneln. Zudem spiegelt der Verlauf das Leistungsspektrum des Anregungslasers wider. Ab etwa $V_B = -0,2$ V verschwindet das Photostromsignal durch die einsetzende Photolumineszenz. Die Informationen zum Untergrund in diesem Absatz entstammen [120] und werden dort vertiefend diskutiert. Die Möglichkeit, durch eine elektrisch induzierte Phasenverschiebung die Endbesetzung einzustellen, eröffnet neue Möglichkeiten der optoelektronischen kohärenten Kontrolle. Nach Arbeiten mit RF-Modulation ([130, 131, 133]) ist künftig der Übergang zur Manipulation mit elektrischen Pulsen geplant.

7.3. Dephasierung und Quantenschwebung

Die Bestimmung der Dephasierungszeit des Exzitons kann einerseits über die in Abbildung 6.6 dargestellte Auswertung der Photostrom-Spektren (Abbildung 6.5) erfolgen, andererseits kann sie auch aus Doppelpuls-Experimenten ermittelt werden. Hierzu wird für verschiedene Pulsverzögerungen T_{Delay} jeweils die in Abschnitt 7.1 beschriebene Interferenz-Amplitude A_{Int} bestimmt. Auf diese Weise spielt der inkohärente Untergrund keine Rolle mehr. Außerdem ist dieses Vorgehen nötig, da der verwendete Linearverschiebetisch in der Verzögerungsstrecke des zweiten Interferometerarmes keine phasengenaue Positionierung erlaubt. Nach dem Einstellen einer neuen Pulsverzögerung ist die Phasenlage beider Pulse nicht bekannt und daher die Aufnahme von A_{Int} erforderlich.

Abbildung 7.6 zeigt den exponentiellen Abfall der Interferenz-Amplitude A_{Int} für verschiedene Polarisationen der Pulse, deren Zeitkonstante der Dephasierungszeit entspricht. Wird die lineare Polarisation so gewählt, dass nur ein Feinstrukturübergang angeregt wird, so ist das System auf ein Zwei-Niveau-System reduziert und es erfolgt ein rein exponentieller Abfall, wie er durch die schwarze Linie gekennzeichnet ist. Wie auch bereits bei der Auswertung der Photostrom-Spektren dargelegt, hängt die Dephasierungszeit von der Tunnelwahrscheinlichkeit und damit von der angelegten Vorspannung ab. In [120] wurde die Dephasierungszeit mittels Doppelpulsanregung für verschiedene Vorspannungen ausgewertet.

Wenn allerdings durch einen diagonal polarisierten ersten Puls ($\Psi_1 = +45^\circ$) eine Superposition beider Feinstrukturniveaus generiert wird, so ist der exponentielle Zerfall zusätzlich von einer Quantenschwebung (Englisch: Quantum Beating) überlagert, welche in Abbildung 7.6 blau dargestellt ist. Deren Ursache kann mit Hilfe des Schemas in

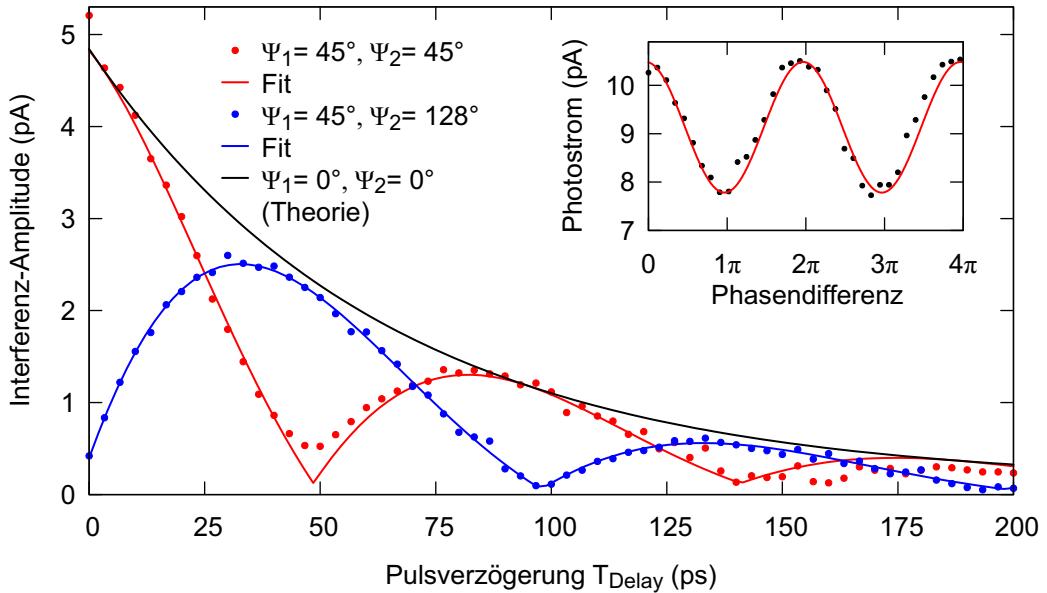


Abbildung 7.6.: Dephasierung und Quantenschwebung für verschiedene Polarisationsstellungen der beiden Pulse. Aufgetragen ist nicht die absolute Besetzung, sondern die Amplitude der Ramsey-Interferenzen für die jeweilige Pulsverzögerung. Die Auswertung der Interferenz-Amplitude ist exemplarisch im Inset für $T_{Delay} = 83,4$ ps dargestellt. Weitere Parameter: $V_B = -0,355$ V, $P_{ex} = 10,3$ μ W, $E_{ex} = 1,372057$ eV, [79], [C.12]

Abbildung 7.7 erklärt werden. Es zeigt die beiden $+45^\circ$ linear polarisierten Pulse mit konstruktiver Phasenlage und der dazugehörigen Referenzphase. Zudem ist die Besetzung der beiden Feinstruktur niveaus mit ihrer jeweiligen Phase dargestellt.

Nach der Initialisierung durch den ersten Puls entwickeln sich die Phasen der Zustände aufgrund der Feinstrukturaufspaltung mit leicht unterschiedlichen Frequenzen weiter. Hierdurch akkumuliert sich während der Pulsverzögerung eine Phasenverschiebung zwischen den Zuständen. Bei dem im Schema abgebildeten Beispiel hat dies zur Folge, dass durch den zweiten Puls der $|X\rangle$ -Zustand aufgrund konstruktiver Phasenlage weiter angeregt wird, während die Besetzung des $|Y\rangle$ -Niveaus durch destruktive Interferenz wieder abgeregelt wird. Dieser Fall tritt ein, wenn die Pulsverzögerung der halben Periodendauer der Quantenschwebung $T_{FSS}/2$ entspricht, für welche $T_{FSS} = h/E_{FSS}$ gilt [118]. Hierbei ist die Interferenz-Amplitude gleich Null, was für diesen Fall durch die Simulation in Abbildung 7.8a plausibel wird. Die An- und Abregung der beiden Niveaus erfolgt durch die feinstrukturbedingte Phasenverschiebung gegenläufig, sodass die Gesamtbesetzung erhalten bleibt und daher der messbare Photostrom nicht von der Phase der Anregungspulse abhängig ist.

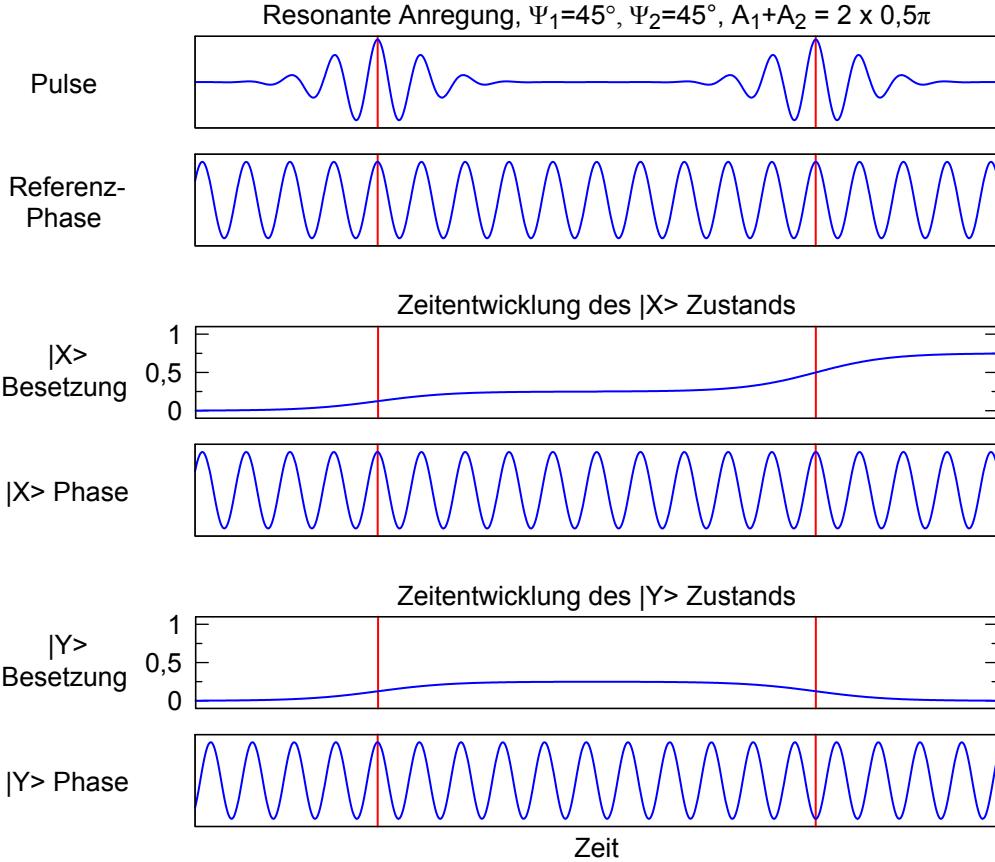


Abbildung 7.7.: Schema zur Erläuterung der Quantenschwebung bei einer Pulsverzögerung von $T_{Delay} = T_{FSS}/2$, bei welcher ein Minimum der Interferenz-Amplitude vorliegt. Der in der Mitte dargestellte $|X\rangle$ -Zustand bleibt in Phase mit dem Anregungslichtfeld und wird durch den zweiten Puls in der Besetzung erhöht. Der $|Y\rangle$ -Zustand erfährt aufgrund der feinstrukturbedingten abweichenden Übergangsfrequenz während der Pulsverzögerung eine Phasenverschiebung, welche zu destruktiver Interferenz mit dem zweiten Puls und somit Abbau der Besetzung führt. Die Proportionen der Darstellung, vor allem die Relation der Periodendauern zur Pulsdauer, sind nicht maßstäblich. Die Art der Schemas basiert auf [C.11].

7. Doppelpuls-Experimente

Wird nun die Polarisation des zweiten Pulses um 90° auf $\Psi_2 = +135^\circ$ gedreht und $\Psi_1 = +45^\circ$ unverändert gelassen, so ist die Quantenschwebung um eine halbe Periode gegenüber dem zuvor diskutierten Fall verschoben. In Abbildung 7.6 entspricht dies den in Rot dargestellten Daten, welche allerdings für $\Psi_2 = +128^\circ$ gemessen wurden. Die Verschiebung der Quantenschwebung kann durch die Betrachtung des zweiten Pulses als Superposition aus zwei Komponenten mit horizontal und vertikal linearer Polarisation verstanden werden. Der horizontal polarisierte Anteil bleibt unverändert und weist eine konstruktive Phasenlage zum ersten Puls auf. Die vertikal polarisierte Komponente ist dagegen durch die 90° Drehung der Polarisation um eine halbe Periode verschoben. Für $T_{Delay} = T_{FSS}/2$ addiert sich beispielsweise diese polarisationsbedingte Phasenverschiebung zusammen mit der Phasendifferenz aufgrund der Feinstrukturaufspaltung zu einer konstruktiven Phasenlage, sodass die in Abbildung 7.8b simulierte Interferenz-Amplitude maximal ist.

$$\Psi_1 = +45^\circ, \Psi_2 = +45^\circ, A_1 + A_2 = 2 \times 0,5\pi \quad \Psi_1 = +45^\circ, \Psi_2 = +135^\circ, A_1 + A_2 = 2 \times 0,5\pi$$

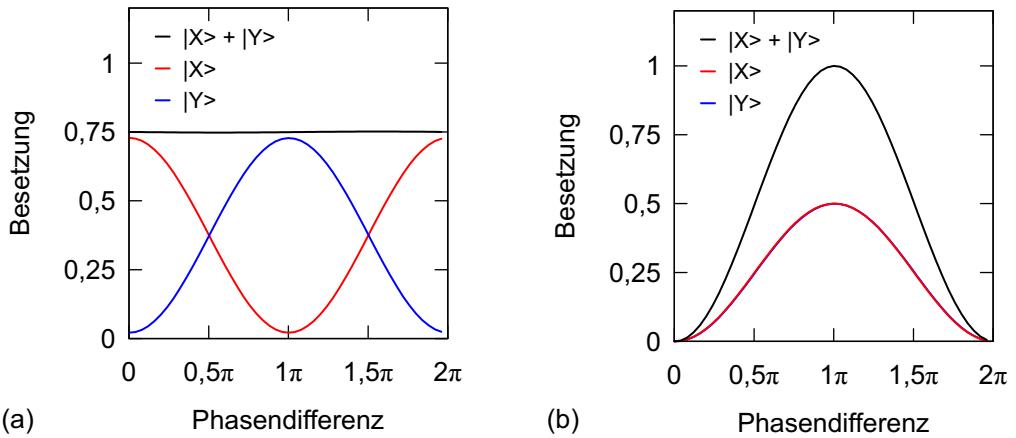


Abbildung 7.8.: Beide Teilbilder zeigen berechnete Besetzungen der $|X\rangle$ und $|Y\rangle$ Feinstrukturzustände sowie der Gesamtbesetzung bei Variation der Phase zwischen den Pulsen, wie sie bei Aufnahme der Interferenz-Amplitude A_{Int} vorgenommen wird. Die Pulzverzögerung entspricht dabei mit $T_{Delay} = T_{FSS}/2$ der halben Schwebungsperiode. (a) Beide Pulse sind gleichartig diagonal polarisiert. Da die Phasen der Übergänge bei der gewählten Pulzverzögerung gegensätzlich sind, bleibt die Gesamtbesetzung konstant und somit ist die messbare Interferenz-Amplitude gleich Null. (b) Wird die Polarisation des zweiten Pulses um 90° weiter gedreht, bewirkt dies eine weitere Phasenverschiebung zwischen Laserfeld und $|Y\rangle$ -Zustand. Trotz Quantenschwebung ist damit die Phasenlage konstruktiv und die Interferenz-Amplitude maximal.

8. Übertragung eines Polarisationszustandes

In diesem Kapitel soll demonstriert werden, dass der Polarisationszustand eines anregenden Laserpulses vollständig in einer Superposition der beiden Feinstrukturübergänge gespeichert werden kann.

Zudem werden Verfahren vorgestellt, mit welchen der Polarisationszustand eines unbekannten beliebig polarisierten Pulses durch Doppelpuls-Experimente mit wenigen verschiedenen Einstellungen ermittelt werden kann. Etwas überspitzt formuliert kann so ein einzelner Quantenpunkt als sehr kleines Polarimeter angesehen werden. Die vollständige Interkonversion der Polarisation kann auch als Übertragung der Information eines fliegenden Qubits (Laserpuls) in ein stationäres Qubit (Exziton im Quantenpunkt) interpretiert werden.

Zunächst soll motiviert werden, warum es naheliegend ist, eine solche vollständige und eindeutige Übertragung zu vermuten: Wie in Abschnitt 3.7 dargelegt, besteht eine mögliche Darstellung des Polarisationszustandes in der Angabe der Winkel für Azimut und Elliptizität. Eine lineare Polarisation mit dem Azimutwinkel Ψ kann in eine Superposition aus einer horizontalen und vertikalen Basiskomponente mit einem dem Winkel entsprechendem Amplitudenverhältnis zerlegt werden. Bei Anregung des Drei-Niveau-Systems (3LS) bleibt dieses Verhältnis erhalten, indem die Pulsfläche des anregenden Pulses entsprechend auf die polarisationsselektiven FSS-Niveaus aufgeteilt wird. Dies ist auch aus der polarisationsabhängigen Anregung der FSS-Linien in Abbildung 6.4 ersichtlich. Eine Phasendifferenz der Teilwellen in der vorgenannten Basis wird durch die Elliptizität χ beschrieben. Bei der Anregung des 3LS durch den ersten Puls werden auch die Phasen der FSS-Übergänge mit ebendieser Phasendifferenz initialisiert. Dies wurde bereits durch die Verschiebung der Quantenschwebung in Abschnitt 7.3 demonstriert. Den beiden Größen Ψ und χ zur Charakterisierung eines Polarisationszustandes stehen also entsprechende Analoga im angeregten exzitonischen System gegenüber.

8. Übertragung eines Polarisationszustandes

Das grundlegende Konzept, ein V-förmiges Drei-Niveau-System als Speicher für polarisationskodierte Quanteninformation zu verwenden, wurde unter anderem auch von Viscor et al. in [134] sowie Kosaka, Edamatsu et al. in [68, 69] formuliert. Allerdings beziehen sich diese Arbeiten auf ein anderes physikalisches System mit einem Ensemble von Atomen bzw. mit dem Elektronenspin in Quantentrögen.

Rahmenbedingungen für Experimente und Simulationen

Für die im Folgenden vorgestellten Messungen und dazu gehörenden Simulationen werden stets $\pi/2$ -Pulse verwendet, da diese einen maximalen Kontrast in Doppelpuls-Experimenten ermöglichen, was insbesondere für die Bestimmung der Interferenz-Amplitude (siehe Abschnitt 7.1) wichtig ist. Sofern nicht abweichend angegeben, sind die Messungen an Quantenpunkt A vorgenommen worden und die Simulationen mit der Übergangsenergie und Feinstrukturaufspaltung dieses Quantenpunktes (siehe Anhang A.1) gerechnet. Die Pulsverzögerung beträgt dabei $T_{Delay} = 10$ ps, damit die resultierende Besetzung bzw. der Photostrom möglichst wenig durch Dekohärenzeffekte reduziert wird. Allerdings darf die Pulsverzögerung nicht zu kurz gewählt werden, um eine räumliche Überlappung und optische Interferenz der Pulse zu vermeiden.

8.1. Rekonstruktion unbekannter linearer Polarisationen

Zur weiteren Einführung soll zunächst die Rekonstruktion unbekannter linearer Polarisation betrachtet werden. Dieser Fall wurde bereits in der Vorarbeit [79] vorgestellt. Aus selbiger stammt auch Abbildung 8.1. Die lineare Polarisation des ersten Pulses Ψ_1 wurde dabei festgehalten und ist im jeweiligen Teilbild angegeben. Die resultierende Gesamtbesetzung wurde durch Messung des Photostroms in Abhängigkeit von der linearen Polarisation des zweiten Pulses Ψ_2 bestimmt und als schwarze Punkte in der Abbildung verzeichnet. Vor jeder Teilmessung wurde die Phasenlage beider Pulse für $\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$ auf konstruktive Interferenz justiert. Der Photostrom wurde hierfür auf den Wertebereich der Besetzung $[0 : 1]$ skaliert, um einen Vergleich mit dem als rote Linie eingezeichneten theoretischen Verlauf zu ermöglichen, welcher anhand von Abbildung 8.2 verstanden werden kann:

Die Simulation zeigt für den Fall $\Psi_1 = 0^\circ$ neben der messbaren Gesamtbesetzung auch die Besetzung der einzelnen Feinstrukturniveaus in Abhängigkeit von der Polarisation des zweiten Pulses Ψ_2 . Anfangs sind beide Pulse gleichartig horizontal polarisiert,

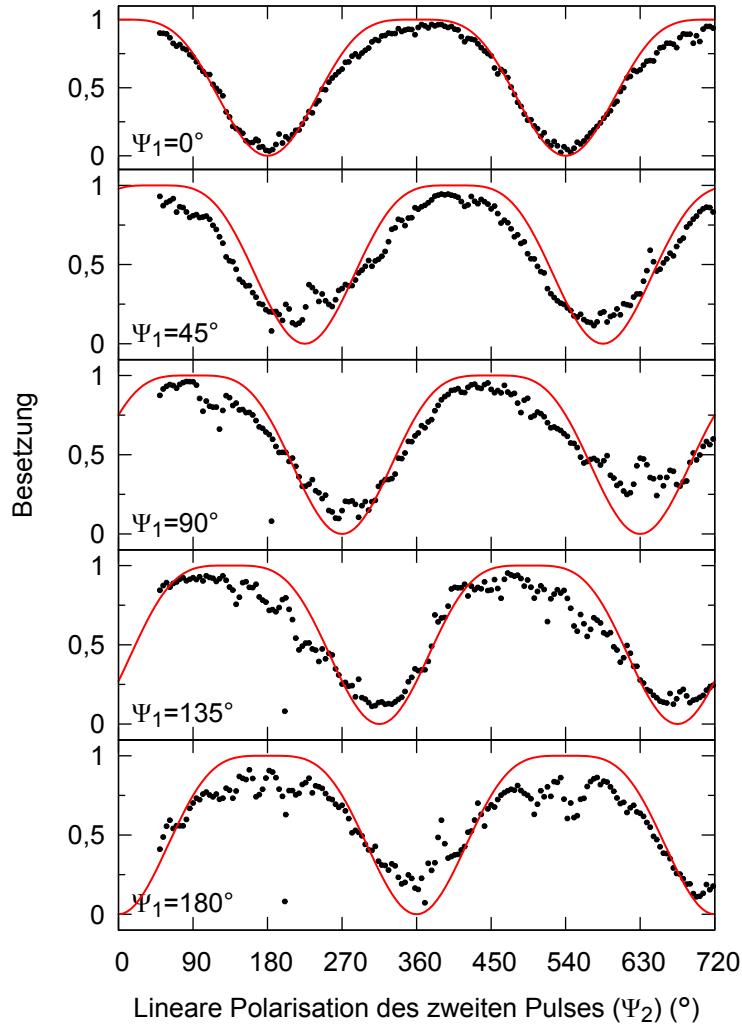


Abbildung 8.1.: Gemessene (schwarze Punkte) und theoretische (rote Linien) Besetzungen bei Doppelpuls-Experimenten in Abhängigkeit von der linearen Polarisation des zweiten Pulses Ψ_2 für verschiedene erste Pulse mit fester Polarisation Ψ_1 . Ist die Polarisation des zweiten Pulses unbekannt, so kann diese durch wenige Testmessungen aus der Phasenlage des Verlaufs rekonstruiert werden. Weitere Parameter: $V_B = -0,31$ V, $E_{ex} = 1,371981$ eV, [79], [C.14]

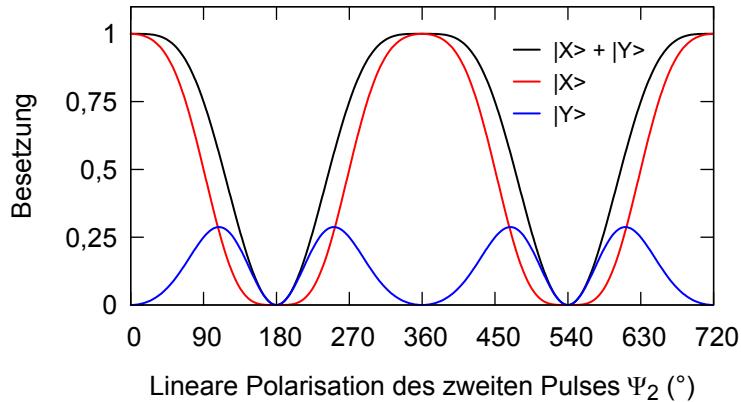


Abbildung 8.2.: Simulation zur Veranschaulichung des theoretischen Verlaufs in Abbildung 8.1 für $\Psi_1 = 0^\circ$: Die Besetzung der Feinstrukturniveaus $|X\rangle$ und $|Y\rangle$ sowie ihre als Photostrom messbare Summe ist gegen die lineare Polarisation des zweiten Pulses Ψ_2 aufgetragen. Ausgewählte Punkte des Verlaufs sind im Text näher erläutert.

sodass der bereits in Abbildung 7.1 und Abschnitt 7.1 dargelegte Fall konstruktiver Ramsey-Interferenz vorliegt. An der Stelle $\Psi_2 = 90^\circ$ erzeugt der erste Puls zunächst eine Besetzung von 0,5 im $|X\rangle$ -Zustand. Der zweite Laserpuls adressiert durch seine vertikale Polarisation den $|Y\rangle$ -Zustand, kann diesen jedoch nur von 0 auf 0,25 anregen, woraus als Gesamtbesetzung 0,75 resultiert. Für $\Psi_2 = 180^\circ$ sind beide Pulse zwar wieder horizontal polarisiert, aber der zweite Puls um eine halbe Periode phasenverschoben, sodass der $|Y\rangle$ -Zustand unbesetzt bleibt und die Besetzung im $|X\rangle$ -Niveau durch die destruktive Phasenlage wieder auf 0 reduziert wird.

Wird nun Ψ_1 um $\Delta\Psi_1$ gedreht, so verschiebt sich der zuvor beschriebene Verlauf um ebendiesen Winkel $\Delta\Psi_1$, wie es in Abbildung 8.1 ersichtlich ist. Dies ist darin begründet, dass der Fall paralleler bzw. orthogonaler Polarisation beider Pulse bei entsprechend anderen Winkeleinstellungen erfolgt. Die Erläuterungen des vorherigen Absatzes sind dann in Analogie gültig.

Dies ermöglicht nun die Bestimmung einer unbekannten linearen Polarisation eines Laserpulses. Hierzu wird das System mit einem Puls bekannter Polarisation (beispielsweise $\Psi_1 = 0^\circ$) präpariert und durch den zweiten unbekannten Puls weiter modifiziert. Anhand der aus dem Photostrom bestimmbaren Gesamtbesetzung kann durch den bekannten und zuvor diskutierten Verlauf der Winkelabhängigkeit auf die Polarisation des unbekannten zweiten Laserpulses zurück geschlossen werden. Allerdings weist die Besetzung um 0° bzw. 360° einen flachen Gradienten auf, sodass hier der Rückschluss

auf die Polarisation des zweiten Pulses mit großen Unsicherheiten behaftet ist. In einem solchen Fall bietet sich daher eine zweite Messung mit $\Psi_1 = 90^\circ$ als ersten Puls an, da in diesem Fall eine größere Sensitivität auf Winkeländerungen vorliegt.

Die vorgenannten Ausführungen setzen eine konstruktive Phasenlage zwischen dem voreingestellten und dem unbekannten Puls voraus. Ist dies nicht der Fall, so kann das Verfahren zur Bestimmung der linearen Polarisation auch dadurch angewendet werden, dass nicht direkt die Besetzung, sondern die Interferenz-Amplitude bestimmt wird. Die Abhängigkeit vom Polarisationswinkel des unbekannten Pulses weist dadurch einen modifizierten Verlauf auf, welcher in der Vorarbeit [79] dargestellt ist.

Wird die zeitliche Abfolge bzw. Rolle der Pulse umgekehrt, womit der erste Puls unbekannt und der zweite vorgegeben wird, so sind die in diesem Abschnitt beschrieben Verläufe und Vorgehensweisen in gleicher Weise anwendbar.

8.2. Rekonstruktion unbekannter beliebiger Polarisationen

Das im vorherigen Abschnitt beschriebene Konzept kann nun auf beliebige Polarisation, insbesondere elliptische, erweitert werden. Da nun viel mehr Polarisationszustände möglich sind, muss eine geeignete Auswahl der festen Pulse vorgenommen werden. Hierzu bieten sich die in Tabelle 3.1 aufgeführten Polarisationen an. Diese werden für die Simulationen in Abbildung 8.3 als möglichen Einstellungen für einen ersten (zweiten) Puls verwendet und die Polarisation des zweiten (ersten) Laserfeldes variiert. Die jeweils resultierende Gesamtbesetzung ist in Farbe kodiert, wobei Blau (0) dem Leerzustand und Rot (1) einem Exziton entspricht.

Bei der verwendeten Art der Darstellung ist allerdings zu beachten, dass die obere (untere) Kante mit $\chi_1 = +45^\circ$ ($\chi_1 = -45^\circ$) unabhängig vom Azimutwinkel Ψ der rechts-zirkularen (links-zirkularen) Polarisation und damit dem Nordpol (Südpol) der Poincaré-Kugel entspricht. Ebenso sind Polarisationszustände mit $\Psi = +90^\circ$ identisch zu denjenigen mit $\Psi = -90^\circ$. Dies kann leicht anhand der Äquatorebene der Poincaré-Kugel (Abbildung 3.2) nachvollzogen werden.

Zunächst ist ersichtlich, dass die Reihenfolge der Pulse für die resultierenden Besetzungen unerheblich ist. Das erste Laserfeld erzeugt unabhängig von seiner Polarisation zunächst eine Gesamtbesetzung von 0,5. Diese kann nur unterschritten werden, wenn eine Polarisationskomponente des zweiten Pulses eine destruktive Phasenlage aufweist

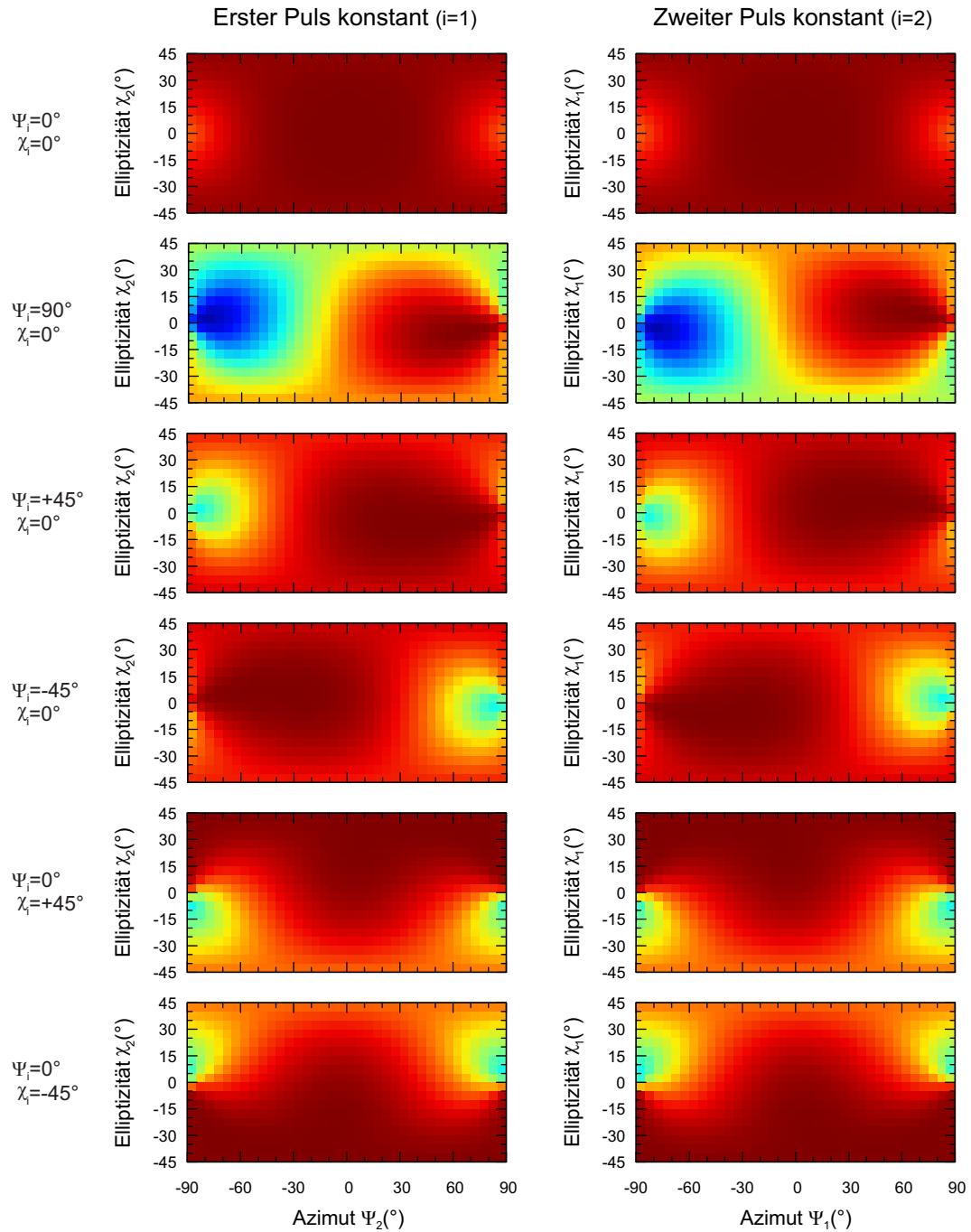


Abbildung 8.3.: Simulierte Doppelpuls-Experimente an Quantenpunkt A mit verschiedenen festen ersten (zweiten) und variierten zweiten (ersten) Pulsen. Die messbare Gesamtbesetzung ist in Farbe kodiert, wobei Blau dem Leerzustand 0 und Rot der Maximalbesetzung 1 entspricht.

und eine dadurch folgende Erniedrigung der Besetzung in diesem FSS-Niveau nicht durch eine Erhöhung im jeweils anderen Niveau kompensiert wird. Da dies jedoch für die meisten Polarisationszustände zutrifft, ist die Gesamtbesetzung überwiegend größer als 0,5. Einzig wenn der zweite Puls gleichartig polarisiert, aber eine destruktive Phasenlage aufweist, kann die Besetzung wieder auf 0 reduziert werden. Ein Beispiel hierfür ist ein vertikal polarisierter erster Puls $\Psi_1 = +90^\circ, \chi_1 = 0^\circ$ und ein hierzu um 180° gedrehter zweiter Puls mit $\Psi_2 = -90^\circ, \chi_2 = 0^\circ$.

Es wäre wünschenswert, die vorgenannten Simulationen experimentell reproduzieren zu können. Diesem steht jedoch der technische Umstand entgegen, dass der Messaufbau keine ausreichende Langzeitstabilität hinsichtlich der Phase zwischen den Pulsen aufweist. Eine Messreihe analog zu Abbildung 8.3 mit einem Winkelinkrement von 5° benötigt eine Messzeit von circa 2 Stunden. Während dieser Zeitspanne kann aktuell die Phasenstabilität des Interferometers nicht gewährleistet werden. Daher werden für die folgenden Messungen und Simulationen für jede Polarisierungseinstellung der beiden Pulse die zugehörigen Interferenz-Amplituden ermittelt und dargestellt. Da diese auf einer kontrollierten Phasenverschiebung zwischen den Pulsen innerhalb weniger Sekunden basiert, kann ein Drift des Interferometers umgangen werden, welcher auf einer Zeitskala im Minutenbereich erfolgt.

Die Abbildungen 8.4 und 8.5 zeigen Gegenüberstellungen von Simulation und experimentellen Ergebnissen für feste polarisierte erste bzw. zweite Pulse. In den simulierten Teilbildern entspricht die blaue Farbkodierung einer verschwindenden und Rot der maximal möglichen Interferenz-Amplitude von $A_{Int} = 0,5$. In den Teilbildern mit experimentellen Daten ist die Farbskalierung auf die gemessene maximale und minimale Interferenz-Amplitude bezogen. Die jeweils zugehörigen Pikoampere-Werte sind in den Teilbildern angegeben.

Aufgrund der Polarisationsansteuerung mit Hilfe empirischer Referenzdaten sind die erzielbaren Polarisierungseinstellungen leichten Abweichungen unterworfen, wodurch nicht exakte Winkelinkremeente von 5° erzielt werden können. Für die Darstellung als Farbkarten wurden daher die Werte der Interferenz-Amplitude anhand der benachbarten Messwerte interpoliert. Da die Simulationen einen stetigen Verlauf der Interferenz-Amplitude zeigen, wird diese rein darstellungsbedingte Interpolation als vertretbar angesehen.

Beide Abbildungen zeigen qualitativ gute Übereinstimmung zu den theoretisch erwarteten Verläufen der Interferenz-Amplitude. Wiederum ist die Reihenfolge der Pulse unerheblich.

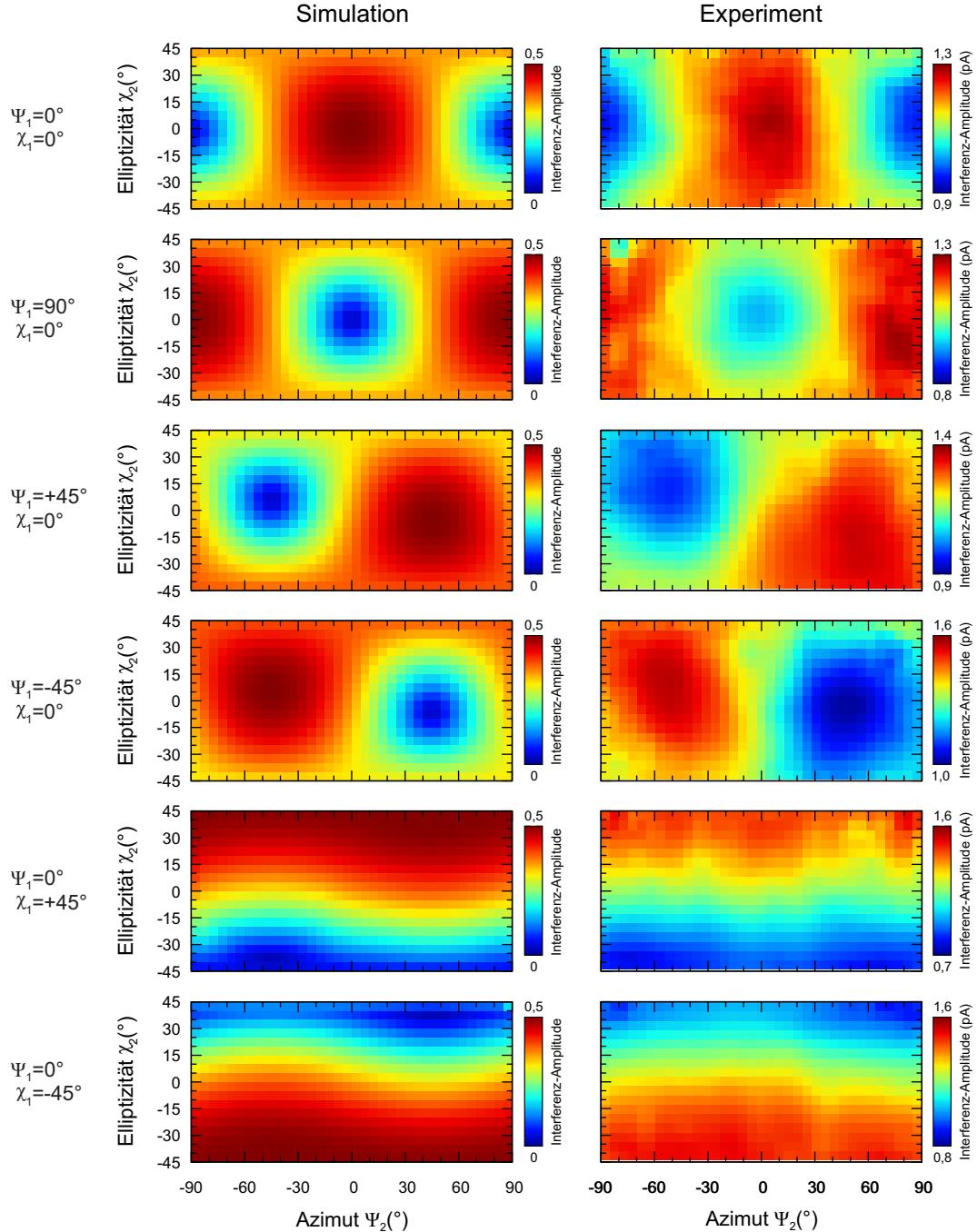


Abbildung 8.4.: Vergleich zwischen simulierten (links) und gemessenen (rechts) Interferenz-Amplituden A_{Int} , wobei die Polarisierung des ersten Pulses Ψ_1 fest und die des zweiten Pulses Ψ_2 variiert wird. Die Farbkodierung erfolgt für die Simulationen von Blau (0) bis Rot (0,5) und ist für die experimentellen Werte jeweils angegeben.

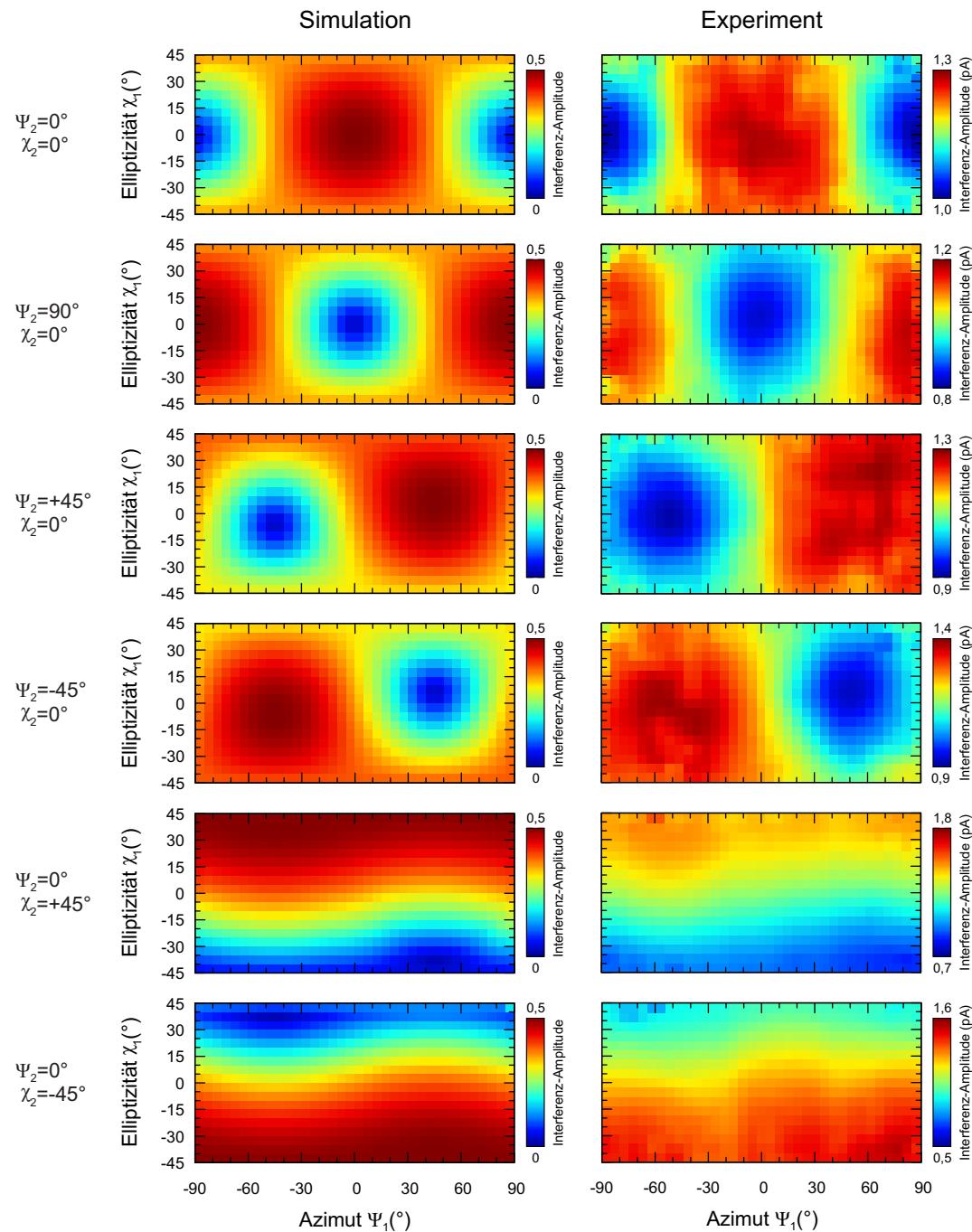


Abbildung 8.5.: Vergleich zwischen simulierten (links) und gemessenen (rechts) Interferenz-Amplituden A_{Int} , wobei die Polarisation des ersten Pulses Ψ_1 variiert wird und die des zweiten Pulses Ψ_2 fest ist. Die Farbkodierung erfolgt für die Simulationen von Blau (0) bis Rot (0,5) und ist für die experimentellen Werte jeweils angegeben.

8. Übertragung eines Polarisationszustandes

Eine genauere Betrachtung der Simulation und Messdaten zeigt, dass in den Fällen, bei welchen durch den ersten Puls eine Superposition beider FSS-Niveaus angeregt wird, beispielsweise bei diagonaler Polarisation ($\Psi_1 = \pm 45^\circ, \chi_1 = 0^\circ$), die maximale Interferenz-Amplitude nicht für gleichartig polarisierte zweite Pulse erzielt wird, sondern die Maxima zu betragsmäßig höheren Elliptizitäten hin verschoben sind. Gleiches gilt für die Minima der Interferenz-Amplitude, welche gegenläufig abweichen.

Ursache hierfür ist eine Quantenschwebung (siehe Abschnitt 7.3), welcher sich bedingt durch die Feinstrukturaufspaltung während der Pulsverzögerung eine zusätzliche Phasendifferenz zwischen den Feinstrukturniveaus akkumuliert. Die durch den ersten Puls in das 3LS übertragene Polarisation wird so modifiziert und erhält einen gesteigerten elliptischen Anteil. Um eine maximale bzw. minimale Interferenz-Amplitude zu erzielen wird daher ein entsprechend abweichend polarisierter zweiter Puls benötigt. Abbildung 8.6 demonstriert dies durch Simulationen für feste erste bzw. zweite Pulse für verschiedene Werte der Feinstrukturaufspaltung.

Um nun die beliebige, aber feste unbekannte Polarisation eines ersten Pulses zu ermitteln, kann nach dem in Abbildung 8.7 gezeigten Schema vorgegangen werden. Hierbei wird beispielhaft angenommen, dass der unbekannte erste Puls mit $\Psi_1 = -30^\circ, \chi_1 = -20^\circ$ polarisiert ist, was einer leicht links-elliptisch und zusätzlich gekippten Polarisation entspricht.

Im linken Teil sind die aus Abbildung 8.5 bekannten simulierten Farbkarten übereinander gestapelt angeordnet und die zu rekonstruierende Polarisation markiert. Am linken Rand ist die zur jeweiligen Farbkarte gehörige feste Polarisation des zweiten Pulses angegeben sowie die Interferenz-Amplitude, welche für den als unbekannt angenommenen ersten Puls gemessen werden kann.

Der rechte Stapel zeigt für jede Polarisation des zweiten Pulses diejenigen Polarisationszustände des ersten Pulses schwarz an, deren Interferenz-Amplitude innerhalb eines Toleranz-Intervalls um den ermittelten Wert liegt. In den Farbkarten entspricht dies allen Punkten, welche eine „ähnliche Farbe“ wie der angenommene Polarisationszustand des ersten Pulses aufweisen. Für jede Farbkarte bzw. Polarisation des zweiten Pulses ist somit die Anzahl der möglichen Polarisationszustände des gesuchten ersten Pulses signifikant eingeschränkt, aber noch mehrdeutig. Die eindeutige Rekonstruktion des ersten Pulses erfolgt in einem letzten Schritt durch Bildung der Schnittmenge aus allen Teilmessungen, welche am Boden des rechten Stapels dargestellt ist.

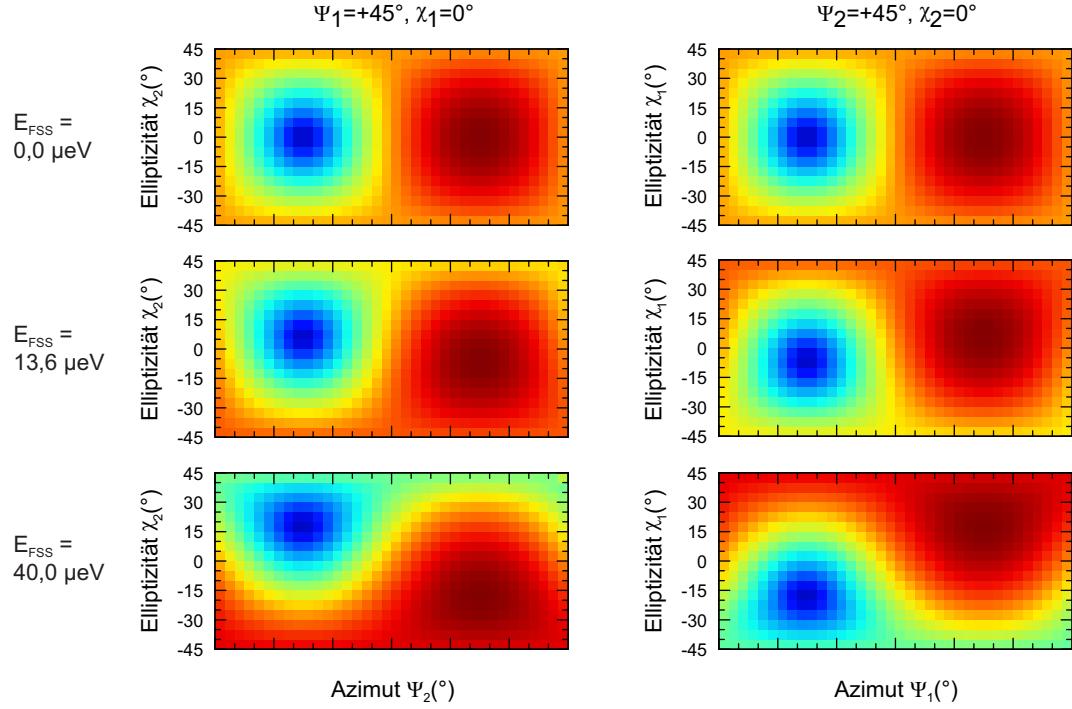


Abbildung 8.6.: Alle Teilbilder zeigen simulierte Doppelpuls-Experimente an Quantenpunkt A mit festem $+45^\circ$ linear polarisierten ersten (zweiten) Puls und Variation des zweiten (ersten) Pulses. Die resultierende Interferenz-Amplitude ist in Farbe von Blau (0) bis Rot (0,5) dargestellt. Bei verschwindender Feinstrukturaufspaltung (obere Zeile) führen gleichartig polarisierte Pulse zu einer maximalen Interferenz-Amplitude. Die mittlere Zeile zeigt Simulationen für den Wert der Feinstrukturaufspaltung für Quantenpunkt A. Durch eine einsetzende Quantenschwebung verschiebt sich das Maximum der Interferenz-Amplitude zu betragsmäßig größeren Elliptizitäten. Bei einem höheren Wert für die Feinstrukturaufspaltung (untere Zeile) tritt dieser Effekt noch deutlicher hervor.

8. Übertragung eines Polarisationszustandes

Für verschiedene polarisierte zweite Pulse messbare Interferenz-Amplituden:

2. Puls:
 $\Psi_2 = 0^\circ, \chi_2 = 0^\circ$
 Interferenz-Amplitude: 0,397

2. Puls:
 $\Psi_2 = 90^\circ, \chi_2 = 0^\circ$
 Interferenz-Amplitude: 0,303

2. Puls:
 $\Psi_2 = +45^\circ, \chi_2 = 0^\circ$
 Interferenz-Amplitude: 0,140

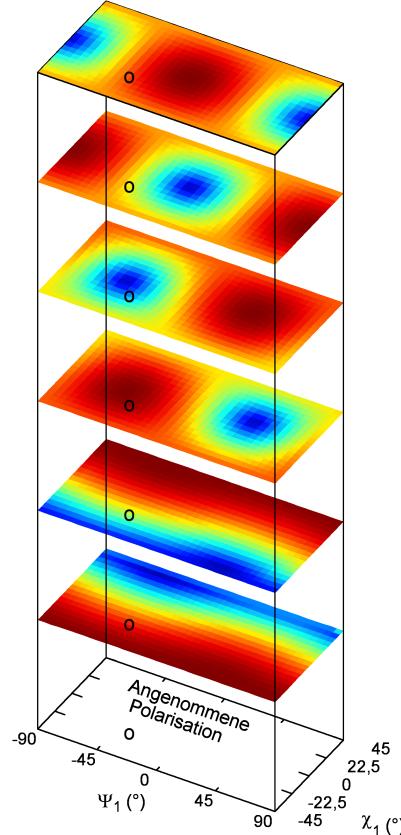
2. Puls:
 $\Psi_2 = -45^\circ, \chi_2 = 0^\circ$
 Interferenz-Amplitude: 0,479

2. Puls:
 $\Psi_2 = 0^\circ, \chi_2 = +45^\circ$
 Interferenz-Amplitude: 0,257

2. Puls:
 $\Psi_2 = 0^\circ, \chi_2 = -45^\circ$
 Interferenz-Amplitude: 0,429

Angenommene Polarisation des 1. Pulses:
 $\Psi_1 = -35^\circ, \chi_1 = -20^\circ$

Vorab berechnete Interferenz-Amplituden für alle möglichen Polarisationen des 1. Pulses:



Polarisationszustände des 1. Pulses, welche zu der messbaren Interferenz-Amplitude gehören:

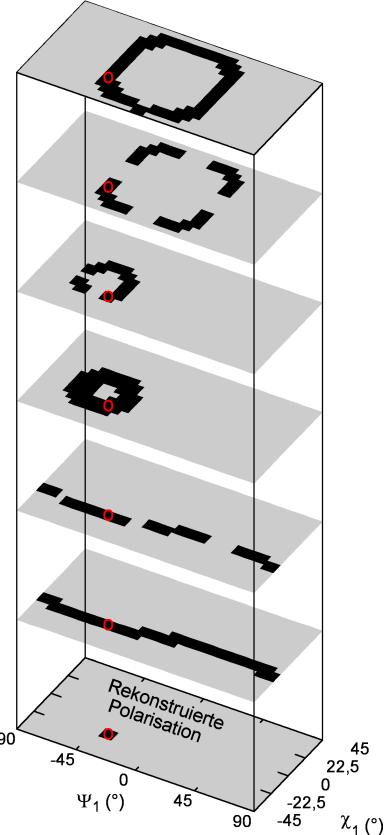


Abbildung 8.7.: Veranschaulichung des Verfahrens zur Rekonstruktion eines Polarisationszustandes am Beispiel eines ersten Pulses mit $\Psi_1 = -30^\circ$ und $\chi_1 = -20^\circ$. Dieser ist im linken Stapel mit simulierten Farbkarten (siehe auch Abbildung 8.5) für verschiedene Polarisationen des zweiten Pulses markiert. Am linken Rand sind jeweils die messbaren Interferenz-Amplituden angegeben. Wird für die Bestimmung der Interferenz-Amplitude ein Toleranz-Intervall berücksichtigt, welches durch die experimentellen Gegebenheiten bedingt ist, so kommen für die als unbekannt angenommene Polarisation des ersten Pulses nur diejenigen Zustände in Frage, welche im rechten Stapel jeweils schwarz markierten sind. Die entstehende Mehrdeutigkeit kann durch Bilden der Schnittmenge aller Teilmessungen aufgelöst werden, wodurch unten rechts der unbekannte Polarisationszustand wieder eindeutig rekonstruiert werden kann.

Nach diesem Verfahren kann durch die Messung der Interferenz-Amplitude für mehrere verschiedene Polarisationen der unbekannte Polarisationszustand eines Pulses eindeutig rekonstruiert werden. Abschließend sollen verschiedene Rahmenbedingungen des hier vorgestellten Verfahrens erläutert werden:

Als Winkelinkrement für die Abrasterung des Parameterraumes wurden 5° gewählt, da dies einen Kompromiss zwischen der für die Demonstration des Verfahrens nötigen Auflösung und den Messzeiten darstellt, welche für sechs Farbkarten bereits bei rund acht Stunden liegen. Freilich ist eine feinere Abrasterung der Eindeutigkeit und Auflösung der Polarisationswiederherstellung zuträglich.

Das bei Auswahl der möglichen Polarisationszustände erwähnte Toleranz-Intervall berücksichtigt die Messunsicherheit der Interferenz-Amplitude aufgrund des Rauschens der Photostrom-Messung von $\pm 75,2 \text{ fA}$ (siehe Abschnitt 5.9). Unter optimalen Bedingungen oszilliert der Photostrom bei Variation der Phasenlage zwischen 0 pA und den maximal möglichen $12,82 \text{ pA}$ (gemäß Gleichung 2.4), was einer Interferenz-Amplitude von $\pm 6,41 \text{ pA}$ entspricht. Die ermittelte Gesamtbesetzung ist daher mit einer Unsicherheit von mindestens $\pm 0,0752 \text{ pA}/6,41 \text{ pA} = \pm 0,012 \Rightarrow \pm 1,2\%$ behaftet.

In Abbildung 8.7 fällt zudem auf, dass sich für die horizontale bzw. vertikale Polarisation des zweiten Pulses ($\Psi_2 = 0^\circ$ bzw. $\Psi_2 = 90^\circ$ und $\chi_2 = 0^\circ$) eine ähnliche Auswahl möglicher Polarisationen des ersten Pulses ergeben. Gleches gilt für die diagonalen Polarisationszustände ($\Psi_2 = +45^\circ$ bzw. $\Psi_2 = -45^\circ$ und $\chi_2 = 0^\circ$) sowie rechts- und links-zirkulare Polarisation ($\Psi_2 = 0^\circ$ und $\chi_2 = +45^\circ$ bzw. $\chi_2 = -45^\circ$). Es ist daher naheliegend, das vorgestellte Verfahren nur mit drei verschiedenen Polarisationen für den zweiten Puls durchzuführen, was im Falle des vorliegenden Beispiels ebenfalls zu einer eindeutigen Rekonstruktion führen würde.

Abbildung 8.8 zeigt Simulationen für Rekonstruktionen des Polarisationszustandes unter Verwendung von drei bzw. sechs verschiedenen Polarisationen des zweiten Pulses und diversen Toleranzen der Interferenz-Amplituden. Hierbei sind alle Polarisationszustände, welche zu einer Mehrdeutigkeit führen, mit demselben Farbton markiert. Eindeutig bestimmbarer Polarisationen sind nicht bzw. weiß eingezeichnet. Es lassen sich zwar Polarisationszustände mit verschiedenen Farbtönen unterscheiden, jedoch sind gleichartig farblich markierte Zustände nicht eindeutig bestimmbar. Die gewählten Farbtöne dienen allein zur Unterscheidung verschiedener Bereiche und spiegeln nicht den Wert einer bestimmten physikalischen Größe wider, wie es in den übrigen Farbkarten der Fall ist.

8. Übertragung eines Polarisationszustandes

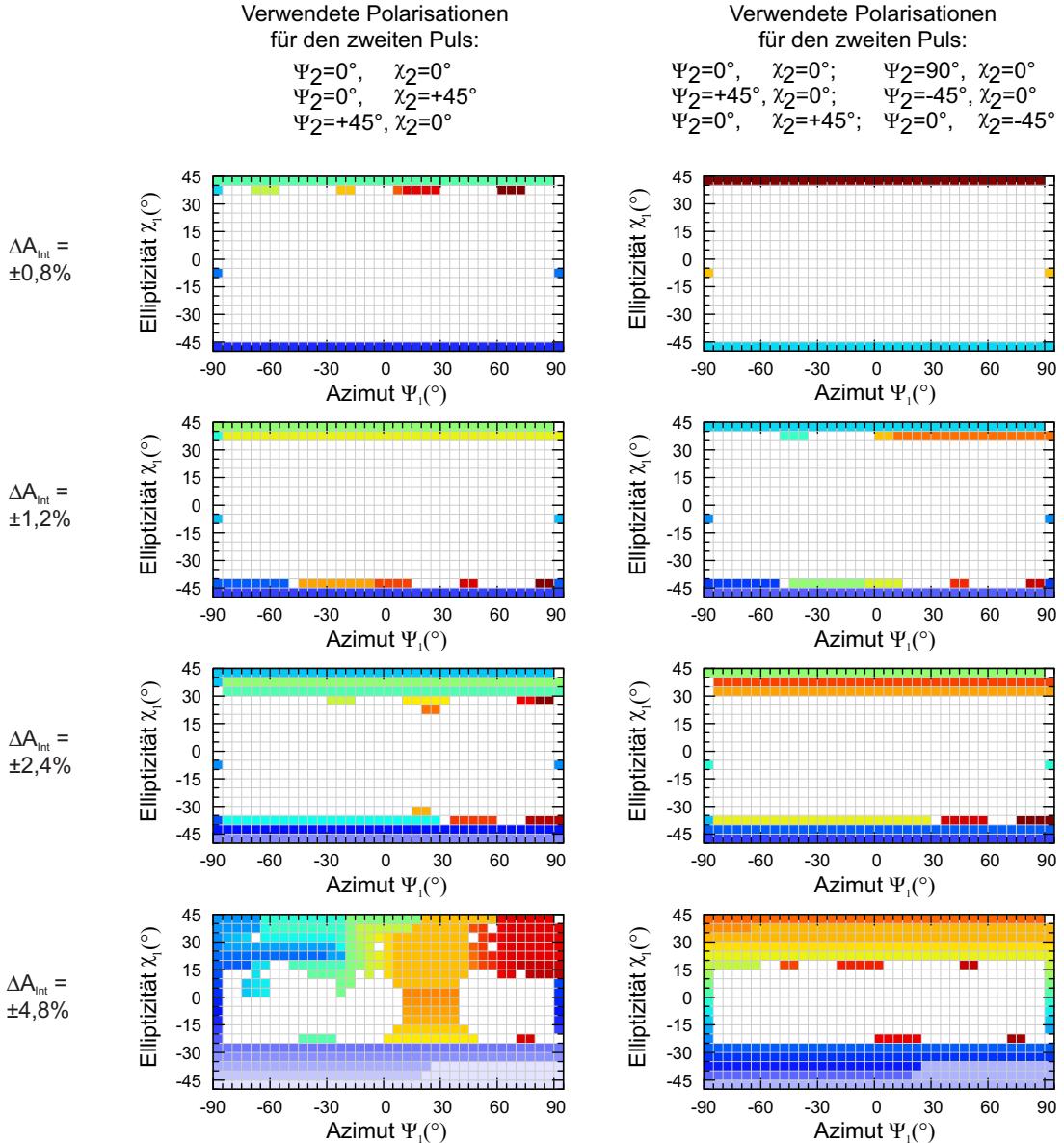


Abbildung 8.8.: Wird das Verfahren zur Rekonstruktion einer unbekannten Puls-Polarisation (siehe Abbildung 8.7) mit drei (erste Spalte) bzw. sechs (zweite Spalte) verschiedenen festen Polarisationen des zweiten Pulses sowie unterschiedlichen Toleranz-Intervallen (Zeilen) durchgeführt, so können nicht alle Polarisationszustände eindeutig voneinander unterschieden werden. Diese sind in den Teilbildern mit demselben Farbtönen markiert. Ansonsten entsprechen die verwendeten Farben keinem zugeordneten Wert. Zustände mit verschiedenen Farbtönen sind voneinander unterscheidbar. Eindeutig rekonstruierbare Zustände sind weiß eingezeichnet. An der oberen bzw. unteren Kante ($\chi_1 = +45^\circ$ bzw. $\chi_1 = -45^\circ$) entsprechen alle Punkte der rechts- bzw. links-zirkularen Polarisation und sind daher eingefärbt.

8.2. Rekonstruktion unbekannter beliebiger Polarisationen

Die Mehrdeutigkeiten am oberen bzw. unteren Rand der Teilbilder erklären sich dadurch, dass die dort dargestellten Polarisationszustände mit $\chi_2 = +45^\circ$ bzw. $\chi_2 = -45^\circ$ alle der rechts- bzw. links-zirkularen Polarisation entsprechen und somit denselben Zustand bezeichnen.

In erster Linie können Polarisationszustände mit hohem elliptischen Anteil nicht mehr eindeutig rekonstruiert werden, sofern die Toleranz für die Bestimmung der Interferenz-Amplitude nicht ausreichend klein ist. Die Verwendung von sechs anstatt drei verschiedenen polarisierten zweiten Pulsen bewirkt hingegen nur eine geringfügige Reduktion der Mehrdeutigkeiten.

Allerdings muss bedacht werden, dass die im Rahmen dieser planaren Darstellung äquidistant angeordneten Polarisationszustände auf der Poincaré-Kugel unterschiedliche Abstände aufweisen und vor allem bei zunehmender Elliptizität, also bei den Polen, enger beieinander liegen. Für eine weitere Reduktion der verbliebenen Mehrdeutigkeiten und eine besser aufgelöste Polarisations-Rekonstruktion empfiehlt sich daher ein Windinkelkrement, welches kleiner als die hier technisch bedingt verwendeten 5° ist.

Zudem geht aus den in Abbildungen 8.4 bzw. 8.5 verzeichneten Werten für die gemessenen Interferenz-Amplituden hervor, dass diese in keinem optimalen Verhältnis zu der erzielten Unsicherheit der Photostrommessung stehen. Daher wurde das Verfahren zur Polarisations-Rekonstruktion in Abbildung 8.7 anhand der simulierten Daten demonstriert. Die vorgestellten Messdaten zeigen jedoch qualitativ gute Übereinstimmungen mit den Simulationen und bestätigen somit die Anwendbarkeit des hier erläuterten Verfahrens.

Dieses ist zudem Gegenstand des im Jahre 2010 angemeldeten Patents „Verfahren zur Übertragung des Polarisationszustandes von Photonen in ein stationäres System“ (DE 10 2010 020 817.5) ist. Hierzu sei auch explizit auf die Anmerkungen unter [C.13] hingewiesen.

9. Polarisationsbasierte robuste Besetzungsinversion

In diesem Kapitel soll ein neues Schema zur optischen Manipulation eines Quantensystems und vor allem zur möglichst vollständigen Invertierung der Besetzung vorgestellt werden. Es stellt ein alternatives Verfahren zu bereits etablierten Techniken, wie beispielsweise Rabi-Oszillationen [19, 63, 89, 101, 116] und der adiabatischen schnellen Passage (Adiabatic Rapid Passage, ARP) [109, 112, 144] dar.

Das Anregungsschema verwendet Doppelpulse mit orthogonalen Polarisationen bzw. einem Puls mit adiabatisch gedrehter Polarisation. Das Ergebnis der Inversion zeichnet sich besonders durch eine gesteigerte Robustheit und Toleranz gegenüber imperfect präparierten Pulsen aus und ist unabhängig von ihrer Phasendifferenz. Perspektivisch ist zudem eine Nutzung des Anregungsschemas als optischer Schalter denkbar. Grundlage für das Verfahren bildet das hier untersuchte V-förmige Drei-Niveau-System (3LS), welches insbesondere die in Abschnitt 4.3 dargelegten Eigenschaften der polarisationsbasierten Adressierbarkeit und Pauli-Blockade aufweist.

Das Patent „Verfahren zur Präparation einer Besetzungsinversion in einem Quantensystem mittels Mehrpulsanregung“ (DE 10 2013 012 682.7) sowie eine zeitgleich zu dieser Arbeit entstehende Veröffentlichung befassen sich ebenfalls mit den Inhalten dieses Kapitels, weshalb an dieser Stelle auf die Anmerkungen [C.15] hingewiesen wird.

9.1. Rabi-Oszillationen

Zunächst sollen normale Rabi-Oszillationen betrachtet werden, um anschließend im Kontrast hierzu die Eigenschaften des neuen Verfahrens zu diskutieren. Im Gegensatz zu zahlreichen vorherigen Arbeiten (beispielsweise [121, 131, 133, 149]) erfolgt die Anregung nicht mit einem einzigen Laserpuls, sondern es werden Doppelpuls-Experimente durchgeführt.

Die Oszillation der Besetzung hängt gemäß Gleichung 3.10 von der Rabi-Frequenz (Gleichung 3.6) ab, welche wiederum linear vom elektrischen Feld und somit quadratisch von der Anregungsleistung abhängt. Beispielsweise erfordert ein π -Puls in den hier vorgestellten Messungen eine Anregungsleistung von $2,7 \mu\text{W}$, wobei zu beachten ist, dass dieser Wert nicht die effektiv auf den Quantenpunkt wirkende Leistung angibt, sondern lediglich ein Vergleichswert ist, der in Abschnitt 5.7 näher beschriebener ist. Alternativ ist auch die Einstellung der Pulsfläche über die Anregungsdauer denkbar. Dies ist jedoch nicht anwendbar, da die Halbwertsbreite der Pikosekundenpulse des Anregungslasers nur in sehr engen Grenzen veränderbar ist. Sofern nicht abweichend angegeben, beziehen sich die im Folgenden genannten Pulsflächen stets auf die Summe beider Pulse $A = A_1 + A_2$.

Zunächst werden beide Pulse horizontal linear polarisiert ($\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$) und in konstruktive Phasenlage zueinander gebracht, was dem in Abbildung 7.1 skizzierten Anregungsschema entspricht. Die Simulationen in Abbildung 9.1 zeigen die Besetzung der beiden FSS-Niveaus $|X\rangle$ und $|Y\rangle$, sowie die als Photostrom messbare Gesamtbesetzung $|X\rangle + |Y\rangle$ in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche für verschiedene Polarisationen des ersten und zweiten Pulses. Der vorgenannte Fall ist hierbei in Teilbild (a) gezeigt. Es wird nur der $|X\rangle$ -Zustand angeregt und so das Drei- auf ein Zwei-Niveau-System reduziert. Der $|Y\rangle$ -Zustand ist nicht involviert und verbleibt bei 0, womit die Besetzung des $|X\rangle$ -Zustandes der Gesamtbesetzung entspricht.

Für die Gesamtpulsfläche π ergibt sich eine vollständige Inversion mit der Besetzung 1. Den zeitlichen Verlauf für diesen Fall zeigt die Simulation in Abbildung 9.6c für den Fall, dass zwei $\pi/2$ -Pulse verwendet werden ($A_1 + A_2 = 2 \cdot \pi/2$). Der erste Puls dreht den Bloch-Vektor der Bloch-Kugel (siehe Abbildung 3.1) um die u-Achse vom Südpol $|0\rangle$ auf den Äquator, was der Besetzung 0,5 entspricht. Aufgrund der konstruktiven Phasendifferenz zwischen den Pulsen dreht der zweite Puls den Bloch-Vektor weiter bis zum Nordpol. Für Gesamtpulsflächen größer als π wird der Bloch-Vektor über den Nordpol hinaus gedreht, wodurch die Projektion auf die w-Achse als Entsprechung der Besetzung wieder abnimmt. Bei einer Gesamtpulsfläche von 2π vollzieht der Bloch-Vektor eine komplette Umdrehung, sodass die Besetzung wieder 0 ist.

Sind beide Pulse gleichartig diagonal ($\Psi_1 = \Psi_2 = \pm 45^\circ$, $\chi_1 = \chi_2 = 0^\circ$) oder zirkular ($\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$, $\chi_1 = \chi_2 = \pm 45^\circ$) polarisiert und in Phase, so ergibt sich der in Abbildung 9.1c dargestellte Verlauf. Beide FSS-Niveaus werden gleichermaßen angeregt, aber der als Rabi-Oszillationen im Photostrom messbare Verlauf der Gesamtbesetzung ist identisch. Allerdings ist die zuvor verwendete Veranschaulichung anhand einer Bloch-Kugel nicht mehr anwendbar, da nun drei Niveaus involviert sind.

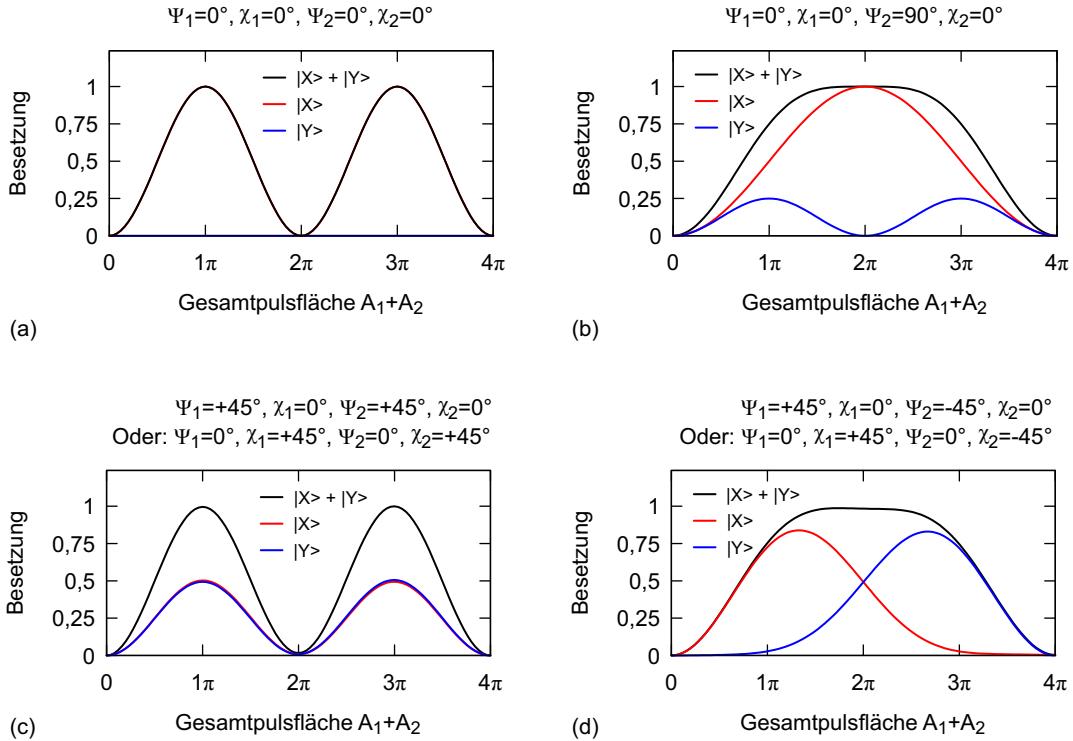


Abbildung 9.1.: Die simulierte Besetzung der einzelnen FSS-Zustände und die Gesamtbesetzung werden in allen Teilstudien in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche für Doppelpulse mit verschiedenen Polarisationseinstellungen und konstruktiver Phasenlage aufgetragen. (a) Für gleichartig polarisierte Pulse ergeben sich die bekannten Rabi-Oszillationen. Sind beide Pulse horizontal polarisiert, so wird der $|Y\rangle$ -Zustand nicht angeregt. (b) Für das neue Anregungsschema mit orthogonal polarisierten Pulsen ergibt sich ein flacher Gradient der Gesamtbesetzung um den Maximalwert 1 bei der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2 = 2\pi$. Bei Anregung mit einem ersten horizontal polarisierten Puls dominiert die hierdurch erzeugte Besetzung im $|X\rangle$ -Zustand gegenüber der Anregung durch den zweiten vertikalen Puls. (c) Bei gleichartig diagonal oder zirkular polarisierten Pulsen sind beide FSS-Niveaus gleichmäßig besetzt und es ergeben sich normale Rabi-Oszillationen. (d) Erfolgt die Anregung durch Pulse mit diagonaler oder zirkularer Polarisation, so gleichen sich die Besetzungen in beiden FSS-Niveaus gegenseitig aus, wodurch der Verlauf der Gesamtbesetzung gegenüber dem vorgenannten Fall unverändert bleibt.

Den vorherigen Ausführungen entsprechend gemessene Rabi-Oszillationen sind in Abbildung 9.2 für horizontal polarisierte Pulse ($\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$) und in Abbildung 9.3 für diagonale Polarisation ($\Psi_1 = \Psi_2 = +45^\circ$) zu finden. Der inkohärente Untergrund [9] ist bereits abgezogen. Die entsprechende Funktion wird durch Aufnahme des Photostromes gegen die Anregungsleistung für horizontal polarisierte Pulse mit destruktiver Phasenlage ermittelt. Dies führt zu einer Unterdrückung der Rabi-Oszillationen und bietet den Vorteil, dass alle weiteren Rahmenbedingungen, insbesondere die Vorspannung und Tunnelzeiten, den weiteren Messungen entsprechen. Abbildung 9.4 zeigt exemplarisch den Verlauf des Photostromes ohne Abzug der mit eingezeichneten Untergrundfunktion für die Basis horizontaler bzw. vertikaler Polarisation.

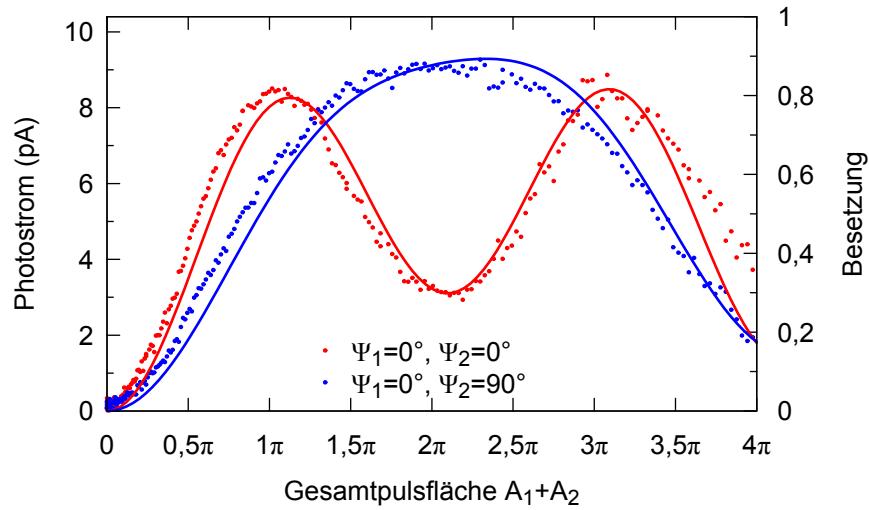


Abbildung 9.2.: An Quantenpunkt B gemessener Photostrom (Punkte) und berechnete Besetzungen (Linien) in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2$ der Doppelpulse mit konstruktiver Phasenlage. Für den rot dargestellten Fall horizontal polarisierter Pulse ($\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$) ergeben sich die bekannten Rabi-Oszillationen. Liegt das neue Anregungsschema mit orthogonal polarisierten Pulsen vor ($\Psi_1 = 0^\circ$, $\Psi_2 = 90^\circ$), so weist der blau eingezeichnete Fall eine auf 4π verdoppelte Periode auf. Vor allem aber ergibt sich ein flacher Gradient um die Maximalbesetzung bei $A_1 + A_2 = 2\pi$, welcher eine fehlertolerante Präparation der Besetzungsinverson ermöglicht. Der inkohärente Untergrund ist in beiden Fällen bereits subtrahiert. Die simulierten theoretischen Kurven berücksichtigen eine aus CW-Linienbreiten gewonnene Dephasierungszeit von $T_2 = 85$ ps. Weiterer Parameter: $V_B = -0,4382$ V

Da die Pulsfläche proportional zum elektrischen Feld der Anregung ist, wird der vom Untergrund bereinigte Photostrom zunächst gegen die Quadratwurzel der jeweils gemessenen Anregungsleistung aufgetragen. In einem zweiten Schritt wird die Skalierung so geändert, dass das erste lokale Minimum der normalen Rabi-Oszillationen einer Gesamtpulsfläche von 2π entspricht.

Vor allem bei den Pulsflächen $A_1 + A_2 = 2\pi$ und $A_1 + A_2 = 4\pi$ sinkt der Photostrom nicht wieder auf denjenigen Wert ab, welcher der Besetzung 0 entspricht. Dies ist im Zerfall von Population und Kohärenz während der Pulsverzögerung zwischen den beiden Pulsen begründet.

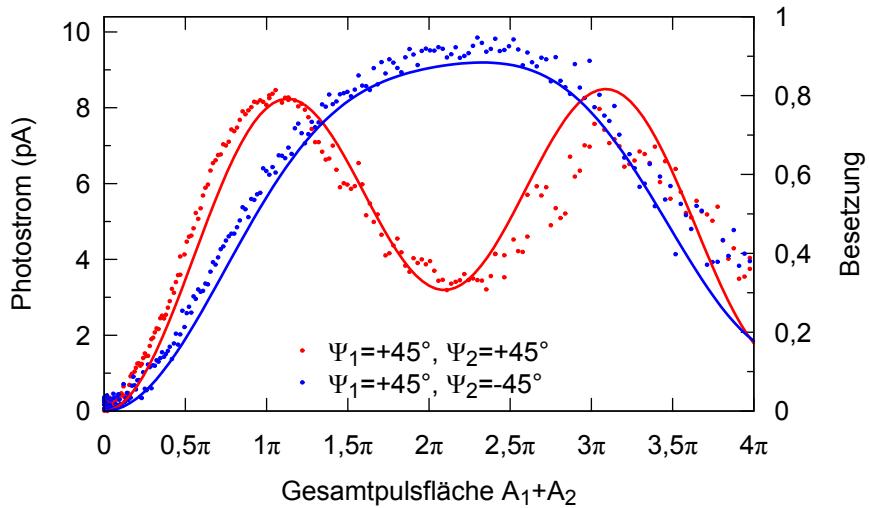


Abbildung 9.3.: An Quantenpunkt B gemessener Photostrom (Punkte) und berechnete Besetzungen (Linien) in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2$ der Doppelpulse mit konstruktiver Phasenlage. Für den rot dargestellten Fall diagonal polarisierter Pulse ($\Psi_1 = \Psi_2 = +45^\circ$) ergeben sich die bekannten Rabi-Oszillationen. Liegt das neue Anregungsschema mit orthogonal polarisierten Pulsen vor ($\Psi_1 = +45^\circ$, $\Psi_2 = -45^\circ$), so weist der blau eingezeichnete Fall eine auf 4π verdoppelte Periode auf. Vor allem aber ergibt sich ein flacher Gradient um die Maximalbesetzung bei $A_1 + A_2 = 2\pi$, welcher eine fehlertolerante Präparation der Besetzungsinversion ermöglicht. Der inkohärente Untergrund ist in beiden Fällen bereits abgezogen. Die simulierten theoretischen Kurven berücksichtigen eine aus CW-Linienbreiten gewonnene Dephasierungszeit von $T_2 = 85$ ps. Weiterer Parameter: $V_B = -0,4385$ V

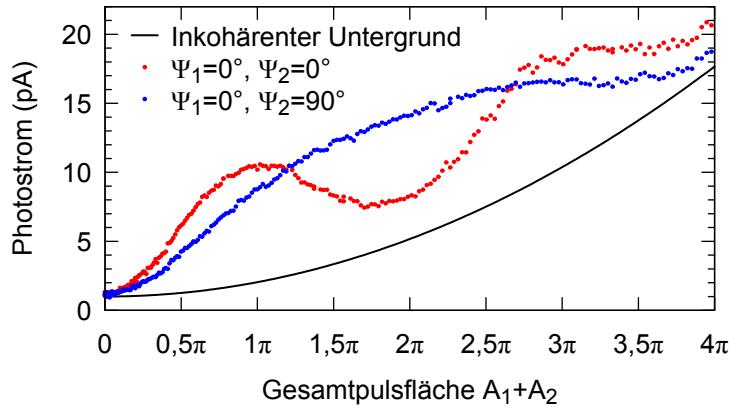


Abbildung 9.4.: Messdaten aus Abbildung 9.2 ohne Abzug des inkohärenten Untergrundes. Die für selbigen ermittelte Funktion ist als schwarze Linie mit eingezzeichnet.

Für die theoretischen Verläufe in den Abbildungen 9.2 und 9.3 ist dies gemäß der Gleichungen 3.21 und 3.32 im Simulationsparameter

$$\gamma = \gamma_{x0} = \gamma_{y0} = \frac{1}{T_1} = \frac{2}{T_2} = \frac{2}{85 \text{ ps}} \quad (9.1)$$

für die Populationszerfallsrate berücksichtigt. Dieser Wert ist gemäß Gleichungen 6.4 und 3.21 aus den Halbwertsbreiten der Feinstrukturlinien berechnet. Dies wird bei einer Vorspannung $V_B = -0,48 \text{ V}$ vorgenommen, welche mit denen für Abbildung 9.2 und 9.3 verwendeten vergleichbar ist, da V_B die Tunnel- und somit auch Dephasierungszeit beeinflusst.

Beim Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Kurven muss berücksichtigt werden, dass im vorliegenden Fall bei der in Abschnitt 2.6.2 beschriebenen Bestimmung der Gesamtbesetzung über den Photostrom nicht der in Gleichung 2.4 maximal mögliche Photostrom von $I_{ph} = 12,82 \text{ pA}$ erzielt werden kann. Dies ist in der vorhandenen Dephasierung sowie teils unvollständigem Tunneln der Ladungsträger bzw. nicht gänzlich unterbundener Photolumineszenz begründet.

Um zu ermitteln, welcher Photostrom unter den genannten Bedingungen der Gesamtbesetzung 1 entspricht, wird für den Fall normaler Rabi-Oszillationen ($\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$, $A_1 + A_2 = 2 \cdot \pi/2$) unter vergleichbaren Bedingungen ($V_B = -0,507 \text{ V}$) aus der Interferenz-Amplitude ein Besetzungskontrast zwischen konstruktiver und destruktiver Interferenz von $7,85 \text{ pA}$ ermittelt. Der in Abbildung 9.2 als rote Linie dargestellten simulierten

Berechnung kann entnommen werden, dass dieser Photostrom einer Besetzung von 0,755 entsprechen muss. Hierdurch ist es nunmehr möglich, der Gesamtbesetzung 1 einen Photostrom von $I_{ph} = 10,40 \text{ pA}$ zuzuordnen und die Achsen in den Abbildungen 9.2 und 9.3 entsprechend zu skalieren.

Die Messdaten und Simulationen zeigen die empfindliche Abhängigkeit der erzielbaren Gesamtbesetzung von der Gesamtpulsfläche. Weicht beispielsweise die für eine vollständige Inversion nötige Pulsfläche von $A_1 + A_2 = 2 \cdot \pi/2 = 1\pi$ um 20 % ab, sodass $A_1 + A_2 = 2 \cdot 0,8 \cdot \pi/2 = 0,8\pi$ auf das System wirken, dann sinkt die theoretisch zu erwartende Gesamtbesetzung bereits auf 0,904. Noch kritischer ist die Abhängigkeit von der Phasendifferenz beider Pulse. Bereits eine Änderung der optischen Weglänge in einem der beiden Interferometer-Arme um 453,59 nm, was in den hier vorgestellten Messungen einer halben Wellenlänge entspricht, führt zu destruktiver Phasenlage und somit Abregung der Besetzung durch den zweiten Puls. Abbildung 9.5a zeigt die Interferenz-Amplitude für diesen im Piktogramm (c) dargestellten Fall.

9.2. Robuste Präparation einer Besetzungsinvolution

Wird das System mit zueinander orthogonalen Pulsen angeregt, so weicht der Verlauf der Besetzung in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche wesentlich von den zuvor diskutierten Rabi-Oszillationen ab. In Abbildung 9.2 ist im blau dargestellten Fall der erste Puls horizontal ($\Psi_1 = 0^\circ$) und der zweite vertikal linear ($\Psi_2 = 90^\circ$) polarisiert. Analog hierzu werden in Abbildung 9.3 Pulse mit $\Psi_1 = +45^\circ$ und $\Psi_2 = -45^\circ$ diagonaler Polarisationen verwendet. In beiden Fällen ist die Periode auf 4π verdoppelt. Besonderes Augenmerk liegt jedoch darauf, dass der Photostrom bzw. die Besetzung um das Maximum um $A_1 + A_2 = 2\pi$ nur einen geringen Gradienten aufweist. Dies ist insbesondere aus den zugehörigen Simulationen in den Teilbildern (b) und (d) der Abbildung 9.1 zu entnehmen. Wang, Chen, Zhou et al. präsentierte in [26], [138] und [147] zwar ebenfalls Rechnungen für ein Drei-Niveau-System, welche einen derartigen flachen Verlauf aufwiesen. Sie beleuchteten die Ergebnisse jedoch nicht unter den hier vorgestellten Gesichtspunkten.

Das Zustandekommen des Verlaufs kann anhand der simulierten zeitlichen Abfolgen der Anregung in Abbildung 9.6 nachvollzogen werden: In Teilbild (b) mit horizontal bzw. vertikal polarisierten Pulsen und der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2 = 2 \cdot \pi/2$ initialisiert der erste Puls das System und erzeugt die Besetzung 0,5 im $|X\rangle$ -Zustand. Diese ist durch den hierzu orthogonal polarisierten zweiten Puls nicht mehr veränderbar. Aufgrund der

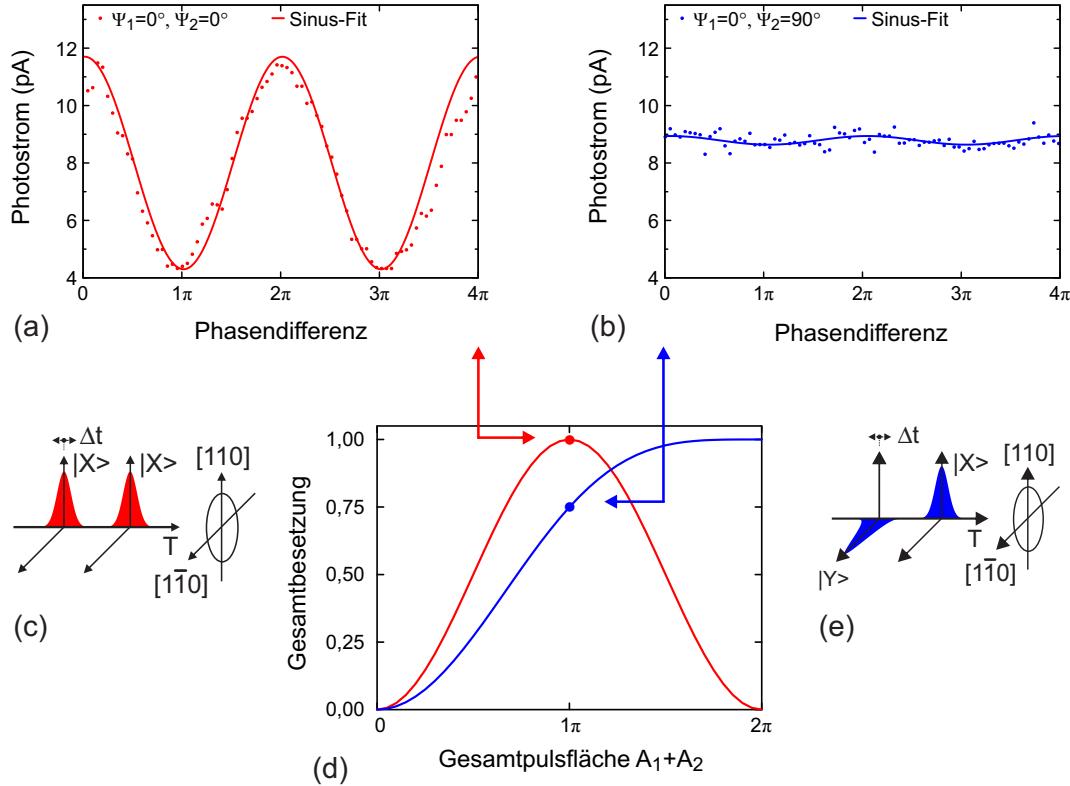


Abbildung 9.5.: Demonstration der Phasenunempfindlichkeit des neuen Anregungsschemas im Vergleich zu Rabi-Oszillationen: Für den Fall in Teilbild (c) skizzierten Fall parallel polarisierter Pulse zeigt Diagramm (a) eine gemessene Interferenz-Amplitude von $A_{Int} = 3,70 \text{ pA}$. Die Gesamtpulsfläche beträgt $A_1 + A_2 = 2 \cdot \pi/2$, sodass der in Teilbild (d) für konstruktive Phasenlage markierte Fall maximaler Besetzung bei normalen Rabi-Oszillationen vorliegt. Sind die Pulse wie in Teilbild (e) gezeigt orthogonal zueinander polarisiert ($\Psi_1 = 0^\circ, \Psi_2 = 90^\circ$ und $\chi_1 = \chi_2 = 5^\circ$), so ist die in Diagramm (b) gezeigte Interferenz-Amplitude minimal ($A_{Int} = 0,15 \text{ pA}$) und die resultierende Gesamtbesetzung in Teilbild (d) praktisch unabhängig von der Phasendifferenz der Pulse. Weitere Parameter: $V_B = -0,71 \text{ V}$, $P_{ex} = 1,8 \mu\text{W}$, zehnfache Mittelung des Photostromes. Die gezeigten Messungen wurden an Quantenpunkt C (siehe Anhang A.3) vorgenommen.

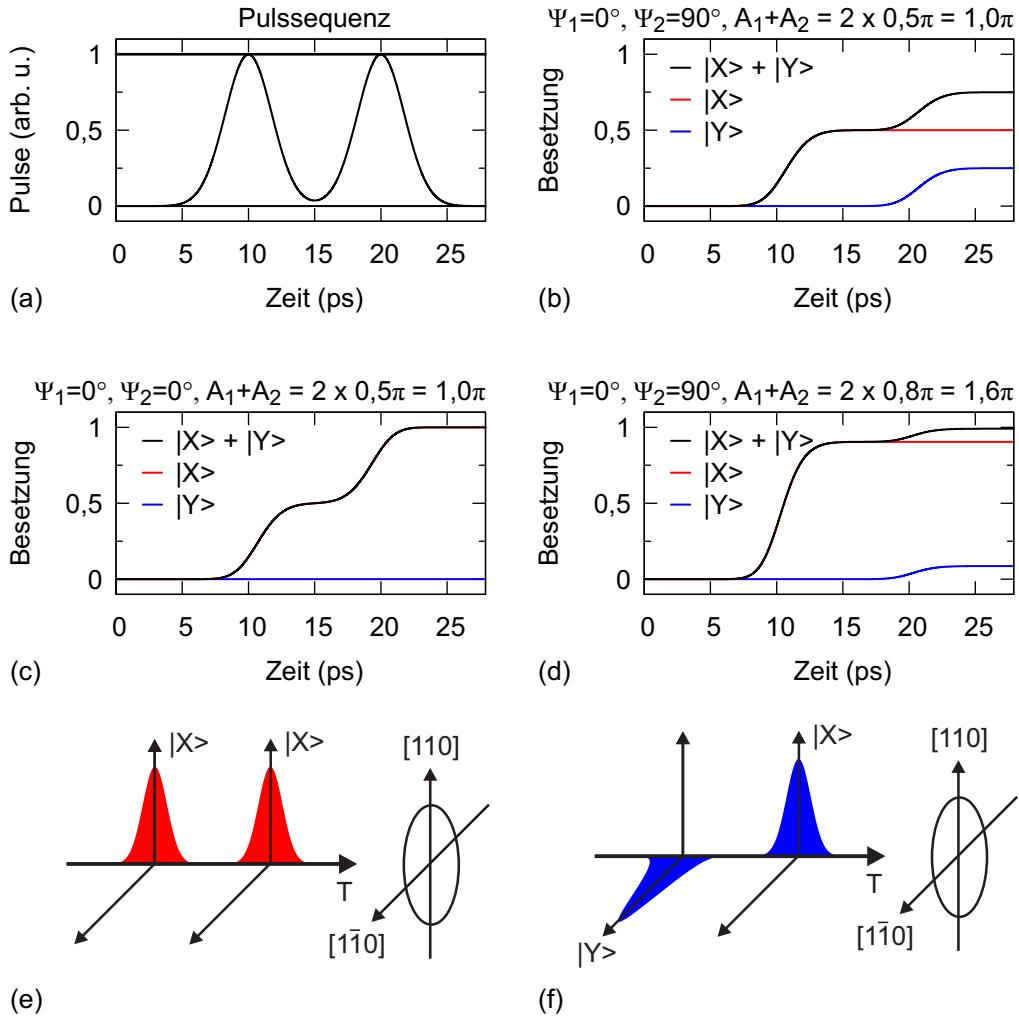


Abbildung 9.6.: Die Teilbilder zeigen die simulierte zeitliche Entwicklung der FSS-Zustände und Gesamtbesetzung für Doppelpulse (Teilbild a) mit konstruktiver Phasenlage und unterschiedlichen Polarisationen bzw. Gesamtpulsflächen. Für die in (e) skizzierten gleichartig linear polarisierten Pulse zeigt Teilbild (c) die sukzessive Anregung des $|X\rangle$ -Niveaus, während der $|Y\rangle$ -Zustand unbesetzt bleibt. Sind die Pulse orthogonal zueinander polarisiert (Teilbild f), so folgt der in (b) dargestellte Verlauf: Der erste Puls erzeugt zunächst eine Besetzung von 0,5 im $|X\rangle$ -Zustand. Ein zweiter vertikale polarisierter Puls kann anschließend das $|Y\rangle$ -Niveau lediglich auf 0,25 anregen, wodurch sich 0,75 als Gesamtsetzung ergibt. Die Robustheit des neuen Anregungsschemas gegenüber imperfekten Pulsflächen wird anhand Abbildung (d) deutlich. Für die Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2 = 2 \cdot 0,8\pi$ (Anstatt der optimalen $A_1 + A_2 = 2 \cdot 1,0\pi$) erzeugt der erste Puls zwar lediglich eine Besetzung von 0,904 im $|X\rangle$ -Niveau. Der $|Y\rangle$ -Zustand wird allerdings durch den zweiten Puls mit 0,086 besetzt, sodass das System mit einer resultierenden Gesamtbesetzung von 0,990 weiterhin praktisch vollständig invertiert ist.

Pauli-Blockade kann der zweite Puls die Gesamtbesetzung so nur noch im Intervall $[0,5 : 1,0]$ manipulieren. Obwohl es sich ebenfalls um einen $\pi/2$ -Puls handelt, regt dieser den $|Y\rangle$ -Zustand nur auf eine Besetzung von 0,25 an, womit als Gesamtbesetzung $0,5 + 0,25 = 0,75$ folgt. Dies entspricht dem in Kapitel 8 für Abbildung 8.1 und $\Psi_1 = 0^\circ$ und $\Psi_2 = 90^\circ$ diskutierten Fall.

Die Erzeugung einer vollständigen Besetzungsinverson erfolgt bei der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2 = 2\pi$, was auch anhand der Messergebnisse und der Simulation in Abbildung 9.1 (b) und (d) ersichtlich ist. Hierbei wird das System bereits durch den ersten π -Puls vollständig invertiert. Der zweite vertikal polarisierte Puls kann aufgrund der Pauli-Blockade keine weitere Veränderung der Besetzung bewirken.

Abbildung 9.6d zeigt den simulierten zeitlichen Verlauf für eine Abweichung um 20% von der zuvor diskutierten idealen Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2 = 2\pi$. Bei $A_1 + A_2 = 2 \cdot 0,8\pi$ wird durch den ersten horizontal polarisierten Puls im $|X\rangle$ -Zustand lediglich eine Besetzung von 0,904 erzeugt. Dieser Wert ist zunächst mit dem im vorherigen Abschnitt 9.1 angeführten Beispiel identisch. Allerdings sorgt der zweite vertikal polarisierte Puls für eine weitere Anregung im $|Y\rangle$ -Zustand um 0,086, sodass als Gesamtbesetzung $0,904 + 0,086 = 0,990$ resultiert. Das System ist also trotz eines merklichen Fehlers in den Pulsflächen weiterhin praktisch vollständig mit einem Exziton besetzt.

In den vorgenannten Simulationen ist zur besseren Erläuterbarkeit des Anregungsschemas keine Dephasierung berücksichtigt. Dies gilt auch für alle weiteren Rechnungen, sofern sie nicht abweichend gekennzeichnet sind, wie es insbesondere beim Vergleich mit den Messergebnissen in den Abbildungen 9.2 und 9.3 in Abschnitt 9.1 der Fall ist. Bereits hierbei wird deutlich, dass durch Dephasierungsprozesse bedingt nicht die maximal mögliche Besetzung bzw. Photostrom erzielt werden kann.

Abbildung 9.7 verdeutlicht dies durch Simulationen der zeitlichen Entwicklung der FSS-Zustände und Gesamtbesetzung für die Maxima des normalen Rabi-Szenarios ($\Psi_1 = \Psi_2 = 0^\circ$, $A_1 + A_2 = 2 \cdot \pi/2$) in den linken Teilbilder (c), (e) und (g) sowie des neuen Anregungsschemas ($\Psi_1 = 0^\circ$, $\Psi_2 = 90^\circ$, $A_1 + A_2 = 2 \cdot \pi$) in den rechten Teilbilder (d), (f) und (h). Der ideale Fall ohne Dephasierung in Teilbild (c) und (d) wird den Verläufen mit der hier vorliegenden Dephasierungszeit $T_2 = 85$ ps in Teilbild (e) und (f) sowie einem beispielhaften längeren Wert $T_2 = 500$ ps in Teilbild (g) und (h) gegenübergestellt. Die Folge der Doppelpulse ($T_{Delay} = 10$ ps, FWHM = 2,5 ps) entspricht dem Schema in 9.6a. Zunächst ist klar ersichtlich, dass zur Erzielung einer möglichst maximalen Gesamtbesetzung eine ausreichend lange Dephasierungszeit T_2 erforderlich ist. Hierin liegt ein Ansatzpunkt zur Verbesserung der vorliegenden experimentellen Daten.

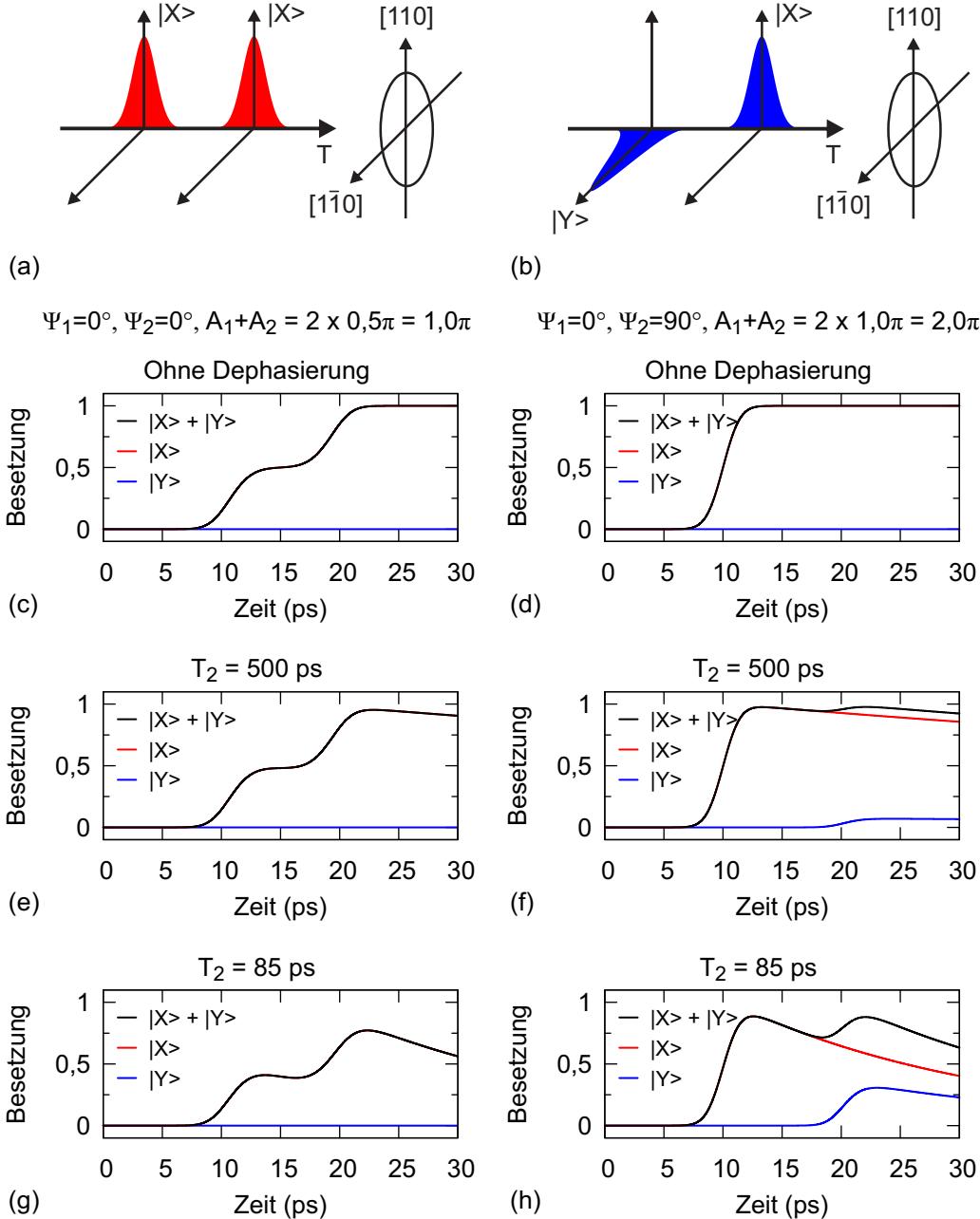


Abbildung 9.7.: Die simulierte zeitliche Entwicklung der FSS-Zustände und Gesamtbesetzung ist in den linken Teilbildern (c), (e) und (g) für das Besetzungsmaximum im normalen Rabi-Szenario (Teilbild a) bei verschiedenen T_2 -Zeiten bzw. verschwindender Dephasierung dargestellt. In analoger Weise gelten die rechten Teilbilder (d), (f) und (h) für das Besetzungsmaximum im neuen Anregungsschema (Teilbild b).

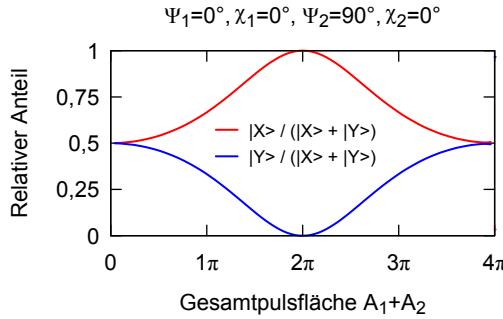


Abbildung 9.8.: Aus Simulationen berechneter relativer Anteil des $|X\rangle$ - bzw. $|Y\rangle$ -Zustandes an der Gesamtbesetzung in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche für $\Psi_1 = 0^\circ$, $\Psi_2 = 90^\circ$. Wird das System durch einen ersten π -Puls bereits vollständig invertiert, so kann der zweite orthogonal polarisierte Puls dieses nicht mehr verändern, sodass der $|Y\rangle$ -Zustand unbesetzt bleibt. Bei $A_1 + A_2 = 0$ und $A_1 + A_2 = 4\pi$ ist die Gesamtbesetzung null und somit beide Niveaus gleichermaßen unbesetzt.

Die Simulationen demonstrieren zudem einen weiteren Vorzug des neuen Anregungsschemas gegenüber dem bekannten Rabi-Szenario. So zeigt ein Vergleich der Teilbilder (g) und (h) in Abbildung 9.7, dass die Anregung mit orthogonal polarisierten Pulsen trotz Dephasierung zu einer höheren Gesamtbesetzung führt. Dies gilt insbesondere zum Zeitpunkt $T = 22,5$ ps, welcher zeitlich eine Halbwertsbreite nach dem Maximum des zweiten Pulses liegt. Wie in Abschnitt 3.6 erläutert, werden Simulationen mit Berücksichtigung der Dephasierung bereits zu diesem Zeitpunkt beendet, um zu niedrige Endbesetzungen in den theoretischen Kurven der Abbildungen 9.2 und 9.3 zu vermeiden, welche durch eine zu lange Simulationsdauer verursacht würden.

Die Ursache für die gesteigerte Gesamtbesetzung im Falle des neuen Anregungsschemas kann anhand der Teilabbildung 9.7h verstanden werden. Zum Zeitpunkt des zweiten Pulses ist die durch den ersten Puls erzeugte Besetzung im $|X\rangle$ -Zustand bereits teilweise zerfallen. Hierdurch steht mehr Besetzung im Leerzustand $|0\rangle$ zur Verfügung, wodurch der zweite π -Puls das $|Y\rangle$ -Niveau stärker anregen kann als es beispielsweise in Teilbild (f) der Fall ist. Daraus folgt, dass durch die Anregung mit orthogonal polarisierten Pulsen der Populationsverlust in der Zeitspanne zwischen den beiden Pulsen teilweise kompensiert und so eine höhere Gesamtbesetzung erzielt werden kann.

Im Gegensatz zu Rabi-Oszillationen mit rein horizontaler oder vertikaler Polarisation ist in den hier vorgestellten neuen Anregungsschema die Gesamtbesetzung auf beide FSS-Zustände aufgeteilt. Abbildung 9.8 zeigt für die Zustände $|X\rangle$ bzw. $|Y\rangle$ den aus

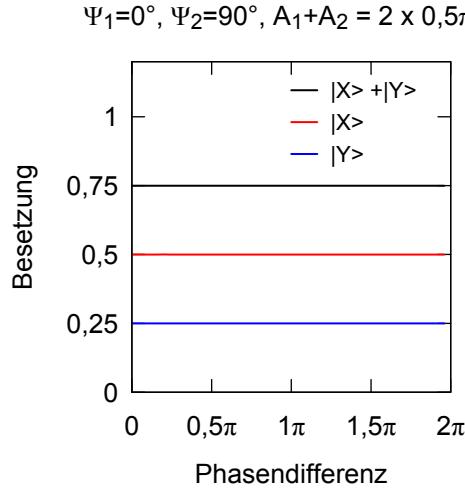


Abbildung 9.9.: Besetzung der FSS-Niveaus und resultierende Gesamtbesetzung in Abhängigkeit von der Phase zwischen dem ersten horizontal polarisierten und zweiten vertikalen Puls. Die Simulation belegt die Phasenunempfindlichkeit des neuen Anregungsschemas.

Simulationen berechneten Anteil an der Gesamtbesetzung in der Basis horizontaler bzw. vertikaler Polarisationen. An den Besetzungsminima bei $A_1 + A_2 = 0$ und $A_1 + A_2 = 4\pi$ sind beide Zustände gleichmäßig (un)besetzt. Je näher die Gesamtpulsfläche dem Idealwert $A_1 + A_2 = 2\pi$ kommt, desto weiter verschiebt sich die Verteilung der Besetzungen zugunsten desjenigen Zustandes, welcher durch den ersten Puls angeregt wird.

Neben der gesteigerten Robustheit gegenüber nicht-idealnen Pulsflächen zeichnet sich das Anregungsschema zudem durch Unabhängigkeit von der Phase zwischen den Pulsen aus. Abbildung 9.5b demonstriert dies am Beispiel der mit $0,15\text{ pA}$ praktisch verschwindenden Interferenz-Amplitude für $\Psi_1 = 0^\circ, \chi_1 = 5^\circ$ und $\Psi_2 = 90^\circ, \chi_2 = 5^\circ$ und der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2 = \pi$. Auch die Rechnung in Abbildung 9.9 bestätigt die Unabhängigkeit der Zustandsbesetzungen von der Phaselage. Gegenüber Rabi-Oszillationen mit Doppelpulsen stellt es daher eine vorteilhafte Vereinfachung dar, dass die beiden Pulse nicht in eine konstruktive Phasenlage zueinander gebracht werden müssen.

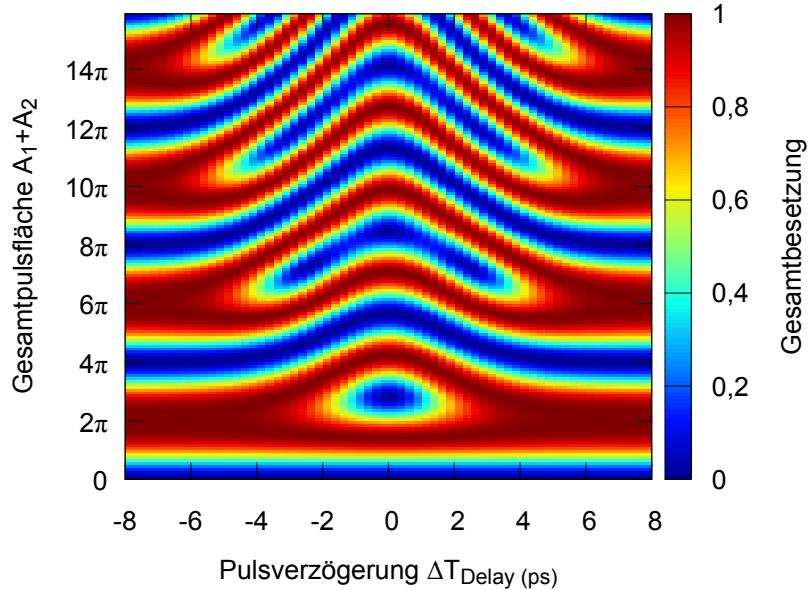


Abbildung 9.10.: Simulation zur Konsistenz zwischen Rabi-Oszillationen und dem neuen Anregungsschema: Die Gesamtbesetzung ist in Farbe kodiert und für orthogonal polarisierte Pulse in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2$ und der Pulsverzögerung T_{Delay} aufgetragen. Am linken und rechten Rand liegt das neue Anregungsschema mit zwei zeitlich voneinander separierten Pulsen vor. Für $T_{Delay} = 0$ ps setzen sich die zeitgleich wirkenden Pulse zu einem einzigen unter $+45^\circ$ linear polarisierten Puls zusammen. Die Pulsflächen der Teilpulse addieren sich vektoriell zu $\sqrt{2}(A_1 + A_2)$, wodurch sich Rabi-Oszillationen mit einer Periode von $\sqrt{2} \cdot 2\pi$ einstellen. Im Übergangsbereich zwischen den Szenarien liegt ein Puls mit adiabatisch gedrehter Polarisation vor.

9.3. Adiabatisch gedrehte Polarisation

Im Folgenden soll die Konsistenz des neuen Anregungsschemas (Abschnitt 9.2) mit den etablierten Rabi-Oszillationen (Abschnitt 9.1) betrachtet werden. Beide Verfahren unterscheiden sich insbesondere in der Polarisation des zweiten Pulses, sodass Doppelpulse mit paralleler bzw. orthogonaler Polarisation vorliegen. Zur Betrachtung des Überganges zwischen diesen Fällen dient die Simulation in Abbildung 9.10. Hierbei ist die resultierende Gesamtbesetzung in Farbe von Blau (0) bis Rot (1) kodiert und gegenüber der variierten Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2$ sowie der Pulsverzögerung T_{Delay} aufgetragen. Der

erste Puls ist horizontal, der zweite vertikal polarisiert. Bei $T_{Delay} = 0$ ps wirken beide Pulse zeitgleich auf das System. Eine optische Interferenz ist allerdings durch die orthogonalen Polarisationen ausgeschlossen. Die Superposition der beiden Pulse bildet einen einzigen $+45^\circ$ polarisierten Puls dessen effektive Pulsfäche durch vektorielle Addition der Einzelpulsfächen um den Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber der Achsenbeschriftung gesteigert ist. Ein Schnitt durch die Farbkarte bei $T_{Delay} = 0$ ps würde daher Rabi-Oszillationen wie in Abbildung 9.1c liefern, welche um den vorgenannten Faktor skaliert wären. Im gegenteiligen Fall wird die Pulsverzögerung so lang gewählt, dass beide Pulse zeitlich ausreichend voneinander separiert sind.

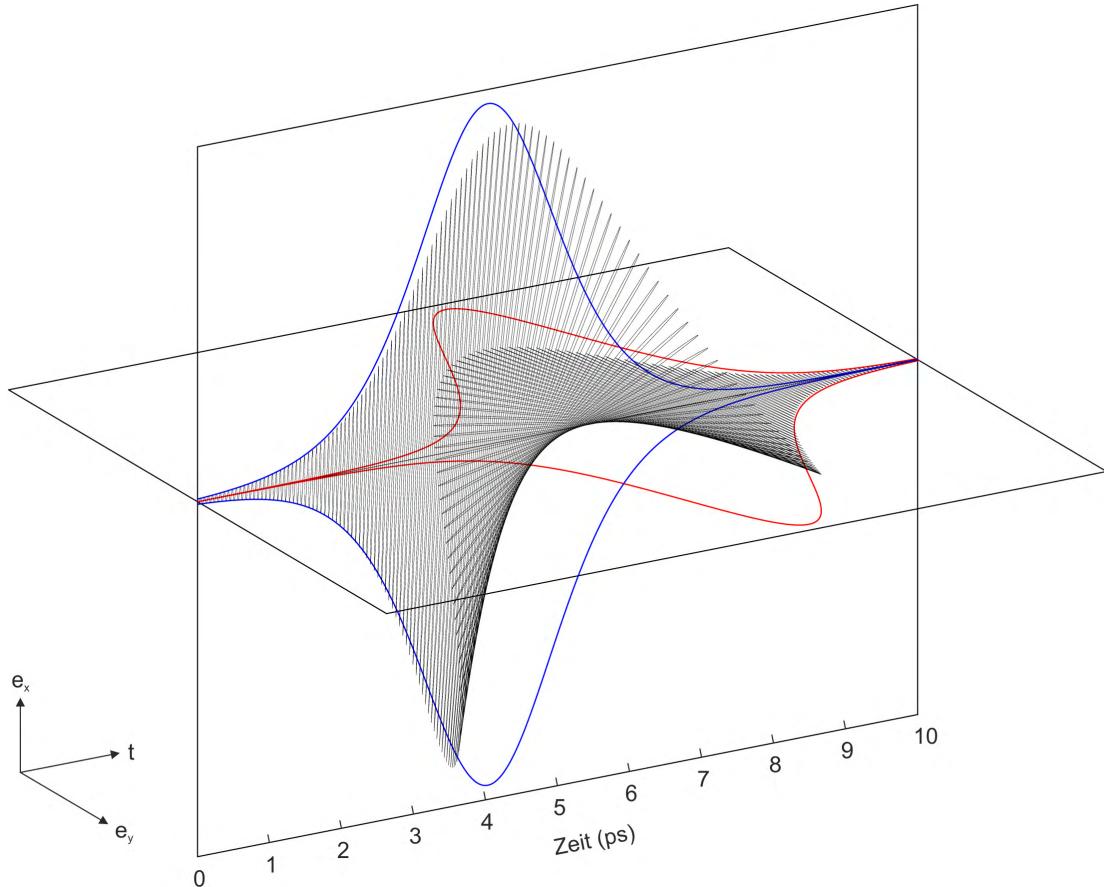


Abbildung 9.11.: Veranschaulichung eines Pulses mit adiabatisch gedrehter Polarisation, welcher aus der Superposition zweier orthogonal polarisierter Pulse mit einer Halbwertsbreite von 2,5 ps und der Pulsverzögerung $T_{Delay} = 1,5$ ps entsteht. Die Frequenz des elektrischen Feldes wurde im Vergleich zu dem eigentlich für den untersuchten Quantenpunkt nötigen Wert um den Faktor 20 verringert, damit die Einzelschwingungen noch erkennbar dargestellt werden können.

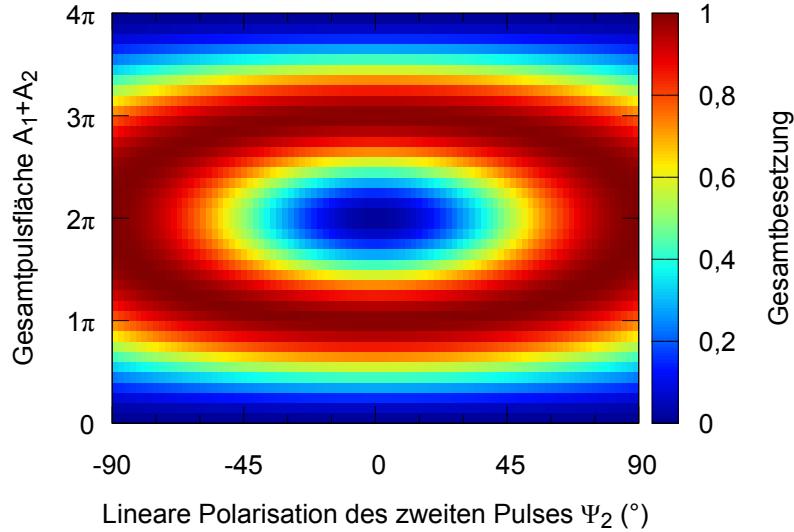


Abbildung 9.12.: Simulation zur Konsistenz zwischen Rabi-Oszillationen und dem neuen Anregungsschema: Die Gesamtbesetzung ist in Farbe kodiert und in Abhängigkeit von der Gesamtpulsfläche $A_1 + A_2$ sowie der linearen Polarisation des zweiten Pulses Ψ_2 aufgetragen. Der erste Puls ist fest horizontal polarisiert $\Psi_1 = 0^\circ$. Für $\Psi_1 = \Psi_2$ treten normale Rabi-Oszillationen auf. Wird die Polarisation des zweiten Pulses gedreht, so erfolgt ein kontinuierlicher Übergang zum neuen Anregungsschema mit $\Psi_2 = \pm 90^\circ$ an der linken bzw. rechten Kante.

Dies ist ab zirka $|T_{Delay}| > 7$ ps der Fall. Ein Schnitt entlang der Gesamtpulsfläche würde so einen Verlauf entsprechend Abbildung 9.1b liefern. Liegt die Pulsverzögerung zwischen diesen zuvor erklärten Werten, so bilden die beiden sich zeitlich teilweise überlappenden Pulse einen einzigen Puls, dessen Polarisationszustand nicht konstant ist, sondern sich zeitlich adiabatisch dreht.

Ein solcher Puls ist beispielhaft in Abbildung 9.11 skizziert. Die beiden zueinander orthogonalen und linear polarisierten Teilpulse weisen dem Anregungslaser entsprechend eine Halbwertsbreite von 2,5 ps auf, wobei die Form der Einhüllenden einem Sekans Hyperbolicus [28] folgt. Die Schwingungsperiode des elektrischen Feldes entspricht nicht der des untersuchten Quantenpunktes, sondern ist um den Faktor 20 erhöht, weil die Oszillationen anderenfalls nicht mehr getrennt gezeichnet werden könnten. Die Pulsverzögerung $T_{Delay} = 1,5$ ps bewirkt ein teilweises Überlappen der Pulse, was

durch Änderung der Schwingungsebene des elektrischen Feldes zu einer adiabatischen Rotation der Polarisation von vertikal zu horizontal führt. Es ist daher denkbar, dass hier vorgestellte Verfahren zur robusteren Exziton-Erzeugung anstatt mit Doppelpulsen auch mit einem einzigen Puls mit entsprechend adiabatisch gedrehter Polarisation durchzuführen. Beispielsweise demonstrierten Aeschlimann, Pfeiffer et al. in [2] die Präparation von maßgeschneiderten Femtosekundenpulsen, deren Polarisation, aber auch Frequenz und Amplitude sich innerhalb eines Pulses ändern.

Eine weitere Veranschaulichung der Konsistenz beider Anregungsschemata liefert die Simulation in Abbildung 9.12. Hierbei ist im Gegensatz zu Abbildung 9.10 nicht die Pulsverzögerung, sondern die Polarisation des zweiten Pulses variiert und der erste Puls horizontal polarisiert ($\Psi_1 = 0^\circ$). Ein Schnitt durch die Farbkarte bei $\Psi_2 = 0^\circ$ entspricht den normalen Rabi-Oszillationen. Wird die Polarisation des zweiten Pulses gedreht, so erfolgt ein kontinuierlicher Übergang zum neuen, robusten Anregungsschema mit orthogonaler Polarisation an der linken bzw. rechten Kante der Abbildung ($\Psi_2 = \pm 90^\circ$).

9.4. Polarisationsbasierte Absorptionskontrolle

Die Eigenschaften der Pauli-Blockade und polarisationsbasierten Adressierbarkeit (siehe Abschnitt 4.3) im V-förmigen Drei-Niveau-System bilden die wesentlichen Voraussetzungen für die bislang vorgestellten Untersuchungen und Verfahren. Sie eröffnen darüber hinaus die Perspektive zur Realisierung eines optischen Schalters durch gezielte Unterdrückung der Absorption in einem der FSS-Übergänge. Schon in Abschnitt 9.2 wurde diskutiert, dass durch einen ersten π -Puls eine vollständige Besetzung im Gesamtsystem erreicht wird und ein Puls mit einer jeweils orthogonalen Polarisation keine weitere Änderung der Besetzung bewirken kann. Dadurch erfolgt allerdings auch keine Absorption. Der Quantenpunkt ist somit für den zweiten Puls transparent geschaltet und lässt diesen unverändert passieren. Bleibt der erste Schaltpuls aus, so ist das System in gewohnter Weise zur Absorption fähig.

Eine mögliche Realisierung dieser Schalterfunktionalität ist in Abbildung 9.13 skizziert. Ein einzelner Quantenpunkt ist hierbei in der Kreuzung zweier Wellenleiter platziert, über welche Schalt- und Signalpuls getrennt voneinander zugeführt werden. Dies hat den Vorteil, dass die Pulse bezogen auf die Ausbreitung in ihrem jeweiligen Wellenleiter zwar gleichartig polarisiert sein können, aber aufgrund der rechtwinkeligen Zuführung am Ort des Quantenpunkts dennoch orthogonal zueinander polarisiert sind. Dies erlaubt

bei Bedarf die beiden Pulse durch Strahlteilung aus derselben Laserquelle zu gewinnen. Gegebenenfalls kann es vorteilhaft sein, die Kopplung der Laserfelder an den einzelnen Quantenpunkt durch eine geeignete Resonatorstruktur zu verbessern.

Zudem ist die Verwendung eines Quantenpunkt-Ensembles in der Wellenleiterkreuzung denkbar, was technologisch einfacher zu realisieren ist als die gezielte Prozessierung einer Wellenleiterkreuzung um einen zuvor charakterisierten einzelnen Quantenpunkt. Die in der Kreuzung enthaltenen Quantenpunkte weisen durch das Wachstum bedingt eine jeweils leicht unterschiedliche Form und somit variierende Exziton-Übergangsenergien auf, was zu einer inhomogenen Linienverbreiterung führt [103]. Quantenpunkte, deren Feinstrukturübergänge außerhalb des Spektrums der Laserpulse liegen, werden zwar dadurch nicht angeregt, wirken sich aber auch nicht nachteilig auf die zuvor ausgeführte Funktionalität aus. Gleichzeitig wird eine Vielzahl an Quantenpunkten resonant angeregt. Hierdurch wird im Vergleich zu einem einzelnen Quantenpunkt ein größerer Kontrast in der Transmission des Signalpulses erzielt, was den Verzicht auf zusätzliche Resonatorstrukturen erlaubt.

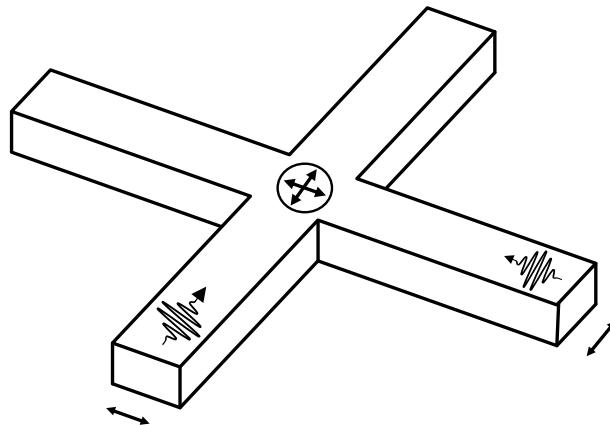


Abbildung 9.13.: Schematische Darstellung zur denkbaren Realisierung eines optischen Schalters auf Basis des hier vorgestellten Anregungsschemas. Ein einzelner Quantenpunkt befindet sich in einer rechtwinkeligen Wellenleiterkreuzung. Ein erster horizontal polarisierter Schaltpuls mit der Pulsfläche π bewirkt eine vollständige Anregung des $|X\rangle$ -Niveaus. Dadurch kann der hierzu orthogonal polarisierte zweite Signalpuls keine weitere Besetzung des $|Y\rangle$ -Zustands hervorrufen und passiert die Kreuzung. Bleibt der Schaltpuls aus, so ist das System absorptionsfähig, wodurch der Signalpuls den $|Y\rangle$ -Übergang anregt und nicht transmittiert wird. Die geometrisch orthogonale Zuführung der Pulse erlaubt, dass beide innerhalb der Wellenleiter gleichartig polarisiert sind. Denkbar ist zudem die Verwendung eines Quantenpunkt-Ensembles innerhalb der Wellenleiterkreuzung.

10. Fazit und Ausblick

In der vorliegenden Dissertation wurden Untersuchungen zur polarisationsabhängigen Zustandskontrolle an einzelnen *InGaAs*-Quantenpunkten vorgestellt. Hierfür wurde ausgenutzt, dass der Exziton-Grundzustand durch das nicht-rotationssymmetrische Einschlusspotential der Quantenpunkte feinstrukturaufgespalten ist und so ein V-förmiges Drei-Niveau-System mit orthogonal zueinander linear polarisierten Übergängen bildet, welche gezielt adressiert werden können. Die Pauli-Blockade und die resonante Anregung mit Pikosekundenpulsen geeigneter spektraler Breite ermöglichen die Erzeugung von maximal einem einfachen, ungeladenen Exziton. Zur Anregung des so konditionierten Systems ist ein geeigneter experimenteller Aufbau für die Erzeugung kohärenter Doppelpulse realisiert worden. Besonderes Augenmerk lag hierbei auf der Präparation beliebig polarisierbarer Pulse und der Neugestaltung der Ansteuerungssoftware.

Es wurde experimentell demonstriert und durch begleitende theoretische Simulationen bestätigt, dass der Polarisationszustand eines Anregungspulses vollständig und eindeutig in eine Superposition der beiden Feinstrukturniveaus übertragen werden kann. Dies ermöglichte ein inzwischen zum Patent eingereichtes Verfahren zur Bestimmung einer unbekannten Polarisierung durch sequentielles Testen mit wenigen Polarisierungen eines zweiten Pulses. Die erzielbare Genauigkeit und Eindeutigkeit der Polarisierungsermittlung hängt hierbei zunächst von der Wahl der Test-Polarisationen ab, wobei mindestens drei möglichst unterschiedliche Polarisierungen (beispielsweise horizontal, $+45^\circ$ -diagonal und links-zirkular) benötigt werden. Entscheidender ist jedoch eine möglichst präzise Bestimmung der resultierenden Gesamtbesetzungen bzw. Interferenz-Amplituden. Hierfür empfiehlt sich eine besonders rauscharme Photostrommessung, lange Dephasierungszeit und kurze Pulsverzögerungen.

Weiterhin wurde ein neues Anregungsschema zur robusten und fehlertoleranten Präparation einer Besetzungsinvolution im verwendeten Quantenpunktsystem mittels orthogonal polarisierter Doppelpulse vorgestellt. Neben der experimentellen Demonstration wurde durch ausführliche theoretische Rechnungen die Funktionsweise und Vorteile des zum Patent angemeldeten Verfahrens dargelegt. Es hebt sich vor allem durch die gesteigerte

10. Fazit und Ausblick

Toleranz gegenüber Imperfektionen in den verwendeten Pulsflächen sowie durch die Unabhängigkeit von der Phasendifferenz der Pulse und ihrer Reihenfolge von bislang etablierten Verfahren ab. Theoretische Rechnungen mit (teilweise) überlappenden orthogonal polarisierten Doppelpulsen belegten zum einen die Konsistenz des neuen Verfahrens mit den bekannten Rabi-Oszillationen, zum anderen zeigten sie die Möglichkeit auf, die robuste Zustandspräparation auch mit einem einzigen Puls mit adiabatisch gedrehter Polarisation zu realisieren. In Abhängigkeit von den verwendeten Pulsflächen ist die Gesamtbesetzung in einer Superposition der beiden Feinstrukturniveaus abgelegt.

Insbesondere für den Fall optimaler π -Pulse eröffnet die Pauli-Blockade des Systems eine Perspektive zur Realisierung eines optischen Schalters. Denkbar ist die Umsetzung in Form einer Wellenleiter-Kreuzung, in welche ein einzelner Quantenpunkt oder ein Ensemble eingebettet ist. In Abhängigkeit von der Anwesenheit eines Schalt-Pulses wird die Transmission eines hierzu orthogonal polarisiert zugeführten Signal-Pulses gesteuert.

In der vorliegenden Dissertation wurde die Erzeugung einer Superposition der feinstruktur aufgespaltenen Exziton-Grundzustandsniveaus durch schwache Laserpulse verschiedener Polarisation betrachtet. Für zukünftige Untersuchungen ist die gezielte Manipulation des so im Quantenpunkt abgelegten Polarisationszustandes und seine Rückkonversion in beliebig polarisierte Photonen denkbar. Herausforderungen stellen hierbei die feinstrukturbedingten Quantenschwebungen und die Kontrolle des Emissionszeitpunktes dar. Wichtige Beiträge hierzu könnte die Manipulation des Quantenpunktsystems mittels elektrischer Pulse liefern, welche bereits in früheren Arbeiten [131, 133]) demonstriert wurde und durch zeitnah startende Projekte weiterentwickelt werden soll. Diese beinhalten auch die gezielte Erzeugung einzelner Photonen mit maßgeschneideter Polarisation, Wellenlänge und Emissionszeitpunkt durch den Zerfall eines Biexzitons über einen aktiv präparierten virtuellen Zustand.

A. Eigenschaften der vermessenen Quantenpunkte

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die im Folgenden gelisteten einzelnen Quantenpunkte unter einer Apertur der in Abbildung 5.2a markierten Quantenpunkt-Photodiode untersucht:

A.1. Quantenpunkt A

Eigenschaft	Wert
Weitere Bezeichnung des Quantenpunkts	P14
Position der Nahfeldapertur auf dem Diodenfeld	1. Zeile, 4. Spalte
Feinstrukturaufspaltung	$\Delta E = 14 \mu\text{eV}$
Niederenergetische FSS-Linie @ $V_B = -0,2169 \text{ V}$	$E_{FSS,1} = 1,360832 \text{ eV}$ $\lambda_{FSS,1} = 911,205 \text{ nm}$ $FWHM = 8 \mu\text{eV}$
Höherenergetische FSS-Linie @ $V_B = -0,1952 \text{ V}$	$E_{FSS,2} = 1,360846 \text{ eV}$ $\lambda_{FSS,2} = 911,195 \text{ eV}$ $FWHM = 7 \mu\text{eV}$

Empirische Funktion zum Quantum-Confinement Stark Effekt:

$$E(V_B) = 0,99972 \cdot 10^{-4} \frac{eV}{V^2} V_B^2 + 0,00068 \frac{eV}{V} V_B + 1,36098 \text{ eV} \quad (\text{A.1})$$

A. Eigenschaften der vermessenen Quantenpunkte

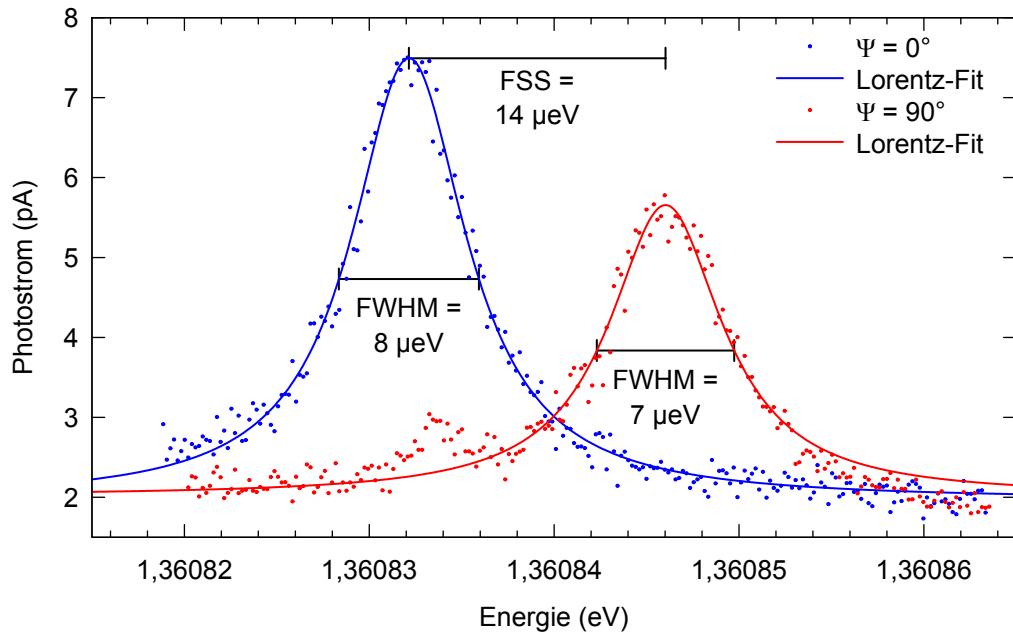


Abbildung A.1.: Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung für Quantenpunkt A mittels Photostrom-Spektroskopie. Weiterer Parameter: $P_{ex} = 12,9 \mu\text{W}$

A.2. Quantenpunkt B

Eigenschaft	Wert
Weitere Bezeichnung des Quantenpunkts	P22a
Position der Nahfeldapertur auf dem Diodenfeld	2. Zeile, 2. Spalte
Feinstrukturaufspaltung	$\Delta E = 14 \mu\text{eV}$
Niederenergetische FSS-Linie @ $V_B = -0,2672 \text{ V}$	$E_{FSS,1} = 1,366870 \text{ eV}$ $\lambda_{FSS,1} = 907,180 \text{ nm}$ $FWHM = 7 \mu\text{eV}$
Höherenergetische FSS-Linie @ $V_B = -0,2460 \text{ V}$	$E_{FSS,2} = 1,366884 \text{ eV}$ $\lambda_{FSS,2} = 907,170 \text{ nm}$ $FWHM = 8 \mu\text{eV}$

Empirische Funktion zum Quantum-Confining Stark Effekt:

$$E(V_B) = 0,99995 \cdot 10^{-4} \frac{eV}{V^2} V_B^2 + 0,00073 \frac{eV}{V} V_B + 1,36706 \text{ eV} \quad (\text{A.2})$$

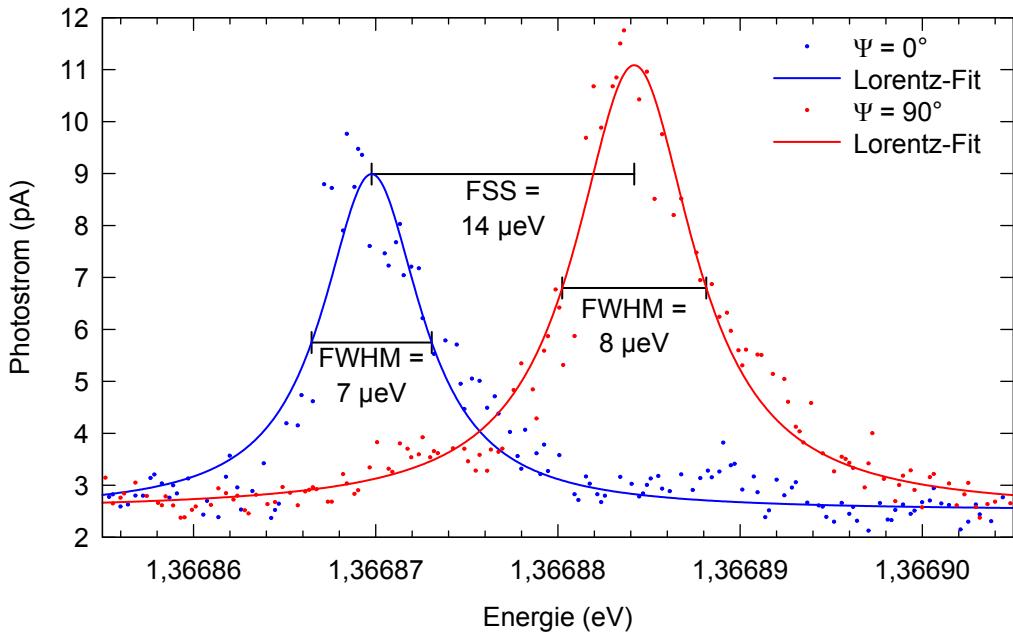


Abbildung A.2.: Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung für Quantenpunkt B mittels Photostrom-Spektroskopie. Weiterer Parameter: $P_{ex} = 30,0 \mu\text{W}$

Während der Messungen an Quantenpunkt B ging die Photostromresonanz unerwartet „verloren“ und konnte nicht wiedergefunden werden. Bei einer überprüfenden Messung der spannungsabhängigen Photolumineszenz wurde die Signatur des Quantenpunktes nicht bei den zuvor ermittelten Energien wiedergefunden. Es zeigten sich jedoch deutliche Photolumineszenzlinien eines Quantenpunktes bei zirka 9 meV niedrigeren Energien. Dieser Quantenpunkt wurde mit „C“ bezeichnet und für weitere Messungen herangezogen. Die Ursache für die Veränderungen der Probe konnten nicht abschließend geklärt werden. Es kann jedoch nicht gänzlich ausgeschlossen werden, dass Quantenpunkt B während der Justierungsarbeiten zwischen den Messungen für eine unbekannte Zeitspanne mit einer signifikant erhöhten Laserleistung bestrahlt und hierdurch permanente strukturelle Veränderungen verursacht wurden, welche eine Verschiebung der Übergangsenergien des Quantenpunkts B zur Folge hatten. Nach Durchführung der hier vorgestellten Untersuchungen wurden beispielsweise bei Messungen an Quantenpunkten, welche in photonischen Kristallen eingebettet sind, derartige laserinduzierte Modifikationen der Übergangsenergien beobachtet. Es ist daher nicht ausgeschlossen, dass es sich bei den Quantenpunkten B und C letztlich um dieselbe Struktur handelt.

A.3. Quantenpunkt C

Eigenschaft	Wert
Weitere Bezeichnung des Quantenpunkts	P22b
Position der Nahfeldapertur auf dem Diodenfeld	2. Zeile, 2. Spalte
Feinstrukturaufspaltung	$\Delta E = 29 \mu\text{eV}$
Niederenergetische FSS-Linie @ $V_B = -0,3334 \text{ V}$	$E_{FSS,1} = 1,357744 \text{ eV}$ $\lambda_{FSS,1} = 913,277 \text{ nm}$ $FWHM = 7 \mu\text{eV}$
Höherenergetische FSS-Linie @ $V_B = -0,3052 \text{ V}$	$E_{FSS,2} = 1,357774 \text{ eV}$ $\lambda_{FSS,2} = 913,257 \text{ nm}$ $FWHM = 5 \mu\text{eV}$

Empirische Funktion zum Quantum-Confinement Stark Effekt:

$$E(V_B) = -9,99999 \cdot 10^{-4} \frac{eV}{V^2} V_B^2 + 0,00040 \frac{eV}{V} V_B + 1,35799 \text{ eV} \quad (\text{A.3})$$

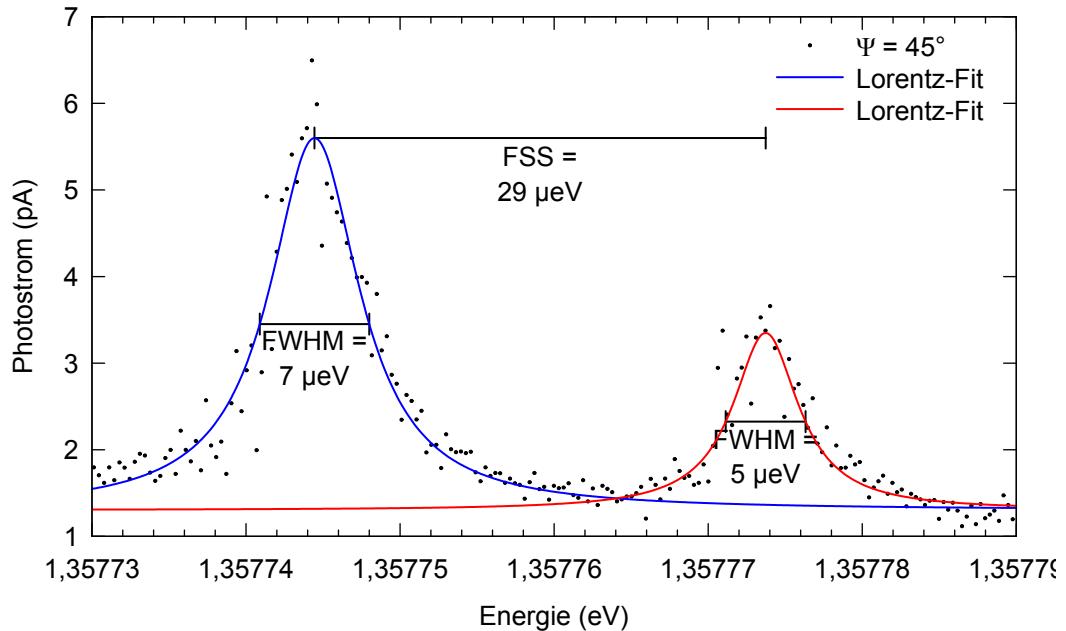


Abbildung A.3.: Bestimmung der Feinstrukturaufspaltung für Quantenpunkt C mittels Photostrom-Spektroskopie. Weiterer Parameter: $P_{ex} = 3,8 \mu\text{W}$

B. Spezifikationen der verwendeten Komponenten

In diesem Anhang sind ausgewählte Spezifikationen der verwendeten Geräte und Komponenten zusammengefasst.

B.1. Titan-Saphir-Laser

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Coherent Inc.
Modell	Mira 900-D
Betriebsarten	CW, Modelocking (ps oder fs)
Wellenlängenbereich (CW)	$\lambda_{min} = 700 \text{ nm}$ bis $\lambda_{max} = 1000 \text{ nm}$
Optische Leistung	max. 1,3 W (Modelocked bei 800 nm)
Puls-Halbwertsbreite	< 3 ps
Puls-Wiederholrate	80 MHz
Strahldurchmesser	0,8 mm
Strahldivergenz	1,7 mrad
Mode	TEM_{00}
Polarisation	horizontal

Quelle: [28]

B. Spezifikationen der verwendeten Komponenten

B.2. Pumplaser

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Coherent Inc.
Modell	Verdi V10
Wellenlänge	532 nm (fest)
Ausgangsleistung	max. 10,5 W
Linienbreite	< 5 MHz
Strahldurchmesser	2,25 mm ± 10 %
Strahldivergenz	< 0,5 mrad
Stabilität der Abstrahlrichtung	< 2 µrad/°C
Leistungsstabilität	±1 %
Rauschen	< 0,02 (RMS)
Polarisation	Vertikal, > 100 : 1

Quelle: [29]

B.3. Durchstimmbarer Diodenlaser

Eigenschaft	Wert
Hersteller	TOPTICA Photonics AG
Modell	DL Pro 940
Wellenlängenbereich	$\lambda_{min} = 910 \text{ nm}$ bis $\lambda_{max} = 985 \text{ nm}$
Ausgangsleistung	$P_{max} = 80 \text{ mW}$
Modensprungfreier Tuningbereich	30,0 GHz
Typische Linienbreite (5 µs)	$\Gamma = 100 \text{ kHz}$

Quellen: [127, 128]

B.4. Helium-Neon-Laser

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Spectra-Physics Inc.
Modell	Model 117A
Wellenlänge	632,8 nm (fest)
Ausgangsleistung	> 1,0 mW
Strahldurchmesser	0,5 mm
Strahldivergenz	1,8 mrad
Intensitätsstabilität	±0,1 % (im intensitätsstabilisierten Betriebsmodus) ±1 % (im frequenzstabilisierten Betriebsmodus)
Frequenzstabilität	±3 MHz (Im intensitätsstabilisierten Betriebsmodus, bezogen auf 8 Stunden) ±3 MHz (Im frequenzstabilisierten Betriebsmodus)
Mode	TEM_{00} , > 99,9 %
Polarisation	linear, > 1000 : 1

Quelle: [114]

B.5. Beam Sampler

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Thorlabs Inc.
Modell	BSF10-A
Material	UV Fused Silica
Durchmesser	25,4 mm
Dicke	5 mm
Oberflächenflachheit	$\lambda/8$ bei 633 nm
Oberflächenqualität	20 – 10 (Scratch-Dig)
Keilwinkel	$(0,5 \pm 0,16)^\circ$

B. Spezifikationen der verwendeten Komponenten

Eigenschaft	Wert
Frontseitenbeschichtung	Keine. Das Reflexionsvermögen ist eine Funktion des Einfallswinkels gemäß den Fresnelschen Formeln.
Rückseitenbeschichtung	Breitband Antireflexbeschichtung, Reflexionsvermögen durchschnittlich $R < 1\%$ über den Wellenlängenbereich 650 nm bis 1050 nm.

Quelle: [125]

B.6. Schrittmotor mit Hohlachse

Eigenschaft	Wert
Hersteller	MICROSTEP GmbH
Modell	SHS_39-200-0253
Winkel pro Vollschrift	1,8 °
Anzahl der Phasen	2
Betriebsart	bipolar
Abmessungen	HxBxT: 39 mm x 39 mm x 28 mm
Achslänge	10,5 mm
Außen- bzw. Innendurchmesser der Hohlachse	8 mm bzw. 7 mm
Phasenstrom	$I_{Ph} = 0,51 \text{ A}$
Phasenwiderstand	$R_{Ph} = 8,0 \Omega$
Phaseninduktivität	$L_{Ph} = 10,5 \text{ mH}$

Quelle: [86]

In Kombination mit den verwendeten, arbeitsgruppeninternen Schrittmotor-Ansteuerungen ergeben sich folgende Eigenschaften:

Eigenschaft	Wert
Mikroschritte pro Vollschrift	64
Gesamtzahl der Schritte	12800
Winkelinkrement pro Schritt	0,0281 °
Anfahrtsgenauigkeit an die magnetische Referenzmarke	±2 Mikroschritte

B.7. Dünnschichtpolarisatoren

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Qioptiq Photonics GmbH & Co. KG
Modell	G335743000
Transmission	> 90 %
Auslösungsverhältnis	> 10000 : 1
Wellenfrontdeformation	< $\lambda/4$ bei 633 nm
Belastbarkeit	> 2 kW/cm ² bei 488 nm bzw. 514 nm

Quelle: [99]

B.8. Linearversteller

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG
Modell	M.531.DD
Controller	PI Mercury C862.00
Verstellbereich	306 mm
Anfahrtsgenauigkeit	100 nm (unidirektional)
Maximale Geschwindigkeit	50 mm/s
Längenmesssystem	Linearencoder

Quelle: [93]

B. Spezifikationen der verwendeten Komponenten

B.9. Nanopositionierer

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG
Modell	P-625.1CD
Controller	E-750 CD
Längenmesssystem	Kapazitiv
Stellweg (geregelt / ungeregelt)	500 µm / 600 µm
Auflösung (geregelt / ungeregelt)	1,4 nm / 0,5 nm
Linearitätsabweichung (geregelt)	0,03 %
Wiederholgenauigkeit	±5 nm
Abmessungen	60 mm x 60 mm x 15
Analoger Eingang (AUX)	±10 V, 16bit AD-Wandler

Quellen: [91, 92]

B.10. Polarimeter

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Thorlabs Inc.
Modell	PAX5710IR1-T
Wellenlängenbereich	700 nm bis 1000 nm
Eingangsleistung	−60 dBm bis +10 dBm, 0 dBm entspricht 1 mW optischer Leistung
Auflösung Azimut bzw. Elliptizität	0,2 °
Freistrahleingang	< 3 mm Durchmesser, < 3 mrad Strahldivergenz

Quelle: [124]

B.11. Mikroskop-Objektiv

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Zeiss
Modell	Epiplan 100x/0,75
Bestellnummer	442980-0000-000
Vergrößerung	100x
Numerische Apertur	0,75
Arbeitsabstand	0,95 mm

Quelle: [24]

B.12. Fenster am Probenstab

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Edmund Optics GmbH
Modell	45-660
Durchmesser	20 mm
Dicke	3 mm
Oberflächengenauigkeit	$\lambda/4$
Substrat	N-BK7
Parallelität	1 Bogenminute
Antireflexbeschichtung	Optimiert für VIS-NIR: $R_{avg} < 1,25 \%$

Quelle: [34]

B. Spezifikationen der verwendeten Komponenten

B.13. Unpolarisierender Strahlteilerwürfel

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Thorlabs Inc.
Modell	BS017
Teilungsverhältnis	50 : 50
Antireflexbeschichtung	Optimiert für VIS-NIR: $R_{avg} < 0,5\%$ bei senkrechtem Einfall von 700 nm bis 1100 nm
Wellenfrontverzerrung	$< \lambda/4$
Substrat	N-BK7
Kantenlänge	20 mm

Quelle: [123]

B.14. Multimodeglasfaser

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Thorlabs Inc.
Modell	M15L05
Bezeichnung der Faser	AFS105/125Y
Kerndurchmesser	$(105 \pm 2) \mu\text{m}$
Manteldurchmessser	$(125 \mu\text{m})$
Numerische Apertur	0,2
Wellenlängenbereich	400 nm bis 2000 nm
Stecker	SMA beidseitig

Quelle: [126]

B.15. Kantenfilter

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Hoya Corporation
Bezugsquelle	Edmund Optics GmbH
Modell	Hoya IR-76
Sperrbereichsgrenze	700 nm
cut-off Position	(760 ± 9) nm
Grenze des Transmissionsbereichs	800 nm
Spektrale Transmission	94 %
Abmessungen	5,08 mm × 5,08 mm
Dicke	2,5 mm
Reflexionsfaktor	0,92
Oberflächenqualität	80 – 50 (Scratch-Dig)

Quelle: [33]

B.16. Monochromator des Spektrometers

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Princeton Instruments
Modell	Sp-500i
Fokuslänge	500 mm
Primär verwendetes Gitter	1200 l/mm mit Blazing für 750 nm

Quelle: [97]

B.17. Detektor des Spektrometers

Eigenschaft	Wert
Hersteller	Princeton Instruments
Modell	SPEC-10, 400BR
Auflösung	1340 Pixel breit, 400 Pixel hoch
Pixelabmessungen	$20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$
Sensorfläche	26,8 mm \times 8 mm
Betriebstemperatur	Der mittels flüssigem Stickstoff gekühlte CCD-Sensor wird durch eine elektrische Heizung inklusive Regeleinheit auf -120°C temperiert.
Quanteneffizienz	60 % bei $\lambda = 950 \text{ nm}$

Quellen: [96, 98]

C. Erläuterungen zu den verwendeten Quellen

Dieser Abschnitt beinhaltet weitergehende Erläuterungen zu verwendeten Quellen, insbesondere Abbildungen. Die im Text verwendete Notation [C.1] bezeichnet dabei beispielsweise den ersten Punkt der folgenden Aufzählung:

1. Der mittels eines Transmissions-Elektronen-Mikroskops abgebildete Querschnitt durch einen einzelnen *InGaAs* Quantenpunkt in Abbildung 2.1a ist [43] (Seite 107) entnommen gemäß §51 UrhG. Ebenso stammt die Aufnahme 2.1b eines *InAs* Quantenpunkts mittels eines Raster-Tunnel-Mikroskops aus [30] (Seite 125) gemäß §51 UrhG.
2. Abbildung 2.2 des vereinfachten Aufbaus einer Einzelquantenpunkt-Schottky-Diode basiert auf einer Abbildung, welche innerhalb der Arbeitsgruppe vielfach verwendet wurde, beispielsweise bereits im Jahr 2001 in [40]. Der ursprüngliche Urheber konnte nicht ermittelt werden.
3. Die schematische Darstellung 2.3 der Bandstruktur einer Schottky-Diode mit eingebetteten Quantenpunkten basiert auf einer Abbildung, welche innerhalb der Arbeitsgruppe vielfach verwendet wurde, beispielsweise bereits im Jahr 2001 in [40]. Der ursprüngliche Urheber konnte nicht ermittelt werden.
4. Die Skizze der Banddiagramme zur Veranschaulichung des Quantum-Confinement Stark Effekts (Abbildung 2.4) ist selbst erstellt und basiert auch einer analogen Darstellung, welche in zahlreichen Arbeiten der Arbeitsgruppe, insbesondere [41] und [9] verwendet wurde.
5. Die Abbildung der Polarisation-Ellipse basiert auf [82] (Seite 60, Abbildung 2.13) und [59]. Die Darstellung der Poincaré-Kugel basiert auf [82] (Seite 63, Abbildung 2.15) sowie auf [58] und wurde in ähnlicher Form bereits in [79] verwendet.
6. Die in Abschnitt 3 dargelegten theoretischen Beschreibungen sind [17] entnommen und sind in Umfang sowie Notation an diese Arbeit angepasst. Bereits [79] enthält ein thematisch analoges Kapitel, das auf [16] basiert, wobei es sich bei dieser Quelle

C. Erläuterungen zu den verwendeten Quellen

um eine Vorgängerversion von [17] handelt. Die Gleichungen in diesem Abschnitt sind dabei in der Regel [17] und [79] entnommen. Die in dem Kapitel 3 und den vorgenannten Quellen enthaltenen Ausführungen stellen Grundlagenwissen, insbesondere zu Zwei-Niveau-Systemen, dar und sind in der einschlägigen Literatur, beispielsweise [4, 27, 49, 78, 83, 135], enthalten und beschrieben.

7. Die Darstellung der Bloch-Kugel in Abbildung 3.1 basiert auf [58] und wurde in ähnlicher Form bereits in [79] verwendet.
8. Das Schema in Abbildung 4.1 zur Entstehung der Feinstrukturaufspaltung aufgrund der Austauschwechselwirkung basiert auf einer Abbildung aus [139] (Seite 23, Abbildung 2.4) und wurde bereits für [79] erstellt und darin verwendet. Zum Zwecke der Übereinstimmung mit dem vorliegenden Text wurde die Abbildung überarbeitet.
9. Die schematische Darstellung der Energieniveaus für Leerzustand, einfaches, ungeladenes Exziton und Biexziton in Abbildung 4.2. erfolgt in der Literatur und Veröffentlichungen vielfach in der hier dargestellten Form. Ein Beispiel hierfür ist Quelle [94].
10. Die schematische Darstellung des Spektrometers und das Foto der Heliumkanne in Abbildung 5.9 wurden für [79] angefertigt und darin verwendet. Die Darstellung des Titan-Saphir-Lasers bzw. Pumplasers basiert auf der technischen Zeichnung in [28] bzw. [29]. Ebenso fußt die Skizze des Diodenlasers auf [129].
11. Die Darstellung der zeitlichen Entwicklung des Exziton-Zustandes und insbesondere der Phasenlage in Abbildung 7.1, 7.2, 7.4 und 7.7 basieren auf ähnlichen Schemata, wie sie bereits in zahlreichen Veröffentlichungen und Arbeiten der Arbeitsgruppe (beispielsweise [120, 133, 150, 151]) enthalten sind.
12. Die in Abbildung 7.6 dargestellten Daten wurden im Rahmen der Messungen für [79] an einem Quantenpunkt einer anderen Probe aufgenommen und darin bereits in graphisch analoger Form dargestellt sowie diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit trägt die Abbildung unterstützend zur Diskussion der Quantenschwebung bei.
13. Das im Kapitel 8 vorgestellte Verfahren und entsprechende Ergebnisse sind Gegenstand einer geplanten Veröffentlichung. Es ist daher möglich, dass Abbildungen und/oder Textpassagen in ähnlicher oder identischer Form in beiden Werken oder auch der zugehörigen Patentanmeldung „Verfahren zur Übertragung des Polarisationszustandes von Photonen in ein stationäres System“ (DE 10 2010 020 817.5) enthalten sein werden.

-
14. Die in Abbildung 8.1 dargestellten Daten wurden im Rahmen der Messungen für [79] aufgenommen und darin bereits in graphisch gleicher Form dargestellt sowie diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit trägt die Abbildung unterstützend zur Diskussion der Übertragung eines Polarisationszustandes bei.
 15. Das im Kapitel 9 vorgestellte Verfahren und entsprechende Ergebnisse sind Gegenstand einer Veröffentlichung, welche parallel zu dieser Arbeit entsteht. Es ist daher möglich, dass Abbildungen und/oder Textpassagen in ähnlicher oder identischer Form in beiden Werken oder auch der zugehörigen Patentanmeldung „Besetzungsinversion in einem Quantensystem mittels Mehrpulsanregung“ (DE 10 2013 012 682.7) enthalten sein werden.

Literaturverzeichnis

- [1] ADACHI, Sadao: *Physical properties of III-V semiconductor compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP.* New York : Wiley, 1992. – ISBN 9780471573296
- [2] AESCHLIMANN, Martin ; BAUER, Michael ; BAYER, Daniela ; BRIXNER, Tobias ; GARCÍA DE ABAJO,F. JAVIER ; PFEIFFER, Walter ; ROHMER, Martin ; SPINDLER, Christian ; STEEB, Felix: Adaptive subwavelength control of nano-optical fields. In: *Nature* 446 (2007), Nr. 7133, S. 301–304. <http://dx.doi.org/10.1038/nature05595>. – DOI 10.1038/nature05595. – ISSN 0028–0836
- [3] AKOPIAN, N. ; LINDNER, N. ; POEM, E. ; BERLATZKY, Y. ; AVRON, J. ; GERSHONI, D. ; GERARDOT, B. ; PETROFF, P.: Entangled Photon Pairs from Semiconductor Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 13, S. 130501. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.130501>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.130501. – ISSN 0031–9007
- [4] ALLEN, Leslie ; EBERLY, Joseph H.: *Optical resonance and two-level atoms.* Repr. d. Ausg. New York, Wiley, 1975. New York and NY : Dover, 1987 <http://www.worldcat.org/oclc/610679188>. – ISBN 0486655334
- [5] ARVIND ; MALLESH, K. S. ; MUKUNDA, N.: A generalized Pancharatnam geometric phase formula for three-level quantum systems. In: *Journal of Physics A: Mathematical and General* 30 (1997), Nr. 7, S. 2417–2431. <http://dx.doi.org/10.1088/0305-4470/30/7/021>. – DOI 10.1088/0305-4470/30/7/021. – ISSN 0305–4470
- [6] BAYER, M. ; KUTHER, A. ; FORCHEL, A. ; GORBUNOV, A. ; TIMOFEEV, V. ; SCHÄFER, F. ; REITHMAIER, J. ; REINECKE, T. ; WALCK, S.: Electron and Hole g Factors and Exchange Interaction from Studies of the Exciton Fine Structure in In_{0.60}Ga_{0.40}As Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 82 (1999), Nr.

- 8, S. 1748–1751. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.1748>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.82.1748. – ISSN 0031–9007
- [7] BAYER, M. ; ORTNER, G. ; STERN, O. ; KUTHER, A. ; GORBUNOV, A. ; FORCHEL, A. ; HAWRYLAK, P. ; FAFARD, S. ; HINZER, K. ; REINECKE, T. ; WALCK, S. ; REITHMAIER, J. ; KLOPF, F. ; SCHÄFER, F.: Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 65 (2002), Nr. 19. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.65.195315>. – DOI 10.1103/PhysRevB.65.195315. – ISSN 1098–0121
- [8] BAYER, M. ; WALCK, S. ; REINECKE, T. ; FORCHEL, A.: Exciton binding energies and diamagnetic shifts in semiconductor quantum wires and quantum dots. In: *Physical Review B* 57 (1998), Nr. 11, S. 6584–6591. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.57.6584>. – DOI 10.1103/PhysRevB.57.6584. – ISSN 1098–0121
- [9] BEHAM, Evelin: *Photostromspektroskopie an einzelnen Quantenpunkten*, Technische Universität München, Diss., 2003
- [10] BENNETT, A. J. ; POOLEY, M. A. ; STEVENSON, R. M. ; WARD, M. B. ; PATEL, R. B. ; LA GIRODAY, A. Boyer d. ; SKÖLD, N. ; FARRER, I. ; NICOLL, C. A. ; RITCHIE, D. A. ; SHIELDS, A. J.: Electric-field-induced coherent coupling of the exciton states in a single quantum dot. In: *Nature Physics* 6 (2010), Nr. 12, S. 947–950. <http://dx.doi.org/10.1038/NPHYS1780>. – DOI 10.1038/NPHYS1780. – ISSN 1745–2473
- [11] BENSON, Oliver ; SANTORI, Charles ; PELTON, Matthew ; YAMAMOTO, Yoshihisa: Regulated and Entangled Photons from a Single Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), Nr. 11, S. 2513–2516. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2513>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.84.2513. – ISSN 0031–9007
- [12] BESTER, Gabriel ; ZUNGER, Alex: Cylindrically shaped zinc-blende semiconductor quantum dots do not have cylindrical symmetry: Atomistic symmetry, atomic relaxation, and piezoelectric effects. In: *Physical Review B* 71 (2005), Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.71.045318>. – DOI 10.1103/PhysRevB.71.045318. – ISSN 1098–0121
- [13] BIMBERG, Dieter (Hrsg.): *Semiconductor nanostructures*. Berlin : Springer, 2008

<http://www.worldcat.org/oclc/222164259>. – ISBN 3540778985

- [14] BIMBERG, Dieter ; GRUNDMANN, Marius ; LEDENCOV, Nikolai N.: *Quantum dot heterostructures*. <http://www.worldcat.org/oclc/833470502>. Version: 1999
- [15] BLOCH, F.: Nuclear Induction. In: *Physical Review* 70 (1946), Nr. 7-8, S. 460–474. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.70.460>. – DOI 10.1103/PhysRev.70.460
- [16] BLOCH, Immanuel: *Licht-Atom Wechselwirkung im Zwei-Niveau System*. http://www.quantum.physik.uni-mainz.de/Dateien/__lectures_2003_ws0304_atomphysik_download_Licht_AtomWW_14.pdf. Version: 2004
- [17] BLOCH, Immanuel: *Licht-Atom Wechselwirkung*. http://www.quantum-munich.de/fileadmin/media/lecturenotes/WS1011_QuantumGases/Atomphysik.pdf. Version: 2010
- [18] BONADEO, N. H. ; ERLAND, J. ; D. GAMMON ; PARK, D. ; KATZER, D. S. ; D. G. STEEL: Coherent Optical Control of the Quantum State of a Single Quantum Dot. In: *Science* 282 (1998), Nr. 5393, S. 1473–1476. <http://dx.doi.org/10.1126/science.282.5393.1473>. – DOI 10.1126/science.282.5393.1473
- [19] BORRI, P. ; LANGBEIN, W. ; SCHNEIDER, S. ; WOGGON, U. ; SELLIN, R. ; OUYANG, D. ; BIMBERG, Dieter: Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 66 (2002), Nr. 8, S. 081306. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.66.081306>. – DOI 10.1103/PhysRevB.66.081306. – ISSN 1098–0121
- [20] BOYLE, S. ; RAMSAY, A. ; BELLO, F. ; LIU, H. ; HOPKINSON, M. ; FOX, A. ; SKOLNICK, M.: Two-qubit conditional quantum-logic operation in a single self-assembled quantum dot. In: *Physical Review B* 78 (2008), Nr. 7. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.78.075301>. – DOI 10.1103/PhysRevB.78.075301. – ISSN 1098–0121
- [21] BRULS, D. M. ; VUGS, J. W. A. M. ; KOENRAAD, P. M. ; SALEMINK, H. W. M. ; WOLTER, J. H. ; HOPKINSON, M. ; SKOLNICK, M. S. ; LONG, Fei ; GILL, S. P. A.: Determination of the shape and indium distribution of low-growth-rate InAs

- quantum dots by cross-sectional scanning tunneling microscopy. In: *Applied Physics Letters* 81 (2002), Nr. 9, S. 1708. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1504162>. – DOI 10.1063/1.1504162
- [22] BRUNNER, K. ; ABSTREITER, Gerhard ; BÖHM, G. ; TRÄNKLE, G. ; WEIMANN, G.: Sharp-Line Photoluminescence and Two-Photon Absorption of Zero-Dimensional Biexcitons in a GaAs/AlGaAs Structure. In: *Physical Review Letters* 73 (1994), Nr. 8, S. 1138–1141. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.1138>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.73.1138. – ISSN 0031–9007
- [23] BRYANT, Garnett W. ; SOLOMON, Glenn S.: *Optics of quantum dots and wires*. Boston : Artech House, 2005. – ISBN 9781580537612
- [24] CARL ZEISS MICROSCOPY GMBH: *Zeiss Mikroskop-Objektiv*. [http://www.zeiss.de/C1256F8500454979/0/D087D5F8B139C1AEC1256F8F0031EDBF/\\\$file/b-40-015axiolaba.pdf](http://www.zeiss.de/C1256F8500454979/0/D087D5F8B139C1AEC1256F8F0031EDBF/\$file/b-40-015axiolaba.pdf). Version: 2013
- [25] CHANG, W.-H ; HSU, T. ; HUANG, C. ; HSU, S. ; LAI, C. ; YEH, N. ; NEE, T. ; CHYI, J.-I: Photocurrent studies of the carrier escape process from InAs self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* 62 (2000), Nr. 11, S. 6959–6962. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.62.6959>. – DOI 10.1103/PhysRevB.62.6959. – ISSN 1098–0121
- [26] CHENG, Mu-Tian ; ZHOU, Hui-Jun ; LIU, Shao-Ding ; WANG, Q.Q. ; XUE, Q.K.: Quantum interference and population swapping in single quantum dots with V-type three-level. In: *Solid State Communications* 137 (2006), Nr. 8, S. 405–407. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ssc.2005.12.033>. – DOI 10.1016/j.ssc.2005.12.033. – ISSN 0038–1098
- [27] COHEN-TANNOUDJI, Claude ; DUPONT-ROC, Jacques ; GRYNBERG, Gilbert: *Atom-photon interactions: Basic processes and applications*. New York : Wiley, 1992. – ISBN 0–471–62556–6
- [28] COHERENT INC.: *Mira Optima 900-D Data Sheet*. http://www.coherent.com/downloads/MIRA900_DS.pdf. Version: 2013
- [29] COHERENT INC.: *Verdi Family Data Sheet*. http://www.coherent.com/downloads/VerdiFamily_DSrevC_0111.pdf. Version: 2013

- [30] DÄHNE, Mario ; EISELE, Holger ; JACOBI, Karl: The Atomic Structure of Quantum Dots. In: BIMBERG, Dieter (Hrsg.): *Semiconductor nanostructures*. Berlin : Springer, 2008. – ISBN 3540778985, S. 123–137
- [31] DREXLER, H. ; LEONARD, D. ; HANSEN, W. ; KOTTHAUS, J. P. ; PETROFF, P. M.: Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots. In: *Phys. Rev. Lett* 73 (1994), S. 2252–2255. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.2252>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.73.2252
- [32] EDIGER, M. ; BESTER, G. ; GERARDOT, B. ; BADOLATO, A. ; PETROFF, P. ; KARRAI, K. ; ZUNGER, A. ; WARBURTON, R.: Fine Structure of Negatively and Positively Charged Excitons in Semiconductor Quantum Dots: Electron-Hole Asymmetry. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), Nr. 3. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.036808>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.98.036808. – ISSN 0031-9007
- [33] EDMUND OPTICS GMBH: *IR-76(760nm) Long Pass Filter 2 Inch Sq.* www.edmundoptics.de/optics/optical-filters/longpass-edge-filters/longpass-glass-color-filters/66069. Version: 2013
- [34] EDMUND OPTICS GMBH: *N-BK7 Fenster 20mm D mit VIS-NIR Beschichtung*. <http://www.edmundoptics.com/optics/windows-diffusers/visible-windows/1-4-n-bk7-precision-windows/45-660?&pModal=false&site=DE&countryid=84>. Version: 2013
- [35] EKIMOV, A I. ; ONUSHCHENKO, A A.: Quantum size effect in three-dimensional microscopic semiconductor crystals. In: *JETP Letters* 34 (1981), Nr. 6, 363–366. http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1517/article_23187.shtml
- [36] ELLIS, D. J. P. ; STEVENSON, R. M. ; YOUNG, R. J. ; SHIELDS, A. J. ; ATKINSON, P. ; RITCHIE, D. A.: Control of fine-structure splitting of individual InAs quantum dots by rapid thermal annealing. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), Nr. 1, S. 011907. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2430489>. – DOI 10.1063/1.2430489. – ISSN 00036951
- [37] ELZERMAN, J. M. ; HANSON, R. ; WILLEMS BEVEREN, L. H. ; WITKAMP, B. ; VANDERSYPEN, L. M. K. ; KOUWENHOVEN, L. P.: Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot. In: *Nature* 430 (2004), Nr. 6998, S. 431–435.

- [http://dx.doi.org/10.1038/nature02693.](http://dx.doi.org/10.1038/nature02693) – DOI 10.1038/nature02693.
– ISSN 0028–0836
- [38] ESTER, Patrick: *Coherent Properties of Single Quantum Dot Transitions and Single Photon Emission*. Paderborn, Universität Paderborn, Diss., 2008
- [39] FINDEIS, F. ; BAIER, M. ; BEHAM, E. ; ZRENNER, Artur ; ABSTREITER, Gerhard: Photocurrent and photoluminescence of a single self-assembled quantum dot in electric fields. In: *Applied Physics Letters* 78 (2001), Nr. 19, S. 2958. [http://dx.doi.org/10.1063/1.1369148.](http://dx.doi.org/10.1063/1.1369148) – DOI 10.1063/1.1369148. – ISSN 00036951
- [40] FINDEIS, F. ; BAIER, M. ; ZRENNER, A. ; BICHLER, M. ; ABSTREITER, G. ; HOHENESTER, U. ; MOLINARI, E.: Optical excitations of a self-assembled artificial ion. In: *Physical Review B* 63 (2001), Nr. 12, S. 121309. [http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.63.121309.](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.63.121309) – DOI 10.1103/PhysRevB.63.121309. – ISSN 1098–0121
- [41] FINDEIS, Frank: *Optical Spectroscopy on Single Self-assembled Quantum Dots*. München, Technische Universität München, Diss., 2001
- [42] FORCHEL, Alfred ; LEIER, Helmut ; MAILE, BerndE. ; GERMANN, Roland: Fabrication and optical spectroscopy of ultra small III–V compound semiconductor structures. Version: 1988. <http://dx.doi.org/10.1007/BFb0107850>. In: RÖSSLER, U. (Hrsg.): *Festkörperprobleme* 28 Bd. 28. Springer Berlin Heidelberg, 1988. – DOI 10.1007/BFb0107850. – ISBN 978–3–528–08034–1, 99–119
- [43] FRY, P. ; ITSKEVICH, I. ; MOWBRAY, D. ; SKOLNICK, M. ; FINLEY, J. ; BARKER, J. ; O'REILLY, E. ; WILSON, L. ; LARKIN, I. ; MAKSYM, P. ; HOPKINSON, M. ; AL-KHAFAJI, M. ; DAVID, J. ; CULLIS, A. ; HILL, G. ; CLARK, J.: Inverted Electron-Hole Alignment in InAs-GaAs Self-Assembled Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), Nr. 4, S. 733–736. [http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.733.](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.733) – DOI 10.1103/PhysRevLett.84.733. – ISSN 0031–9007
- [44] GAMMON, D. ; BONADEO, N.H ; CHEN, Gang ; ERLAND, J. ; STEEL, D.G: Optically probing and controlling single quantum dots. In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 9 (2001), Nr. 1, S. 99–105. [http://dx.doi.org/10.1016/S1386-9477\(00\)00183-1.](http://dx.doi.org/10.1016/S1386-9477(00)00183-1) – DOI 10.1016/S1386-9477(00)00183-1. – ISSN 13869477

- [45] GAMMON, D. ; SNOW, E. ; SHANABROOK, B. ; KATZER, D. ; PARK, D.: Fine Structure Splitting in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 76 (1996), Nr. 16, S. 3005–3008. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.3005>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.76.3005. – ISSN 0031–9007
- [46] GERARDOT, B. D. ; SEIDL, S. ; DALGARNO, P. A. ; WARBURTON, R. J. ; GRANADOS, D. ; GARCIA, J. M. ; KOWALIK, K. ; KREBS, O. ; KARRAI, K. ; BADOLATO, A. ; PETROFF, P. M.: Manipulating exciton fine structure in quantum dots with a lateral electric field. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), Nr. 4, S. 041101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2431758>. – DOI 10.1063/1.2431758. – ISSN 00036951
- [47] GERTHSEN, Christian: *Gerthsen Physik*. 24., überarb. Aufl. Heidelberg [u.a.] : Springer, 2010. – ISBN 978–3–642–12893–6
- [48] GOLDSTEIN, L. ; GLAS, F. ; MARZIN, J. Y. ; CHARASSE, M. N. ; LE ROUX, G.: Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices. In: *Applied Physics Letters* 47 (1985), Nr. 10, S. 1099. <http://dx.doi.org/10.1063/1.96342>. – DOI 10.1063/1.96342
- [49] HAUG, Hartmut ; KOCH, S. W.: *Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors*. 4th ed. Singapore and River Edge and NJ : World Scientific, 2004. – ISBN 981–238–756–0
- [50] HAWRYLAK, Paweł: Excitonic artificial atoms: Engineering optical properties of quantum dots. In: *Physical Review B* 60 (1999), Nr. 8, S. 5597–5608. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.60.5597>. – DOI 10.1103/PhysRevB.60.5597. – ISSN 1098–0121
- [51] HAWRYLAK, Paweł ; WOJS, Arkadiusz: Electronic structure and optical properties of self-assembled quantum dots. In: *Semiconductor Science and Technology* 11 (1996), Nr. 11S, S. 1516–1520. <http://dx.doi.org/10.1088/0268–1242/11/11S/011>. – DOI 10.1088/0268–1242/11/11S/011. – ISSN 0268–1242
- [52] HE, Lixin ; GONG, Ming ; LI, Chuan-Feng ; GUO, Guang-Can ; ZUNGER, Alex: Highly Reduced Fine-Structure Splitting in InAs/InP Quantum Dots Offering an Efficient On-Demand Entangled 1.55-μm Photon Emitter. In: *Physical Review*

- Letters* 101 (2008), Nr. 15. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.157405>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.101.157405. – ISSN 0031–9007
- [53] HÖGELE, A. ; SEIDL, S. ; KRONER, M. ; KARRAI, K. ; WARBURTON, R. J. ; ATATÜRE, M. ; DREISER, J. ; IMAMOĞLU, A. ; GERARDOT, B. D. ; PETROFF, P. M.: Voltage-Controlled Electron-Hole Interaction in a Single Quantum Dot. In: *Journal of Superconductivity* 18 (2005), Nr. 2, S. 245–249. <http://dx.doi.org/10.1007/s10948-005-3377-4>. – DOI 10.1007/s10948-005-3377-4. – ISSN 0896–1107
- [54] HOUTEN, H. van ; BEENAKKER, C. W. J. ; STARING, A. A. M.: Coulomb-Blockade Oscillations in Semiconductor Nanostructures. In: PLOOG, Klaus H. (Hrsg.): *Single charge tunneling* Bd. 5. New York, 1993. – ISBN 0–306–44229–9
- [55] HÜBNER, Marc C.: *Temperaturabhängige Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte im kohärenten Regime*, Universität Paderborn, Diss., 2009
- [56] HUO, Y. H. ; RASTELLI, A. ; SCHMIDT, O. G.: Ultra-small excitonic fine structure splitting in highly symmetric quantum dots on GaAs (001) substrate. In: *Applied Physics Letters* 102 (2013), Nr. 15, S. 152105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4802088>. – DOI 10.1063/1.4802088
- [57] IBACH, Harald ; LÜTH, Hans: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen ; mit 18 Tafeln und 104 Übungen*. 7. Aufl. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2009. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-85795-2>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-85795-2>. – ISBN 9783540857945
- [58] INDUCTIVELOAD: *Poincaré sphere*. https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Poincar%C3%A9_sphere.svg. Version: 2013
- [59] INDUCTIVELOAD: *Polarisation ellipse 2*. https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Polarisation_ellipse2.svg. Version: 2013
- [60] JACAK, Lucjan ; HAWRYLAK, Paweł ; WÓJS, Arkadiusz: *Quantum dots*. Berlin [u.a] : Springer, 1998. – ISBN 3–540–63653–6
- [61] JENS FÖRSTNER: *Solver für Drei-Niveau-Systeme mit polarisationsabhängiger Anregung*. 2009 bis 2013
- [62] KADANTSEV, E. S. ; HAWRYLAK, P.: Effective Theory of Electron-Hole Exchange

- in Semiconductor Quantum Dots. In: *Journal of Physics: Conference Series* 248 (2010), S. 012018. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/248/1/012018>. – DOI 10.1088/1742-6596/248/1/012018. – ISSN 1742-6596
- [63] KAMADA, H. ; GOTOH, H. ; TEMMYO, J. ; TAKAGAHARA, T. ; ANDO, H.: Exciton Rabi Oscillation in a Single Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 87 (2001), Nr. 24. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.246401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.87.246401. – ISSN 0031-9007
- [64] KASTNER, Marc A.: Artificial Atoms. In: *Physics Today* 46 (1993), Nr. 1, S. 24. <http://dx.doi.org/10.1063/1.881393>. – DOI 10.1063/1.881393. – ISSN 00319228
- [65] KIMURA, G.: The Bloch vector for N-level systems. In: *Physics Letters A* 314 (2003), Nr. 5-6, S. 339–349. [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601\(03\)00941-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601(03)00941-1). – DOI 10.1016/S0375-9601(03)00941-1. – ISSN 03759601
- [66] KIMURA, Gen ; KOSSAKOWSKI, Andrzej: The Bloch-Vector Space for N-Level Systems: the Spherical-Coordinate Point of View. In: *Open Systems & Information Dynamics* 12 (2005), Nr. 03, S. 207–229. <http://dx.doi.org/10.1007/s11080-005-0919-y>. – DOI 10.1007/s11080-005-0919-y. – ISSN 1230-1612
- [67] KLARREICH, Erica: Biologists join the dots. In: *Nature* 413 (2001), Nr. 6855, S. 450–452. <http://dx.doi.org/10.1038/35097256>. – DOI 10.1038/35097256. – ISSN 0028-0836
- [68] KOSAKA, Hideo ; INAGAKI, Takahiro ; RIKITAKE, Yoshiaki ; IMAMURA, Hiroshi ; MITSUMORI, Yasuyoshi ; EDAMATSU, Keiichi: Spin state tomography of optically injected electrons in a semiconductor. In: *Nature* 457 (2009), Nr. 7230, S. 702–705. <http://dx.doi.org/10.1038/nature07729>. – DOI 10.1038/nature07729. – ISSN 0028-0836
- [69] KOSAKA, Hideo ; SHIGYOU, Hideki ; MITSUMORI, Yasuyoshi ; RIKITAKE, Yoshiaki ; IMAMURA, Hiroshi ; KUTSUWA, Takeshi ; ARAI, Koichiro ; EDAMATSU, Keiichi: Coherent Transfer of Light Polarization to Electron Spins in a Semiconductor. In: *Physical Review Letters* 100 (2008), Nr. 9. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.096602>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.100.096602. – ISSN 0031-9007

- [70] LA BOYER GIRODAY, A. d. ; BENNETT, A. ; POOLEY, M. ; STEVENSON, R. ; SKÖLD, N. ; PATEL, R. ; FARRER, I. ; RITCHIE, D. ; SHIELDS, A. ; BENNETT, A. J. ; POOLEY, M. A. ; STEVENSON, R. M. ; PATEL, R. B. ; RITCHIE, D. A. ; SHIELDS, A. J.: All-electrical coherent control of the exciton states in a single quantum dot. In: *Physical Review B* 82 (2010), Nr. 24. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.82.241301>. – DOI 10.1103/PhysRevB.82.241301. – ISSN 1098–0121
- [71] LANDIN, L.: Optical Studies of Individual InAs Quantum Dots in GaAs: Few-Particle Effects. In: *Science* 280 (1998), Nr. 5361, S. 262–264. <http://dx.doi.org/10.1126/science.280.5361.262>. – DOI 10.1126/science.280.5361.262
- [72] LANGBEIN, W. ; BORRI, P. ; WOGGON, U. ; STAVARACHE, V. ; REUTER, D. ; WIECK, A. D.: Control of fine-structure splitting and biexciton binding in $In_xGa_{1-x}As$ quantum dots by annealing. In: *Phys. Rev. B* 69 (2004), Nr. 16, 161301. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.69.161301>. – DOI 10.1103/PhysRevB.69.161301
- [73] LEONARD, D. ; KRISHNAMURTHY, M. ; REAVES, C. M. ; DENBAARS, S. P. ; PETROFF, P. M.: Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces. In: *Applied Physics Letters* 63 (1993), Nr. 23, S. 3203. <http://dx.doi.org/10.1063/1.110199>. – DOI 10.1063/1.110199. – ISSN 00036951
- [74] LEONARD, D. ; POND, K. ; PETROFF, P.: Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs. In: *Physical Review B* 50 (1994), Nr. 16, S. 11687–11692. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.50.11687>. – DOI 10.1103/PhysRevB.50.11687. – ISSN 1098–0121
- [75] LI, X. ; WU, Y. ; STEEL, D. ; GAMMON, D. ; STIEVATER, T H. ; KATZER, S. ; PARK, D. ; PIERMAROCCHI, C. ; SHAM, L J.: An All-Optical Quantum Gate in a Semiconductor Quantum Dot. In: *Science* 301 (2003), Nr. 5634, S. 809–811. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1083800>. – DOI 10.1126/science.1083800. – ISSN 0036–8075
- [76] LINEAR TECHNOLOGY CORPORATION: *LTC1655/LTC1655L 16-Bit Rail-to-Rail Micropower DACs in SO-8 Package*. <http://cds.linear.com/docs/en/datasheet/165551f.pdf>. Version: 1998
- [77] LUO, Jun-Wei ; SINGH, Ranber ; ZUNGER, Alex ; BESTER, Gabriel: Influence

- of the atomic-scale structure on the exciton fine-structure splitting in InGaAs and GaAs quantum dots in a vertical electric field. In: *Physical Review B* 86 (2012), Nr. 16. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.86.161302>. – DOI 10.1103/PhysRevB.86.161302. – ISSN 1098–0121
- [78] MANDEL, Leonard ; WOLF, Emil: *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge and New York : Cambridge University Press, 1995. – ISBN 0–521–41711–2
 - [79] MANTEI, Dirk: *Polarisationsabhängige Zustandskontrolle an einzelnen Quantenpunkten: Masterarbeit*. Paderborn, September 2009
 - [80] MAXIM INTEGRATED: *MAX132, 18-Bit ADC with Serial Interface*. <http://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/MAX132.pdf>. Version: 1995
 - [81] MEIER, Torsten ; THOMAS, P. ; KOCH, S. W.: *Coherent semiconductor optics: From basic concepts to nanostructure applications*. Berlin and and New York : Springer, 2007 <http://www.worldcat.org/oclc/75252489>. – ISBN 9783540325543
 - [82] MESCHEDE, Dieter: *Optik, Licht und Laser*. 3., durchges. Wiesbaden : Vieweg + Teubner in GWV Fachverlage, 2008 <http://www.worldcat.org/oclc/254422596>. – ISBN 9783835101432
 - [83] MEYSTRE, Pierre ; SARGENT, Murray: *Elements of Quantum Optics*. 4. Berlin and Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2007. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-74211-1>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-74211-1>. – ISBN 978–3–540–74209–8
 - [84] MICHAELIS VASCONCELLOS, S. d. ; STUFLER, S. ; WEGNER, S.-A ; ESTER, P. ; ZRENNER, Artur ; BICHLER, M.: Quantum interferences of a single quantum dot in the case of detuning. In: *Physical Review B* 74 (2006), Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.74.081304>. – DOI 10.1103/PhysRevB.74.081304. – ISSN 1098–0121
 - [85] MICHLER, P. ; KIRAZ, A. ; BECHER, C. ; SCHOENFELD, W. V. ; PETROFF, P. M. ; LIDONG ZHANG ; HU, E. ; IMAMOGLU, A.: A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. In: *Science* 290 (2000), Nr. 5500, S. 2282–2285. <http://dx.doi.org/10.1126/science.290.5500.2282>. – DOI 10.1126/science.290.5500.2282
 - [86] MICROSTEP GMBH: *Datenblatt Schrittmotoren Baureihe SHS 39/200 – Hohl-*

- welle. http://www.microstep-motoren.de/images/datenblaetter/schrittmotoren/Microstep_DB_39_200_Hohl_I.pdf. Version: 2013
- [87] MILLER, D. A. B. ; MILLER, D. ; CHEMLA, D. ; DAMEN, T. ; GOSSARD, A. ; WIEGMANN, W. ; WOOD, T. ; BURRUS, C.: Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confining Stark Effect. In: *Physical Review Letters* 53 (1984), Nr. 22, S. 2173–2176. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.2173>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.53.2173. – ISSN 0031-9007
- [88] MULLER, Andreas ; FANG, Wei ; LAWALL, John ; SOLOMON, Glenn S.: Creating Polarization-Entangled Photon Pairs from a Semiconductor Quantum Dot Using the Optical Stark Effect. In: *Physical Review Letters* 103 (2009), Nr. 21. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.217402>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.103.217402. – ISSN 0031-9007
- [89] PATTON, B. ; WOGGON, U. ; LANGBEIN, W.: Coherent Control and Polarization Readout of Individual Excitonic States. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), Nr. 26, S. 266401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.266401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.95.266401. – ISSN 0031-9007
- [90] PENG, Yonggang ; ZHENG, Yujun ; BROWN, Frank L. H.: Single molecule photon emission statistics of driven three-level systems. In: *The Journal of Chemical Physics* 126 (2007), Nr. 10, S. 104303. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2567235>. – DOI 10.1063/1.2567235. – ISSN 00219606
- [91] PHYSIK INSTRUMENTE (PI) GMBH & Co. KG: *PZ 93E User Manual E-750 Digital PZT Controller*. http://www.pi-portal.ws/index.php?option=com_docman&task=doc_download&gid=477&Itemid=6. Version: 09.12.2004
- [92] PHYSIK INSTRUMENTE (PI) GMBH & Co. KG: *PZ234D P-62x Positioniersysteme Benutzerhandbuch*. http://www.pi-portal.ws/index.php?option=com_docman&task=doc_download&gid=3649&Itemid=6. Version: 11.06.2012
- [93] PHYSIK INSTRUMENTE (PI) GMBH & Co. KG: *MP 33E User Manual: M-5x1 Series Linear Positioning Stages*. http://www.pi-portal.ws/index.php?option=com_docman&task=doc_download&gid=3649&Itemid=6.

php?option=com_docman&task=doc_download&gid=4197&Itemid=6.
Version: 20.09.2004

- [94] PLUMHOF, Johannes D. ; TROTTA, Rinaldo ; RASTELLI, Armando ; SCHMIDT, Oliver G.: Experimental methods of post-growth tuning of the excitonic fine structure splitting in semiconductor quantum dots. In: *Nanoscale Research Letters* 7 (2012), Nr. 1, S. 336. <http://dx.doi.org/10.1186/1556-276X-7-336>. – DOI 10.1186/1556-276X-7-336. – ISSN 1556-276X
- [95] POLLAND, H. ; SCHULTHEIS, L. ; KUHL, J. ; GÖBEL, E. ; TU, C.: Lifetime Enhancement of Two-Dimensional Excitons by the Quantum-Confining Stark Effect. In: *Physical Review Letters* 55 (1985), Nr. 23, S. 2610–2613. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2610>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.55.2610. – ISSN 0031-9007
- [96] PRINCETON INSTRUMENTS: *LN/CCD Detector, Handbuch*. 17.04.2001
- [97] PRINCETON INSTRUMENTS: *Operating Instructions Acton SP-500i*. 2008
- [98] PRINCETON INSTRUMENTS: *CDD Camera Specification Sheet*. http://www.princetoninstruments.com/Uploads/Princeton/Documents/Datasheets/Princeton_Instruments_PyLoN_400_eXcelon_N4.1_10.23.2012.pdf. Version: 2013
- [99] QIOPHIQ PHOTONICS GMBH & Co. KG: *Dünnschichtpolarisatoren*. www.qioptiq-shop.com/Praezisionsoptik/Polarisationsoptik/Polarisationsoptik/Duennschichtpolarisatoren.html. Version: 27.09.2013
- [100] QUIRING, Wadim ; ZRENNER, Artur: *Mündliche Diskussion zur Schottky-Barrierenhöhe für Titan auf i-GaAs*. 20.12.2013
- [101] RABI, I.: Space Quantization in a Gyrating Magnetic Field. In: *Physical Review* 51 (1937), Nr. 8, S. 652–654. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.51.652>. – DOI 10.1103/PhysRev.51.652. – ISSN 0031-899X
- [102] RAI, A: *Wachstumsprotokoll zur Quantenpunktprobe 14299*. 2013
- [103] RAI, Ashish K.: *Optically pumped and electrically triggered single photon emission from a single quantum dot*. Bochum, Ruhr-Universität Bochum, Diss.,

- 31.01.2013. <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/netahtml/HSS/Diss/RaiAshishKumar/diss.pdf>
- [104] RAMSAY, A. J.: A review of the coherent optical control of the exciton and spin states of semiconductor quantum dots. In: *Semiconductor Science and Technology* 25 (2010), Nr. 10, S. 103001. <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/25/10/103001>. – DOI 10.1088/0268-1242/25/10/103001. – ISSN 0268-1242
- [105] RAMSEY, N. F.: Experiments with Separated Oscillatory Fields and Hydrogen Masers: Reviews of Modern Physics, Vol. 62, No. 3, July 1990. In: *Science* 248 (1990), Nr. 4963, S. 1612–1619. <http://dx.doi.org/10.1126/science.248.4963.1612>. – DOI 10.1126/science.248.4963.1612. – ISSN 0036-8075
- [106] RAYMOND, S. ; REYNOLDS, J. ; MERZ, J. ; FAFARD, S. ; FENG, Y. ; CHARBONNEAU, S.: Asymmetric Stark shift in Al_xIn_{1-x}As/AlyGa_{1-y}As self-assembled dots. In: *Physical Review B* 58 (1998), Nr. 20, S. R13415–R13418. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.58.R13415>. – DOI 10.1103/PhysRevB.58.R13415. – ISSN 1098-0121
- [107] REED, M. ; RANDALL, J. ; AGGARWAL, R. ; MATYI, R. ; MOORE, T. ; WETSEL, A.: Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure. In: *Physical Review Letters* 60 (1988), Nr. 6, S. 535–537. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.535>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.60.535. – ISSN 0031-9007
- [108] ROSSETTI, R. ; ELLISON, J. L. ; GIBSON, J. M. ; BRUS, L. E.: Size effects in the excited electronic states of small colloidal CdS crystallites. In: *The Journal of Chemical Physics* 80 (1984), Nr. 9, S. 4464. <http://dx.doi.org/10.1063/1.447228>. – DOI 10.1063/1.447228. – ISSN 00219606
- [109] SCHMIDGALL, E. R. ; EASTHAM, P. R. ; PHILLIPS, R. T.: Population inversion in quantum dot ensembles via adiabatic rapid passage. In: *Physical Review B* 81 (2010), Nr. 19. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.81.195306>. – DOI 10.1103/PhysRevB.81.195306. – ISSN 1098-0121
- [110] SCHNEIDER, Reiner: *Vortrag: Probenpräparation von Quantenpunkt-Photodioden zur elektrischen und optischen Analyse bzw. Manipulation: Grundlagen der GaAs-Technologie in der AG Zrenner*. Universität Paderborn, 16.01.2014

- [111] SEIFERT, W. ; CARLSSON, N. ; PETERSSON, A. ; WERNERSSON, L.-E. ; SAMUELSON, L.: Alignment of InP Stranski–Krastanow dots by growth on patterned GaAs/GaInP surfaces. In: *Applied Physics Letters* 68 (1996), Nr. 12, S. 1684. <http://dx.doi.org/10.1063/1.115905>. – DOI 10.1063/1.115905
- [112] SIMON, C.-M ; BELHADJ, T. ; CHATEL, B. ; AMAND, T. ; RENUCCI, P. ; LEMAITRE, A. ; KREBS, O. ; DALGARNO, P. ; WARBURTON, R. ; MARIE, X. ; URBASZEK, B.: Robust Quantum Dot Exciton Generation via Adiabatic Passage with Frequency-Swept Optical Pulses. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), Nr. 16. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.166801>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.106.166801. – ISSN 0031–9007
- [113] SINGH, Ranber ; BESTER, Gabriel: Effects of charged defects on the electronic and optical properties of self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* 85 (2012), Nr. 20. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.85.205405>. – DOI 10.1103/PhysRevB.85.205405. – ISSN 1098–0121
- [114] SPECTRA-PHYSICS INC.: *Stabilized Helium-Neon Laser - Model 117A*. 2004
- [115] STEVENSON, R. M. ; YOUNG, R. J. ; ATKINSON, P. ; COOPER, K. ; RITCHIE, D. A. ; SHIELDS, A. J.: A semiconductor source of triggered entangled photon pairs. In: *Nature* 439 (2006), Nr. 7073, S. 179–182. <http://dx.doi.org/10.1038/nature04446>. – DOI 10.1038/nature04446. – ISSN 0028–0836
- [116] STIEVATER, T. ; LI, Xiaoqin ; STEEL, D. ; GAMMON, D. ; KATZER, D. ; PARK, D. ; PIERMAROCCHI, C. ; SHAM, L.: Rabi Oscillations of Excitons in Single Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 87 (2001), Nr. 13. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.133603>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.87.133603. – ISSN 0031–9007
- [117] STOCK, Erik ; WARMING, Till ; OSTAPENKO, Irina ; RODT, Sven ; SCHLIWA, Andrei ; TÖFFLINGER, Jan A. ; LOCHMANN, Anatol ; TOROPOV, Aleksandr I. ; MOSHCHEŃKO, Sergej A. ; DMITRIEV, Dimitry V. ; HAISLER, Vladimir A. ; BIMBERG, Dieter: Single-photon emission from InGaAs quantum dots grown on (111) GaAs. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 9, S. 093112. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3337097>. – DOI 10.1063/1.3337097
- [118] STUFLER, S. ; ESTER, P. ; ZRENNER, Artur ; BICHLER, M.: Quantum optical properties of a single $In_xGa_{1-x}As$ -GaAs quantum dot two-level system. In: *Physical*

- Review B* 72 (2005), Nr. 12. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.72.121301>. – DOI 10.1103/PhysRevB.72.121301. – ISSN 1098–0121
- [119] STUFLER, S. ; MACHNIKOWSKI, P. ; ESTER, P. ; BICHLER, M. ; AXT, V. ; KUHN, T. ; ZRENNER, Artur: Two-photon Rabi oscillations in a single In_xGa_{1-x}As / GaAs quantum dot. In: *Physical Review B* 73 (2006), Nr. 12. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.73.125304>. – DOI 10.1103/PhysRevB.73.125304. – ISSN 1098–0121
- [120] STUFLER, Stefan: *Kohärente optische Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte*. Paderborn, Universität Paderborn, Diss., 2005
- [121] STUFLER, Stefan ; ESTER, Patrick ; ZRENNER, Artur ; BICHLER, Max: Power broadening of the exciton linewidth in a single InGaAs GaAs quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 18, S. 4202. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1815373>. – DOI 10.1063/1.1815373. – ISSN 00036951
- [122] SZE, S. M. (Hrsg.) ; NG, Kwok K. (Hrsg.): *Physics of semiconductor devices*. 3. New York : John Wiley & Sons, 2007 <http://www.worldcat.org/oclc/488586029>. – ISBN 0–471–14323–5
- [123] THORLABS INC.: *Non-polarizing beamsplitter BS017*. http://www.thorlabs.de/newgroupage9_pf.cfm?guide=10&category_id=16&objectgroup_id=6207. Version: 05.10.2013
- [124] THORLABS INC.: *PAX5710 / PAX5720 Series Polarimeters*. <http://www.thorlabs.de/thorcat/12900/PAX5710IR1-T-SpecSheet.pdf>. Version: 15.03.2006
- [125] THORLABS INC.: *Beam Samplers - Product Information*. http://www.thorlabs.de/newgroupage9_pf.cfm?guide=10&category_id=155&objectgroup_id=913. Version: 2013
- [126] THORLABS INC.: *Step-Index Multimode Fiber Optic Patch Cables: SMA-SMA, M15L05*. http://www.thorlabs.de/newgroupage9_pf.cfm?guide=10&category_id=120&objectgroup_id=351. Version: 2013
- [127] TOPTICA PHOTONICS AG: *Brochure: Specifications & Configurations Tunable Diode Lasers*. http://www.toptica.com/fileadmin/user_upload/

products/Diode_Lasers/Research_Grade/Tunable_Diode_Lasers/toptica_BR_SC_TDL.pdf. Version: 03.06.2011

- [128] TOPTICA PHOTONICS AG: *Product and Quality Control Data Sheet DL pro 940*. 04.08.2011
- [129] TOPTICA PHOTONICS AG: *Technische Zeichungen Diodenlaser DL Pro*. 2013
- [130] VASCONCELLOS, S. Michaelis d. ; GORDON, S. ; BICHLER, Max ; MEIER, T. ; ZRENNER, Artur ; MICHAELIS VASCONCELLOS, S. d.: Coherent control of a single exciton qubit by optoelectronic manipulation. In: *Nature Photonics* 4 (2010), Nr. 8, S. 545–548. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2010.124>. – DOI 10.1038/nphoton.2010.124. – ISSN 1749–4885
- [131] VASCONCELLOS, S Michaelis d. ; GORDON, S ; MANTEI, D ; LEIER, Y A. ; AL-HMOUD, M ; QUIRING, W ; ZRENNER, A: Coherent optoelectronics with quantum dots. In: JAHNKE, Frank (Hrsg.): *Quantum optics with semiconductor nanostructures* Bd. 28. Oxford : Woodhead, 2012. – ISBN 978 0 85709 232 8, S. 528
- [132] VASCONCELLOS, S. Michaelis d. ; PAWLIS, A. ; ARENS, C. ; PANFILOVA, M. ; ZRENNER, Artur ; SCHIKORA, D. ; LISCHKA, K.: Exciton spectroscopy on single CdSe/ZnSe quantum dot photodiodes. In: *Microelectronics Journal* 40 (2009), Nr. 2, S. 215–217. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mejo.2008.07.055>. – DOI 10.1016/j.mejo.2008.07.055. – ISSN 0026–2692
- [133] VASCONCELLOS, Steffen Michaelis d.: *Coherent Optoelectronic Control of Single Excitons*. Paderborn, Universität Paderborn, Diss., 2009
- [134] VISCOR, D. ; FERRARO, A. ; LOIKO, Yu ; CORBALÁN, R. ; MOMPART, J. ; AHUFINGER, V.: Optical quantum memory for polarization qubits with V -type three-level atoms. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 44 (2011), Nr. 19, S. 195504. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/44/19/195504>. – DOI 10.1088/0953–4075/44/19/195504. – ISSN 0953–4075
- [135] VOGEL, Werner ; WELSCH, Dirk-Gunnar: *Lectures on quantum optics*. 1st ed. Berlin and New York : Akademie Verlag and VCH Publishers, 1994. – ISBN 3–05–501387–5

- [136] VURGAFTMAN, I. ; MEYER, J. R. ; RAM-MOHAN, L. R.: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. In: *Journal of Applied Physics* 89 (2001), Nr. 11, S. 5815. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1368156>. – DOI 10.1063/1.1368156
- [137] WANG, Jianping ; GONG, Ming ; GUO, Guang-Can ; HE, Lixin: Eliminating the fine structure splitting of excitons in self-assembled InAs/GaAs quantum dots via combined stresses. In: *Applied Physics Letters* 101 (2012), Nr. 6, S. 063114. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4745188>. – DOI 10.1063/1.4745188
- [138] WANG, Q. ; MULLER, A. ; CHENG, M. ; ZHOU, H. ; BIANUCCI, P. ; SHIH, C.: Coherent Control of a V-Type Three-Level System in a Single Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), Nr. 18, S. 187404. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.187404>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.95.187404. – ISSN 0031-9007
- [139] WARMING, Till: *Elektronische Struktur angeregter Zustände einzelner InAs-Quantenpunkte*. Berlin, Technische Universität Berlin, Diss., 2009. <http://opus4.kobv.de/opus4-tuberlin/frontdoor/index/index/docId/2092>
- [140] WEGSCHEIDER, W. ; SCHEDELBECK, G. ; ABSTREITER, G. ; ROTHER, M. ; BICHLER, M.: Atomically Precise GaAs/AlGaAs Quantum Dots Fabricated by Twofold Cleaved Edge Overgrowth. In: *Physical Review Letters* 79 (1997), Nr. 10, S. 1917–1920. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.1917>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.79.1917. – ISSN 0031-9007
- [141] WOGGON, Ulrike: *Optical properties of semiconductor quantum dots*. <http://www.worldcat.org/oclc/35637180>. Version: 1997 (Springer tracts in modern physics)
- [142] WOJS, Arkadiusz ; HAWRYLAK, Paweł ; FAFARD, Simon ; JACAK, Lucjan: Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum dots. In: *Phys. Rev. B* 54 (1996), Nr. 8, 5604–5608. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.54.5604>. – DOI 10.1103/PhysRevB.54.5604
- [143] WU, Yanwen ; LI, Xiaoqin ; DUAN, L. ; STEEL, D. ; GAMMON, D.: Density Matrix Tomography through Sequential Coherent Optical Rotations of an Exciton Qubit in a Single Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 8, S.

087402. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.087402>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.087402. – ISSN 0031–9007

- [144] WU, Yanwen ; PIPER, I. ; EDIGER, M. ; BRERETON, P. ; SCHMIDGALL, E. ; EASTHAM, P. ; HUGUES, M. ; HOPKINSON, M. ; PHILLIPS, R.: Population Inversion in a Single InGaAs Quantum Dot Using the Method of Adiabatic Rapid Passage. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.067401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.106.067401. – ISSN 0031–9007
- [145] YACOBY, A. ; HEIBLUM, M. ; MAHALU, D. ; SHTRIKMAN, Hadas: Coherence and Phase Sensitive Measurements in a Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 74 (1995), Nr. 20, S. 4047–4050. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.4047>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.74.4047. – ISSN 0031–9007
- [146] YOUNG, R. J. ; STEVENSON, R. M. ; SHIELDS, A. J. ; ATKINSON, P. ; COOPER, K. ; RITCHIE, D. A. ; GROOM, K. M. ; TARTAKOVSKII, A. I. ; SKOLNICK, M. S.: Inversion of exciton level splitting in quantum dots. In: *Physical Review B* 72 (2005), Nr. 11. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.72.113305>. – DOI 10.1103/PhysRevB.72.113305. – ISSN 1098–0121
- [147] ZHOU, Hui-Jun ; CHENG, Mu-Tian ; LIU, Shao-Ding ; WANG, Qu-Quan ; ZHAN, Ming-Sheng ; XUE, Qi-Kun: Complex probability amplitudes of three states in a V-type system with two orthogonal sub-states. In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 28 (2005), Nr. 3, S. 219–224. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physe.2005.03.011>. – DOI 10.1016/j.physe.2005.03.011. – ISSN 1386–9477
- [148] ZRENNER, Artur: A close look on single quantum dots. In: *The Journal of Chemical Physics* 112 (2000), Nr. 18, S. 7790. <http://dx.doi.org/10.1063/1.481384>. – DOI 10.1063/1.481384. – ISSN 00219606
- [149] ZRENNER, Artur ; BEHAM, E. ; STUFLER, S. ; FINDEIS, F. ; BICHLER, M. ; ABSTREITER, Gerhard: Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode. In: *Nature* 418 (2002), Nr. 6898, S. 612–614. <http://dx.doi.org/10.1038/nature00912>. – DOI 10.1038/nature00912. – ISSN 0028–0836
- [150] ZRENNER, Artur ; ESTER, P. ; MICHAELIS VASCONCELLOS, S. d. ; HÜBNER, M. C.

- ; LACKMANN, L. ; STUFLER, S. ; BICHLER, M.: Coherent optoelectronics with single quantum dots. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 20 (2008), Nr. 45, S. 454210. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/20/45/454210>. – DOI 10.1088/0953-8984/20/45/454210. – ISSN 0953-8984
- [151] ZRENNER, Artur ; STUFLER, S. ; ESTER, P. ; MICHAELIS VASCONCELLOS, S. d. ; HÜBNER, M. ; BICHLER, M.: Recent developments in single dot coherent devices. In: *physica status solidi (b)* 243 (2006), Nr. 14, S. 3696–3708. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.200642339>. – DOI 10.1002/pssb.200642339. – ISSN 03701972

Symbole und Abkürzungen

Symbole

A	Pulsfläche
A_{Int}	Interferenz-Amplitude
A_D	Fläche der n-i-Schottky-Diode
$\alpha_{\lambda/2}$	Drehwinkel der schnellen Achse einer Halbwellenverzögerungsplatte relativ zur Polarisationsrichtung des Lasers
α_p	Drehwinkel des ersten Polarisators in der selbstentwickelten Leistungsregelung
α_{QCSE}	Polarisierbarkeit in Zusammenhang mit dem Quantum-Confinement Stark Effekt
$\beta_{\lambda/4}$	Drehwinkel der schnellen Achse einer Viertelwellenverzögerungsplatte relativ zur Polarisationsrichtung des Lasers
χ	Polarwinkel in der Poincaré-Kugel
d	Gesamtdicke der intrinsischen Schichten in der Schottky-Diode
δ	Verstimmung (Englisch: Detuning)
F	Internes elektrisches Feld in der Schottky-Diode
γ_1, γ_{ij}	Populationszerfallsraten
γ_2	Rate des Kohärenz-Zerfalls
\hat{H}	Hamilton-Operator
I_{Ph}	Photostrom
λ	Wellenlänge
μ	Dipolmoment
Ω	Rabi-Frequenz
P_{ex}	Optische Anregungsleistung
$\pi_{x,y}$	horizontale bzw. vertikale lineare Polarisation
φ	Phasenverschiebung
Ψ	Azimutwinkel in der Äquatorebene der Poincaré-Kugel.
$\Psi(r, t)$	Wellenfunktion (im Kontext des Zwei-Niveau-Systems)
ρ	Dichtematrix

Symbole (Fortsetzung)

S_i	i-te Komponente des Stokes-Vektors
σ^\pm	links- bzw. rechts-zirkulare Polarisation
T_1	Zerfallszeit des Populationsverlustes
T_2	Kohärenz-Zerfallszeit
T_2^*	Zerfallszeit zu reinen Dephasierungsprozessen
T_{delay}	Zeitlicher Pulsabstand bei Doppelpuls-Experimenten
V_B	An der Schottky-Diode angelegte Vorspannung (Bias)
V_{BI}	Durch den Schottky-Kontakt in die Diode eingebaute (built-in) Spannung
X	Einfaches, ungeladenes Exziton
$X^+ (X^-)$	Einfach positiv (negativ) geladenes Exziton
$XX, 2X$	Biexziton
$ X\rangle, Y\rangle$	Feinstrukturzustände
$ 0\rangle$	Leerzustand (Unbesetzter Quantenzustand)

Abkürzungen

2LS	Zwei-Niveau-System
3LS	Drei-Niveau-System
ADC	Analog-Digital-Converter
CW	„Continuous Wave“. Auch als „Dauerstrich“ bezeichnete Betriebsart, insb. von Lasern, welche sich durch kontinuierliche, nicht-gepulste Emission auszeichnen.
DAC	Digital-Analog-Converter
FWHM	Full Width at Half Maximum, Halbwertsbreite, insbesondere einer Spektrallinie.
FSS	Feinstrukturaufspaltung
MBE	Molekularstrahlepitaxie
ML	Monolage
PL	Photolumineszenz
QCSE	Quantum-Confining Stark Effect
Qubit	Quantum Bit
QD	Quantenzustand (englisch: quantum dot)
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser