



UNIVERSITÄT PADERBORN
Die Universität der Informationsgesellschaft

Universität Paderborn

**Ultraschnelle elektrische Kontrolle
optischer Eigenschaften und Übergänge
einzelner Halbleiter-Quantenpunkte**

Dem Department Physik
der Universität Paderborn
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

vorgelegte

Dissertation

Bearbeiter: M. Sc. Alex Widhalm

Paderborn, Oktober 2018

Abstract

Since the first demonstration of coherent state manipulation of semiconductor quantum dots by optical excitation in the mid-1990s, numerous studies have shown that individual semiconductor quantum dots can play an eminent role in future quantum information processing systems. Today, systems such as single-photon emitters, sources of entangled photons and qubits are realized on the basis of semiconductor quantum dots. The manipulation of qubits in quantum information processing requires in particular the coherent phase control. To this purpose, the proven approach of purely optical control using ultrafast laser pulses is still being pursued today.

This work demonstrates a new and highly scalable concept for coherent phase manipulation of semiconductor quantum dots. Picosecond laser pulses are only used to generate an excitonic population, the coherent manipulation of the qubit is purely electrical. This approach establishes a new field with novel functionalities and concepts, which we call *coherent optoelectronics*.

The coherent optoelectronic control of an exciton qubit is based on the frequency control by means of *transient Stark-Shift*. In the protocol presented in this dissertation, optical pulse pairs are used only for preparation a superposition state and for quantum mechanical interference, where the laser pulses have a constant amplitude and a fixed phase relationship to each other. Between the laser pulses, the coherent phase of the quantum system is controlled by means of electrical pulses. This novel approach allows the realization of scalable and highly dynamic coherent optoelectronic devices.

For the generation of electrical pulses, SiGe BiCMOS technology in combination with InGaAs quantum dots was successfully used in this thesis. The quantum dots are embedded in newly developed, low capacitance GaAs Schottky photodiodes. With the focus on chip integration, ultra-fast, power-saving chips could be realized that can be used at a temperature of 4.2 K. With this approach it could be shown that a coherent phase change of a single exciton qubit by up to 3π within 100 ps can be realized. Furthermore, an electrically induced, robust state preparation was demonstrated using *Rapid Adiabatic Passage* on InGaAs quantum dot excitons.

Kurzfassung

Seit der ersten Demonstration der kohärenter Zustandsmanipulation von Halbleiter Quantenpunkten durch optische Anregung Mitte der 1990er Jahre konnte in zahlreichen Arbeiten gezeigt werden, dass einzelne Halbleiter-Quantenpunkte eine eminente Rolle für künftige Systeme zur Quanteninformationsverarbeitung einnehmen können. Heute werden auf Basis von Halbleiter Quantenpunkten Systeme wie Einzel-Photonen Emitter, Quellen verschränkter Photonen sowie Qubits realisiert. Die Manipulation von Qubits in der Quanteninformationsverarbeitung erfordert insbesondere die kohärente Kontrolle der Phase. Hierfür wird heute immer noch der bewährte Ansatz der rein optischen Kontrolle mittels ultraschneller Laserpulse verfolgt.

In dieser Arbeit wird ein neues und hervorragend skalierbares Konzept zur kohärenten Phasenmanipulation von Halbleiter-Quantenpunkten demonstriert. Dabei werden Pikosekunden Laserpulse lediglich zur Erzeugung einer exzitonischen Population verwendet. Die kohärente Manipulation des Qubits erfolgt hingegen rein elektrisch. Dieser Ansatz etabliert mit neuartigen Funktionalitäten und Konzepten ein neues Gebiet, das wir als *kohärente Optoelektronik* bezeichnen.

Die kohärente optoelektronische Kontrolle eines Exziton-Qubits basiert dabei auf der Frequenzkontrolle mittels *transienter Stark-Verschiebung*. In dem in dieser Arbeit vorgestellten Protokoll werden optische Pulspaare lediglich zur Initiierung eines Superpositionszustands sowie zur quantenmechanischen Interferenz benutzt, wobei die Laserpulse konstante Amplitude sowie eine feste Phasenbeziehung zueinander aufweisen. Zwischen den Laserpulsen wird mittels elektrischen Pulsen die kohärente Phase des Quantensystems kontrolliert. Dieser neuartige Ansatz erlaubt die Realisierung skalierbarer und zeitlich hochdynamischer kohärenter optoelektronischer Bauelemente.

Zur Erzeugung elektrischer Pulse wurde in dieser Arbeit SiGe BiCMOS Technologie erfolgreich in Kombination mit InGaAs Quantenpunkten eingesetzt. Die Quantenpunkte sind dabei in neu entwickelte, niederkapazitive GaAs Schottky-Photodioden eingebettet. Dabei konnten mit dem Fokus auf die Chip-Integration ultraschnelle, stromsparende Chips realisiert werden, die bei einer Temperatur von 4.2 K eingesetzt werden können. Mit diesem Ansatz konnte gezeigt werden, dass eine kohärente Phasenänderung eines einzelnen Exziton-Qubits um bis zu 3π innerhalb von 100 ps realisiert werden kann. Weiterhin wurde eine elektrisch induzierte, robuste Zustandspräparation mittels *Rapid Adiabatic Passage* an InGaAs Quantenpunkt-Exzitonen demonstriert.

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen zu Quantenpunkten	5
1.1 Quantum confinement	5
1.2 Energieniveaus der Quantenpunkte	6
1.3 Optische Auswahlregeln	9
1.4 Quantum Confined Stark Effekt	12
1.5 Messmethoden	13
2 Quantenpunkt-Photodioden	19
2.1 Probedesign von nieder-kapazitiven QD-Photodioden	19
2.2 Herstellung der Quantenpunkte mittels SK-Wachstum	21
2.3 Wachstumsstruktur des Probenmaterials	22
2.4 Herstellung von Quantenpunkt-Photodioden	23
2.5 Gesamtkapazität der Photodiode	28
3 Instrumentarisierung	31
3.1 Übersicht des experimentellen Aufbaus	31
3.2 Fabry-Perot Interferometer	36
3.3 BiCMOS Schaltkreise	47
3.4 Experimenteller Aufbau zu μ -PL Untersuchungen	55
3.5 Experimenteller Aufbau zur resonanten Anregung des Quantenpunkts mittels Dauerstrich-Laser	57
3.6 Photostrom-Detektion	58
3.7 Instrumentarisierung für Experimente zur Phasenkontrolle	62
3.8 Instrumentarisierung für Experimente zu RAP	64
3.9 Systemintegration von SiGe-Chip und QD-Photodiode	66
4 Theoretische Grundlagen zum TLS	71
4.1 Zwei-Niveau System	71
4.2 Zwei-Niveau System bei externer Anregung	72
4.3 Rabi-Oszillationen	73
4.4 Optische Bloch-Gleichungen	75
4.5 Repräsentation von Zuständen auf der Bloch-Kugel	76
4.6 OBE zur Simulation experimenteller Daten	78
5 Allgemeine Eigenschaften untersuchter Quantenpunkte	83
5.1 Spannungsabhängige Photolumineszenzmessungen	83
5.2 Photostrommessungen an einzelnen Quantenpunkten	86
5.3 Bestimmung der Koeffizienten des QCSE	88
5.4 Linienbreite des Exziton Grundzustands	89

Inhaltsverzeichnis

6 Rabi-Oszillationen	93
6.1 Rabi-Oszillationen bei verschiedenen Pulsdauern	93
7 Experimente zur Quanteninterferenz	97
7.1 Quanteninterferenz: Ramsey-Interferenzen	97
7.2 Experimente zur Phasenkontrolle	107
7.3 Theoretische Berechnungen zu experimentellen Daten	119
7.4 Verschwindender Kontrast der Quanteninterferenz bei höherer Phasenverschiebung	121
8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP	127
8.1 Experimente zur Bestimmung des elektrischen Pulses	127
8.2 Elektrisch induzierte Rapid Adiabatic Passage	140
9 Zusammenfassung	145
10 Anhang	149
Abbildungsverzeichnis	151
Tabellenverzeichnis	156

Einleitung

Die Halbleitertechnologie nimmt heute als führende *Mainstream-Technologie* eine zentrale Rolle in unserer modernen Informationsgesellschaft ein. Dabei strebt die Entwicklung dem Moor'schen Gesetz folgend nach einer stetig abnehmenden Strukturgröße (2017: „10-Nanometer-FinFET-Verfahren“ von Samsung/GlobalFoundries, sowie ITRS Roadmap [48]) der Halbleiterbauelemente. Parallel dazu wurden niederdimensionale Halbleiter-Heterostrukturen entwickelt (Zwei- Dimensionale Elektronengase, Quantenpunkt-Laser), die es erlauben, Quantensysteme gezielt zu präparieren und in explorativen Bauelementen zu nutzen.

Quantenpunkte als nulldimensionale Halbleiter-Nanostrukturen besitzen eine deltafunktionsartige Zustandsdichte der Elektronen. Die optischen Eigenschaften dieser Strukturen spiegeln die Eigenschaften der elektronischen Struktur wieder, so dass die optischen Übergänge ebenfalls von scharfen Linien dominiert sind. Aus diesem Grund werden die Quantenpunkte oft auch als künstliche Atome bezeichnet. Durch die Kombination dieser Eigenschaften mit den technologischen Möglichkeiten der Halbleiterelektronik ergibt sich die Möglichkeit zum Bau von optoelektronischen Bauelementen auf Halbleiterbasis. Es zeigt sich zudem, dass Quantenpunkte bei tiefen Temperaturen die fundamentale quantenmechanische Eigenschaft der Kohärenz zeigen [95, 114]. So liegt z.B. die Kohärenzzeit eines s-Schalen Exzitons im Bereich von 1 ns [9, 25]. Halbleiter-Quantenpunkte sind daher ein hoch attraktives System zur Implementierung von zukünftigen Quantentechnologien. So wird z.B. aktuell eine Förderung für Quantentechnologien von der Europäischen Union mit einer Gesamtsumme von 1 Milliarde Euro über die nächsten 10 Jahre initiiert. Dieses Quanten-Flagschiff umfasst dabei vier Anwendungsbereiche: Quantenkommunikation, Quantensimulation, Quantensensorik sowie Quantencomputing [71].

Systeme zur Quanteninformationsverarbeitung basieren auf einzelnen oder mehreren Qubits, wobei die Kontrolle der kohärenten Phase der Qubits eine entscheidende Rolle zur Präparation und Implementierung von Algorithmen spielt [60, 15]. In Exziton-basierten Systemen findet die Kontrolle der kohärenten Phase bislang mittels optischer Pulse statt [11, 98], was eine Phasenkontrolle anregender optischer Pulse erfordert. Dies verlangt weitere optische Komponenten und geht auf Kosten der Skalierbarkeit.

Um eine Skalierbarkeit des Systems zu erreichen, müssen rein elektrische Verfahren zur Kontrolle von Quantenpunkten eingeführt werden. Dabei liegt der Fokus insbesondere auf der *Stark-Verstimmung* der Energieniveaus des Quantensystems. Im verfolgten Ansatz wird der Quantenpunkt in eine GaAs Photodiode eingebettet, somit kann dieser über den *Quantum Confined Stark Effekt* (QCSE) von den elektrischen Feldern in der Photodiode beeinflusst werden. Dieser Ansatz wurde von unserer Arbeitsgruppe bereits in mehreren Arbeiten verfolgt und mit dem Begriff *kohärente Optoelektronik* bezeichnet [115].

Die Kontrolle der elektrischen Feldstärke am Ort des Quantenpunkts erfolgt dabei durch die Photodiodespannung. Dies eröffnet die Möglichkeit einer zeitlichen Kontrolle des Quantensystems über elektrische Pulse. Die Zeitdomäne spielt dabei eine eminenten Rolle, da zur kohärenten Kontrolle des Systems Pulsdauern im Bereich von weit unter 1 ns notwendig sind. Dies stellt eine strikte Anforderung an das Gesamtsystem dar.

In dieser Arbeit wurde zur Erzeugung elektrischer Signale die SiGe BiCMOS Technologie von IHP benutzt [47]. Diese Technologie ist heute im industriellen Maßstab verfügbar und liefert Signal-Bandbreiten von bis zu 500 GHz , was prinzipiell Schaltzeiten von einigen ps erlaubt. Dabei erweist sich die Möglichkeit der Nutzung des CMOS-Moduls als besonders vorteilhaft mit Hinblick auf den Betrieb des elektrischen Chips bei tiefen Temperaturen.

Weiterhin spielt die Kapazität der Photodioden eine wichtige Rolle, da diese durch die RC-Zeitkonstante des Systems die minimale elektrische Schaltzeit beschränkt. Im Verlauf dieser Arbeit konnten Photodioden mit einer rechnerischen Kapazität von einigen 100 fF realisiert werden, was bei einem Widerstand von $50\ \Omega$ eine RC-Zeitkonstante von $\tau = 5\text{ ps}$ ergibt. Bei diesen geringen Zeiten müssen zusätzlich die Einflüsse der Signalübertragung mitberücksichtigt werden, was in zukünftigen Arbeiten von Bedeutung sein wird.

Die kohärente Phasenkontrolle eines einzelnen Quantenpunkt Exzitons wurde in vorherigen Arbeiten der Arbeitsgruppe erfolgreich mittels eines RF-Feldes demonstriert [103, 102]. Dabei wurde die Methode der optoelektronischen Manipulation erstmals vorgestellt und anhand von *Ramsey-Experimenten* die Phasenkontrolle des Exzitons präsentiert. In dieser Arbeit soll die kohärente optoelektronische Manipulation eines einzelnen Quantenpunkt Exzitons erstmals mittels einzelner maßgeschneiderter elektrischer Pulse demonstriert werden.

Zuletzt wird in dieser Arbeit die Leistungsfähigkeit der kohärenten optoelektronischen Kontrolle anhand von *Rapid Adiabatic Passage* (RAP) demonstriert. Die RAP Methode wird in der Atom- bzw. Molekülphysik zur adiabatischen Besetzungsinversion benutzt [104]. Dabei steht die Aufgabe im Fokus, die Besetzung eines quantenmechanischen Zustands gezielt zu verändern bzw. robust auf einen maximalen Wert zu präparieren.

Gliederung der Arbeit:

Im Kapitel 1 werden die theoretischen Grundlagen zu den Quantenpunkten behandelt. Vor allem werden hier zentrale Themen wie der *Quantum-Confined Stark Effekt* sowie die Methode der Photostromspektroskopie diskutiert.

Das Kapitel 2 beinhaltet eine Beschreibung verwendeter Quantenpunkt-Photodioden auf InGaAs/GaAs-Basis. Dabei wird insbesondere auf die Methode zur Herstellung der Quantenpunkt-Photodioden mittels Fotolithografie eingegangen. Weiterhin wird in diesem Kapitel die Methode zur Realisierung von niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodioden vorgestellt.

Im Kapitel 3 wird der Versuchsaufbau beschrieben, dabei werden detailliert die einzelnen verwendete Komponenten vorgestellt. Weiterhin findet sich in diesem Kapitel die Beschreibung der einzelnen funktionellen Module der verwendeten SiGe Schaltkreise. Es wird auf die Systemintegration zwischen dem SiGe BiCMOS Chip und der GaAs Quantenpunkt-Photodiode eingegangen und das realisierte Fabry-Perot Interferometer, welches als Puls-Stretcher benutzt wird, beschrieben.

Im Kapitel 4 findet sich das Modell zur theoretischen Beschreibung der physikalischen Phänomene eines Zwei-Niveau Systems. Dabei wird das einfache Modell des Zwei-Niveau Systems soweit erweitert, dass es zur Simulation der experimentellen Ergebnisse zu *Ramsey-Interferenz* Experimenten sowie zu *Rapid Adiabatic Passage* Experimenten geeignet ist.

Im Kapitel 5 werden die Eigenschaften untersuchter Quantenpunkte vorgestellt. Es finden sich hier Ergebnisse der Photolumineszenz- sowie der Photostrommessungen an einzelnen InGaAs Quantenpunkten. Weiterhin wird auf die Linienbreite des s-Schalen Exzitons eingegangen.

Im Kapitel 6 werden kohärente Untersuchungen einzelner Quantenpunkte präsentiert. Dabei werden *Rabi-Oszillationen* bei unterschiedlichen Pulsdauern des Lasers analysiert.

Im Kapitel 7 werden die Experimente zur elektrischen Phasenkontrolle eines einzelnen Exzitons vorgestellt. Dabei findet hier zunächst eine Beschreibung der *Ramsey-Interferenz* Experimente statt. Es werden der Einfluss einer elektrischen Verstimmung auf das Verhalten des Zwei-Niveau Systems diskutiert und die entsprechenden Experimente präsentiert.

Im Kapitel 8 werden die Experimente zur elektrisch induzierten *Rapid Adiabatic Passage* durchgeführt. Hier werden zunächst Methoden zum optoelektronischen Sampling vorgestellt und mittels dieser, die von dem SiGe-Chip ausgegebene elektrische Pulse, analysiert. Weiterhin wird der Einfluss des elektrischen Spannungspulses auf die Verstimmung des Quantensystems diskutiert. Anschließend wird die elektrisch induzierte RAP anhand der Experimenten von Rabi-Oszillationen gezeigt.

Im letzten Kapitel der Arbeit wird ein Fazit sowie Ausblick gegeben.

1 Grundlagen zu Quantenpunkten

Dieses Kapitel enthält die für das Verständnis und Deutung experimenteller Ergebnisse notwendige theoretischen Modelle und Diskussionen. Dabei ist das Ziel dieses Kapitels, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, die für diese Arbeit wesentlichen Aspekte zu diskutieren. Für weitergehende theoretische Betrachtungen sei auf die verwendeten Literaturquellen verwiesen.

1.1 Quantum confinement

Das fundamentale physikalische Prinzip, auf welchem diese Arbeit basiert, ist das „Quanten confinement“, welches eine räumliche Beschränkung der Bewegung der Ladungsträger beschreibt. Elektronen, die einen bestimmten Impuls p haben, kann auch eine Wellenlänge $\lambda_{deB} = \frac{h}{p}$ zugeordnet werden, wobei λ_{deB} de Broglie Wellenlänge genannt wird. Wenn nun die räumliche Einschränkung L_x des Elektrons kleiner der Größe der de Broglie Wellenlänge ist, so ist die Bewegung des Elektrons nicht mehr mittels der Gesetze der klassischen Physik beschreibbar. Die Bewegung des Teilchens muss quantenmechanisch beschrieben werden.

Mittels eines simplen Vergleichs der kinetischen Energie eines Elektrons in einem Festkörper, welche in erster Näherung der thermischen Energie bei einer bestimmten Temperatur T entspricht, gilt für die de Broglie Wellenlänge $\lambda_{deB} = \frac{h}{\sqrt{m_e^* k_B T}}$. Somit ergibt sich mit $m_e^* \approx 0.1 m_e$ und Raumtemperatur für $\lambda_{deB} \approx 30 \text{ nm}$. Wir erwarten also einen starken quantenmechanischen Charakter für die Bewegung des Elektrons, wenn dieses in einer Länge $L_x \approx \lambda_{deB}$ eingesperrt wird. Die Bewegung des Elektrons muss nun mittels der zeitabhängigen Schrödingergleichung beschrieben werden:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}, t) \right) \Psi(\vec{r}, t) \quad (1.1)$$

Dabei ist $\Psi(\vec{r}, t)$ die komplexe Wellenfunktion des Teilchens, m dessen Masse und $V(\vec{r}, t)$ das Einschlusspotential.

Die in dieser Arbeit untersuchten Quantenpunkte entsprechen einer dreidimensionalen räumlichen Einschränkung der Ladungsträgerbewegung. Hierbei wird die Einschränkung mittels einer in allen drei Raumrichtungen modifizierten Bandlücke in einer Halbleiter Heterostruktur auf Basis von *InGaAs/GaAs* realisiert. Die Ladungsträger werden also in einem 3D Energie-Potential $V(\vec{r}, t)$ mit den Abmessungen der λ_{deB} eingesperrt. Durch die reduzierten Freiheitsgrade des Systems ergibt sich eine im Vergleich zum Volumenmaterial reduzierte Zustandsdichte. Die Zustandsdichtefunktion des Volumenhalbleiters ist wurzelförmig von der Energie der Elektronen abhängig, wohingegen die Zustandsdichte des 0D Systems einer Deltafunktion entspricht:

$$D(E) = \frac{2}{L_x L_y L_z} \sum_l \delta(E - E_l). \quad (1.2)$$

Wenn nun die erlaubten energetischen Übergänge in dem Quantenpunkt beobachtet werden (welche durch die Zustandsdichte definiert werden), so entsprechen diese den Spektren der atomaren Übergänge, welche ebenfalls ein diskretes Energiespektrum aufweisen. Aus diesem Grund werden die Quantenpunkte sehr oft als künstliche Atome bezeichnet.

Wie im folgenden Abschnitt zu sehen, hängt die Quantisierungsenergie der Teilchen von den äußeren Parametern, wie der räumlichen Ausdehnung des Quantensystems, der effektiven Massen der Quasiteilchen, sowie den Quantenzahlen und der Potentialbarrierrhöhe ab. Hierbei sollte der Begriff "Quantenpunkt" nur dann benutzt werden wenn das Quantensystem mindestens einen quantisierten Energiezustand besitzt und dieser nachweislich besetzt werden kann.

1.2 Energieniveaus der Quantenpunkte

Das Ziel dieses Kapitels ist es ein einfaches Modell, trotz der beobachteten Vielfalt der Nano-Strukturen, für die Energiespektren der Quantenpunkte aufzuzeigen. Hierbei soll im weiteren Verlauf des Kapitels auf die Energieniveaus verschiedener in dem Quantenpunkt eingesperrter Ladungsträger näher eingegangen werden.

In der Natur wird eine Vielzahl von Formen selbstorganisierter Quantenpunkte beobachtet, welche natürlich von der nachfolgenden trivialen Annahme einer quadratischer Box abweichen. Alle Modelle starten jedoch mit dem gleichen Ansatz einer Lösung der Schrödingergleichung für eine gegebene Anordnung. Im Folgenden wird zur Abschätzung der erwarteten Energien eine simple Anordnung diskutiert und im weiteren Verlauf auf das realistische Modell erweitert.

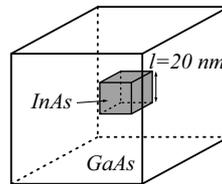


Abb. 1.1: Schematische Darstellung einer nulldimensionalen Heterostruktur

In der ersten Näherung kann der Quantenpunkts als ein Potentialtopf mit räumlicher Ausdehnung l (siehe Abbildung 1.1) eingebettet in einen Festkörper betrachtet werden. Dieser wird mittels einer räumlich modulierten Heterostruktur realisiert. Wenn die Potentialbarriere in erster Näherung als unendlich hoch außerhalb der Quanten-Struktur angenommen wird, so muss die zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung für das System, mit der entsprechenden Randbedingung, gelöst werden. Diese besitzt folgende Form:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta\Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z) \quad (1.3)$$

Die Schrödingergleichung kann mit dem folgenden Ansatz der Wellenfunktionen gelöst werden:

$$\Psi_{n_x, n_y, n_z}(x, y, z) = \sqrt{\frac{8}{V}} \sin\left(n_x \frac{\pi}{l} x\right) \sin\left(n_y \frac{\pi}{l} y\right) \sin\left(n_z \frac{\pi}{l} z\right) \quad (1.4)$$

1 Grundlagen zu Quantenpunkten

Dabei sind die Eigenwerte der Energie für ein im Potential eingeschlossenes Elektron:

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*} \frac{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}{L^2} \quad (1.5)$$

Mit der Annahme einer isotropen effektiven Masse von $m^* = 0.023 m_0$ und $L = 20 \text{ nm}$ ergibt sich für die Energie des Grundzustands $E_{1,1,1} = 0.245 \text{ eV}$. Dieser Wert ist nahe an den experimentell beobachteten Quantisierungsenergien in den Quantenpunkten [54].

Für Aussagen bezüglich der Rekombinationsenergie der Exzitonen sollte die Bandlückenenergie, die Verspannungsverteilung in dem Quantenpunkt und sich daraus ergebende Aufspaltung der schweren und leichten Löcher, der exakte Verlauf der Bänder und die Coulomb-Bindungs-Energie der Quasiteilchen betrachtet werden. Dadurch entsteht ein System mit einem sehr hohen Grad an Komplexität. Diese Komplexität macht es sehr schwierig eine exakte numerische Berechnung für gegebene Quantenpunkte durchzuführen. Aus diesem Grund werden im Folgenden nur grundlegende Ansätze zum Verständnis erlaubter Zustände in den Quantenpunkten diskutiert.

1.2.1 Modell linsenförmiger Quantenpunkte

Um näher zur realistischen Betrachtung des Quantenpunkts zu kommen, wird nun das Modell eines "linsenförmigen Quantenpunkts" betrachtet. Dieses Modell beschreibt mit einer guten experimentellen Übereinstimmung die Energien der beobachteten Übergänge in dem Quantenpunkt.

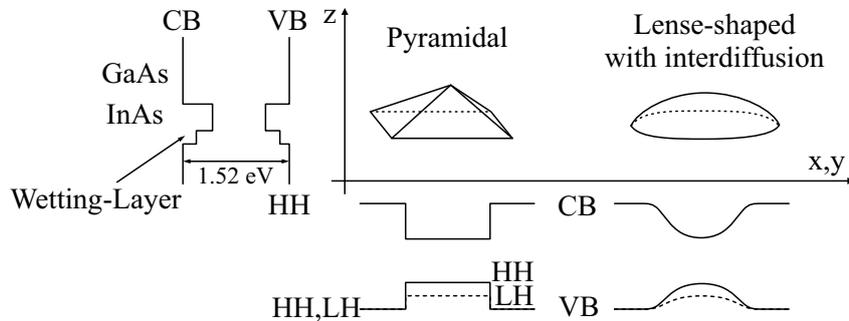


Abb. 1.2: Übersicht der ortsabhängigen Bandverläufe für pyramidale und linsenförmige Quantenpunkte.

Als Ausgangspunkt der Problemstellung wird die 3D-Schrödinger-Gleichung in Zylinderkoordinaten betrachtet:

$$\left[-\frac{1}{r^2} \left(r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) - \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_e(r, z) \right] \Psi(r, \theta, z) = E \Psi(r, \theta, z) \quad (1.6)$$

Hierbei kann die Lösung der 3D-Schrödinger-Gleichung mittels adiabatischer Näherung (nach [111]) auf einen zweidimensionalen harmonischen Oszillator reduziert werden. Aufgrund der starken Quantisierung entlang der Wachstumsrichtung wird hier nur der unterste Energiezustand des Quantentrogs entlang der z-Achse betrachtet. Die Valenzbandstruktur in einem Volumenhalbleiter hat eine Entartung der schweren (HH, HHeavy

1 Grundlagen zu Quantenpunkten

Hole) und leichten Löcher (LH, Light Hole) am $k = 0$ Punkt, sowie einen relativ großen Energieabstand der Spin-Orbit Split-Off Löcher (SO), wodurch diese für weitere Betrachtungen vernachlässigt werden können. Weiterhin wird die Entartung von HH und LH durch die Verspannung im Quantenpunkt aufgehoben [106]. Dabei ergibt sich für InAs Quantenpunkte in GaAs eine biaxiale Verspannung bzw. eine hydrostatische und uniaxiale Verspannung. Somit besitzt das HH Energie-Niveau eine um etwa 500 meV geringere Energie als das LH Energie-Niveau [87]. Aufgrund dieser Aufspaltung werden nur HH Zustände für weitere Betrachtungen einbezogen [29, 108].

Zusätzlich weisen Quantenpunkte einen bestimmten Grad an Interdiffusion auf, so dass der Potentialverlauf als parabolisch angesehen werden kann.

Mit der adiabatischen Näherung kann nun die 3D-Schrödinger-Gleichung in zwei voneinander abhängige Anteile separiert und gelöst werden:

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_e(r, z) \right] g_r(z) = E_0(r)g_r(z) \quad (1.7)$$

$$\left[-\frac{1}{r^2} \left(r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - m^2 \right) + E_0(r) \right] f_m(r) = E f_m(r) \quad (1.8)$$

Zunächst wird die Gleichung 1.7 gelöst, mit dem Ergebnis davon wird die Lösung des radialen Anteils (1.8) gesucht. Dabei wird oft die Methode der Transfermatrix eingesetzt. Das Ergebnis für die gefundenen Energiezustände kann schematisch im folgenden Diagramm veranschaulicht werden:

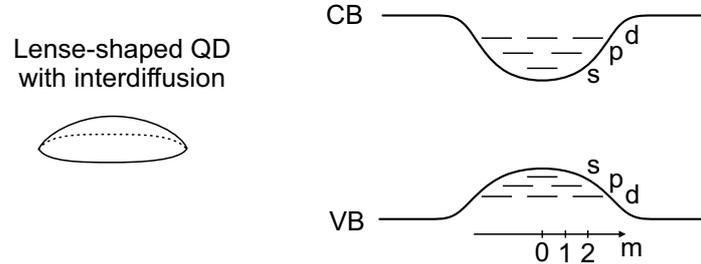


Abb. 1.3: Schematische Darstellung des Energiespektrums der gebundenen Zustände eines linsenförmigen QD.

Ausgehend von der Drehimpuls-Quantenzahl l können diesen Zuständen angelehnt an die Atom-Spektroskopie eine Hauptquantenzahl $n = |l| + 1$ zugeordnet werden mit "s-, p-, d-, ..." für $n = 1$, $n = 2$, $n = 3$ und so weiter. Dabei sei jedoch hervorzuheben, dass es große Unterschiede zwischen einem Atom und einem Quantenpunkt gibt. So besitzt ein Atom ein volles 3-dimensionales, symmetrisches Coulomb Potential, der Quantenpunkt jedoch wird als quasi 3-dimensional angesehen, wobei fundamental ein zweidimensionales harmonisches Potential maßgebend für die Energie-Niveaus ist.

Die Energiedifferenz zwischen den Energie-Niveaus beträgt einige Dekaden meV . Die Zustände sind spinentartet wobei sich die folgende Anzahl an Elektronenzuständen N pro Schale n ergibt: $N = 2 \cdot n$.

Hierbei konnte der Quantenpunkt mit einem Quasiteilchen (Elektron oder Loch) beladen und die Energieniveaus des QD Systems diskutiert werden. Im nachfolgenden Kapitel wird der Quantenpunkt mit mehreren Quasiteilchen beladen, hierbei muss die Austauschwechselwirkung der Teilchen untereinander zusätzlich zur Quantisierungsenergie der Teilchen in dem Quantenpunkt einbezogen werden.

1.2.2 Zwei-Niveau-System: Energiezustände des Systems

Es kann also von einem harmonischen, also parabolischen, Einschlusspotential entlang der x - und y -Achsen ausgegangen werden [111]. Dadurch ergibt sich als Lösung der Eigenenergie-Werte quantisierter Zustände:

$$E_{m,n}^e = \hbar\omega_x \left(m + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_y \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (1.9)$$

Die Frequenzen ω_x sowie ω_y sind die Eigenfrequenzen des Systems entlang der x - bzw. y -Richtung und m und n die entsprechenden Quantenzahlen. Im Falle eines symmetrischen Potentials sind die Eigenfrequenzen einander gleich, so dass eine Entartung von $N = m + n$ auftritt.

In der Regel weisen die untersuchten InGaAs Quantenpunkte zum Teil kein rotations-symmetrisches Potential auf, so dass die Entartung aufgehoben wird. Dabei wird für den Grundzustand eine sogenannte Feinstruktur beobachtet [37]. Die Feinstruktur wird durch die Austauschwechselwirkung der in dem Potential eingeschlossenen Elektronen und Löcher verursacht. Es können somit zwei Zustände mit jeweils senkrecht zueinander linear polarisierter Strahlung angeregt werden.

Eine ausführliche Betrachtung der Feinstrukturaufspaltung des neutralen sowie geladener Exzitonen findet sich in [6]. Weiterführende Arbeiten zur Zustandskontrolle einzelner Quantenpunkte mit Feinstrukturaufspaltung finden sich in [62, 63].

1.3 Optische Auswahlregeln

Der Ausgangspunkt zum Verständnis der erlaubten optischen Übergänge in den Halbleiter Quantenpunkten ist Fermis Goldene Regel. Diese gibt die Übergangsraten der Wahrscheinlichkeit zwischen zwei quantenmechanischen Zuständen an, falls das System z.B. mittels eines elektromagnetischen Feldes gestört wird. Hierbei werden zwei Wellenfunktionen, zwischen denen der Übergang stattfindet, betrachtet.

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | V | i \rangle|^2 \cdot \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \hbar\omega) \quad (1.10)$$

Der Störterm V wird nach der Anwendung der Dipolnäherung bestimmt durch [4]:

$$V = \frac{ieF}{4m_0\omega} \vec{e} \cdot \vec{p} \quad (1.11)$$

Dabei ist F die Feldstärke, \vec{e} die Polarisationsrichtung des E-Feldes und \vec{p} der Impulsoperator des Elektrons.

1 Grundlagen zu Quantenpunkten

Die Wellenfunktionen $\langle f |$ sowie $| i \rangle$ gehören jeweils zu den im Quantenpunkt eingeschlossenen Teilchen, also Elektronen bzw. den Löchern. Die Grundstruktur der Wellenfunktionen setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, dem periodischen Bloch-Funktion-Anteil $\Phi_{Bl,i}$ am Bandminimum bzw. Maximum, sowie der Einhüllenden $\Psi_{env,i}$ zusammen. Somit kann die Wellenfunktion ausgedrückt werden zu:

$$\Psi_i(\vec{r}) = \Phi_{Bl,i}(\vec{r})\Psi_{env,i}(\vec{r}) \quad (1.12)$$

Für die Stärke des optischen Übergangs ist also folgender Ausdruck entscheidend:

$$\langle \Psi_f | \vec{e} \cdot \vec{p} | \Psi_i \rangle \approx \vec{e} \cdot \langle \Phi_{Bl,f} | \vec{p} | \Phi_{Bl,i} \rangle \langle \Psi_{env,f} | \Psi_{env,i} \rangle + \underbrace{\langle \Phi_{Bl,f} | \Phi_{Bl,i} \rangle}_{\delta_{ij}} \langle \Psi_{env,f} | \vec{e} \cdot \vec{p} | \Psi_{env,i} \rangle \quad (1.13)$$

Der erste Term in der Gleichung 1.13 ist das Matrixelement für die Interbandübergänge (Übergänge vom Valenz ins Leitungsband), der zweite für Intrabandübergänge (Übergänge von Leitungs ins Leitungsband bzw. Valenz ins Valenzband).

Für weitere Überlegungen werden nur die Interbandübergänge betrachtet. Dabei lässt sich als Ergebnis die Stärke der Übergänge in Abhängigkeit von der Richtung sowie der Polarisation der EM-Strahlung in folgender Tabelle darstellen [4]:

Polarisation	e_x	e_y	e_z	Typ des Übergangs
Ausbreitung z	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	unmöglich	HH \rightarrow E
Ausbreitung x	unmöglich	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	verboten	HH \rightarrow E
Ausbreitung y	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	unmöglich	verboten	HH \rightarrow E
Ausbreitung z	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	unmöglich	LH \rightarrow E
Ausbreitung x	unmöglich	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	$\frac{2\Pi}{\sqrt{6}}$	LH \rightarrow E
Ausbreitung y	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	unmöglich	$\frac{2\Pi}{\sqrt{6}}$	LH \rightarrow E

Tab. 1.1: Tabellarische Übersicht der Auswahlregeln für Interbandübergänge in einer Halbleiter-Heterostruktur nach [4].

Die Koeffizienten in der Tabelle 1.1 werden durch die periodischen Anteile der Bloch-Funktionen an den Γ_6 , Γ_7 sowie Γ_8 -Punkte eines *III – V* Halbleiters bestimmt. In einem InGaAs Quantenpunkt in GaAs ist zunächst nur die Energie-Lage der HH-Zustände für die Übergänge entscheidend (siehe Kapitel 1.2.1).

Eine wichtige Rolle spielen die Auswahlregeln für optisch aktive Übergänge. Dabei müssen bei Übergängen die Quantenzahlen für den Drehimpuls $\Delta l = \pm 1$ sowie die magnetische Quantenzahl $\Delta m = 0, \pm 1$ erfüllt sein. Diese Regeln werden bei optischen Übergängen in der Halbleiter-Heterostruktur in folgenden Fällen erfüllt.

Bei Interbandübergängen erfolgt der Übergang des Elektrons von dem Valenzband, welches in einem Halbleiter p-Artig ist, in das Leitungsband, welches s-Artig ist [94], so dass die Drehimpulserhaltung automatisch erfüllt $\Delta l = \pm 1$ wird. Dies kann auch anhand der Gleichung 1.13 nachvollzogen werden.

1 Grundlagen zu Quantenpunkten

Für den Fall eines rechteckigen Einschlusspotentials sowie unendlich hoher Potentialbarrieren gilt weiterhin eine strikte Regel für die an den Übergängen beteiligten Subbänder der Heterostruktur: $m = n$. Damit der Überlapp des Integrals $\langle \Psi_{env,f} | \Psi_{env,i} \rangle$ nicht verschwindet, müssen die Wellenfunktionen die exakt gleiche Symmetrie haben. Dadurch sind hier nur Übergänge von der s-Schale des VB in die s-Schale des LB, sowie p-Schale VB in p-Schale LB u.s.w erlaubt. Diese Regel wird jedoch in einem realistischen Einschlusspotential aufgeweicht.

Die Zweite Regel für optische Übergänge betrifft die Änderung der magnetische Quantenzahl m . Diese führt dazu, dass ein Quantenpunkt mit zwei Arten von Exzitonen besetzt werden kann: helle Exzitonen und dunkle Exzitonen. Dabei wird die jeweilige Exziton-Art durch den Typ der beteiligten Teilchen bestimmt. Das Exziton in einem Quantenpunkt wird durch ein Elektron sowie schweres Loch gebildet. Dabei können die Teilchen unterschiedliche magnetische Momente m haben.

Das Elektron befindet sich in dem Leitungsband, hier wird der Gesamtdrehimpuls des Teilchens nur durch den Spin des Elektrons $J_{e,z} = S_{e,z} = \frac{1}{2}$ bestimmt (aufgrund der s-Artigkeit des Leitungsbandes ist $L_{e,z} = 0$). Somit kann das Elektron folgende magnetische Quantenzahl haben: $m_J = \pm \frac{1}{2}$ [41].

Das schwere Loch HH besitzt einen Gesamtdrehimpuls von $J_{hh,z} = L_{hh,z} + S_{hh,z} = \frac{3}{2}$ und somit kann diesem ein magnetisches Moment von $m_J = \pm \frac{3}{2}$ zugeordnet werden [41].

Damit lässt sich folgendes Bild für die mögliche Besetzung des Quantenpunkts mit Elektronen und Löcher unterschiedlicher magnetischer Quantenzahlen darstellen:

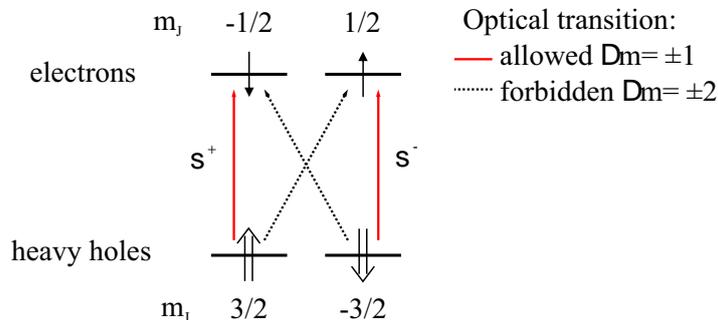


Abb. 1.4: Schematische Darstellung der Auswahlregeln für optische Übergänge und Polarisierungen schwerer Loch-Exzitonen in einem Quantenpunkt nach [33].

Es ergeben sich zwei helle und zwei dunkle Exzitonen. Die hellen Exzitonen haben beim Übergang ein $\Delta m = \pm 1$ und weisen somit zirkuläre Polarisierung auf. Dunkle Exzitonen haben $\Delta m = \pm 2$, wodurch diese nicht an elektromagnetische Felder koppeln können.

Exzitonen, bei welchen leichte Löcher LH involviert sind, zeigen von den HH-Exzitonen differenzierte optische Eigenschaften. Diese können mit x, y und z polarisierter EM-Strahlung angeregt werden. Weiterhin weisen die Übergänge $\Delta m = 0, \pm 1$ auf, so dass diese generell hell sind und sowohl lineare als auch zirkuläre Polarisierung erwartet wird. Aufgrund der Austauschwechselwirkung können jedoch bei LH-Exzitonen nur drei helle und ein dunkles Exziton beobachtet werden. Optische Untersuchungen von LH Exzitonen in GaAs-Quantenpunkten, eingebettet in AlGaAs befinden sich in [45, 110].

1.4 Quantum Confined Stark Effekt

Einer der zentralen Aspekte dieser Arbeit ist die Möglichkeit zur energetischen Abstimmung der Resonanzenergie der quantisierten Zustände in dem Quantenpunkt. Dabei wurde dieser physikalische Effekt erstmals 1982 in Quantenfilmen beobachtet [65] und 1984 unter der Bezeichnung Quantum-Confined Stark Effekt (QCSE) in der Literatur präsentiert [68].

Insbesondere kann beim QCSE die Energie der Exzitonen ohne eine sofortige Ionisierung über einen großen elektrischen Feldstärkenbereich verändert werden (die Ionisierung ist nach wie vor präsent, wird jedoch erst bei hohen Feldstärken bedeutend). Diese Eigenschaft basiert auf der Quantisierung der Exzitonen und steht somit im Kontrast zum Franz-Keldish Effekt, welcher in einem Volumenhalbleiter beobachtet wird.

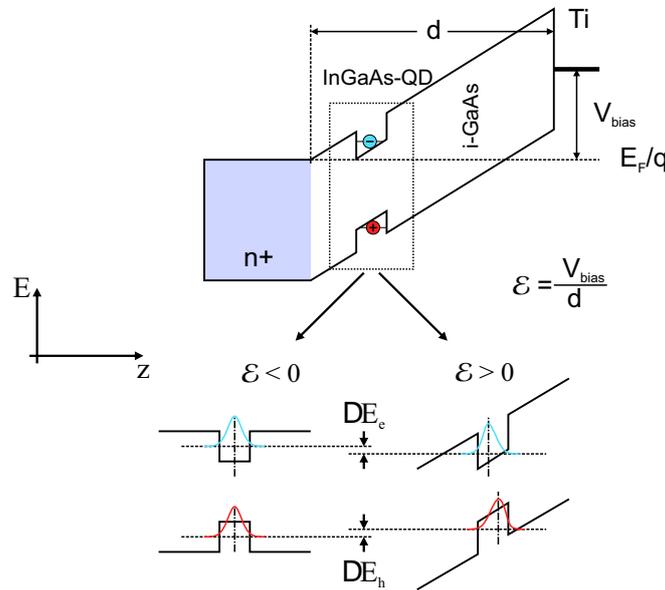


Abb. 1.5: Schematische Skizze zur Erläuterung des Quantum-Confined Stark Effekts.

Beim Anlegen eines elektrischen Feldes entlang einer bevorzugten Achse (hier entlang der z -Achse, senkrecht zur Probenoberfläche) erhält der Hamilton Operator folgende allgemeine Form:

$$H = \frac{p^2}{2m^*} + V(r) - \vec{\mu} \cdot \vec{\mathcal{E}}_z \quad (1.14)$$

Betrachtet man als erstes Volumenhalbleiter, so entspricht das Potential $V(\vec{r})$ einem periodischen Potential. Im Experiment wird eine Rotverschiebung der Absorptionskante beobachtet. Diese ist durch das Eindringen der Elektronen- und Löcher-Wellenfunktionen in die Bandlücke bei verkippten Bandkanten zu erklären. Dadurch ergibt sich eine nicht verschwindende Überlappung der Wellenfunktionen in der Bandlücke und somit eine nichtverschwindende Übergangsrate nach Fermis Goldener Regel für Energie unter der Bandlücke. Die Auswirkung des elektrischen Feldes auf die Exzitonen ergibt eine starke Reduzierung der Lebensdauer der Exzitonen hervorgerufen durch Feldionisation.

1 Grundlagen zu Quantenpunkten

Wird ein Quantenwell oder Quantenpunkt betrachtet, so wird für das Potential $V(r)$ die Einhüllende der Elektronen-Wellenfunktion einbezogen. Diese repräsentiert die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons im Quantenpunkt und wird in der Abbildung 1.5 dargestellt.

Da das Dipolmoment des Exzitons μ_{Ges} aus zwei Anteilen besteht wird der Beitrag $\mu\vec{\mathcal{E}}_z$ in der Gleichung 1.14 ebenfalls in zwei Anteile aufgetrennt:

- Zunächst besitzt das Exziton in dem Quantenpunkt ein permanentes Dipolmoment $\mu_{QD} = e \cdot r_x$ mit r_x als Abstand zwischen den Ladungsschwerpunkten. Dieses gründet auf der in die Wachstumsrichtung der Probe vorhandenen Trennung der Schwerpunkte der Wellenfunktionen des Elektrons und des Lochs. Dabei befindet sich aufgrund der In-Zusammensetzung des InGaAs Quantenpunkts der Schwerpunkt der Loch-Wellenfunktion an deren Spitze [36] und des Elektrons tiefer im Quantenpunkt.
- Das am Quantenpunkt angelegte elektrische Feld \mathcal{E} erzeugt weiterhin ein induziertes Dipolmoment $\mu_{In} = \alpha_{QCSE} \cdot \mathcal{E}$. Die Stärke des induzierten Dipolmoments ist von der Polarisierbarkeit α_{QCSE} des Exzitons abhängig.

Ausgehend von diesen Anteilen kann für die Gesamtenergie des Exzitons anhand der Gleichung 1.14 folgender Ausdruck bestimmt werden:

$$E_X(\mathcal{E}) = E_X(0) - \mu_{Ges} \cdot \mathcal{E}_z = E_X(0) - \mu_{QD} \cdot \mathcal{E}_z - \alpha_{QCSE} \cdot \mathcal{E}_z^2 \quad (1.15)$$

Somit kann die Energie des exzitonischen Grundzustands E_X mit dem elektrischen Feld \mathcal{E}_z , welches von der Spannung V_{Bias} der Photodiode kontrolliert wird verstimmt werden.

Die Stärke des elektrischen Feldes \mathcal{E}_z kontrolliert weiterhin das Dipolmatrixelement $\vec{\mu}_{ij}$ des optischen Übergangs. Aufgrund der Verschiebung der Wellenfunktionen wird Überlapp zwischen den Elektron- und Loch-Wellenfunktion verändert und dadurch die Stärke des optischen Übergangs. Zusätzlich wird eine starke Erhöhung der Lebensdauer des Exzitons betrachtet [77].

1.5 Messmethoden

Dieser Abschnitt der Arbeit behandelt die grundlegenden Methoden zur Vorcharakterisierung der Quantenpunkt-Proben. Hierbei werden die Photolumineszenz (PL) sowie die Photostrom-Spektroskopie diskutiert. Diese Methoden werden eingesetzt mit dem Ziel einen einzelnen ungestörten Quantenpunkt zu finden, an welchem kohärente Experimente durchgeführt werden können.

1.5.1 Photolumineszenz

Die Analyse der QD-Photodioden mittels Photolumineszenz stellt den ersten entscheidenden Schritt bei der Selektion einzelner QDs für weitere spektroskopische Untersuchungen dar. Die dabei gewonnene Resultate zeigen die spektralen Eigenschaften der QDs. Dadurch lässt sich die Lage der einzelnen Energie-Niveaus für unterschiedliche Teilchenkonfigurationen in dem QD gewinnen. Darüber hinaus können, in Kombination

1 Grundlagen zu Quantenpunkten

mit der an der Photodiode angelegten abstimmbaren Spannung, sogenannte PLV Daten aufgenommen werden (Spannungsabhängige Photolumineszenz, PLV). Diese geben eine Aussage über die Stärke des Quantum Confined Stark Effekt (QCSE, siehe Kapitel 1.4).

Aufgrund der diskreten elektronischen Zustandsdichte der QDs ergeben sich bei den elektronischen Übergängen unter der Voraussetzung, dass der elektronische Übergang elektromagnetische Strahlung aussendet, ebenfalls scharfe und diskrete Linien in der optischen Antwort des Systems. Zur Erzeugung der Ladungsträger, welche an den Übergängen beteiligt sind, werden bei der Überbandanregung mittels elektromagnetischer Strahlung Elektronen von dem Valenzband in das Leitungsband befördert. Diese nehmen in der Leitungsbandkante bevorzugt Zustände mit der niedrigsten Energie ein. Hierbei können es die Zustände in dem Bulk-GaAs, dem Wetting-Layer oder der QDs sein. Da der QD üblicherweise den tiefsten energetischen Zustand anbietet gehen die Ladungsträger bevorzugt in diesen über und rekombinieren hierbei mit den Löchern aus dem Valenzband unter der Aussendung eines Photons der entsprechenden Energie. Wenn nun die ausgesandte Strahlung detektiert und in deren spektrale Anteile zerlegt wird, kann eine Aussage bezüglich der elektronischen Struktur des QDs gemacht werden. Dieser Rückschluss stellt einen der wichtigsten Zugänge zum Verständnis der Struktur der QDs dar. Üblicherweise besitzt die Probe eine naturgemäß hohe Quantenpunktdichte, somit besteht die optische Antwort des Systems aus einer breiten spektralen Signal-Verteilung, welche eine statistische Verteilung der Quantenpunktgrößen widerspiegelt und mittels Gauß-Verteilung beschrieben werden kann.

Die QD-Dichte ist also entscheidend für das erwartete Signal der Photolumineszenz. Die untersuchten Proben enthalten einen näherungsweise uni-axialen räumlichen QD-Gradienten. Um eine Probe mit einer niedrigen QD-Dichte zu erhalten wird zunächst mittels einer ortsabhängigen PL-Messung ein sogenanntes „Wafer-Mapping“ durchgeführt. Dabei wird das PL-Signal entlang einer Linie parallel zur Richtung des QD-Gradienten aufgenommen und in einem Plot dargestellt. Anhand dieser Daten kann der Proben-Bereich mit der passenden Dichte (von etwa 10^8 Quantenpunkte pro cm^2) ausgewählt und für die Herstellung der Schottky-Dioden vorbereitet werden. Nach der Präparation der Probe können PL-Messungen an einzelnen Quantenpunkten durchgeführt werden.

Die nachfolgende Abbildung 1.6 stellt exemplarisch das Ergebnis einer Wafer-Mapping Untersuchung dar. Dabei besitzt die Probe einen Gradienten der Quantenpunkte entlang der untersuchten Richtung. Für Spektroskopie an einzelnen Quantenpunkten wird ein Bereich mit einer Quantenpunktdichte von $10^8 cm^{-2}$ benötigt, diese kann erfahrungsgemäß anhand des Signalverhalten bei dieser Probe dem Bereich von 20 mm bis 30 mm zugeordnet werden.

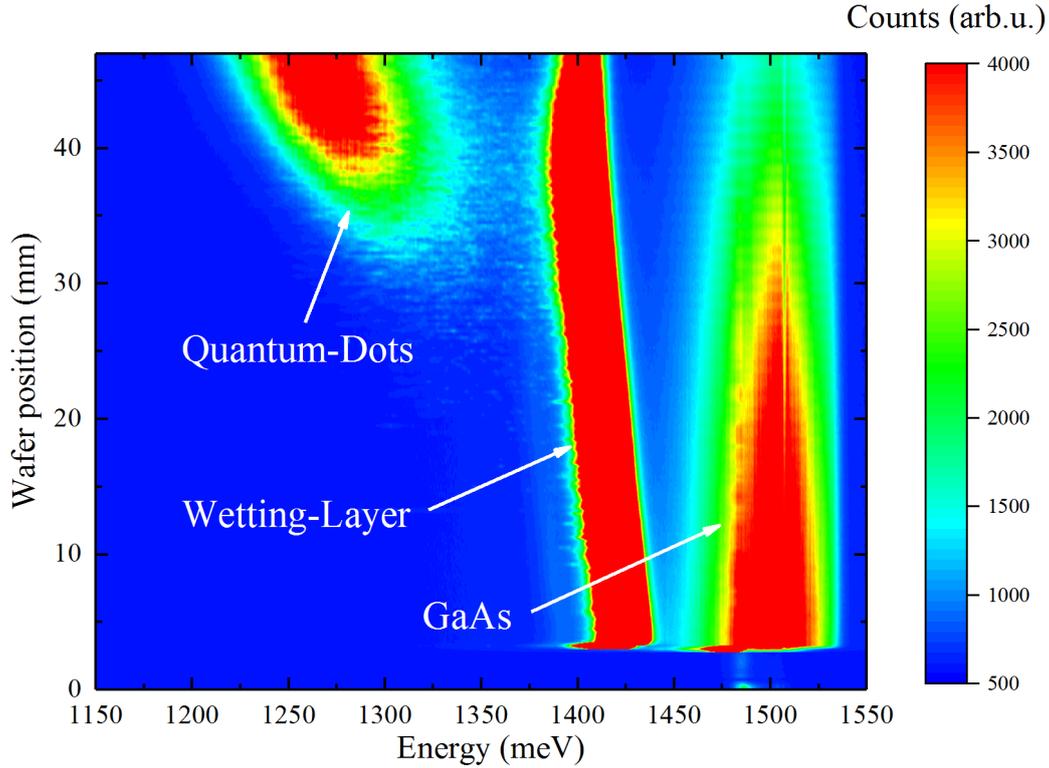


Abb. 1.6: Örtlich abhängiges Photolumineszenzsignal einer InGaAs Quantenpunkt-Probe mit Quantenpunkt-Gradienten. Die Messung wurde bei folgenden Parametern durchgeführt: Anregungsleistung $P_{exc} \approx 4.7 \mu W$, Integrationszeit $T_{int} = 1 s$, Gitterzahl $g = 150 \text{ mm}^{-1}$ und Temperatur von 4.2 K .

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben handelt es sich um InGaAs-Quantenpunkte, welche in GaAs eingebettet sind. Bei der Überbandanregung (Bandlücke von GaAs: $E_{Gap, GaAs} = 1.519 \text{ eV} \Rightarrow \lambda = 816.3 \text{ nm}$ bei 4.2 K) mit einer Strahlung von $670 \text{ nm} \Rightarrow E_{670 \text{ nm}} \approx 1.85 \text{ eV}$ werden im gesamten Bereich des Laser-Fokus mit einer geringen räumlichen Ausdehnung Elektron-Loch Paare generiert, welche zunächst in tiefer liegende energetischen Zustände relaxieren (Intraband-Übergänge in ps -Zeitbereich) sowie noch vor der strahlenden Rekombination (Interband-Übergänge in ns -Zeitbereich) in das umliegende Material diffundieren können. So kann zunächst das Signal der Photolumineszenz von GaAs-Bulk-Material bzw. des Wetting-Layers beobachtet werden. Hierbei ist die Signalstärke des Wetting-Layers viel größer als die von GaAs, da das Wetting-Layer energetisch tiefer liegt als die Bandlücke des GaAs, so dass die Ladungsträger zunächst in den energetisch niedrigsten Zustand übergehen und danach rekombinieren. Wenn Quantenpunkte sich im bzw. in der Nähe des Laserfokus befinden, so findet die strahlende Rekombination der Ladungsträger ebenfalls bevorzugt in den Quantenpunkten statt. Dieser Prozess ist stark von der Quantenpunktdichte abhängig. Ist diese hoch (Verhältnis zwischen der Diffusionslänge der Exzitonen im Wetting-Layer zu dem mittleren Quantenpunkt-Abstand), so findet die Rekombination in den Quantenpunkten statt, ist die Dichte gering, so können die Exzitonen in keinen Quantenpunkt relaxieren und die Rekombination findet in der elektronischen Struktur des Wetting-Layer statt.

1.5.2 Photostromspektroskopie

Die Photostromspektroskopie als Messmethode nimmt eine zentrale Rolle bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ein. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt genauer auf die primären Mechanismen dieser Methodik eingegangen.

Die Messmethode der Photostromspektroskopie basiert auf zwei grundlegenden Mechanismen, die diese Methode kennzeichnen. Zunächst muss ein Quantenpunkt angeregt werden. Dies geschieht durch die resonante Absorption eines Photons und des Übergangs eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband, wodurch ein Exziton in dem Quantenpunkt erzeugt wird, dieses wird mit X bezeichnet [8]. Dieses Exziton ist stark auf die Ausdehnung des Quantenpunktes lokalisiert. Der sekundäre Mechanismus der Messmethode ist das Tunneln der Ladungsträger aus dem Quantenpunkt sowie die deren Detektion mittels einer Strommessung. Diese beiden Schritte kennzeichnen die Methode der Photostromspektroskopie. Im Folgenden wird auf die beiden Prozesse im Detail eingegangen.

Anregung des Quantensystems:

Aufgrund der diskreten Zustandsdichte der Ladungsträger in dem Quantenpunkt ergibt sich konsequenterweise eine ebenfalls diskrete spektrale Antwort des Systems bei den Übergängen der Ladungsträger. In den hier durchgeführten Experimenten wurde ausschließlich der Zustand eines neutralen Exzitons untersucht, welches auch als ein einfaches Zwei-Niveau-System betrachtet werden kann. Die Anregung des neutralen Exzitons kann mittels zweier hinsichtlich der Anregungsleistung diametralen Arten erfolgen, dabei wird zwischen dem Regime schwacher Kopplung sowie des Regimes starker Kopplung unterschieden [34] (siehe Kapitel 4.2). Die erste Anregungsart kann mittels eines Dauerstrich-Lasers erfolgen, die zweite mittels gepulster Laser-Felder mit einer gewissen Pulsdauer. Weiterhin ist ein kontinuierlicher Übergang zwischen den beiden Regimes möglich.

Für die resonante Anregung des Exzitons muss somit entweder ein Dauerstrich-Laser mit einer sehr schmalen Linienbreite oder ein pikosekunden Laser mit einer gewissen spektralen Breite verwendet werden, damit zunächst nur das neutrale Exziton angeregt wird und nicht weitere Zustände, welche sich in dessen spektraler Nähe befinden. So befindet sich zum Beispiel bei dem untersuchten System der energetische Zustand des negativ geladenen Exzitons X^- $4 - 5 \text{ meV}$ [32] unterhalb der Energie des neutralen Exzitons, das positiv geladene Exziton X^+ befindet sich typischerweise 1.3 meV [33] oberhalb der Energie des neutralen Exzitons. Weiterhin kann ein Quantenpunkt mit zwei Elektronen und zwei Löchern beladen werden. Dieser Zustand wird als Biexziton XX bzw. $2X$ bezeichnet und besitzt eine Bindungsenergie von typischerweise $2 - 3 \text{ meV}$ [8]. Bei der resonanten Anregung des neutralen Exzitons gilt es also zunächst die Energie-Breite des Lasers so zu wählen, dass in der Nähe befindlichen Zustände nicht angeregt werden.

Im Falle einer Dauerstrich-Laser Anregung kann die Linienbreite des Lasers einige 100 kHz betragen und ist somit energetisch viel feiner als die Lage der benachbarten Zustände. Die Linienbreite des Lasers ist sogar in etwa drei Größenordnungen kleiner als die Linienbreite des neutralen Exzitons (siehe Kapitel 3.1.1). Im Weiteren muss die Art der Photostrommessung unterschieden werden. Es können zwei verschiedene Arten betrachtet werden. Bei der ersten Art wird die Spannung der Photodiode konstant gehalten

ten, die Energie des Lasers wird kontinuierlich durchgeföhren. Diese Art wird als „energieaufgelöste“ Photostrom-Messung bezeichnet. Bei dieser Methode muss die Energie-Abstimmung des Lasers stabilisiert und kontinuierlich durchstimmbar sein. Dieser Fall ist experimentell nicht immer gegeben und erfordert besondere Geräte. Die zweite Art der Photostromspektroskopie wird als die sogenannte „spannungsaufgelöste“ Photostrom-Messung bezeichnet. Hierbei wird der Laser auf eine konstante Energie eingestellt und die Spannung der Photodiode durchgestimmt. Diese Methode bietet einen großen Vorteil gegenüber der vorherigen Methode die relativ einfach realisierbare hohe Auflösung der Spannung und somit über den QCSE verknüpften hohen energetischen Auflösung.

Tunneln und Detektion der Ladungsträger:

Für die Methode der Photostromspektroskopie stellt das Tunneln der Ladungsträger sowie die Detektion des Photostromes einen wichtigen funktionellen Mechanismus dar. Der Tunnelprozess ist stark von der elektrischen Feldstärke am Ort des Quantenpunkts und somit von der an der Photodiode angelegten Spannung abhängig. Hierbei kann die thermionische Emission der Ladungen aufgrund der tiefen Temperatur der Photodiode ($T = 4.2\text{ K}$) vernachlässigt werden, da in der Literatur dieser Effekt erst ab etwa $T > 50\text{ K}$ bedeutend wird [22].

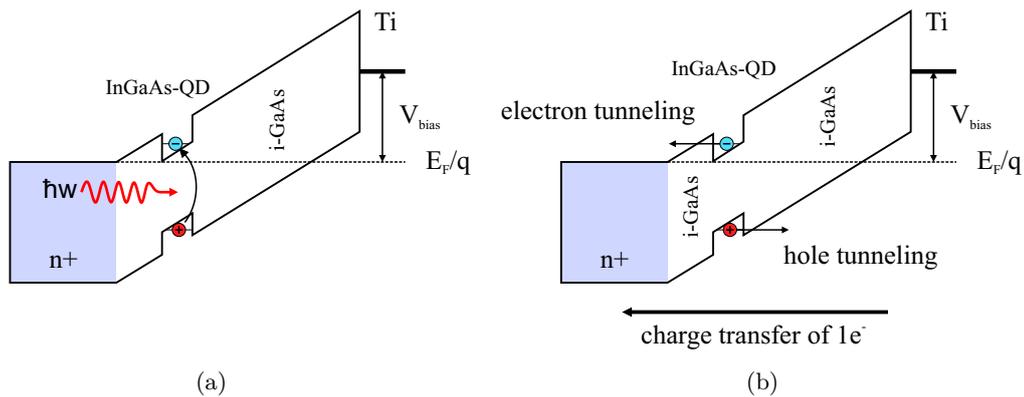


Abb. 1.7: Schematische Skizze zum Prinzip der Photostrommessung: (a) Anregung des Quantensystems mittels resonanter Absorption eines Photons, sowie (b) das Tunneln der Ladungsträger aus dem Quantenpunkt.

2 Quantenpunkt-Photodioden

In diesem Kapitel werden die in den Versuchsreihen verwendeten InGaAs Quantenpunkt-Photodioden beschrieben. Dabei wird zuerst das entwickelte niederkapazitive Proben-design präsentiert und erläutert. Danach wird auf die Methode des Stranski-Krastanov Wachstums zur Herstellung von InGaAs Quantenpunkten eingegangen und die Probenstruktur untersuchter Proben diskutiert. Im Anschluss findet sich ein Abschnitt zur Herstellung von Quantenpunkt-Photodioden, wobei die technologischen Prozessschritte dargestellt werden. Im letzten Abschnitt wird die Gesamtkapazität der Photodioden untersucht und rechnerisch ermittelt.

2.1 Probendesign von nieder-kapazitiven QD-Photodioden

Ein geeignetes Probendesign ist die Grundlage für die Untersuchungen der ultraschnellen kohärenten Kontrolle von Quantenpunkten. Dabei steht die Kapazität und somit die RC-Zeitkonstante der Quantenpunkt-Photodiode bzw. des Gesamtsystems, bestehend aus dem treibenden elektrischen Chip sowie der Schottky-Photodiode, im Fokus. Der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz stellt eine einfache technologische Realisierung von niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodioden dar. Dabei wird ein spezieller, auf Epoxidharz basierender Photolack, mit einer niedrigen dielektrischen Konstanten benutzt.

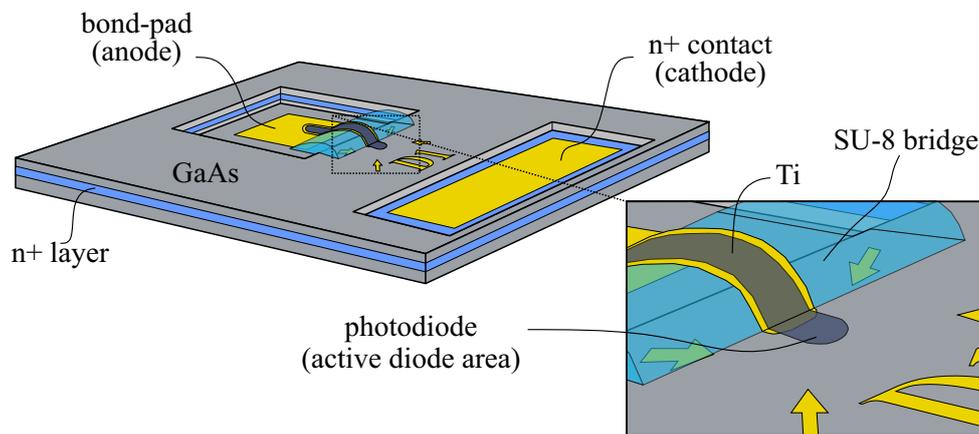


Abb. 2.1: Schematische Skizze des realisierten Probendesigns mit einer niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodiode in isometrischer Ansicht.

Die vereinfachte Probenstruktur der Quantenpunkt-Photodiode besteht aus einer in GaAs vergrabenen n+ Schicht, den Quantenpunkten, welche in einer über der n+ Schicht liegenden intrinsischen GaAs-Schicht eingebettet sind, sowie der Probenoberfläche. Auf die Probenoberfläche wird eine semi-transparente Metall-Schicht abgeschieden, welche

2 Quantenpunkt-Photodioden

als Schottky-Kontakt fundiert. Zur Reduzierung der Kapazität der Quantenpunkt-Photodioden wurden zwei grundlegende Schritte unternommen.

- Die Bond-Pads der Anode wurden von der $n+$ -Schicht (Kathode) isoliert, wodurch der Kapazitätsbeitrag dieser Schicht zur Gesamtkapazität der Photodiode vernachlässigbar gering wurde.
- Die aktive Fläche der Photodiode wird über die Fläche des Titankontakts definiert. Dieser wird als Streifen über eine Stützstruktur aus Photolack auf Epoxidharzbasis (SU-8) zum Bondbad geführt. Der geringe Überlapp (siehe Abbildung 2.1) von Titanstreifen und Probenoberfläche führt zu einer sehr kleinen Kapazität der Photodiode.

Die Abbildung 2.1 stellt eine schematische Skizze der realisierten niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodioden dar. Dabei besteht die Quantenpunkt-Photodiode aus einer semi-transparenten Titanschicht geringer Fläche (etwa $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$), so dass die Gesamtkapazität hauptsächlich durch die Größe der Fläche dieser Schicht bestimmt wird.

Das Bond-Pad des Anoden-Kontakts der Photodiode besitzt eine Größe von etwa $75 \mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$ und kann mittels Drahtbonden mit dem SiGe-Chip, der ultrakurze elektrische Pulse erzeugt, verbunden werden. Zwischen dem Bond-Pad und der Probenoberfläche befindet sich eine Schicht aus SU-8 (als SU-8 Brücke bezeichnet). Diese Schicht überbrückt den Höhenunterschied zwischen der Höhe des Bond-Pads und der Probenoberfläche, und verhindert einen Kurzschluss der Photodiode mit der $n+$ Schicht. Die aktive Diodenfläche (Titanschicht) wird mit dem Bond-Pad durch eine aufgedampfte Leiterbahn aus Gold auf der SU-8 Brücke verbunden.

Die Kathode der Photodiode wird durch einen Legier-Schritt nach dem Aufdampfen einer Germanium-Gold-Chrom/Nickel-Gold Schicht auf der $n+$ Schicht der Probe hergestellt.

Aufgrund der örtlichen Trennung des Bond-Pads der Photodiode von dem $n+$ -Kontakt reduziert sich die Gesamtkapazität der Photodiode beträchtlich (siehe Abschnitt 2.5).

2.2 Herstellung der Quantenpunkte mittels SK-Wachstum

Die Untersuchten InGaAs Quantenpunkt-Proben wurden von Dr. Nandlal Sharma aus der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Dirk Reuter in der Universität Paderborn in einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage (MBE) hergestellt [89]. Das Wachstum der Quantenpunkte erfolgte nach der Stranski-Krastanov Methode. Die Quantenpunkte wurden mit den von uns geforderten Eigenschaften und der erforderlichen Qualität hergestellt. Die Charakterisierung der Quantenpunkte zeigte dann, wie gewünscht, sehr schmale Linienbreiten bei resonanter Photostromspektroskopie, sowie starke Photolumineszenz-Signale.

Die Realisierung des Einschluss-Potentials eines Quantensystems kann durch die Verwendung von unterschiedlich zusammengesetzten Halbleitermaterialien bzw. Übergängen erfolgen, dabei wird dies als Band-Engineering bezeichnet. Die Wahl der Materialien orientiert sich zunächst an der gewünschten Bandlücke der Halbleitermaterialien. So z.B. besitzt GaAs eine direkte Bandlücke von 1.43 eV bei 300 K, InAs eine Bandlücke von 0.354 eV bei 300 K [105], sodass die Verbindung beider Materialien einen Typ I Bandoffset bildet.

Die Gitterkonstante der Materialien spielt ebenfalls eine entscheidende Rolle bei der Heteroepitaxie unterschiedlicher Halbleiter-Schichten. Wenn der Unterschied der Gitterkonstanten zu groß wird, kann dies zur Ausbildung von Defekten an der Grenzfläche führen, wodurch die elektronischen Eigenschaften der Materialien an der Grenzschicht stark beeinträchtigt werden. Die Realisierung eines defektfreien Heteroübergangs entscheidet dabei über die Qualität der Proben. So z.B ist die Gitterkonstante von GaAs $a_{GaAs} = 5.6533\text{\AA}$ [100] und von InAs $a_{InAs} = 6.0583\text{\AA}$ [2], was zu einer Fehlanpassung von 7.2 % führt.

Es zeigt sich, dass Heteroschichten bis zu einer gewissen kritischen Schichtdicke defektfrei gewachsen werden können, wobei die Schichtdicke durch Verspannung sowie das chemische Potential bestimmt wird.

So kann auf einem GaAs-Substrat nur eine Schichtdicke von 1.5 bis 3 Monolagen InAs gewachsen werden [59, 80, 78]. Dabei ist das Material in der Substrat-Ebene passend auf die Gitterkonstante von GaAs gestaucht, in die Wachstumsrichtung jedoch gestreckt, wobei das Volumen der Elementarzelle von InAs erhalten bleibt. Wird weiteres InAs abgeschieden, so geht das Wachstum vom Schichtwachstum in ein 3D Insel-Wachstum über. Dabei wird durch das Insel-Wachstum die Verspannung reduziert. Durch weiteres kontrolliertes Wachstum können defektfreie InAs-Inseln gewachsen werden. Dabei variiert die Größe, Position und die Form der Quantenpunkte, so dass es eine gewisse statistische Schwankung dieser Parameter gibt. Dieses Wachstum von Inseln auf einer verspannten Schicht wird auch als Stranski-Krastanow-Wachstum bezeichnet [8].

In einem anschließenden Prozess werden die InAs-Inseln mit GaAs überwachsen wodurch sich eine nahezu defektfreie Heterostruktur ergibt.

Statt reinem InAs (InAs-Quantenpunkte) kann auch eine Zusammensetzung aus InGaAs auf GaAs gewachsen werden (InGaAs-Quantenpunkte). Dabei verändern sich die Wachstumsbedingungen aufgrund einer durch die Zusammensetzung bedingten Gitterfehlanpassung.

2 Quantenpunkt-Photodioden

Die Emissionsenergie der Quantenpunkte kann durch einen nach dem Wachstum nachfolgenden Schritt optimiert werden. Die Emissionswellenlänge der Quantenpunkte wird dabei sehr oft in den blauen Spektralbereich verschoben. Es gibt neben dem In-Gehalt der Quantenpunkte drei grundlegende Methoden, welche benutzt werden können, um die Emissionsenergie der Quantenpunkte zu erhöhen: Reduzierung der Quantenpunktgröße, Interdiffusion zwischen dem Quantenpunkt und dem Matrix-Material mit der RTA-Methode (Rapid Thermal Annealing) [84, 43, 30], sowie der Erhöhung des Confinement Potentials der Quantenpunkte [33].

Die Herstellung hochqualitativer Quantenpunkt-Proben ist sehr herausfordernd und zeit- bzw. kostenintensiv. Die in dieser Arbeit untersuchten und an der Universität Paderborn hergestellte Proben eignen sich aufgrund der hervorragenden Eigenschaften sehr gut für kohärente optoelektronische Experimente.

2.3 Wachstumsstruktur des Probenmaterials

Für kohärente optoelektronische Experimente sollte die Exziton-Energie des Quantenpunkts abstimmbare sein. Dies kann mittels eines elektrischen Feldes über den QCSE erfolgen. Zu diesem Zwecke werden die Quantenpunkte in eine Schottky-Photodiode eingebettet.

Dabei werden die Quantenpunkte in eine intrinsische GaAs-Schicht, welche sich zwischen einer entartet dotierten GaAs Schicht und der Probenoberfläche befindet, platziert. Auf die Probenoberfläche wird eine semitransparente Metall Schicht abgeschieden, welche als Schottky-Kontakt dient.

Die genauere MBE-Schichtfolge der untersuchten Probe Pb_A0389 ist dabei in der nachfolgenden Abbildung 2.2 dargestellt. Die Probe wird auf einem intrinsischen GaAs Wafer in der [100]-Orientierung gewachsen. Dabei werden zunächst 50 nm i-GaAs aufgetragen. Danach folgt ein insgesamt 120 nm dickes GaAs/AlAs Übergitter, wobei GaAs bzw. AlAs Schicht eine Dicke von je 2 nm besitzt und die Schichtfolge sich 30 mal wiederholt. Das GaAs/AlAs-Übergitter wird zur Unterdrückung der Ausbreitung von Versetzungen gewachsen [90].

2 Quantenpunkt-Photodioden

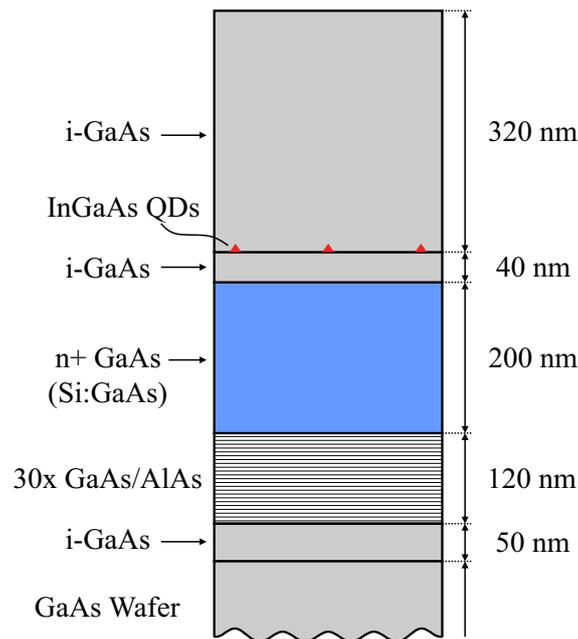


Abb. 2.2: Schematische Skizze der MBE-Schichtfolgestruktur der Quantenpunkt-Probe Pb_A0389 in maßstabsgetreuer Darstellung.

Nach dem GaAs/AlAs-Übergitter wird eine 200 nm dicke mit Silizium dotierte GaAs-Schicht gewachsen, wobei die Dotierdichte etwa $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ beträgt. Diese Dotierdichte stellt einen idealen Wert dar, da bei Dotierdichten $> 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Kompensationseffekte [12] sowie Bandgap-Narrowing [49] auftreten können.

Es folgt eine 40 nm-dicke i-GaAs-Schicht auf der die InGaAs-Quantenpunkte gewachsen wurden. Die Zusammensetzung des Quantenpunkt-Materials ist $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,53}\text{As}$. Zusätzlich weisen die Quantenpunkte einen Gradienten entlang einer ausgezeichneten Richtung der Probe auf. Dadurch können Probenbereiche mit einer geringen Quantenpunktdichte (von etwa 10^8 pro cm^2) selektiert werden. Abschließend wurden noch 320 nm i-GaAs abgeschieden.

2.4 Herstellung von Quantenpunkt-Photodioden

Die Herstellung der Quantenpunkt-Photodioden erfolgte, ausgehend von der Wachstumsstruktur (Abschnitt 2.3), an der Universität Paderborn, in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Artur Zrenner. Dabei werden ausgehend von dem MBE gewachsenen Material, welches auf ein Stück mit der Größe von $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ gespalten wird, in einem einzelnen Herstellungsprozess 16 Proben-Felder hergestellt. Ein Proben-Feld hat eine Abmessung von $2450 \mu\text{m} \times 1845 \mu\text{m}$. Dabei haben jeweils 4 Proben-Felder die gleiche Quantenpunktdichte und es sind 4 verschiedene Quantenpunktdichten vorhanden. Die nachfolgende Abbildung 2.3 zeigt eine fotografische Aufnahme einer fertig prozessierten Probe. Hierbei sind alle 6 Lithografie Prozesse abgeschlossen, so dass die Probe gespalten und verbondet werden kann.

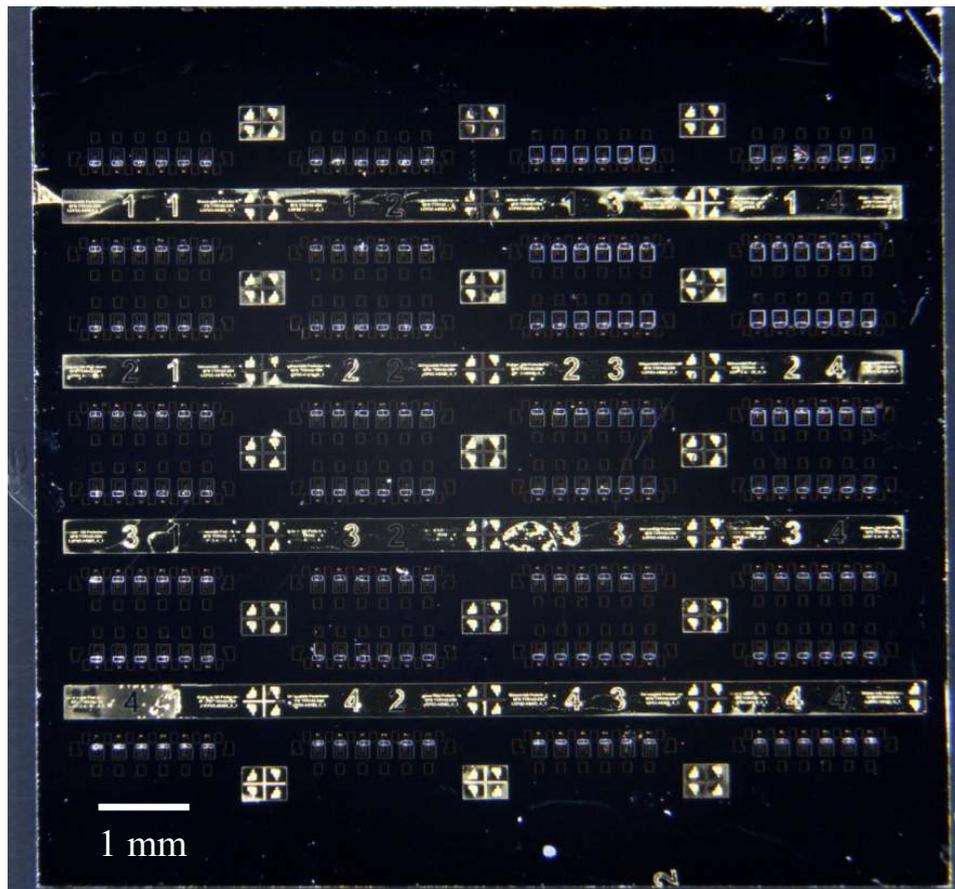


Abb. 2.3: Fotografische Aufnahme einer fertig prozessierten Probe mit niederkapazitiven Photodioden. Es sind 16 Proben-Feldern zu sehen. Die einzelnen Proben-Felder sind durch zwei Zahlen gekennzeichnet, wobei die zweite Zahl die Quantenpunktdichte in dem Probenstück wiedergibt (niedrigere Zahl entspricht einer höheren QD-Dichte). Ein Marker in der rechten oberen Ecke der Probe dient zur Ausrichtung der Probe.

Die nachfolgende Abbildung 2.4 zeigt fotografische Aufnahmen eines fertig prozessierten Diodenfeldes sowie einer niederkapazitiven Quantenpunkt-Photodiode.

2 Quantenpunkt-Photodioden

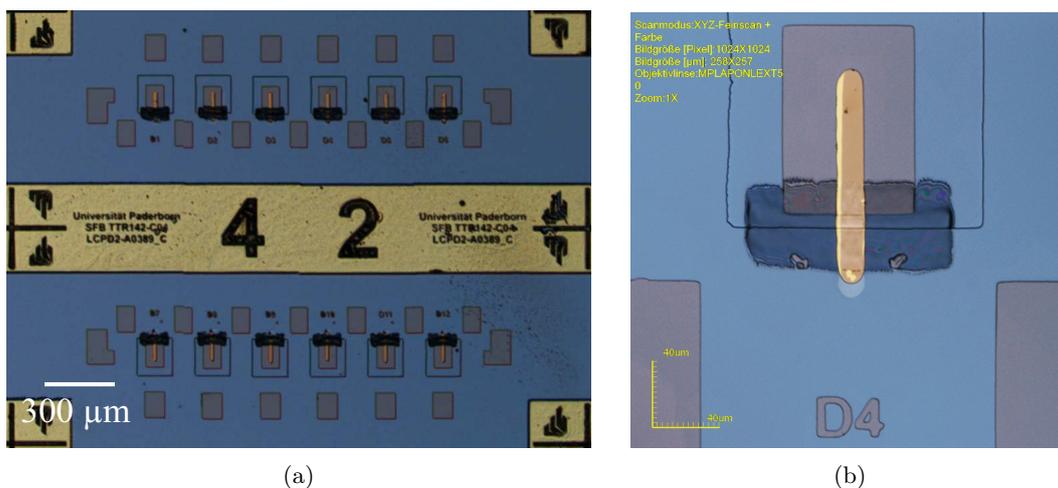


Abb. 2.4: Fotografische Aufnahme eines fertig prozessierten Dioden-Felds mit nieder-kapazitiven Photodioden (a) sowie einer einzelnen nieder-kapazitiven Photodiode (b).

Ein Dioden-Feld (Abbildung 2.4(a)) besitzt 12 einzelne Photodioden (D1 bis D12), wobei die Photodioden einen schwachen Gradienten in der Quantenpunktdichte besitzen (QD-Dichte fällt ab mit einer höheren Diodennummer D1-D6, dabei haben die direkt gegenüberliegende Dioden D1 und D7 gleiche Quantenpunktdichte). In der weiteren Beschreibung wird nur noch auf ein Proben-Feld eingegangen, obwohl bei der Probenherstellung alle 16 Probenfelder zusammen prozessiert wurden. In der nachfolgenden Beschreibung handelt es sich um die einzelnen technologischen Prozessierungsschritte der Proben.

Wafer-Mapping:

Das Probenmaterial (mittels MBE hergestellte Struktur) wird zunächst mittels Wafer-Mapping auf die Quantenpunktdichte untersucht, dabei kann durch eine ortsabhängige Photolumineszenz Messung die Dichte der Quantenpunkte analysiert werden (zur Photolumineszenz siehe Kapitel 1.5.1). Anhand dieser Messung wird ein Stück der Probe mit einer niedrigen Quantenpunktdichte (etwa 10^8 cm^{-2}) ausgesucht. Die Probe wurde dann für weitere Prozessierung auf eine Größe von $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ gespalten.

Dünnen der Probe:

Der nachfolgende Prozessierungsschritt ist für die Chip-Integration zwischen dem SiGe und dem GaAs-Chip wichtig, da für die zukünftigen Experimente die Verbindung der Chips mittels Coplanar-Leitungen geplant wird. Aus diesem Grund wird die Probe, ausgehend von der ursprünglichen Dicke von etwa $650 \mu\text{m}$, gedünnt. Die gewünschte Dicke der Probe ergibt sich aufgrund der Dicke des SiGe-Chips von $300 \mu\text{m}$, so dass die GaAs-Probe auf eine entsprechende Höhe angepasst wird. Dabei erfolgt das Dünnen der Probe mittels eines Schleifprozesses, wobei eine Suspension aus Silicium-Carbid mit Körnungen von $3 \mu\text{m}$ bzw. $1 \mu\text{m}$ als Schleifmittel benutzt wird.

2 Quantenpunkt-Photodioden

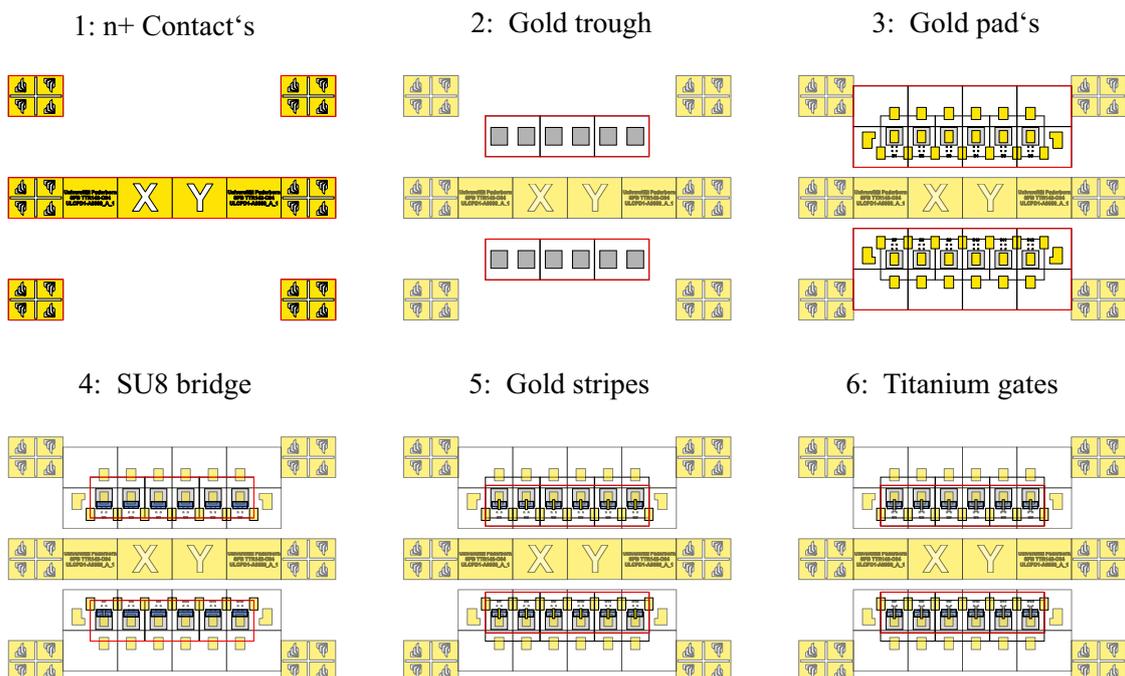


Abb. 2.5: CAD Herstellungsmasken eines einzelnen Dioden-Felds. Die einzelnen Masken sind durchnummeriert und mit dem Text des jeweiligen Herstellungsschritts versehen. Die für den jeweiligen Prozessschritt aktiven Bereiche wurden in rot hervorgehoben.

Kontaktierung der $n+$ -Schicht:

Der nächste Technologie-Schritt erfolgt mittels eines Lift-Off Prozesses, wobei ein Kontakt zur $n+$ -Schicht der Probe hergestellt wird. Dafür werden größere Probenbereiche (siehe Abbildung 2.5, 1), welche zuvor durch Lithografie definiert werden, mittels einer Lösung aus Phosphorsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser ($4 \text{ ml } H_3PO_4$, $2 \text{ ml } H_2O_2$ und $300 \text{ ml } H_2O$) in eine Tiefe von etwa 400 nm nasschemisch geätzt [52]. Im nachfolgenden Prozessschritt wird eine Schichtfolge aus Germanium, Gold, Chrom-Nickel, Gold mit Schichtdicken von $30 \text{ nm} : 10 \text{ nm} : 30 \text{ nm} : 400 \text{ nm}$ mittels PVD durch thermisches Verdampfen in unserer Aufdampf-Anlage abgeschieden. Nach einem Lift-Off Prozess wird diese Schicht zur Verringerung des Kontaktwiderstands [80, 18, 19, 84] mit einem spezifischen Temperaturverlauf legiert. Dabei wird die sogenannte Methode RTA (Rapid Thermal Annealing) [43, 84] mit einer Annealingtemperatur von $390 \text{ }^\circ\text{C}$ bei einer Zeitdauer von 60 s nach einer Aufheizphase von ca. 210 s von Raumtemperatur auf $390 \text{ }^\circ\text{C}$ verwendet.

Herstellung von Bond-Pads der Photodioden:

Zur Reduzierung der Kapazität der Photodioden wird die Fläche der Bond-Kontakte von der $n+$ -Schicht örtlich separiert. Dadurch wird die Gesamtkapazität der Photodiode um den Kapazitätsbeitrag, bestimmt durch die Kontakt-Fläche der Photodiode, verringert. Dafür werden nach einem weiteren Lithografieschritt Felder mit einer Größe von etwa $150 \text{ } \mu\text{m} \times 160 \text{ } \mu\text{m}$ geätzt (siehe Abbildung 2.5, 2). Bei diesem Ätzschritt wird eine nominelle Tiefe von etwa $1 \text{ } \mu\text{m}$ nasschemisch geätzt ($6 \text{ ml } H_3PO_4$, $3 \text{ ml } H_2O_2$ und $150 \text{ ml } H_2O$). In dieser Tiefe befindet sich die ursprüngliche intrinsische GaAs-Schicht

2 Quantenpunkt-Photodioden

als Isolator. In diesen geätzten Feldern wird im folgenden Lithografieschritt ein Kontaktpad von $75 \mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$ definiert (siehe Abbildung 2.5, 3). Anschließend wird eine Titan-Gold-Schichtfolge mit den Dicken 30 nm Ti und 400 nm Au darauf mittels PVD abgeschieden. Nach einem Lift-off Schritt ist die Herstellung des Bond-Pads abgeschlossen.

Herstellung von SU-8 Brücken:

Im nachfolgenden Schritt wird eine isolierende Schicht aus einem Photolack auf Epoxidharz-Basis zwischen dem Kontakt-Pad aus Gold und der Probenoberfläche hergestellt (siehe Abbildung 2.5, 4). Dies erfolgt erneut mittels Lithografie, wobei ein sogenannter Laser-Schreiber benutzt wird. Dieses Gerät wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und erlaubt auch eine 3D Belichtung von Strukturen, wobei die Probe relativ zum fixem Fokuspunkt in alle 3 Raumrichtungen bewegt wird und mittels einer Modulation der Laserleistung die gewünschte Struktur belichtet. Die Charakterisierung des Geräts findet sich in [70]. Der verwendete Laser besitzt eine Wellenlänge von $375 \pm 5 \text{ nm}$ und eine Leistung von 20 mW . Dies erlaubt die Arbeit mit einem aus der Mikrosystemtechnik bekannten Negativlack SU-8 5, welcher auf Epoxid-Harz basiert. Die Schichtdicke von dem verwendeten SU-8 Photolack beträgt etwa $2.5 \mu\text{m}$ [97], dabei erfordert diese relativ hohe Schichtdicke des Photolacks eine besondere Behandlung der Lack-Kanten wenn eine Metallische Leiterbahn über die SU-8 Schicht gelegt wird.

Mit dem Laser-Schreiber können durch eine spezielle Belichtungsroutine die Flanken des SU-8 Photolackes so prozessiert werden, dass diese eine kontinuierliche Steigung von etwa $330 \text{ nm}/\mu\text{m}$ besitzen [97]. Diese flachen Flanken sind für die metallische Verbindung der Kontakte über die SU-8 Brücke durch die anschließende Abscheidung einer Metallschicht aus Gold mittels PVD unbedingt erforderlich, da auf geometrisch steile Flanken kein Metall aufgedampft werden kann.

Kontaktierung des Bond-Pads und der Probenoberfläche:

Wie schon oben erwähnt, wird im nächsten Technologie-Schritt eine Verbindung zwischen dem Bond-Pad und der Probenoberfläche über die SU-8 Brücke hergestellt (siehe Abbildung 2.5, 5). Dafür wird mittels Lithografie ein schmaler Streifen mit einer Breite von etwa $20 \mu\text{m}$ und einer Überlappung von etwa $5 \mu\text{m}$ über die Ränder der SU-8 Brücke geschrieben. Für diesen Schritt wird der Laser-Schreiber benutzt. Anschließend wird eine Schicht von 30 nm Titan als Haftschiicht sowie 400 nm Gold aufgedampft. Durch diesen Schritt wird eine elektrisch leitfähige, ohmsche Verbindung zwischen dem Bond-Pad und der Probenoberfläche hergestellt.

Herstellung semitransparenter Titan-Gates:

In einem abschließenden Schritt wird ein semitransparenter Titanstreifen mit einer Dicke von etwa 16 nm auf die Probe aufgedampft. Dieser stellt den aktiven Bereich der Photodiode dar. Der Streifen wird auf eine Breite von $20 \mu\text{m}$ sowie eine Länge von etwa $20 \mu\text{m}$ über die SU-8 Brücken und auf eine Gold-Leiterbahn aufgedampft (siehe Abbildung 2.5, 6).

2.5 Gesamtkapazität der Photodiode

Die Gesamtkapazität der Photodiode C_{Ges} spielt eine wichtige Rolle bei der ultraschnellen elektrischen Manipulation von Quantenpunkten. Die Gesamtkapazität setzt sich aus drei unterschiedlichen Beiträgen zusammen. Diese können unterteilt werden in den Beitrag des Bond-Pads C_{BP} , den Anteil der SU-8 Brücken Metallisierung C_{SU8} und den Beitrag des aktiven Schottky-Kontakts C_{SC} . Die Gesamtkapazität ergibt sich somit als Summe der einzelnen Beiträge. Der Kapazitätsbeitrag C_{BP} kann im Weiteren vernachlässigt werden, da es einen räumlichen Abstand von etwa $30 \mu\text{m}$ zwischen dem Bond-Pad und der $n+$ -Schicht gibt. Zum Anderen ist die Fläche zwischen den Kontakten sehr gering.

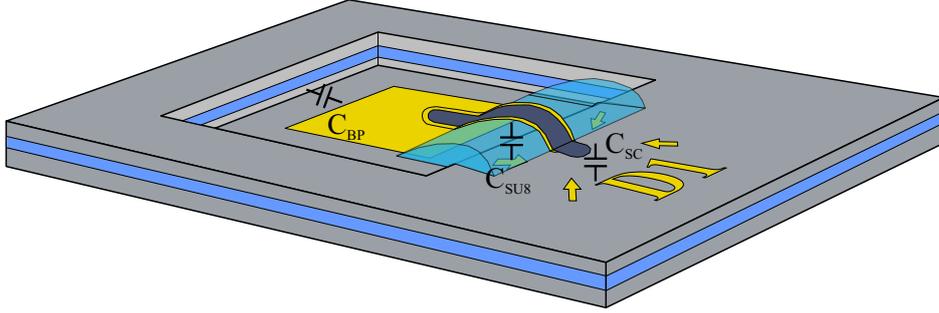


Abb. 2.6: Schematische Skizze des nieder-kapazitiven Proben-Designs in isometrischer Ansicht. In der Skizze sind einzelne kapazitiven Beiträge der Photodiode mit C_{BP} als Kapazitätsbeitrag des Bondpads, C_{SU8} als Kapazitätsbeitrag der SU-8 Brücke und C_{SC} als Kapazitätsbeitrag des Schottky-Kontakts dargestellt.

Der Beitrag der SU-8 Brücken Metallisierung kann durch die Annahme zweier (Beitrag durch SU-8 sowie des darunterliegenden GaAs mit gleichen Flächen) in Serie geschalteter Kapazitäten angenommen werden. Es ergibt sich für diesen Kapazitätsbeitrag C_{SU8} :

$$C_{SU8} = \epsilon_0 \cdot \frac{\epsilon_{SU8}\epsilon_{GaAs}}{d_{SU8}\epsilon_{GaAs} + d_{GaAs}\epsilon_{SU8}} \cdot A \quad (2.1)$$

Dabei sind ϵ_{GaAs} und ϵ_{SU8} die Dielektrizitätszahlen von GaAs und SU-8, die d_{GaAs} und d_{SU8} die jeweiligen Schichtdicken und A die Fläche der Kontakte. Damit kann der Kapazitätsbeitrag der SU-8 Brücken Metallisierung mit den Konstanten $\epsilon_{GaAs} = 12.7$ [21], $\epsilon_{SU8} = 3.23$ [39], $d_{GaAs} = 360 \text{ nm}$, $d_{SU8} \approx 1000 \text{ nm}$ und $A \approx 500 \mu\text{m}^2$ abgeschätzt werden zu: $C_{SU8} \approx 13 \text{ fF}$. Es zeigt sich, dass selbst bei einer für die Kapazität ungünstigen Abschätzung, ein sehr niedriger Wert für den Beitrag C_{SU8} ergibt.

Die Kapazität der aktiven Diodenfläche C_{SC} kann analog zur vorherigen Abschätzung durchgeführt werden, es ergibt sich mit den gegebenen Parametern d_{GaAs} und ϵ_{GaAs} für die Kapazität des Schottky-Kontakts pro Flächeneinheit:

$$C_{SC}/A = 3.124 \cdot 10^{-4} \frac{\text{F}}{\text{m}^2} \quad (2.2)$$

Die Größe der aktiven Photodioden Fläche beträgt etwa $20 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$, so dass für die Kapazität des Schottky-Kontakts sich ein Wert von $C_{SC} \approx 190 \text{ fF}$ ergibt. Dadurch

2 Quantenpunkt-Photodioden

kann der Kapazitätsbeitrag verursacht von der SU-8 Brücken Metallisierung C_{SU8} im Vergleich zur Kapazität des Schottky-Kontakts vernachlässigt werden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Gesamtkapazität der Photodiode C_{Ges} hauptsächlich durch den Beitrag des Schottky-Kontakts C_{SC} bestimmt wird. Die Kapazität der Schottky-Photodioden sollte bei einigen 100 fF liegen, wenn die Schottky-Kontaktfläche etwa $500 \mu m^2$ beträgt. Dieses Ergebnis konnte quantitativ bestätigt werden. Denn die experimentelle Bestimmung der Kapazität der Photodioden, hergestellt nach dem hier präsentierten Design, ergab Kapazitätswerte der Photodiode, die sehr nahe an den theoretisch erwarteten Kapazitätswerten lagen [93].

3 Instrumentarisierung

Inhalt dieses Kapitels ist der experimentelle Aufbau zur optischen Spektroskopie an einzelnen Quantenpunkten. Weiterhin sollen hier verschiedene für die Arbeit verwendete *SiGe*-Endstufen in HBT- bzw. CMOS-Ausführung diskutiert werden. Es werden die experimentellen Zugänge zur Messung sowie der Manipulation der optoelektronischen Phase eines neutralen Exzitons erläutert. Weiterhin erfolgt in diesem Kapitel eine Beschreibung des experimentellen Setups zur Zustandspräparation eines neutralen Exzitons mittels elektrisch gechirpter Übergänge.

Die Struktur des Kapitels beinhaltet zunächst eine konzeptionelle Beschreibung des gesamten optischen Systems. Im Weiteren wird auf die jeweiligen Systemeinheiten im Detail eingegangen und die spezifischen Charakteristika des Setups diskutiert. Es wird auf das im Rahmen dieser Arbeit realisierte, Fabry-Perot Interferometer ausführlich eingegangen. Weiterhin folgt die Beschreibung zu den verwendeten elektronischen BiCMOS-Chips auf *SiGe*-Basis. Die letzten Abschnitte dieses Kapitels behandeln die experimentelle Instrumentarisierung, welche in den zentralen Untersuchungen zur Phasenkontrolle sowie der elektrisch induzierten gechirpten Anregung des Exzitons verwendet wurde. Dabei werden Aspekte zur Photostromdetektion sowie zur Chip-Integration zwischen dem *SiGe*-Chip sowie Quantenpunkt-Photodiode diskutiert.

Das Kapitel startet mit einer Gesamtübersicht in den Experimenten verwendeter Komponenten.

3.1 Übersicht des experimentellen Aufbaus

Die Basis des experimentellen Aufbaus stellt der Tieftemperatur-Probenstab (optisches System auf unendlich korrigiert) dar, bei dem die optischen Pfade in Rückstreuengeometrie realisiert sind. Der Probenstab befindet sich in einer kryogenen Kanne, welche mit flüssigen Helium gefüllt ist und somit Temperaturen bis auf 4.2 K ermöglicht. Entsprechend der systemangepassten Anwendung sind die fünf wesentlichen Systemeinheiten (optische Anregungseinheit sowie Anregungspräparation, elektrische Beschaltung, kryogenes Mikroskop und Detektion-Einheit) modular gehalten. Der experimentelle Aufbau für die kohärente optoelektronische Experimente ist schematisch in der nachfolgenden Abbildung 3.1 skizziert.

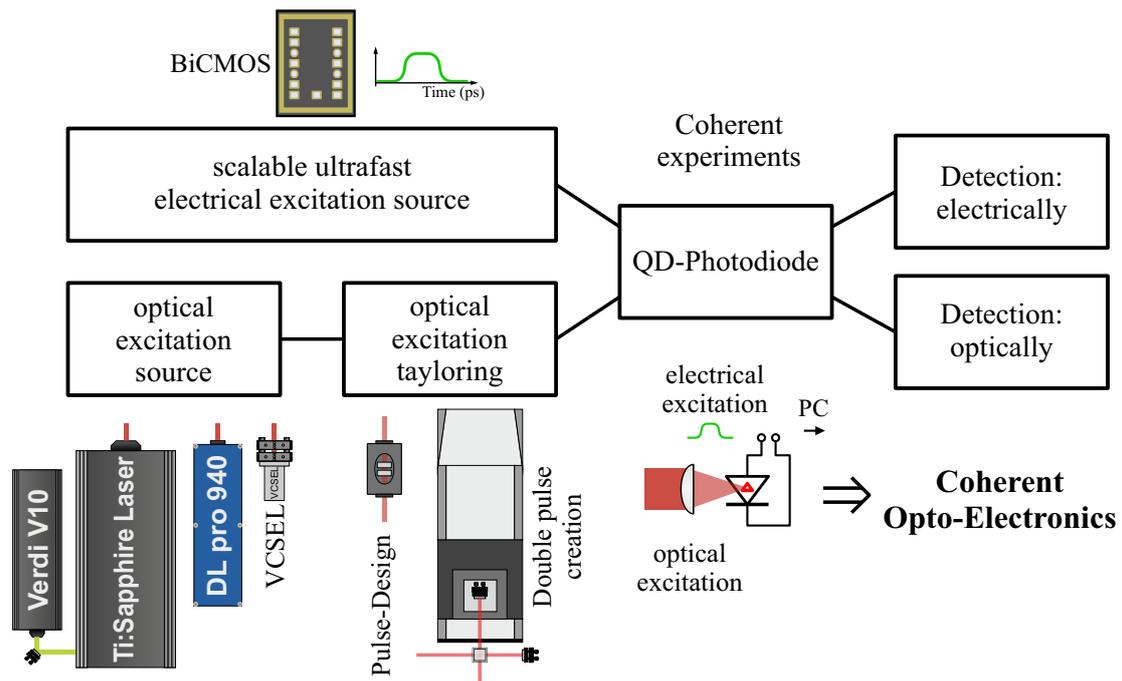


Abb. 3.1: Schematische Skizze der experimentellen Instrumentarisierung zur kohärenten Spektroskopie an Quantenpunkten. Es sind einzelne Blöcke dargestellt bestehend aus optischer und elektrischer Anregungsquelle, optischer Anregungspräparation und der Quantenpunkt Photodiode.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des verwendeten experimentellen Setups dargestellt. Dabei wird auf die spezifischen Eigenschaften der Komponenten näher eingegangen.

3.1.1 Optische Anregungseinheiten

Die Anregungseinheit wird durch mehrere Lasersysteme, welche je nach den Anforderungen der experimentellen Untersuchungen selektiv in den Strahlengang eingekoppelt werden können, repräsentiert. Es wird zunächst zwischen zwei Anregungsarten unterschieden: *Überbandanregung* und *resonanter Anregung* der Quantenpunkt Photodioden.

Laser für die Überbandanregung:

Für die Überbandanregung des Quantensystems stehen zwei Laserquellen zur Verfügung. Eine tabellarische Übersicht der Laserparameter ist in der nachfolgenden Tabelle dargestellt.

3 Instrumentarisierung

Laser-Typ:	Emissions-Wellenlänge:	Leistung:	Typen-Bezeichnung:
HeNe	632 nm	5 mW	Spectra-Physics Model 117A
VCSEL	670 nm	0.5 mW	Laserdiode: PS67-F1P0U

Tab. 3.1: Tabellarische Übersicht verwendeter Laser bei Experimenten mit Überbandanregung.

Hierbei wurde das Lasersystem “HeNe” in dem intensitätsstabilisierten Modus betrieben. Der “VCSEL” Laser besteht aus einer Laserdiode welche von einer geregelten Konstantstromquelle versorgt wird und mit einer Sammellinse kollimiert wird. Beide Geräte haben einen vergleichbaren Laserstrahl-Durchmesser von etwa 1 mm.

Laser für die resonante Anregung:

Bei der resonanter Anregung wird zwischen zwei Modis unterschieden: gepulst resonante und Dauerstrich resonante Anregung. In der nachfolgenden Tabelle werden die Laser, welche zur resonanten Anregung verwendet wurden, zusammenfassend dargestellt.

Laser-Typ:	Emissions-Wellenlänge:	Leistung:	Betriebsart:	Typen-Bezeichnung:
DL Pro 940	910-985 nm	30-80 mW	Dauerstrich	DL pro 940
Mira	700-980 nm	$\approx 1 W$	Dauerstrich, gepulst $\approx 3 ps$	Mira Model 900-D

Tab. 3.2: Tabellarische Übersicht verwendeter Laser bei Experimenten mit resonanter Anregung.

Der Laser “DL Pro 940” ist ein Dauerstrich-Diodenlaser mit einem externen Resonator in Littrow Anordnung und emittiert in der Grundmode TEM_{00} . Die maximale abgegebene Leistung beträgt 80 mW. Die Linienbreite der Emission beträgt typischerweise bei 5 μs Integrationszeit 100 kHz und entspricht $< 1 neV$ in Energie. Sie liegt somit mehr als drei Größenordnungen unter der typischen Linienbreite des neutralen Exzitons.

Die Emission lässt sich über einen Verstellbereich von 910 – 985 nm abstimmen, dabei gestaltet sich der Betrieb in den spektralen Randbereichen als herausfordernd, da Kompromisse zwischen Feintuning-Bereich, Stabilität und Leistung geschlossen werden müssen. Der Laser kann Modensprungfrei über einen Frequenzbereich von 30 – 50 GHz ($\approx 0.1 - 0.2 meV$) abgestimmt werden. Dieser Laser wird hauptsächlich zur resonanten Grundzustands-Anregung der Quantenpunkte eingesetzt. Dabei ist die sehr schmale Linienbreite des Lasers für die resonante Photostromspektroskopie entscheidend und erlaubt in Kombination mit der hochauflösenden Photostrom Spektroskopie die Vermessung der natürlichen Linienbreite der einzelnen Zustände der Quantenpunkte.

Der Laser “Mira” ist ein Festkörperlaser auf Basis eines mit Titan dotierten Aluminiumoxid (Korund, Al_2O_3) Kristalls, welcher auch die Bezeichnung Titan-Saphir (Ti:Sa)

3 Instrumentarisierung

trägt. Hierbei handelt es sich um einen optisch gepumpten Laser mit einer sehr großen Verstärkungsbandbreite (700 – 980 nm). Der Ti:Sa-Laser wird von einem Verdi V10 (Diodegepumpter $Nd : YVO_4$ Ring-Laser) gepumpt, welcher hinsichtlich des Modenprofils sowie der Frequenz- und Leistungs-Stabilität eine sehr robuste Pump-Quelle bei einer Wellenlänge von 532 nm sowie einer Leistung von 10 W darstellt.

Der Ti:Sa-Laser kann sowohl im Dauerstrich- als auch im Gepulsten-Modus betrieben werden. Für den gepulsten Betrieb des Gerätes wird das Prinzip der Modenkopplung genutzt. Hierbei kommt die große Verstärkungsbandbreite zur Geltung und erlaubt eine hohe Modenanzahl zu koppeln, was insbesondere bei Modengekoppelten-Betrieb wichtig ist. Die Modenkopplung basiert dabei auf dem optischen Kerr-Effekt und wird als Kerr-Lense Mode-locking (KLM) bezeichnet. Hierbei ist der Laser-Resonator so gestaltet, dass dieser sehr empfindlich auf die räumliche Strahl-Änderung reagiert. Insbesondere wird der gepulste Betrieb durch Selbstfokussierung, aufgrund des optischen Kerr-Effekts hervorgerufen im Ti:Sa-Kristall, gegenüber dem Dauerstrich-Betrieb bevorzugt. Die Selbstfokussierung in dem Ti:Sa-Kristall ergibt weiterhin einen höheren Überlapp zwischen dem gepumpten Verstärkungs-Profil und der Resonatormode, was zu einer höheren Resonator-Umlauf Verstärkung führt. Zusätzlich befindet sich in dem Resonator ein einstellbarer Spalt, dessen räumliche Position sich exakt an der Stelle befindet, wo die Strahldurchmesser-Differenz zwischen dem Modengekoppelten und dem Dauerstrich-Strahlprofil seinen maximalen Wert besitzt. Dadurch ergibt eine reduzierte Spaltbreite einen höheren Verlust für den Dauerstrich-Strahl, beeinträchtigt jedoch im Idealfall den Modengekoppelten Strahl nicht.

Der Laser-Resonator enthält ein Gires-Tournois Interferometer (GTI) als ein Endspiegel. Dieser liefert die erforderliche Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD), wobei der exakte Wert im Servo-Regelkreis, als β -Lock bezeichnet, eingestellt wird. Weiterhin befindet sich im Resonator ein Lyot-Filter, dieser erlaubt eine kontinuierliche Abstimmung der Zentral-Energie des Lasers.

Insgesamt liefert der Laser Pikosekundenpulse mit einer Dauer von etwa 3 ps (mit einer geringfügigen Abstim-Möglichkeit) in dem Wellenlängen-Bereich von 900 – 980 nm (bei der Nutzung des LW-Optik-Sets) mit einer Wiederholrate von 80 MHz. An dem Gehäuse des Geräts befindet sich ein elektrischer Ausgang (BNC-Buchse) welche mit einer internen Photodiode verbunden ist. Dadurch liefert der Laser zu jedem optischen Puls einen elektrischen Trigger Puls. Die Laser-Strahlung ist horizontal polarisiert und besitzt ein Gaußsches Profil (TEM_{00}) mit einem Strahldurchmesser von 0.8 mm¹.

3.1.2 Spektrometer

Das Spektrometer wurde zum einen zur Detektion von emittierter Strahlung der QD-Photodiode wie z.B. Photolumineszenz, sowie zur Kontrolle der Emissionswellenlänge der Laser und zur Grobabstimmung der relativen energetischen Positionen zwischen dem Quantenpunkt Exziton und dem Laser eingesetzt.

Das Spektrometer besteht aus zwei Einheiten: einem Gitterspektrographen der Firma

¹1/e²-Durchmesser

3 Instrumentarisierung

Princeton Instruments mit der Bezeichnung SpectraPro 500i (SN: 500348), sowie aus einer Si-CCD-Kamera des gleichen Herstellers mit der Model-ID: PYL100BR-NS-SM-Q-F-S (SN: 10249715).

Der Gitterspektrograph wird in der Czerny-Turner-Anordnung betrieben. Die Brennweite der asphärischen Spiegel beträgt 500 mm , die Blendenzahl ist 6.5, somit ergibt sich für die numerische Apertur des Geräts ein Wert von 0.077[24]. Als dispergierendes Element stehen zwei verschiedene Gitter mit den Gitterzahlen: 1200 mm^{-1} (Blaze-Winkel für 750 nm), 150 mm^{-1} (Blaze-Winkel für 1500 nm) zur Verfügung. Durch das Drehen des dispergierenden Elements mittels eines Schrittmotors kann die Zentral-Wellenlänge des Gitterspektrographen eingestellt werden. Dies erfolgt automatisiert über die Spektrographen-Software. Das Gerät ist mittels einer RS232-Schnittstelle mit dem Messrechner verbunden und erlaubt somit eine Durchführung vollautomatisierter Messroutinen.

Die Si-CCD-Kamera hat einen Chip mit einer Pixel-Anzahl von 1340×100 Pixeln bei einer Größe von $20 \times 20\ \mu\text{m}^2$. Der CCD-Chip kann mit flüssigem Stickstoff sowie einem Heizelement auf eine einstellbare Temperatur zwischen $-80\text{ }^\circ\text{C}$ und $-120\text{ }^\circ\text{C}$ geregelt werden, wobei der typische Dunkelstrom bei $-120\text{ }^\circ\text{C}$ $0.3\text{ Elektronen/Pixel/Stunde}$ beträgt. Die Quanteneffizienz des Detektors beträgt zwischen 90% bei 900 nm bzw. 65% bei 950 nm . Das Gerät ist über die Ethernet-Schnittstelle mit dem Messrechner verbunden.

Die spektrale Auflösung für das Gitter mit der Strichzahl 1200 mm^{-1} bei 925 nm und einer Spalt-Breite von $10\ \mu\text{m}$ beträgt nach Herstellerangabe[24] 0.10 nm ($150\ \mu\text{eV}$). Dadurch lassen sich sehr gut die verschiedenen Ladungs-Zustände des Exzitons sowie Biexzitons identifizieren. Die Feinstrukturaufspaltung des neutralen Exzitons lässt sich jedoch mit dem Spektrometer nicht auflösen, da diese typisch im Bereich von $10\ \mu\text{eV}$ und etwas größer ist [52, 63].

Die spektrale Auflösung von 0.1 nm erscheint nach der ersten Abschätzung zu gering zu sein. Es gilt allgemein für das Auflösungsvermögen eines Gitters $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = n \cdot N = n \cdot g \cdot w$, wobei n die Beugungsordnung, g die Anzahl von Strichen pro mm und w die Breite ausgeleuchteter Striche sei. Durch Einsetzen der Spektrometerparameter $n = 1$, $g = 1200\text{ mm}^{-1}$ sowie $w = 68\text{ mm}$ ergibt sich für das Auflösungsvermögen $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 81600$, somit liefert die Abschätzung für die Wellenlänge $\lambda = 925\text{ nm}$ eine spektrale Auflösung von 0.011 nm , einen rund 10 mal geringeren Wert als experimentell beobachtet. Dies liegt vor allem daran dass die letzte Abschätzung den Detektionsprozess mittels CCD-Chip's nicht berücksichtigt. Hierbei müssen die Effekte von der Eintritts-Spaltbreite, Pixel-Größe und Anzahl sowie linearer Dispersion des Gitters berücksichtigt werden. Unter der Berücksichtigung dieser Parameter erhält man einen Wert, der sehr nahe an dem vom Hersteller angegeben liegt (die lineare Dispersion des Gitters beträgt $\frac{d\lambda}{dx} = 1.224\ \frac{\text{nm}}{\text{mm}}$, mindestens 3 Pixel pro FWHM, 1340 Pixel mit einer Größe von $20\ \mu\text{m}$ pro Pixel liefern für die spektrale Auflösung einen Wert von $\Delta\lambda = 0.073\text{ nm}$).

3.2 Fabry-Perot Interferometer

In diesem Abschnitt wird das im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit Herrn Professor Dr. Artur Zrenner realisierte Fabry-Perot-Interferometer vorgestellt. Aufgrund der speziellen Eigenschaften des Geräts eignet es sich allgemein für die Experimente an einzelnen Quantenpunkten, wobei hier der freie Spektralbereich $\Delta\nu_{FSR}$ sowie die Finesse \mathcal{F} eine wichtige Rolle spielen.

Der $\Delta\nu_{FSR}$ des realisierten Interferometers lässt sich quasi-kontinuierlich abstimmen, so dass Frequenz-Werte von $\Delta\nu_{FSR} \approx 0.3627$ THz bzw. 1.5 meV (Spiegelabstand $d = 413$ μm) bis $\Delta\nu_{FSR} \approx 36.27$ THz bzw. 150 meV (Spiegelabstand $d = 4.13$ μm) erreicht werden können. In Kombination mit der Finesse des Interferometers, welche typischerweise bei $\mathcal{F} \approx 100$ liegt, ergibt sich ein abstimmbarer Frequenzbereich der vom Gerät transmittierten Linien von $\Delta\nu_{FSR} \approx 3.627$ GHz bzw. 15 μeV bis $\Delta\nu_{FSR} \approx 362.7$ GHz bzw. 1.50 meV. Diese Energie-Bereiche stimmen sowohl mit den in den Quantenpunkten typischen Energie-Abständen einzelner Zustände, als auch mit dessen typischen Linienbreiten gut überein, so dass mit dem Gerät eine spektrale Präparation der Laserstrahlung passend zu den Zuständen des Quantenpunkts erfolgen kann. Dieser Sachverhalt war die treibende Kraft für die Realisierung des Fabry-Perot Interferometers.

Zunächst erfolgt eine Diskussion wichtiger theoretischer Zusammenhänge. Anschließend wird das umgesetzte Fabry-Perot Interferometer beschrieben und Charakterisiert. Der letzte Abschnitt behandelt die theoretischen Aspekte hinsichtlich der Eignung des Geräts zur Präparation von ps-Pulsen.

3.2.1 Theoretische Aspekte zu Fabry-Perot-Interferometern

Das Fabry-Perot Interferometer findet eine sehr breite Anwendung in vielen Bereichen angefangen bei den Laser Resonatoren bis hin zu Spektrometern sowie spektralen Filtern. Das Interferometer bzw. Etalon wurde 1899 von Charles Fabry und Alfred Perot zunächst beschrieben [31]. Das Gerät basiert auf der Vielstrahl-Interferenz wobei im Falle eines Fabry-Perot Interferometers zwei hinsichtlich des Abstandes d einstellbare Spiegel M_1 und M_2 verwendet werden. Der Strahlenverlauf im Gerät ist nahezu parallel zu der Oberflächennormalen der Spiegel. Die nachfolgende Abbildung stellt schematisch den Aufbau sowie den Strahlenverlauf in einem Fabry-Perot Interferometer dar.

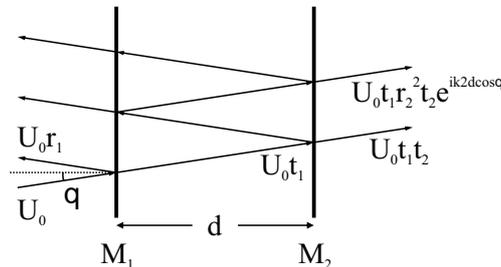


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des Strahlenverlaufs in einem Fabry-Perot Interferometer. Der Einfallswinkel θ der Strahlung wurde zur besseren Darstellung besonders groß gewählt.

3 Instrumentarisierung

Hierbei wurde ein leicht schräger Strahlverlauf mit dem Winkel θ betrachtet, damit eine Übersicht wesentlicher Parameter gewährleistet ist. Aufgrund trigonometrischer Überlegungen kann der Phasenfaktor δ zwischen den benachbarten Strahlen bestimmt werden zu $\delta = k2d \cos \theta$.

Wird die gesamte transmittierte Amplitude betrachtet, so muss eine unendliche Summe über einzelne transmittierte Teilstrahlen gebildet werden. Dabei findet eine Interferenz zwischen den Teilstrahlen, abhängig von dem Winkel θ bzw. des Abstandes d falls der Winkel θ null Grad beträgt und konstant bleibt. Für die gesamte transmittierte Amplitude lässt sich folgender Ausdruck finden:

$$\frac{I_{trans}}{I_{max}} = \frac{1}{1 + (4\mathcal{F}^2/\pi^2) \sin^2(\delta/2)} \quad (3.1)$$

Mit der Finesse $\mathcal{F} = \pi\sqrt{R}/(1 - R)$, dem Phasenfaktor $\delta = k2d \cos \theta$ sowie I_{max} als maximal transmittierten Intensität. Es finden sich in der Literatur auch Angaben mit der Definition des F-Parameter's $F = 4R/(1 - R)^2$ [13]. Diese Definition unterscheidet sich von der Finesse \mathcal{F} und sollte mit dieser nicht verwechselt werden.

Die Finesse \mathcal{F} wird in der idealen oben gemachten Betrachtung als Reflektivitäts-Finesse bezeichnet und nimmt eine zentrale Bedeutung bei der Definition der Qualität der Interferenz Struktur des Geräts ein. Die Finesse kann als der Quotient aus dem spektralen Abstand der Interferenz-Peaks zur spektralen Breite eines Interferenz-Peaks verstanden werden.

$$\mathcal{F} = \frac{\text{spektraler Abstand der Peaks}}{\text{FWHM des Peaks}} = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\delta\nu} \quad (3.2)$$

Dabei kann für eine reales Interferometer eine gesamt Finesse \mathcal{F}_{eff} definiert werden, welche sich aus der Reflektivitäts-Finesse \mathcal{F}_R , der Planität-Finesse \mathcal{F}_F und der Einstellgenauigkeit-Finesse \mathcal{F}_A zusammensetzt.

- Die Finesse \mathcal{F}_R ist komplett durch die Reflektivität der Spiegel gegeben, wobei die obige Definition der Finesse hier gilt.

$$\mathcal{F}_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{(1 - R)} \quad (3.3)$$

- Die Planität-Finesse \mathcal{F}_F ist durch den Umstand definiert, dass bei der Vielstrahlinterferenz die einzelnen Strahlen auf den Spiegeln aufgrund in der Realität gegebener Unebenheit der Spiegel einen Phasenunterschied erfahren können und somit die Interferenzbedingung verändert wird. Dadurch wird die Finesse vermindert (siehe [72]). Es lässt sich für die Planität-Finesse hierbei definieren [20]:

$$\mathcal{F}_F = \frac{N}{2} \quad (3.4)$$

Dabei stellt N die Oberflächengenauigkeit einer ebenen Fläche bzw. die Planität-Genauigkeit des Spiegels dar. Wenn also die Spiegel mit einer Genauigkeit von $\frac{\lambda}{10}$ vorliegen, beträgt $N = 10$. Dabei sollte beachtet werden, dass N von der Wellenlänge der Strahlung abhängig ist.

3 Instrumentarisierung

- Die Einstellgenauigkeit-Finesse \mathcal{F}_A ist dadurch definiert, wie genau die Platten zueinander ausgerichtet werden können. Dabei ist die Positioniergenauigkeit der Spiegel zueinander entscheidend. Diese ist zu \mathcal{F}_F analog definiert und es gilt:

$$\mathcal{F}_A \approx \frac{\lambda}{2\Delta h} \quad (3.5)$$

Wobei Δh die Einstellgenauigkeit der Spiegel ist. Erfolgt die Spiegelpositionierung sehr genau, so erreicht diese Finesse sehr hohe Werte.

Damit gilt für die Gesamtfinesse des Interferometers der Ausdruck [23]:

$$\mathcal{F}_{eff}^{-1} = \mathcal{F}_R^{-1} + \mathcal{F}_F^{-1} + \mathcal{F}_A^{-1} \quad (3.6)$$

Die Gesamtfinesse wird somit durch die niedrigste Finesse bestimmt. Um hohe \mathcal{F}_{eff} zu erreichen, müssen alle Finesse-Beiträge hohe Werte besitzen.

Weiterhin lässt sich der freie Spektralbereich des Interferometers ausdrücken durch:

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{n2d \cos \theta} \quad (3.7)$$

Zusammen mit der Definition der Finesse lässt sich die spektrale Halbwertsbreite der transmittierten Strahlung $\delta\nu$ ausdrücken durch:

$$\delta\nu = \frac{c}{n2d \cos \theta} \cdot \frac{1}{\mathcal{F}} \quad (3.8)$$

Weiterhin lässt sich der Kontrast der Interferenz-Struktur \mathcal{C} , welcher das Verhältnis der Strahlung konstruktiver zur destruktiver Interferenz angibt, mittels der Finesse ausdrücken zu [13]:

$$\mathcal{C} = 1 + \frac{4\mathcal{F}^2}{\pi^2} \quad (3.9)$$

3.2.2 Technologische Aspekte zum realisierten Fabry-Perot-Interferometer

Das realisierte Fabry-Perot Interferometer besteht aus zwei planparallelen dielektrisch beschichteten Spiegeln, welche beim Hersteller „Layertec“ bezogen wurden (Auskoppelspiegel 100449) [57]. Die Spiegel mit dem Durchmesser von 12.7 mm und der Dicke von 6.35 mm weisen eine einseitig hohe Reflektivität auf, die bei $R_{HR} = 98 \pm 1 \%$ liegt [55], die andere Spiegelseite ist mit einer Antireflexionsschicht beschichtet, mit einer Reflektivität von $R_{AR} < 0.6 \%$ [56]. Die breitbandige Beschichtung der beider Spiegelseiten eignet sich für den Wellenlängenbereich von $\lambda = 680 - 1100 \text{ nm}$ bei senkrechtem Strahlungseinfall auf die Spiegeloberfläche. Zusätzlich sind die Spiegel GDD (Group Delay Dispersion) korrigiert, so dass bei 935 nm die zweite Ableitung der spektralen Phase $D_2(\omega) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} \approx 0 \text{ fs}^2$ beträgt [58]. Die Planität-Genauigkeit der Spiegeloberfläche beträgt $\frac{\lambda}{10}$ bei $\lambda = 546 \text{ nm}$ (wobei der Hersteller standardmäßig kein Interferogramm für diese Spiegel liefert, so dass der genauere Wert der Planität nicht exakt bekannt ist).

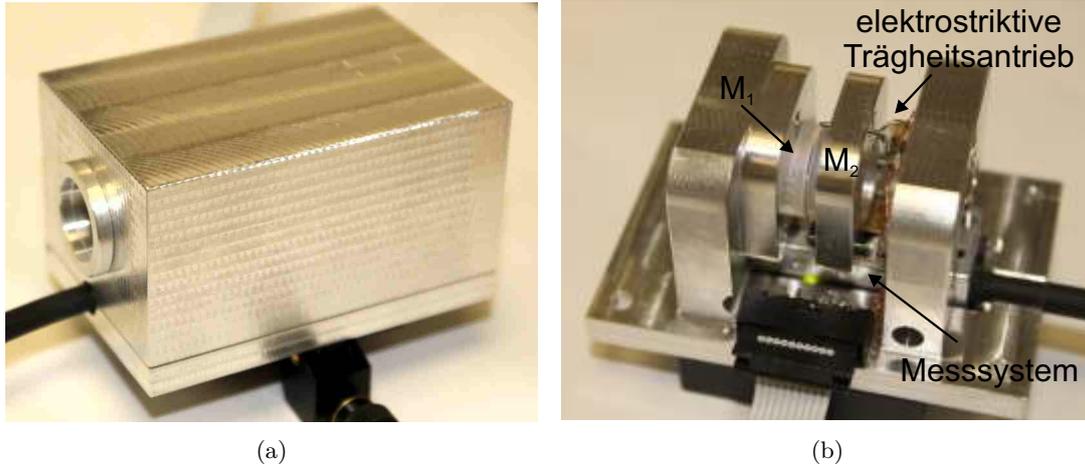


Abb. 3.3: Fotografische Aufnahmen des realisierten Fabry-Perot Interferometers: Interferometer mit Abdeck-Gehäuse (a), sowie ohne Abdeckung mit einzelnen gerätespezifischen Baugruppen (b).

Das Interferometer wurde mit einem CAD-Programm entworfen. Die mechanischen Komponenten wurden in der feinmechanischen Werkstatt der Universität Paderborn gefertigt. Das fertig aufgebaute Gerät mit der Größe von $60 \times 40 \times 35 \text{ mm}$ hat ein Gesamtgewicht von etwa $m_{ges} \approx 150 \text{ g}$. Eine fotografische Aufnahme des fertigen Interferometers ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Das Interferometer wird in Transmission betrieben, wobei der Eintrittsspiegel fix mit dem Gehäuse des Geräts verbunden ist. Der zweite Spiegel ist mittels mehrerer elektrostriktiver Trägheitsantriebe relativ zu dem ersten Spiegel positionierbar.

Die Bestimmung des Spiegelabstandes d erfolgt über ein Inkremental-Messsystem, welches die Position des beweglichen Spiegels ermittelt. Das Messsystem stammt von dem Hersteller „Renishaw“ und besteht aus einem Abtastkopf, einem Maßband und einem digitalen Interpolator (Messkopf: „T1000-30A“, Maßband: „A-9420-0010“ und Interpolator: „TI20KDA08A“) [85]. Insgesamt bietet das Messsystem eine Bestimmung des Spiegel-Abstandes bei einer sehr hohen Auflösung von 1 nm .

Durch den elektrostriktiven Trägheitsantrieb kann sowohl der Spiegelabstand, als auch die relative Verkipfung der Spiegel zueinander sehr genau eingestellt werden. Der Spiegel-Antrieb kann in zwei Modi betrieben werden: im Piezo-Trägheits Modus sowie im elektrostatischen Modus. Für die Einstellung des Spiegelabstandes d wird der erste Modus benutzt. Danach wird das Gerät im elektrostatischen Betrieb verwendet (hierbei handelt es sich um reinen elektrostriktiven Antrieb). Dabei kann in diesem Betrieb eine sehr feine Abstimmung über den freien spektralen Bereich $\delta\nu_{FSR}$ des Interferometers durchgeführt werden. Die Positioniergenauigkeit befindet sich im nm -Bereich, wodurch die Einstellgenauigkeit-Finesse \mathcal{F}_A des Interferometers sehr hohe Werte erreicht (siehe Gleichung 3.5).

Somit beträgt die Reflektivität-Finesse $\mathcal{F}_R \approx 156$, die Planität-Finesse, mit dem von dem Hersteller angegebenen Wert der Planität, $\mathcal{F}_F \approx 9$ und die Einstellgenauigkeit-

3 Instrumentarisierung

Finesse $\mathcal{F}_A \approx 400$. Damit ergibt sich für die Gesamtfinesse des Interferometers rechnerisch $\mathcal{F}_{eff} \approx 8$, wobei diese maßgebend durch die Planität-Finesse der verwendeten dielektrischen Spiegel limitiert wird.

Die experimentelle Bestimmung der Finesse erfolgte anhand der Transmission des Untergrundes eines Diodenlasers. Dafür wurde der Laser DL Pro 940 verwendet. Zur Detektion wurde die Strahlung zum Spektrometer geleitet. Dabei wurden Fabry-Perot Interferenzen für verschiedene Spiegelabstände d des Interferometers aufgenommen. Eine Auswahl der Daten ist in der folgenden Abbildung 3.4 dargestellt.

In dem Diagramm können verschiedene Interferenzordnungen der Strahlung beobachtet werden. Im Falle der konstruktiven Interferenz erscheinen in der Transmissionsrichtung des Interferometers Interferenzmaxima. In den dazwischenliegenden Bereichen kommt es zu einer destruktiven Interferenz und die Strahlung löscht sich aus. Der Abstand der Interferenzmaxima stimmt in hervorragender Weise mit den theoretischen erwarteten Werten nach Gleichung 3.7 überein. Der Verlauf der abnehmenden Intensität der Interferenzmaxima bei niedrigen Wellenlängen basiert auf dem abnehmenden Untergrundverlauf des Lasers. Das Lasermaximum befindet sich hierbei bei $\lambda_L = 952.60 \text{ nm}$.

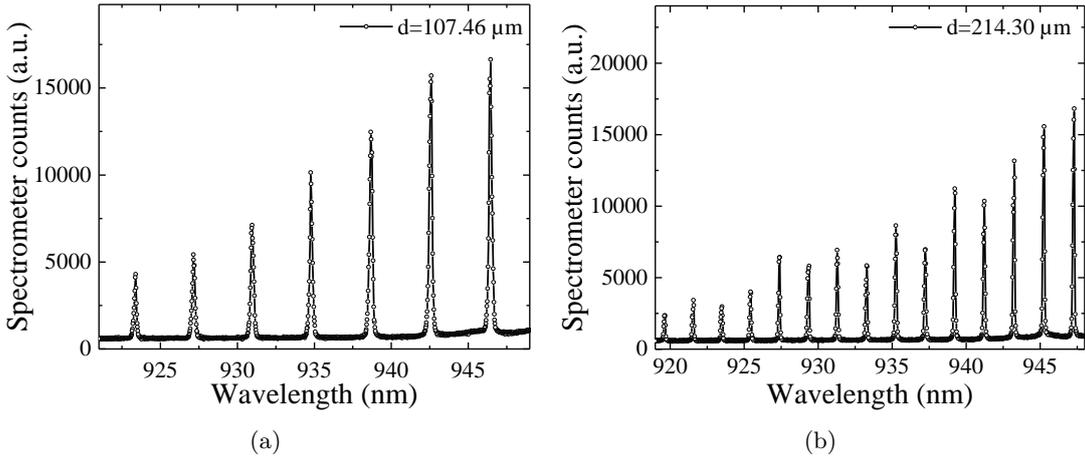


Abb. 3.4: Spektrum des Laseruntergrundes (DL Pro 940, Zentralwellenlänge des Lasers $\lambda_0 = 952.6 \text{ nm}$) in Transmission durch Fabry-Perot Interferometer bei verschiedenen Spiegelabständen (a) $d = 107.46 \text{ }\mu\text{m}$, (b) $d = 214.30 \text{ }\mu\text{m}$.

Bei großen Spiegelabständen ist die Bestimmung der Finesse des Interferometers aufgrund einer limitierten Spektrometerauflösung fehlerhaft, somit wurde die Finesse für das Gerät bei einem kleinen Spiegelabstand bestimmt. Der ermittelte Wert beträgt dabei $\mathcal{F}_{eff}^{exp} \approx 53.5 \pm 5.5$. Dieser wurde bei einem Spiegelabstand von $d = 37.5 \text{ }\mu\text{m}$ bestimmt (siehe Abbildung 3.5).

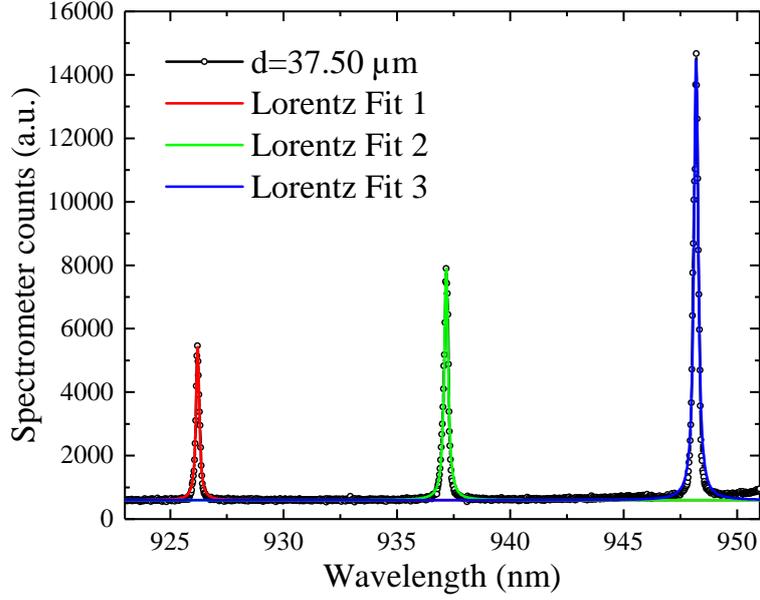


Abb. 3.5: Spektrum des Laseruntergrundes in Transmission durch Fabry-Perot Interferometer zur Bestimmung der Finesse. Der Spiegelabstand des Interferometers beträgt $d = 37.5 \mu\text{m}$.

Insgesamt wird eine starke Abweichung von dem theoretisch erwarteten Finesse-Wert von $\mathcal{F}_{eff}^{theo} \approx 8$ beobachtet. Diese Abweichung mündet auf der Planität der Interferometerspiegel. Die vom Hersteller angegebene Planität sollte als ein Grenzwert verstanden werden und gilt für die gesamte optische Fläche, welche hier etwa 10 mm Durchmesser beträgt. Im Experiment wird jedoch nur ein kleiner Bereich des Spiegels der Laserstrahlung ausgesetzt (einige mm im Durchmesser), so dass auf einer kleineren Skala die Planität der Spiegel gewiss höher ist. Letztlich kann mittels der Gleichung 3.4 bzw. 3.6 die Planität des Spiegels aus dem experimentell ermittelter Finesse zu $\Delta h \approx 46 \pm 5 \text{ \AA}$ bestimmt werden. Dieser Wert erscheint konform mit einer erwarteten Rauigkeit des optischen Elements nach der Politur.

Zur Verstellung des freien Spektralbereichs $\Delta\nu_{FSR}$ ist ein konstanter, von der Interferenzordnung m unabhängiger Verstellabstand des Spiegels Δd_{FSR} erforderlich:

$$m_0 = \frac{2d}{\lambda} \Rightarrow \frac{\partial m_0}{\partial d} = \frac{2}{\lambda_0} \quad (3.10)$$

Für eine Änderung der Interferenzordnung m um 1, was spektral gesehen dem $\Delta\nu_{FSR}$ entspricht, ist eine Längenänderung des Interferometers von $\Delta d_{FSR} = \frac{\lambda_0}{2}$ notwendig. Das Interferometer wird hauptsächlich bei der Wellenlänge von 930 nm betrieben, somit beträgt die erforderliche Längenänderung $\Delta d_{FSR} = 465 \text{ nm}$ für eine Verstimmung über $\Delta\nu_{FSR}$. Hierbei ist es wichtig zu unterstreichen, dass dieser Wert unabhängig von dem nominellen Spiegelabstand d ist.

Die in dem Gerät verbauten Piezos können eine spannungsabhängige Ausdehnung von bis zu $1.6 \mu\text{m}$ bei einer Spannung von 80 V mit einer Auflösung von 16-Bit realisie-

ren, somit können mit dem Gerät in dem elektroristiktiven Betriebsmodus bis zu drei Interferenzordnungen mit einer Auflösung von weit unter 1 *nm* abgestimmt werden.

3.2.3 Fabry-Perot Interferometer als Puls-Stretcher

Das Fabry-Perot Interferometer wurde zur Puls-Präparation bei Experimenten zu Rabi-Oszillationen (siehe Kapitel 6) sowie elektrisch induzierte RAP (siehe Kapitel 8) eingesetzt. Dabei konnten die von dem Laser ausgehenden Pulse von etwa 3.5 *ps* auf Pulsdauern von bis zu 50 *ps* erhöht werden. Das Prinzip dahinter ist in der Literatur weit verbreitet und findet seit längerem auch eine Anwendung [64, 17, 96, 86].

Die spektrale und zeitliche Antwort des Fabry-Perot Interferometer Systems können mittels einer Transfer-Funktion beschrieben werden. Dabei kann die Fourier-Transformierte eines Fabry-Perot Impulses im Frequenzraum angegeben werden durch [74]:

$$H(\omega) = (1 - R) \sum_{m=0}^{\infty} R^m \exp(-i\omega m \Delta\tau) \quad (3.11)$$

Dabei ist R die Reflektivität der Spiegel, ω die Kreisfrequenz der Strahlung und $\Delta\tau = \frac{2d}{c}$ die Zeit für einen Rundlauf des Strahls zwischen den Spiegeln.

Weiterhin wird die zeitliche Form des Impulses durch ein Zeit-veränderliches Signal definiert, hierfür wird aus experimentellen Gründen ein Gaus-Förmiger Puls angenommen:

$$a(t) = e^{-i\omega_0 t} \cdot e^{-2 \ln(2) \cdot (t/w)^2} \quad (3.12)$$

Hierbei ist w die FWHM Breite des Gausß'schen Pulses. Somit kann der zeitliche Verlauf der Intensität für die Antwort des FPI Systems berechnet werden zu:

$$I(t) = F[H(\omega) \cdot F[a(t)]](F[H(\omega) \cdot F[a(t)]])^* \quad (3.13)$$

Dabei ist $F[a(t)]$ die Fourier-Transformierte des zeitlichen Verlaufs des Eingangspulses. Insgesamt ergibt sich folgende zu berechnende Funktion:

$$I(t) = (1 - R)^2 \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} R^m \exp(-i\omega m \Delta\tau) e^{-i\omega_0(t-m\Delta\tau)} \cdot e^{-2 \ln(2) \cdot ((t-m\Delta\tau)/w)^2} \right\} \times \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} R^m \exp(-i\omega m \Delta\tau) e^{-i\omega_0(t-m\Delta\tau)} \cdot e^{-2 \ln(2) \cdot ((t-m\Delta\tau)/w)^2} \right\}^* \quad (3.14)$$

Für weitere Berechnungen wurde für die Reflektivität der Spiegel ein Wert von $R = 0.945$ angenommen. Dieser wurde aus der experimentell ermittelten Effektiv-Finesse des FPI bestimmt. Die Summe wurde aus Gründen der Rechenzeit bis zur 100-ten Ordnung (m) berechnet, wobei sich eine schnelle Konvergenz der Funktion zeigte (diese sollte an die Finesse des Geräts angepasst sein, denn diese bestimmt im Mittel die Anzahl der Strahldurchläufe in dem Interferometer).

Für verschiedene Spiegelabstände des Interferometers d wurde der zeitliche Verlauf der Intensität der Ausgangsantwort des Systems numerisch ermittelt. Für die zeitliche Breite

des FWHM des Eingangspulses wurde den experimentellen Gegebenheiten entsprechend ein Wert von $w = 3.5 \text{ ps}$ angenommen.

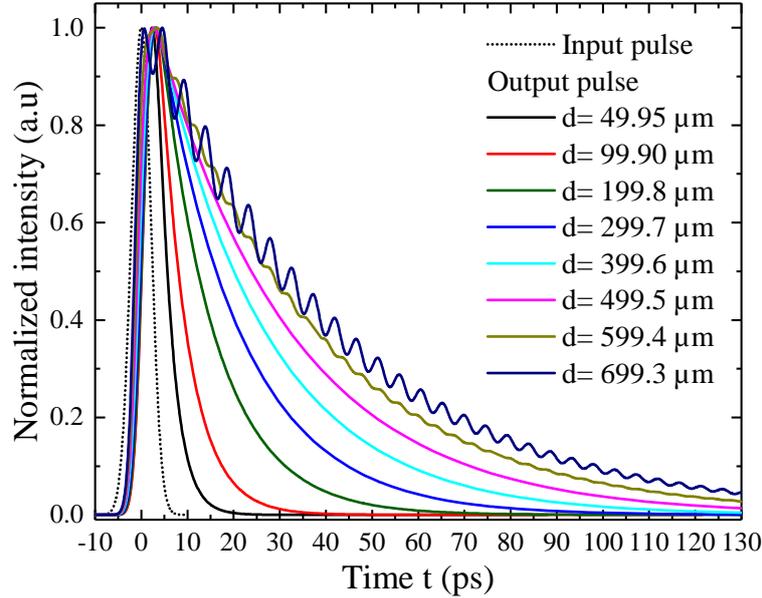


Abb. 3.6: Numerisch ermittelter zeitlicher Verlauf der Intensität eines durch das FPI transmittierten Pulses bei verschiedenen Spiegelabständen d . Als Eingangssignal wurde ein Gauß-Förmiger Puls mit einer Halbwertsbreite von $\tau_{FWHM} = 3.5 \text{ ps}$ angenommen.

Zur gemeinsamen Darstellung der Intensitäts-Verläufe wurden diese aufeinander normiert. Die Berechnung zeigt eine deutliche Verbreiterung des Ausgangspulses für zunehmende Spiegelabstände. Dabei zeigte sich, dass insbesondere bei höheren Spiegelabständen das Maximum der Ausgangsintensität stark abnimmt (für $d = 399.6 \mu\text{m}$ beträgt die maximale Intensität des Antwort-Pulses etwa 1 % der ursprünglichen Intensität I_0). Es zeigt sich eine vom Gauss'schen Verlauf abweichende Form, diese ähnelt einem exponentiell abklingenden Verlauf. Weiterhin kann bei höheren Spiegel-Abständen eine erhöhte Intensität in dem abklingenden Teil des Signals beobachtet werden.

Es zeigt sich weiterhin bei Spiegelabständen ab $d \approx 600 \mu\text{m}$ ein oszillierendes Verhalten der Intensität. Dies liegt daran, dass bei diesen Spiegelabständen der freie Spektralbereich des Interferometers $\Delta\nu_{FSR}$ sehr nahe an die spektrale Breite des Eingangspulses $\Delta\nu_{Puls}$ kommt. Damit werden weitere longitudinale Moden mit von der Zentralfrequenz des Lasers abweichenden Frequenzen in das Interferometer eingespeist. Dies verändert die Interferenzbedingung der Strahlen und führt zu der beobachteten Oszillation. Dieses Verhalten wurde bei den Experimenten beachtet und der freie Spektralbereich des Interferometers möglichst oberhalb der spektralen Breite des Lasers gehalten.

Im Weiteren wurde eine Analyse der Pulsbreite des Ausgangspulses in Abhängigkeit des Spiegelabstandes des FPI durchgeführt. Das Ergebnis ist in der nachfolgenden Abbildung 3.7 dargestellt.

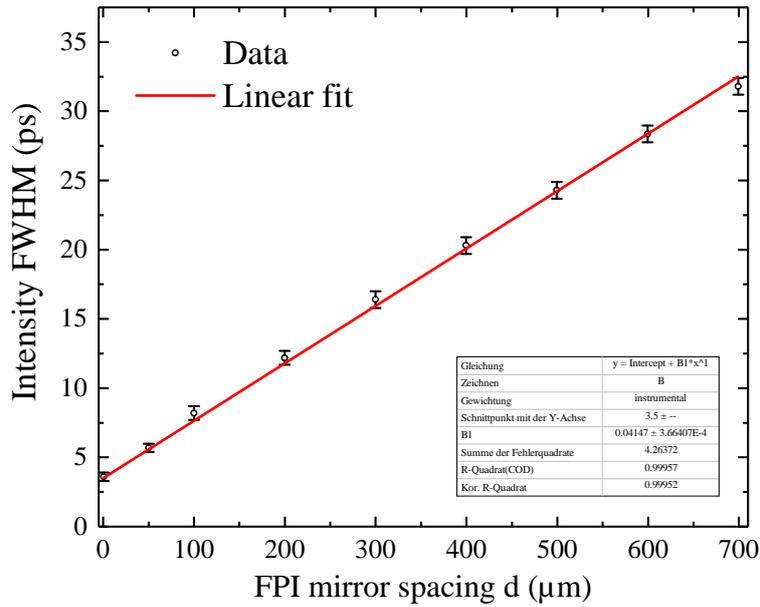


Abb. 3.7: Verlauf der Halbwertsbreite des Ausgangspulses τ_{FWHM} für verschiedene Spiegel-Abstände des Interferometers d . Als Eingangssignal wurde ein Gauß-Förmiger Puls mit einer Halbwertsbreite von $\tau_{FWHM} = 3.5 \text{ ps}$ angenommen.

Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Spiegelabstand d des Interferometers und der Intensität FWHM des Ausgangspulses.

Bei der Ermittlung der zeitlichen Dauer des Ausgangspulses wurde das Kriterium der Halbwertsbreite benutzt. Dieses Kriterium ist für den Spezialfall des FPI für Pulse mit höherer Zeitdauer nicht optimal. Wie in der Abbildung 3.6 zu sehen wird immer mehr Leistung in dem exponentiell abklingenden Pulsanteil gespeichert. Somit ist der Ausgangspuls zeitlich breiter als nach dem Intensität FWHM-Kriterium.

Zur Bestimmung der spektralen Antwort des FPI wird die Gleichung 3.11 und 3.12 umgeformt zu:

$$I(\omega) = F[a(t)] \cdot H(\omega) \cdot (F[a(t)] \cdot H(\omega))^* \quad (3.15)$$

Die Form der spektralen Antwort des FPI ist von dem Spiegelabstand des Interferometers d abhängig und bei größeren Abständen ($d > 50 \mu m$) entspricht diese einem Lorentz-Förmigen Profil. Dies ist anhand der numerischen Berechnung der Gleichung 3.15 in der Abbildung 3.8 dargestellt. Dabei wurden für die Berechnung die experimentell gegebenen Parameter benutzt ($\mathcal{F} = 55$, $d = 99.9 \mu m$, $\omega_0 = 2.03638 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$).

3 Instrumentarisierung

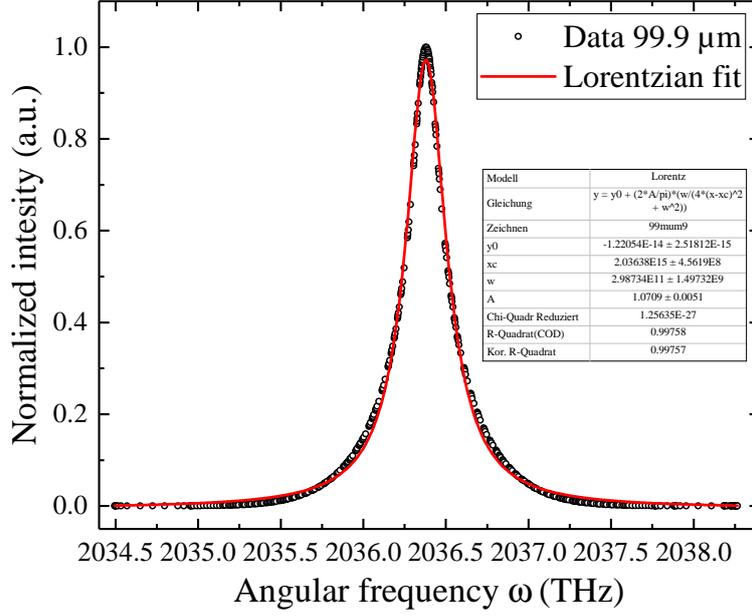


Abb. 3.8: Numerisch ermittelter Verlauf der transmittierten Intensität in Abhängigkeit der Kreisfrequenz ω . Zur Berechnung wurde ein Gauß-Förmiger Puls mit einer Halbwertsbreite von $\tau_{FWHM} = 3.5 \text{ ps}$ als Eingangspuls angenommen. Der Spiegelabstand des Interferometers wurde $d = 99.9 \text{ } \mu\text{m}$ angenommen.

Dabei findet ein kontinuierlicher Übergang der Ausgangs-Pulsform vom Gauß-Förmigen Profil bei sehr kleinen Spiegelabständen hin zu einem Lorentz-Förmigen spektralen Verlauf bei größeren Spiegel-Abständen d statt.

In der Literatur findet sich in einigen Publikationen die Diskussion des Zeit-Bandbreiten-Produkts der vom FPI ausgegebenen Pulse. Dabei stellt sich heraus, dass das Gerät nahezu Bandbreitenlimitierte Pulse für spezielle Input-Pulse liefert. Das Zeit-Bandbreite-Produkt hängt bei Gauß-Förmigen Fourier-Transform-limitierten Eingangspulsen von der Finesse sowie dem Spiegelabstand des Gerätes wie folgt ab:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{wc} \left[\frac{1}{(\Delta\tau/w)\mathcal{F}} \right] = \frac{\lambda^2}{wc} B \quad (3.16)$$

Dabei fasst der B -Parameter die Eigenschaften und Einstellung des FPI (eine zusammengefasste Darstellung des B -Parameters findet sich in [64]). Für die im Experiment verwendeten Parameter des FPI nähert sich der B -Parameter dem Wert von $B \approx 0.50$. Es gibt jedoch eine größere Variation des B -Parameters über den Spiegelabstand d bei Spiegel-Reflektivitäten ab $R = 0.97$.

Die oben durchgeführten Betrachtungen basieren auf der Annahme, dass das Interferometer bei strikt konstruktiver Interferenz-Bedingung betrieben wird (für alle Spiegel-Abstände gilt also: $\omega_0 \Delta\tau = n \cdot 2\pi$ mit $n = 0, 1, 2, 3, \dots$). Dieser Spezialfall erfordert eine exakte und stabilisierte Spiegelposition des FPI. Das realisierte FPI wurde in einem Closed-Loop-Modus betrieben, wobei ausgehend von der Position des Incremental-Encoders die Piezo-Spannung so eingestellt wurde, dass der Spiegel-Abstand konstant

3 Instrumentarisierung

gehalten wurde. Trotz dieser Stabilisierung wurde ein Drift der Spiegel beobachtet (vermutlich bedingt durch die technische Umsetzung der Abstands-Messung der Spiegel, wobei mit dem Incremental-Encoder der Abstand zwischen dem Gehäuse und dem positionierbaren Spiegel gemessen wird. Idealerweise sollte jedoch der Abstand zwischen den beiden Spiegeln ermittelt werden). Dadurch musste die Spiegel-Position des Interferometers nach etwa 5-10 Minuten manuell korrigiert werden.

Eine detaillierte Analyse für den Fall einer destruktiven Interferenz des FPI zeigt eine Suboszillation des exponentiell abklingenden Signal-Teils analog zum Fall $d = 699.3 \mu\text{m}$ in der Abbildung 3.6. Weiterhin wird eine starke Abnahme der Pulsbreite beobachtet. Für den Interferenz-Fall sehr nahe der destruktiven Interferenz kann der Ausgangspuls sogar unterhalb der Eingangs-Pulsdauer liegen, wovon auch in anderen Literaturquellen berichtet wurde.

3.3 BiCMOS Schaltkreise

Dieser Abschnitt gibt eine kurze Beschreibung zur Technologie auf deren Basis die ultraschnellen elektrischen Chips beruhen. Weiterhin sollen hier die verwendeten Schaltkreise kurz besprochen werden.

Ein zentrales in dieser Arbeit verwendetes Element besteht aus dem ultraschnellen elektrischen Chip. Dieser wird vom IHP Leibniz-Institut für innovative Mikroelektronik bezogen. Das Unternehmen bietet einen Zugriff auf die SiGe:C BiCMOS Technologie mit speziellen integrierten RF-Komponenten. Die Technologie zeichnet sich durch eine hervorragende Eignung für Anwendungen in hohen GHz-Bereichen aus, z.B. kabellose Übertragungstechniken oder breitbandige Radar-Anwendungen. Mittels dieser Technologie werden integrierte Heterobipolar (HB) Bauelemente mit Abschneidfrequenzen bis zu 500 GHz zur Verfügung gestellt.

Das Technologie-Modul, welches primär zur Realisierung des elektrischen Chips verwendet wurde, hat die Bezeichnung: "SG13G2". Dabei handelt es sich um eine minimale Strukturgröße der HB-Transistoren, welche in diesem Modul verwendet werden kann. Nach den Spezifikationen des Herstellers wird hier im Speziellen die Größe der Emitter-Fläche $A_E = 0.07 \times 0.90 \mu m^2$ angegeben. Weiterhin sind 5 dünne Metall-Schichten mit einer Schichtdicke von 130 nm sowie zwei obere Metall-Schichten mit einer Schichtdicke von 2 μm , sowie 3 μm [46] vorhanden. Zusätzlich stehen CMOS-Komponenten mit einer Gate-Länge von 130 nm und Betriebsspannungen von 1.2 V, sowie 3.3 V mit den zugehörigen Schwellspannungen von $V_{TH} = 0.50 V$ bzw. $V_{TH} = 0.71 V$ zur Verfügung. Alle angegebene Werte gelten für Raumtemperatur.

Es wurden zwei verschiedene Versionen der Chips verwendet. Darunter eine Version, welche aus CMOS-Komponenten und CMOS mit HBT besteht, sowie eine Ausführung des Chips bestehend aus BiCMOS Komponenten. In folgenden Abschnitten wird auf die wesentlichen Schaltkreise, welche für die Experimente verwendet wurden, eingegangen. Das Chip-Design wurde im Rahmen des Projekts SFB TRR142 C04 von Dr. Amlan Mukherjee durchgeführt.

3.3.1 SiGe:C HBT-Transistoren

Der HBT-Schaltkreis stellt einen ersten Ansatz zur Realisierung der ultraschnellen Chips dar. Hiermit wurden die SiGe-Chips mit den Bezeichnungen "TRR_142 C04_V1" und "TRR_142 C04_V2" hergestellt. Die Schaltungen basieren auf dem HB-Transistor, welcher eine sehr niedrige Schaltzeit erlaubt. Dabei gründet das schnelle Schalten des Transistors auf den besonderen physikalischen Eigenschaften des Hetero-Bipolar-Übergangs. Die Grundidee basiert auf den unterschiedlichen Bandlücken der Emitter und Basis Materialien. Wenn nun die verschiedene Transistor-Bereiche sich aus unterschiedlichen Materialien zusammensetzten, kann dies die Eigenschaften des Bauelements drastisch verändern.

Bei einem üblichen Bipolar-Junction-Transistor (BJT) besteht ein fundamentaler Zusammenhang zwischen der Verstärkung und dem Basis-Widerstand des Transistors. Aufgrund der Injektion der Elektronen von dem Emitter in die Basis, sowie der Injektion

3 Instrumentarisierung

der Löcher aus der Basis in den Emitter, nehmen beide Ladungsträgerarten den gleichen thermischen Druck wahr. Zur Vergrößerung der Verstärkung muss dadurch die Anzahl der Elektronen in dem Emitter größer sein als die Anzahl der Löcher in der Basis. Aus diesem Grund wird der Emitter sehr stark dotiert, die Basis Dotierung wird jedoch gering gewählt, was dazu führt, dass der Basis Widerstand größer wird. Dies hat jedoch entscheidende negative Auswirkungen auf die Hochfrequenzeigenschaften des Transistors. Um dieses Problem zu lösen wurde 1957 in der Arbeit von H. Kroemer folgender Ansatz vorgeschlagen [53]: Wenn der Emitter des Transistors aus einem Material mit einer großen und die Basis mit einer kleinen Bandlücke besteht, so nehmen die injizierte Elektronen von dem Emitter in die Basis eine kleinere Potential-Barriere im Vergleich zu den von der Basis in den Emitter injizierten Löcher. Dies führt dazu dass die Verstärkung des Transistors stark vergrößert wird.

Hierbei bestehen die unterschiedlichen Bereiche des Transistors aus Materialien mit verschiedenen Bandlücken mit unterschiedlicher Dotierung. Der Emitter des npn-HBT besteht aus n-dotiertem Si, die Basis ist aus dem p-dotierten SiGe aufgebaut, der Kollektor besteht wiederum aus n-dotierten Si. Da sowohl Si als auch Ge die gleiche Kristallstruktur besitzen, erlauben pseudomorphe $Si_{1-x}Ge_x$ -Schichten "Bandgap engineering" Konzepte ähnlich zu III/V bzw. II/VI Systemen.

Dabei wird ein TypII Bandoffset zwischen n-dotierten Si (Emitter des Transistors, für Dotierung wird oft Arsen bzw. Phosphor verwendet) und p-dotierten SiGe (Basis des Transistors, für Dotierung wird oft Bor verwendet) ausgenutzt, es bildet sich ein Bandsprung der praktisch komplett in der Valenzbandkante auftritt. Dies kann im folgenden Banddiagramm veranschaulicht werden kann.

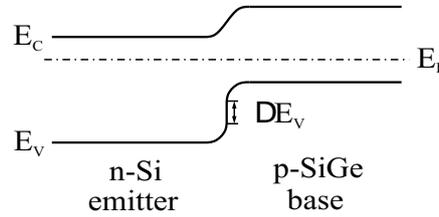


Abb. 3.9: Vereinfachte Bandverlauf-Diagramm des Emitter/Basis Übergangs für einen HB-Transistor.

Ausgehend von den Transistor-Gleichungen, gilt für die Elektronen- und Löcher-Ströme in der Emitter-Basis-Zone des Transistors [92]:

$$I_{E,n} = qn_{i,B}^2 A_E \left(\frac{D_{n,B}}{N_B w_B} \right) \left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_t}\right) - 1 \right) \quad (3.17)$$

sowie:

$$I_{E,p} = qn_{i,E}^2 A_E \left(\frac{D_{p,E}}{N_E w_E} \right) \left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_t}\right) - 1 \right) \quad (3.18)$$

Die Emitter-Effizienz ist als Verhältnis zwischen Elektronenstrom zum gesamten Emitterstrom definiert und beträgt:

$$\gamma_E = \frac{I_{E,n}}{I_{E,p} + I_{E,n}} = \frac{1}{1 + \frac{D_{p,E} N_B w_B n_{i,B}^2}{D_{n,B} N_E w_E n_{i,E}^2}} \quad (3.19)$$

3 Instrumentarisierung

Unter der Annahme, dass die effektiven Zustandsdichten für Elektronen im Emittor und Löcher in der Basis des Transistors gleich sind, sowie der Basis Transportfaktor $B = 1$, ergibt sich für die Stromverstärkung β :

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{D_{n,B} N_E w_E}{D_{p,E} N_B w_B} \cdot \frac{n_{i,E}^2}{n_{i,B}^2} = \frac{D_{n,B} N_E w_E}{D_{p,E} N_B w_B} \exp\left(\frac{\Delta E_g}{k_B T}\right) \quad (3.20)$$

Die Bandlücke von SiGe ist kleiner als die Bandlücke von Si und kann mittels der anteiligen Ge-Zusammensetzung eingestellt werden. Üblicherweise wird ein Ge-Gehalt im Bereich von 25% eingesetzt [88], dies ergibt für einen Transistor mit der Verstärkung $\beta = 100$ eine erhöhte Verstärkung von $\beta_{HBT} = 100 \times \exp\left(\frac{(1.12 - 1.018)eV}{k_B T}\right) \approx 52100$. Im Realfall nutzt man diese extrem hohe Verstärkung nicht aus, sondern kann nun die Dotierung der Basis erhöhen sowie die Basisbreite verringern. Dadurch werden die Hochfrequenzeigenschaften der Transistoren stark erhöht.

Um die Eigenschaften der HB-Transistoren weiterhin zu verbessern wird die Bandlücke der Basis kontinuierlich verringert, indem die Ge-Zusammensetzung des Emittor/Basis-Übergangs kontinuierlich erhöht wird. Dies hat zur Folge, dass aufgrund der örtlichen Veränderung der Bandkanten sich ein elektrisches Feld ausbildet, welches die Transitzeit der Elektronen in der Basis aufgrund einer zusätzlichen Drift-Komponente drastisch verringert.

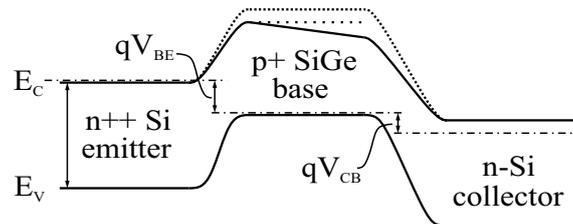


Abb. 3.10: Vereinfachtes Bandverlauf-Diagramm des HB-Transistors mit Drift.

Eine interessante Rolle spielt dabei die Nutzung von Kohlenstoff bei der Herstellung von den HB-Transistoren. Hierbei wird die SiGe-Basis des Transistors, welche mit Bor p-dotiert ist, zusätzlich stark mit Kohlenstoff dotiert. Diese Dotierung verursacht eine Verringerung der Bor-Diffusion innerhalb der Transistor Basis und erlaubt somit eine schmalere Basis-Breite, sowie eine vorteilhafte Temperaturtoleranz für weitere technologische Prozesse. Aus diesem Grund erhält diese Technologie die Bezeichnung SiGe:C.

Naturngemäß tritt bei hohen Dotierdichten einzelner Transistor-Bereiche "Bandgap-Narrowing" auf. Dieser Sachverhalt wurde hierbei nicht näher diskutiert. Bandgap-Narrowing verändert die Potentialbarriere für die Minoritäten in dem Emittor-Bereich des Transistors und verursacht eine weitere Komplikation der Transistor-Funktionsweise und muss bei der Herstellung der HB-Transistoren einbezogen werden.

3.3.2 Ultraschnelle HBT-Endstufe

In diesem Kapitel soll auf die Endstufe, welche die schnellen Pulse mit Anstiegszeiten von bis zu 15 ps in dem Chip erzeugt, eingegangen werden. Das HBT-Modul ist in der Form

3 Instrumentarisierung

eines Differenzverstärkers aufgebaut und setzt sich zusammen aus mehreren npn-HB Transistoren. Vor dem Differenzverstärker ist ein Schmitt-Trigger geschaltet, welcher aus einer ansteigenden Pulsflanke ein definiertes Signal ausgibt welcher dann zum Verstärker weiter geleitet ist. Dabei wird der Differenzverstärker asymmetrisch betrieben mit der Möglichkeit der Einstellung einzelner Spannungen des Verstärkers. Für einen bestimmten Spannungsbereich funktioniert der Chip dabei bezüglich der Schaltamplitude sowie der Schaltzeit optimal.

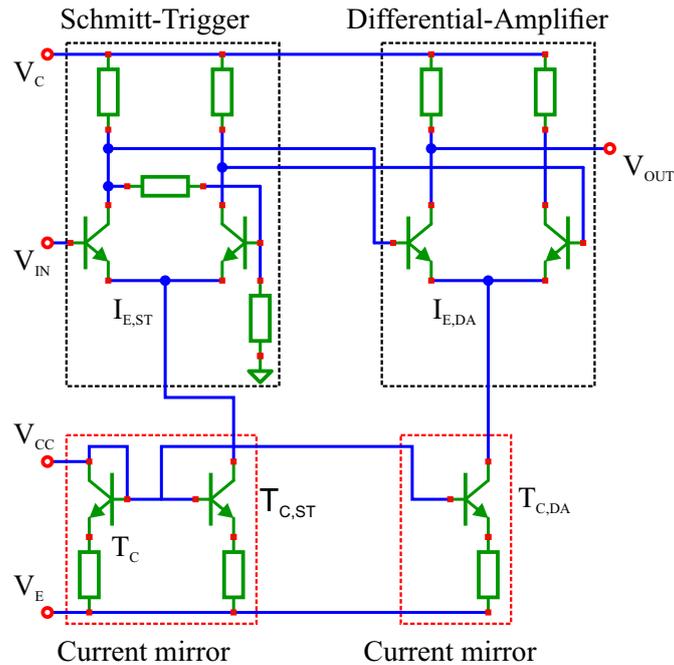


Abb. 3.11: HBT Schaltkreis mit Schmitt-Trigger und Differenzverstärker.

Das Diagramm in der Abbildung 3.12 zeigt den zeitlichen Verlauf des ausgegebenen Spannungspulses des Chips mit HBT-Endstufe. Dabei wird das HBT-Modul von einem Pulserzeugenden Schaltkreis gesteuert. Der Parameter zur Kontrolle der Pulsdauer ist V_{del} . Es ist deutlich die kurze Anstiegs- sowie Fallzeit der Signale von $\tau^{rise} = \tau^{fall} \approx 15 \text{ ps}$ erkennbar.

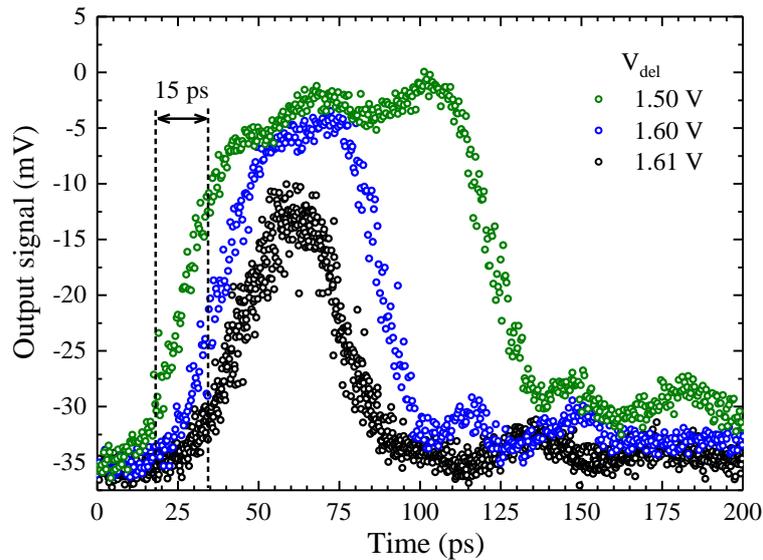


Abb. 3.12: Diagramm der ausgegebenen Spannung des HBT-Moduls in Abhängigkeit der Zeit für verschiedene Puls-Kontrollspannung V_{del} . Die Messung wurde bei Raumtemperatur durchgeführt.

Damit zeigt das HBT-Modul bestehend aus dem Schmitt-Trigger sowie Differenzverstärker sehr gute Eigenschaften, insbesondere zum Einsatz in den Experimenten zur ultraschnellen Phasenkontrolle.

3.3.3 CMOS-Endstufe als Pulsgenerator

Eine weitere Realisierung des schnellen Chips besteht in der Ausführung mit ausschließlich den CMOS-Komponenten. Hierbei liegen die Schaltzeiten naturgemäß bei höheren Werten im Bereich von 50 ps. Es ergibt sich die Möglichkeit mittels der CMOS-Technologie Puls-erzeugende analoge Schaltmodule zu designen, bei denen die Pulsdauer mittels eines externen Parameters eingestellt werden kann. Der schematische Aufbau eines typischen in dieser Arbeit verwendeten Schaltkreises ist hierbei auf der nachfolgenden Abbildung dargestellt.

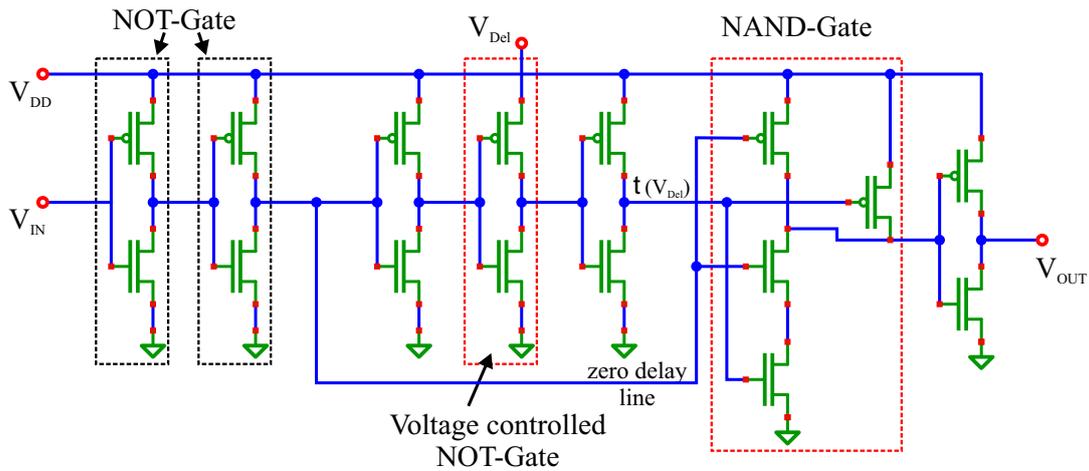


Abb. 3.13: Schaltkreis einer CMOS-Endstufe zur Erzeugung einstellbarer Pulse.

Die Schaltung besteht dabei aus den N-MOS bzw. P-MOS Transistoren. Diese sind jeweils zu NOT- und NAND-Logikgattern zusammenschaltet. Das an dem Chip-Eingang angelegte Signal V_{IN} durchläuft zunächst zwei NOT-Gatter, welche als ein Schmitt-Trigger aufgefasst werden können, und wird in zwei Pfade geteilt: ein Pfad ist direkt mit einem der Eingänge des NAND-Gatters zusammenschaltet (unterer Pfad), der andere (oberer Pfad) besteht aus drei NOT-Gattern, wobei einer von denen nicht an der gemeinsamen Versorgungsspannung V_{DD} anliegt, sondern ein extra Anschluss V_{Del} besitzt. Durch die Variation der Spannung V_{Del} kann Drain-Source Strom der Transistoren des entsprechenden NOT-Gatters eingestellt werden. Dieser Strom lädt das Gate des nachfolgenden Inverters und bestimmt somit die Zeit, die notwendig ist um die Schwellspannung V_{Th} zu erreichen, damit der Inverter schaltet und somit das Signal nach einer einstellbaren Verzögerung weitergibt.

Durch die ungerade Anzahl der Inverter im dem oberen Pfad ist das Signal am Eingang des NAND-Gatters invertiert und einstellbar in der Verzögerung relativ zu dem unteren Pfad. An dem NAND Logikgatter kommen beide Signale an und erzeugen im Falle: "11" (beide Pfade haben eine logische 1) einen Ausgang von logisch 0, für alle sonstigen Fälle eine logische 1. Durch die Wahl einer großen Verzögerungszeit τ erhält der NAND-Gatter abhängig von dieser Dauer den Zustand der Logischen "11", wodurch das Ausgangssignal von der Verzögerungsspannung V_{Del} abhängig wird. Mit einem am Ausgang des NAND Gatter zugeschalteten Inverter wird das Signal invertiert und an den Ausgang des Chips als ein Puls ausgeführt.

Die Größe der Schwellspannung V_{Th} der Transistoren stellt somit einen der Arbeitspunkte des Verzögerungsgate dar und entspricht der größten möglichen Verzögerung. Aus den Experimenten konnte ermittelt werden, dass diese Spannung bei etwa $0.5 V$ liegt und einer Pulsbreite des Ausgangssignals im Bereich von $5 ns$ entspricht.

Im folgenden Abschnitt wird näher auf den Zusammenhang zwischen der Pulsbreite und der Puls-Kotroll-Spannung V_{Del} eingegangen. Die Verzögerungszeit τ durch das mittlere

3 Instrumentarisierung

NOT-Gate des oberen Pfads beträgt näherungsweise:

$$C = \frac{Q}{V_{Th}} = \frac{I_{DS} \cdot \tau}{V_{Th}} \Rightarrow \tau = \frac{C}{I_{DS}} \cdot V_{Th} \quad (3.21)$$

Sowohl in dem linearen Arbeitsbereich des Transistors, als auch im allgemeinen Fall gilt folgender Zusammenhang: je höher die Spannung $V_{Del} = V_{DS}$ desto größer ist der Stromfluss I_{DS} . Für eine große Spannung V_{DS} hat dies zur Folge, dass die Ladezeit τ des Gates bis zur notwendigen Schwellspannung V_{Th} gering wird.

$$I_{DS} = k[(V_{GS} - V_{Th})] V_{DS} \quad (3.22)$$

Die Laufzeit des Signals durch den oberen Pfad wird dadurch antiproportional von der Spannung V_{Del} abhängig. Generell gilt: wenn die Spannung V_{Del} sich im Bereich der Sättigungsspannung $V_{DS,Sat} = V_{GS} - V_{Th}$ befindet (bei dem Betrieb des Transistors mit $V_{DD} = 1.2 V$ ergibt sich für $V_{DS,Sat} = 1.2 V - 0.5 V = 0.7 V$), ist der Zusammenhang zwischen dem Drain-Source Strom I_{DS} und Drain-Source Spannung stark nichtlinear.

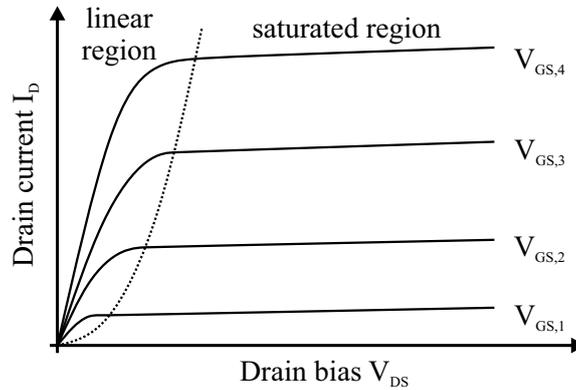


Abb. 3.14: Schematische Darstellung der Ausgangscharakteristik eines MOSFET.

Befindet sich der Transistor in dem Sättigungsbereich, so nimmt der Drain-Source Strom schwach zu bei einer Erhöhung der Drain-Source Spannung, die Kennlinie nimmt einen flachen Verlauf mit linearem Anstieg an.

Im normalen Betriebsmodus der Verzögerungs-Einheit beträgt die Schwellspannung $V_{Th} = 0.5 V$ bei einer Betriebsspannung von $V_{DD} = 1.2 V$ (sowie $V_{Th} = 0.71 V @ V_{DD} = 3.3 V$) [47]. Dies bestimmt die minimale Spannung von V_{Del} auf einen Wert von $V_{Del,min} = 0.5 V$. Die Gate-Source Spannung am Eingang des verzögernden Inverters liegt bei $V_{GS} = 1.2 V$ bzw. $V_{GS} = 0 V$ abhängig von dem Zustand des vorherigen Inverters. Dadurch operiert die Verzögerungstrecke bei Spannungen $V_{DS,Sat} > V_{Del} > V_{Del,min}$ zunächst im Bereich zwischen dem linearen Regime und gesättigten Regime, wobei der letzte stark nichtlinear ist. Beträgt die Spannung $V_{Del} > V_{DS,Sat}$ befindet sich der Inverter in einen Betriebsmodus bei dem der Strom linear von der anliegenden Spannung abhängt. Dieses Verhalten kann sehr gut auf der nachfolgenden Abbildung 3.15 veranschaulicht werden.

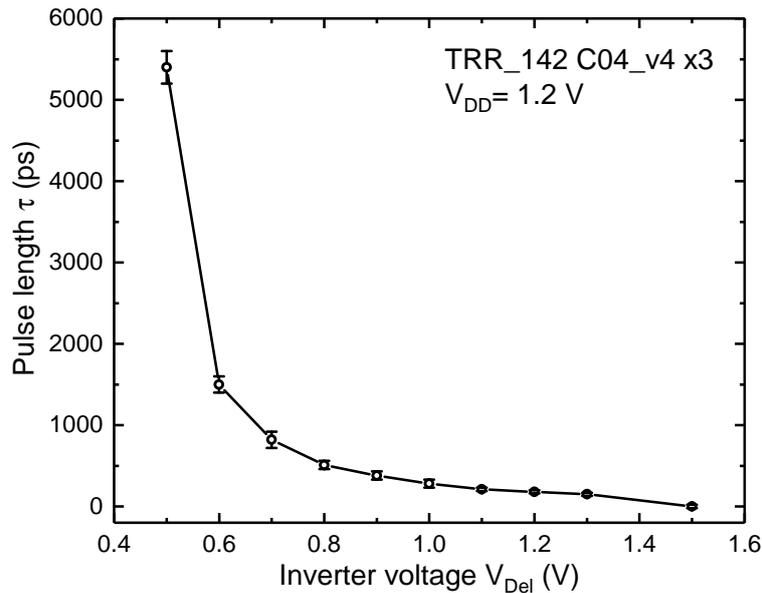


Abb. 3.15: Experimentell ermittelter Verlauf der Pulsdauer in Abhängigkeit der Inverter-Spannung des CMOS Pulsgenerators.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde der Elektronik-Chip in der oben dargestellten Version realisiert. Es wurden dabei mehrere Ausführungen gemacht, welche folgende Bezeichnungen haben: "TRR_142 C04_V4" mit einer geringen Gate-Anzahl am Ausgang (3 bzw. 8), sowie "TRR_142 C04_V5" mit einer hohen Gate-Anzahl (27 sowie 81). Weiterhin wurden Chips realisiert, bei denen die HBT-Endstufe direkt nach der Puls-erzeugenden CMOS-Endstufe geschaltet wurde. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit elektrische Pulse mit Anstiegs-/Abfallzeiten herunter bis zu 15 ps zu realisieren (siehe Abbildung 3.12). Diese Chips tragen die Bezeichnungen "TRR_142 C04_V3" sowie "TRR_142 C04_V6".

Anschließend wird in der nachfolgenden Abbildung 3.16 ein Diagramm gezeigt, welches den zeitlichen Verlauf des ausgegebenen Pulses eines CMOS-Moduls mit der Versionsnummer "TRR_142 C04_V4" dargestellt. Die Puls-Kontrollspannung wurde von $V_{del} = 0.7$ V bis $V_{del} = 1.5$ V variiert. Dabei wird der Chip mit einer Pulsflanke von etwa 500 ps Anstiegszeit getriggert und die Messung bei Raumtemperatur durchgeführt.

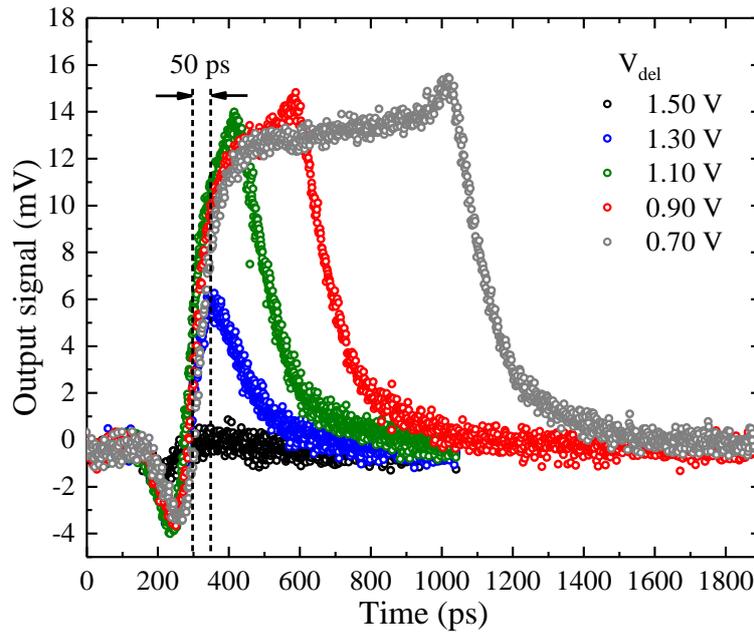


Abb. 3.16: Diagramm der ausgegebenen Spannung des CMOS-Pulsgenerators in Abhängigkeit der Zeit für verschiedene Puls-Kontrollspannung V_{del} . Die Messung wurde bei Raumtemperatur durchgeführt.

Es zeigt sich eine im Vergleich zum HBT-Modul größere Anstiegszeit des CMOS-Chips. Dabei konnte die Anstiegszeit zu etwa $\tau^{rise} \approx 50$ ps ermittelt werden. Weiterhin zeigt sich im zeitlichen Verlauf des Ausgangssignals vor der steigenden Pulsflanke ein Glitch (siehe Abbildung 3.16, $T \approx 250$ ps). Dessen Ursprung konnte nicht näher ermittelt werden.

Da diese Messungen bei Raumtemperatur aufgenommen wurden, wird bei Tieftemperatur eine geringere Anstiegs- bzw. Fallzeit des Ausgangssignals erwartet.

3.4 Experimenteller Aufbau zu μ -PL Untersuchungen

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau zur Analyse von Photolumineszenz der Quantenpunkte bei tiefer Temperatur erläutert. Es handelt sich hierbei um einen μ -Photolumineszenz Setup, dabei steht das Präfix μ für eine hohe örtliche Auflösung (beugungsbegrenztes Limit, der zu analysierende Bereich der Probe liegt in der Ausdehnung bei wenigen μm).

Als Anregungsquelle für Photolumineszenz Untersuchungen stehen zwei Laser zur Verfügung: HeNe-Laser sowie VCSEL-Laser. Eine Nähere Beschreibung der verwendeten Geräte findet sich im Kapitel 3.1.1. Die hier präsentierten Daten wurden mit dem VCSEL-Laser aufgenommen.

Die Abbildung 3.17 zeigt eine schematische Übersicht wichtiger instrumentellen Komponenten, welche für das Experiment verwendet wurden. Unter der Abkürzung C.c. sind die englischen Wörter „Computer controlled“ zu verstehen, mit BS wird der Strahlteiler

3 Instrumentarisierung

bezeichnet (Beam Splitter, BS). Der VCSEL-Laser liefert kohärente Strahlung mit einer Wellenlänge von $670 \text{ nm} \Rightarrow E_{670 \text{ nm}} \approx 1.85 \text{ eV}$. Der Laserstrahl durchläuft zunächst einen Beam-Expander, so dass dessen Stahltille von anfänglich 1 mm auf etwa 3 mm aufgeweitet wird. Mittels eines nachfolgenden Filtrerrads wird die Laser-Leistung über einen Bereich von 5 Größenordnungen eingestellt. Ein nicht polarisierender Strahlteiler lenkt den Laserstrahl in Richtung der fokussierenden Optik (Mikroskop-Objektiv Zeiss Epiplan 100x 0.75), wobei dieses die Laserstrahlung auf einen beugungsbegrenzten Punkt auf der Probe fokussiert. Die Ausdehnung des vollen Airy-Scheibchens (Minima-Minima) entspricht hierbei etwa der Größe des angeregten Bereiches der Probe und beträgt [66]:

$$\Delta x = 2 \cdot 1.22 \cdot \frac{\lambda \cdot f}{D} \approx 1.22 \cdot \frac{\lambda}{NA} \quad (3.23)$$

Dabei ergibt sich mit den Parametern des verwendeten Objektivs ein Wert von $\Delta x \approx 1.09 \mu\text{m}$. Der von dem Laserspot angeregte Bereich hat also eine Ausdehnung von etwa $1 \mu\text{m}$.

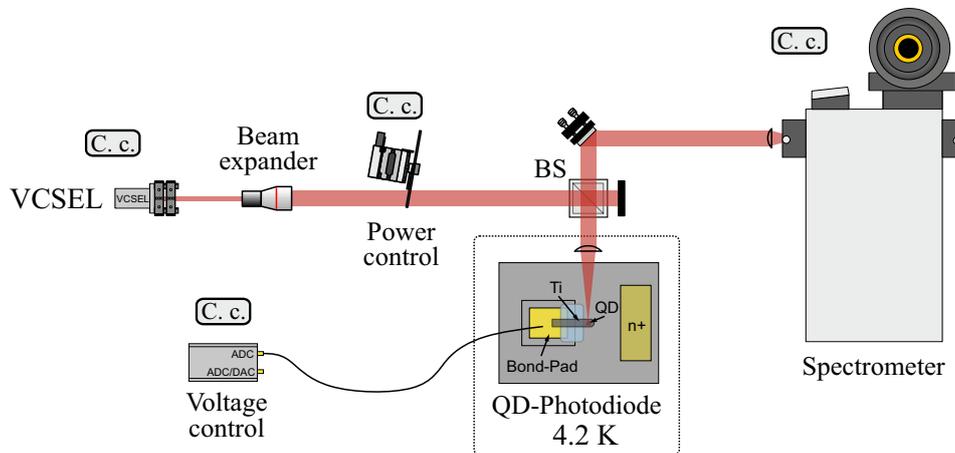


Abb. 3.17: Schematische Skizze der experimentellen Anordnung zu den spannungsabhängigen Photolumineszenz-Messungen.

Somit ergibt sich mit den angegebenen Parametern für die Leistungsdichte der Anregung ein einstellbarer Wert von maximal $1 \cdot 10^4 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bis zu einem minimalen Wert von $0.1 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, wobei die typische für die Untersuchungen verwendete Leistungsdichte bei einem Wert von $10 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ liegt.

Das Photolumineszenz-Signal der Probe wird von dem Objektiv wieder gesammelt und durch den Strahlteiler zum Spektrometer gelenkt. Oft wird das Signal über eine optische Faser zum Spektrometer geleitet, wobei entweder eine Siglemode bzw. Multimode Faser benutzt werden. Vor dem Spektrometer befindet sich ein Langpass-Filter (Langpass Hoya IR-76) um die Strahlung des anregenden Lasers zu unterdrücken. Das von der Probe emittierte PL-Signal liegt bei einer typischen Wellenlänge von etwa 930 nm , dadurch ergibt sich unter idealen Bedingungen ein etwas größerer Detektionsbereich auf der Probe, mit einer Ausdehnung von $\Delta x_{Det} \approx 1.50 \mu\text{m}$. Die Größe des Detektionsbereichs kann bei der Verwendung von optischen Fasern größer sein. Aufgrund des Kerndurchmessers der Faser kann dabei Strahlung aus einem größeren räumlichen Bereich detektiert werden.

Die Photolumineszenz-Experimente werden zunächst in der Konfiguration einer kurzgeschlossenen Photodiode durchgeführt. Für weiterführende PL-Messungen wie PLV kann mittels einer Spannungsquelle eine externe Spannung an der Photodiode angelegt werden. Hierfür wurden Geräte mit folgenden ID's benutzt: ADC-DAC ID101 sowie ADC-DAC ID114.

Die oben aufgeführte Abschätzung der Leistungsdichte auf der Probe gilt für einen ideal eingestelltes experimentelles Setup, wobei alle Parameter angefangen von Strahldurchmesser bis zur Transmission durch optische Komponenten (Linsen, Objektive, vernachlässigbare Strahldivergenz) aufeinander abgestimmt sind. Im Experiment ergeben sich immer wieder Abweichungen von den idealen Werten und können dazu führen, dass die oben abgeschätzten Werte nicht dem experimentellen Sachverhalt entsprechen. Es sollte an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass die Einstellung und Erhaltung dieser Gegebenheiten herausfordernd sind und stets ein Bestreben danach im Laboralltag bestand.

3.5 Experimenteller Aufbau zur resonanten Anregung des Quantenpunkts mittels Dauerstrich-Laser

Dieser Abschnitt widmet sich dem experimentellen Aufbau zur resonanten Anregung der Quantenpunkte mittels eines Dauerstrich-Lasers. Die resonante Anregung des Quantenpunkts erfolgt idealerweise nachdem ein Quantenpunkt erfolgreich mittels einer μ -PL identifiziert wurde (siehe Abschnitt 3.4). Weiterhin sollte die energetische Lage der einzelnen Zustände des Quantenpunkts bekannt sein, damit im Weiteren diese Zustände resonant angeregt werden können.

Die nachfolgende Abbildung 3.18 stellt den vereinfachten schematischen Aufbau des experimentellen Setups, welches zur resonanten Anregung der Quantenpunkte benutzt wurde, dar.

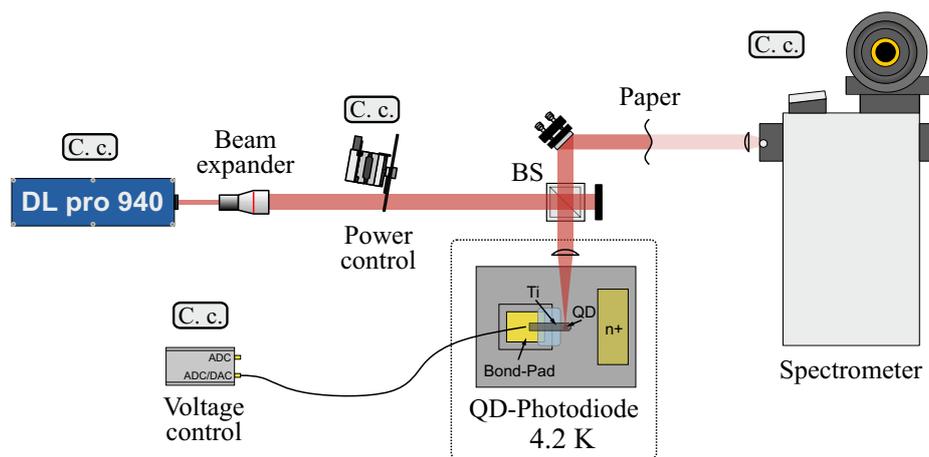


Abb. 3.18: Schematische Skizze der experimentellen Anordnung zu den resonanten Photostrommessungen bei Dauerstrich-Anregung.

3 Instrumentarisierung

Als Quelle der kohärenten Laserstrahlung dient ein Halbleiter-Dioden Laser DL Pro 940 (siehe Abschnitt 3.1.1). Der Laserstrahl wird mittels eines Beam-Expanders auf eine Größe von etwa 3 mm aufgeweitet und durchläuft danach ein Filterrad, welches eine einfache Kontrolle der Laserleistung erlaubt. Danach wird die Laserstrahlung durch einen Strahlteiler in die Richtung der Probe gelenkt und mittels eines Objektivs (Zeiss Epiplan 100x 0.75) auf die Photodiode fokussiert. Dabei ergibt sich analog zur Betrachtung des vorherigen Kapitels anhand der Gleichung 3.23 für die Größe des mit der Strahlung angeregten Bereichs der Photodiode ein Wert von $\Delta x = 1.50\ \mu\text{m}$. Mit diesem Wert ergibt sich für die typische für die Experimente verwendete Größe der Flächenleistungsdichte in der Größenordnung von $1 \cdot 10^3\ \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bis $1 \cdot 10^{-2}\ \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

Die Photodiode ist an ein Instrument angeschlossen, welches zum einen die Diodenspannung einstellt und zum anderen die Messung des Stroms durch die Photodiode durchführt (siehe Abschnitt 3.6.1).

Weiterhin steht die Möglichkeit offen, die Energie des Lasers durch das Spektrometer zu kontrollieren und gezielt die erforderliche Energie der einzelnen Zustände einzustellen.

3.6 Photostrom-Detektion

Die Detektion des von dem Quantensystem erzeugten Stromes stellt einige Herausforderungen an die verwendeten elektrische Verbindungen und Instrumente. Die maximale Größe des Photostroms bei kohärenten Experimenten wird primär durch die Wiederholrate des Lasers bestimmt. Dabei beträgt in dem verwendeten System der Maximale Photostrom $I_{PC}^{max} \approx 12.8\ \text{pA}$ (siehe Abschnitt 7.1.1). Im Falle einer nicht vollständigen Besetzungsinversion des Quantensystems ist der Photostrom jedoch geringer. Es müssen somit Ströme in pA -Bereich detektiert werden. Die Messung muss ebenfalls von den äußeren Einflüssen sehr gut abgeschirmt werden.

3.6.1 Standard-Instrumente zur Photostromdetektion

In der Arbeitsgruppe wurde in den vergangenen Jahren sehr viel Expertise für den Bau der Messinstrumente, sowie Abschirmung der Proben entwickelt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte Gebrauch von diesen Fähigkeiten zum Aufbau der erforderlichen Geräte gemacht werden.

Zur Messung des Photostromes wurde ein Gerät verwendet, welches aus drei wesentlichen Baugruppen besteht. Dabei wird unterschieden zwischen:

- Bus-System: Dieses basiert auf dem NOVA-System des Herstellers Mechonics AG. An den Bus können mehrere Geräte angeschlossen werden und es stellt eine Daten-Verbindung, sowie die notwendige Leistungs-Versorgung für alle am Bus angeschlossenen Geräte.
- Die Isolation wird zur Trennung der internen Geräte Peripherie von den störenden Einflüssen am Bus-Netzwerk benutzt.

3 Instrumentarisierung

- Die interne Verschaltung des Geräts besteht aus einem Mikrocontroller, welcher die Wandlung der Daten und Bus-Kommunikation abwickelt, sowie aus funktionellen Baugruppen wie DAC/ADC, Transimpedanzwandler und anderen.

Die nachfolgende Abbildung 3.19 stellt alle Gruppen sowie deren Verschaltung schematisch dar.

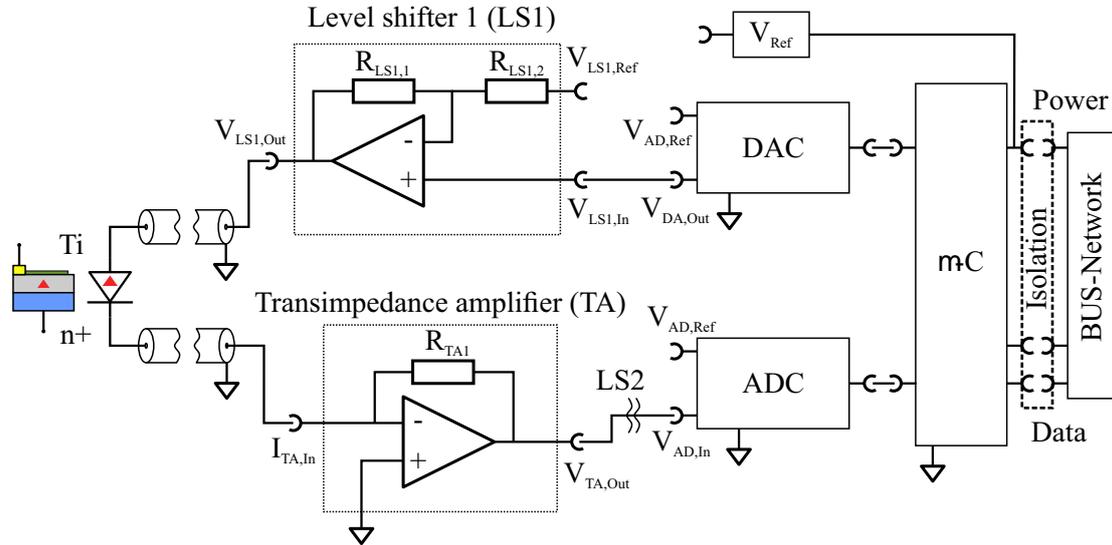


Abb. 3.19: Schematischer Aufbau eines einfachen Instruments zur hochempfindlichen Messung von Photoströmen im pA -Bereich.

Die funktionellen Baugruppen werden im Folgenden näher besprochen.

Für die Messung des Photostromes sowie die Ausgabe einer definierten Diodenspannung werden AD/DA-Wandler in Kombination mit dem Transimpedanzverstärker und Level-Shifter benutzt. Zur Spannungsausgabe wird von dem Mikrocontroller ein Digitalwert an den DAC gesendet. Dieser gibt entsprechend eine Spannung aus, welche über den Pegel-Shifter durch die Wahl der Widerstände $R_{LS1,1}$, $R_{LS1,2}$ sowie die Referenzspannung $V_{LS1,Ref}$ verstärkt bzw. auf einen bipolaren Bereich ausgedehnt wird. Der Ausgang des Pegel-Shifters $V_{LS1,Out}$ wird über eine SMA-Buchse am Gerät ausgegeben. Dieser Ausgang wird meistens über eine abgeschirmte Leitung an die Photodiode angeschlossen.

Das zu messende Stromsignal wird über eine weitere SMA-Buchse an das Gerät angeschlossen. Der Strom wird von einem Transimpedanzverstärker in eine dem Strom proportionale Spannung gewandelt. Dabei ist der Zusammenhang zwischen dem Eingangsstrom $I_{TA,In}$ und der Ausgangsspannung $V_{TA,Out}$ des Transimpedanzverstärkers wie folgt definiert:

$$U_{TA,Out} = -R_{TA1} \cdot I_{TA,In} \quad (3.24)$$

Üblicherweise werden Präzisions-Widerstände im $G\Omega$ -Bereich benutzt, so dass bei $R_{TA1} = 10 G\Omega$, sowie dem Strom von $10 pA$ eine Spannung von $U_{TA,Out} = -0.1 V$ ausgegeben wird. Diese Spannung wird mittels eines weiteren Pegel-Shifters (LS2) auf dem ADC-Wandler konformen Spannungsbereich abgebildet. Der Digitalwert des AD-Wandlers

wird von dem Mikrocontroller weiterverarbeitet und über das Bus-System an den Messrechner geschickt.

Für eine genaue Funktion der AD/DA-Wandler ist eine präzise Referenzspannung V_{Ref} notwendig. Diese wird über mehrere hochpräzise Spannungsquellen mit unterschiedlichen Spannungswerten am Gerät zur Verfügung gestellt und nach Bedarf an die entsprechenden Module verschaltet.

Durch eine Auswahl von besonders rauscharmen Wandlern und Operationsverstärkern, die Isolation der Geräte-Peripherie von dem Bus-System, sowie die Nutzung von abgeschirmten Koaxialkabeln werden die Rausch-Signale sehr gering gehalten.

3.6.2 Spezialisiertes Instrument

Für die Experimente zur Untersuchung der ultraschnellen elektrischen Kontrolle der Quantenpunkte wurde ein Instrument mit gesonderten Eigenschaften benötigt. Dabei sollte die Spannungsausgabe des Geräts, sowie die Strommessung über eine gemeinsame Leitung erfolgen. Das Potential der Strommessung sollte also variabel sein. Dafür wurde das Standard-Instrument zur Photostrommessung modifiziert, wobei es grundlegend die gleiche Struktur besitzt.

Die nachfolgende Abbildung 3.20 zeigt den schematischen Aufbau des modifizierten Instruments.

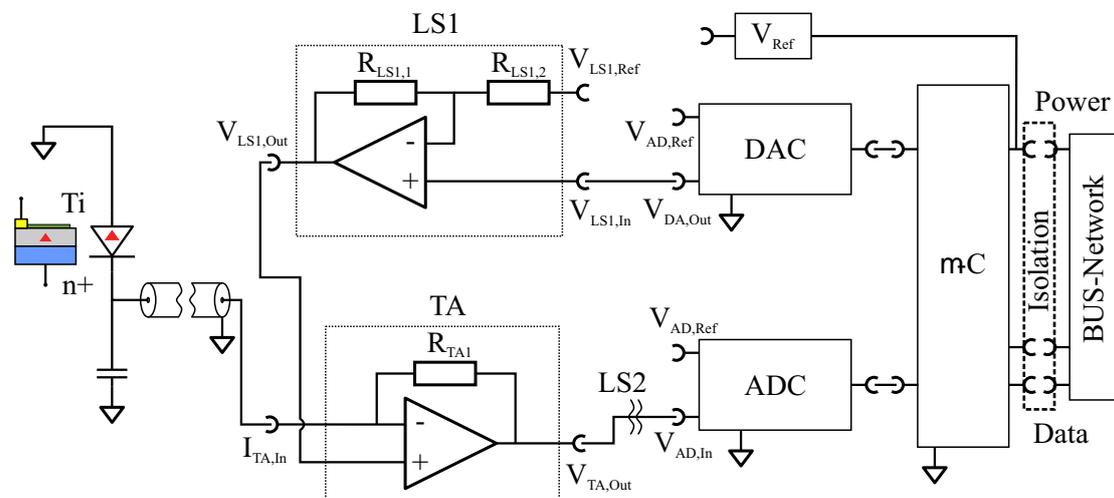


Abb. 3.20: Schematischer Aufbau eines für das Experiment modifizierten Instruments zur hochempfindlichen Messung von Photoströmen im pA -Bereich.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, wird Ausgang des Pegel-Shifters $V_{LS1,Out}$ zum nichtinvertierenden Eingang des Operationsverstärkers des Transimpedanzverstärkers geleitet. Dadurch wird das Potential des Transimpedanzwandlers an dem invertierenden Eingang von der Spannung $V_{LS1,Out}$ bestimmt und entspricht dieser Spannung. Dies hat zur Folge, dass eine Strom-Messung bei einem kontrollierbaren Potential durchgeführt werden kann. Somit können mit diesem Instrument die besonderen experimentellen Her-

3 Instrumentarisierung

ausforderungen erfüllt werden.

Weiterhin wurde in der Arbeitsgruppe eine verbesserte Version des Instruments entwickelt. Dabei wird des Transimpedanzverstärker-Modul (TA) von der restlichen Schaltung abgeschirmt und isoliert. Somit wird nicht nur der nicht-invertierende Eingang des Transimpedanzverstärker-Moduls, sondern der gesamte isolierte Block von dem Pegel-Shifter (LS1) gesteuert. Der nicht-invertierende Eingang des Transimpedanzverstärker-Moduls wird mit dem isolierten Potential des Moduls verbunden. Somit erfolgt effektiv eine Kontrolle des Potentials der Strom-Messung. Diese Modifikation des Geräts erlaubt eine bessere Abschirmung der Strommessung von den äußeren Einflüssen.

3.7 Instrumentarisierung für Experimente zur Phasenkontrolle

Dieser Abschnitt behandelt den experimentellen Aufbau zur Kontrolle der kohärenten Phase eines einzelnen Exzitons.

Für die Durchführung der Experimente zur Phasenkontrolle des Exzitons sind folgende Punkte wichtig und müssen durch eine geeignete Wahl der Komponenten erfüllt werden.

- Das Experiment ist realisiert durch einen Ramsey-Ähnlichen Aufbau, bei dem die Quanteninterferenz untersucht wird. Damit kann die Phasenmanipulation des Exzitons experimentell anhand des Ergebnisses der Quanteninterferenz und somit des von dem Quantensystem bereitgestellten Photostromes überprüft werden. Dabei werden zwei ps-Laser Pulse mittels eines Michelson-Interferometers auf eine bestimmte Zeitverzögerung ΔT und konstante Phasenlage (idealerweise $\Delta\varphi = 0$) zueinander gebracht.
- Die Phasenkontrolle des Exzitons basiert auf dem QCSE. Dabei ergibt die Möglichkeit der Energie-Abstimmung des Exzitons eine Kontrolle der Phase. Die Exziton-Energie E_X wird dynamisch mittels der Variation der Diodenspannung auf einer ps-Zeitskala abgestimmt. Solch schnelle Spannungstransienten können nur durch spezielle elektrische Schaltkreise zur Verfügung gestellt (siehe Kapitel 3.3) werden. Hier wurden speziell für diesen Zweck entwickelte SiGe:C BiCMOS-Chips verwendet. Die Chips sind dabei mit der Photodiode verbunden und liefern kurze und steuerbare Spannungspulse $V_P(t)$.
- Die Synchronisation zwischen den elektrischen und optischen Pulsen erfolgt über eine elektronische Verzögerungseinheit. Diese ergibt direkt den optoelektronischen Delay Δt_{OE} .
- Eine hochempfindliche Photostrommessung I_{PC} ist notwendig um das Ergebnis der Quanteninterferenz auszulesen. Dadurch kann aus der Größe des Photostromes auf die Quantenpunktbesetzung und somit auf die Phase des Quantensystems vor der Interferenz zurückgeschlossen werden.

Eine schematische Skizze der experimentellen Anordnung ist dabei in der nachfolgenden Abbildung 3.21 dargestellt.

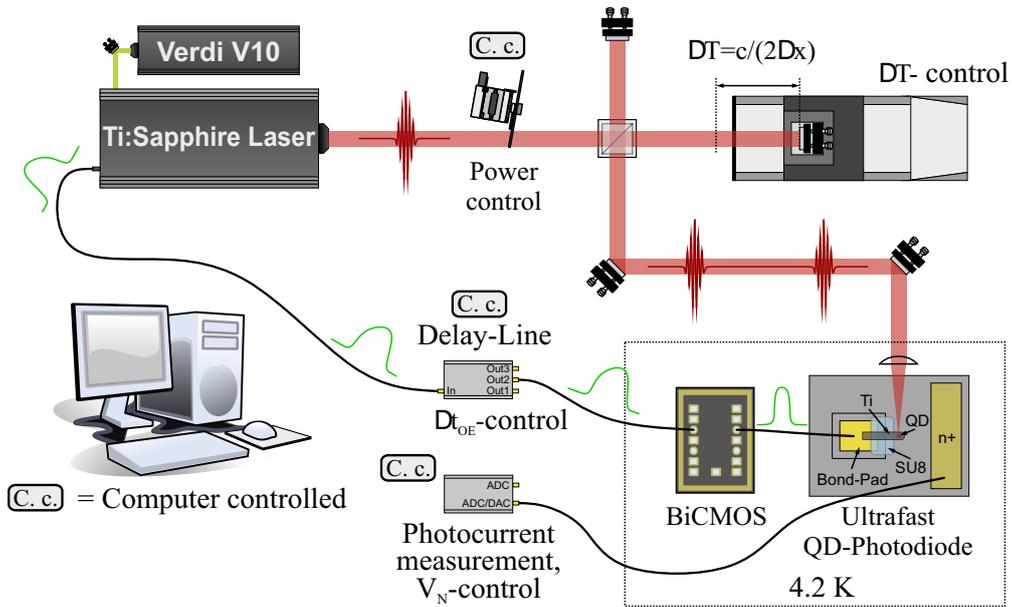


Abb. 3.21: Vereinfachte schematische Skizze der experimentellen Anordnung zur Kontrolle der kohärenten Phase eines einzelnen Exzitons.

Der ps-Laser liefert Fourier-Transform-Limitierte Laserpulse mit einer zeitlichen Breite (FWHM) von ≈ 3 ps ($610 \mu\text{eV}$ bzw. 147 GHz spektrale Bandbreite), zusätzlich zu jedem Laserpuls wird ein elektrisches Trigger-Signal über eine im Lasergehäuse eingebaute BNC-Buchse ausgegeben. Die Wiederholrate des Lasers beträgt 80 MHz.

Der Laser Strahl wird über eine Leistungssteuerungs-Einheit auf die erforderliche Leistung gebracht und zum Michelson-Interferometer geleitet. Das Interferometer besteht aus einem nicht-polarisierenden 50:50 Strahlteiler (BS017, $700-1100$ nm, 20 mm), einem fixen Spiegel und einem verschiebbaren Spiegel. Der Verstellbare Spiegel ist auf einem Nanopositionierer (Modell: M-511.HD Ser.Nr.: 114068514, Steuerungseinheit: C702.00 Ser.Nr.: 114063657) des Herstellers Physik Instrumente (PI) befestigt [76]. Das Interferometer erzeugt aus einem einzelnen Laserpuls zwei Pulse mit einstellbarem Delay ΔT und Phasenlage der einzelnen Pulse zueinander. Im Weiteren wird der Laserstrahl in die Richtung des Objektivs geleitet und auf einen Quantenpunkt der Photodiode fokussiert.

Das elektrische Trigger-Signal des Lasers wird zu einer Verzögerung-Einheit (Delay-Line Mira) geleitet. Mittels dieser Einheit kann eine Verzögerung des Signals über einen sehr großen Zeitbereich von bis zu 6 ns mit einer Auflösung von 3 ps eingestellt werden. Der Ausgang der Delay-Line wird an eine Zwischenschaltung angeschlossen. Diese besteht aus zwei invertierenden Schmitt-Trigger (Fairchild Semiconductor NC7SZ14) die in Serie geschaltet sind. Der Ausgang des Schmitt-Trigger Moduls wird direkt an den Probenstab angeschlossen. Durch ein Semi-Rigid Koaxialkabel des Herstellers ELSPEC (JS50085-831, 50Ω) wird das Signal im Kryostaten zum Tieftemperatur-Mikroskop geleitet, anschließend wird das Signal über eine Zwischenleitung am Eingang des BiCMOS-Chip angeschlossen.

Der BiCMOS-Chip befindet sich in direkter Nähe zur Quantenpunkt-Photodiode, mit

einem räumlichen Abstand im Bereich von $500 \mu\text{m}$ (Abstand: Bond-Pad SiGe-Chip und Bond-Pad GaAs-Photodiode). Die Verbindung zwischen den Chips wird mittels Wire-Bonding durch einen $25 \mu\text{m}$ dicken Aluminium Draht realisiert.

Die elektrische Beschaltung der Photodiode und des BiCMOS-Chips erfordert eine gesonderte Diskussion, die im Abschnitt 3.9 näher erörtert wird.

3.8 Instrumentarisierung für Experimente zu RAP

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau zur Analyse der Rapid Adiabatic Passage basierend auf dem Quantum Confined Stark Effekt erläutert.

Der experimentelle Aufbau basiert auf drei wesentlichen physikalischen Mechanismen:

- Der Möglichkeit ultraschneller Verstimmung der Energieniveaus des Exzitons mittels QCSE gegeben durch den SiGe:C Chip.
- Der Abstimmung der Pulsdauer des anregenden optischen Lasers mittels eines Fabry-Pérot-Interferometers.
- Der präzisen zeitlichen Synchronisation zwischen dem Laserpuls und dem elektrischen Transienten.

Durch die Kombination dieser Mechanismen, können elektrische gechirpte RAP-Experimente durchgeführt werden. Dabei wird hier eine Puls-Delay-Einheit zur zeitlichen Synchronisation zwischen den optischen Pulsen und elektrischen Pulsflanken benötigt.

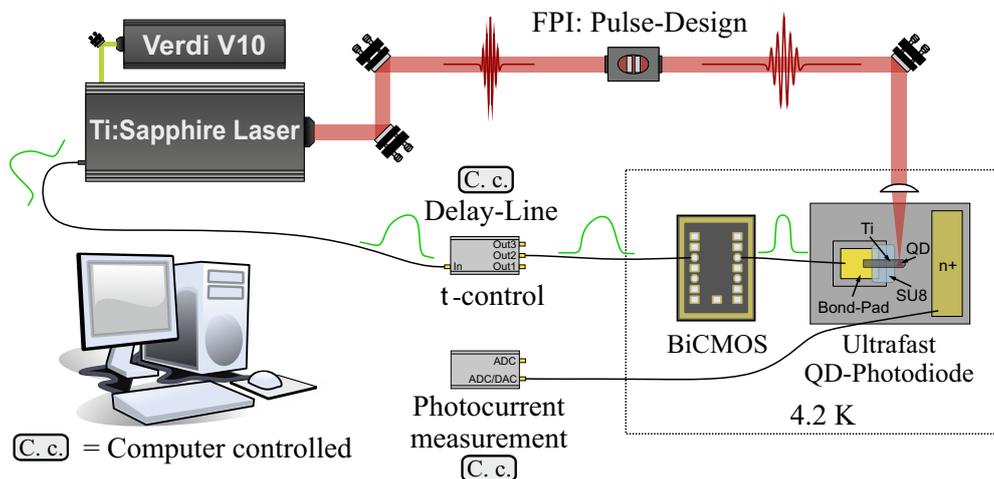


Abb. 3.22: Vereinfachte schematische Skizze der experimentellen Anordnung zu den elektrisch induzierten RAP Experimenten.

Die Abbildung 3.22 zeigt eine schematische Übersicht der instrumentellen Komponenten, welche für das Experiment notwendig sind. Der ps-Laser liefert Fourier-Transformlimitierte Laserpulse mit einer zeitlichen Breite (FWHM) von $\approx 3.5 \text{ ps}$, zusätzlich zu

3 Instrumentarisierung

jedem Laserpuls wird ein elektrisches Trigger-Signal über eine im Lasergehäuse eingebaute BNC-Buchse ausgegeben. Die Wiederholrate des Lasers beträgt 80 MHz. Der Laser Strahl wird über diverse Spiegel zu dem Fabry-Perot-Interferometer (FPI) umgeleitet, an dem eine spektrale Filterung bzw. eine Puls-Verbreiterung stattfindet. Dabei wird aus der gegebenen spektralen Bandbreite des Laserpulses (3 ps entsprechen bei einer Gauß'schen Pulsform 610 μeV bzw. 147 GHz spektrale Bandbreite) ein schmaler Frequenzbereich abhängig von der Einstellung des FPI "herausgeschnitten". Da das Funktionsprinzip des FPI auf der Vielstrahlinterferenz basiert, kann davon ausgegangen werden, dass die gefilterten Pulse Fourier-limitiert sind (eine detaillierte Diskussion des realisierten FPI findet sich in dem Abschnitt 3.2).

Der Laserpuls, welcher zuvor durch FPI auf die gewünschte Pulsdauer präpariert wurde, wird im weiteren Verlauf mittels eines Objektivs auf die Photodiode fokussiert, welche InGaAs Quantenpunkte enthält. Aufgrund einer sehr geringen Quantenpunkt-Dichte in der Photodiode, können mittels dieser Methode einzelne Quantenpunkte selektiv angeregt werden.

Am Ort des Quantenpunkts treffen Laserpulse mit einer Repetitionsrate von 80 MHz ein. Zu jedem Laserpuls existiert ein elektrisches Trigger-Signal, welches von dem Ti:Sa-Laser ausgegeben wird. Dieses Signal wird zunächst mit einer Delay-Line verbunden. Hierbei wird ein über die Laufzeitverzögerung einstellbares Signal-Delay erzeugt, welches im Bereich von 0 – 3 ns liegt (Impedanz 50 Ω). Das Trigger-Signal wird nun über eine spezielle Semi-Rigid-Leitung JS50085 des Herstellers *ELSPEC* (50 Ω) [40] zu der Probe im Tieftemperaturmikroskop geleitet. Das Signal wird direkt in den SiGe:C BiCMOS-Chip eingespeist, welcher ebenfalls eine Eingangsimpedanz von 50 Ω besitzt.

Der Chip befindet sich in direkter Nähe zur Quantenpunkt-Photodiode, mit einem räumlichen Abstand im Bereich von 500 μm (Abstand: Bond-Pad SiGe-Chip und Bond-Pad GaAs-Photodiode). Die Verbindung zwischen den Chips wird mittels Wire-Bonding durch einen 25 μm dicken Aluminium Draht realisiert.

Die elektrische Beschaltung der Photodiode und des BiCMOS-Chips erfordert eine gesonderte Diskussion, die im Abschnitt 3.9 näher erörtert wird.

3.9 Systemintegration von SiGe-Chip und QD-Photodiode

In diesem Abschnitt wird die elektrische Verbindung zwischen dem BiCMOS-Chip und der QD-Photodiode erläutert. Weiterhin wird die für die Systemintegration notwendige Beschaltung der Chips diskutiert.

Die nachfolgende Abbildung 3.23 stellt schematisch die realisierte Systemintegration zwischen der GaAs Quantenpunkt-Photodiode und dem SiGe BiCMOS Chip dar.

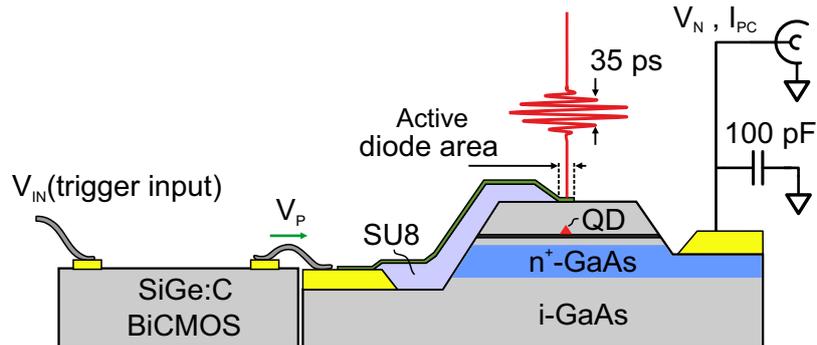


Abb. 3.23: Schematische Skizze zur Darstellung der Chip-Integration zwischen der Quantenpunkt-Photodiode und des BiCMOS-Chips.

Die elektrische Kontaktierung der Probe spielt eine sehr wichtige Rolle bei der Realisierung der Experimente. Insbesondere müssen die sehr kurzen elektrischen Pulse an die QD-Photodiode verzerrungs- und verlustfrei übertragen werden. Ausgehend von dieser Herausforderung wurden die beiden Chips im Rahmen der Systemintegration in direkte räumliche Nähe zueinander gebracht und mit einem mit Gold beschichteten keramischen Probenhalter mit einem zwei-komponentigen Epoxidharzklebstoff klebetechnisch verbunden. Die Höhe der beiden Chips beträgt dabei $300\ \mu\text{m}$, die Ausdehnung des BiCMOS-Chips beträgt etwa $860\ \mu\text{m} \times 690\ \mu\text{m}$. Die QD-Photodioden Probe enthält 12 Photodioden und hat eine Abmessung von $2450\ \mu\text{m} \times 1845\ \mu\text{m}$. Durch eine Ausrichtung des BiCMOS-Chips kann dieser in die nächste Nähe zu der gewünschten Photodiode gebracht werden. Die nachfolgende Abbildung zeigt eine fotografische Aufnahme der für die Experimente verwendeten Probe.

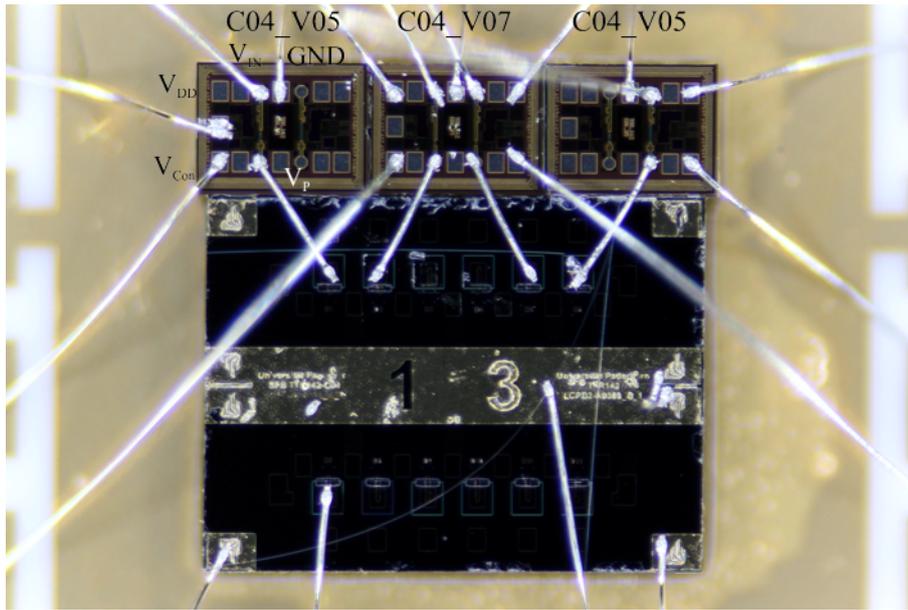


Abb. 3.24: Fotografische Aufnahme der für die Experimente verwendeten Probe. Oben im Bild sind drei BiCMOS-Chips zu sehen, wobei diese mittels Aluminium Bond-Drähten mit den GaAs Quantenpunkt-Photodioden verbunden sind.

Es können drei BiCMOS-Chips sowie eine GaAs-Probe identifiziert werden, dabei werden von den BiCMOS-Chips vier QD-Photodioden kontaktiert. Von den BiCMOS-Chip wurden hier die Versionen C04_v05 (ausschließlich CMOS-Technologie) sowie C04_v07 (BiCMOS-Technologie) verwendet. Dabei besitzt die CMOS-Version 81 Gates (angeschlossen an die QD-Photodiode D6) in dem oberen Chip-Modul sowie 27 Gates (verbunden mit der QD-Photodiode D1) in dem unteren Chip-Modul. Bei der GaAs-Probe handelt es sich um die Probennummer Pb-A0389_B_13.

Die Experimente zur Phasenkontrolle sowie zur elektrisch induzierten RAP wurden an der Diode D1 durchgeführt. Diese ist mit dem CMOS-Chip C04_v05 verbunden und die Gate-Zahl beträgt hierbei 27 Gates. Zum Betrieb des CMOS-Chips musste dieser mit folgenden Leitungen verbunden werden: GND , V_{DD} , V_{Con} , V_{IN} , V_P . Die Chip-Kontakte wurden mittels Wire-Bonding mit den Gold-Pads auf dem keramischen Probenhalter gebondet. Der Probenhalter wurde auf eine speziell designte Platine aufgeklebt. Diese Platine enthielt die notwendigen Löt pads für SMD-Bauelemente mit der metrischen Baugröße 0402. Danach konnten die Gold-Pads des keramischen Probenhalters mittels feiner Kupferlackdrähte mit den Kontakten der Platine durch einen Lötprozess verbunden werden. Eine fotografische Aufnahme der Platine zusammen mit dem keramischen Probenhalter und den SMD-Bauelementen ist auf der nachfolgenden Abbildung 3.25 dargestellt.

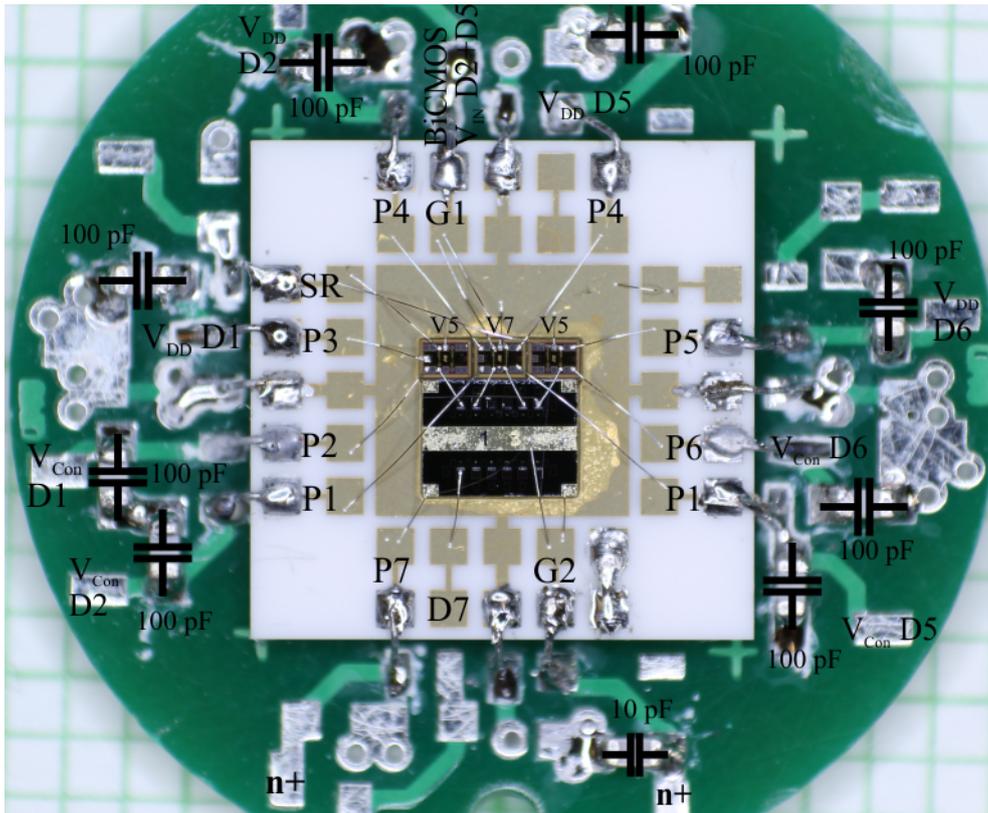


Abb. 3.25: Fotografische Aufnahme der für die Experimente verwendeten Probe mit der externen passiven Beschaltung (auf der PCB-Platine in grün). Einzelne Kontakte sowie Bauelemente sind mit einem Text versehen.

Wie leicht zu erkennen ist, wurden hauptsächlich Kondensatoren mit der Größe 10 pF sowie 1 pF benutzt. Die 100 pF Bauelemente wurden als Stützkondensatoren für den CMOS Drain-Drain Anschluss V_{DD} sowie am Anschluss V_{Con} verlötet und sollen diese Spannungen direkt am Chip stabilisieren. Der Masseanschluss des CMOS-Chips ist über zwei Kondensatoren mit 10 pF sowie 100 pF mit dem $n+$ -Anschluss der Photodiode-Probe (Kathode) verbunden. Der Trigger-Eingang des CMOS-Chips V_{IN} ist an das Semi-Rigid Koaxialkabel (SR) im Probenstab angeschlossen, der Ausgang des Chips V_P ist mit der Anode der QD-Photodiode D1 verbunden.

Die Länge der Verbindung zwischen dem CMOS-Ausgang V_P sowie der Anode der Photodiode beträgt etwa $600\text{ }\mu\text{m}$. Insgesamt lässt sich eine schematische Zeichnung für die elektrische Beschaltung der Probe und des CMOS-Chips in der nachfolgenden Abbildung darstellen.

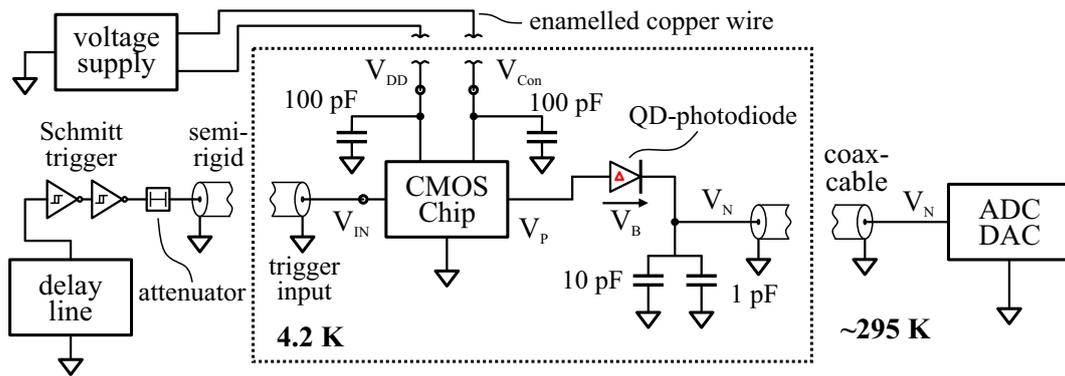


Abb. 3.26: Schematische Darstellung der Probenbeschaltung für Spektroskopie an einzelnen in eine Schottky-Photodiode eingebetteten Quantenpunkten. Die Quantenpunkt-Photodiode wird von einem SiGe-Chip gesteuert. Einzelne Geräte wurden dabei als Blöcke dargestellt.

Der BiCMOS-Chip und die QD-Photodiode sind in einem Kryostaten platziert, wobei der BiCMOS-Chip mittels einer sehr kurzen Leitung mit der QD-Photodiode verbunden wurde. Das von der Delay-Line verzögerte elektrische Trigger-Signal wird zunächst zu zwei invertierenden Schmitt-Triggern geleitet. Diese haben die Aufgabe ein Signal definierter Amplitude von etwa 5 V zu erzeugen. Hierbei wurden CMOS Schmitt-Trigger mit einer hohen Schaltgeschwindigkeit sowie einem geringen Rauschen ausgewählt (Hersteller ON Semiconductor, NC7SZ14) [73].

Der Ausgang des Schmitt-Trigger wird im Weiteren in der Amplitude mittels eines RF-Dämpfungsgliedes (Hersteller Mini-Circuits, Fixed Attenuator: BW-S6W2) angepasst [69]. Dabei wurden die Glieder so gewählt, dass die Ausgangsspannung einen Wert von maximal 0.9 V nicht überschreitet ($V_{TH} \approx 0.7$ V bei $V_{DD} = 3.3$ V siehe Abschnitt 3.3). Das Trigger-Signal wurde nach dem Dämpfungsglied direkt an ein Semi-Rigid Koaxialkabel [40] angeschlossen und in dem Kryostaten zur Probe geleitet. Der Ausgang des Koaxialkabels wurde an den Trigger-Eingang des CMOS-Chips angeschlossen. Die Spannungsversorgung des CMOS-Chips V_{DD} sowie die Versorgung mit der Puls-Kontrollspannung V_{Con} erfolgte über eine nicht abgeschirmte Leitung von einer externen Spannungsquelle.

Zur Messung des Photostromes der QD-Photodiode wurde über ein abgeschirmtes Koaxialkabel die Kathode der Photodiode mit einem speziell für diesen Zweck modifizierten Instrument (siehe Abschnitt 3.6.2) zur Photostrommessung verbunden. Die Photodiode befindet sich in einer sogenannten „RF-Groundet“-Konfiguration, wie in der Abbildung 3.26 zu sehen ist.

Insgesamt kann eine vereinfachende Schaltskizze der experimentellen Anordnung erstellt werden:

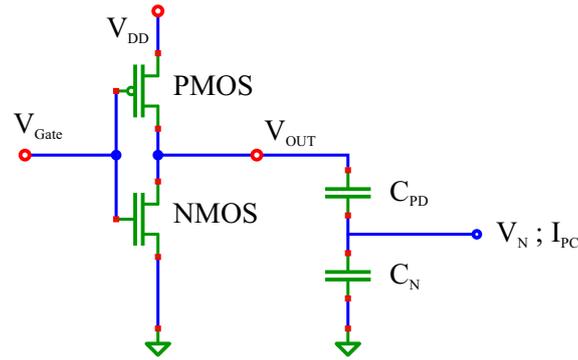


Abb. 3.27: Vereinfachte schematische Darstellung der Probenbeschaltung für Spektroskopie an einzelnen in eine Schottky-Photodiode eingebetteten Quantenpunkten. Die Quantenpunktphotodiode wird durch die Kapazität C_{PD} , die $n+$ -Kapazität durch C_N , sowie die Endstufe des CMOS-Chips durch einen Inverter dargestellt.

Die Gesamtkapazität der am Ausgang des Inverters angeschlossenen Last C_{Ges} wird im Wesentlichen durch die Kapazität der Photodiode C_{PD} bestimmt.

$$C_{Ges} = \frac{C_{PD} \cdot C_N}{C_{PD} + C_N} \quad (3.25)$$

Eine simple Abschätzung von C_{Ges} ergibt unter der Annahme von $C_{PD} \approx 200 \text{ fF}$, sowie $C_N = 11 \text{ pF}$ einen Wert von $C_{Ges} \approx 200 \text{ fF}$. Weiterhin bestimmt der Blindwiderstand den Spannungsabfall an den einzelnen Bauelementen. Für ein kapazitives Element beträgt der Blindwiderstand $X_C = \frac{1}{i\omega C}$. Damit weist die Photodiode im Vergleich zur $n+$ -Kapazität wesentlich größeren Blindwiderstand auf. Somit findet nahezu der gesamte Spannungsabfall des angelegten Pulses V_P an der Photodiode statt (Vergleich der Kapazität der Photodiode von rechnerisch etwa $\approx 200 \text{ fF}$ zu der Gesamtkapazität der Kondensatoren $\approx 11 \text{ pF}$).

Aufgrund der gegebenen Beschaltung der Probe, sowie der Näherung, dass der gesamte Spannungsabfall der von dem CMOS-Chip ausgegebenen Spannung an der Photodiode stattfindet, lässt sich die effektive Photodiodenspannung V_B bestimmen zu:

$$V_B(t) \approx V_P(t) - V_N \quad (3.26)$$

Dabei ist der Einfluss der Kathodenspannung V_N negativ, da eine positive Kathodenspannung die Photodiode in die Sperrrichtung treibt.

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

In diesem Abschnitt erfolgt eine kurze Betrachtung für das Verständnis wichtiger theoretischer Aspekte zur Dynamik von Zwei-Niveau Systemen (two-level system, TLS). In der Literatur finden sich zahlreiche Ausführungen zur Wechselwirkung zwischen dem TLS und Licht, so dass dieser Abschnitt sich an diesen orientiert. Hierbei seien exemplarisch nur einige Quellen genannt [3, 67, 28]. Eine sehr gute Übersicht zur Theorie des TLS findet sich in [1].

In dem ersten Abschnitt werden die grundlegenden Gleichungen zum TLS dargestellt. Im Weiteren wird die Wechselwirkung des TLS mit einem anregenden elektrischen Feld betrachtet. Dabei werden die Rabi-Oszillationen diskutiert. Zuletzt werden die optischen Bloch-Gleichungen (OBE) betrachtet und die Dynamik des Systems auf der Bloch Kugel präsentiert. Im letzten Abschnitt wird das theoretische Modell präsentiert, welches für die Simulationen experimenteller Ergebnisse verwendet wurde.

4.1 Zwei-Niveau System

Das Zwei-Niveau System stellt das einfachste Modell zur Analyse grundlegender Eigenschaften quantenmechanischer Systeme dar. Dabei beschreibt es, trotz einfacher Gestalt, in einer hervorragenden Weise das Verhalten realer Systeme. Das Modell findet in sehr vielen Bereichen Anwendung, wie z.B. bei einzelnen Atomen oder Spins.

Das TLS besteht aus zwei voneinander getrennten energetischen Zuständen mit den Energien $E_0 = \hbar\omega_0$ und $E_1 = \hbar\omega_1$. Das System wird zunächst als von der Umgebung isoliert betrachtet, so dass keine Dephasierungsprozesse auftreten.

Die zentrale Gleichung zur Beschreibung der zeitlichen Dynamik eines TLS ist die zeitabhängige Schrödingergleichung:

$$\hat{H}\Psi(\vec{r}, t) = i\hbar\frac{\partial\Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (4.1)$$

Dabei ist \hat{H} der Hamilton-Operator und $\Psi(\vec{r}, t)$ die Gesamtwellenfunktion. Der Hamilton-Operator \hat{H} kann aus mehreren Anteilen bestehen. Zunächst besteht dieser aus einem zeitunabhängigen Anteil \hat{H}_0 , welcher dem System ohne Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung entspricht. Oft wird dieser Anteil auch als „dunkel“ bzw. „ungestörter“-Anteil bezeichnet.

Ausgehend von dem ungestörten System kann die Gesamtwellenfunktion bestimmt werden, wobei diese Ausführung hier nicht im Detail präsentiert werden soll. Die Wellenfunktion $\Psi(\vec{r}, t)$ setzt sich aus folgenden Anteilen zusammen:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi_0(\vec{r})c_0(t)e^{-i\frac{E_0t}{\hbar}} + \psi_1(\vec{r})c_1(t)e^{-i\frac{E_1t}{\hbar}} = c_0(t)|0\rangle + c_1(t)|1\rangle \quad (4.2)$$

Dabei sind $\psi_i(\vec{r})$ die Eigenfunktionen des Systems. Das hier betrachtete System ist ein Zwei-Niveau System, somit besteht die Gesamtwellenfunktion aus zwei Anteilen. Die komplexen Koeffizienten $c_i(t)$ sind zeit-abhängig und stellen die zeitabhängigen Amplituden der einzelnen Zustände des Systems dar. Dabei muss die Normierungsbedingung: $|c_0(t)| + |c_1(t)| = 1$ erfüllt sein.

4.2 Zwei-Niveau System bei externer Anregung

Die externe Anregung des TLS erfolgt die durch Wechselwirkung des Systems mit elektromagnetischer Strahlung. Hierbei wird zunächst von einer Dipolnäherung ausgegangen, wobei die Ausdehnung des Quantensystems in Relation zur Wellenlänge der wechselwirkenden Strahlung zu setzen ist ($d_{QD} \approx 30 \text{ nm}$ zu $\lambda \approx 950 \text{ nm}$). Die Strahlung wechselwirkt also mit dem Quantensystem nur über dessen Dipolmoment $\mu = -e\vec{r}$.

Der Hamilton-Operator wird dabei um einen weiteren Beitrag V entsprechend einer Störung durch das elektromagnetische Feld ergänzt. Dadurch wird die Gleichung 4.1 zu:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi(\vec{r}, t) = (\hat{H}_0 + \hat{V}) \Psi(\vec{r}, t) \quad (4.3)$$

Der Wechselwirkungsbeitrag V wird durch den Dipol-Operator $\hat{\mu} = e \cdot \hat{r}$ bestimmt, wobei gilt $\hat{V} = -\hat{\mu} \vec{E}(t)$. Für den zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldes kann $\vec{E}(t) = \mathcal{E} \cdot \vec{\epsilon} \cdot \cos(\omega_L t)$ angenommen werden. Der Operator $\hat{\mu}$ ist weiterhin durch folgende Gleichung gegeben:

$$\hat{\mu} = \mu_{10} = \int \psi_1^*(\vec{r}) \vec{\mu} \psi_0(\vec{r}) d^3r = \langle 1 | \hat{\mu} | 0 \rangle \quad (4.4)$$

Im Weiteren wird angenommen, dass das wechselwirkende elektromagnetische Feld mit dem TLS resonant ist, so dass gilt: $\omega_{01} = (E_1 - E_0)/\hbar = \omega_L$. Wenn der Laser nicht exakt Resonant mit dem TLS ist, so kann dies mit der Korrektur $\delta = \omega_L - \omega_{01}$ berücksichtigt werden.

Zur weiteren Berechnung wird die Schrödingergleichung 4.3 jeweils mit den Eigenfunktionen $\langle i | = e^{i\omega_i t} \psi_i^*(\vec{r})$ des Systems multipliziert. Unter Betrachtung der orthogonalen Eigenfunktionen: $\langle 0 | 1 \rangle = \langle 1 | 0 \rangle = 0$, sowie $\langle 0 | 0 \rangle = \langle 1 | 1 \rangle = 1$ ergibt sich exemplarisch:

$$i\hbar \dot{c}_1 + c_1 \hbar \omega_1 = c_1 E_1 - \mathcal{E} \cos(\omega_L t) c_0 \langle 1 | \hat{\mu} | 0 \rangle \vec{\epsilon} \quad (4.5)$$

Ausgehend von den oberen Betrachtungen können zwei Differentialgleichungen gewonnen werden:

$$\dot{c}_0 = \frac{i}{\hbar} \mathcal{E} \mu_{10}^\epsilon e^{-i\omega_{QD} t} \cos(\omega_L t) c_1(t) \quad (4.6)$$

$$\dot{c}_1 = \frac{i}{\hbar} \mathcal{E} \mu_{10}^\epsilon e^{-i\omega_{QD} t} \cos(\omega_L t) c_0(t) \quad (4.7)$$

Für weitere Betrachtung wird hier die Rabi-Frequenz eingeführt:

$$\Omega_0 = \frac{\mu_{10}^\epsilon \mathcal{E}}{\hbar} \quad (4.8)$$

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

Somit können die Gleichungen 4.6 und 4.7 dargestellt werden durch:

$$\dot{c}_0 = \frac{i}{2}\Omega_0 \left(e^{i(\omega_L - \omega_{QD})t} + e^{-i(\omega_L + \omega_{QD})t} \right) c_1(t) \quad (4.9)$$

$$\dot{c}_1 = \frac{i}{2}\Omega_0 \left(e^{-i(\omega_L - \omega_{QD})t} + e^{i(\omega_L + \omega_{QD})t} \right) c_0(t) \quad (4.10)$$

Hierbei wird im Weiteren eine sinnvolle Näherung durchgeführt. Die Exponentialfunktion-Anteile mit $\omega_{QD} + \omega_L$ stellen eine sehr schnelle Oszillation dar und somit eine schwache Kopplung im Falle einer Nah-resonanter Licht-Atom Wechselwirkung. Im Weiteren werden diese Terme vernachlässigt. Dies wird **„Rotating-Wave-Approximation“** genannt.

Somit kann ein fundamentales Ergebnis dieses Kapitels manifestiert werden zu:

$$\dot{c}_0(t) = \frac{i}{2}\Omega_0 e^{i\delta t} c_1(t) \quad (4.11)$$

$$\dot{c}_1(t) = \frac{i}{2}\Omega_0 e^{-i\delta t} c_0(t) \quad (4.12)$$

Die Differentialgleichungen beschreiben das dynamische Verhalten der Besetzung eines TLS bei einer Nah-resonanten Anregung.

An dieser Stelle der Herleitung findet sich in der Literatur eine sehr interessante Diskussion. Dabei kann weiteres Vorgehen in zwei Wegen durchgeführt werden.

Im ersten Fall wird von einem Regime schwacher Kopplung („Weak-Field limit“) ausgegangen. Dabei erfolgt die Anregung des TLS resonant mit Strahlung schwacher Intensität. In diesem Fall gilt für die Besetzung des Systems für fast alle Zeiten: $c_0(t) \gg c_1(t)$. Somit verschwindet die Differenzialgleichung 4.11 und es bleibt effektiv nur die Gleichung 4.12 zu lösen. Als Resultat der Untersuchung erhält man den Einstein-Koeffizienten für stimulierte Absorption $B_{12}^\omega = \frac{\pi}{3\epsilon_0 \hbar^2} \mu_{12}^2$ [34].

Der zweite Fall der Lösung der Gleichungen 4.11 und 4.12 geht von einem Regime starker Kopplung („Strong-Field limit“) der Anregung aus. Bei dieser Anregung ist die Feldstärke bzw. die Intensität der anregenden Strahlung sehr groß, so dass beide Gleichungen gelöst werden müssen. Es ergeben sich sogenannte Rabi-Oszillationen bzw. Rabi-Flopp der Besetzung des TLS. Dabei ist dieses Verhalten des Systems Gegenstand des nachfolgenden Abschnitts.

4.3 Rabi-Oszillationen

Dieser Abschnitt behandelt die sogenannten Rabi-Oszillationen der Besetzung des Zwei-Niveau Systems. Dabei handelt es sich um ein hochgradig nichtlineares Verhalten des Systems.

Wird die Differentialgleichung 4.11 bei resonanter Anregung ($\delta = 0$) erneut abgeleitet und in das Ergebnis die Gleichung 4.12 eingesetzt, so ergibt sich die Gleichung:

$$\ddot{c}_0 + \left(\frac{\Omega_0}{2} \right)^2 c_0 = 0 \quad (4.13)$$

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

Unter der Annahme von experimentell sinnvollen Randbedingungen $c_0(t=0) = 1$ und $c_1(t=0) = 0$ ergeben sich als Lösungen der Differenzialgleichung 4.13 sowie analog 4.12:

$$c_0(t) = \cos\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) \quad (4.14)$$

$$c_1(t) = i \sin\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) \quad (4.15)$$

Die Betragsquadrate der Koeffizienten spiegeln die Wahrscheinlichkeiten für die Besetzung der einzelnen Zustände des Quantensystems wieder. Es ergibt sich:

$$|c_0(t)|^2 = \cos^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) = \frac{1}{2} [1 + \cos(\Omega_0 t)] \quad (4.16)$$

$$|c_1(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Omega_0 t)] \quad (4.17)$$

Aus den oberen Gleichungen wird ersichtlich, dass die Besetzung des Quantensystems ein oszillatorisches Verhalten zwischen den beiden Niveaus bei einem zunehmenden E-Feld \mathcal{E} bzw. Pulsdauer t zeigt. Ebenfalls ist ersichtlich warum die Rabi-Frequenz Ω_0 durch die Gleichung 4.8 so definiert wurde. Dieses Verhalten des Zwei-Niveau Systems wurde erstmals 1937 von I. I. Rabi beschrieben [79].

Wie am Anfang des Kapitels erwähnt, sind zur experimentellen Beobachtung von Rabi-Oszillationen sehr leistungsstarke Laser notwendig. Dies kann oft durch einen gepulsten Laser realisiert werden. Dabei verändert sich die elektrische Feldstärke \mathcal{E} des Laserpulses mit der Zeit. Um dies zu berücksichtigen findet sich in der Literatur eine Verallgemeinerung des Arguments der trigonometrischen Funktionen. So wird die Pulsfläche A eingeführt als:

$$A = \int \Omega(t) dt = \frac{\mu_{10}^{\epsilon}}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(t) dt \quad (4.18)$$

Dabei stellt die Pulsfläche einen direkten Bezug zwischen der Anregung und der Besetzung des Zwei-Niveau Systems her. Die Angabe der Pulsfläche erfolgt meistens durch Radianten. So entspricht eine Anregung mit einem π -Puls einer vollständigen Besetzungsinversion des TLS. Diese Inversion wird auch als „**Rabi-Flop**“ bezeichnet.

In dieser Arbeit werden zwei Pulse für kohärente Experimente mit einer Pulsfläche A von $\pi/2$ benutzt. Dies ergibt den höchsten Kontrast der Besetzung.

Die hier durchgeführte Betrachtung der Anregung des TLS erfolgte für einen resonanten Fall, wobei $\delta = 0$ gilt. Erfolgt die Anregung nah-resonant mit einer geringen Verstimmung δ , so ergibt sich für die Gleichungen 4.16 und 4.17 der Koeffizienten eine modifizierte Gestalt.

Zur einfachen Darstellung des Resultats wird eine verallgemeinerte Rabi-Frequenz Ω definiert. Diese kann ausgedrückt werden durch:

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2} \quad (4.19)$$

Mit dieser Definition ergibt sich für die Gleichungen der Betragsquadrate der Koeffizi-

enten:

$$|c_0(t)|^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \cos^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} [1 + \cos(\Omega t)] \quad (4.20)$$

$$|c_1(t)|^2 = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_0 t}{2}\right) = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} [1 - \cos(\Omega t)] \quad (4.21)$$

Damit wird ersichtlich, dass bei einer leichten Verstimmung des Lasers relativ zu der Energie des TLS nur eine geringere Besetzung des oberen Zustands ($c_1 < 1$) erreicht werden kann. Weiterhin zeigt sich eine erhöhte Rabi-Frequenz, so dass bei der Anregung mit einem Detuning δ Rabi-Oszillationen mit einer höheren Frequenz, jedoch einer niedrigeren Amplitude beobachtbar werden.

4.4 Optische Bloch-Gleichungen

Die theoretische Betrachtung von realen Quantensystemen erfordert die Einbeziehung des sogenannten Dichtematrix-Formalismus. Dabei beschreibt eine Dichtematrix eine statistische Superposition von von Zuständen, so dass sowohl kohärente als auch nicht-kohärente Zustandsmischungen analysiert werden können.

Die Definition der Dichtematrix erfolgt über:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{00} & \rho_{01} \\ \rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_0 c_0^* & c_0 c_1^* \\ c_1 c_0^* & c_1 c_1^* \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Wie leicht zu erkennen beschreiben die Elemente ρ_{00} bzw. ρ_{11} die Besetzung der Zustände $|0\rangle$ bzw. $|1\rangle$, weiterhin gilt $\rho_{00} + \rho_{11} = 1$. Die Elemente neben der Diagonalen sind sogenannte „Kohärenzen“ des Systems, diese sind bei einem inkohärenten System gleich Null.

Der Dichteoperator ist durch folgende Gleichung definiert:

$$\hat{\rho} = \sum p_k |\Psi_k\rangle \langle \Psi_k| \quad (4.23)$$

Die Dichtematrixelemente ρ_{ij} können ermittelt werden durch:

$$\rho_{ij} = \langle i | \hat{\rho} | j \rangle \quad (4.24)$$

Die zeitliche Entwicklung der Dichtematrixelemente wird generell durch die Von-Neumann-Gleichung beschrieben. Für das hier betrachtete Zwei-Niveau System kann jedoch die zeitliche Dynamik der Dichtematrixelemente dargestellt werden durch:

$$\frac{d}{dt} \rho_{00} = \frac{d}{dt} (c_0 c_0^*) = \dot{c}_0 c_0^* + c_0 \dot{c}_0^* \quad (4.25)$$

Zusammen mit der Gleichung 4.11 ergibt sich:

$$\frac{d}{dt} \rho_{00} = i \frac{\Omega_0}{2} \left(e^{i\delta t} \rho_{10} - e^{-i\delta t} \rho_{01} \right) \quad (4.26)$$

Zusätzlich wird die sogenannte „**Rotating-Frame-Approximation**“ angewendet, wobei die Rotation mit der Laserfrequenz ω_L vernachlässigt wird, so dass $\tilde{\rho}_{01}(t) = e^{-i\omega_L t} \rho_{01}(t)$

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

gilt. Dabei werden die modifizierten Dichtematrixelemente eingeführt: $\tilde{\rho}_{01} = e^{-i\delta t}\rho_{01}$ und $\tilde{\rho}_{10} = e^{i\delta t}\rho_{10}$.

Analog zu der oberen Beschreibung kann ein neuer Satz gekoppelter Differentialgleichungen aufgestellt werden mit folgender Gestalt:

$$\frac{d}{dt}\rho_{00} = +\gamma_1\rho_{11} + i\frac{\Omega_0}{2}(\tilde{\rho}_{10} - \tilde{\rho}_{01}) \quad (4.27)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{11} = -\gamma_1\rho_{11} + i\frac{\Omega_0}{2}(\tilde{\rho}_{01} - \tilde{\rho}_{10}) \quad (4.28)$$

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{01} = -(\gamma_2 + i\delta)\tilde{\rho}_{01} + i\frac{\Omega_0}{2}(\rho_{11} - \rho_{00}) \quad (4.29)$$

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{10} = -(\gamma_2 - i\delta)\tilde{\rho}_{10} + i\frac{\Omega_0}{2}(\rho_{00} - \rho_{11}) \quad (4.30)$$

Dabei wurden zwei Konstanten γ_1 und γ_2 eingeführt, welche die Prozesse des Zerfalls und der Dekohärenz des Systems berücksichtigen [10]. Die Konstante γ_1 koppelt an die Dichtematrixelemente ρ_{00} und ρ_{11} und somit auch direkt auf die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände. Dadurch beschreibt diese Konstante den natürlichen Zerfall der Population des TLS $T_1 = 1/\gamma_1$. Die Konstante γ_2 ist für die Dekohärenz des Quantensystems verantwortlich und entspricht der Kohärenz-Zeit $T_2 = 1/\gamma_2$.

Beide Konstanten sind gekoppelt durch die folgende Gleichung:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*} \quad (4.31)$$

Dabei beschreibt T_2^* reine Dephasierungsprozesse. Diese können jedoch in dem hier betrachteten System vernachlässigt werden, da der Einfluss dieser Prozesse sehr gering ist (Quantenpunkte werden auf 4.2 K abgekühlt).

4.5 Repräsentation von Zuständen auf der Bloch-Kugel

Zur Darstellung eines beliebigen Zustands des Zwei-Niveau Systems existiert das Konzept der Bloch-Kugel. Dabei wird ein Zustand durch einen Vektor auf der Bloch-Kugel dargestellt. In diesem Abschnitt soll das Konzept der Bloch-Kugel diskutiert werden.

Mit Hilfe der Dichtematrix Koeffizienten lässt sich ein Zustand des Zwei-Niveau Systems auf einer Kugel darstellen. Dabei wird zunächst ein kartesisches Koordinatensystem mit den Achsen u , v , w gewählt. Es besteht zwischen den Koordinaten-Achsen und den Dichtematrix-elementen folgender Zusammenhang:

$$u = \rho_{01} + \rho_{10} = 2 \cdot \text{Re}(\rho_{01}) \quad (4.32)$$

$$v = i(\rho_{01} - \rho_{10}) = 2 \cdot \text{Im}(\rho_{01}) \quad (4.33)$$

$$w = \rho_{11} - \rho_{00} \quad (4.34)$$

Damit lassen sich die optischen Bloch-Gleichungen folgendermaßen ausdrücken:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \Omega_0 \\ 0 \\ \delta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \gamma_2 \frac{u}{2} \\ \gamma_2 \frac{v}{2} \\ \gamma(w+1) \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

Wird die Dämpfung γ , γ_2 in der Gleichung 4.35 vernachlässigt, so führt der Bloch-Vektor eine Kreisbewegung um die Achse $-(\Omega_0, 0, \delta)$. Ist das Detuning $\delta = 0$ so findet die Rotation des Bloch-Vektors um die u -Achse statt, mit der Rabi-Frequenz Ω_0 .

Ohne die Dämpfung bewegt sich der Bloch-Vektor stets auf der Oberfläche der Kugel mit dem Radius $u^2 + v^2 + w^2 = 1$. Die Oberfläche der Einheitssphäre repräsentiert somit jeden beliebigen reinen Zustand des Zwei-Niveau Systems.

Weiterhin können den Komponenten u und v dispersive bzw. absorptive Eigenschaften zugeordnet werden. Es kann gezeigt werden dass die Komponenten u des Bloch-Vektors proportional zum Dipolmoment $\vec{\mu}$, welches in Phase mit dem E-Feld oszilliert, bzw. dass die Komponente v des Bloch-Vektors proportional zum Dipolmoment $\vec{\mu}$, welches 90° außer Phase mit dem E-Feld oszilliert.

Mit dem Konzept der Bloch-Sphäre werden die grundlegenden Zustände des TLS der Grundzustand (Abbildung 4.1(a)) bzw. angeregter Zustand (Abbildung 4.1(b)) auf der Bloch-Sphäre folgendermaßen dargestellt:

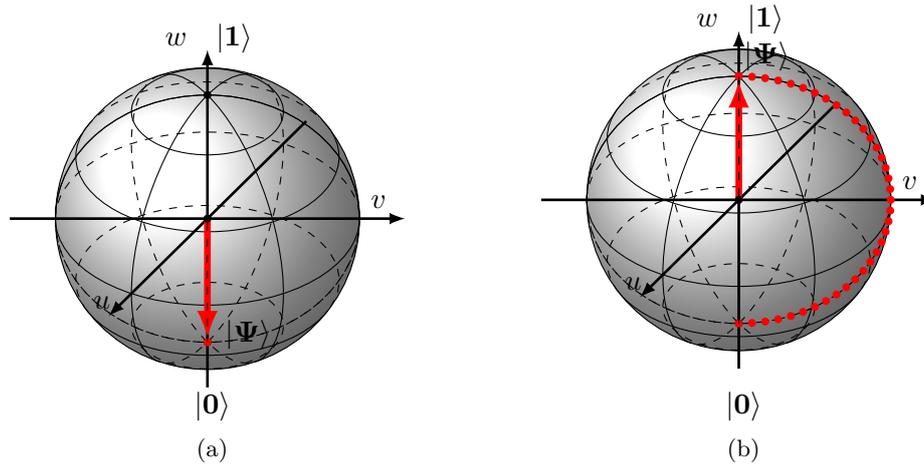


Abb. 4.1: Skizze der Bloch-Sphären mit den jeweiligen Bloch-Vektoren, welche den Grundzustand des Zwei-Niveaus (a) sowie den angeregten Zustand (b) repräsentieren.

Dabei können Rabi-Oszillationen der Besetzung des Zwei-Niveau Systems auf der Bloch-Kugel erläutert werden. Ist das Detuning verschwindend $\delta = 0$, so lässt sich die zeitliche Abhängigkeit des Bloch-Vektor in darstellen durch:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin(\Omega_0 t) \\ -\cos(\Omega_0 t) \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

Wenn nun entweder die Pulsdauer τ oder die elektrische Feldstärke \mathcal{E} verändert werden, so ändert sich die Rabi-Frequenz und somit die Pulsfläche. Bei einer kontinuierlichen Änderung der Pulsfläche werden Oszillationen der Besetzung beobachtet.

Wird ein Laserpuls mit der Pulsfläche $A = \pi/2$ auf das Zwei-Niveau System angewandt, so ergibt sich ein kohärenter Superpositionszustand, so dass der Vektor auf der Bloch-Kugel folgende Gestalt hat:

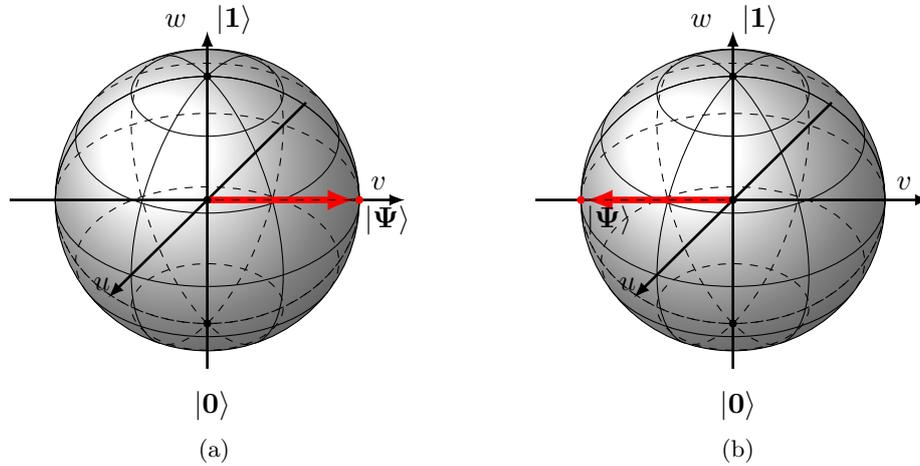


Abb. 4.2: Skizzen der Bloch-Sphären mit Bloch-Vektoren, welche den Superpositionszustand des Zwei-Niveau Systems repräsentieren mit der kohärenten Phase von $\varphi = 0$ (a), sowie $\varphi = \pi$ (b).

4.6 OBE zur Simulation experimenteller Daten

In diesem Abschnitt werden zunächst die optischen Bloch Gleichungen zur Simulation von experimentellen Ergebnissen zu der Kontrolle der Phase des Exzitons präsentiert. Im weiteren werden die optischen Bloch Gleichungen zur Simulation experimenteller Resultate zu rapid adiabatic passage Experimenten dargestellt. Das in diesem Abschnitt präsentierte Modell entspringt der Dissertationsarbeit von Dr. Steffen J. Michaelis de Vasconcellos [102].

OBE zur Phasenkontrolle des Exzitons

Die OBE (Gleichungen 4.27 bis 4.30) repräsentieren die zeitliche Dynamik eines Zwei-Niveau Systems und eignen sich hervorragend zur Diskussion grundlegender Phänomene. Sind jedoch quantitative Ergebnisse gefordert, welche die experimentellen Daten beschreiben können, müssen diese Gleichungen modifiziert werden. Dabei wird das Modell

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

des TLS um die Prozesse des schweren Lochs- und Elektron-Tunnels erweitert.

$$\frac{d}{dt}\rho_{00} = i\frac{\Omega_0}{2}(\tilde{\rho}_{10}e^{i\varphi} - \tilde{\rho}_{01}e^{-i\varphi}) + \gamma_r\rho_{11} + \gamma_{hh}\rho_{hh} + \gamma_e\rho_e \quad (4.37)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{11} = i\frac{\Omega_0}{2}(\tilde{\rho}_{01}e^{-i\varphi} - \tilde{\rho}_{10}e^{i\varphi}) - (\gamma_r + \gamma_e + \gamma_{hh})\rho_{11} \quad (4.38)$$

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{01} = i\frac{\Omega_0}{2}e^{i\varphi}(\rho_{11}e^{-i\varphi} - \rho_{00}e^{i\varphi}) - i\delta\tilde{\rho}_{01} - \left(\frac{\gamma_r + \gamma_e + \gamma_{hh}}{2}\right)\tilde{\rho}_{01} \quad (4.39)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{hh} = \gamma_e\rho_{11} - \gamma_{hh}\rho_{hh} \quad (4.40)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_e = \gamma_{hh}\rho_{11} - \gamma_e\rho_e \quad (4.41)$$

$$\frac{d}{dt}I_{PC} = (\gamma_e + \gamma_{hh})\rho_{11} \quad (4.42)$$

Die Dichtematrix-Koeffizienten ρ_e und ρ_{hh} repräsentieren die Zustände des System mit der Besetzung durch einen Elektron bzw. ein schweres Loch in dem Quantenpunkt. Dazu werden die Konstanten $\gamma_e = \frac{1}{\tau_{hh}}$ und $\gamma_{hh} = \frac{1}{\tau_e}$, mit den entsprechenden Tunnelzeiten für Elektron τ_e bzw. schweres Loch τ_{hh} -Tunneln, zugeordnet. Dabei erfolgt die Besetzung der Zustände ρ_e und ρ_{hh} ausschließlich durch den Zerfall des Systems aus dem Zustand ρ_{11} . In einem weiteren Prozess zerfallen diese Zustände, so dass das System sich im Zustand ρ_{00} befindet.

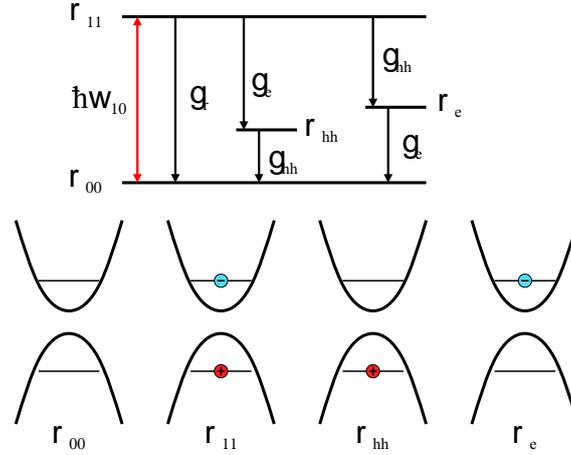


Abb. 4.3: Schematische Darstellung der Energie-Niveaus des Exziton Zwei-Niveau Systems in einem Quantenpunkt. Der obere Energie-Zustand des Exzitons kann über drei Kanäle zerfallen: strahlende Rekombination, Tunnel-Prozess des Elektrons und Tunnel-Prozess des Lochs (Bild oben). Darstellung einzelner Zustände des Zwei-Niveau Systems mit den jeweiligen zugehörigen Teilchen (Bild unten).

Die Konstanten γ_e und γ_{hh} sind explizit abhängig von der Diodespannung V_{Bias} aufgrund zugehöriger Tunnelzeiten der Ladungsträger. Diese werden in dem Modell also als $\gamma_e(V_{Bias})$ und $\gamma_{hh}(V_{Bias})$ betrachtet. Weiterhin soll darauf hingewiesen werden, dass das Modell des Zwei-Niveau Systems um die zusätzlichen Tunnel-Kanäle erweitert werden kann ohne eine grundlegende neu-Betrachtung der Lösung der Schrödingergleichung. Dies liegt daran, dass die zusätzlichen Zustände ρ_e und ρ_{hh} keine Wechselwirkung mit

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

der elektromagnetischen Strahlung ausführen. Diese Näherung gilt für Laserpulse mit einer hinreichend großen Zeitdauer. Kürzere Laserpulse besitzen eine größere Bandbreite und können dadurch an die Zustände ρ_e und ρ_{hh} koppeln, so dass das Modell durch die Lösung der Schrödingergleichung mit der Betrachtung der zusätzlichen Zuständen neu ausgewertet werden muss.

OBE zur rapid adiabatic passage

Die optischen Bloch Gleichungen habe die gleiche Struktur wie in den Gleichungen 4.27 bis 4.30 es werden zwei Modifikationen vorgenommen. Zunächst wird der Tunnel-Prozess des Elektrons mit zurückbleibenden schwerem Loch berücksichtigt. Der Prozess der strahlenden Rekombination wird jedoch vernachlässigt. Weiterhin wird eine Zeit-Abhängige Verstimmung des Systems $\delta(t)$ eingeführt. Diese hat dabei folgende Gestalt:

$$\delta(t) = \delta_0 \left(\frac{1}{e^{(t-t_c)/k} + 1} - \frac{1}{2} \right) \quad (4.43)$$

Die Verstimmung wird also durch eine Fermi-Dirac Stufen-Funktion beschrieben, welche durch die Parameter k (niedriger Wert entspricht einem hohen Chirp-Koeffizienten) sowie δ_0 definiert wird.

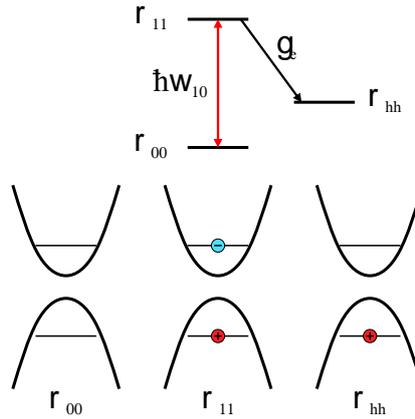


Abb. 4.4: Schematische Darstellung der Energie-Niveaus des Exziton Zwei-Niveau Systems in einem Quantenpunkt. Der obere Energie-Zustand des Exzitons zerfällt hierbei hauptsächlich durch den Tunnel-Prozess des Elektrons (Bild oben). Darstellung einzelner Zustände des Zwei-Niveau Systems mit den jeweiligen zugehörigen Teilchen (Bild unten).

Damit lassen sich folgende optischen Bloch Gleichungen zusammenfassen:

$$\frac{d}{dt}\rho_{00} = i\frac{\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{10}e^{i\varphi} - \tilde{\rho}_{01}e^{-i\varphi}) \quad (4.44)$$

$$\frac{d}{dt}\rho_{11} = i\frac{\Omega_0}{2} (\tilde{\rho}_{01}e^{-i\varphi} - \tilde{\rho}_{10}e^{i\varphi}) - \gamma_e\rho_{11} \quad (4.45)$$

$$\frac{d}{dt}\tilde{\rho}_{01} = i\frac{\Omega_0}{2}e^{i\varphi} (\rho_{11}e^{-i\varphi} - \rho_{00}e^{i\varphi}) - i\delta\tilde{\rho}_{01} - \gamma_p\tilde{\rho}_{01} \quad (4.46)$$

$$\frac{d}{dt}I_{PC} = \gamma_e\rho_{11} \quad (4.47)$$

4 Theoretische Grundlagen zum TLS

Hierbei ist $\gamma_e = \frac{1}{T_1}$ und $\gamma_p = \frac{1}{2}\gamma_e = \frac{1}{T_2}$, was der Dephasierung des TLS im Falle des kohärenten Limits $1/T_2 = 1/2T_1$ entspricht.

Mit diesen Gleichungen lässt sich die Simulation der RAP Experimente durchführen. Dabei wurde die spontane strahlende Rekombination, reine Dephasierungsprozesse und anregungsinduzierte Dephasierung vernachlässigt.

5 Allgemeine Eigenschaften untersuchter Quantenpunkte

Für die Interpretation der ultraschnellen elektrischen Kontrolle einzelner Quantenpunkte und Klärung optoelektronischer Mechanismen ist ein tieferes Verständnis hinsichtlich experimenteller Methodik, Materialsystem und der damit verknüpften Wechselwirkung wesentlich. Daher erfolgt in diesem Kapitel eine sukzessive Abhandlung verschiedener Aspekte. Es werden grundlegende Eigenschaften der untersuchten Quantenpunkte zusammenfassend dargestellt. Dabei wird auf die Photolumineszenzmessungen, die resonante Photoströmspektroskopie, sowie die Linienbreite des exzitonischen Grundzustands näher eingegangen.

Nachfolgend werden die grundlegenden Eigenschaften der untersuchten Quantenpunkte vorgestellt. Dabei werden zunächst die Photolumineszenzmessungen gezeigt, sowie die einzelnen Zustände in dem Quantenpunkt diskutiert. In allen Messungen zeigen die Quantenpunkte sehr gute Eigenschaften. Die hier präsentierten Ergebnisse wurden hauptsächlich an den Proben PbA0389_A sowie PbA0389_B gewonnen.

5.1 Spannungsabhängige Photolumineszenzmessungen

Nach der Herstellung der Quantenpunkt-Photodioden, erfolgt standardmäßig eine Photolumineszenzmessung. Hierbei wird der Quantenpunkt anhand seiner spektralen Eigenschaften lokalisiert (eine detaillierte Beschreibung des verwendeten experimentellen Setups findet sich in dem Kapitel 3.4).

Das in der nachfolgenden Abbildung 5.1 präsentierte Photolumineszenzspektrum wurde an der Probe PbA0389_A1_21_D3_QD2 bei einer Integrationszeit von $T_{int} = 1 \text{ s}$ aufgenommen (Gitterzahl $g = 150 \text{ mm}^{-1}$). Dabei betrug die Anregungsleistung $P_{exc} \approx 3.5 \text{ } \mu\text{W}$ (Referenzmessstelle). Die Integrationszeit des Spektrometers wurde auf $T_{int} = 1 \text{ s}$ eingestellt.

Es lassen sich drei Bereiche des Signals unterscheiden:

- Das über alle Spannungen sichtbare Photolumineszenz-Signal bei einer Wellenlänge von $\lambda_{GaAs} = 810 \text{ nm}$ bis $\lambda_{GaAs} = 840 \text{ nm}$ kann GaAs zugeordnet werden, wobei das Maximum bei $\lambda_{GaAs}^{max} \approx 823 \text{ nm}$ liegt.
- Ab einer Spannung von $V_B = 0.2 \text{ V}$ ergibt sich ein Signal bei $\lambda_{Wetting} \approx 875 \text{ nm}$, welches von dem InGaAs Wetting-Layer stammt.
- Im Wellenlängenbereich von $\lambda_{QD} \approx 915 \text{ nm}$ bis $\lambda_{QD} \approx 950 \text{ nm}$ tritt über den Spannungsbereich von $V_B = -0.3 \text{ V}$ bis $V_B = +0.4 \text{ V}$, die Photolumineszenz der

5 Allgemeine Eigenschaften untersuchter Quantenpunkte

InGaAs Quantenpunkte auf. Hier zeigt sich eine starke örtliche Abhängigkeit des Signals, was die Annahme eines einzelner InGaAs Quantenpunkte stützt.

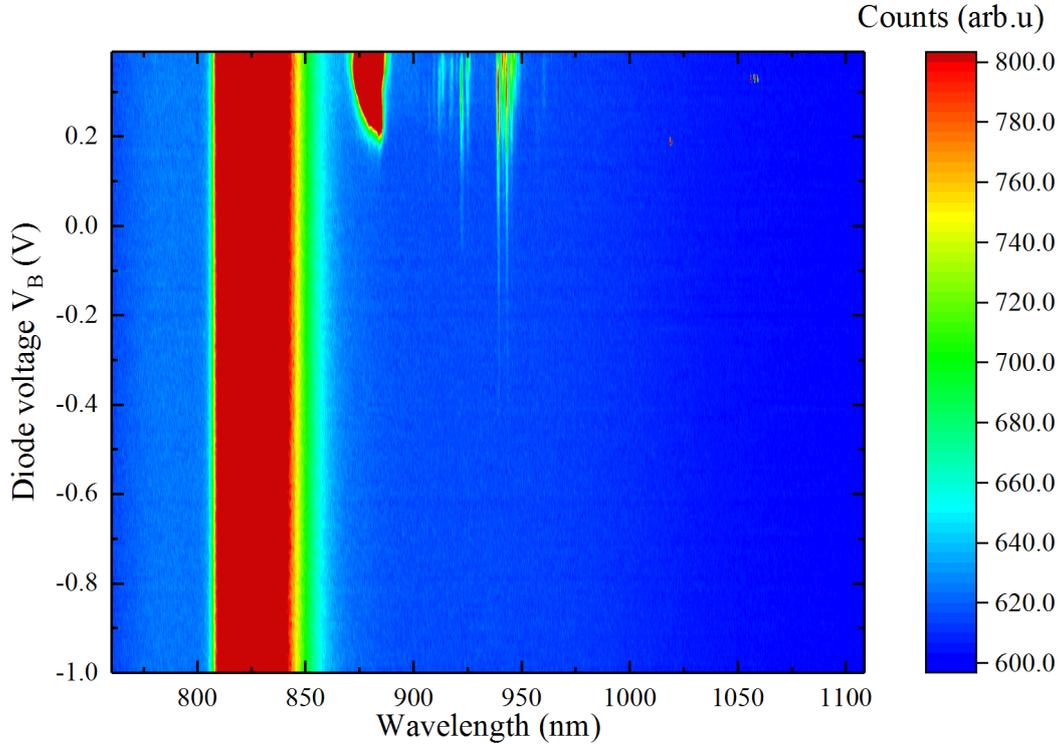


Abb. 5.1: Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einzelnen InGaAs Quantenpunkten. Die Messung wurde bei folgenden Parametern durchgeführt: Anregungsleistung $P_{exc} \approx 3.5 \mu W$, Integrationszeit $T_{int} = 1 s$, Gitterzahl $g = 150 mm^{-1}$, Temperatur von $4.2 K$.

Eine PLV-Messung mit einem Gitter höherer Strichzahl ($g = 1200 mm^{-1}$) und somit einer höheren energetischen Auflösung ist auf der nachfolgenden Abbildung dargestellt. Wie in der Messung 5.1 zu sehen, zeigt sich ein weiterer Quantenpunkt in der Nähe. Aus diesem Grund wurde die nachfolgende Messung an einem anderem Quantenpunkt, welcher sich auf der Probe PbA0389_B.12_D4_QD3 befindet, aufgenommen. Der Quantenpunkt wurde mit einer Anregungsleistung von $P_{exc} \approx 1.9 \mu W$ an der Referenzmessstelle angeregt. Auf dem spannungsabhängigen Photolumineszenz-Diagramm sind dabei die einzelnen Zustände des Quantenpunkts sichtbar. Das neutrale Exziton X befindet sich energetisch bei der Spannung von $V_B = 0.0 V$ bei $E_{X0} \approx 1332.35$ bzw. $\lambda_{X0} \approx 930.57 nm$.

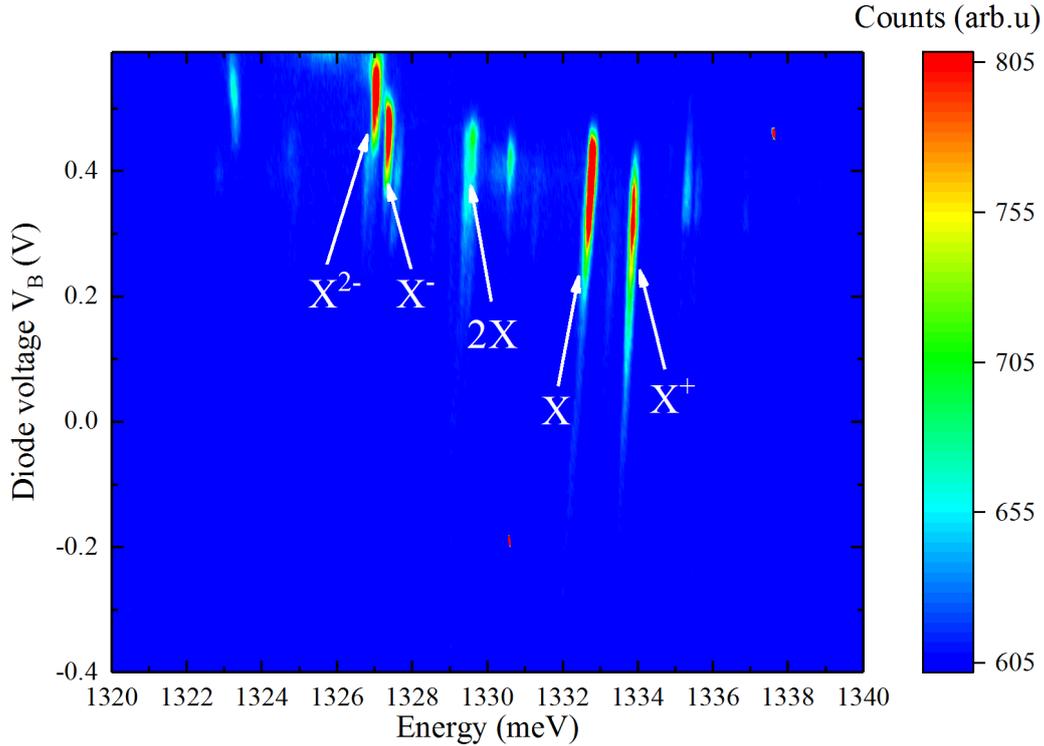


Abb. 5.2: Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einem einzelnen InGaAs Quantenpunkt. Die Messung wurde bei folgenden Parametern durchgeführt: Anregungsleistung $P_{exc} \approx 1.9 \mu W$, Integrationszeit $T_{int} = 1 s$, Gitterzahl $g = 1200 mm^{-1}$, Temperatur von $4.2 K$.

Das einfach negativ geladene Exziton X^- befindet sich energetisch bei $E_{X^-} \approx 1327.36 meV$ bzw. $\lambda_{X^-} \approx 934.1 nm$ bei einer Diodespannung von $V_B = +0.4 V$. Das zweifach negativ geladene Exziton X^{2-} ist bei der Energie von $E_{X^{2-}} \approx 1326.99 meV$ zu finden. Weiterhin lässt sich der Zustand des Biexzitons XX bei $E_{XX} \approx 1329.55 meV$ bei der Spannung von $V_B = +0.4 V$ sowie der Zustand des einfach positiv geladenen Exzitons X^+ bei der Energie von $E_{X^+} \approx 1333.65 meV$ bei der Spannung von $V_B = 0 V$ bzw. der Energie $E_{X^+} \approx 1333.76 meV$ und der Spannung von $V_B = +0.2 V$ identifizieren.

Bei dieser Messung kann ab einer Photodiodespannung von $V_B > +0.4 V$ im Energiebereich von etwa $E \approx 1323 meV$ ein sogenannter Satellitenpeak (Singulett) des X^{2-} -Zustands (Triplet) beobachtet werden. Dabei liegt dieser energetisch etwa $4 meV$ tiefer als der X^{2-} -Zustand. Der Satellitenpeak wird als Singulett-Zustand bezeichnet, wobei die involvierten Elektronen eine antiparallele Spin-Ausrichtung zueinander haben. Im Ortsraum sind die Wellenfunktionen der Elektronen dadurch symmetrisch, so dass eine größere Coulomb Wechselwirkung zwischen den Elektronen auftritt und dadurch die Bindungsenergie der Teilchen reduziert. Eine ausführliche Untersuchung des Singulett und Triplet X^{2-} -Zustands von InGaAs Quantenpunkten findet sich in [32] sowie theoretische Berechnungen in [42].

5.2 Photostrommessungen an einzelnen Quantenpunkten

In diesem Kapitel werden die Photostrommessungen an einem einzelnen Quantenpunkt bei einer resonanten Anregung mittels eines cw-Lasers diskutiert (siehe experimenteller Aufbau im Kapitel 3.5). Wobei der Schwerpunkt auf der Bestimmung der Koeffizienten des QCSE sowie der Linienbreite des Quantensystems liegt.

Dabei wurde der Zustand des neutralen Exziton X (siehe Abbildung 5.2) resonant mit dem Laser DL Pro 940 angeregt.

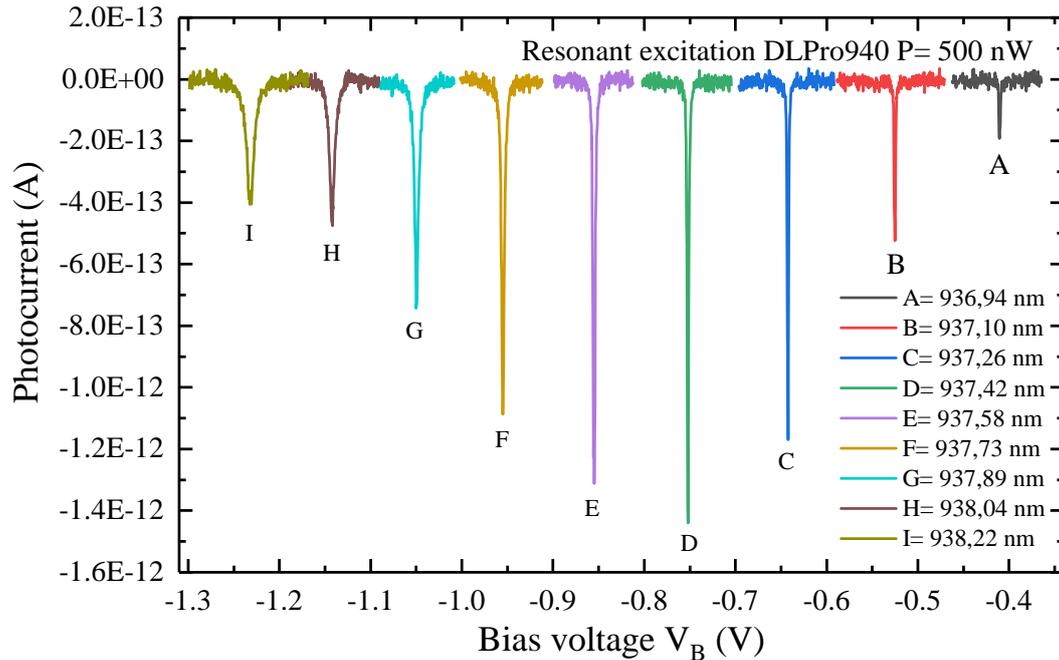


Abb. 5.3: Photostrom-Spannung Diagramm bei resonanter Anregung unterschiedlicher Anregungswellenlänge des Lasers. Messung erfolgte bei einer Temperatur von 4.2 K .

Im Diagramm (Abbildung 5.3) erkennt man deutlich die resonante Anregung des Quantensystems im Photostrom bei unterschiedlichen Anregungsenergien bzw. Wellenlängen des Lasers. Hierbei betrug die Anregungsleistung des Lasers $P_{exc} \approx 500\text{ nW}$. Aufgrund des QCSE besteht eine Abhängigkeit der Energie des Quantensystems von der Spannung der Photodiode. Wird die Diodenspannung verändert, so ist eine Veränderung der Energie des Systems beobachtbar, sodass es bei einer bestimmten Diodenspannung zur resonanten Anregung zwischen Laser und QD kommt. Die Linienform der jeweiligen Photostrom-Peaks ist ein Lorentz-förmiges Profil, so dass man von einem einzelnen Zwei-Niveau System ausgehen kann.

Insgesamt können im Diagramm drei Signal-Bereiche identifiziert werden. Diese werden im Folgenden nach der Stärke der Sperrspannung, ausgehend von einer schwachen bis hin zu einer starken Sperrspannung, diskutiert.

- Bereich geringer Sperrspannung ($V_B > -0.6\text{ V}$): ausgezeichnet durch den Zerfall des Quantensystems über die strahlende Rekombination. Bei dieser Sperrspannung

5 Allgemeine Eigenschaften untersuchter Quantenpunkte

ist die Tunnelzeit T_{tun} der Ladungsträger größer als die strahlende Rekombinationszeit T_{RR} des Quantensystems. Somit wird ein kleinerer Photostrom bei gleicher Anregungsleistung gemessen.

- Bereich mittlerer Sperrspannung ($V_B \approx -0.8 \text{ V}$): hier ist die Tunnelzeit T_{tun} der Ladungsträger des Quantensystems kleiner als die strahlende Rekombinationszeit T_{RR} . Dadurch wird der Prozess der strahlenden Rekombination unterdrückt und die Besetzung des Quantensystems kann nahezu komplett über den Photostrom extrahiert werden.
- Bereich großer Sperrspannung ($V_B < -1.0 \text{ V}$): ausgezeichnet durch sehr starke Feldionisierung und eine sehr geringe Tunnelzeit T_{tun} der Ladungsträger. Aus diesem Grunde ist die Lebensdauer des Quantensystems stark reduziert, was zu einer sehr großen Verbreiterung der Linienbreite führt.

Die minimale Linienbreite des Quantensystems wird von der strahlenden Rekombinationszeit der Ladungsträger bestimmt und beträgt typischerweise *ns*. Somit ist diese über alle oben diskutierte Spannungsbereiche von der Tunnelzeit der Ladungsträger und somit von der Diodenspannung abhängig.

In einer weiteren Analyse wurde die integrale Fläche des Photostroms aus den Photostrom-Spektren untersucht. Dabei wurde der integrale Photostrom (in $pA \cdot mV$) für unterschiedliche Spannungen in der nachfolgenden Tabelle 5.1 zusammengefasst (Daten entstammen aus Ergebnissen aus Kapitel 5.3):

Spannung (V):	Energie (meV):	Linienbreite (μeV):	integrale Photostrom ($pA \cdot mV$):
-1.2320	1321.438	13.4	6.0 ± 0.6
-1.1423	1321.683	9.3	6.6 ± 0.7
-1.0497	1321.927	7.1	5.0 ± 0.5
-0.9550	1322.167	4.8	5.9 ± 0.6
-0.8550	1322.410	3.7	5.5 ± 0.6
-0.7520	1322.648	2.4	3.9 ± 0.4
-0.6425	1322.887	2.1	2.8 ± 0.3
-0.5253	1323.129	2.3	1.4 ± 0.1
-0.4103	1323.352	2.3	0.5 ± 0.1

Tab. 5.1: Tabellarische Darstellung der Exziton-Energie, der Linienbreite sowie des integralen Photostroms in Abhängigkeit der Diodenspannung. Messdaten aufgenommen bei einer konstanten resonanten Anregungsleistung des Lasers sowie der Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$.

Die Linienbreite der Resonanz nimmt bei geringen Sperrspannungen auf etwa $2.3 \mu eV$ ab. Dabei ist der Fehler bei niedrigen Sperrspannungen relativ hoch, da die Linie durch Powerbroadening verbreitert ist und aufgrund einer Neueinstellung der Leistung des Anregungslasers bei einer Änderung der Laser-Photonenenergie ein Fehler von etwa 10%

entstand. Weiterhin war die Spannungs-Auflösung bei diesen Messungen aufgrund der Messzeit gering, so dass bei sehr schmalen Linienbreiten nur wenige Messpunkte vorliegen.

Das Verhalten des integralen Stromes zeigt deutlich, dass bei Sperrspannungen über -0.855 V der Wert des integralen Stromes konstant ist. Dies erklärt sich dadurch, dass bei diesen Spannungen die Besetzung komplett durch den Tunnel-Prozess aus dem Quantensystem extrahiert wird. Im Weiteren tritt unter einer Sperrspannung von -0.855 V eine starke Abnahme des Wertes auf, wobei dieser bei der Spannung von -0.42 V nur etwa 9% des Stromes bei voller Photostromextraktion beträgt. Dabei geht das Quantensystem kontinuierlich in den Bereich der Photolumineszenz über, so dass nur etwa 9% der Besetzung in Form des Photostromes extrahiert werden und 91% der Besetzung in Form von strahlender Rekombination verschwindet.

Die Kombination einer sehr empfindlichen Photostrommessung mit dem kontinuierlichen Übergang des Quantensystems von dem Photostrom-Regime in das Regime der strahlenden Rekombination eröffnet eine neue Methode zur Stabilisierung der Emissionsenergie eines Einzel-Photonen Emitters. Aufbauend auf diesem Prinzip wurde eine Erfindungsmeldung beim DPMA eingereicht [116].

5.3 Bestimmung der Koeffizienten des QCSE

In der nachfolgenden Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse aus Photolumineszenz und Photostrommessungen zusammenfassend dargestellt worden. Anhand dieser Ergebnisse können die Koeffizienten des QCSE bestimmt werden.

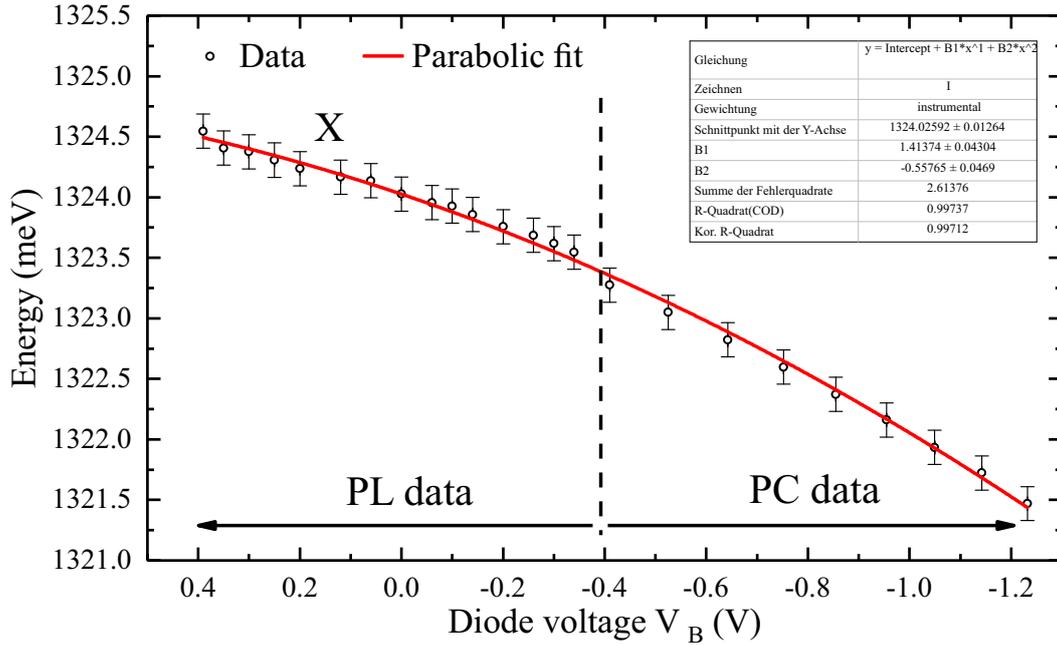


Abb. 5.4: Energie-Spannung Diagramm des exzitonsichen Grundzustandes X aus kombinierten Daten der Photolumineszenz sowie der Photostrommessungen. Weiterhin ist eine Fit-Kurve mit parabolischem Verlauf dargestellt.

Dabei ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der Spannung der Photodiode und der Energie des Exziton-Grundzustands:

$$E(V_B) = 1324.026 \text{ meV} + 1.414 \frac{\text{meV}}{\text{V}} \cdot V_B - 0.558 \frac{\text{meV}}{\text{V}^2} \cdot V_B^2 \quad (5.1)$$

Aus dem funktionellen Zusammenhang ergibt sich für die Änderung der Energie bei einer Spannungsänderung:

$$\Delta E(\Delta V_B) = \left(1414 \pm 43 \frac{\mu\text{eV}}{\text{V}} - 1116 \pm 47 \frac{\mu\text{eV}}{\text{V}^2} \cdot V_B \right) \Delta V_B \quad (5.2)$$

Aus der Diskussion im Abschnitt 5.2 geht hervor, dass die Photolumineszenz schon ab der Spannung von $V_B \approx -0.8 \text{ V}$ einsetzt und bei der Spannung $V_B = -0.42 \text{ V}$ beträgt der Anteil des Photostromsignals an dem Gesamt-Zerfall des Quantensystems nur etwa 9%. Somit zerfällt das Quantensystem hauptsächlich über den Photostrom-Kanal. Es ergibt sich ein kontinuierlicher Übergang für den Zerfalls-Mechanismus des Quantensystems von Photostromextraktion zur strahlenden Rekombination im Bereich von $V_B = -0.8 \text{ V}$ bis $V_B = -0.4 \text{ V}$.

5.4 Linienbreite des Exziton Grundzustands

In diesem Abschnitt wird die Linienbreite des Exzitons mit der Messmethode der Photostromdetektion analysiert. Dabei werden die Aspekte der Verbreiterungsmechanismen diskutiert und in Anbetracht dieser, eine minimale Linienbreite von $1.68 \pm 0.04 \mu\text{eV}$ durch Photostromdetektion vermessen.

5 Allgemeine Eigenschaften untersuchter Quantenpunkte

Zunächst wurde der Quantenpunkt mit einer Laserpolarisation entsprechend der beiden feinstrukturaufgespaltenen Zustände angeregt. Dadurch konnte die Feinstrukturaufspaltung des Quantenpunkts bestimmt werden (Diagramm Abbildung 5.5(a)).

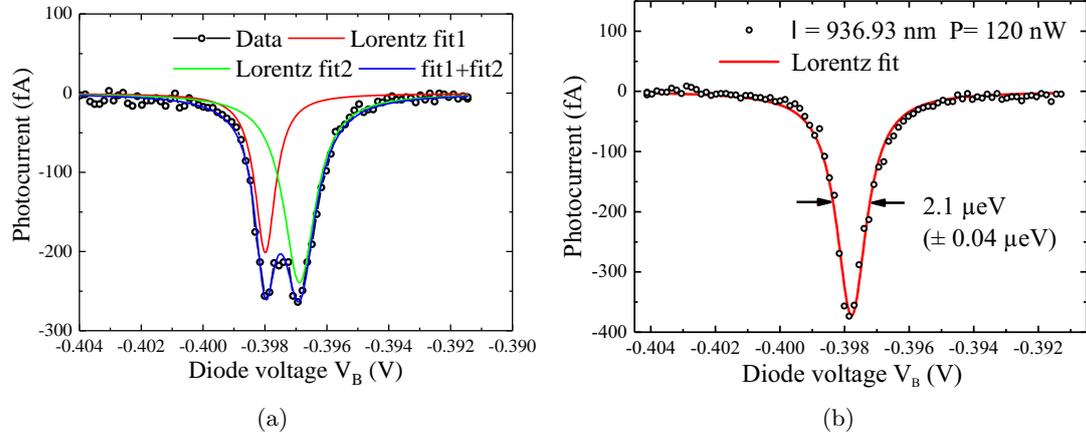


Abb. 5.5: Photostrom-Diodenspannung bei resonanter Anregung eines einzelnen Quantenpunkts. Der Quantenpunkt zeigt eine Feinstrukturaufspaltung von $\Delta E_{FSS} = 2.04 \pm 0.19 \mu\text{eV}$ (a), die Linienbreite eines Feinstruktur-Zustands beträgt $\Delta E = 2.1 \pm 0.04 \mu\text{eV}$ (b). Beide Messungen wurden bei einer Temperatur von $T = 4.2$ K aufgenommen.

Für diesen Quantenpunkt konnte eine Feinstrukturaufspaltung von $\Delta E_{FSS} = 2.07 \pm 0.05 \mu\text{eV}$ ermittelt werden. Dabei liegt die Feinstrukturaufspaltung bei diesem Quantenpunkt bei einem sehr geringen Wert. Üblicherweise werden bei InAs/GaAs-Quantenpunkten Feinstrukturaufspaltungen von bis zu $80 \mu\text{eV}$ beobachtet [113]. Die einzelnen Zustände sind dabei entlang der $[110]$ bzw. der $[1\bar{1}0]$ -Richtung linear polarisiert [5, 37]. Dieser Zusammenhang wurde ebenfalls experimentell beobachtet, jedoch nicht weitergehend untersucht.

Zur weiteren Analyse wurde die Polarisation des anregenden Lasers so gewählt, dass nur ein feinstrukturaufgespaltenen Zustand angeregt wurde (siehe Abbildung 5.5(b)).

Neben der selektiven Auswahl der Polarisation gibt es zwei weitere Punkte, die einen entscheidenden Einfluss auf die Linienbreite des Exzitons haben. Hierbei spielt die Anregungsleistung eine wichtige Rolle auf die Linienbreite. Dieser Mechanismus wird als Powerbroadening bezeichnet. Es ist aus der Atom-Spektroskopie bekannt, wobei die Linienbreite eines zwei-Niveau-Systems folgenden Verlauf der Anregungsleistung zeigt [99, 3]:

$$\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{1 + \tilde{P}} \quad (5.3)$$

Dabei ist Γ die beobachtete Linienbreite des Übergangs, Γ_0 die wahre Linienbreite und \tilde{P} ist die dimensionslose normierte Anregungsleistung. Die wahre Linienbreite des Exzitons Γ_0 wird durch den Powerbroadening-Mechanismus verbreitert. Aus diesem Grund sollte bei den Untersuchungen der Linienbreite die Anregungsleistung möglichst gering gehalten werden.

5 Allgemeine Eigenschaften untersuchter Quantenpunkte

Der zweite Mechanismus, der einen Einfluss auf die Linienbreite des Exzitons hat, wird bestimmt durch die Tunnelzeit der Ladungsträger aus dem Quantenpunkt. Bei einer geringen Diodenvorspannung V_B wird die Lebensdauer des Exzitons nur gering durch den Tunnelprozess beeinflusst, so dass der Zerfall des Exzitons durch strahlende Rekombination erfolgt. Bei solch einer geringer Vorspannung wird jedoch nur ein geringer Anteil der Exzitonen-Besetzung als Photostrom extrahiert, somit muss ein Kompromiss zwischen einer ausreichenden Signalstärke und einer großen Tunnelzeit der Ladungsträger getroffen werden.

Unter der Berücksichtigung dieser Mechanismen wurde folgende in der Abbildung 5.6 dargestellte Photostrommessung durchgeführt. Bei einer Anregungsleistung des Lasers von $P_{exc} = 40 \text{ nW}$ wurde die Photonen-Energie des resonanten Lasers so gewählt, dass der Resonanzpeak im Photostrom bei einer Vorspannung der Photodiode von $V_B \approx -0.275 \text{ V}$ auftritt. Zu dieser Vorspannung der Photodiode korrespondiert das elektrische Feld der Stärke von $E(-0.275 \text{ V}) \approx 32.36 \text{ kV/cm}$. Die resultierende Linienbreite des exzitonischen Grundzustands beträgt demnach $\Delta E_{exc} \approx 1.68 \pm 0.04 \text{ } \mu\text{eV}$.

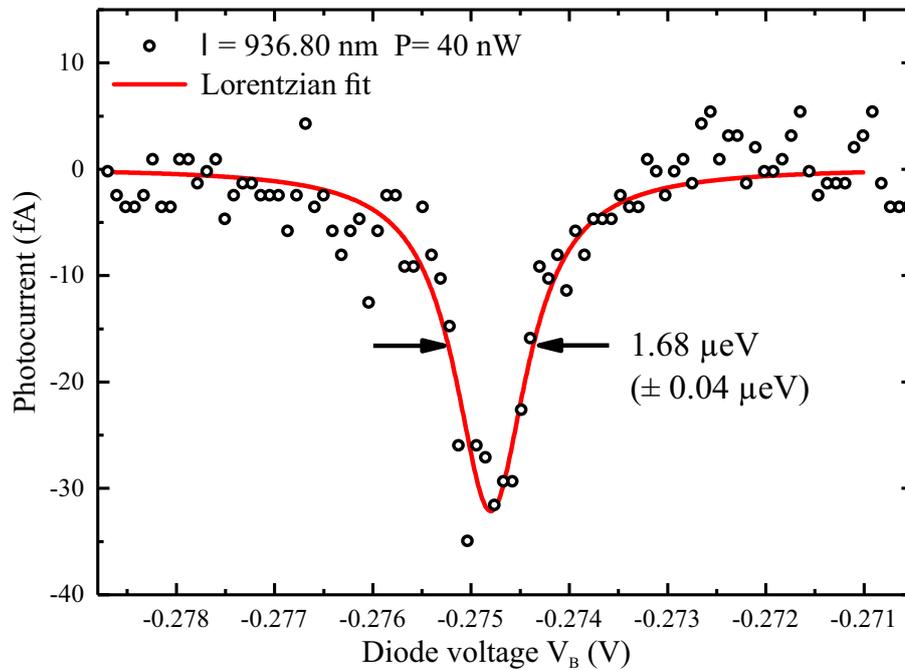


Abb. 5.6: Photostrom-Diodenspannung bei resonanter Anregung eines einzelnen Quantenpunkts bei geringer Anregungsleistung des Lasers, sowie einer Diodenspannung $V_B = -0.275 \text{ V}$. Die Messung wurden bei einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$ aufgenommen.

Dieses Resultat repräsentiert eine sehr geringe Linienbreite des Zustands dar, wobei in der Literatur Linienbreiten von $4 \text{ } \mu\text{eV}$ berichtet wurden [99]. Dabei zeigt sich, dass die in dem Photostrom gemessene Linienbreite sehr nahe an die natürliche Linienbreite kommt, welche im Bereich von $1 \text{ } \mu\text{eV}$ liegt [54].

6 Rabi-Oszillationen

Rabi Oszillationen stellen sehr gutes Beispiel zur nichtlinearen Wechselwirkung von Licht mit der Materie dar. Dabei finden sich in der Literatur zahlreiche Arbeiten und Methoden zu diesem Sachverhalt [44, 14, 95, 101, 50, 75].

In diesem Abschnitt werden Rabi-Oszillationen der Besetzung des Zwei-Niveau Systems für verschiedene Pulsdauern des anregenden Lasers untersucht. Dabei wurde zur Abstimmung der Pulsdauern das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Fabry-Perot-Interferometer (siehe Abschnitt 3.2) verwendet.

6.1 Rabi-Oszillationen bei verschiedenen Pulsdauern

Es gibt allgemein zwei Methoden zur Beobachtung von Rabi-Oszillationen (siehe Abschnitt 4.5). Die erste Möglichkeit basiert auf der Änderung der Intensität des anregenden Laserpulses und somit des Quadrats der elektrischen Feldstärke $I \propto \mathcal{E}^2$. Da die Pulsfläche A proportional zur elektrischen Feldstärke \mathcal{E} ist (siehe Gleichung 4.18), ergibt sich eine proportionale Abhängigkeit der Pulsfläche A zur Wurzel der Intensität des Laserpulses $A \propto \sqrt{I}$. Aus diesem Grund wird in den hier gezeigten Messungen auf der Abszissenachse die Wurzel der Intensität dargestellt. Dabei wird die zeitliche Dauer des Laserpulses konstant gehalten. Dadurch bestimmt diese die Höhe der Feldstärke für einen π Puls (Rabi-Flop). Mit dieser Methode können sehr einfach Rabi-Oszillationen eines TLS beobachtet werden.

$$A = \int \Omega(t) dt = \frac{\mu_{10}^e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(t) dt \quad (6.1)$$

Eine andere Methode zur Beobachtung von Rabi-Oszillationen basiert auf der Veränderung der Zeitdauer τ des Laserpulses. Wie aus Gleichung 6.1 ersichtlich, ist hierbei für die Größe der Pulsfläche, die von der Zeit eingeschlossene elektrische Feldstärke entscheidend. Wird die Pulsdauer τ groß gewählt, so wird die Größe des notwendigen elektrischen Feldes für einen Puls mit gleicher Pulsfläche antiproportional geringer.

Eine einfache Rechnung ergibt, dass für eine um den Faktor 2 erhöhte Pulsdauer τ die Intensität des Laserpulses I um einen Faktor 4 geringer sein muss, damit die gleiche Pulsfläche A erreicht wird. Wird jedoch die Wurzel der Laserintensität betrachtet, so entsteht in dieser einfachen theoretischen Betrachtung ein linearer Zusammenhang zwischen der Pulsdauer τ und der Wurzel der Laserintensität.

Für die Aufnahme der Rabi-Oszillationen wurde der in Kapitel 3.8 beschriebene Aufbau verwendet. Hierbei wurde der CMOS-Chip ausgeschaltet, sodass die Anode der Photodiode dem Null-Potential entsprach (siehe Abbildungen 3.22 und 3.26). Im nächsten Schritt wurden Rabi-Oszillationen für verschiedene Pulsdauern τ aufgenommen. Um

6 Rabi-Oszillationen

Pulsdauern mit größeren Werten zu erzielen, wurde das FPI in den Strahlengang implementiert (Abschnitt 3.2.3 enthält eine theoretische Behandlung des Prinzips hinter dem Fabry-Perot-Interferometer als „Pulse-Stretcher“). Damit konnten Pulsdauern bis zu $\tau \approx 30 \text{ ps}$ erzeugt werden.

Die nachfolgenden Diagramme (Abbildung 6.1) zeigen gemessene Rabi-Oszillationen für Laser-Pulsdauern von $\tau \approx 7 \text{ ps}$ und $\tau \approx 14 \text{ ps}$.

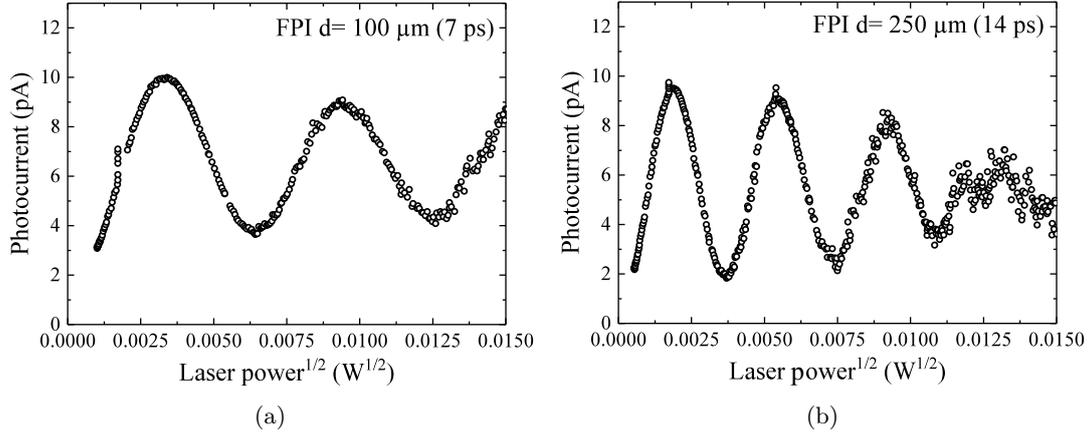


Abb. 6.1: Rabi-Oszillationen des Photostroms in Abhängigkeit der Wurzel der anregenden Laser-Leistung für zwei verschiedene Pulsdauern von (a) $\tau = 7 \text{ ps}$ und (b) $\tau = 14 \text{ ps}$.

Wie in den Diagrammen erkennbar, oszilliert die Stärke des Photostroms mit zunehmender Intensität des anregenden Lasers bzw. der Wurzel der Intensität \sqrt{I} , was theoretisch auch durch das einfache Modell eines Zwei-Niveau Systems beschrieben werden kann. Bei einer Pulsdauer von $\tau = 14 \text{ ps}$ zeigen sich etwa doppelt so viele Rabi-Oszillationen als bei einer Messung mit der Pulsdauer von $\tau = 7 \text{ ps}$.

Weiterhin ist die maximale Größe des im Experiment erreichbaren Photostroms auf etwa $I_{max}^{exp} = 10 \text{ pA}$ begrenzt, was in etwa 80 % des theoretisch erwarteten maximalen Photostroms von $I_{max}^{theo} = 12.8 \text{ pA}$ entspricht. Dieser Wert wird zum großen Teil durch die Photodiодenspannung V_B bestimmt [7], welche bei dieser Messung konstant bei $V_B = -0.6 \text{ V}$ gehalten wurde.

Die Analyse der Quantenpunkt-Eigenschaften in Kapitel 5 zeigt, dass bei diesen relativ niedrigen Spannungen die Extraktion des Photostroms nicht vollständig erfolgt. Bei dem dieser Spannung entsprechendem relativ kleinen elektrischen Feld der Photodiode zerfällt das Exziton zum Teil über strahlende Rekombination. Somit wird im Photostrom nicht die volle Besetzung des Exzitons extrahiert, obwohl durch die Anregung der Quantenpunkt maximal mit einem Exziton besetzt wird. Daher kann der Photostrom nur mit reduzierter Besetzung gemessen werden.

Wird die Pulsdauer weiter erhöht, so können mehr Rabi-Oszillationen beobachtet werden. Es zeigt sich zudem ein abnehmender Kontrast der Oszillationen von $I_{PC}^{cont.}(\tau = 14 \text{ ps}) = 8 \text{ pA}$ auf $I_{PC}^{cont.}(\tau = 25 \text{ ps}) = 4 \text{ pA}$. Theoretische Berechnungen [51] zeigen,

6 Rabi-Oszillationen

dass es durch eine zunehmende Dauer des anregenden Laserpulses zu einem Tunnel-Prozess der Ladungsträger des Exzitons während der zeitlichen Dauer des Laserpulses kommt. Somit ergibt sich immer ein signifikanter Photostrombeitrag. Wird die Laserpulsdauer erhöht, so wird auch dieser Photostrombeitrag größer, so dass der Untergrund-Photostrom zunimmt.

Die nachfolgende Abbildung 6.2 stellt Messdaten für höhere Pulsdauern von 18 ps und 25 ps da. Dabei ist die Zunahme des Untergrund-Photostroms sehr deutlich zu erkennen.

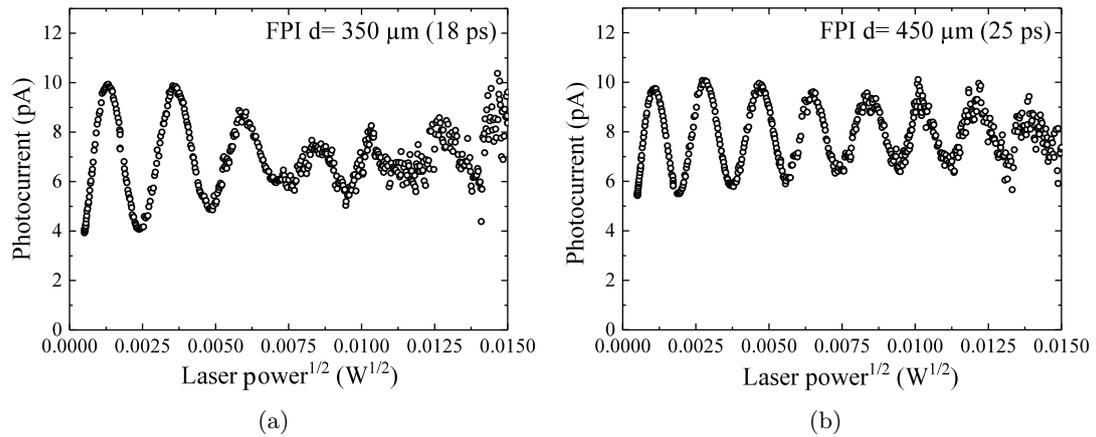


Abb. 6.2: Rabi-Oszillationen des Photostroms in Abhängigkeit der Wurzel der anregenden Laser-Leistung für zwei verschiedene Pulsdauern von (a) $\tau = 18 ps$ und (b) $\tau = 25 ps$.

Im Folgenden wird ermittelt welche Laser-Leistung für einen Rabi-Flop des Quantensystems notwendig ist. Diese wurde aus den Messungen der Rabi-Oszillationen für einzelne Pulsdauern ermittelt (siehe Abbildung 6.3).

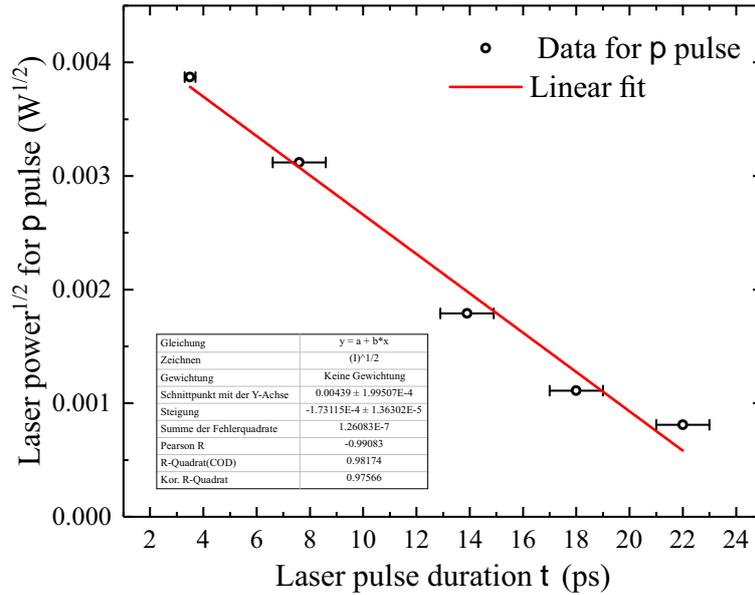


Abb. 6.3: Laserleistungswurzel-Pulsdauer Diagramm gewonnen aus den Rabi-Oszillationen Diagrammen bei verschiedenen Pulsdauern des Lasers. Hierbei wurde die Wurzel der Laserleistung notwendig für einen π Puls betrachtet.

Die Abbildung 6.3 zeigt, dass sich bis zu einer Pulsdauer von etwa $\tau = 18 \text{ ps}$ ein linearer Zusammenhang zwischen der Laser Pulsdauer und der Wurzel der Laser-Leistung vorliegt. Abweichungen von dem linearen Zusammenhang bei größeren Pulsdauern lassen sich vermutlich auf die stark von dem Gauß'schen-Profil abweichenden Puls-Form des Laserpulses erklären (durch FPI eingepreßte Pulsform (siehe Kapitel 3.2.3)). Insgesamt kann der theoretisch erwartete Verlauf zwischen der Pulsdauer τ und der Wurzel der Laser-Leistung \sqrt{I} beobachtet werden.

Weiterhin ist eine abnehmende Dämpfung der Rabi-Oszillationen bei höheren Pulsdauern sehr deutlich zu erkennen. Der Mechanismus hinter dieser Dämpfung wurde bereits in zahlreichen Arbeiten diskutiert [38, 81, 61]. Grundlegend wird eine Kopplung des Quantensystems an die longitudinale akustische Phononen betrachtet [35]. Der exzitonische Zustand wird bei einer Anregung mit dem Laserpuls durch die elektrische Feldstärke aufgespalten und dadurch sogenannte Dressed-States erzeugt [16]. Dieser Zusammenhang wird als *Autler-Townes* Effekt bzw. *AC-Stark* Effekt bezeichnet [27]. Der energetische Abstand dieser Zustände hängt von der Größe der elektrischen Feldstärke ab, und somit hängt die Frequenz der an das Zwei-Niveau System koppelnder Phononen ebenfalls von der elektrischen Feldstärke ab. Weiterhin kann anhand der Zustandsdichte der Phononen ein quadratischer Zusammenhang zwischen der Zustandsdichte und der Phononen-Frequenz hergestellt werden, sodass die Phononenkopplung von der Feldstärke des elektrischen Feldes abhängt. Damit ergibt sich bei einer niedrigen elektrischen Feldstärke eine schwächere Phononenkopplung an das Zwei-Niveau System. Die Messdaten untermauern diese These, wobei für eine detaillierte Analyse der Dämpfung weiterführende Experimente notwendig sind.

7 Experimente zur Quanteninterferenz

Das Konzept der kohärenten Kontrolle eines Zwei-Niveau-Systems mittels zeitabhängiger elektrischer Wechselwirkung wurde in vorherigen Arbeiten der Arbeitsgruppe erfolgreich demonstriert [102, 103]. Dabei konnte gezeigt werden, dass die kohärente Phase eines einzelnen InGaAs Quantenpunkt Exzitons mittels einer Anregung mit einem elektrischen Dauerstrich RF Signals kontrolliert werden kann. Dabei wurde ausgehend von der Wiederholrate des ps-Lasers mit einer Frequenz von 80 MHz eine Sinusschwingung als 30te Harmonische erzeugt (2.4 GHz), welche als RF-Signal zur elektrischer Anregung der Quantenpunkt Photodiode wirkte [102]. Dieses Experiment kann als Ausgangspunkt dieser Arbeit betrachtet werden.

In diesem Kapitel wird die kohärente Kontrolle des Exzitons mittels Wechselwirkung mit kurzen elektrischen Pulsen demonstriert. Ein Teil der Ergebnisse, welche in diesem Kapitel präsentiert werden, wurden zuvor im Paper [109] veröffentlicht.

7.1 Quanteninterferenz: Ramsey-Interferenzen

Die in diesem Kapitel werden Ergebnisse aus Experimenten zur Phasenkontrolle eines einzelnen Exzitons präsentiert, welche auf Ramsey-Interferenz-Messungen basieren. Diese Methode wurde 1950 von Norman F. Ramsey unter dem Begriff: „*Separated Oscillating Fields Method*“ theoretisch beschrieben [82], wofür er 1989 den Nobelpreis für Physik bekam [83]. Diese Methode findet einen breiten Einsatz bei den Atomuhren und spielt eine zentrale Rolle bei der heutigen Definition der SI-Sekunde.

Die in diesem Kapitel präsentierten Resultate entspringen dem Quantenpunkt Nr. 1 in der Photodiode Nr. 1 des Diodenfeldes Nr. 13 der Proben Nr. PbA0389_B. Die allgemeinen Eigenschaften der untersuchten Quantenpunkte finden sich in dem Kapitel 5. Für die Phasenkontroll-Experimente wurde die Quantenpunkt Photodiode mit dem SiGe-Chip (Nr. „TRR_142 C04_V5“) verbunden. Eine detaillierte Beschreibung zum Chip findet sich in dem Kapitel 3.3. Die Chip-Integration zwischen der GaAs-Quantenpunkt-Probe und dem SiGe-Chip wird in Kapitel 3.9 erläutert.

7.1.1 Allgemeine Betrachtungen zu den Experimenten

Im Weiteren wird die kohärente Wechselwirkung des Quantensystems mit optischen Pulsen, im speziellen mit einem Doppelpuls, betrachtet. Die Besetzung des Quantensystems wird stets über den Tunnel-Prozess der Ladungsträger aus dem Quantensystem, sowie anschließender Detektion des Photostroms, bestimmt. Dabei handelt es sich um eine zeitliche Mittelung über sehr viele einzelne Prozesse, die durch einen definierten Zeitabstand, welcher durch die Wiederholrate des ps-Lasers bestimmt ist, getrennt sind.

7 Experimente zur Quanteninterferenz

Die typische Wiederholrate des ps-Lasers beträgt $f_L = 80 \text{ MHz}$, daraus folgt für den zeitlichen Abstand der Pulse ein Wert von $T = \frac{1}{f_L} = 12.5 \text{ ns}$. Für die Ramsey-Interferenzexperimente wird aus jedem Puls ein Pulspar erzeugt. Der Zeitabstand der Doppelpulse muss unterhalb der Kohärenzzeit des Quantensystems liegen, welche für die typisch verwendeten Dioden-Spannungen von $V_B = -0.5 \text{ V}$ im Bereich von $T_2 = 300 \text{ ps}$ liegt.

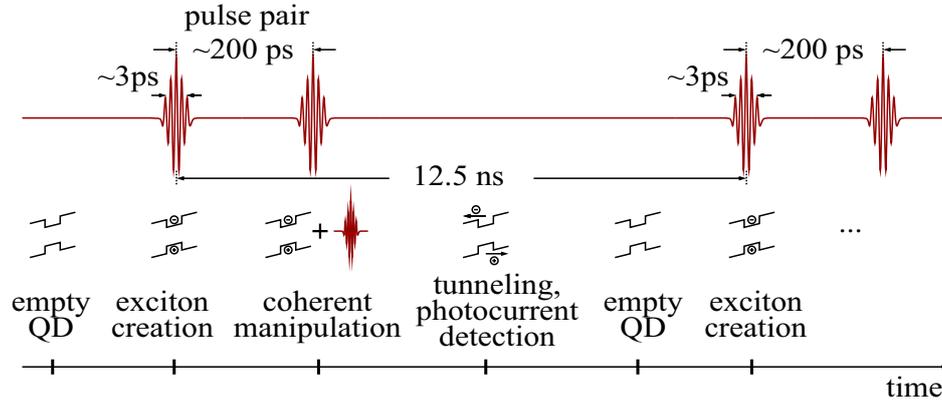


Abb. 7.1: Schema-Skizze zum Prinzip kohärenter Wechselwirkung zwischen dem Quantensystem und den optischen pikosekunden Pulsen. Die Skalierung der Zeit-Achse ist hierbei nicht linear dargestellt.

Da die Zeit bei den ultraschnellen elektrischen Manipulationen des Quantensystems sehr wichtig ist, sollen die einzelnen zeitlichen Abläufe hier zusammenfassend dargestellt werden.

Die Abbildung 7.1 zeigt den zeitlichen Ablauf bei einer typischen Ramsey-Messung. Dargestellt sind die zeitlichen Positionen der Puls-Paare (oben) sowie die momentane Besetzung des Quantenpunkts (unten), wobei die Zeit-Skala nicht maßstabsgetreu dargestellt wurde. Der erste ps-Puls des Puls-Paares trifft auf einen nicht besetzten leeren Quantenpunkt, hierbei kann ein Leerzustand des Exzitons $|0\rangle$ dem Quantensystem zugeordnet werden. Der Puls erzeugt ein Exziton, bzw. einen kohärenten Superpositionszustand $|\Psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, im Quantenpunkt. Der zweite ps-Puls trifft das Quantensystem innerhalb der Kohärenzzeit und Wechselwirkt mit dem Quantensystem kohärent. Dabei kann sich, unter bestimmten Bedingungen, die Besetzung des Quantensystems ändern. Nach der Wechselwirkung findet ein Zerfall des Exzitons statt, welcher über drei mögliche Prozesse erfolgen kann: Tunnelprozess der Ladungsträger aus dem Quantensystem, strahlende Rekombination sowie nicht-strahlende Rekombination der Ladungsträger. Auf die Größe des Photostrom wirkt nur der erste Prozess. Aufgrund der Vorspannung der Photodiode mit einer negativen Spannung V_B wird der Tunnelprozess bevorzugt, da dieser im Vergleich zu anderen Prozessen eine geringere Zeit aufweist. Somit findet nach der Wechselwirkung des Quantensystems mit dem zweiten ps-Laserpuls ein Zerfall des Quantensystems über den Tunnelprozess statt, welcher abhängig von der Tunnelzeit ist. Diese kann auf einer Zeitskala von weniger als 500 ps angegeben werden. Nach dem Tunnelprozess ist das Quantensystem wieder in dem Leerzustand und das Experiment wird erneut wiederholt.

An dieser Stelle sollte darauf verwiesen werden, dass durch Messung des Photostroms, eine Mittelung über sehr viele Einzelmessungen stattfindet. Der Photostrom wird mit einer typischen einstellbaren Integrationszeit des Messgeräts von $t_{PC} = 100 \text{ ms}$ gemessen, dadurch setzt sich ein einzelner Photostrommesspunkt im Mittel aus $N = \frac{t_{PC}}{T} = 8 \cdot 10^6$ Einzelmessungen an dem Quantensystem zusammen. Weiterhin wird die Größe des maximal erzielbaren Photostromes durch die Wiederholrate des Lasers vorgegeben. Pro Puls bzw. einem Pulspaar kann maximal 1-Elektron-Loch-Paar erzeugt werden, welches durch den Tunnelprozess den Transport von einem Elektron von dem Schottky-Kontakt zur n+-Schicht liefert. Der maximal erzielbare Photostrom für alle kohärente Experimente ergibt sich hier zu: $I_{PC} = f \cdot e \approx 12.82 \text{ pA}$. Experimentell ermittelte Messwerte liegen zum Teil unter diesem Wert, was auf eine endliche Kohärenzzeit des Quantensystems zurückgeführt werden kann.

7.1.2 Ramsey-Inteferenzen

In diesem Abschnitt wird die Methodik zu den Ramsey-Interferenzexperimenten diskutiert. Die Grundlage zu Ramsey-Interferenz stellt die phasenabhängige kohärente Wechselwirkung der ps-Doppelpulse mit dem Quantensystem dar.

Das Quantensystem wird im Weiteren mittels einer resonanten Anregung des s-Schalen Exziton-Grundzustands mittels ps-Laserpulse angeregt. Der Grundzustand eines InGaAs-Quantenpunkts besitzt eine Feinstrukturaufspaltung, so dass zur Anregung eines aufgespaltenen Zustandes eine zu dem Zustand passende lineare Polarisierung ausgewählt wird. Der Quantenpunkt ist vor der Interaktion mit dem Laserpuls leer und somit kann dem Quantensystem der Zustand $|0\rangle$ zugeordnet werden. Bei der resonanten Anregung durch einen $\pi/2$ -Laserpuls wird ein kohärenter Superpositionszustand zwischen dem Grundzustand $|0\rangle$ und dem oberen Zustand $|1\rangle$ mit der Gesamtbesetzung $1/2$ erzeugt. Dabei wird die Phaseninformation des Laserpulses dem kohärenten Superpositionszustand des Quantensystems übergeben.

Nach der Initialisierung des exzitonischen Superpositionszustands entwickelt sich dessen Phase mit der entsprechenden Frequenz ω_{QD} des Quantensystems weiter. Zum Zeitpunkt des antreffenden zweiten Laserpulses ist die Phasenlage zwischen dem ersten und dem zweiten Laserpuls entscheidend. Für der Fall einer verschwindenden Phasendifferenz, also einer gleichphasigen Lage der beiden Laserpulse untereinander, ist der Zusammenhang in der Abbildung 7.2 schematisch dargestellt. Aufgrund dieser Phasendifferenz wird die kohärente Polarisierung des Quantensystems durch die phasengleiche Wechselwirkung mit dem zweiten optischen Laserpuls verstärkt. Da die gewählten Pulsflächen beider Pulse $\pi/2$ betragen, wird dadurch die maximale Besetzung des Quantensystems mit einem Exziton erreicht.

7 Experimente zur Quanteninterferenz

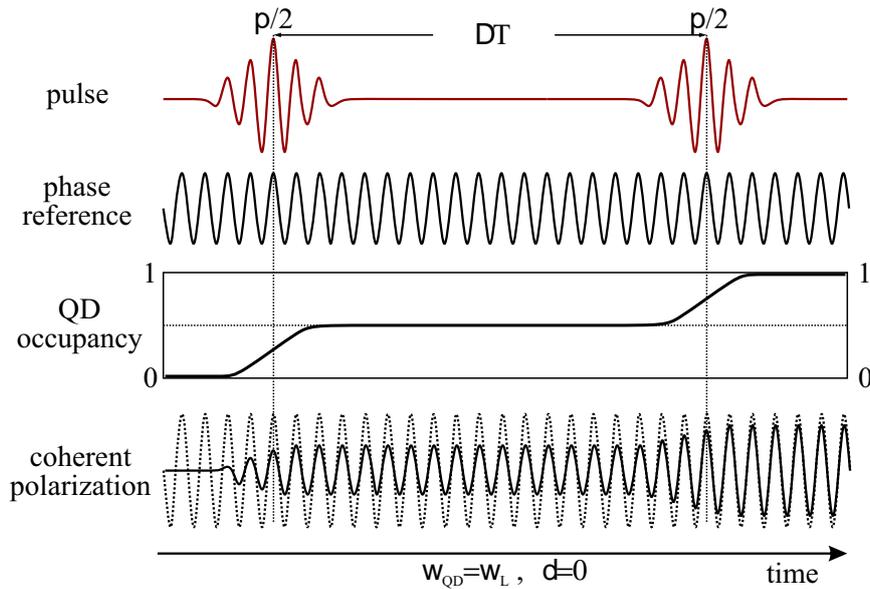


Abb. 7.2: Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz für den Fall konstruktiver Interferenz der Laserpulse. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls, die Quantenpunkt-Besetzung sowie die kohärente Polarisation des Quantensystems.

Dabei kann die Phasenlage zwischen den Laserpulsen über die Einstellung des Nanopositionierers im Doppelpuls erzeugenden Michelson-Interferometers kontrolliert werden. Durch die relative Änderung der Länge eines Interferometerarms, wird ein zeitlicher Versatz zwischen den beiden Laufzeiten erzeugt, was in einer Verzögerung eines der Pulse resultiert.

Im Falle einer Phasendifferenz der Laserpulse von $\Delta\varphi = \pi$ tritt eine destruktive Interferenz auf, was sich gravierend auf die Besetzung des Quantensystems nach der Wechselwirkung auswirkt. Hierbei wird die kohärente Polarisation des Quantensystems durch den zweiten Laserpuls ausgelöscht. Der Quantenpunkt weist nach der Wechselwirkung mit dem zweiten Laserpuls keine Besetzung auf. Dieser Fall ist in der Abbildung 7.3 schematisch dargestellt.

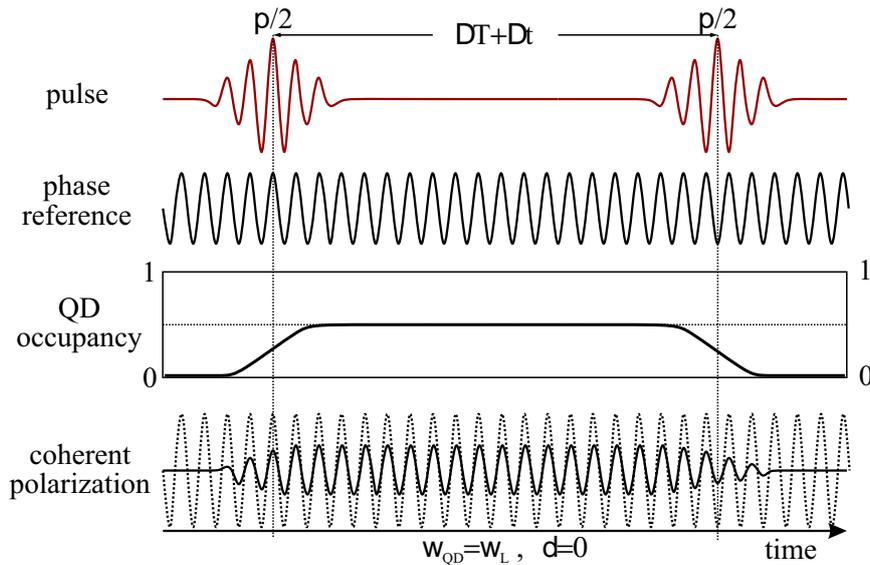


Abb. 7.3: Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz für den Fall destruktiver Interferenz der Laserpulse. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls, die Quantenpunkt-Besetzung sowie die kohärente Polarisation des Quantensystems.

Die Kontrolle der Phase zwischen den Laserpulsen wird, wie oben ausgeführt, durch eine Änderung des Interferometer-Pfads durchgeführt. Dabei muss die Pfad-Länge um die zusätzliche Strecke von $\frac{\lambda}{2}$ für eine Phasenänderung von $\Delta\varphi = \pi$ verändert werden. Im einfachsten Fall kann dies mittels eines Nano-Positionierers erfolgen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen dass für die hier präsentierte Art der Quanten-Interferenz Experimente zusätzlich zur Doppelpulserzeugung eine feine Kontrolle des Interferometer-Pfades durchgeführt werden muss.

7.1.3 Ramsey-Fringes mit statischer Verstimmung der Phase

Im vorherigen Abschnitt 7.1.2 wurden die Ramsey-Interferenzen bei einer relativen Verzögerung der Laser-Pulse diskutiert. Diese Anwendung stellt einen wichtigen Fall der Phasenkontrolle eines Superpositionszustands dar, erfordert jedoch eine genaue Kontrolle der Doppelpulse untereinander auf einer geringen Zeitskala.

In diesem Kapitel werden die vorteilhaften Eigenschaften der Quantenpunkt-Photodiode ausgenutzt um die Ramsey-Interferenzen bei einer Anregung mit Doppelpulsen einer konstanten relativen Phasenlage zu demonstrieren.

Die Grundlage dafür ist der QCSE (siehe Kapitel 1.4). Da der Quantenpunkt in der Photodiode eingebettet ist, lässt sich mittels der Diodenspannung auch die Stärke des elektrischen Feldes am Ort des Quantenpunkts und folglich dessen Energie einstellen. Die typischen QCSE-Koeffizienten der in dieser Arbeit untersuchter Proben liegen im Bereich von $\approx 1 - 2 \frac{meV}{V}$, sodass über die Spannungsänderung von einigen mV die Energie

des Quantensystems im Bereich der natürlichen Linienbreite von einigen μeV eingestellt werden kann. Dabei stellt die Spannungsänderung als ein explizit nicht kinematisches System, eine gegenüber der Wegänderung des Interferometerpfads vorteilhafte Kontrolle der kohärenten Phase dar. Diese Kontrolle kann mit einer sehr hohen Genauigkeit hinsichtlich der Phase und einer hochaufgelösten Zeitskala geschehen.

In der nachfolgenden Abbildung 7.4 ist das physikalische Prinzip zu den Ramsey-Fringes schematisch dargestellt. Der erste Laserpuls erzeugt einen kohärenten Superpositions-
zustand des Quantensystems, wobei die Eigenfrequenz des Quantensystems gegenüber der Zentralfrequenz des Laserpulses leicht verstimmt ist. Das verstimmte Quantensystem übernimmt jedoch die Phasenlage des ersten Laserpulses und die Phase entwickelt sich jetzt mit der Eigenfrequenz des Quantensystems ω_{QD} . Wenn die Phasenlage des Quantensystems zum Zeitpunkt des zweiten Laserpulses eine Verschiebung von $\Delta\varphi = \pi$ aufweist, so kommt es zu einer destruktiven Interferenz und die Besetzung des Quantensystems löscht sich aus.

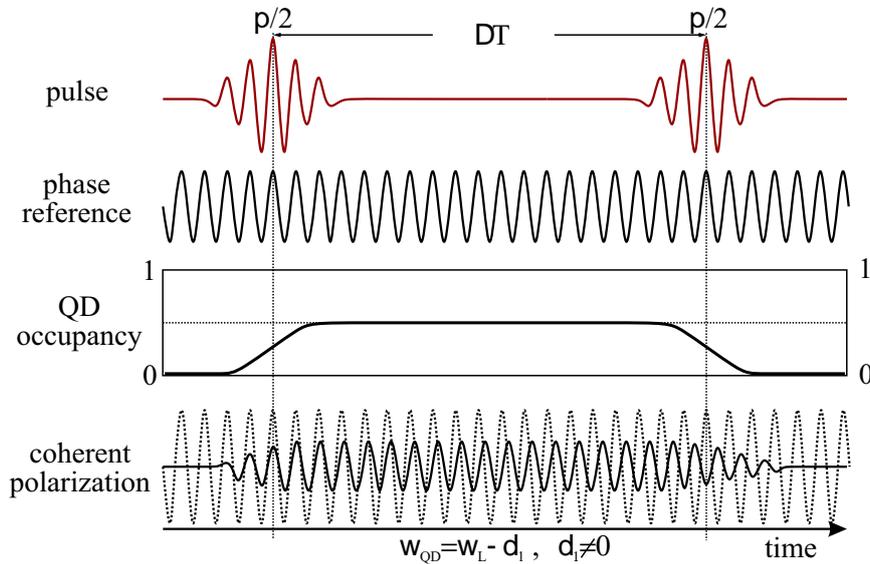


Abb. 7.4: Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz im Spezialfall der Ramsey-Fringes für den Fall destruktiver Interferenz. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls, die Quantenpunkt-Besetzung sowie die kohärente Polarisation des Quantensystems.

Wird die Eigenfrequenz des Quantensystems weiter verstimmt, so erreicht die Phasenlage zum Zeitpunkt des zweiten Laserpulses einen Wert von $\Delta\varphi = 2\pi$ wodurch es zu einer konstruktiven Interferenz zwischen dem Quantensystem und dem zweiten Laserpuls kommt. Die Besetzung erreicht dadurch einen Wert von 1 (siehe Abbildung 7.5). Die Verstimmung δ kann dabei beliebig ausfallen, ist jedoch meist durch die Bandbreite der ps-Laserpulse beschränkt. Die Bandbreite für einen Fourier-limitierten Laserpuls mit der Dauer von 3 ps bei 925 nm Zentralwellenlänge beträgt dabei $\Delta\lambda \approx 0.42\text{ nm}$ bzw. $\Delta E \approx 0.61\text{ meV}$. Somit werden über einen Spannungsbereich von etwa $\Delta V \approx 0.4\text{ V}$ Ramsey-Interferenzen beobachtet.

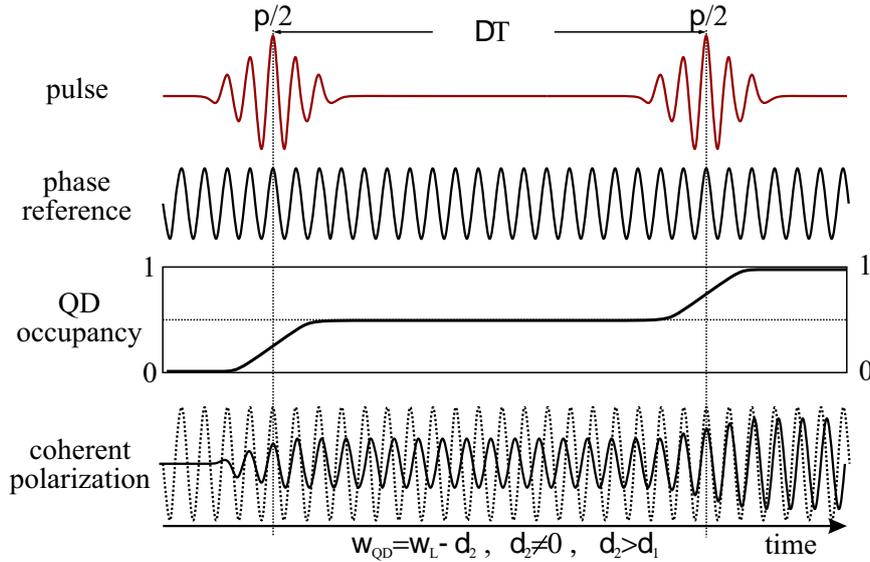


Abb. 7.5: Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz im Spezialfall der Ramsey-Fringes für den Fall konstruktiver Interferenz. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls, die Quantenpunkt-Besetzung sowie die kohärente Polarisation des Quantensystems.

Die Anzahl der Interferenz-Maxima bzw. Minima N ist von dem zeitlichen Abstand ΔT der Laserpulse abhängig. Dieser Zusammenhang kann leicht auf der Abbildung 7.5 nachvollzogen werden. Wenn der zweite Laserpuls zeitlich „weit“ entfernt nach dem ersten Laserpuls folgt, so erzeugt eine sehr kleine Verstimmung δ und somit eine kleine Energieänderung bzw. Spannungsänderung der Diode eine Phasendifferenz $\Delta\varphi = \pi$. Ist der zweite Laserpuls zeitlich unmittelbar kurz nach dem ersten (ohne zeitlich zu überlappen), so muss das Quantensystem stark verstimmt werden um eine Phasenänderung von $\Delta\varphi = \pi$ zu erreichen. Die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ beträgt dabei:

$$\Delta\varphi = T \cdot \delta = T \cdot (\omega_L - \omega_{QD}) \quad (7.1)$$

Dabei tritt bei den Werten von $\Delta\varphi = n \cdot 2\pi$ mit $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ die konstruktive Interferenz, bei den Werten von $\Delta\varphi = (2n+1) \cdot \pi$ mit $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ die destruktive Interferenz auf. Weiterhin ist hier zu bemerken, dass nach dem TLS Modell die maximale Besetzung bei Detuning verringert wird, was zu einem reduzierten Interferenz-Kontrast führt. Das Vorzeichen des Detunings δ kann dabei sowohl positive als auch negative Werte und somit kann auch die Phasenänderung sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Daher kann eine entsprechende schnelle Spannungsänderung in positiver und negativer Richtung zu einer verschwindenden Phasenänderung führen.

Die nachfolgende Abbildung 7.6 stellt eine Messung der Ramsey-Fringes an dem Quantenpunkt der Probe Pb_A0389_B.12_D1_QD1 für unterschiedliche Laserpuls-Abstände von $T = 50 \text{ ps}$, $T = 100 \text{ ps}$ und $T = 200 \text{ ps}$ dar. Dabei ist auf der Abszissenachse die Rückwärts-Spannung der Photodiode und auf der Ordinatenachse die Größe des Photostroms aufgetragen. Gemäß Gleichung 7.1 ist bei längerem Laserpulsabstand eine geringere Änderung der Eigenfrequenz des Quantensystems für eine Phasenänderung von π

notwendig. Somit werden mehr Interferenz-Oszillationen im gleichen Spannungsintervall beobachtet als bei kürzeren Puls-Abständen.

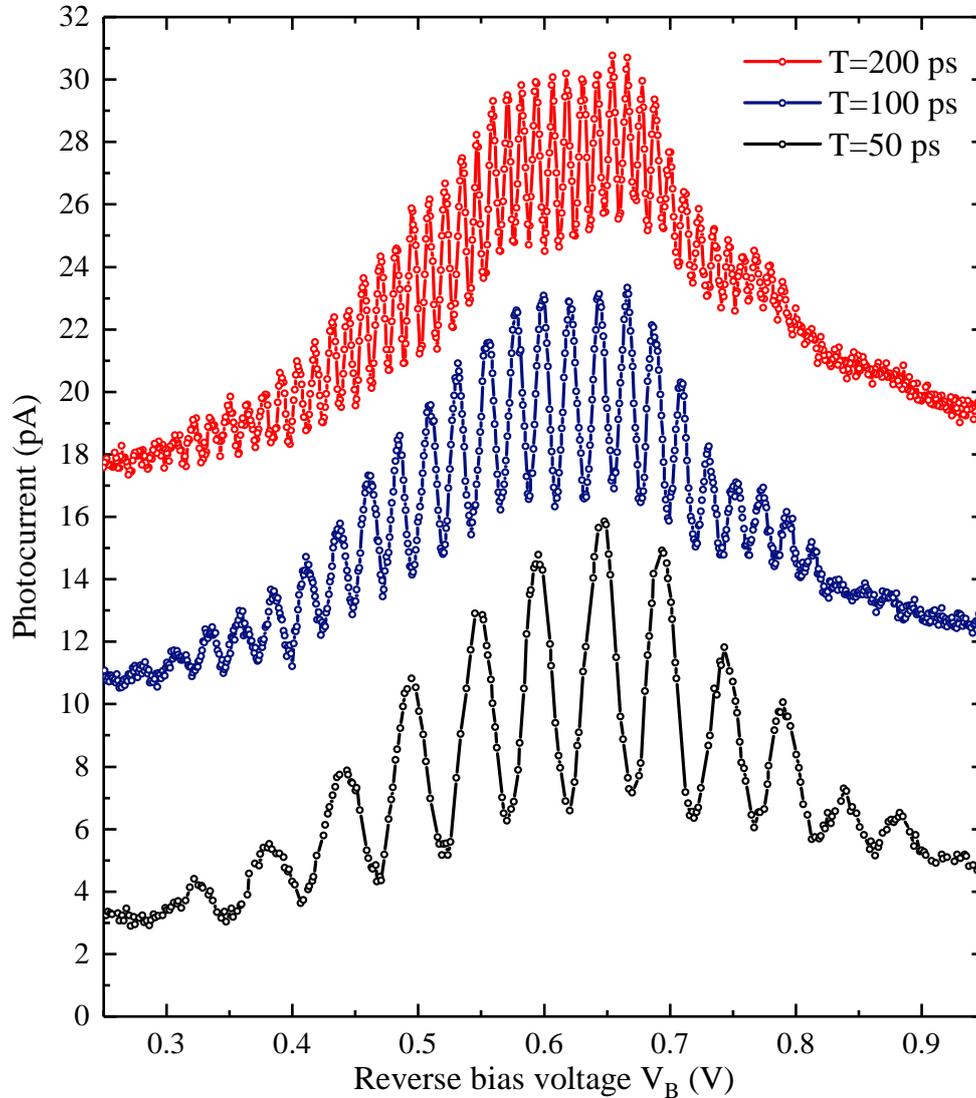


Abb. 7.6: Photostrom-Sperrspannung-Diagramm zur Demonstration der Ramsey-Fringes für unterschiedliche Pulsverzögerungen. Dargestellt für Pulsverzögerungen von $T = 50$ ps (schwarz), $T = 100$ ps (blau) und $T = 200$ ps (rot). Daten aufgenommen an dem Quantenpunkt: Pb_A0389_B_12_D1_QD1, bei einer Temperatur von $T = 4.2$ K.

Weiterhin kann ein zunehmender Photostrom-Untergrund für längere Puls-Abstände beobachtet werden. Dieser Untergrund ist von inkohärenter Natur und es entspricht dem Tunneln des Elektrons vor der Anregung des Quantensystems mit dem zweiten optischen Puls. Auffallend an dem Photostrom-Spektrum ist weiterhin die Asymmetrie des Photostrom-Untergrunds, welcher bei höheren Spannungswerten zunimmt. Dieses Verhalten des Untergrunds basiert auf den unterschiedlichen Spannungsabhängigen Tunnelzeiten der Ladungsträger. Bei niedrigen Dioden-Spannungen ist die elektrische

Feldstärke geringer und somit die Tunnelzeit der Ladungsträger größer, als bei höheren Dioden-Spannungen. Dadurch ist der Untergrund bei geringen Spannungen kleiner.

7.1.4 Kohärente Phasenkontrolle mittels dynamischer elektrisch induzierter Verstimmung

Die in dem Kapitel 7.1.3 dargestellten Ramsey-Fringes basieren auf kohärenter Phasenkontrolle durch eine statische Verstimmung des Quantensystems mittels QCSE. Dies eröffnet eine Methode zu einer ultraschnellen kohärenten Phasen-Kontrolle des Quantensystems. Dabei ist die Grundidee die Manipulation des Quantensystems mittels einer dynamischen Manipulation der kohärenten Phase auf kurzer Zeitskala. Da die Kohärenzzeit des Quantensystems von der Diodenvorspannung abhängig ist und Werten im Bereich von ≈ 500 ps bis herunter auf ≈ 10 ps entsprechen kann, müssen Manipulationen des Quantensystems auf der Zeitskala unterhalb der Dekohärenzzeit durchgeführt werden. Dies erfordert sehr kurze elektrische Schaltzeiten, welche deutlich unter ≈ 100 ps liegen müssen. Zusätzlich zur ultraschnellen Schaltzeit nimmt die Systemintegration eine nicht minder wichtige Rolle ein, da bei den schnellen Schaltvorgängen parasitäre Effekte an Bedeutung gewinnen.

Im Folgenden soll das Funktionsprinzip der ultraschnellen kohärenten Phasenkontrolle diskutiert werden. Dazu ist in Abbildung 7.7 schematisch das Prinzip zur Phasenkontrolle eines Quantensystems dargestellt. Zusätzlich zu zwei phasengleichen Laserpulsen werden hier nun elektrische Pulse an der Quantenpunkt-Photodiode angelegt. Der erste Laserpuls hat eine Pulsfläche von $A_1 = \frac{\pi}{2}$ und versetzt das Quantensystem in einen kohärenten Superpositionszustand mit einer definierten Phasenlage, welche der Phase des anregenden Lasers entspricht. Das Quantensystem wird zunächst resonant angeregt, wobei gilt $\omega_{QD} = \omega_L$. Vor der Interaktion mit dem zweiten Laserpuls wird das Quantensystem einer Wechselwirkung mit einem elektrischen Puls ausgesetzt. Die elektrische Manipulation, welche mittels einer angelegten Diodenspannung in Form eines Pulses realisiert werden kann, erzeugt ein elektrisches Feld, welches auf das Quantensystem wirkt. Das elektrische Feld verändert die Eigenfrequenz des Quantensystems und verstimmt dieses relativ zu der Laserfrequenz um einen Wert δ . Die elektrische Interaktion soll innerhalb einer kurzen Zeit erfolgen mit dem Zweck, die Phasenlage des Quantensystems zu verändern. Nach der elektrischen Wechselwirkung wird der zweite Laserpuls mit der Pulsfläche von $A_2 = \frac{\pi}{2}$ angelegt, dieser wechselwirkt abhängig von dessen Phase mit dem Quantensystem. In dem hier dargestellten Fall soll die Quanteninterferenz aufgrund der elektrisch hervorgerufenen Phasenänderung zu einer destruktiven Interferenz führen, dadurch verschwindet die Besetzung des Quantensystems nach der Doppelpulsanregung.

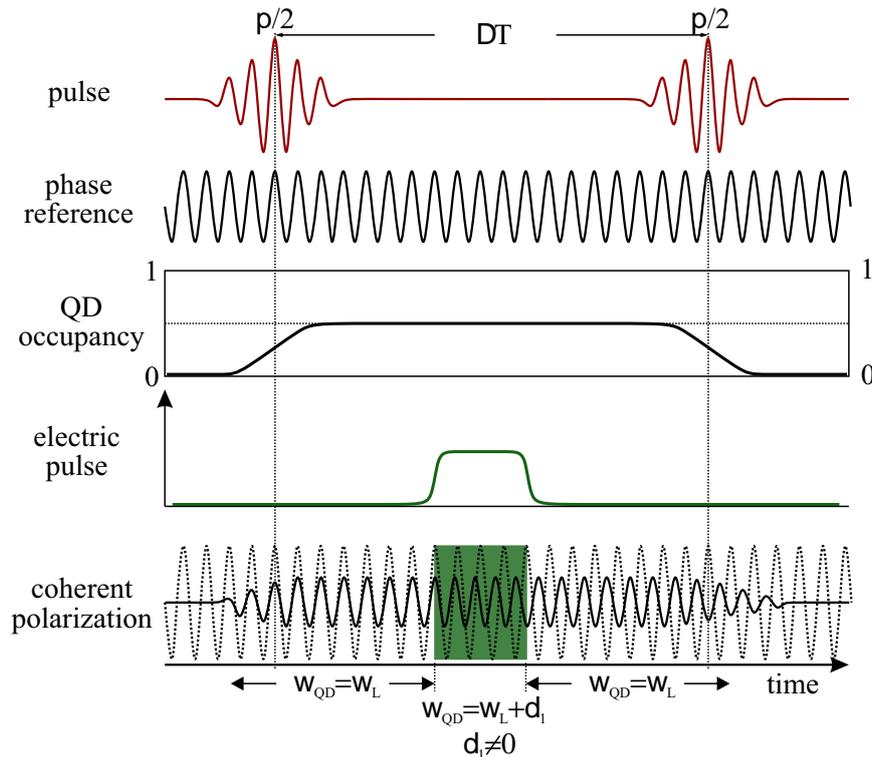


Abb. 7.7: Schema-Skizze zur Erläuterung der kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle der Ramsey-Interferenz für den Fall destruktiver Interferenz. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls, die Quantenpunkt-Besetzung, der zeitliche Verlauf des zur Phasenkontrolle angelegten elektrischen Feldes sowie die kohärente Polarisation des Quantensystems.

Anhand allgemeiner Überlegungen lässt sich folgende Aussage manifestieren: für den Fall destruktiver Interferenz muss die Phasenverschiebung ein Vielfaches von π bzw. $\Delta\varphi = (2n + 1) \cdot \pi$ mit $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ betragen. Dies ist hierbei in der Abbildung 7.7 schematisch für den Fall von $\Delta\varphi = \pi$ dargestellt.

Wird die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ weiter erhöht, so ergibt sich die konstruktive Interferenz, wenn diese die Bedingung $\Delta\varphi = n \cdot 2\pi$ mit $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ erfüllt. Der Fall der konstruktiven Interferenz tritt im trivialen Fall bei einem verschwindenden elektrischen Puls auf, da die Laserpulse phasensynchron zueinander sind und das Quantensystem in Resonanz zu dem Laserpuls steht bzw. der Ausdruck gilt $\omega_{QD} = \omega_L$. Der nichttriviale Fall mit einem elektrischen Puls, welcher eine Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = 2\pi$ hervorruft, ist in der nachfolgenden Abbildung 7.8 dargestellt.

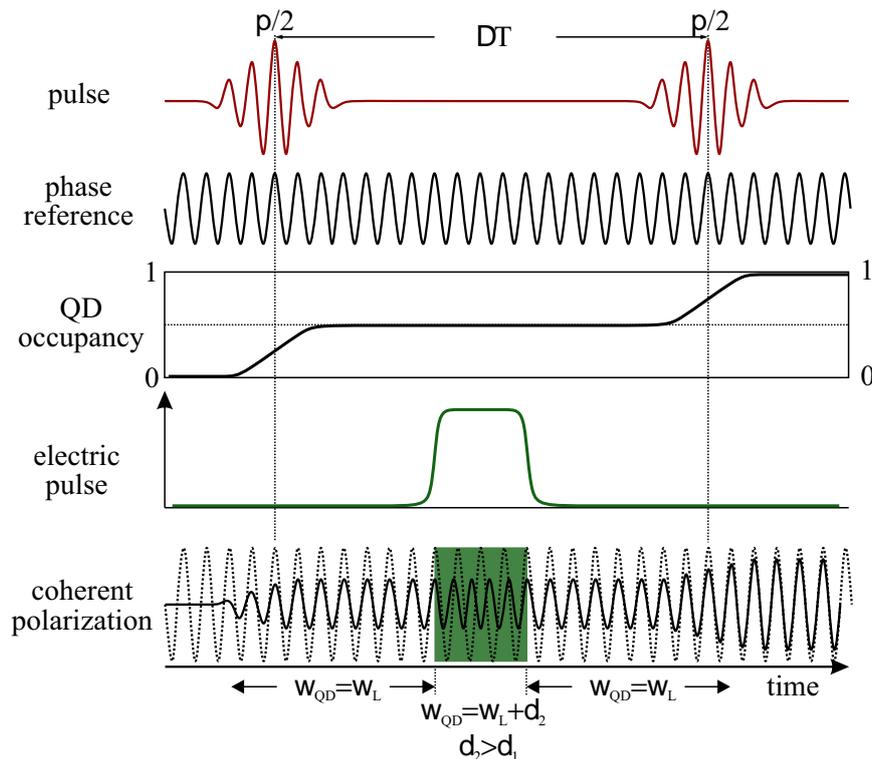


Abb. 7.8: Schema-Skizze zur Erläuterung der kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle der Ramsey-Interferenz für den Fall konstruktiver Interferenz. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls, die Quantenpunkt-Besetzung, der zeitliche Verlauf des zur Phasenkontrolle angelegten elektrischen Feldes sowie die kohärente Polarisation des Quantensystems.

Die Abhängigkeit der Besetzung des Quantensystems von der kohärenten Phase eröffnet weiterhin eine Möglichkeit zu einem sogenannten „quantum based sampling“ der elektrischen Anregung des Quantensystems, wobei hier diese Methode auf dem Prinzip der Ramsey-Interferenz basiert. Dabei kann aufgrund der hohen Empfindlichkeit der phasenabhängigen End-Besetzung des Systems auf die an der Photodiode anliegende elektrische Spannung zurückgeschlossen werden.

7.2 Experimente zur Phasenkontrolle

Dieses Kapitel behandelt die experimentellen Ergebnisse hinsichtlich der kohärenten Phasenkontrolle eines neutralen InGaAs-QD Exzitons mittels ultraschneller elektrischer Manipulation des Quantensystems. Zur Demonstration der Phasenkontrolle wurde das experimentelle Setup, beschrieben im Abschnitt 3.7, verwendet.

Die GaAs-Diode mit der Bezeichnung „PbA0389_B.13_D1“ wurde mit einem SiGe-Chip mit der Versionsbezeichnung „TRR.142 C04_V5“ integriert und an diesem System die folgenden Experimente durchgeführt. Die Versorgungsspannung des SiGe-Chips betrug

$V_{DD} = 2.5 \text{ V}$, die Puls-Kontrollspannung V_{del} wurde dabei variabel gehalten. Die Beschaltung der Probe erfolgte gemäß der nachfolgenden Abbildung 7.9.

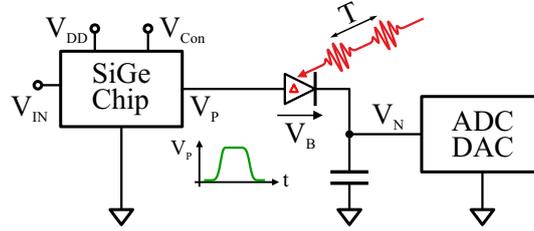


Abb. 7.9: Schema-Skizze der elektrischen Beschaltung der Probe für Experimente zur kohärenten Phasenkontrolle.

Die Quantenpunkt Photodiode wurde an der Anode mit dem Ausgang des schnellen SiGe-Chips und an der Kathode mit einer Spannungsquelle mit interner Strommessung (ADC-DAC) angeschlossen. Weiterhin wurde die Kathode über einen Kondensator mit der gemeinsamen Masse verbunden. Somit ist die Photodiode in der RF-Grounded Konfiguration, so dass fast die gesamte, vom SiGe-Chip ausgegebene Spannung an der Photodiode abfällt.

7.2.1 Allgemeine Bemerkungen zu den zeitlichen Relationen in Experimenten

Bei den optoelektronischen Experimenten spielt der zeitliche Verlauf der Signale eine sehr wichtige Rolle. Aufgrund der zeitlichen Dynamik der Spannungen muss die zeitliche Relation zwischen den optischen Pulsen und dem elektrischen Puls berücksichtigt werden. Dieser Abschnitt beschäftigt sich nun mit dem für das Experiment wichtigen Zeit-Parameter. Die Abbildung 7.10 stellt dabei schematisch einen typischen zeitlichen Verlauf der Signale dar.

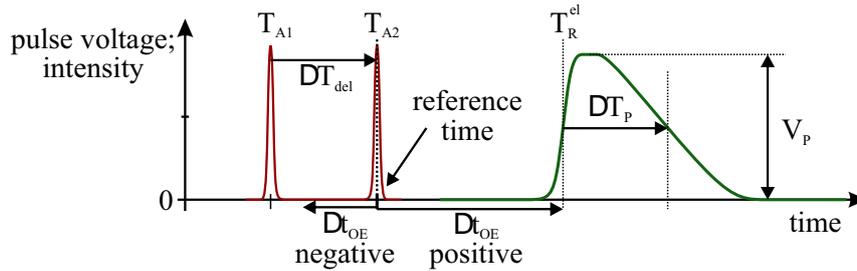


Abb. 7.10: Schema-Skizze zur Erläuterung der zeitlichen Dynamik in Experimenten zur kohärenten Phasenkontrolle.

Hier muss zwischen Ereignissen (z.B. Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Laserpuls) und relativen zeitlichen Verschiebungen zwischen elektrischen und optischen Signalen unterschieden werden. Die absoluten Zeitpunkte sind z.B. die temporäre Lage der optischen Pulse T_{A1} bzw. T_{A2} oder die temporäre Position der steigenden elektrischen Pulsflanke T_R^{el} auf der Zeitachse. Die relative Verschiebung der Signale wird durch den optoelektronischen Delay $\Delta t_{OE} = T_R^{el} - T_{A2}$ definiert. Dieser wird an der zeitlichen Position des

zweiten optischen Pulses T_{A2} relativ zu der steigenden Flanke des elektrischen Pulses T_R^{el} gezählt. Befindet sich der elektrische Puls zeitlich nach dem zweiten optischen Puls, so besitzt der optoelektronische Delay einen positiven Wert (der elektrische Puls hat eine Verzögerung relativ zu dem optischen Pulspar). Wird die steigende elektronische Pulsflanke vor dem zweiten optischen Puls T_{A2} positioniert, so bekommt der optoelektronische Delay Δt_{OE} einen negativen Wert.

Der zeitliche Verlauf des elektrischen Pulses muss nicht zwingend eine symmetrische Form haben, was experimentelle Ergebnisse zeigen, so dass dieser eine schnelle steigende Flanke und eine langsame fallende Flanke haben kann, wie in der Abbildung 7.10 schematisch dargestellt.

7.2.2 Kohärente optoelektronische Phasenmanipulation um π

Die Phasenkontrolle von π mittels kurzer elektrischer Pulse repräsentiert einen wichtigen Schritt zur kohärenten optoelektronischen Kontrolle von Quantensystemen. Für diese Demonstration wurde ein Ramsey-Interferenz Experiment verwendet. Dabei ist das physikalische Prinzip in dem Abschnitt 7.1.3 diskutiert.

Die optischen Doppelpulse mit einer Pulsfläche von $\frac{\pi}{2}$ wurden auf einen Zeitabstand von $\Delta T_{del} = 100 \text{ ps}$ eingestellt, die Leistung für die Pulsfläche betrug an Referenzmessstelle $I_{Ref} \approx 3 \mu W$ pro Puls. Die Laser-Photonen Energie wurde auf einen Wert von $E_L = 1341.08 \text{ meV}$ bzw. $\lambda_L \approx 924.51 \text{ nm}$ eingestellt. Mit den oben aufgeführten Parametern konnten folgende Ramsey-Schwebungen an dem Quantenpunkt Exziton-Zustand aufgenommen werden:

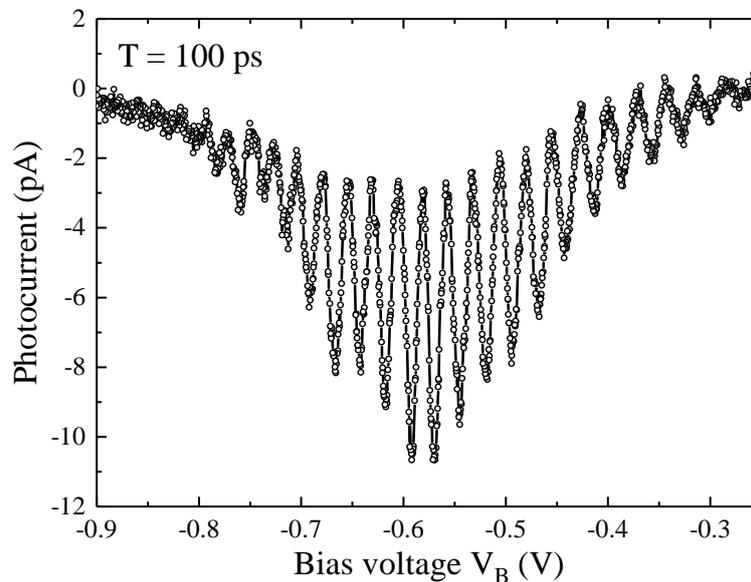


Abb. 7.11: Photostrom-Sperrspannung-Diagramm zur Demonstration der Ramsey-Schwebungen bei einer Pulsverzögerung von $T = 100 \text{ ps}$. Daten aufgenommen am Quantenpunkt Pb_A0389_B_12_D1.QD1, bei einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$.

Zur Aufnahme der Ramsey-Schwebungen wurde die Puls-Kontrollspannung des SiGe-Chip's auf die Betriebsspannung gelegt $V_{del} = V_{DD}$, so dass der Ausgang des Chips mit Ground über den NMOS-Transistor verbunden wurde. Somit entsprach die Anodenspannung der Diode $0 V$ wodurch die Diodenspannung V_B nur durch die Kathodenspannung V_N bestimmt wurde: $V_B = -V_N$. Die Ramsey-Schwebungen zeigen Quanteninterferenz (zur Erläuterung siehe Abschnitt 7.1.3), wobei der maximale Kontrast zwischen der konstruktiven und destruktiven Interferenz etwa $K_{PC} \approx 7 pA$ beträgt.

Für weitere Untersuchungen wurde das Quantensystem in konstruktive Interferenz gebracht, diese Bedingung entspricht der Diodenspannung von $V_B = -0.646 V$ (siehe Abbildung 7.11). Zunächst wurde die zeitliche Position des elektrischen Pulses relativ zum Pulspar bestimt. Dabei musste die Puls-Kontrollspannung bestimmt werden, die zu einem Spannungspuls V_P an der Photodiode führt. Dafür wurden für unterschiedliche V_{del} Spannungswerte optoelektronische Delay-Photostrom-Diagramme aufgenommen. Das schematische Prinzip dieser Messung ist dabei in der nachfolgenden Abbildung 7.12 dargestellt. Es wurde für eine fixe Puls-Kontrollspannung der optoelektronische Delay durchgestimmt und zu jedem Wert ein Photostromsignal aufgenommen.

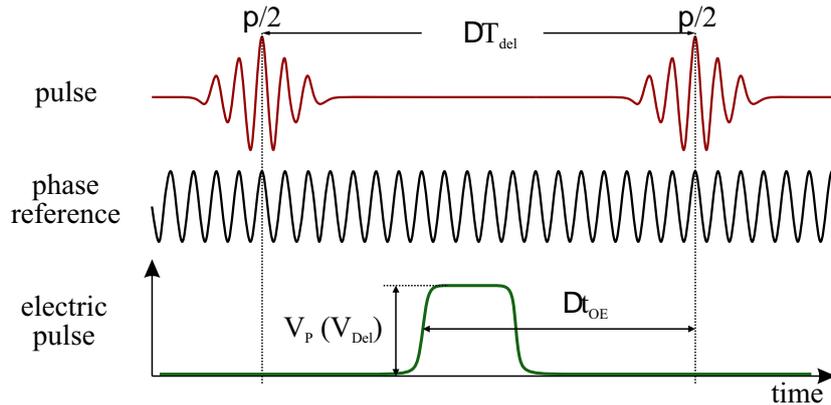


Abb. 7.12: Schema-Skizze zur Erläuterung der kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle der Ramsey-Interferenz. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls sowie der zeitliche Verlauf des zur Phasenkontrolle angelegten elektrischen Spannungspulses.

Die Puls-Kontrollspannung V_{del} wirkt sich dabei auf die Form des Ausgangspulses aus. Zum einen bestimmt diese die zeitliche Breite des elektrischen Pulses, zum anderen wird die Maximalamplitude des Pulses mit dieser Spannung kontrolliert. Es kann davon ausgegangen werden, dass bei einer bestimmten Schwellspannung V_{del}^{th} der SiGe-Chip den Spannungspuls ausgibt und dieser die Phase des Quantensystems verstimmt. Über die Quanteninterferenz kann dann dieser Puls detektiert werden. Dabei konnte die Spannung V_{del} zu einem Schwellwert von $V_{del}^{th} \approx 1.70 V$ bestimmt werden (siehe Diagramm 7.13).

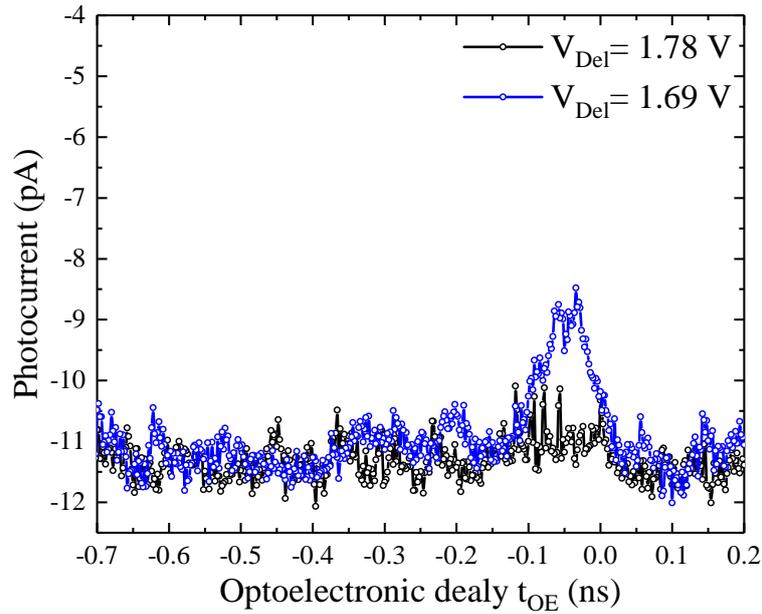


Abb. 7.13: Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronischen Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle. Dargestellt sind Messungen bei zwei unterschiedlichen Puls-Kontrollspannungen $V_{del} = 1.78$ und $V_{del} = 1.69$.

Dabei wurde die zeitliche Position des elektrischen Pulses relativ zum optischen Pulspar bestimmt und auf den zeitlichen Wert von 0 ns gelegt. Die Nullposition besagt, dass zu dieser Zeit der erste optische Puls und die elektrische Pulsflanke synchron sind (siehe Abbildung 7.12). Das Signal zeigt einen Kontrast von etwa 3 pA , wobei dies nicht dem maximalen erwarteten Kontrast der Ramsey-Schwebungen von $I_{PC}^{max} \approx 6 \text{ pA}$ entspricht. In diesem Zusammenhang kann der Signalpeak im Diagramm 7.13 einer induzierten Phasenverschiebung von unter π zugeordnet werden. Aus dem zeitlichen Verlauf des Photostromes kann indirekt mittels Quanteninterferenz auf die zeitliche Dauer des elektrischen Pulses zurückgeschlossen werden. Die zeitliche Dauer des elektrischen Pulses liegt dabei nahe am zeitlichen Abstand optischer Pulse.

Wird die Spannung V_{del} weiter verringert, ergibt sich bei der Puls-Kontrollspannung von $V_{del} \approx 1.65 \text{ V}$ für die Höhe des Photostrom-Peaks ein Wert von etwa $I_{PC} \approx 6 \text{ pA}$, was einer Phasenverschiebung von π entspricht. Die zugehörige Messung für eine Phasenverschiebung von π ist im Diagramm der Abbildung 7.14 dargestellt.

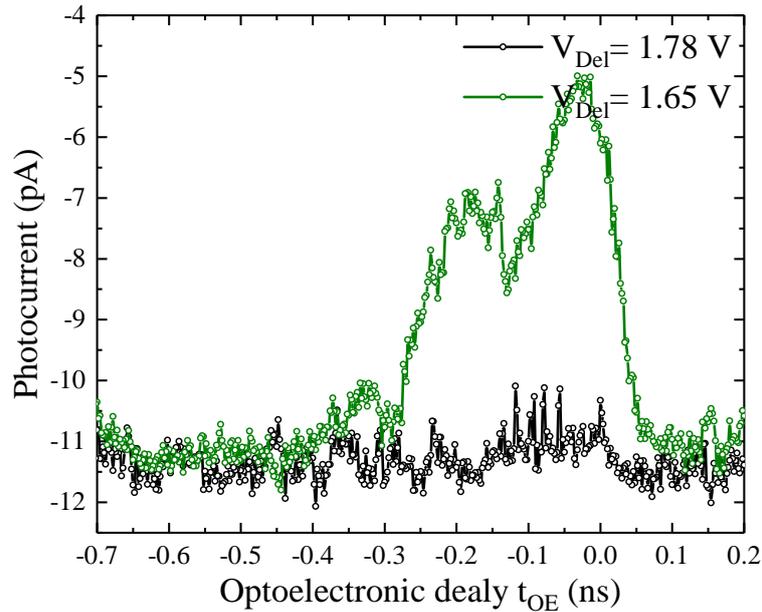


Abb. 7.14: Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronischen Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle. Dargestellt sind Messungen bei zwei unterschiedlichen Puls-Kontrollspannungen $V_{del} = 1.78 V$ und $V_{del} = 1.65 V$.

Im Bereich des optoelektronischen Delays von $\Delta t_{OE} = -0.50 ns$ bis $\Delta t_{OE} = 0.0 ns$ wird eine starke Änderung des Photostromes beobachtet, wobei die Signal-Änderung nahezu dem maximal erwarteten Interferenz-Kontrast von $I_{PC} \approx 7 pA$ entspricht. Dies deutet darauf hin, dass in diesem Zeitbereich der elektrische Puls eine große Amplitudenänderung besitzt. Weiterhin kann aus dem zeitlichen Verlauf des Photostroms auf die zeitliche Dauer des elektrischen Pulses geschlossen werden. Es ergab sich für die Dauer des elektrischen Pulses ein Wert von $\Delta T_{Pulse}^{elec.} \approx 0.4 ns$. Dieser Wert steht im Gegensatz zur idealen Annahme mit einer elektrischen Pulsdauer kleiner als der zeitliche Abstand der optischen Pulse. Somit muss die Hauptthese eines elektrischen Pulses zwischen zwei optischen Laserpulsen revidiert werden.

Wird die Puls-Kontrollspannung weiterhin verringert, so wird eine weitere Verbreiterung des elektrischen Puls beobachtet und im Bereich der steigenden Flanke des elektrischen Pulses wird zusätzlich eine Oszillation des Photostrom-Signals beobachtet. Das Signal im Zeitbereich des optoelektronischen Delay von $\Delta t_{OE} = -0.05 ns$ bis $\Delta t_{OE} = 0.05 ns$ weist dabei ein Maxima und ein Minima auf. Dies deutet darauf hin, dass in diesem Zeitbereich des elektrischen Signals es zunächst zu einer destruktiven und im weiteren unmittelbaren Zeitverlauf zu einer konstruktiven Interferenz kommt. Dies kann einer Phasenänderung von über π zugeordnet werden.

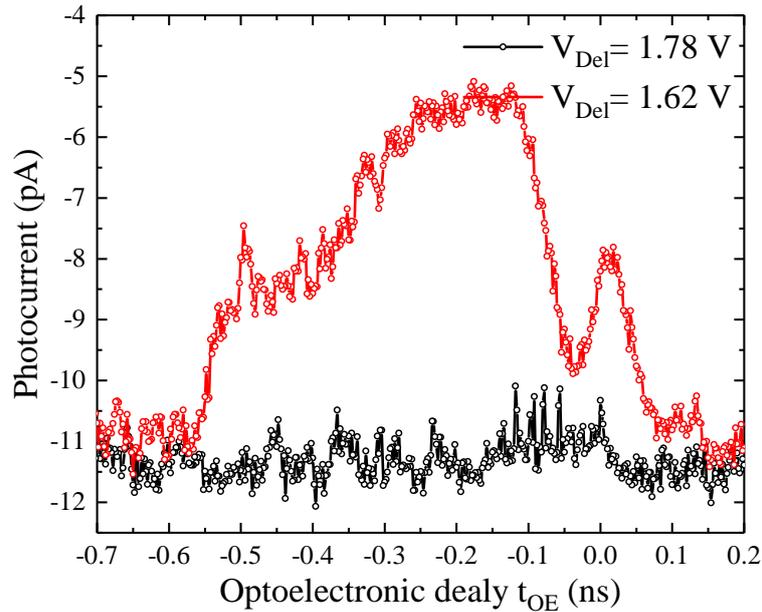


Abb. 7.15: Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronischen Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle. Dargestellt sind Messungen bei zwei unterschiedlichen Puls-Kontrollspannungen $V_{del} = 1.78\text{ V}$ und $V_{del} = 1.62\text{ V}$.

Eine weitere Erhöhung der Puls-Kontrollspannung verursacht eine starke zeitliche Verbreiterung des Signals. Weiterhin verschwinden feine Oszillationen an der steigenden Puls-Flanke. Dies stellt zunächst ein unerwartetes Ergebnis dar, was mittels eines Zeitjitters zwischen dem optischen Pulspar und dem elektrischen Puls erklärt werden kann (siehe Kapitel 7.4).

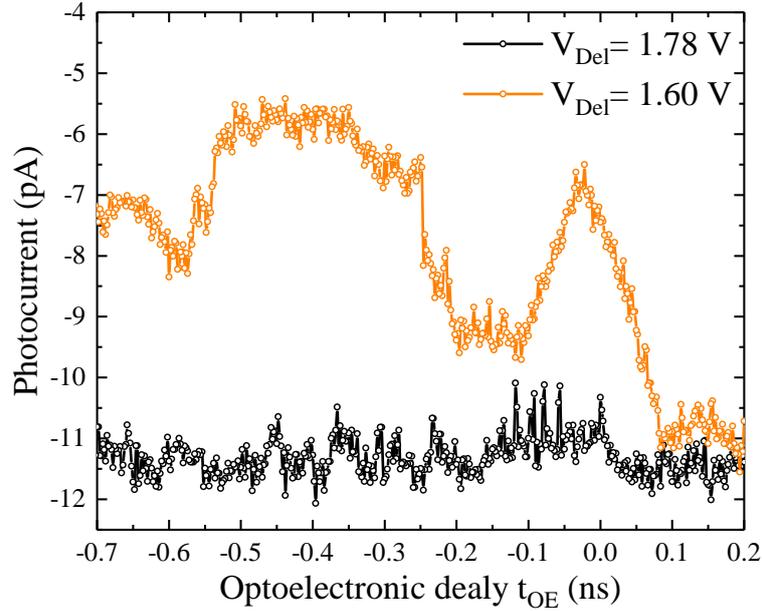


Abb. 7.16: Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronischen Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle. Dargestellt sind Messungen bei zwei unterschiedlichen Puls-Kontrollspannungen $V_{del} = 1.78 \text{ V}$ und $V_{del} = 1.60 \text{ V}$.

Anhand von zuvor präsentierten experimentellen Daten lassen sich folgende Schlüsse zusammenfassen:

- Der elektrische Puls mit einer Pulsdauer von unter $\Delta T_P = 100 \text{ ps}$ besitzt nicht die notwendige Spannungsamplitude für eine Phasenänderung von π .
- Die steigende elektrische Pulsflanke verursacht eine schnelle Phasenänderung von π bei einer Puls-Kontrollspannung von $V_{del} = 1.65 \text{ V}$. Die fallende elektrische Pulsflanke zeigt eine langsame bzw. sehr schwache Phasenänderung.
- Die Erhöhung der Puls-Kontrollspannung verursacht zusätzlich zu der zunehmenden Pulsamplitude eine zeitliche Verbreiterung des elektrischen Pulses. Bei der Spannungsamplitude, welche für eine Phasenänderung von π notwendig ist, erreicht die Pulsdauer $\Delta T_P \approx 400 \text{ ps}$.
- Das Experiment sollte in einer modifizierten Ausführung betrieben werden, wobei nur eine steigende elektrische Pulsflanke betrachtet wird (dadurch wird eine Sensitivität gegenüber dem zeitlichen Jitter zwischen dem optischen Pulspaar und dem elektrischen Puls bedeutend, siehe Abschnitt 7.4).

Für weitere Analysen wurde die Puls-Kontrollspannung auf $V_{del} = 1.65 \text{ V}$ eingestellt. Dieser Fall eignet sich daher besonders, dass es eher einer Phasenänderung des Systems von π entspricht. Im Weiteren wurde eine feine Verschiebung des optoelektronischen Delays im Zeitbereich von $\Delta t_{OE} = 0.0 \text{ ns}$, also der steigenden elektrischen Pulsflanke, durchgeführt.

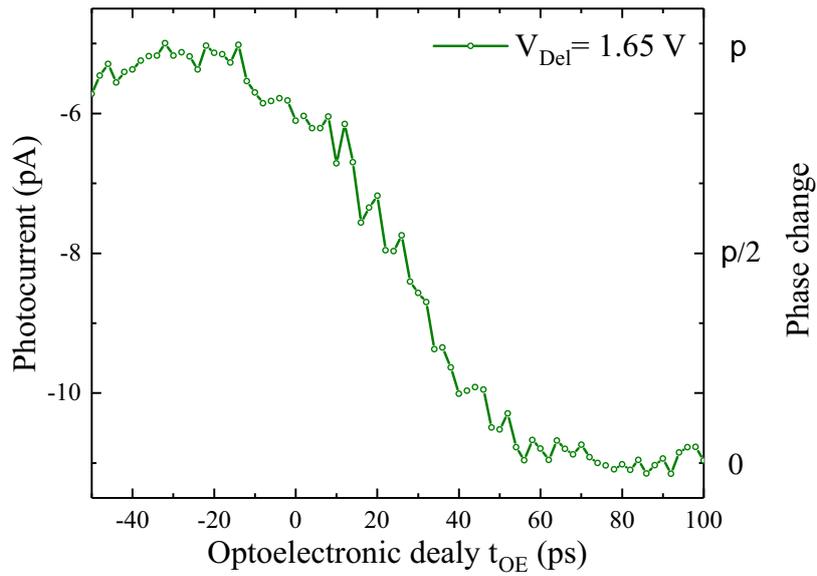


Abb. 7.17: Photostrom-Optoelektronisches Delay Diagramm zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle. Die Messung wurde bei Puls-Kontrollspannung $V_{del} = 1.65 V$ durchgeführt.

Aus dem Verlauf des Photostroms kann auf die Phasenänderung zurückgeschlossen werden. Dabei entspricht ein Photostromwert von $I_{PC} \approx -6 pA$ einer Phasenänderung von $\Delta\varphi = \pi$ bzw. $I_{PC} \approx -11 pA$ einer verschwindenden Phasenänderung $\Delta\varphi = 0$. Zur genaueren Analyse wurden zu den Zeitpunkten $\Delta t_{OE} = 80 ps$ und $\Delta t_{OE} = -20 ps$ Ramsey-Schwebungen aufgenommen. Die Ergebnisse sind nun in der Abbildung 7.18 dargestellt.

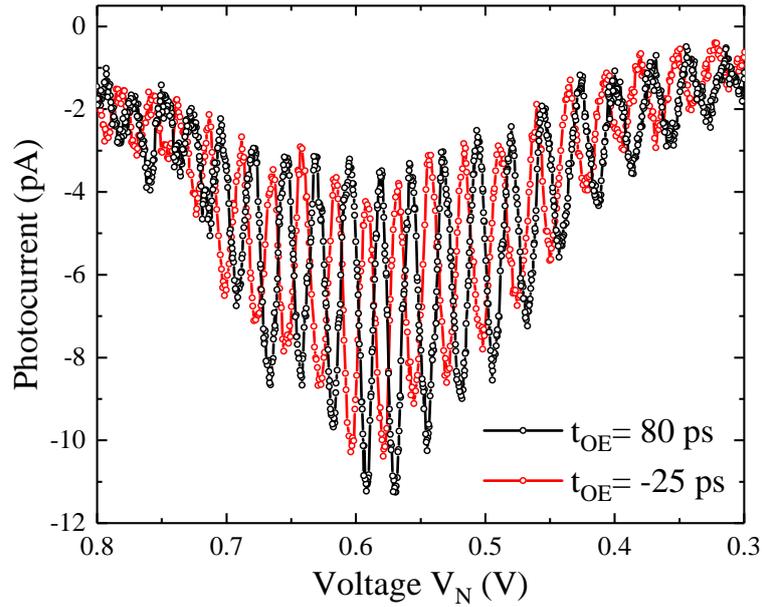


Abb. 7.18: Photostrom-Kathodenspannung-Diagramm mit Ramsey-Schwebungen zu verschiedenen optoelektronischen Delays $\Delta t_{OE} = 80 \text{ ps}$ sowie $\Delta t_{OE} = -20 \text{ ps}$ bei einer Pulsverzögerung $T_{del} = 100 \text{ ps}$. Messdaten aufgenommen bei einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$.

Dabei kann eine Verschiebung der Ramsey-Schwebungen hin zu höherer Kathodenspannung V_N beobachtet werden. Der elektrische Puls $V_P(t)$ versetzt die Diode in die Vorwärtsrichtung, so dass eine höhere Spannung an der Kathode der Diode angelegt werden muss, um die Energie des Quantensystems auf die Laserenergie zu verstimmen.

7.2.3 Kohärente optoelektronische Phasenmanipulation von bis zu 3π

Zur Demonstration kohärenter Phasenmanipulation des Quantensystems über π wurde ausschließlich die steigende elektrische Pulsflanke betrachtet. Diese zeigt bei den optoelektronischen Verzögerungsmessungen (siehe Abschnitt 7.2.2, Abbildung 7.15) feinere Oszillationen des Photostromes, was auf eine Phasenänderung von mehr als 1π zurückgeführt werden konnte. Zur detaillierten Analyse wird das folgende in der Abbildung 7.19 dargestellte experimentelle Schema verwendet.

Dabei wird die zeitliche Position der steigenden elektrischen Pulsflanke T_R^{el} zwischen den optischen Pulsen T_{A1} bzw. T_{A2} gesetzt. Für die Phasenkontrolle wurde die Puls-Kontrollspannung V_{del} benutzt. Diese verursacht zwar eine zeitliche Verbreiterung des elektrischen Pulses ΔT_P , gleichzeitig wird jedoch die maximale Spannungsamplitude des Pulses V_P^{max} erhöht. Die Erhöhung der Spannung wird hierbei zur Kontrolle der kohärenten Phase benutzt.

7 Experimente zur Quanteninterferenz

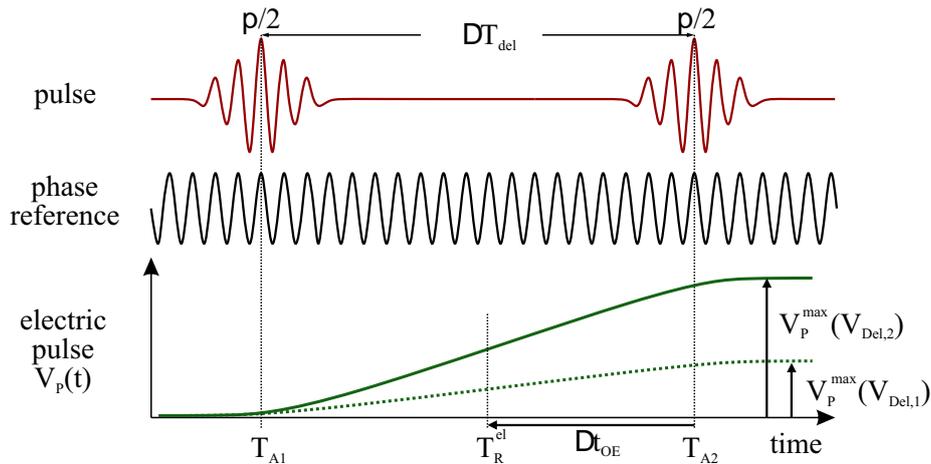


Abb. 7.19: Skizze zur Erläuterung der experimentellen Gegebenheiten für Experimente zur kohärenten Phasenkontrolle von über π .

Das nachfolgende Diagramm (Abbildung 7.20) stellt das Ergebnis einer kohärenten Kontrolle der Phase des Quantensystems mit Phasenwerten bis zu 3π innerhalb von 100 ps dar.

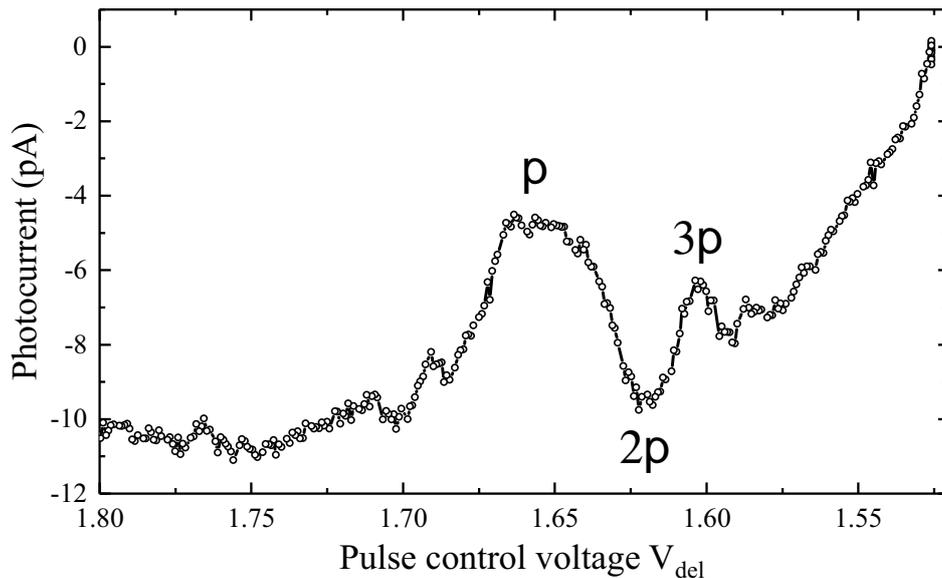


Abb. 7.20: Photostrom des Quantensystems in Abhängigkeit der Puls-Kontrollspannung V_{del} . Hierbei sind mehrere Oszillationen des Photostroms zu sehen, welche einer kohärenten Phasenkontrolle des Quantensystems entsprechen.

Bei Puls-Kontrollspannungen von über $V_{del} = 1.70\text{ V}$ wird kein Spannungspuls von dem SiGe-Chip ausgegeben, aus diesem Grund bleibt das Quantensystem im Zustand konstruktiver Interferenz und liefert einen maximalen Photostrom von etwa 11 pA . Wird die Spannung V_{del} weiter erniedrigt, so wird ein Spannungspuls vom SiGe-Chip ausgegeben, wobei die zwischen den optischen Pulsen eingeschlossene elektrische Pulsfläche erst

7 Experimente zur Quanteninterferenz

bei einer Puls-Kontrollspannung von $V_{del} = 1.65 \text{ V}$ einen Wert von $\Delta\varphi = \pi$ erreicht. Dies entspricht dem Zustand destruktiver Interferenz, wodurch der Photostrom auf einen Wert von $I_{PC} \approx 4.5 \text{ pA}$ abfällt.

Wird die Spannung V_{del} weiter erniedrigt, so erhöht sich die vom SiGe-Chip ausgegebene maximale Spannung V_P^{max} weiter und erzeugt eine größere Phasenverschiebung. Bei der Spannung $V_{del} \approx 1.62 \text{ V}$ erreicht die Phasenänderung einen Wert von $\Delta\varphi = 2\pi$, wodurch es erneut zu dem Fall konstruktiver Interferenz kommt. Der Photostrom erhöht sich auf einen Wert von nahezu $I_{PC} \approx 10 \text{ pA}$. Weitere Änderung der Puls-Kontroll Spannung bringt das Quantensystem wieder in den Zustand destruktiver Interferenz (die Phasenänderung beträgt $\Delta\varphi = 3\pi$), was bei $V_{del} = 1.60 \text{ V}$ auftritt.

Bei Werten der Puls-Kontrollspannung unter 1.60 V zeigen sich weitere schwache Oszillationen des Photostroms, welche eine gute Reproduzierbarkeit im Experiment aufwiesen. Aufgrund des verschwindenden Photostrom-Kontrastes ist jedoch keine weitere zuverlässige Aussage möglich.

Bei Puls-Kontrollspannungswerten im Bereich von $V_{del} \approx 1.69 \text{ V}$ wird eine schwache Signaloszillation des Photostromes beobachtet. Hierbei tritt diese Oszillation im Bereich von $I_{PC} \approx 8 \text{ pA}$ auf, dieser Wert entspricht einer sehr empfindlichen Phasenmessung, so dass eine geringe Änderung der elektrischen Pulsfläche eine signifikante Signaländerung verursacht. Der Ursprung dieser schwachen Oszillation liegt im Signal-Glitch des elektrischen Pulses. Die Charakterisierung des CMOS-Chips (siehe Kapitel 3.3.3, Abbildung 3.16) zeigte einen Signal-Glitch vor der steigenden Pulsflanke des elektrischen Ausgangssignals des Chips. Dieser Glitch spiegelt sich in der elektrischen Pulsfläche wieder und verursacht somit eine Oszillation des Photostromes.

Die Problematik des verschwindenden Interferenz Kontrastes kann im Diagramm der Abbildung 7.20 anhand der Ramsey-Schwebungen sehr deutlich beobachtet werden. Der Kontrastverlust tritt insbesondere bei niedrigen Puls-Kontrollspannungen auf, was einem an der Photodiode anliegenden Spannungspuls mit hoher Amplitude und Dauer entspricht. Dieser Sachverhalt erfordert einer besonderen Diskussion, welche im Abschnitt 7.4 erfolgt.

Zur weiteren Analyse der Phasenkontrolle wurden Ramsey-Schwebungen zu drei ausgezeichneten Puls-Kontrollspannungen entsprechend der Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = 1\pi$, $\Delta\varphi = 2\pi$ sowie $\Delta\varphi = 3\pi$ aufgenommen. Die nachfolgende Abbildung stellt dabei die Ramsey-Schwebungen dar.

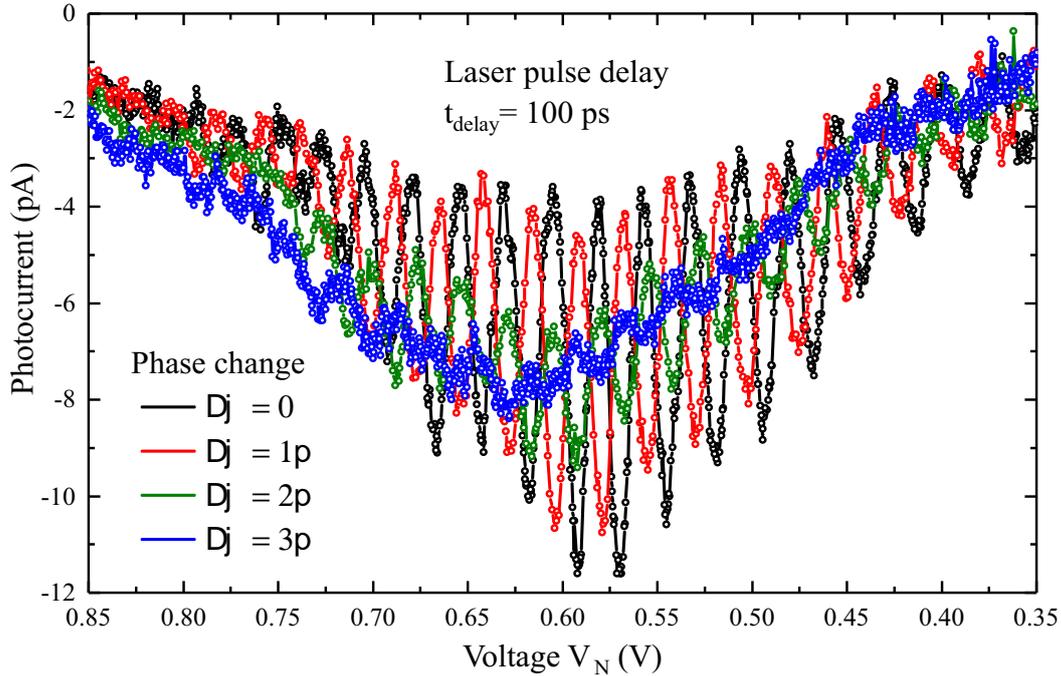


Abb. 7.21: Photostrom-Kathodenspannung-Diagramm mit Ramsey-Schwebungen bei Phasenverschiebungen von $\Delta\varphi = 0$, $\Delta\varphi = \pi$, $\Delta\varphi = 2\pi$ und $\Delta\varphi = 3\pi$ bei einer Pulsverzögerung von $T_{del} = 100$ ps.

Hierbei ist deutlich die veränderte Struktur der Ramsey-Interferenzen für verschiedene Kontrollspannungen V_{del} zu erkennen. Ausgehend von dem Fall einer verschwindenden Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = 0$ bei $V_{del} = 1.75$ V (schwarze Kurve, Abbildung 7.21) wird die Interferenzstruktur um den Wert von π verschoben (rote Kurve, Abbildung 7.21). Die Messdaten stellen sehr deutlich die Kontrolle der Ramsey-Interferenz mittels eines elektrischen Pulses dar. Es wird weitere Phasenverschiebung bei abnehmender Puls Kontrollspannung V_{del} beobachtet: Phasenverschiebung von $\varphi = 2\pi$ bei Spannung $V_{del} = 1.62$ V sowie $\varphi = 3\pi$ bei $V_{del} = 1.60$ V.

Weiterhin kann in dem Diagramm der Abbildung 7.21 deutlich ein verschwindender Kontrast der Quanteninterferenz beobachtet werden. Dabei ist die Verschiebung der Ramsey-Schwebungen hin zu einer höheren Kathodenspannung beobachtbar, was auf eine positive Puls-Spannung V_P hinweist. Die Messdaten stellen in einer herausragenden Weise die Phasenkontrolle des Quantensystems mit Phasenverschiebungen bis zu $\Delta\varphi = 3\pi$ dar.

7.3 Theoretische Berechnungen zu experimentellen Daten

Die theoretischen Berechnungen der experimentellen Daten wurden im Rahmen der Dissertationsarbeit von Peter Kölling in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Jens Förstner durchgeführt. Eine Beschreibung des verwendeten Modells ist in dem Kapitel 4.6 zu finden.

Dabei kann die Berechnung nach der Implementierung eines Zeit-Jitters zwischen dem elektrischen Puls und dem optischen Puls paar sehr gut experimentell ermittelte Daten reproduzieren. Die berechneten Daten werden in dem nachfolgendem Diagramm der Abbildung 7.22 gezeigt.

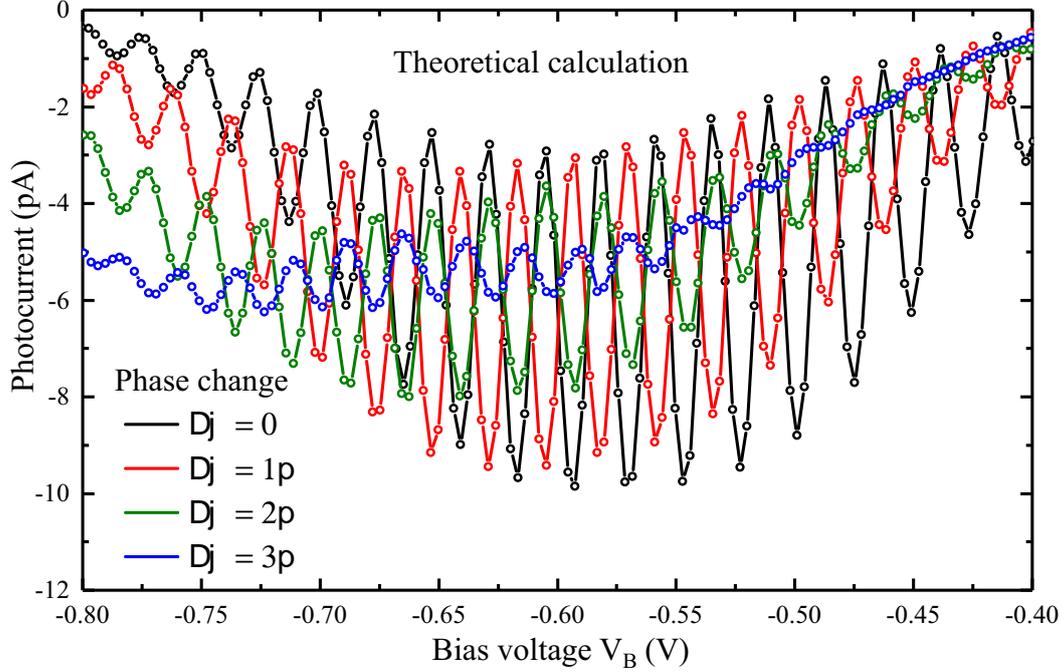


Abb. 7.22: Berechneter Photostrom in Abhängigkeit der Diodenspannung V_B mit Ramsey-Schwabungen bei Phasenverschiebungen von $\Delta\varphi = 0$, $\Delta\varphi = 1\pi$, $\Delta\varphi = 2\pi$ und $\Delta\varphi = 3\pi$ bei einer Pulsverzögerung von $T_{del} = 100$ ps. In der Berechnung wurde ein zeitlicher Jitter des elektrischen Signals mit der Amplitude von ± 13 ps um einen Zentralwert betrachtet.

Es zeigt sich, ähnlich den experimentell ermittelten Daten (siehe Abbildung 7.21), dass aufgrund einer elektrischen Wechselwirkung mit dem Quantensystem, die kohärente Phase manipuliert werden kann. Dabei ist ein Signal-Jitter von maximal $t_c = \pm 13$ ps notwendig um den Kontrastverlust in den experimentellen Daten zu reproduzieren. Der Zeit-Jitter wurde in dem Modell durch zeitliche Änderung des elektrischen Pulses um einen Zentralen Wert implementiert. Durch eine stetige Gleichverteilung der Zeitwerte in dem Intervall von $+13$ ps bis -13 ps um den Zentralwert. Weiterhin wurde bei der Berechnung für die Dephasierungszeit ein Wert von $T_2 = 300$ ps verwendet. Für die Verstimmung δ wurde ein linearer Zusammenhang gewählt:

$$\delta(V(t)) = 1.78 \frac{meV}{V} \cdot V(t) \quad (7.2)$$

Für die Berechnung eines Photostromwerts wurde über 100 einzelne Rechnungen gemittelt. Genauere Details zu der Berechnung sind der Arbeit [51] zu entnehmen.

7.4 Verschwindender Kontrast der Quanteninterferenz bei höherer Phasenverschiebung

Die grundlegende theoretische Betrachtung des Modells eines Zwei-Niveau Systems liefert keinen physikalischen Hinweis auf einen verschwindenden Interferenzkontrast bei zunehmender Phasenverschiebung. Die Experimente zur Phasenkontrolle mit höherer Phasenverschiebung sowie die zugehörigen theoretischen Berechnungen weisen jedoch darauf hin, dass es einen Mechanismus hinter dem verschwindenden Interferenzkontrast gibt. Anhand der theoretischen Berechnungen konnte gezeigt werden, dass die experimentellen Daten sehr gut reproduziert werden können, wenn ein Zeit-Jitter angenommen wird. Diese Annahme wird hier weiter diskutiert und darüber hinaus ein anderer Mechanismus betrachtet, welcher einen Einfluss auf den Interferenzkontrast bzw. den Verlauf des Photostroms bei höheren Puls-Kontrollspannungen haben könnte.

Interferenzkontrast-Abnahme aufgrund des Jitters:

Die hier geschilderte Erklärung des verschwindenden Phasenkontrastes basiert auf dem Zeit-Jitter zwischen dem optischen Pulspaar und dem elektrischen Puls. Die Skizze in der nachfolgenden Abbildung 7.23 stellt schematisch das zugrundeliegende Prinzip hinter diesem Mechanismus dar.

7 Experimente zur Quanteninterferenz

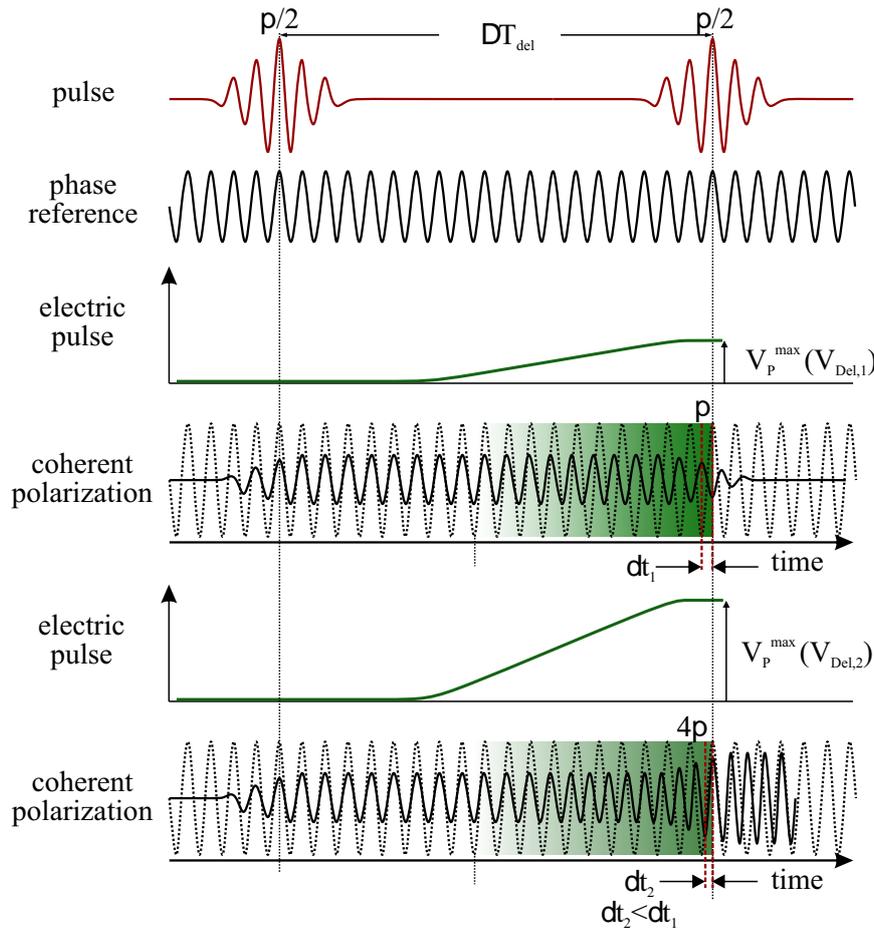


Abb. 7.23: Schema-Skizze zur Erläuterung der Abhängigkeit der Quanteninterferenz von dem optoelektronischen Zeit-Jitter bei Experimenten zur kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle. Dargestellt sind der zeitliche Verlauf der elektrischen Feldstärke der anregenden Laserpulse, die Referenzphase ausgehend von dem ersten Laserpuls, der Verlauf der Spannung, welche an der Photodiode V_P angelegt wird, sowie die kohärente Polarisation des Quantensystems.

Der Einfluss des Zeit-Jitters auf die Quanteninterferenz zeigt sich insbesondere bei den elektrischen Spannungspulsen, welche sich zeitlich mit nur einer Pulsflanke zwischen den optischen Pulsen befinden. Der Zeit-Jitter nimmt bei höheren Phasenverschiebungen bedeutenden Einfluss auf den Interferenzkontrast. Die Abbildung 7.23 stellt dabei schematisch den Unterschied zwischen einer Phasenverschiebung von π sowie von 4π dar. Phasenverschiebungen mit hohen Werten entsprechen einer großen Detuning der Resonanzfrequenz des Quantensystems relativ zur Laserfrequenz. Dadurch wird der zeitliche Abstand zwischen einer Oszillation mit Radianten π bei einer großen Phasenverschiebung kleiner im Vergleich zu einer kleineren Phasenverschiebung. Wenn der Zeit-Jitter bei den beiden Phasenverschiebungen gleich ist, so hat er bei großen Phasenverschiebung einen wesentlich größeren Einfluss auf die konstruktive bzw. destruktive Interferenz.

Der Einfluss des Zeit-Jitters δt des elektrischen Signals auf die kohärente Phase kann

auch anhand einer trivialen Überlegung basierend auf der elektrischen Pulsfläche erfolgen. Dabei kann die kohärente Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ durch die nachfolgende Gleichung definiert werden [102]:

$$\Delta\varphi = \pi C_{CM} \int_0^{\Delta T_{del}} V_{CM}(t) dt \quad (7.3)$$

Dabei ist $V_{CM}(t)$ die Spannung, welche für die kohärente Manipulation verantwortlich ist, C_{CM} der kohärente elektrische Manipulationskoeffizient (EMC, coherent Electric Manipulation Coefficient) mit der Einheit $(Vs)^{-1}$. Dieser kann für das jeweilige System aus den Ramsey-Interferenz Experimenten ermittelt werden. Dafür wird für einen gegebenen Zeitabstand der Laserpulse ΔT_{del} die für den Übergang von konstruktiver zur destruktiver Interferenz notwendige Spannungsverschiebung ΔV_π ermittelt. Damit ergibt sich für den EMC:

$$C_{CM} = \frac{1}{\Delta V_\pi t_{delay}} \quad (7.4)$$

Die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ ist ausgehend von der Gleichung 7.3 näherungsweise durch das Produkt $\Delta\varphi \propto \Delta V \cdot \Delta t$ gegeben. Wird der elektrische Puls mit nur einer Flanke zwischen den optischen Pulsen eingeschlossen und liegt ein Zeit-Jitter δt zwischen den Signalen vor, so wirkt sich dieser Jitter näherungsweise linear auf den Phasen-Jitter $\delta\varphi$ aus. Insbesondere wird der Phasen-Jitter $\delta\varphi$ bei konstantem Zeit-Jitter δt mit zunehmender Spannung ΔV größer.

$$\Delta\varphi \propto \Delta V \cdot (T_{Del} + \delta t) = \Delta\varphi_{stat} + \delta\varphi \quad (7.5)$$

Erreicht der Phasen-Jitter $\delta\varphi$ den Wert von $\delta\varphi = \pi$, so verschwindet der Interferenzkontrast vollständig. Denn bei fast allen Messungen werden Mittelwerte über viele Einzelmessungen gebildet, so dass sich der Photostrom auf den Mittelwert zwischen der konstruktiven und destruktiver Interferenz der Besetzung einstellt.

Signal-Verhalten aufgrund der Spannung-Zeit-Dynamik:

Zuletzt sollte hier eine These diskutiert werden, welche auf der Spannung-Zeit-Dynamik des Gesamtsystems und der besonderen Art der experimentellen Parameter basiert und das Verhalten des Photostroms bei höheren Spannungen des elektrischen Pulses beschreibt.

In dem Experiment wurde der SiGe-Chip mit einer relativ hohen Versorgungsspannung von $V_{DD} = 2.0 V$ betrieben. Wenn der Spannungspuls komplett durchgeschaltet wird, so besitzt dieser als Ausgangsspannung einen Wert nahe V_{DD} . Die verwendete Kathodenspannung beträgt jedoch $V_N \approx 0.6 V$, wobei an der Diode im Fall des komplett eingeschalteten Spannungspulses eine Spannung von $V_B = V_P - V_N \approx 1.4 V$ angelegt wird. Diese Spannung V_{DD} versetzt die Photodiode zum Durchschalten (Vorwärtsspannung der Photodiode liegt üblicherweise bei $V_{FB} \approx 0.8 V$), wodurch ein nennenswerter Strom durch das Bauelement fließen kann. Dies erklärt das Verhalten des Photostromes bei sehr geringen Spannungen V_{del} , wobei der Photostrom im Experiment sogar vom Vorzeichen her positiv wurde (siehe Diagramm in Abbildung 7.20). Aus diesem Grund wurde im Experiment die Spannung V_{del} nie unter der Puls-Kontrollspannung $V_{del} = 1.5 V$ betrieben, um eine Zerstörung der Photodiode vorzubeugen. Wenn an der Photodiode eine

schwache Vorwärtsspannung angelegt wird, ergibt sich prinzipiell folgender Bandverlauf der Photodiode:

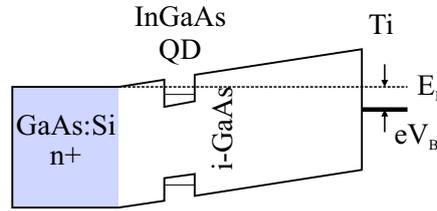


Abb. 7.24: Schematische Skizze des Bandverlaufs einer Quantenpunkt-Photodiode bei einer an der Photodiode angelegten Vorwärtsspannung V_B .

Bei einer positiven Vorspannung der Photodiode V_B kann kein Photostrom aus dem Quantensystem extrahiert werden, somit kann ein in dem Quantenpunkt erzeugtes Exziton nicht durch den Tunnel-Prozess aus dem System entkommen, sondern nur durch strahlende Rekombination vernichtet werden.

Im Weiteren muss die zeitliche Dynamik des Quantensystems betrachtet werden. Das im Abschnitt 7.2.3 erläuterte Experiment wird durch die Variation der Puls-Kontrollspannung durchgeführt. Dabei wird die steigende elektrische Pulsflanke zwischen den optischen Pulsen positioniert. Durch die Reduktion der Spannung V_{del} wird die Spannungspuls Amplitude V_P^{max} erhöht. Dabei wird jedoch auch die Dauer des Spannungspulses stark erhöht, welche eine Zeitdauer über ns und somit über der Zeitdauer der strahlenden Rekombination des Systems liegt (siehe Diagramm auf Abbildung 7.16). Dabei kann folgendes Prinzip, welches nachfolgend gezeigt wird, verwendet werden:

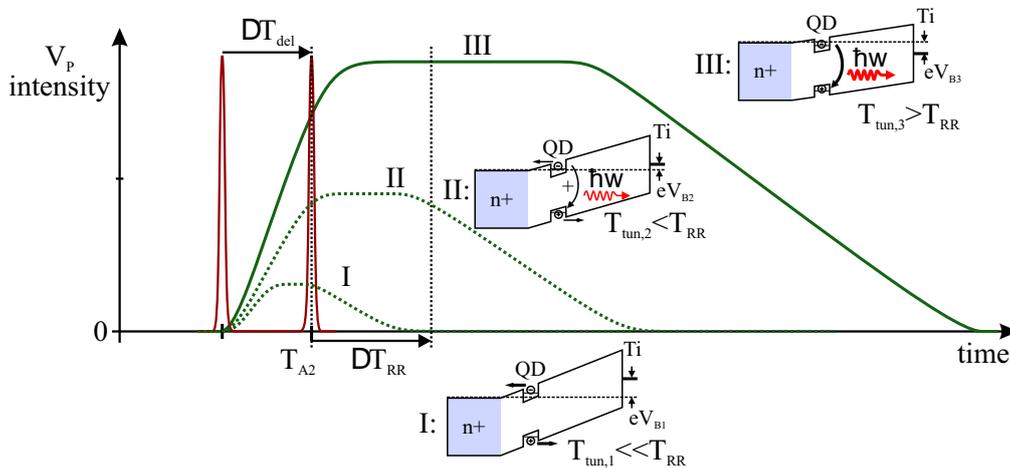


Abb. 7.25: Schematische Darstellung des von dem Spannungspuls V_P abhängigem Verlust des Photostroms bei geringen Puls-Kontrollspannungen V_{del} . Hierbei sind zwei Laserpulse in rot dargestellt, der an der Photodiode angelegte elektrische Spannungspuls ist in grün gezeichnet, wobei drei verschiedene Pulse (I bis III) dargestellt wurden. Als Insetts sind in der Skizze die zu den elektrischen Pulsen zugehörige Bandverläufe der Quantenpunkt-Photodiode bei unterschiedlichen Diodenspannungen gezeichnet.

7 Experimente zur Quanteninterferenz

Das Quantensystem wird durch den ersten Laserpuls in Superposition gebracht, danach wird mit dem zweiten Laserpuls mittels Photostroms aus der Quanteninterferenz, welche von der Phase des Quantensystems abhängt, die Phase des Quantensystems überprüft. Hierbei wird der Photostrom ausgelesen, was nur bei einer in Sperrrichtung betriebenen Photodiode effektiv möglich ist. Dieser Fall ist nur für Spannungspulse mit geringer Amplitude bzw. große Puls-Kontrollspannungen V_{del} möglich (siehe Abbildung 7.25 Fall I).

Eine sehr wichtige Rolle spielt die Dynamik des Systems nach beiden optischen Pulsen. Im Idealfall sollte die Diodenspannung V_B nach der Quanteninterferenz stark negativ sein, damit auch der Zustand des Quantensystems mittels des Tunnelprozesses der Ladungsträger ausgelesen werden kann. Dabei sollte die Tunnelzeit des Elektrons $T_{tun,1}$ stets viel kleiner als die strahlende Lebensdauer des Quantensystems T_{RR} sein und es somit eine effektive Extraktion des Photostromes stattfindet.

Ist dies nicht erfüllt, so kann keine Information über das Quantensystem durch Photostrom-Messungen gewonnen werden, da der Zerfall des Quantensystems nicht über den Tunnelprozess erfolgt. Dieser Fall ist in der Abbildung 7.25 mit II gekennzeichnet. Dabei erreicht die Photodiodenspannung V_{B2} aufgrund des Spannungspulses unmittelbar nach der Interaktion mit dem zweiten optischen Puls eine sehr geringe Sperrspannung. In diesem Fall ist die Extraktion des Photostromes über den Tunnelprozess zum Teil unterdrückt und es findet Konkurrenz zwischen dem strahlenden Zerfall und dem Tunnelprozess des Quantensystems statt. Die Tunnelzeit des Elektrons $T_{tun,2}$ ist in diesem Fall nur geringfügig kleiner als die strahlende Lebensdauer des Systems, dadurch kann zwar eine Quanteninterferenz beobachtet werden, der Kontrast nimmt jedoch ab.

Wenn die Photodiodenspannung nach der Interaktion mit dem zweiten optischen Puls in Vorwärtsbetrieb geschaltet wird, so ist die Tunnelzeit des Elektrons $T_{tun,3}$ wesentlich größer als die strahlende Rekombination T_{RR} des Quantensystems. Dieser Fall ist in der Abbildung 7.25 mit III gekennzeichnet. Dabei erfolgt nahezu der gesamte Zerfall des Quantensystems über strahlende Rekombination, somit wird kein Photostrom mehr detektiert und der Interferenzkontrast ist komplett verschwunden.

In der Tat kann bei niedrigen Puls-Kontrollspannungen V_{del} eine starke Abnahme des Photostroms beobachtet werden (siehe Abbildung 7.20). Unter der Spannung $V_{del} \approx 1.75 \text{ V}$ nimmt der Photostrom signifikant ab, wobei der Kontrastverlust der Interferenz noch vor dieser Spannung erfolgt. Dies deutet darauf hin, dass der Zeit-Jitter zwischen den Signalen einen dominanten Einfluss auf den Interferenzkontrast besitzt.

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

Die robuste Besetzungsinversion mittels Rapid Adiabatic Passage (RAP) wird meistens mittels gechirpter optischer Laserpulse durchgeführt. Dabei wird einem ps-Laserpuls eine Frequenzänderung während des zeitlichen Verlaufs des Pulses zugefügt, was auch als Chirp bezeichnet wird. Im Anschluss regt dieser gechirpte optische Laserpuls das Quantensystem an. Es zeigt sich, dass abhängig von dem Chirp-Koeffizienten der bekannte Fall von Rabi-Oszillationen der Besetzung verschwindet und es möglich wird das Quantensystem mit einem gechirpten Laserpuls vollständig und nahezu unabhängig von der Variation der Pulsfläche und der Resonanzfrequenz zu invertieren.

Im Kontrast zur Methode eines gechirpten optischen Pulses soll hier die Methode basierend auf der kohärenten Optoelektronik präsentiert werden. Dabei werden nicht-gechirpte Laserpulse und ein gechirptes Quantensystem benutzt. Aufbauend auf dem hier präsentierten Prinzip erfolgte eine Erfindungsmeldung beim DPMA [117].

8.1 Experimente zur Bestimmung des elektrischen Pulses

Dieser Abschnitt der Arbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst findet sich eine Zusammenfassung der für das Experiment wichtigen Parameter, danach werden zwei Methoden zum optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses präsentiert und anhand der Experimente der Verlauf der elektrischen, an der Photodiode angelegten, Spannungspulse ermittelt. Im Anschluss wird das Experiment zur elektrisch induzierten RAP diskutiert.

Das Experiment zu Chirp-Untersuchungen wurde an der gleichen Probe und Quantenpunkt, an dem auch die Phasenexperimente durchgeführt wurden, ausgeführt. Die Beschreibung des experimentellen Setups ist in dem Kapitel 3.8 zu finden. Die GaAs-QD Photodiode ist mit Bonddrähten mit dem SiGe-Chip der Version „TRR_142 C04_V5“ verbunden.

8.1.1 Zusammenfassung wichtiger Parameter

In einer zusammenfassenden Darstellung sollen hier erneut alle für das Verständnis des Experiments notwendigen Parameter dargestellt werden. Wie in der Abbildung 3.26 dargestellt, wird die Quantenpunkt-Photodiode sowohl an der Anode, als auch an der Kathode mit unterschiedlichen Spannungen vorgespannt. Die resultierende an der Photodiode anliegende, effektive Spannung V_B setzt sich somit aus diesen beiden Spannungen zusammen. Im Weiteren wird auf die Bedeutung dieser Spannungen eingegangen.

Die an der Kathode der Quantenpunkt-Photodiode anliegende Spannung hat einen rein statischen Charakter und kann mittels eines ADC-DAC's langsam (in einem Zeitbereich

von $1 - 10 \text{ V/s}$) verstellt werden. Diese Spannung wird mit dem Buchstaben V_N bezeichnet. Dabei impliziert der tiefgestellte Buchstabe „N“ dass diese Spannung an dem n+-Layer der Probe angelegt wird. Diese Spannung wird üblicherweise positiv gewählt und kann in deren Amplitude bis zu 2 V betragen. Der Strom durch die Photodiode wird hierbei ebenfalls über die gleiche Leitung gemessen, über welche die Spannung an die Photodiode angelegt wird.

Am Ausgang des BiCMOS-Chips wird die Anode der Photodiode angeschlossen. Da der BiCMOS elektrische Pulse mit sehr hoher zeitlichen Dynamik ausgibt, ergibt sich eine für die Dynamik des Systems wichtige zeitliche Abhängigkeit der Spannung an der Photodiode. Diese Spannung wird mit dem Buchstaben V_P , wobei „P“ für Pulse steht, bezeichnet. Die Dynamik dieser Spannung beträgt bis zu 10 mV/ps . Auch diese Spannung ist positiv und besitzt eine Amplitude von bis zu 2 V . Die Maximalamplitude kann hierbei durch die Wahl der Versorgungsspannung V_{DD} des SiGe-Chips verändert werden. Die zeitliche Pulsdauer wird mittels der Puls-Kontrollspannung V_{Del} bzw. V_{Con} kontrolliert.

Die an der Quantenpunkt-Photodiode resultierende Spannung V_B ergibt sich aus der Summe der Anoden und der Kathodenspannung:

$$V_B(t) = V_P(t) - V_N \quad (8.1)$$

Dabei erhält die Bias Spannung der Photodiode die Zeitdynamik von der V_P -Spannung. Die Spannung V_N geht negativ ein, da eine positive Spannung an der Kathode der Diode den Betrieb in die Rückwärtsrichtung der Diode resultiert.

Somit gilt für die Diodenspannung: Ist die V_B -Spannung positiv, so wird die Photodiode in die Vorwärtsrichtung betrieben, bei negativen Werten von V_B ist die Diode in die Rückwärtsrichtung vorgespannt. In den hier durchgeführten Experimenten wurden die Spannungen V_N und V_P so gewählt, dass die Photodiode bevorzugt in die Rückwärtsrichtung betrieben wird, aufgrund der von der Diodenspannung abhängigen Photostromextraktion aus dem Quantensystem.

8.1.2 Methoden zum optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses

Für die elektrischen Chirp-Experimente ist die genaue Kenntnis des elektrischen Pulses für die Ermittlung des Chirp-Koeffizienten notwendig. Weiterhin müssen die elektrischen und optischen Pulse aufeinander sehr genau synchronisiert werden. Dies erfordert die Kenntnis von dem Verlauf der an der Diode anliegenden Spannung V_B in Abhängigkeit der Zeit. Das Quantensystem bietet hierbei den Vorteil, diese Informationen mittels optoelektronischen Experimenten ermitteln zu können.

Für die nachfolgenden Experimente wurde der BiCMOS-Chip mit der Versorgungsspannung von $V_{DD} = 1.2 \text{ V}$ sowie der Puls-Kontrollspannung $V_{Con} = 0.85 \text{ V}$ betrieben. Mit diesen Parametern lieferte der SiGe-Chip elektrische Pulse mit folgenden, in dem Kapitel 8.1.4 ermittelten, Parametern. Die Amplitude des elektrischen Pulses betrug $V_P^{max} = 850 \pm 10 \text{ mV}$, mit einer Pulsbreite von $\Delta t = 390 \pm 50 \text{ ps}$.

Zur Ermittlung der Parameter des elektrischen Pulses wurden optoelektronische Samplingexperimente durchgeführt. Die nachfolgende Abbildung 8.1 stellt dabei schematisch den zugrundeliegenden Mechanismus dar.

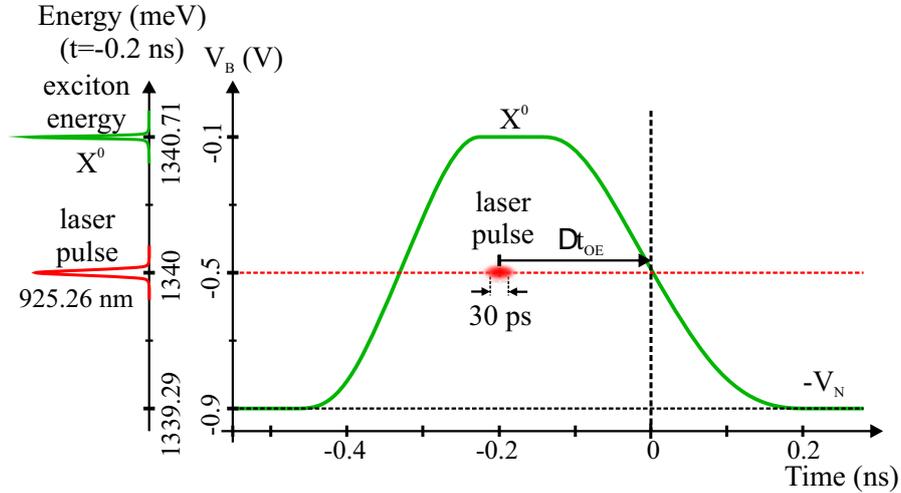


Abb. 8.1: Schema-Skizze zum Prinzip des optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses bei einer willkürlich festgelegten Kathodenspannung V_N , hier $V_N = +0.9 V$.

Im oben dargestellten Fall befindet sich die Diode vor Erreichen des elektrischen Pulses an der Anode bei einer negativen Vorspannung von $-0.9 V$. Dabei wird die Stärke der Vorspannung durch die Spannung V_N bestimmt und wie hier dargestellt gewählt. Diese Wahl soll keine Einschränkung darstellen und ist hier vorgenommen, um näher an die experimentellen Gegebenheiten zu kommen. Diese Vorspannung resultiert, aufgrund des QCSE für die Energie des Exzitons, in einem Wert von $E_{X0} \approx 1339.29 meV$. Bei positiv fortschreitender Zeit kommt im Weiteren die steigende elektrische Pulsflanke an der Anode an. Diese verändert die Diodespannung so, dass effektiv eine kleinere Rückwärtsspannung an der Diode anliegt. Dadurch ist zu dem Zeitpunkt des elektrischen Puls-Plateaus eine effektive Spannung von $V_B = -0.1 V$ an der Diode wirksam. Dies führt dazu, dass die Energie des Exziton-Grundzustand ebenfalls verändert wird und dieser über QCSE auf einen Wert von $E_{X0} \approx 1340.71 meV$ verstimmt wird. Im weiteren zeitlichen Verlauf versetzt die fallende elektrische Pulsflanke die Photodiode und somit das Exziton auf den ursprünglichen Wert der Spannung vor dem elektrischen Puls.

Weiterhin ist in der Abbildung 8.1 die Energie-Zeit-Position des optischen Laser Pulses dargestellt. Der Laserpuls wurde zeitlich auf eine Dauer von $30 \pm 5 ps$ eingestellt und hat eine Photonen-Energie von $E_L = 1340.00 meV$, was $925.26 nm$ entspricht. Durch die vorgeschaltete Delay-Line (siehe Abschnitt 3.8) kann die zeitliche Synchronisation zwischen dem Laserpuls und dem elektrischen Puls eingestellt werden. In dem in der Abbildung 8.1 dargestellten Fall beträgt der zeitliche Versatz zu einem willkürlich festgelegten Punkt des zeitlichen Verlaufs des elektrischen Pulses $200 ps$. Die Synchronisation zwischen dem optischen und elektrischen Puls (im Folgenden als optoelektronisches Delay Δt_{OE} bezeichnet) kann mit einer hohen Genauigkeit eingestellt werden. Bei der verwendeten Delay-Line wird das Prinzip von Pulsweitenmodulation verwendet, wobei es 2048

Schritte auf der Zeitskala von 0 ns bis 6 ns gibt, dies ergibt eine zeitliche Schrittweite von etwa 3 ps . Die in der Abbildung 8.1 dargestellte Wahl der Zeitmarke für die Synchronisation auf die fallende elektrische Pulsflanke basiert auf der Tatsache, dass diese, wie später im Detail erläutert, einem positiven elektrischen Chirp und somit der RAP entspricht. Dies zeichnet besonders die fallende elektrische Pulsflanke aus und verifiziert die getroffene Wahl als markanten Zeitpunkt.

Die Rekonstruktion des elektrischen Signals bzw. das Sampling kann nach zwei Methoden erfolgen, wobei beide Methoden äquivalent sind. Die Pulsfläche des Laserpulses ist für beide Methoden von zentraler Bedeutung, da diese zunächst bei langsamen Pulsflanken zu einem Rabi-Flopping führt. Aus diesem Grund wurde für die Sampling-Experimente die Pulsfläche A des Laserpulses auf einen Wert nahe $A = \pi$ eingestellt, was zur Besetzungsinversion des exzitonischen Grundzustands und einem Photostrom mit einer maximalen Größe von $I = f \cdot e$, was hier $\approx 12.8 \text{ pA}$ entspricht, führt.

Im Folgenden wird die erste Sampling-Methode erläutert. Eine Skizze, welche schematisch diese Methode des zeitaufgelösten Samplings darstellt, ist in der Abbildung 8.2 gezeigt.

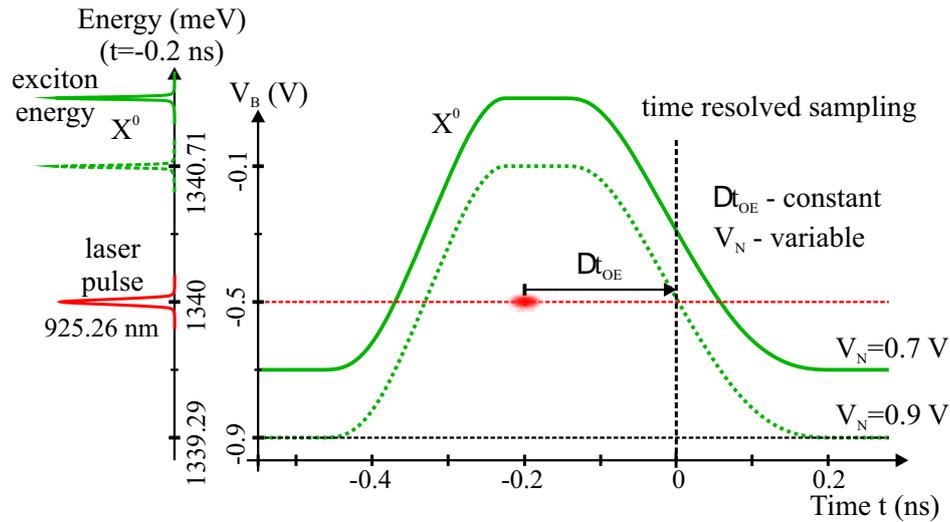


Abb. 8.2: Schema-Skizze zum Prinzip des optoelektronischen Samplings des elektrischen Pulses bei einer willkürlich festgelegten Kathodenspannung V_N , hier $V_N = +0.9 \text{ V}$.

Bei der ersten Methode wird das optoelektronische Delay Δt_{OE} zunächst konstant gehalten, dabei wird die Kathodenspannung der Diode V_N langsam verstellt und zu jedem Spannungswert der zugehörige Photostrom aufgenommen. Wenn die exzitonische Grundzustandsenergie E_{X0} mit der Laserenergie E_L übereinstimmt findet eine resonante Anregung des Exzitons statt. Die Besetzung des Exzitons ändert sich und der Photostrom gibt Auskunft über die Höhe der Besetzung. Bei dieser Methode wird nur ein Resonanzpeak im Photostrom erwartet. Somit kann die Spannungslage der Resonanz ermittelt werden. Dadurch ergibt sich für einen konstanten Wert von Δt_{OE} ein Photostrom-

Kathodenspannung-Diagramm. Die Messung wird für verschiedene optoelektronische Delays Δt_{OE} durchgeführt, wobei beachtet werden muss, dass die Zeitauflösung der Sampling-Methode von der Anzahl der Messungen abhängt. Aufgrund dieser Tatsache kann diese Methode auch als eine zeitaufgelöste Sampling-Methode bezeichnet werden. Die Wahl der Zeitpunkte wurde nicht äquidistant gewählt, sondern aufgrund der zeitlichen Pulsdynamik im Bereich mit großen Änderungen des Pulses mit einer höheren Auflösung gesampelt.

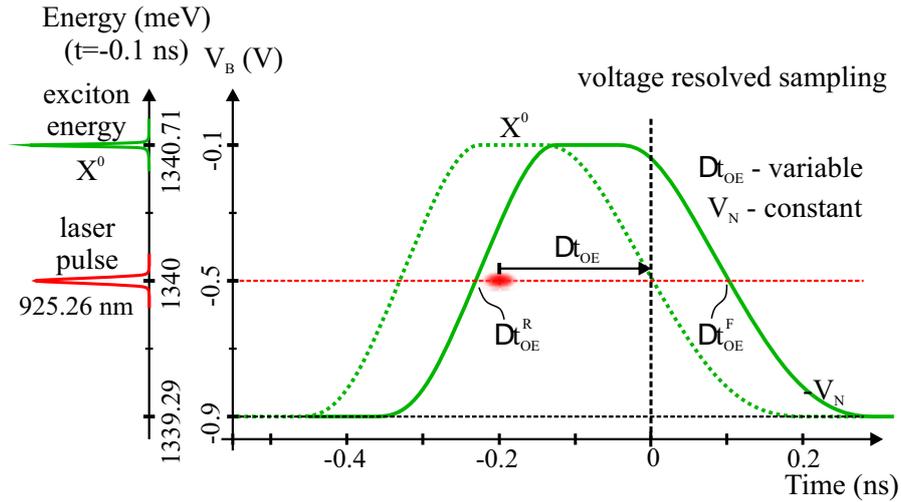


Abb. 8.3: Schema-Skizze zum Prinzip des optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses bei einer willkürlich festgelegten Kathodenspannung V_N , hier $V_N = +0.9$ V.

Bei der zweiten Sampling Methode kehren sich die Verhältnisse um. Zunächst wird die Kathodenspannung V_N auf einen bestimmten Wert eingestellt. Diese wird für die folgende Messung konstant gehalten. Danach wird das optoelektronische Delay Δt_{OE} variiert und zu jedem Wert die Größe des Photostroms aufgenommen. Dabei gilt: Wenn die Energie des Exzitons mit der Laserenergie übereinstimmt, so findet eine resonante Anregung des Quantensystems statt. Dies tritt bei dieser Methode für zwei ausgezeichnete Werte des optoelektronischen Delays auf, für steigenden Wert Δt_{OE}^R und fallenden Wert Δt_{OE}^F (siehe Abbildung 8.3). Somit ergibt sich ein Photostrom-Delay-Diagramm, welches zwei Photostrom-Peaks beinhaltet. Durch eine Auswahl weiterer Kathodenspannungen wird diese Messung wiederholt. Da die Auflösung bei dieser Methode von der Anzahl der Kathodenspannungsschritte abhängt, wird diese als spannungsaufgelöste Sampling-Methode bezeichnet. Es gilt hierbei ebenfalls die Wahl der Spannungsschritte so zu wählen, dass der Puls gemäß dessen Dynamik abgetastet wird.

8.1.3 Zeit-aufgelöstes optoelektronisches Sampling

Für das zeitaufgelöste Sampling wurde die Pulsdauer des Laserpulses mittels Fabry-Perot-Interferometers auf 50 ps eingestellt. Die Anregungsleistung betrug $P \approx 2.8$ μ W, dabei entsprach diese Leistung einer Pulsfläche zwischen $\pi/2$ und π . Der SiGe-Chip der CMOS-Version 5 mit 27 Gates wurde mit folgenden Parametern betrieben: $V_{DD} = 1.2$ V, $V_{Del} = 0.85$ V. Die Synchronisation zwischen dem elektrischen und optischen Puls

erfolgte mittels einer Delay-Line. Das Diagramm 8.4 zeigt den Verlauf des Photostroms in Abhängigkeit der Kathodenspannung V_N für ein optoelektronisches Delay Δt_{OE} von 0 ns . Bei dieser Konfiguration trifft der optische Puls vor dem elektrischen Puls ein. Somit entspricht die Diodenspannung V_B der negativen Kathodenspannung: $V_B = -V_N$, da zu diesem Zeitpunkt die Spannung $V_P(t = 0) = 0 \text{ V}$ beträgt.

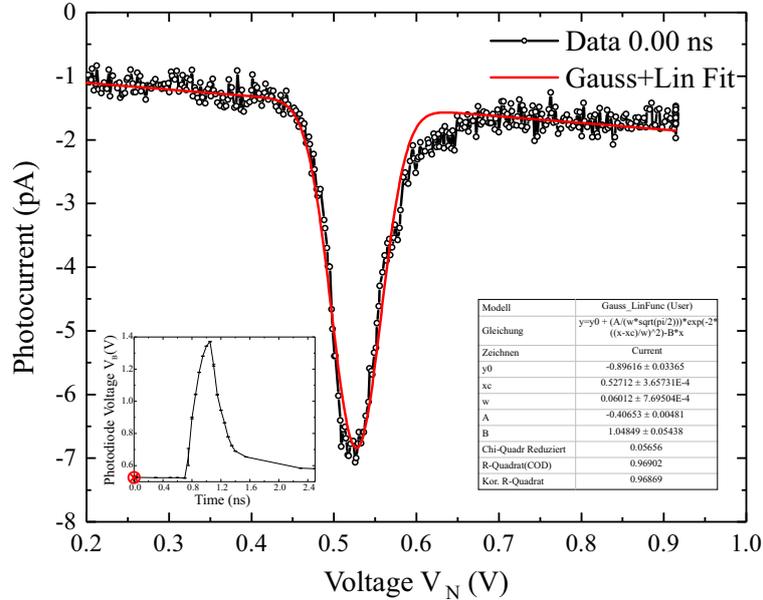


Abb. 8.4: Photostrom-Spannung-Diagramm zum zeitaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses beim optoelektronischen Delay $\Delta t_{OE} = 0.0 \text{ ns}$.

Die Exzitonresonanz liegt bei $V_B \approx -0.52 \text{ V}$, welche resonant mit der Wellenlänge des Lasers von $\lambda_L = 924.49 \text{ nm}$ bzw. $E_L = 1341.109 \text{ meV}$ angeregt wird. Die Exzitonresonanz bleibt bei diesem Spannungswert, auch wenn die Versorgungsspannung des SiGe-Chips ausgeschaltet wird. Somit wird gewährleistet, dass bei diesem Wert des optoelektronischen Delays von $\Delta t = 0.0 \text{ ns}$ der Ausgang des SiGe-Chips bei $V_P = 0 \text{ V}$ liegt.

In den nachfolgenden Diagrammen werden Messergebnisse für ausgewählte Werte des optoelektronischen Delays dargestellt. Diese und weitere Messdaten wurden für die Rekonstruktion des elektrischen Pulses aufgenommen.

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

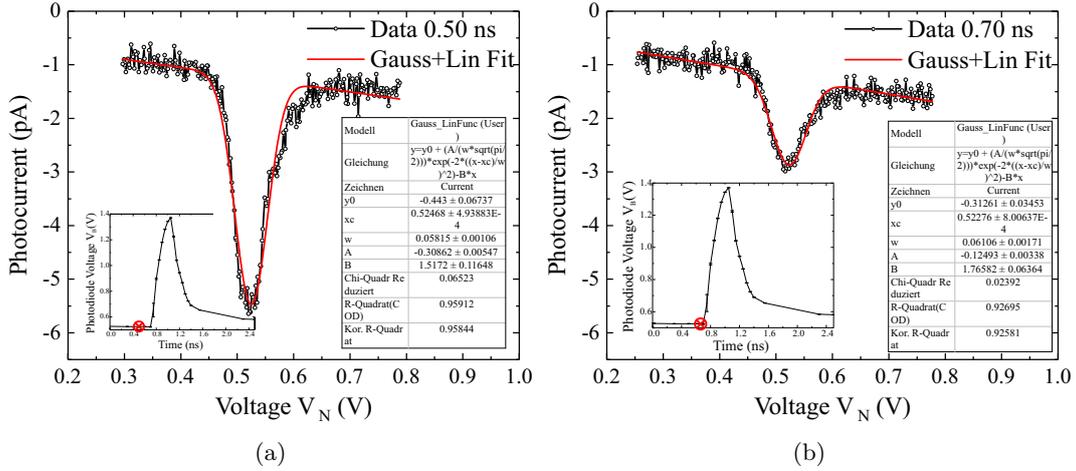


Abb. 8.5: Photostrom-Spannung-Diagramme zum zeit-aufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses beim optoelektronischen Delay (a) $\Delta t_{OE} = 0.5 \text{ ns}$ und (b) $\Delta t_{OE} = 0.7 \text{ ns}$.

Die Diagramme in der Abbildung 8.5 zeigen eine abnehmende Maximalamplitude des Photostroms I_{PC} . Die Amplitude bzw. die Photostrom-Spannungs-Fläche ergibt für $\Delta t_{OE} = 0.0 \text{ ns}$ einen Wert von $A_{0,0ns} = -0.407 \pm 0.005 \text{ VpA}$, für $\Delta t_{OE} = 0.5 \text{ ns}$ einen Wert von $A_{0,5ns} = -0.309 \pm 0.006 \text{ VpA}$ und für $\Delta t_{OE} = 0.7 \text{ ns}$ einen Wert von $A_{0,7ns} = -0.125 \pm 0.003 \text{ VpA}$. Dieses Verhalten basiert auf der Tatsache, dass in unmittelbarer zeitlichen Nähe nach der optischen Anregung die Photodiode in den Bereich der Vorwärtsspannung betrieben wird. Das durch den Laserpuls erzeugte Exziton wird in der Photodiode durch das vorhandene elektrische Feld ionisiert. Nach der Ionisierung kann im Photostrom ein Elektron pro Exziton detektiert werden. Die Feldionisation des Exzitons tritt jedoch nach einer bestimmten Zeit auf, diese setzt sich aus der Tunnelzeit des Elektrons und des Lochs zusammen und soll hier in erster Näherung der Dephasierungszeit des Exzitons entsprechen. Experimente an diesen Proben zeigten, dass die Dephasierungszeit bei einer Rückwärtsspannung der Photodiode von $V_B = -0.5 \text{ V}$ im Bereich von $T_2 \approx 300 \text{ ps}$ liegt.

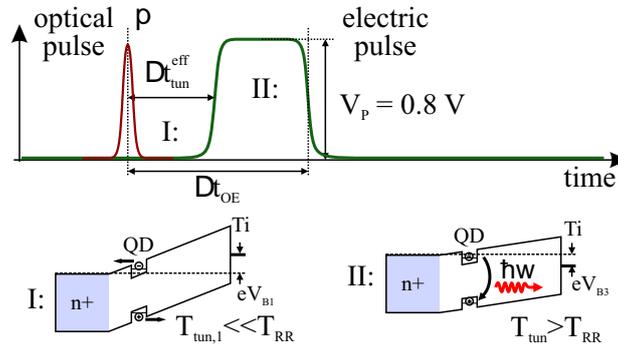


Abb. 8.6: Schema-Skizze des optoelektronischen Experiments zur Erläuterung der abnehmenden Photostromamplitude.

Es zeigt sich, dass sich die steigende Flanke des elektrischen Pulses zeitlich bei $\Delta t_{OE} = 0.75 \text{ ps}$ befindet. Sehr kurze Zeit nach Erzeugen des Exzitons wird die Photodiode in

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

den Bereich sehr schwacher Feldionisierung versetzt wodurch die Größe des Photostroms verringert wird. Dabei ist die effektive Tunnelzeit Δt_{tun}^{eff} für das System geringer als die Tunnelzeit des Elektrons T_{tun} (siehe Abbildung 8.6). Für eine detaillierte Schilderung des Photostromverlusts siehe Abschnitt 7.4.

In der Abbildung 8.7 sind Photostrom-Spannungs-Diagramme dargestellt, welche bei optoelektronischen Delays von $\Delta t_{OE} = 0.75 \text{ ps}$ und $\Delta t_{OE} = 0.80 \text{ ps}$ aufgenommen wurden. Hierbei ist die Photostrom-Resonanz sehr stark über einen großen Spannungsbereich verschmiert und besitzt eine sehr geringe Photostrom-Amplitude.

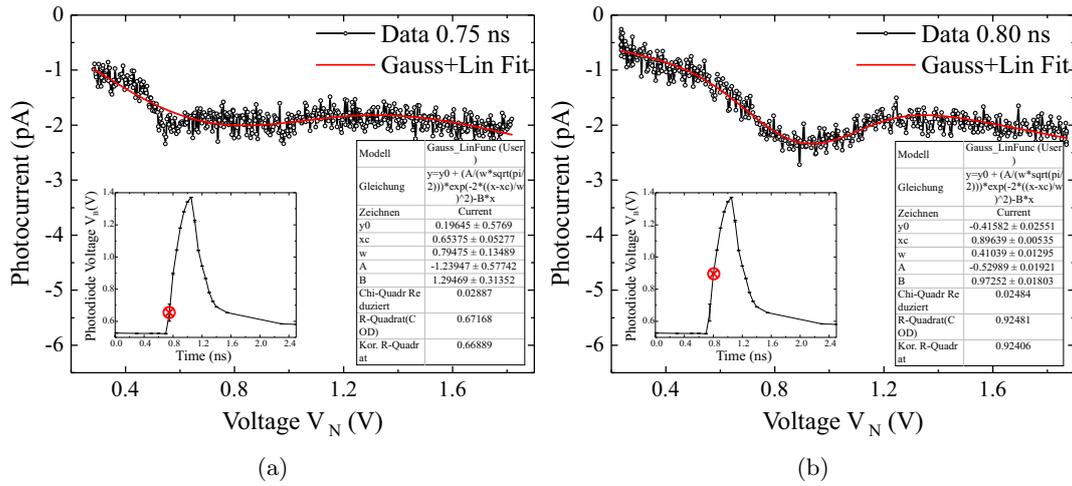


Abb. 8.7: Photostrom-Spannungs-Diagramme zum zeit-aufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses beim optoelektronischen Delay (a) $\Delta t_{OE} = 0.75 \text{ ns}$ und (b) $\Delta t_{OE} = 0.8 \text{ ns}$.

Wie man erkennt, können auf der steigenden Flanke des elektrischen Pulses keine verlässlichen Aussagen über die Stärke des Photostromes gemacht werden. Dies stellt zunächst eine Einschränkung hinsichtlich der weitergehenden Analysen der elektrischen Wechselwirkung mit dem Quantensystem dar, welche in weiteren Kapiteln genauer diskutiert wird.

Im Bereich des Spannungsplateaus kehrt die Stärke des Photostroms wieder um, da hier die Photodiode nicht mehr in die Vorwärtsrichtung betrieben wird. Der Photostrom besitzt nun einen höheren Wert.

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

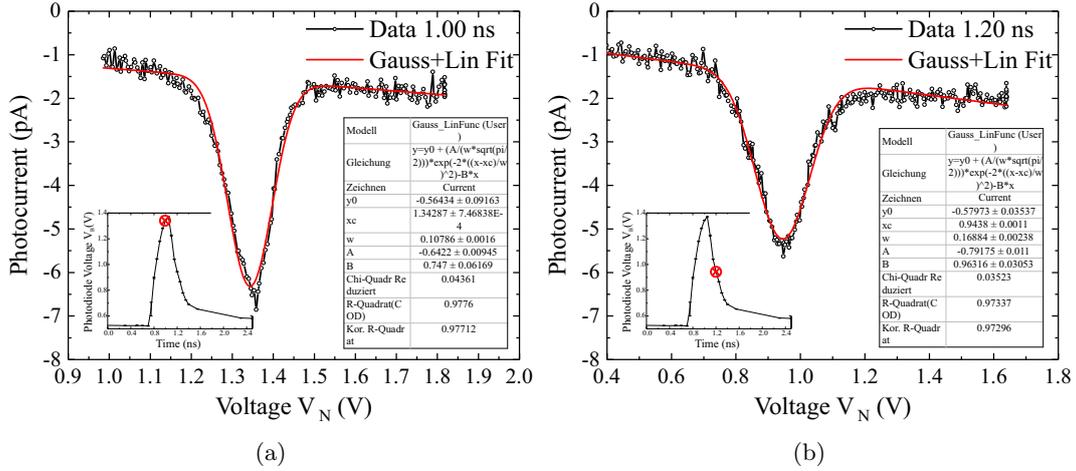


Abb. 8.8: Photostrom-Spannung-Diagramme zum zeitaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses beim optoelektronischen Delay (a) $\Delta t_{OE} = 1.00 \text{ ns}$ und (b) $\Delta t_{OE} = 1.20 \text{ ns}$.

Die fallende Pulsflanke zeigt einen exponentiellen Verlauf. Da hier keine starken Änderungen der Spannung beobachtet wurden, erfolgte das Sampling an weiter entfernten Zeitpunkten. Die Abbildung 8.9 zeigt Messdaten, welche an der fallenden elektrischen Pulsflanke aufgenommen wurden.

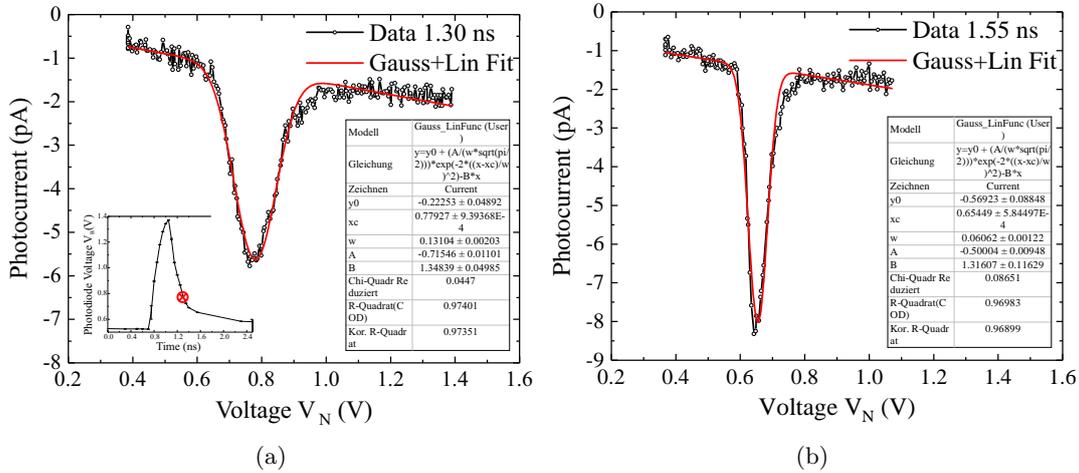


Abb. 8.9: Photostrom-Spannung-Diagramme zum zeit-aufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses beim optoelektronischen Delay (a) $\Delta t_{OE} = 1.30 \text{ ns}$ und (b) $\Delta t_{OE} = 1.55 \text{ ns}$.

Hierbei ist hervorzuheben, dass auf der fallenden Pulsflanke die Photostrom-Spannungs-Fläche der Resonanz einen vergleichbar hohen Wert besitzt. Mit weiteren hier nicht explizit diskutierten Sampling-Punkten lässt sich der Spannungsverlauf des von dem SiGe-Chip an der angeschlossenen Photodiode ausgegebenen Pulses wie folgt darstellen:

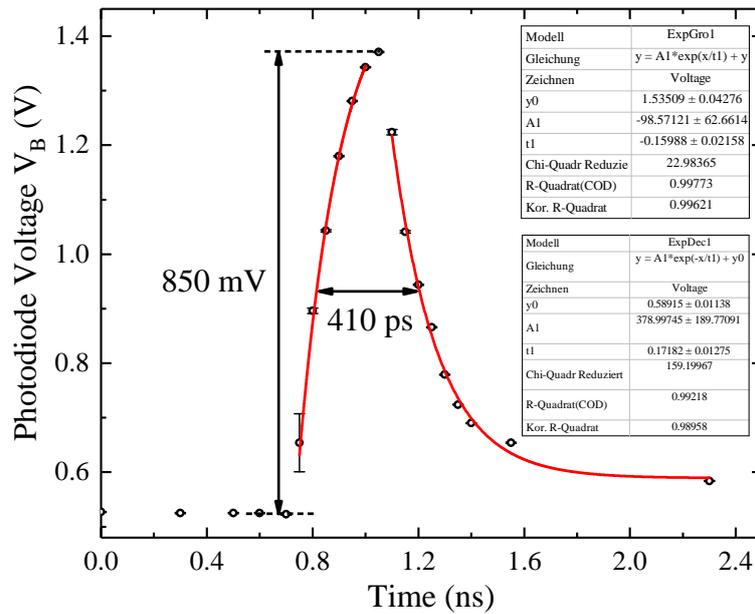


Abb. 8.10: Spannungsverlauf-Zeit-Diagramm der an der Photodiode anliegenden Spannung. Ermittelt durch zeitaufgelöstes optoelektronisches Sampling.

Der Spannungsverlauf in Diagramm 8.10 enthält einen konstanten Offset von etwa 0.5 V. Dieser ist durch die Spannungslage der Exzitonresonanz bedingt und beträgt $V_B \approx -0.52$ V.

Die Signalverläufe der steigenden sowie der fallenden elektrischen Pulsflanken zeigen deutlichen exponentiellen Verlauf, was auf das Ladeverhalten eines RC-Systems hinweist. Die RC-Zeitkonstanten der steigenden Pulsflanke beträgt $\tau_{RC}^{rise} = 160 \pm 20$ ps sowie der fallenden Pulsflanke von $\tau_{RC}^{fall} \approx 172 \pm 13$ ps. Beide Werte liegen in den jeweiligen Fehlerbereichen und können als nahezu gleich angenommen werden.

Anhand dieser Werte lässt sich leider die Kapazität C_{PD} der Photodiode nicht ermitteln, da der Widerstand R des Systems unbekannt ist. Dieser wird größtenteils durch den Drain-Source Widerstand der MOSFETs bestimmt. Dabei kann das System zwei verschiedene Werte der Widerstände aufweisen (N-Kanal sowie P-Kanal MOSFETs).

Explizit soll hier auf die markante Abweichung von dem exponentiellen Abklingen des Signals hingewiesen werden, da beim spannung-aufgelösten Sampling in diesem Zeitbereich sich eine Oszillation der Spannung zeigt. Diese Oszillation konnte hier nicht beobachtet werden, da ein zu grober Tastabstand in diesem Zeitbereich des Signals vorlag.

8.1.4 Spannung-aufgelöstes optoelektronisches Sampling

Beim spannung-aufgelösten Sampling werden hier Pulse mit einer Dauer von 35 ps verwendet. Da diese Messung am gleichen Quantenpunkt und der SiGe-Chip mit identischen Versorgungsspannungen durchgeführt wurde, können beide Messmethoden ohne weiteres miteinander verglichen werden. Die anregende Laserleistung wurde auf $9.9 \mu W$ eingestellt, was einer Pulsfläche von π entsprach. Zunächst wurde für eine konstante Kathodenspannung der Diode ein Photostrom-Delay-Diagramm aufgenommen. Exemplarisch ist ein solches Diagramm in der Abbildung 8.11 bei der Spannung von $V_N = 0.65$ V

aufgenommen worden.

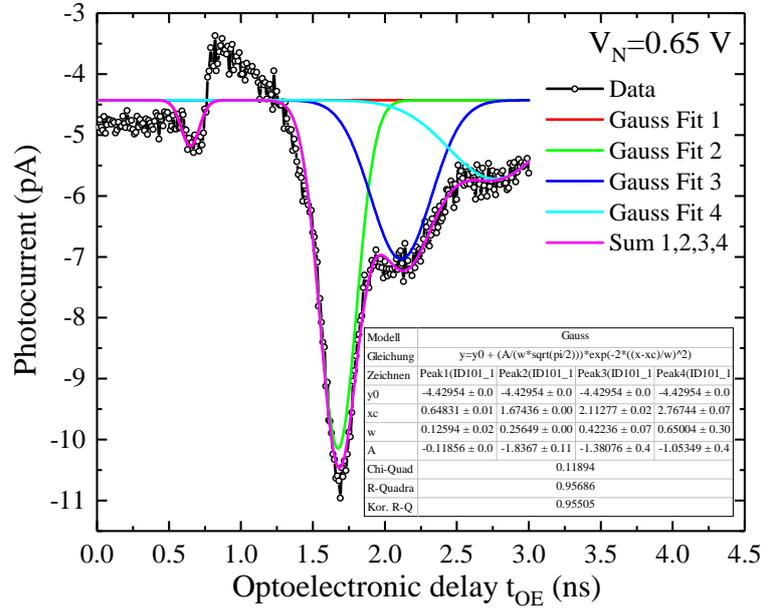


Abb. 8.11: Photostrom-Zeit-Diagramm zum Spannung-aufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses bei einer Kathodenspannung von $V_N = 0.65 V$.

Wie im Diagramm erkennbar, weist der Photostrom mehrere Peaks bei folgenden optoelektronischen Delay Werten auf: $\Delta t_{OE} \approx 0.65 ns$, $\Delta t_{OE} \approx 1.67 ns$, $\Delta t_{OE} \approx 2.11 ns$ sowie $\Delta t_{OE} \approx 2.77 ns$. Der erste Peak stammt von der steigenden Flanke des elektrischen Pulses und markiert die resonante Anregung des Quantensystems. Die Stärke des Photostroms ist hierbei im Vergleich zu den Peaks bei 1.67 und 2.11 ns sehr gering. Der zweite Photostrom-Peak hat die größte Amplitude und entspricht einer resonanten Anregung an der fallenden Flanke des elektrischen Pulses. Die letzten Peaks bei $\Delta t_{OE} \approx 2.11 ns$ und $\Delta t_{OE} \approx 2.77 ns$ stammen von Oszillationen der Diodespannung und sind hier, wie zuvor beim zeitaufgelösten Sampling erwähnt, nicht nachweisbar. Hierbei sollte auf die Besonderheit dieser Methode hingewiesen werden, welche sehr empfindlich gegenüber dem Signalverlauf bei Spannungswerten der Kathodenspannung in der Nähe der Resonanzspannung des Quantensystems ist (siehe Abbildung 8.3). Dadurch tauchen alle Spannungsannäherungen des Quantensystems bei Photostrommessung auf.

Zwischen dem ersten und dem zweiten Resonanzpeak ist der Photostrom verringert ($\Delta t_{OE} \approx 1 ns$). Diese Verringerung kann durch die zeitlich herrschende Vorspannung der Diode erklärt werden. Da in diesem Zeitbereich die Photodiode mit einer Gesamtspannung von $V_B = 0.85 V - 0.65 V = +0.20 V$ (Annahme der Maximalamplitude des elektrischen Pulses von 0.85 V nach Diagramm 8.10) betrieben wird, befindet sich diese in einer schwach bespannten Vorwärtsrichtung. Dadurch wird die elektrische Feldstärke in der Diode verringert, so dass weniger Ladungsträger mittels Photostrom aus der Diode extrahiert werden können und somit die Amplitude des Photostroms verringert wird.

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

Im Weiteren erfolgte die Analyse bei elektrischen Pulsen bis zu Kathodenspannungen von $V_N = 1.1 \text{ V}$, was einer Abtastung der Amplitude des elektrischen Pulses von bis 0.58 V von den 0.85 V Gesamtpulshöhe nach den Resultaten der Messungen im Abschnitt 8.1.3 entspricht. In der Abbildung 8.12 sind Photostrom-Delay-Diagramme für unterschiedliche Spannungen dargestellt. Dabei zeigt das Diagramm 8.12(a) zwei Photostrom Peaks, welche unter Berücksichtigung des Verlaufs der Diodespannung den steigenden und fallenden Flanken zugeordnet werden können. Hierbei verhält sich die Amplitude der beiden Peaks konträr zueinander. Die steigende Flanke des elektrischen Pulses führt zunächst die Exziton-Energie durch die Laserenergie, so dass diese gleich werden und es zu einer resonanten Anregung des Quantensystems kommt. Bei der im Experiment gewählten Laserleistung kommt es zu einem Rabi-Flop. Der Zerfall des Exzitons erfolgt jedoch nicht durch Tunneln der Ladungsträger aus dem Quantensystem heraus, sondern über die strahlende Rekombination, da das Quantensystem unmittelbar nach der Anregung in das Regime der Photolumineszenz getrieben wird, welche bei $V_B = +0.2 \text{ V}$ sehr effizient ist. Dadurch nimmt die Photostrom-Amplitude stark ab, was in dieser Messung beobachtet werden kann.

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

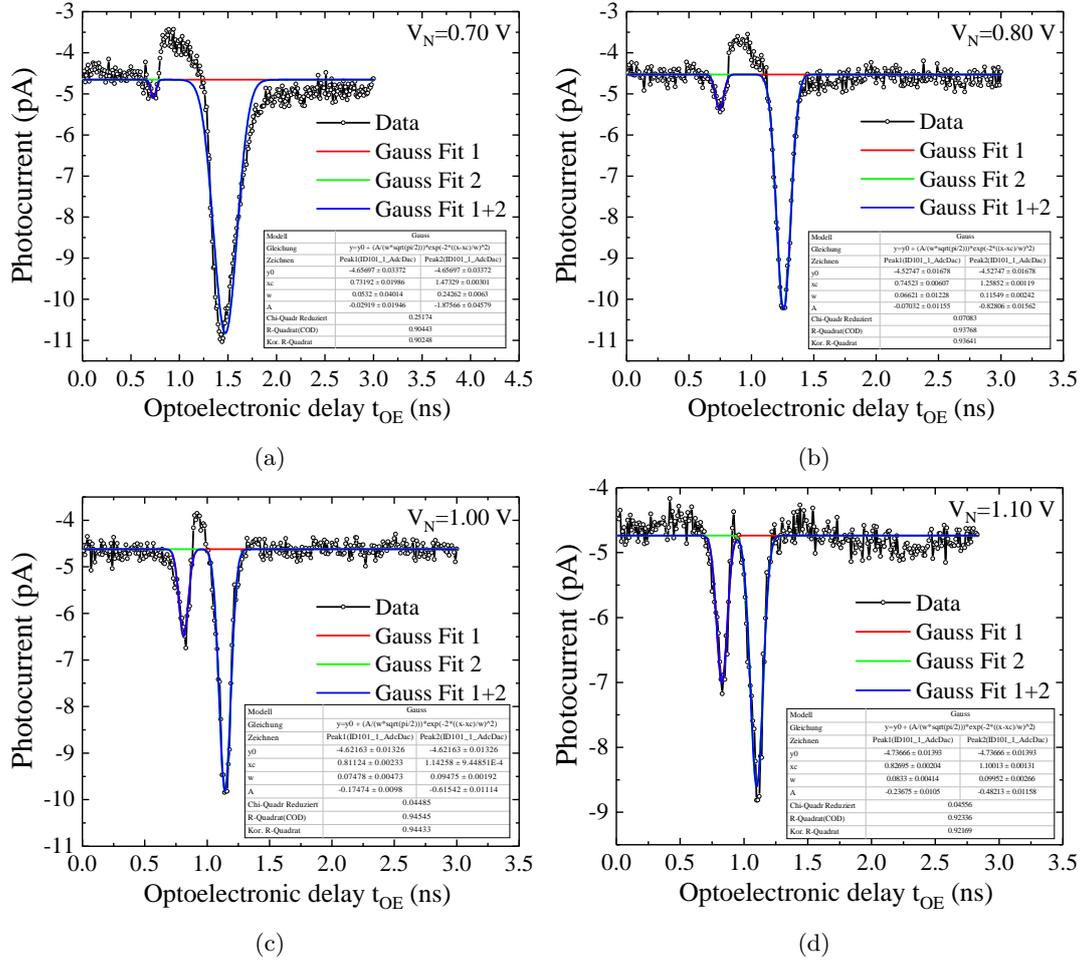


Abb. 8.12: Photostrom-Zeit-Diagramme zum spannung aufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses beim Kathodenspannungen von $V_N = 0.70 \text{ V}$ (a), $V_N = 0.80 \text{ V}$ (b), $V_N = 1.00 \text{ V}$ (c) und $V_N = 1.10 \text{ V}$ (d).

Weiterhin zeigen die Diagramme eine kontinuierliche Verringerung des zeitlichen Abstandes beider Resonanz-Peaks, welche Werte von $\Delta T = 0.741 \text{ ns}$ bei der Spannung von 0.7 V bis $\Delta T = 0.273 \text{ ns}$ bei 1.10 V einnimmt.

Insbesondere hierbei ist die Erholung des Photostrom-Peaks an der steigenden Flanke hervorzuheben. Dies kann durch die stärkere Rückwärtsspannung der Photodiode erklärt werden. Bei der Spannung von $V_N = 1.10 \text{ V}$ wird die Photodiode durch den elektrischen Puls $V_P(t)$ nicht mehr in Vorwärtsrichtung betrieben, so dass bei der maximalen Spannung des Pulses die Photodiode bei $V_B = -0.25 \text{ V}$ verbleibt. Dadurch kann viel mehr Photostrom aus dem Quantensystem extrahiert werden, da hier die höhere elektrische Feldstärke das Tunneln der Ladungsträger aus dem Quantenpunkt zum dominanten Zerfallsprozess macht.

Die Messwerte aus dem spannung aufgelösten Sampling werden nun in der Abbildung 8.13 in einem gemeinsamen Spannung-Zeit-Diagramm zusammengefasst.

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

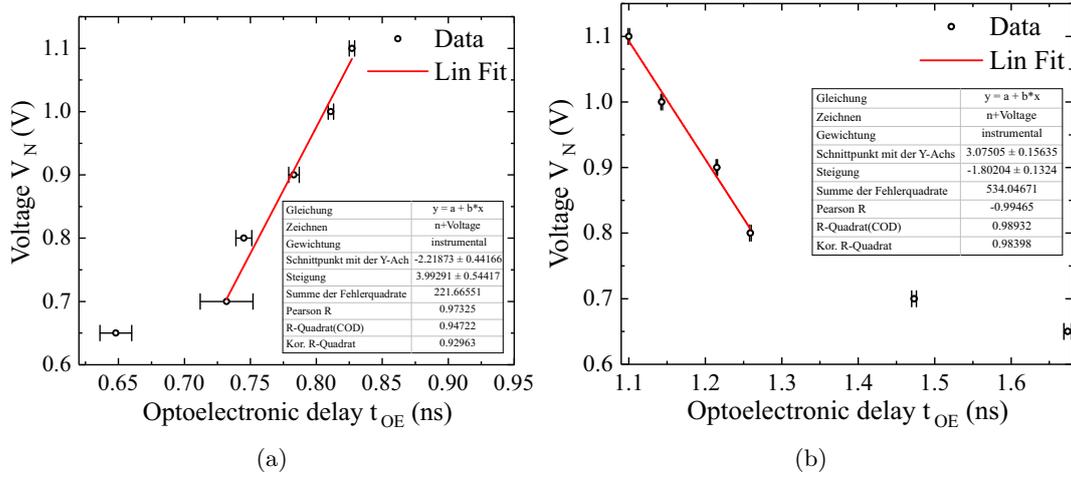


Abb. 8.13: Spannung-Zeit-Diagramme des spannung aufgelösten optoelektronischen Sampling der elektrischen Pulsflanken: Steigende Pulsflanke (a) und fallende Pulsflanke (b).

Anhand der linearen Fits der Spannungsverläufe kann auf die zeitliche Steigung des elektrischen Signals geschlossen werden. Die Steigungen betragen dabei für die steigende Flanke des elektrischen Pulses: $m_R = 3.99 \pm 0.54 \text{ V/ns}$ und für die fallende elektrische Pulsflanke $m_F = -1.80 \pm 0.13 \text{ V/ns}$. Dies stimmt sehr gut mit den Werten aus zeitaufgelösten Sampling überein, wo sich zeitlichen Steigungen der elektrischen Spannung bei folgenden Werten befanden: $m_R = 3.48 \pm 0.07 \text{ V/ns}$ für steigende elektrische Flanke und $m_F = -1.77 \pm 0.14 \text{ V/ns}$ für die fallende Flanke.

8.2 Elektrisch induzierte Rapid Adiabatic Passage

Die Kombination des elektrischen Transienten mit der optischen resonanten Anregung des Quantensystems bietet einen Ansatz zur Realisierung skalierbarer optoelektronischer quantenmechanischer Bauelemente.

Da der elektrische Puls eine steigende und eine fallende Flanke besitzt, können beiden unterschiedliche Chirp-Eigenschaften zugeordnet werden. Zunächst soll hier die positive Flanke betrachtet werden. Aufgrund der positiven Entwicklung der Zeit, folgt die Resonanzspannung des Exzitons der steigenden Spannung der Photodiode. Mittels QCSE kann der Diodenspannung eine Exzitonen-Grundzustandsenergie zugeordnet werden. Die Exziton Energie folgt hier, in erster Näherung, proportional der Diodenspannung (der genaue Zusammenhang ist parabolisch). Dadurch ergibt sich ein Übergang von niedrigen Energie $E_{X0} = 1339.29 \text{ meV}$ zu einer höheren Energie $E_{X0} = 1340.71 \text{ meV}$ innerhalb der Zeit der steigenden elektrischen Pulsflanke. Die Laser-Energie, hier konstant bei $E_L = 1340 \text{ meV}$, ist relativ zum Exziton zur Zeit vor der steigenden elektrischen Puls-Flanke positiv verstimmt. Nach dem elektrischen Transienten ist die Laserenergie geringer als die Exzitonen-Energie, wodurch der Laser relativ zum Exziton negativ verstimmt ist (siehe Abbildung 8.14). Zusätzlich muss die Synchronisation zwischen dem zeitlich begrenzten Laserpuls und der elektrischen Pulsflanke beachtet werden. Für die

8 Experimente zum elektrisch induzierten RAP

Chirp-Experimente muss die temporäre Position des Laserpulses mit dem Zeitpunkt übereinstimmen, bei dem die Exziton-Energie der Laserpuls-Photonenenergie entspricht.

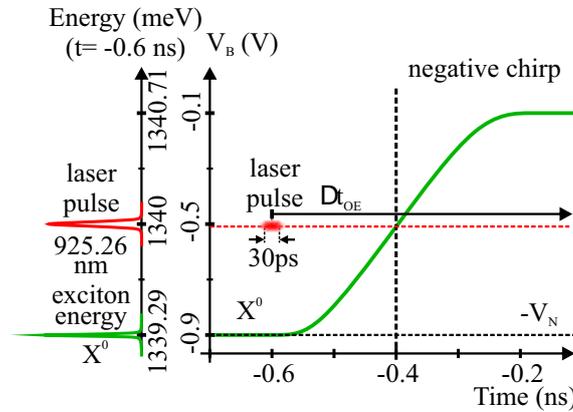


Abb. 8.14: Schematische Skizze mit Spannung-Zeit-Diagramm zur Erläuterung des negativen elektrischen Chirps an der steigenden elektrischen Pulsflanke.

Die Diskussion des negativen Chirps erweist sich als sehr diffizil, da keine genauere Aussagen über die erzielte Größe des Photostromes gemacht werden können. Das Problem ist hierbei, dass sich die Photodiode nach der gechirpten Anregung in dem vorgespannten Betrieb befindet. Dadurch können die Ladungsträger nicht aus dem Quantensystem extrahiert werden, so dass keine zuverlässige Aussage über die mittels des Chirps erreichte Besetzung des Quantensystems gemacht werden kann. Aus diesem Grund kann auf die Ergebnisse der negativen gechirpten Anregung nicht im Detail eingegangen werden.

Im Gegensatz zum negativen Chirp steht die positiv gechirpte Anregung des Quantensystems. Die Abbildung 8.15 zeigt schematisch die experimentelle Konfiguration der zeitlich abhängigen Energien bei einer solchen Anregung.

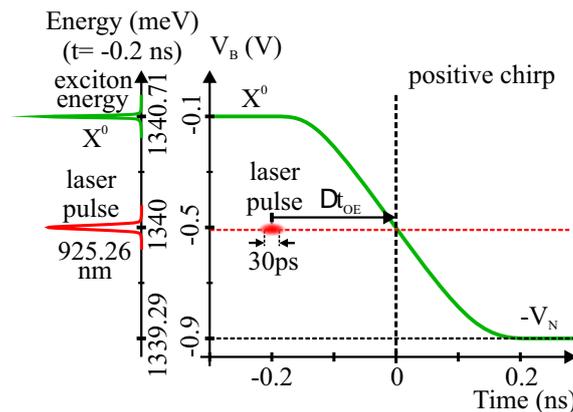


Abb. 8.15: Schematische Skizze mit Spannung-Zeit-Diagramm zur Erläuterung des positiven elektrischen Chirps an der fallenden elektrischen Pulsflanke.

Wie in Abbildung 8.15 zu sehen ist, befindet sich die Exziton Grundzustandsenergie E_{X^0} vor dem elektrischen Transienten bei einer höheren Energie relativ zur Photonen-

energie E_L des Lasers. Somit ist die Laserenergie vor dem elektrischen Transienten hinsichtlich der Exzitonen Energie E_{X0} negativ verstimmt. Der elektrische Transient bringt die Grundzustandsenergie E_{X0} des Exzitons schließlich auf einen niedrigeren Wert. Dadurch erscheint die Photonenenergie E_L des Lasers relativ zu der Exziton Energie E_{X0} positiv verstimmt.

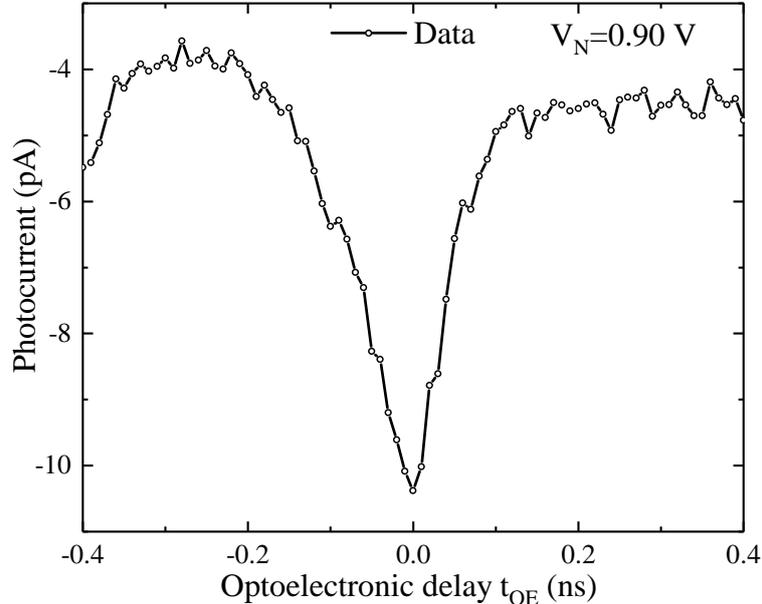


Abb. 8.16: Photostrom-Zeit-Diagramm zum spannungsaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses bei einer Kathodenspannung von $V_N = 0.90$ V, Laserpulsdauer von $\Delta\tau_L \approx 30$ ps, einer Anregungsleistung von

In Abbildung 8.16 ist ein Photostrom-Zeitdelay-Diagramm zur Ermittlung der Synchronisation zwischen dem optischen Puls und dem elektrischen Transienten dargestellt. Die folgenden Messungen wurden bei einem optoelektronischen Delay von $\Delta t_{OE} = 0$ ns, sowie der Kathodenspannung von $V_N = 0.9$ V durchgeführt.

Aus der Literatur ist die herausragende Stabilität der Besetzung des Quantensystems hinsichtlich der Leistungsänderung der anregenden Strahlung bekannt [91, 112, 107, 26]. Diese steht diametral zu den Rabi-Oszillationen der Besetzung bei einer sich ändernden Leistung des Lasers. Zur Quantifizierung des elektrischen Chirps wurden auch in dieser Arbeit leistungsabhängige Messungen durchgeführt. Dabei wurde der Photostrom, welcher bei $\Delta t_{OE} = 0$ ns aufgenommen wurde, gegenüber der Leistung des anregenden Lasers untersucht. Das nachfolgende Diagramm zeigt den Verlauf des Photostromes gegenüber der Wurzel der anregenden optischen Leistung bei Anregung des Exzitons am elektrischen Transienten (Abbildung 8.17, rot). Weiterhin sind Rabi-Oszillationen dargestellt, welche am gleichen Quantenpunkt bei resonanter Anregung des Lasers (Kathodenspannung $V_N = 0.52$ V) aufgenommen wurden (Abbildung 8.17, schwarz).

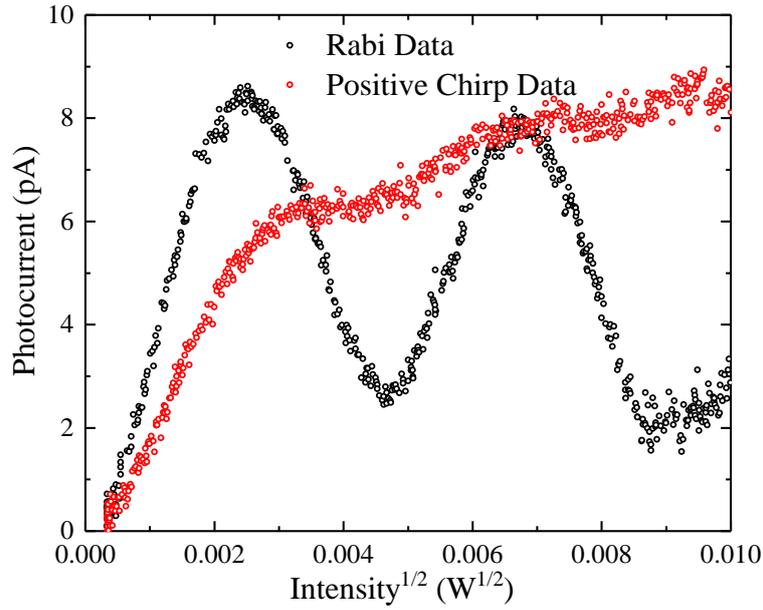


Abb. 8.17: Photostrom-Leistungswurzel-Diagramm zeigt Rabi-Oszillationen (schwarz) sowie elektrisch induzierte gechirpte Anregung (rot). Die Pulsdauer beträgt 30 ± 5 ps, der elektrisch induzierte Chirp-Koeffizient $dE_X/dt = 3.21 \pm 0.24$ $\mu\text{eV}/\text{ps}$. Die Messung wurde bei einer Temperatur von $T = 4.2$ K durchgeführt.

Hierbei zeigt sich deutlich eine Zunahme des Photostroms bei steigender Laser-Leistung bzw. der Wurzel der Leistung. Bei Pulsflächen unter π findet ein starker Anstieg des Photostroms gegenüber der Leistung. Nach dem Erreichen der Inversion des Systems bleibt die Besetzung bei des Quantensystems bei einem Wert maximaler Besetzung. Es findet also keine Abnahme des Photostromes, wie bei den Rabi-Oszillationen, statt. Dieses Verhalten ist ein starkes Indiz für eine robuste Besetzung-Inversion.

8.2.1 Theoretische Berechnungen zu experimentellen Daten

Die experimentellen Daten zur elektrisch induzierten RAP konnten mit dem Modell des Zwei-Niveau Systems mittels theoretischer Berechnungen reproduziert werden (die Beschreibung des Modells findet sich im Abschnitt 4.6). Die Berechnungen wurden von Peter Kölling durchgeführt [51]. Dazu wurden Parameter aus dem Experiment übernommen: Pulsdauer des Laserpulses $\tau = 30 \pm 5$ ps sowie Chirp-Koeffizient von $dE_X/dt = 3.21 \pm 0.24$ $\mu\text{eV}/\text{ps}$.

Als Resultat theoretischer Berechnungen ergeben sich zwei Datensätze. Daten zur resonanten Anregung des Quantensystems sowie elektrisch gechirpter Anregung mit gleichzeitiger optischer Anregung. Die Datensätze werden im folgenden Diagramm gemeinsam als Funktion der Pulsfläche des optischen Pulses dargestellt:

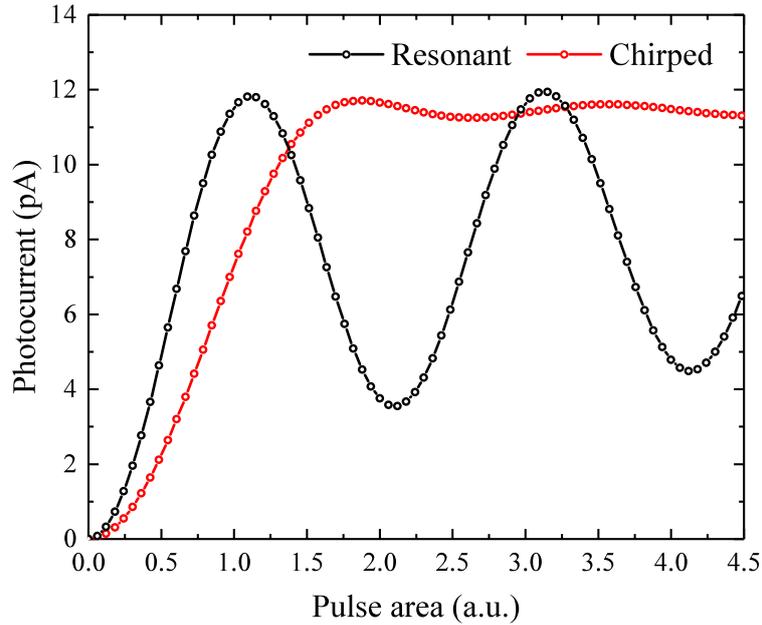


Abb. 8.18: Berechneter Verlauf des Photostroms in Abhängigkeit der Pulsfläche (schwarz: resonante Anregung mittels ps-Laserpulse ohne Verstimmung des Quantensystems, sowie rot: mit elektrischer Verstimmung des Quantensystems). Die Pulsdauer τ_L beträgt 25 ps , der Chirp-Koeffizient $dE_X/dt = 3.7 \mu\text{eV/ps}$.

Es können für den Verlauf des Photostroms im Falle einer resonanten Anregung des Quantensystems (schwarze Kurve) Rabi-Oszillationen beobachtet werden. Wird das Quantensystem gleichzeitig mit einem elektrischen Transienten verstimmt, so verbleibt das System nach Erreichen der Maximalbesetzung bei diesem Wert auch nach einer weiteren Erhöhung der Pulsfläche. Diese Berechnungen reproduzieren qualitativ sehr gut die experimentellen Daten.

Der leicht unterschiedliche Verlauf zwischen den experimentellen und berechneten Daten kann zum Teil auf die leicht abweichenden Parameter zurückgeführt werden. So wurde bei der Berechnung ein leicht höherer Chirp-Koeffizient als in dem Experiment verwendet. Weiterhin ist die Pulsdauer etwas niedriger im Vergleich zu experimentellen Daten. Dadurch lässt sich auch auf den leicht abweichenden Photostrom bei Pulsflächen von 2π sowie 4π zurückschließen, denn bei längeren Pulsen kann ein erhöhter Untergrund des Photostroms beobachtet werden (siehe dazu auch Kapitel 6).

9 Zusammenfassung

Zentrales Anliegen dieser Dissertation besteht darin, die kohärente elektrische Kontrolle eines einzelnen InGaAs Quantenpunkt Exzitons sowie deren optischer Eigenschaften und Übergänge im Experiment zu demonstrieren. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit die notwendigen elektrischen Schaltkreise, die Herstellung geeigneter Quantenpunkt-Photodioden sowie die Entwicklung maßgeschneiderter experimenteller Geräte realisiert.

Als Gegenstand der experimentellen Untersuchungen dienten dabei s-Schalen Exzitonen einzelner InGaAs Quantenpunkte, welche in eine GaAs Schottky-Photodiode eingebettet sind. Die Energie der Exzitonen konnte somit mittels des *Quantum-Confined Stark* Effekts über die Diodenspannung kontrolliert werden. Dadurch ergab sich die Möglichkeit mittels der energetischen Verstimmung der Exziton-Energie deren kohärente Phase zu kontrollieren. Zur Phasenkontrolle wurden Ramsey-Interferenz Experimente durchgeführt, wobei der Quantenpunkt durch zwei phasensynchrone $\pi/2$ -Laserpulse angeregt wurde. Diese wurden mit einem Zeitabstand von etwa 300 ps innerhalb der Kohärenzzeit eingestrahlt. Der erste Laserpuls erzeugte dabei eine kohärente Superposition des Exziton-Zustands, die Phase wurde nach der Einwirkung des zweiten Laserpulses mittels Quanteninterferenz gemessen. Aufgrund der begrenzten Kohärenzzeit des Quantensystems musste die elektrische Verstimmung in einer Zeit von etwa 100 ps erfolgen, so dass ultraschnelle elektronische Chips für die Sicherstellung notwendig waren. Dafür wurden Schaltkreise basierend auf SiGe BiCMOS Technologie entwickelt. So konnten mit diesen Chips Anstiegszeiten bis herab zu 15 ps erreicht werden.

Die RC-Zeitkonstante des Systems elektrischer Chip sowie Quantenpunkt-Photodiode nimmt eine zentrale Stellung bei der elektrischen Manipulationsgeschwindigkeit des Quantenzustands ein. Auf einer Seite wird die RC-Zeitkonstante durch den Widerstand R des Gesamtsystems, auf der anderen Seite durch die Kapazität der Quantenpunkt-Photodiode bestimmt. Aus diesem Grund wurden in dieser Arbeit zur schnellen elektrischen Manipulation des Quantensystems niederkapazitive GaAs Schottky-Photodioden entwickelt. Dabei konnte die Kapazität der Photodioden mittels fotolithografischer sowie nasschemischer Ätz-Prozesse, bei der Verwendung von SU8-Fotolack, auf theoretisch ermittelte Werte von weniger als 100 fF reduziert werden. Dies stellt eine signifikante Verbesserung gegenüber Standard Photodioden, welche eine zum großen Teil durch Bondpad bestimmte, Kapazität von 5 pF aufweisen.

Zur Chipintegration zwischen den Photodioden und ultraschnellen elektrischen Schaltkreisen wurden beide Chips in direkte Nähe zueinander gebracht. Die Verbindung zwischen den Quantenpunkt-Photodioden und den SiGe BiCMOS Chips wurde dabei mittels Kurzdistanz Drahtbonden (600 μm) realisiert.

Nach Umsetzung der oben genannten Aspekte, konnten die Experimente zur kohärenten

9 Zusammenfassung

elektrischen Phasenkontrolle erfolgreich durchgeführt werden. Das Ramsey-Interferenz-Experiment wurde mit einem Zeitabstand der ps-Laserpulse von 100 ps durchgeführt. Dabei wurde der vom BiCMOS-Chip ausgegebene elektrische Puls mit seiner steigenden Flanke zwischen die Laserpulse geschoben und dessen Amplitude variiert. Durch Messung und Analyse der auftretenden Ramsey-Schwebungen konnte die elektrisch induzierte Phasenänderung $\Delta\varphi$ des Superpositionszustands präzise bestimmt werden. Dabei konnte eine kontinuierliche elektrisch gesteuerte Phasenverschiebung des exzitonischen Superpositionszustands von bis zu $\Delta\varphi = 3\pi$ beobachtet werden.

Mit einer Erhöhung der Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ zeigte sich jedoch ein starker Verlust des Interferenzkontrastes. Der zugrundeliegende Mechanismus konnte durch theoretische Berechnungen analysiert und auf einen Zeit-Jitter des elektrischen Signals von $\delta t_{\text{jitter}} = \pm 13$ ps zurückgeführt werden. Hierbei wird davon ausgegangen, dass der Jitter auf der elektrischen Seite liegt und durch die Verzögerung-Strecke verursacht wird.

Dieses Experiment stellt somit die erste Demonstration der kohärenten Kontrolle eines einzelnen Exzitons mittels ultraschneller elektrischer Pulse dar.

Ausgehend von der Möglichkeit, die Energie des Exzitons mittels ultraschneller elektrischer Anregung verstimmen zu können, wurden des Weiteren Experimente zur elektrisch induzierten *Rapid Adiabatic Passage* (RAP) durchgeführt. RAP Experimente konnten in den Quantenpunkten bislang nur durch Anregung mittels gechirpter Laserpulse demonstriert werden. Der experimentelle Aufwand hierfür schränkt die Skalierbarkeit dieser Methode für viele Anwendungen ein.

In dieser Arbeit wurden erstmals RAP Experimente mit Fourier-Transform-Limitierten Laserpulsen realisiert. Der Chirp wurde hierbei durch einen elektrischen Transienten erzeugt, der über den QCSE direkt auf das Quantensystem übertragen wird. Dies stellt eine äquivalente Bedingung zum gechirpten Laserpuls und fixer Energie des Quantensystems dar. Zur Verifizierung einer robusten Besetzungsinversion wurden Experimente mit der Abhängigkeit der Besetzung als Funktion der optischen Pulsfläche durchgeführt, wobei der elektrische Transient zeitlich zum optischen Puls synchronisiert war. Dabei konnte gezeigt werden, dass ein positiver elektrisch induzierter Chirp der Exzitonenergie von $+3.21 \pm 0.24$ $\mu\text{eV}/\text{ps}$ ausreichend ist, um bei einer Anregung des Quantensystems mit Laserpulsen einer Dauer von 30 ± 5 ps eine robuste Besetzungsinversion des Quantensystems zu erzeugen.

Die experimentellen Ergebnisse konnten weiterhin mit dem erweiterten theoretischen Modell eines Zwei-Niveau Systems durch Berechnungen verifiziert werden. Dabei spiegeln die Berechnungen sehr gut die experimentell gewonnenen Daten wieder.

Die experimentellen Ergebnisse zur elektrisch induzierten RAP sowie zu Rabi-Oszillationen waren entscheidend von der Möglichkeit, die Pulsdauer der optischen ps-Laserpulse maßgeschneidert einstellen zu können, geprägt. Dafür wurde ein neues Gerät, das Fabry-Perot Interferometer, speziell für diesen Zweck konzipiert und realisiert. Dabei stand bei der Entwicklung des Geräts der freie Spektralbereich sowie die Finesse des Geräts im Fokus. Es konnte gezeigt werden, dass mit dem realisierten Interferometer Pulsdauern quasi-kontinuierlich von einer minimalen Pulsdauer von 3 ps, bedingt durch den ps-Laser, auf Werte von über 30 ps eingestellt werden können.

Weiterhin erfolgte während der gesamten Promotionszeit eine kontinuierliche Verbesserung der Herstellungs-Prozesse von Quantenpunkt-Photodioden. In Kombination mit der hervorragenden Qualität der InGaAs Quantenpunkte, welche in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Reuter an der Universität Paderborn hergestellt wurden, sowie der Entwicklung höchst-sensitiver Instrumente zur Messung von Photoströmen bis zu einigen fA , konnte die Linienbreite der InGaAs Quantenpunkte in Photostrommessungen mit sehr geringen Werten gemessen werden. So konnte die geringste bekannte Linienbreite eines InGaAs Quantenpunkt Exzitons mit Werten von $\Delta E = 1.68 \pm 0.04 \mu eV$ bei einer Diodespannung von $V_B = -0.275 V$, was einer elektrischen Feldstärke von $\mathcal{E} \approx 32.36 kV/cm$ entspricht, bestimmt werden. Die damit verbundene Dephasierungszeit von etwa $800 ps$ zeigt, dass sich die untersuchten Quantenpunkte hervorragend für die Experimente zur kohärenten Phasenkontrolle eignen.

Ausblick:

Die stetige Entwicklung der Quantenpunkt-Photodioden in der Arbeitsgruppe zeigte in der letzten Zeit eine starke Entwicklung hin zu noch kleineren Schottky-Gate Flächen, so dass die Kapazität der Photodiode weiter verringert werden kann. Dies würde die RC-Zeitkonstante der Photodiode erneut verringern und somit Experimente mit elektrischen Pulsen unter $100 ps$ Pulsdauer erlauben.

In dieser Arbeit wurden Experimente zur kohärenten Phasenkontrolle mit einer elektrischen Pulsflanke durchgeführt. So sollten in Zukunft weitere Experimente zur kohärenten Phasenkontrolle mit elektrischen Pulsen, welche in einem Ramsey-Experiment zwischen zwei Laserpulsen eingeschlossen sind, durchgeführt werden. Dadurch kann der störende Einfluss des Zeit-Jitters stark verringert werden und somit kohärente Phasenkontrolle mit höheren Phasenverschiebungen erreicht werden.

Weiterhin sollten bei Experimenten zu elektrisch induzierter RAP speziell dafür entwickelte Chips eingesetzt werden. Dabei befindet sich auf einem konstanten Pegel der Ausgangsspannung, ein schneller elektrischer Transient, welcher einen einstellbaren positiven bzw. negativen Wert haben kann. Dadurch könnten auch elektrisch induzierte RAP-Experimente mit einem einstellbaren positiven sowie negativen Chirp durchgeführt werden. Weiterhin können Experimente am Quantenpunkt zur Erzeugung eines Biexzitons mittels elektrisch induzierten RAP durchgeführt werden.

Der in dieser Arbeit präsentierte Ansatz eröffnet zudem die Möglichkeit zur Realisierung von Ramsey-basierten optoelektronischen Sampling Experimenten. Methodisch wird dabei basierend auf der Ramsey-Interferenz der zeitliche Verlauf eines Spannungspulses anhand dessen Einflusses auf die kohärente Phase des Quantensystems bestimmt. Diese Methode eröffnet somit den Einsatz der Halbleiter Quantenpunkte als quantenbasierte Detektoren.

10 Anhang

Gechirpte optische Pulse

Unter dem Begriff Chirp wird üblicherweise eine zeitliche Änderung der Frequenz eines Pulses verstanden. Der funktionelle Verlauf der Frequenz in Abhängigkeit der Zeit hat für linear gechirpte Pulse folgende Form:

$$\nu_i(t) = \nu_0 + \frac{b}{\pi}t \quad (10.1)$$

Hierbei hat der Koeffizient b die SI-Einheit s^{-2} und wird oft auch als lineare zeitliche sweep Rate bezeichnet (meistens in ps^{-2} angegeben). Wird die Gleichung 10.3 nach der zeitlichen sweep Rate umgestellt ergibt sich:

$$b = \frac{\pi \cdot \Delta\nu(\Delta t)}{\Delta t} \quad (10.2)$$

Dabei ist $\Delta\nu(\Delta t)$ der Frequenzhub innerhalb der Zeit Δt .

Für Pulse mit der Frequenz von $324.1 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ (925 nm oder 1.340 eV) und einer linearen Änderung der Frequenz von $0.02611 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ in der Zeit von 30 ps . Ergibt sich $b = 0.00273 \text{ ps}^{-2}$.

Hierbei kann ein Zusammenhang zum Chirp in Energie pro Zeit hergestellt werden, es ergibt sich:

$$b = \frac{\pi \cdot e}{h \cdot 10^{12}} \cdot \frac{\Delta E[eV]}{\Delta t[ps]} \quad (10.3)$$

Für Pulse mit der Frequenz von $324.1 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$ (925 nm oder 1.340 eV) und einem Chirp $3.6 \mu\text{eV}/\text{ps}$ ergibt sich $b = 0.00273 \text{ ps}^{-2}$.

Wenn nun ein Zusammenhang zu der zweiten Ableitung der spektralen Phase hergestellt wird, ergibt sich:

$$b = \frac{8\phi''(\ln 2)^2}{\tau_0^4 + 16(\phi'')^2(\ln 2)^2} \quad (10.4)$$

Hierbei ist τ_0 die Pulsdauer des fourierlimitierten optischen Pulses, ϕ'' ist die zweiten Ableitung der spektralen Phase.

Gleichungen zur Parameterkonversion

Zur Konversion der Energie in verschiedene Dimensionen werden folgende Gleichungen benutzt:

$$\Delta\nu = \frac{ZBP}{\Delta\tau} \quad (10.5)$$

Hierbei ist ZBP Zeit-Bandbreiten-Produkt und hängt von verschiedenen Pulsformen ab.

Pulsform	ZBP
Gauss	$\frac{2\ln 2}{\pi} \approx 0.441$
Sech ²	0.3148

Tab. 10.1: Tabellarische Übersicht pulsformabhängiger Zeit-Bandbreiten-Produkte

Lage des Fermi-Niveaus für den n+-Kontakt

In diesem Abschnitt soll eine Abschätzung zur Lage des Fermi-Niveaus für den n+-Kontakt der Schottky-Diode gemacht werden. Diese basiert dabei auf der Joyce-Dixon-Näherung, welche eine bessere Beschreibung der physikalischen Gegebenheiten im Vergleich zur Boltzman-Näherung für entartet dotierte Halbleiter bietet und folgende Form hat:

$$\frac{E_F - E_C}{k_B T} = \ln\left(\frac{n}{N_C}\right) + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{n}{N_C} - \dots \quad (10.6)$$

Unter der Annahme, dass alle Dotier-Atome ionisiert sind, ergibt sich:

$$E_F - E_C = k_B T \left(\ln\left(\frac{N_D^+}{N_C}\right) + \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{N_D^+}{N_C} \right) \quad (10.7)$$

Mit den werten für die effektive Zustandsdichte für GaAs bei Raumtemperatur: $N_C = 4.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und einer typischen Dotierdichte des n+-Kontakts von $N_D = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ kann für die Lage des Fermi-Niveaus ermittelt werden:

$$E_F - E_C = 0.1197 \text{ eV} \quad (10.8)$$

Bei Raumtemperatur befindet sich das Fermi-Niveau etwa 120 meV über der Leitungsbandkante und somit in dem Leitungsband.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung einer nulldimensionalen Heterostruktur	6
1.2	Übersicht der ortsabhängigen Bandverläufe für pyramidale und linsenförmige Quantenpunkte.	7
1.3	Schematische Darstellung des Energiespektrums der gebundenen Zustände eines linsenförmigen QD.	8
1.4	Schematische Darstellung der Auswahlregeln für optische Übergänge und Polarisationen schwerer Loch-Exzitonen in einem Quantenpunkt	11
1.5	Schematische Skizze zur Erläuterung des Quantum-Confined Stark Effekts	12
1.6	Örtlich abhängiges Photolumineszenzsignal einer InGaAs Quantenpunkt-Probe mit Quantenpunkt-Gradienten. Messung erfolgte bei einer Temperatur von 4.2 K	15
1.7	Schematische Skizze zum Prinzip der Photostrommessung.	17
2.1	Schematische Skizze des realisierten Probedesigns mit einer nieder-kapazitiven Quantenpunkt-Photodiode in isometrischer Ansicht	19
2.2	Schematische Skizze der MBE-Schichtfolgestruktur der Quantenpunkt-Probe Pb_A0389 in maßstabsgetreuer Darstellung	23
2.3	Fotografische Aufnahme einer fertig prozessierten Probe mit niederkapazitiven Photodioden. Dabei sind 16 Proben-Feldern zu sehen	24
2.4	Fotografische Aufnahme eines fertig prozessierten Dioden-Felds mit niederkapazitiven Photodioden sowie einer Photodiode	25
2.5	CAD Herstellungsmasken eines einzelnen Dioden-Felds. Die einzelnen Masken sind Durchnummeriert und mit dem Text des jeweiligen Herstellungsschritts versehen	26
2.6	Schematische Skizze des nieder-kapazitiven Proben-Designs in isometrischer Ansicht. In der Skizze sind einzelne kapazitiven Beiträge der photodiode dargestellt	28
3.1	Schematische Skizze der experimentellen Instrumentarisierung zur kohärenten Spektroskopie an Quantenpunkten	32
3.2	Schematische Darstellung des Strahlenverlaufs in einem Fabry-Perot Interferometer	36
3.3	Fotografische Aufnahmen des realisierten Fabry-Perot Interferometers	39
3.4	Spektrum des Laseruntergrundes in Transmission durch Fabry-Perot Interferometer bei verschiedenen Spiegelabständen d	40
3.5	Spektrum des Laseruntergrundes in Transmission durch Fabry-Perot Interferometer zur Bestimmung der Finesse	41
3.6	Numerisch ermittelter zeitlicher Verlauf der Intensität eines durch das FPI transmittierten Pulses bei verschiedenen Spiegelabständen d	43
3.7	Verlauf der Halbwertsbreite des Ausgangspulses τ_{FWHM} für verschiedene Spiegel-Abstände des Interferometers d	44

Abbildungsverzeichnis

3.8	Numerisch ermittelter Verlauf der transmittierten Intensität in Abhängigkeit der Kreisfrequenz ω	45
3.9	Bandverlauf-Diagramm für einen HBT	48
3.10	Bandverlauf-Diagramm für einen HBT mit Drift	49
3.11	HBT Schaltkreis mit Schmitt-trigger und Differenzverstärker	50
3.12	Diagramm der ausgegebenen Spannung des HBT-Moduls in Abhängigkeit der Zeit für verschiedene Puls-Kontrollspannung V_{del}	51
3.13	Schaltkreis einer CMOS-Endstufe zur Erzeugung einstellbarer Pulse	52
3.14	Schematische Darstellung der Ausgangscharakteristik eines MOSFET	53
3.15	Experimentell ermittelter Verlauf der Pulsdauer in Abhängigkeit der Inverter-Spannung des CMOS Pulsgenerators	54
3.16	Diagramm der ausgegebenen Spannung des CMOS-Pulsgenerators in Abhängigkeit der Zeit für verschiedene Puls-Kontrollspannung V_{del}	55
3.17	Schematische Skizze der experimentellen Anordnung zu den PLV Messungen	56
3.18	Schematische Skizze der experimentellen Anordnung zu den resonanten Photoströmmessungen bei Dauerstrich-Anregung	57
3.19	Schematischer Aufbau eines Instruments zur einfachen hochempfindlichen Messung von Photoströmen im pA -Bereich	59
3.20	Schematischer Aufbau eines für das Experiment modifizierten Instruments zur hochempfindlichen Messung von Photoströmen im pA -Bereich	60
3.21	Vereinfachte schematische Skizze der experimentellen Anordnung zur Kontrolle der kohärenten Phase eines einzelnen Exzitons.	63
3.22	Vereinfachte schematische Skizze der experimentellen Anordnung zu den elektrisch induzierten RAP Experimenten	64
3.23	Schematische Skizze zur Darstellung der Chip-Integration zwischen der Quantenpunkt-Photodiode und des BiCMOS-Chips	66
3.24	Fotografische Aufnahme der für die Experimente verwendeten Probe	67
3.25	Fotografische Aufnahme der für die Experimente verwendeten Probe mit der externen passiven Beschaltung	68
3.26	Schematische Darstellung der Probenbeschaltung für Spektroskopie an einzelnen in eine Schottky-Photodiode eingebetteten Quantenpunkten. Die Quantenpunkt-Photodiode wird von einem SiGe-Chip gesteuert.	69
3.27	Vereinfachte schematische Darstellung der Probenbeschaltung für Spektroskopie an einzelnen in eine Schottky-Photodiode eingebetteten Quantenpunkten	70
4.1	Skizze der Bloch-Sphären mit den jeweiligen Bloch-Vektoren	77
4.2	Skizzen der Bloch-Sphären mit Bloch-Vektoren, welche den Superpositionszustand des Zwei-Niveau Systems repräsentieren	78
4.3	Schematische Darstellung der Energie-Niveaus des Exziton Zwei-Niveau Systems in einem Quantenpunkt	79
4.4	Schematische Darstellung der Energie-Niveaus des Exziton Zwei-Niveau Systems in einem Quantenpunkt	80
5.1	Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einzelnen InGaAs Quantenpunkten. Messung erfolgte bei einer Temperatur von $4.2 K$	84
5.2	Spannungsabhängige Photolumineszenzmessung an einem einzelnen InGaAs Quantenpunkt. Messung erfolgte bei einer Temperatur von $4.2 K$	85

Abbildungsverzeichnis

5.3	Photostrom-Spannung Diagramm bei resonanter Anregung unterschiedlicher Anregungswellenlänge des Lasers. Messung erfolgte einer der Temperatur von 4.2 K	86
5.4	Energie-Spannung Diagramm des exzitonsichen Grundzustandes X aus kombinierten Daten der Photolumineszenz sowie der Photostrommessungen	89
5.5	Photostrom-Diodenspannung bei resonanter Anregung eines einzelnen Quantenpunkts.	90
5.6	Photostrom-Diodenspannung bei resonanter Anregung eines einzelnen Quantenpunkts bei geringer Anregungsleistung des Lasers	91
6.1	Rabi-Oszillationen des Photostroms in Abhängigkeit der Wurzel der anregenden Laser-Leistung für Laser Pulsdauern von $\tau = 7\text{ ps}$ und $\tau = 14\text{ ps}$	94
6.2	Rabi-Oszillationen des Photostroms in Abhängigkeit der Wurzel der anregenden Laser-Leistung für Laser Pulsdauern von $\tau = 18\text{ ps}$ und $\tau = 25\text{ ps}$	95
6.3	Laserleistungswurzel-Pulsdauer Diagramm gewonnen aus den Rabi-Oszillationen Diagrammen bei verschiedenen Pulsdauern des Lasers. Hierbei wurde die Wurzel der Laserleistung notwendig für einen π Puls betrachtet	96
7.1	Schema-Skizze zum Prinzip kohärenter Wechselwirkung zwischen dem Quantensystem und den optischen Pulsen.	98
7.2	Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz für den Fall konstruktiver Interferenz der Laserpulse	100
7.3	Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz für den Fall destruktiver Interferenz der Laserpulse	101
7.4	Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz im Spezialfall der Ramsey-Fringes für den Fall destruktiver Interferenz	102
7.5	Schema-Skizze zur Erläuterung der Ramsey-Interferenz im Spezialfall der Ramsey-Fringes für den Fall konstruktiver Interferenz	103
7.6	Photostrom-Sperrspannung-Diagramm zur Demonstration der Ramsey-Fringes für unterschiedliche Pulsverzögerungen	104
7.7	Schema-Skizze zur Erläuterung der kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle der Ramsey-Interferenz für den Fall destruktiver Interferenz .	106
7.8	Schema-Skizze zur Erläuterung der kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle der Ramsey-Interferenz für den Fall konstruktiver Interferenz	107
7.9	Schema-Skizze der elektrischen Beschaltung der Probe für Experimente zur kohärenten Phasenkontrolle	108
7.10	Schema-Skizze zur Erläuterung der zeitlichen Dynamik in Experimenten zur kohärenten Phasenkontrolle	108
7.11	Photostrom-Sperrspannung-Diagramm zur Demonstration der Ramsey-Schwebungen bei einer Pulsverzögerung von $T = 100\text{ ps}$	109
7.12	Schema-Skizze zur Erläuterung der kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle der Ramsey-Interferenz	110
7.13	Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronisches Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle mit Puls-Kontroll Spannung $V_{del} = 1.69\text{ V}$	111
7.14	Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronisches Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle mit Puls-Kontroll Spannung $V_{del} = 1.65\text{ V}$	112

Abbildungsverzeichnis

7.15	Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronisches Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle mit Puls-Kontroll Spannung $V_{del} = 1.62 V$	113
7.16	Diagramm des Photostroms in Abhängigkeit des optoelektronisches Delays zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle mit Puls-Kontroll Spannung $V_{del} = 1.60 V$	114
7.17	Photostrom-Optoelektronisches Delay Diagramm zur Demonstration kohärenter Phasenkontrolle mit Puls-Kontrollspannung $V_{del} = 1.60 V$	115
7.18	Photostrom-Kathodenspannung-Diagramm mit Ramsey-Schwebungen zu verschiedenen Zeitpunkten des elektrischen Pulses bei einer Pulsverzögerung $T = 100 ps$	116
7.19	Skizze zur Erläuterung der experimentellen Gegebenheiten für Experimente zur kohärenten Phasenkontrolle von über π	117
7.20	Photostrom des Quantensystems in Abhängigkeit der Puls-Kontrollspannung V_{del}	117
7.21	Photostrom-Kathodenspannung-Diagramm mit Ramsey-Schwebungen bei verschiedenen Phasenverschiebungen	119
7.22	Berechneter Photostrom in Abhängigkeit der Diodenspannung V_B mit Ramsey-Schwebungen bei verschiedenen Phasenverschiebungen	120
7.23	Schema-Skizze zur Erläuterung der Abhängigkeit der Quanteninterferenz von dem optoelektronischen Zeit-Jitter bei Experimenten zur kohärenten optoelektronischen Phasenkontrolle	122
7.24	Schematische Skizze des Bandverlaufs einer Quantenpunkt-Photodiode bei einer an der Photodiode angelegten Vorwärtsspannung	124
7.25	Schematische Darstellung des von dem Spannungspuls V_P abhängigem Verlust des Photostroms bei geringen Puls-Kontrollspannungen V_{del} . . .	124
8.1	Schema-Skizze zum Prinzip des optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses bei einer willkürlich festgelegten Kathodenspannung V_N , hier $V_N = +0.9 V$	129
8.2	Schema-Skizze zum Prinzip des optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses	130
8.3	Schema-Skizze zum Prinzip des optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses	131
8.4	Photostrom-Spannung-Diagramm zum zeitaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses ($\Delta t_{OE} = 0.0 ns$)	132
8.5	Photostrom-Spannung-Diagramme zum zeitaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses ($\Delta t_{OE} = 0.5 ns$ und $\Delta t_{OE} = 0.7 ns$) . .	133
8.6	Schema-Skizze des optoelektronischen Experiments zur Erläuterung der abnehmenden Photostromamplitude	133
8.7	Photostrom-Spannung-Diagramme zum zeitaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses ($\Delta t_{OE} = 0.75 ns$ und $\Delta t_{OE} = 0.8 ns$) .	134
8.8	Photostrom-Spannung-Diagramme zum zeitaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses ($\Delta t_{OE} = 1.00 ns$ und $\Delta t_{OE} = 1.20 ns$) .	135
8.9	Photostrom-Spannung-Diagramme zum zeit-aufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses ($\Delta t_{OE} = 1.30 ns$ und $\Delta t_{OE} = 1.55 ns$) .	135

Abbildungsverzeichnis

8.10	Spannungsverlauf-Zeit-Diagramm der an der Photodiode anliegenden Spannung, ermittelt durch zeitaufgelöstes optoelektronisches Sampling.	136
8.11	Photostrom-Zeit-Diagramm zum Spannung-aufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses ($V_N = 0.65 V$)	137
8.12	Photostrom-Zeit-Diagramme zum spannungsaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses (für $V_N = 0.70 V$, $V_N = 0.80 V$, $V_N = 1.00 V$ und $V_N = 1.10 V$)	139
8.13	Spannung-Zeit-Diagramme des spannungsaufgelösten optoelektronischen Sampling der elektrischen Pulsflanken	140
8.14	Schematische Skizze mit Spannung-Zeit-Diagramm zur Erläuterung des negativen elektrischen Chirps an der steigenden elektrischen Pulsflanke . .	141
8.15	Schematische Skizze mit Spannung-Zeit-Diagramm zur Erläuterung des positiven elektrischen Chirps an der fallenden elektrischen Pulsflanke . . .	141
8.16	Photostrom-Zeit-Diagramm zum spannungsaufgelösten optoelektronischen Sampling des elektrischen Pulses bei einer Kathodenspannung von $V_N = 0.90 V$	142
8.17	Photostrom-Leistungswurzel-Diagramm zeigt Rabi-Oszillationen sowie elektrisch induzierte gechirpte Anregung	143
8.18	Berechneter Verlauf des Photostroms in Abhängigkeit der Pulsfläche mit und ohne einer elektrischen Verstimmung des Quantensystems	144

Tabellenverzeichnis

1.1	Tabellarische Übersicht der Auswahlregeln für Interbandübergänge in einer Halbleiter-Heterostruktur	10
3.1	Tabellarische Übersicht verwendeter Laser bei Experimenten mit Überbandanregung	33
3.2	Tabellarische Übersicht verwendeter Laser bei Experimenten mit resonanter Anregung	33
5.1	Tabellarische Darstellung der Exziton-Energie, der Linienbreite sowie des integralen Photostroms in Abhängigkeit der Diodenspannung	87
10.1	Tabellarische Übersicht pulsformabhängiger Zeit-Bandbreiten-Produkte .	150

Literaturverzeichnis

- [1] BLOCH, Immanuel (Hrsg.): *Atomphysik WS2003/04: Licht-Atom Wechselwirkung im Zwei-Niveau System*. 2003
- [2] ADACHI, Sadao: *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP*. John Wiley & Sons, 1992. <http://dx.doi.org/10.1002/352760281X>. <http://dx.doi.org/10.1002/352760281X>. – ISBN 9780471573296
- [3] ALLEN, L. ; EBERLY, J.H.: *Optical resonance and two level atoms*. Wiley, New York, 1975 <https://www.worldcat.org/isbn/9780486655338>. – ISBN 9780486655338
- [4] BASTARD, Gerald: *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. Les Éditions de Physique, 1988 (Monographies de physique). <https://www.worldcat.org/isbn/9780470217085>. – ISBN 9780470217085
- [5] BAYER, M. ; KUTHER, A. ; FORCHEL, A. ; GORBUNOV, A. ; TIMOFEEV, V. B. ; SCHÄFER, F. ; REITHMAIER, J. P. ; REINECKE, T. L. ; WALCK, S. N.: 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 (1998), Nr. 1748. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.1748>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.82.1748
- [6] BAYER, M. ; ORTNER, G. ; STERN, O. ; KUTHER, A. ; GORBUNOV, A. A. ; FORCHEL, A. ; HAWRYLAK, P. ; FAFARD, S. ; HINZER, K. ; REINECKE, T. L. ; WALCK, S. N. ; REITHMAIER, J. P. ; 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. 195315. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.65.195315>. – DOI 10.1103/PhysRevB.65.195315
- [7] BEHAM, Evelin: *Photostromspektroskopie an einzelnen Quantenpunkten*, Diss., 2003. <https://www.worldcat.org/isbn/393274957x>
- [8] BIMBERG, Dieter ; BERLIN, Springer (Hrsg.): *Semiconductor Nanostructures*. 2010 <https://www.worldcat.org/isbn/9783540778981>. – ISBN 9783540778981
- [9] BIRKEDAL, D. ; LEOSON, K. ; HVAM, J. M.: Long Lived Coherence in Self-Assembled Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 87 (2001), Nr. 227401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.227401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.87.227401
- [10] BLOCH, F.: Nuclear Induction. In: *Physical Review* 70 (1970), Nr. 7 and 8. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.70.460>. – DOI 10.1103/PhysRev.70.460

Literaturverzeichnis

- [11] BONADEO, N. H. ; ERLAND, J. ; GAMMON, D. ; PARK, D. ; KATZER, D. S. ; STEEL, D. G.: Coherent Optical Control of the Quantum State of a Single Quantum Dot. In: *Science* 282 (1998), 1473-1476. <http://dx.doi.org/10.1126/science.282.5393.1473>. – DOI 10.1126/science.282.5393.1473
- [12] BONDARENKO, Vladimir: *Positron annihilation study of equilibrium point defects in GaAs*, Diss., 2003. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:gbv:3-000006446>
- [13] BORN, Max ; WOLF, Emil: *Principles of Optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7. Cambridge University Press, 2016 <https://www.worldcat.org/isbn/9780521642224>. – ISBN 978052164222-4
- [14] BORRI, P. ; LANGBEIN, W. ; SCHNEIDER, S. ; WOGGON, U.: Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots. In: *Physical review B* 66 (2002), Nr. 081306. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.66.081306>. – DOI 10.1103/PhysRevB.66.081306
- [15] BOYLE, S. J. ; RAMSAY, A. J. ; BELLO, F. ; LIU, H. Y. ; HOPKINSON, M. ; FOX, A. M. ; SKOLNICK, M. S.: Two-qubit conditional quantum-logic operation in a single self-assembled quantum dot. In: *Physical Review B* 78 (2008), Nr. 075301. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.78.075301>. – DOI 10.1103/PhysRevB.78.075301
- [16] BOYLE, S. J. ; RAMSAY, A. J. ; FOX, A. M. ; SKOLNICK, M. S. ; HEBERLE, A. P. ; HOPKINSON, M.: Beating of Exciton-Dressed States in a Single Semiconductor InGaAs/GaAs Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 102 (2009), Nr. 207401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.207401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.102.207401
- [17] BRADLEY, D. J. ; BATES, B. ; JUULMAN, C. O. L. ; MAJUMDAR, S.: Time Resolved Photoelectric Spectrography by Electron-Optical Image Detection of Etalon Interferograms. In: *Applied Optics* 3 (1964), S. 1461. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.3.001461>. – DOI 10.1364/AO.3.001461
- [18] BRASLAU, N.: Alloyed ohmic contacts to GaAs. In: *Journal of Vacuum Science and Technology* 19 (1981), Nr. 803. <http://dx.doi.org/10.1116/1.571152>. – DOI 10.1116/1.571152
- [19] BRASLAU, N.: Contact and metallization problems in GaAs integrated circuits. In: *Journal of Vacuum Science & Technology* A4 (1986), Nr. 3085. <http://dx.doi.org/10.1116/1.573633>. – DOI 10.1116/1.573633
- [20] BROOKER, Geoffrey: *Modern Classical Optics*. Oxford University Press, 2008 <https://www.worldcat.org/isbn/9780198599647>. – ISBN 9780198599647
- [21] CHAMPLIN, Keith S. ; GLOVER, Gary H.: Temperature dependence of the microwave dielectric constant of the GaAs lattice. In: *Applied Physics Letters* 12 (1968), Nr. 231. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1651969>. – DOI 10.1063/1.1651969
- [22] CHANG, W. H. ; HSU, T. M. ; HUANG, C. C. ; HSU, S. L. ; LAI, C. Y. ; YEH, N. T. ; NEE, T. E. ; CHYI, J. I.: Photocurrent studies of the carrier escape process

Literaturverzeichnis

- from InAs self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* 62 (2000), Nr. 6959. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.62.6959>. – DOI 10.1103/PhysRevB.62.6959
- [23] CHEO, Peter K.: *Handbook of solid state lasers*. Bd. Optical engineering. Marcel Dekker, 1989 <https://www.worldcat.org/isbn/082477857X>. – ISBN 082477857-X
- [24] CORPORATION, Acton R.: *Operating Instructions Acton Research SpectraPro-500i*, 2001
- [25] DALGARNO, Paul A. ; SMITH, Jason M. ; MCFARLANE, Jamie ; GERARDOT, Brian D. ; KARRAI, Kahled ; BADOLATO, Antonio ; PETROFF, Pierre M. ; WARBURTON, Richard J.: Coulomb interactions in single charged self-assembled quantum dots: Radiative lifetime and recombination energy. In: *Physical Review B* 77 (2008), Nr. 245311. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.77.245311>. – DOI 10.1103/PhysRevB.77.245311
- [26] DEBNATH, A. ; MEIER, C. ; CHATEL, B. ; AMAND, T.: Chirped laser excitation of quantum dot excitons coupled to a phonon bath. In: *Physical Review B* 86 (2012), Nr. 161304. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.86.161304>. – DOI 10.1103/PhysRevB.86.161304
- [27] DELONE, N. B. ; KRAINOV, Vladimir P.: AC Stark shift of atomic energy levels. In: *Physics-Uspekhi* 42 (1999), Nr. 7. <http://dx.doi.org/10.1070/pu1999v042n07ABEH000557>. – DOI 10.1070/pu1999v042n07ABEH000557
- [28] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-33793-5>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-33793-5>. – ISBN 978-3-540-33793-5
- [29] DREXLER, H. ; LEONARD, D. ; HANSEN, W. ; KOTTHAUS, J. P. ; PETROFF, P. M.: Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 73 (1994), Nr. 2252. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.2252>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.73.2252
- [30] DULJS, E. F.: *Optische und strukturelle Untersuchungen an spektral blauverschobenen und oberflächennahen Quantenpunkten*, Diplomarbeit, 2000
- [31] FABRY, Charles ; PEROT, Alfred: Théorie et applications d'une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. In: *Ann. Chim. Phys.* 16 (1899), Nr. 7, S. 115
- [32] 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>. – DOI 10.1103/PhysRevB.63.121309. – ISSN 1098-0121
- [33] FINDEIS, Frank: *Optical Spectroscopy on Single Self-assembled Quantum Dots.*, Diss., 2001. <http://www.worldcat.org/oclc/76259538>
- [34] FOX, Mark ; PRESS, Oxford U. (Hrsg.): *Quantum Optics: An Introduction*. 2009 <http://www.worldcat.org/oclc/730038816>. – ISBN 9780198566724

- [35] FÖRSTNER, J. ; WEBER, C. ; DANCKWERTS, J. ; KNORR, A.: Phonon-Assisted Damping of Rabi Oscillations in Semiconductor Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 91 (2003), Nr. 127401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.127401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.91.127401
- [36] FRY, P. W. ; ITSKEVICH, I. E. ; MOWBRAY, D. J. ; SKOLNICK, M. S. ; FINLEY, J. J. ; BARKER, J. A. ; O'REILLY, E. P. ; WILSON, L. R. ; LARKIN, I. A. ; MAKSYM, P. A. ; HOPKINSON, M. ; AL-KHAFAJI, M. ; DAVID, J. P. R. ; CULLIS, A. G. ; HILL, G. ; CLARK, J. C.: Inverted Electron-Hole Alignment in InAs-GaAs Self-Assembled Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), Nr. 4, 733-736. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.733>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.84.733
- [37] GAMMON, D. ; SNOW, E. S. ; SHANABROOK, B. V. ; KATZER, D. S. ; PARK, D.: Fine Structure Splitting in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 76 (1996), Nr. 3005. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.3005>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.76.3005
- [38] GAUGER, Erik M. ; BENJAMIN, Simon C. ; NAZIR, Ahsan ; LOVETT, Brendon W.: High-fidelity all-optical control of quantum dot spins: Detailed study of the adiabatic approach. In: *Physical Review B* 77 (2008), Nr. 115322. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.77.115322>. – DOI 10.1103/PhysRevB.77.115322
- [39] GHALICHECHIAN, Nima ; SERTEL, Kubilay: Permittivity and Loss Characterization of SU-8 Films for mmW and Terahertz Applications. In: *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 14 (2014), S. 723–726. <http://dx.doi.org/10.1109/LAWP.2014.2380813>. – DOI 10.1109/LAWP.2014.2380813
- [40] GMBH, Elspec: *Übersicht Semi-Rigid Kabel, JS50085*, 2018. <https://www.elspecgroup.de/>
- [41] GROSS, Rudolf ; MARX, Achim: *Festkörperphysik*. 2018 <https://www.worldcat.org/isbn/9783110559187>. – ISBN 978–311–055918–7
- [42] HAWRYLAK, Pawel: Excitonic artificial atoms: Engineering optical properties of quantum dots. In: *Physical Review B* 60 (1999), Nr. 5597. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.60.5597>. – DOI 10.1103/PhysRevB.60.5597
- [43] HILLERINGMANN, Ulrich: *Silizium-Halbleitertechnologie*. 4. Vieweg+Teubner Verlag: Wiesbaden, 2004 <https://www.worldcat.org/isbn/3519301490>. – ISBN 3519301490
- [44] HTOON, H. ; TAKAGHARA, T. ; KULIK, D. ; BAKLENOV, O. ; HOLMES, A.L. ; SHIH, Jr. ; SHIH, C.K: Interplay of Rabi Oscillations and Quantum Interference in Semiconductor Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 88 (2002), Nr. 087401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.087401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.88.087401
- [45] HUO, Y. H. ; WITEK, B. J. ; KUMAR, S. ; CARDENAS, J. R. ; ZHANG, J. X. ; AKOPIAN, N. ; SINGH, R. ; ZALLO, E. ; GRIFONE, R. ; KRIEGNER, D. ; TROTTA, R. ; DING, F. ; STANGL, J. ; ZWILLER, V. ; BESTER, G. ; RASTELLI, A. ; SCHMIDT, O. G.: A light-hole exciton in a quantum dot. In: *Nature Physics* 10 (2013), 46-51. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2799>. – DOI 10.1038/nphys2799

Literaturverzeichnis

- [46] IC, Europractice ; IC, Europractice (Hrsg.): *Europractice IC*. http://www.europractice-ic.com/technologies_IHP.php. Version: 2018
- [47] IHP ; HIGH PERFORMANCE MICROELECTRONICS, Innovations for (Hrsg.): *Innovations for High Performance Microelectronics*. <https://www.ihp-microelectronics.com/de/services/mpw-prototyping/sigec-bicmos-technologies.html>. Version: 2018
- [48] ITRS: *International technology roadmap for semiconductors 2013 edition executive summary*. <http://www.itrs.net/Links/2013ITRS/Home2013.htm>. Version: 2013
- [49] JAIN, S. C. ; ROULSTON, D. J.: A simple expression for band gap narrowing (BGN) in heavily doped Si, Ge, GaAs and $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ strained layers. In: *Solid-State Electronics* 34 (1991), 453-465. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(91\)90149-S](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(91)90149-S). – DOI 10.1016/0038-1101(91)90149-S
- [50] 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. 246401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.246401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.87.246401
- [51] KOELLING, Peter: *Numerical Studies on Coherent Control of Semiconductor Quantum Dots based on k.p-calculations in Envelope Function Approximation*, Diss., 2018. <http://digital.ub.uni-paderborn.de/hs/content/titleinfo/>
- [52] KREHS, Sebastian: *Design, Herstellung und Charakterisierung von Quantenpunkt-Photodioden für die ultraschnelle optoelektronische Manipulation*, Diplomarbeit, 2017
- [53] KROEMER, H.: Theory of a wide-gap emitter for transistors. In: *Proceedings of the IRE* 45 (1957), Nr. 11, S. 1535-1537. <http://dx.doi.org/10.1109/JRPROC.1957.278348>. – DOI 10.1109/JRPROC.1957.278348
- [54] LANGBEIN, W. ; BORRI, P. ; STAVARACHE, U. Woggon V. ; REUTER, D. ; WIECK, A. D.: Radiatively limited dephasing in InAs quantum dots. In: *Physical Review B* 70 (2004), Nr. 033301. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.70.033301>. – DOI 10.1103/PhysRevB.70.033301
- [55] LAYERTEC, GmbH: *Coating 113342*, 2018. <https://www.layertec.de/en/shop/datasheet-doc/d10/134561/1>
- [56] LAYERTEC, GmbH: *Coating 120944*, 2018. <https://www.layertec.de/en/shop/datasheet-doc/d10/130844/1>
- [57] LAYERTEC, GmbH: *Datenblatt - Auskoppelspiegel 100449*. <https://www.layertec.de/de/shop/datasheet-100449/>. Version: 2018
- [58] LAYERTEC, GmbH: *GDD reflection 0°, Coating 113342*, 2018. <https://www.layertec.de/en/shop/datasheet-doc/d10/164413/1>

Literaturverzeichnis

- [59] LEONARD, D. ; POND, K. ; PETROFF, P. M.: Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs. In: *Physical Review B* 50 (1994), Nr. 11687. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.50.11687>. – DOI 10.1103/PhysRevB.50.11687
- [60] LI, Xiaoqin ; WU, Yanwen ; STEEL, Duncan ; GAMMON, D. ; STIEVATER, T. H. ; KATZER, D. S. ; PARK, D. ; PIERMAROCCHI, C. ; SHAM, L. J.: An All-Optical Quantum Gate in a Semiconductor Quantum Dot. In: *Science* 301 (2003), 809-811. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1083800>. – DOI 10.1126/science.1083800
- [61] MACHNIKOWSKI, P. ; JACAK, L.: Resonant nature of phonon-induced damping of Rabi oscillations in quantum dots. In: *Physical Review B* 69 (2004), Nr. 193302. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.69.193302>. – DOI 10.1103/PhysRevB.69.193302
- [62] MANTEI, Dirk: *Polarisationsabhängige Zustandskontrolle an einzelnen Quantenpunkten*, Diplomarbeit, 2009
- [63] MANTEI, Dirk: *Polarisationsabhängige Zustandskontrolle einzelner Halbleiter-Quantenpunkte*, Diss., 2014. <http://digital.ub.uni-paderborn.de/hsx/content/titleinfo/1023287>
- [64] MARTIN, W. E.: Pulse stretching and spectroscopy of subnanosecond optical pulses using a Fabry-Perot interferometer. In: *optics Communications* 21 (1977), Nr. 1, 8-12. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(77\)90064-5](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(77)90064-5). – DOI 10.1016/0030-4018(77)90064-5
- [65] MENDEZ, E. E. ; BASTARD, G. ; CHANG, L. L. ; ESAKI, L. ; MORKOC, H. ; FISCHER, R.: Effect of an electric field on the luminescence of GaAs quantum wells. In: *Physical Review B* 26 (1982), Nr. 12, 7101-7104. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.26.7101>. – DOI 10.1103/PhysRevB.26.7101
- [66] MESCHÉDE, Dieter: *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner, 2008 <https://www.worldcat.org/isbn/9783834892881>. – ISBN 978-3-8348-9288-1
- [67] MEYSTRE, Pierre ; SARGENT, Murray: *Elements of Quantum Optics*. Berlin, New York, Springer, 2007 <https://www.worldcat.org/isbn/9783540742098>. – ISBN 978-3-540-74209-8
- [68] MILLER, D. A. B. ; CHEMLA, D. S. ; DAMEN, T. C. ; GOSSARD, A. C. ; WIEGMANN, W. ; WOOD, T. H. ; BURRUS, C. A.: Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect. In: *Physical Review Letters* 53 (1984), Nr. 22, 2173-2176. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.2173>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.53.2173
- [69] MINI-CIRCUITS: *BW-S6W2+ Precision Fixed Attenuator*, 2018. <https://ww2.minicircuits.com/pdfs/BW-S6W2+.pdf>
- [70] MÜLLER, Kevin: *Lithography by direct Laser writing*. 2014

Literaturverzeichnis

- [71] MLYNEK, Jürgen ; BLATT, Rainer ; BUZEK, Vladimir ; CALARCO, Tomasso ; DELSING, Per ; GIACOBINO, Elisabeth: *Quantum Technologies Flagship Final Report*. 2017 <http://tinyurl.com/qt-hlsc-report>
- [72] MOSES, Thomas ; WOLAK, Mark ; CHANDURWALA, Fahim ; SHAW, Tenzing: A simpler scanning Fabry-Perot interferometer for high resolution spectroscopy experiments. In: *American Journal of Physics* 83 (2015), Nr. 656. <http://dx.doi.org/10.1119/1.4921391>. – DOI 10.1119/1.4921391
- [73] ON-SEMICONDUCTOR: *TinyLogic UHS Inverter with Schmitt Trigger Input*, 2017. <http://www.onsemi.com/pub/Collateral/NC7SZ14-D.PDF>
- [74] PAPOULIS, Athanasios: *Systems and transforms with applications in optics*. 1968 <https://www.worldcat.org/isbn/0898743583>. – ISBN 0898743583
- [75] PATTON, B. ; WOGGON, U. ; LANGBEIN, W.: Coherent Control and Polarization Readout of Individual Excitonic States. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), Nr. 266401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.266401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.95.266401
- [76] PHYSIK INSTRUMENTE (PI) GMBH: *M-511 M-521 M-531 High-Precision Linear Stage*, 2018. <https://www.physikinstrumente.com/en/products/linear-stages/stages-with-stepper-dc-brushless-dc-bldc-motors/m-511-m-521-m-531-high-precision-linear-translation-stage-702100/>
- [77] POLLAND, H. J. ; SCHULTHEIS, L. ; KUHL, J. ; GÖBEL, E. O. ; TU, C. W.: Lifetime Enhancement of Two-Dimensional Excitons by the Quantum-Confined Stark Effect. In: *Physical Review Letters* 55 (1985), Nr. 2610. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2610>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.55.2610
- [78] QUIRING, Wadim: *Herstellung und Charakterisierung elektrisch kontaktierter zweidimensionaler photonischer Kristall-Resonatoren auf Basis von GaAs*, Diss., 2017. <http://dx.doi.org/10.17619/UNIPB/1-178>. – DOI 10.17619/UNIPB/1-178
- [79] RABI, I. I.: Space Quantization in a Gyration Magnetic Field. In: *Physical Review* 51 (1937), Nr. 652. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.51.652>. – DOI 10.1103/PhysRev.51.652
- [80] RAI, Ashish K.: *Optically pumped and electrically triggered single photon emission from a single quantum dot*, Diss., 2013. <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/netahtml/HSS/Diss/RaiAshishKumar/diss.pdf>
- [81] RAMSAY, A. J.: A review of the coherent optical control of the exciton and spin states of semiconductor quantum dots. In: *Semiconductor Science Technology* 25 (2010), Nr. 103001. <http://dx.doi.org/10.1088/0268-1242/25/10/103001>. – DOI 10.1088/0268-1242/25/10/103001
- [82] RAMSEY, Norman F.: A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields. In: *Physical Review* 78 (1950), Nr. 6. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1103/PhysRev.78.695>. – DOI <https://doi.org/10.1103/PhysRev.78.695>

- [83] RAMSEY, Norman F.: Experiments with separated oscillatory field and hydrogen masers. In: *Reviews of Modern Physics* 62 (1990), Nr. 541. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1103/RevModPhys.62.541>. – DOI <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.62.541>
- [84] RELLING, E. ; BOTHA, A.P.: Solid state diffusion in GaAs/AuGe/Ni and GaAs/Ni/AuGe/Ni ohmic contacts. In: *Applied Surface Science* 35 (1989), S. 308–387. [http://dx.doi.org/10.1016/0169-4332\(89\)90020-2](http://dx.doi.org/10.1016/0169-4332(89)90020-2). – DOI 10.1016/0169-4332(89)90020-2
- [85] RENISHAW, GmbH: *TONiC incremental encoder system with RGSZ linear scale*, 2018. <http://www.renishaw.com/media/pdf/en/11caaaa071df4405a40f45d4894587d8.pdf>
- [86] ROYCHOUDHURI, C.: Response of Fabry–Perot interferometers to light pulses of very short duration. In: *Journal of the Optical Society of America* 65 (1975), S. 1418. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.65.001418>. – DOI 10.1364/JOSA.65.001418
- [87] SAÏDI, I. ; SELLAMI, K. ; YAHYAOUÏ, M. ; TESTELIN, C. ; BOUJDARIA, K.: Electron and hole energy levels in InAs/GaAs quantum dots: Size and magnetic field effects. In: *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 109 (2011), Nr. 033703. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3524519>. – DOI 10.1063/1.3524519
- [88] SCHÜPPEN, A. ; DIETRICH, H.: High speed SiGe heterobipolar transistors. In: *Journal of Crystal Growth* 157 207-214 (1995). [http://dx.doi.org/10.1016/0022-0248\(95\)00387-8](http://dx.doi.org/10.1016/0022-0248(95)00387-8). – DOI 10.1016/0022-0248(95)00387-8
- [89] SHARMA, Nandlal: *Molecular beam epitaxy of tailored (In,Ga)As/GaAs quantum dot heterostructures*, Diss., 2017. <http://dx.doi.org/10.17619/UNIPB/1-228>. – DOI 10.17619/UNIPB/1-228
- [90] SHINOHARA, Masanori ; ITO, Tomonori ; IMAMURA, Yoshihiro: Generation and propagation of defects into molecular beam epitaxially grown GaAs from an underlying GaAs substrate. In: *Journal of Applied Physics* 58 (1985), 3449. <http://dx.doi.org/10.1063/1.335766>. – DOI 10.1063/1.335766
- [91] SIMON, C.-M. ; BELHADJ, T. ; CHATEL, B. ; AMAND, T. ; RENUCCI, P. ; LEMAITRE, A. ; KREBS, O. ; DALGARNO, P. A. ; WARBURTON, R. J. ; MARIE, X. ; URBASZEK, B.: Robust Quantum Dot Exciton Generation via Adiabatic Passage with Frequency-Swept Optical Pulses. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), Nr. 166801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.166801>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.106.166801
- [92] SINGH, Jasprit: *Semiconductro Devices: Basic Principles*. John Wiley & Sons, Inc., 2001 <https://www.worldcat.org/isbn/047136245X>. – ISBN 047136245-X
- [93] SKUPIN, Nicola: *Herstellung und Charakterisierung von Quantenpunkt-Photodioden für die kohärente optoelektronische Manipulation*. 2016
- [94] STIER, O. ; GRUNDMANN, M. ; BIMBERG, D.: Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band kp theory. In: *Physical Review B*

- 59 (1999), Nr. 5688. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.59.5688>. – DOI 10.1103/PhysRevB.59.5688
- [95] STIEVATER, T. H. ; LI, Xiaoqin ; STEEL, D. G. ; GAMMON, D. ; KATZER, D. S. ; PARK, D. ; PIERMAROCCHI, C. ; SHAM, L. J.: Rabi Oscillations of Excitons in Single Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 87 (2001), Nr. 133603. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.133603>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.87.133603
- [96] STONER, J. O.: Purely Interferometric High-Resolution Scanning Spectrometer. III. Calculation of Interferometer Characteristics by a Method of Optical Transients. In: *Journal of the Optical Society of America* 56 (1966), S. 370. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.56.000370>. – DOI 10.1364/JOSA.56.000370
- [97] STRÄTER, Kevin: *Herstellung und Charakterisierung von Quantenpunkt-Photodioden für die kohärente ultraschnelle Optoelektronik*, Diplomarbeit, 2016
- [98] STUFLER, S. ; ESTER, P. ; ZRENNER, A. ; BICHLER, M.: Ramsey Fringes in an Electric-Field-Tunable Quantum Dot System. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), Nr. 037402. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.037402>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.037402
- [99] STUFLER, Stefan ; ESTER, Patrick ; ZRENNER, Artur: Power broadening of the exciton linewidth in a single InGaAs-GaAs quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 4202. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1815373>. – DOI 10.1063/1.1815373
- [100] SZE, S. M.: *Physics of semiconductor devices 3*. John Wiley & Sons, 2007 <http://www.worldcat.org/oclc/488586029>. – ISBN 0471143235
- [101] TAKAGI, Hiroyuki ; NAKAOKA, Toshihiro ; WATANABE, Katsuyuki ; KUMAGAI, Naoto ; ARAKAWA, Yasuhiko: Coherently driven semiconductor quantum dot at a telecommunication wavelength. In: *Optics Express* 16 (2008), S. 13949–13954. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.16.013949>. – DOI 10.1364/OE.16.013949
- [102] VASCONCELLOS, Steffen J. M.: *Coherent Optoelectronic Control of Single Excitons*, Diss., 2009. <http://digital.ub.uni-paderborn.de/hsmig/content/titleinfo/1437>
- [103] VASCONCELLOS, Steffen M.: Coherent control of a single exciton qubit by optoelectronic manipulation. In: *Nature Photonics* 4 (2010), 545–548. <http://dx.doi.org/10.1038/NPHOTON.2010.124>. – DOI 10.1038/NPHOTON.2010.124
- [104] VITANOV, Nikolay V. ; HALFMANN, Thomas ; SHORE, Bruce W. ; BERGMANN, Klaas: Laser-Induced Population Transfer by Adiabatic Passage Techniques. In: *Annual Review of Physical Chemistry* 52 (2001), 763–809. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.physchem.52.1.763>. – DOI 10.1146/annurev.physchem.52.1.763

Literaturverzeichnis

- [105] 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), 5815-5875. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1368156>. – DOI 10.1063/1.1368156
- [106] WALLE, Chris G. V.: Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory. In: *Physical Review B* 39 (1989), Nr. 1871. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.39.1871>. – DOI 10.1103/PhysRevB.39.1871
- [107] WEI, Yu-Jia ; HE, Yu-Ming ; CHEN, Ming-Cheng ; HU, Yi-Nan ; HE, Yu ; WU, Dian ; SCHNEIDER, Christian ; KAMP, Martin ; HÖFLING, Sven ; LU, Chao-Yang ; PAN, Jian-Wei: Deterministic and Robust Generation of Single Photons from a Single Quantum Dot with 99.5 In: *Nano Letters* 14 (2014), Nr. (11), 6515-6519. <http://dx.doi.org/10.1021/nl503081n>. – DOI 10.1021/nl503081n
- [108] WEISBUCH, Claude ; VINTER, Borge: *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications*. Academic Press, INC., 1991 <https://www.worldcat.org/isbn/9780080515571>. – ISBN 978–0–08–051557–1
- [109] WIDHALM, Alex ; MUKHERJEE, Amlan ; KREHS, Sebastian ; SHARMA, Nandlal ; KÖLLING, Peter ; THIEDE, Andreas ; REUTER, Dirk ; FÖRSTNER, Jens ; ZRENNER, Artur: Ultrafast electric phase control of a single exciton qubit. In: *Applied Physics Letters* 112 (2018), Nr. 111105. <http://dx.doi.org/10.1063/1.5020364>. – DOI 10.1063/1.5020364
- [110] WITEK, Barbara: *Quantum dot spin engineering for quantum optics*, Diss., 2014. <https://www.qnp.aphys.kth.se/publications/phd-theses-1.548656>
- [111] WOJS, A. ; HAWRYLAK, P. ; FAFARD, S. ; JACAK, L.: Electronic structure and magneto-optics of self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* Volume 54, Number 8 (1996). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.54.5604>. – DOI 10.1103/PhysRevB.54.5604
- [112] WU, Yanwen ; PIPER, I. M. ; EDIGER, M. ; BRERETON, P. ; SCHMIDGALL, E. R. ; EASTHAM, P. R. ; HUGUES, M. ; HOPKINSON, M. ; PHILLIPS, R. T.: Population Inversion in a Single InGaAs Quantum Dot Using the Method of Adiabatic Rapid Passage. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), Nr. 067401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.067401>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.106.067401
- [113] 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. 113305. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.72.113305>. – DOI 10.1103/PhysRevB.72.113305
- [114] ZRENNER, A. ; BEHAM, E. ; STUFLER, S. ; FINDEIS, F. ; BICHLER, M. ; ABSTREITER, G.: Coherent properties of a two-level system based on a quantum-dot photodiode. In: *Nature* 418 (2002), 612-614. <http://dx.doi.org/10.1038/nature00912>. – DOI 10.1038/nature00912

Literaturverzeichnis

- [115] ZRENNER, A. ; ESTER, P. ; VASCONCELLOS, S. M. ; HÜBNER, M. C. ; LACKMANN, L. ; STUFLER, S. ; BICHLER, M.: Coherent optoelectronics with single quantum dots. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 20 (2008), Nr. 454210. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/20/45/454210>. – DOI 10.1088/0953-8984/20/45/454210
- [116] ZRENNER, Artur ; WIDHALM, Alex ; KREHS, Sebastian ; JONAS, Björn ; REUTER, Dirk: *Einzelphoton Emmitter mit Strommonitor, Anmeldeaktenzeichen: 10 2018 110 115.5*. 26 April 2018
- [117] ZRENNER, Artur ; WIDHALM, Alex ; MUKHERJEE, Amlan ; FÖRSTNER, Jens ; KÖLLING, Peter ; THIEDE, Andreas ; REUTER, Dirk: *Elektrisch induzierter Chirp, Anmeldeaktenzeichen: 10 2018 105 791.1*. 13 März 2018

Danksagung

Bei allen Menschen, die mich während meiner Promotionszeit unterstützt und begleitet haben möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

- Mein Dank gilt zuerst Prof. Dr. Artur Zrenner für die Betreuung dieser Arbeit und für die Übernahme des Erstgutachtens. Dabei möchte ich mich besonders für die forschungsorientierte Arbeitsatmosphäre, Unterstützung bei der Interpretation der Daten sowie der Geräteentwicklung, fachliche Kompetenz und Hilfestellungen in allen Bereichen sowie die interessanten Diskussionen bedanken.
- Herrn Prof. Dr. Dirk Reuter danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens und die Bereitstellung des zahlreichen MBE-Materials.
- Herrn Prof. Dr. Jens Förstner sowie Dr. Peter Kölling danke ich für die durchgeführten Berechnungen und Simulationen der Messergebnisse.
- Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe sowie ehemaligen Mitstreitern danke ich für die immerwährende Hilfsbereitschaft in allen Belangen und für das angenehme Arbeitsklima. Namentlich sind das: Gerhard Berth, Amlan Mukherjee, Simon Gordon, Björn Jonas, Sebastian Krehs, Reiner Schneider, Kai Spychala, Peter Mackwitz, Vladimir Spedt, Kevin Müller, Selim Sayin, Joshua Bockheim, Wadim Quiring, Alexander Leier, Dirk Mantei und Heike Degler (Sekretariat).
- Den Freunden, insbesondere Ismail, Christoph und Tobias, die mir geholfen haben zwischendurch den Kopf frei zu kriegen um erneut kräftig anpacken zu können.
- Zu guter Letzt danke ich meiner Familie, die mir immer Halt und persönliche Unterstützung zukommen ließen.

Ich versichere, dass ich diese Dissertation selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Paderborn, den 24. Oktober 2018

.....
(Alex Widhalm)