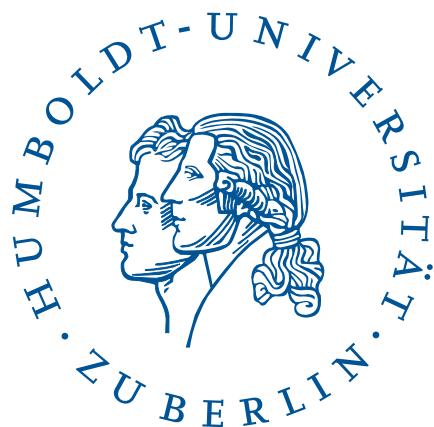


CHARAKTERISIERUNG VON
QUANTENPUNKT-EINZELPHOTONEN
FÜR QUANTENREPEATER-ANWENDUNGEN

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science
(M. Sc.)
im Fach Physik



eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Institut für Physik
Humboldt-Universität zu Berlin

von
Herrn Tim Kroh
geboren am 16.09.1987 in Berlin

Betreuung:

1. Prof. Dr. Oliver Benson
2. Prof. Achim Peters Ph.D.

eingereicht am: 31. Oktober 2012

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Zielstellung	1
2 Grundlagen	7
2.1 Korrelationen des elektromagnetischen Felds	7
2.1.1 Korrelationsfunktion erster Ordnung	8
2.1.2 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung	11
2.2 Quantenpunkte als Einzelphotonenquelle	13
2.2.1 Exzitonische Zustände	14
2.2.2 Verstimmungsmöglichkeiten	16
2.2.3 Optische Eigenschaften	18
2.2.4 Einfluss eines Resonators auf Quantenpunkt-Emission	21
2.2.5 Wachstum und Prozessierung	22
3 Experimenteller Aufbau und Messmethoden	26
3.1 Versuchsaufbau	26
3.2 Konfokales Mikroskop	27
3.3 Bestimmung der Lebensdauer	28
3.4 Hanbury Brown und Twiss-Aufbau	29
3.5 Michelson-Interferometer	30
4 Messungen und Auswertung	32
4.1 Elektrostatisches Verstimmen in einer pin-Diode	33
4.1.1 Quantenpunkt-Eigenschaften auf nicht-prozessiertem Wafer . .	33
4.1.2 Quantenpunkte in einer pin-Diode	38
4.2 Quantenpunkte in Resonatoren für hohe Zählraten	45
4.2.1 Mikrosäulen-Resonatoren zum elektrischen Pumpen	45
4.2.2 Quantenpunkte in einem asymmetrischen Resonator	50
5 Diskussion	55
6 Ausblick	57
Abkürzungen	63
Eigene Veröffentlichungen	64
Literatur	65

1 Einleitung und Zielstellung

Feynmans Idee eines Quantencomputers [1] führte zur bedeutenden Entwicklung des Konzepts der Quanteninformationstechnologie [2]. Dabei wird die Information in Anlehnung an den klassischen Computer als Quantenbit oder kurz Qubit dargestellt.

Im Gegensatz zum Bit im klassischen Computer liegt die Information jedoch nicht nur als 0 oder 1 vor. Stattdessen kann ein Qubit jeden beliebigen Superpositionszustand $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ in der orthonormalen Basis $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ eines zweidimensionalen Hilbertraums annehmen, wobei $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ für die komplexen Zahlen α und β gilt. Es wird zwischen stationären Qubits zum Speichern und Bearbeiten sowie fliegenden Qubits zum Transport der Information unterschieden [3].

Zuerst sollte ein Quantencomputer als Quantenemulator im Feynman'schen Sinne zum Lösen der Schrödingergleichung und damit zur Simulation komplizierter Quantensysteme eingesetzt werden. Später wurden Algorithmen gefunden, die nicht nur für das Gebiet der Naturwissenschaften von Relevanz sind. Ein Quantencomputer nach dem Entwurf von DiVincenzo [4] ermöglicht durch Verwendung von sog. Quantenalgorithmen bestimmte Probleme schneller zu lösen, als das mit klassischen Computern prinzipiell möglich ist. Der Quantenalgorithmus von Grover beispielsweise erhöht die Wahrscheinlichkeit, bei der Suche in großen Datenbanken Treffer zu erzielen [5, 6]. Der Shor-Algorithmus hingegen beschleunigt das Faktorisieren großer Zahlen [7]. Mit Letzterem wäre es möglich, die derzeit gebräuchlichsten Verschlüsselungssysteme, wie z. B. die RSA-Codierung [8], mit vergleichsweise geringem Zeitaufwand zu brechen.

Zugleich liefert die Quanteninformationstheorie auch neue Konzepte der Quantenkryptografie wie z. B. im BB84-Protokoll [9]. Diese sind aufgrund des *No-Cloning*-Theorems beweisbar abhörsicher. Dieses besagt, dass es nicht möglich ist, eine Kopie eines unbekannten Quantenzustands anzufertigen, ohne diesen zu zerstören [10, 11]. Für die sichere Quantenkommunikation ist es jedoch notwendig, Quantenzustände über sehr große Distanzen austauschen zu können. Bei dem Ansatz, Quanteninformationstechnologie mit linearer Optik umzusetzen, werden deshalb Photonen als Träger der Information (fliegende Qubits) verwendet [12, 13].

Damit einzelne photonische Qubits adressiert und bearbeitet werden können, ist Einzelphotonenemission eine grundlegende Voraussetzung [14]. Quantenpunkte (QPe) [15] stellen neben einzelnen Atomen [16], Ionen in Fallen [17, 18], Molekülen [19, 20] sowie Defektzentren in Diamanten [21, 22] zuverlässige Einzelphotonenquellen dar.

Photonen leiden jedoch selbst in der etablierten Glasfasertechnologie unter exponentiellem Transmissionsverlust in Lichtwellenleitern ($-0,2 \text{ dB km}^{-1}$), was die maximale Übertragungsstrecke für die Quantenkommunikation auf einige 100 km limitiert. In der klassischen Glasfasertelekommunikation werden sog. *Repeaterstationen* zur Signalverstärkung eingesetzt. Wegen des *No-Cloning*-Theorems ist aber die Verwendung von „Verstärkern“ in der Quantenkommunikation nicht möglich.

Eine mögliche Lösung dieses Problems bietet die Quantenteleportation. Sie ermöglicht es, zwischen einem Sender, gewöhnlich Alice genannt, und einem sehr weit entfernten Empfänger, Bob, einen unbekannten Quantenzustand zu teleportieren [23, 24]. Dafür muss man jedoch ein Qubit beim Sender mit einem Qubit beim Empfänger verschränken.

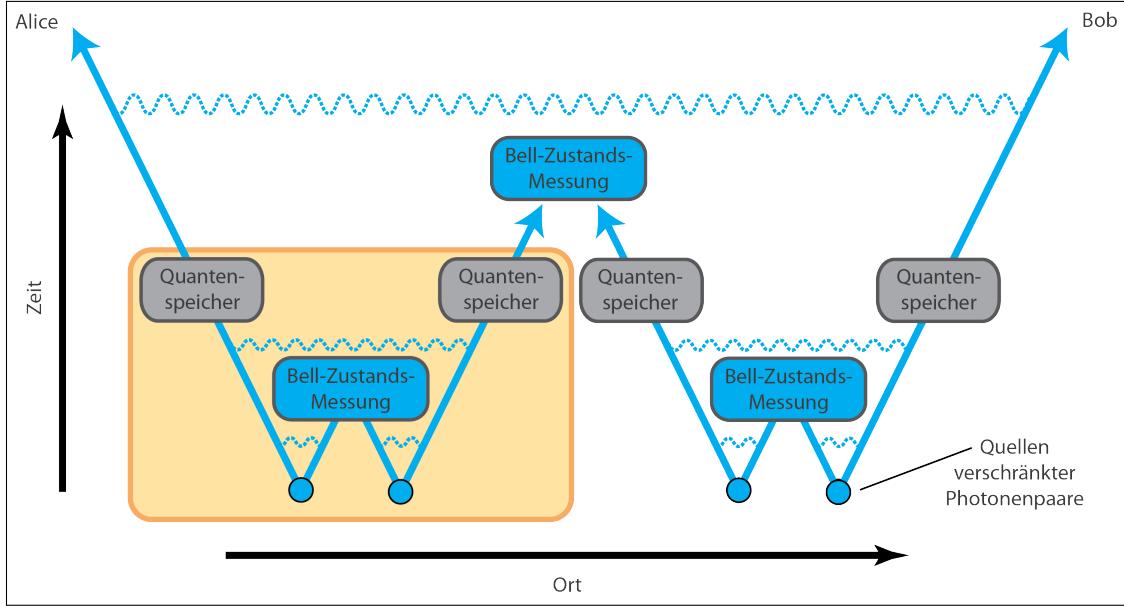


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Übertragung der Verschränkung (gestrichelte Wellenlinien) nach dem BDCZ-Protokoll. In einem Quantenrepeater (orange unterlegt) wird das sog. Entanglement Swapping über die gemeinsame Bell-Zustands-Messung zweier Photonen aus jeweils einem verschränkten Photonenspaar durchgeführt.

Zum Aufbau dieser Verschränkung wurde 1998 das Konzept des *Quantenrepeaters* von Briegel, Dür, Cirac und Zoller (BDCZ) entwickelt [25].

Nach dem BDCZ-Protokoll legen Photonen verschränkter Photonenspaare jeweils nur einen Bruchteil der gesamten Übertragungsstrecke zwischen Alice und Bob zurück. Wie in Abb. 1 schematisch dargestellt, wird zur Übertragung der Verschränkung eine gemeinsame Bell-Zustands-Messung von jeweils einem Photon zweier verschränkter Photonenspaare durchgeführt (orangefarbenes Kästchen). Bei der Messung werden die beiden beteiligten Photonen vernichtet. Im Moment der Bell-Messung wird die Verschränkung auf die beiden verbleibenden Photonen übertragen. Dieser Prozess wird als *Entanglement Swapping* (engl. etwa Verschränkungsaustausch) bezeichnet [26]. Zwischen den so neu entstandenen verschränkten Nachbarpaaren wird iterativ immer wieder *Entanglement Swapping* durchgeführt, bis schließlich nur noch ein verschränktes Photonenspaar übrig ist. Davon befindet sich ein Photon bei Alice und das andere bei Bob. Dieses verschränkte Photonenspaar kann nun als Quantenkanal zur Teleportation von Quantenzuständen verwendet werden.

Ein weiterer Kernbestandteil des *Quantenrepeaters* sind Quantenspeicher. Die Quantenspeicher (s. Abb. 1) werden einerseits benötigt, um die elementare Verschränkung zu erhalten, bis für den nächsten Schritt des *Entanglement Swappings* die Verschränkung in der benachbarten Verbindung erzeugt wurde.

Andererseits können diese auch zur sog. *Entanglement Distillation* verwendet werden, bei der aus mehreren verschränkten Zuständen ein einzelner mit reinerer Verschränkung erzeugt wird [27, 28, 29].

Zusammenfassend werden für einen *Quantenrepeater* Quellen verschränkter Photonenpaare, Module zum *Entanglement Swapping* und Quantenspeicher benötigt.

Es existieren verschiedene Ansätze zur experimentellen Realisierung von *Quantenrepeater*-Architekturen. Beispielsweise werden atomare Ensembles [30, 31, 32] in der Gasphase [33, 34] oder Kristalle, welche mit Atomen der Seltenen Erden dotiert wurden [35, 36], als interessante Kandidaten untersucht.

Die AG Nanooptik verfolgt innerhalb eines durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung geförderten Verbundprojekts die Umsetzung eines *Quantenrepeaters* auf Basis von Halbleitern [37, 38]. Dabei soll der Spin eines zusätzlichen Ladungsträgers, einem Elektron [39] oder Loch [40], in einem Halbleiterquantenpunkt (QP) als stationäres Qubit verwendet werden. Das *Entanglement Swapping* soll mit Hilfe einer gemeinsamen Bell-Zustands-Messung von Photonen aus unterschiedlichen Quellen realisiert werden. Einen elementaren Bestandteil stellt dafür die Interferenz ununterscheidbarer Einzelphotonen mit denen einer Paarquelle an einem Strahlteiler dar (s. Abb. 2).

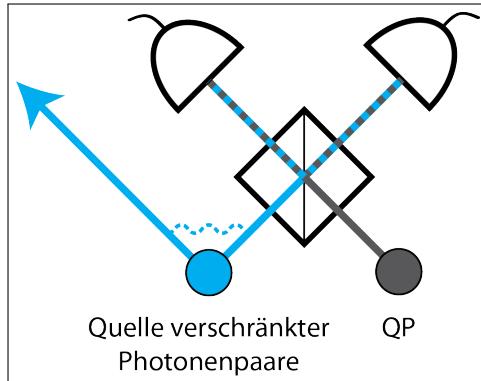


Abbildung 2: *Interferenz ununterscheidbarer Photonen einer verschränkten Photonenpaarquelle und eines Quantenpunkts (QP) am Strahlteiler.*

Kürzlich konnten Solomon *et al.* erstmals die Interferenz zwischen Photonen einer Photonenpaarquelle und Einzelphotonen von einem QP zeigen [41]. In diesem Experiment werden die Photonenpaare durch spontane parametrische Fluoreszenz in einem nichtlinearen optischen Kristall erzeugt [42, 43]. Dabei entstehen unter Energie- und Impulserhaltung aus einem Pump-Photon zwei Sekundärphotonen der Frequenz $\nu_s + \nu_i = \nu_{\text{Pump}}$, welche als Signal und Idler bezeichnet werden. Aus dem so erzeugten, etwa 500 GHz breiten Spektrum wird ein schmaler Bereich der Breite 1 GHz mit einem Fabry-Pérot-Resonator passend zur spektralen Breite der Einzelphotonenquelle, einem QP, herausgefiltert. Die Frequenz des QPs entspricht jedoch nicht der Zentralfrequenz $1/2 \cdot \nu_{\text{Pump}}$ der Paarquelle. In diesem Experiment wurden keine verschränkten Photonen generiert.

Zur Realisierung von *Entanglement Swapping* ist die Entartung der Photonenenergien für die Ununterscheidbarkeit eine Grundvoraussetzung. Das Ziel der in dieser Arbeit durchgeföhrten Untersuchungen ist daher auf die zukünftige Umsetzung eines Experiments zur Interferenz verschränkter Paarphotonen mit QP-Einzelphotonen ausgelegt.

Als Photonenpaarquelle wird ein periodisch gepolter Kaliumtitanylphosphatkristall (PPKTP) verwendet. Dieser erzeugt senkrecht zueinander polarisierte Signal- und Idlerphotonen durch spontane parametrische Fluoreszenz des Typs II bei der Wellenlänge der Cäsium (Cs) D₁-Linie $\lambda = 894,355 \text{ nm}$ in Luft [44].

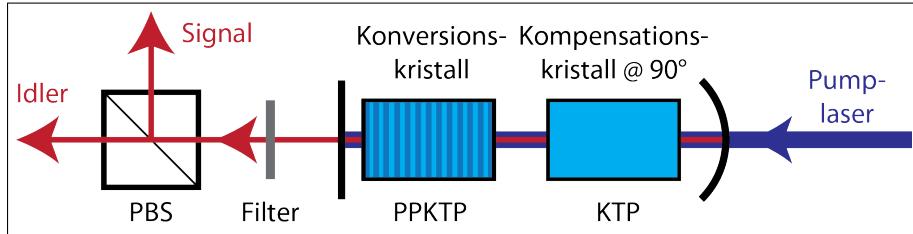


Abbildung 3: *Schema der Erzeugung von Photonenpaaren mit parametrischer Konversion (Typ II) im optischen parametrischen Oszillatoren (OPO). Die verschiedenen Phasengeschwindigkeiten der senkrecht zueinander polarisierten Signal- und Idlerphotonen im Konversionskristall werden durch einen zweiten, um 90° gekippten Kristall kompensiert. Mit einem Polarisationsstrahlteiler (engl. polarization beam splitter, PBS) können Signal- und Idlerphoton räumlich getrennt werden.*

Für besonders schmalbandige Emission wird der PPKTP-Kristall in einem Resonator (schwarz in Abb. 3 dargestellt) platziert. Der Resonator bildet innerhalb der 120 GHz breiten Fluoreszenz eine Kammstruktur von Linien mit 100 MHz Breite und einem freien Spektralbereich von 1,9 GHz aus. Dadurch findet die Emission bevorzugt in die Resonatormoden statt (s. Abb. 4). Diese Konfiguration wird als optischer parametrischer Oszillatork (OPO) bezeichnet.

Der hier verwendete Aufbau des OPOs wurde von Matthias Scholz, Lars Koch und David Höckel in der AG Nanooptik entwickelt. Details dazu befinden sich in den entsprechenden Abschlussarbeiten [45, 46, 47].

Im Resonator vollführen die Photonenpaare meist mehrere Umläufe, bevor sie diesen verlassen. Aufgrund verschiedener Phasengeschwindigkeiten im PPKTP für die beiden Polarisationsrichtungen kann keine Resonanz für orthogonal zueinander polarisierte Photonen erreicht werden. Aus diesem Grund wird zusätzlich ein ungepolter KTP-Kristall im Resonator platziert, dessen Polarisationsachse um 90° in Bezug auf den PPKTP-Kristall gekippt ist. Dieser kompensiert die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten nach jedem halben Umlauf. Dieser doppelt resonante OPO sorgt dafür, dass für Signal- und Idlerphotonen höhere Zählraten erreicht werden können.

Mit einem Filtersystem aus monolithischen Fabry-Pérot-Resonatoren [48] unterschiedlicher freier Spektralbereiche wird die zentrale Resonatormode vereinzelt. In dieser weisen die Paarphotonen identische Energie auf (in Abb. 4 orange unterlegt), sind also bis auf die Polarisation ununterscheidbar.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, mögliche Kandidaten von Proben für das geplante Interferenz-Experiment mit dem OPO zu untersuchen und dabei die wichtigen Kriterien zur Herstellung einer maßgeschneiderten Probe zu bestimmen. Damit wäre ein bedeutsamer Grundstein für das zukünftige Interferenzexperiment zwischen OPO und QP gelegt.

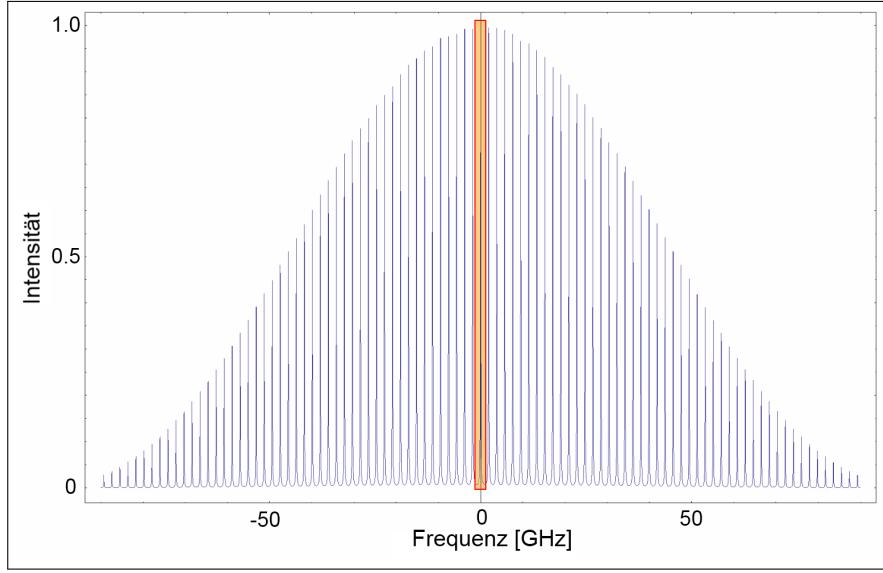


Abbildung 4: *Emissionsspektrum des OPOs (Simulation).* Mit einem schmalen Filter wird die zentrale Linie separiert (orange unterlegt). Darin haben Signal- und Idlerphoton die gleiche Frequenz.

Der ideale Quantenpunkt sollte passend zum OPO, das heißt mit gleicher Frequenz und möglichst ähnlich schmaler Linienbreite, Einzelphotonen bei der Cs D₁-Linie emittieren.

Die Emission bei der Cs D₁-Linie kann in für die Zukunft geplanten Experimenten ausgenutzt werden. So könnte durch Verschränkung von einzelnen Photonen eines verschränkten Paares einerseits mit einem QP und andererseits mit einem atomaren Cs-Gas die Verschränkung eines Halbleiters mit einem Atomensemble erreicht werden.

Die QP-Photonen sollen schließlich durch denselben Filter wie die OPO-Photonen gefiltert werden. Um viel QP-Licht durch diesen zu bekommen und möglichst Ununterscheidbarkeit mit dem vom OPO zu erzielen, sollten QPe mit besonders schmalbandiger Emission $\Delta\nu$ verwendet werden. Außerdem sollte der QP eine hohe Zählrate Z aufweisen.

Zur gemeinsamen Quantifizierung beider Eigenschaften wird die *spektrale Brillanz* in Anlehnung an die Synchrotronphysik [49] hier leicht abgeändert als Verhältnis von Zählrate zur spektralen Breite des QPs

$$B = \frac{Z}{\Delta\nu} \quad (1)$$

definiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment zur Charakterisierung von QP-Einzelphotonen aufgebaut.

Die dafür wesentlichen physikalischen Grundlagen werden im Kapitel 2 eingeführt. Dazu gehören sowohl die theoretische Beschreibung von Kohärenz und Photonenstatistik des Lichts als auch die Funktion und Eigenschaften von QPen als Einzelphotonenquelle. Der Messaufbau mit seinen unterschiedlichen Komponenten und Messmethoden wird in Kapitel 3 vorgestellt. Darauf folgen in Kapitel 4 die Messergebnisse sowie die dazugehörigen Auswertungen von fünf der untersuchten QP-Proben. Diese Ergebnisse werden in Kapitel 5 noch einmal zusammengefasst und vergleichend diskutiert. Abschließend wird in Kapitel 6 ein kurzer Ausblick auf neueste Messungen und die zukünftige Entwicklung des Gesamtexperiments gegeben.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis der Versuche notwendigen Grundlagen erarbeitet.

Die Theorie zu den Eigenschaften von einem Lichtfeld, das aus Einzelphotonen besteht, wird im Abschnitt 2.1 zusammengefasst. Insbesondere spielen die Autokorrelationen erster und zweiter Ordnung des elektromagnetischen Feldes eine wichtige Rolle, da über diese die Kohärenz des Lichts sowie die Einzelphotonenstatistik beschrieben werden.

In Abschnitt 2.2 werden die grundlegenden Prinzipien von Halbleiterquantenpunkten als Einzelphotoquellen mit deren optischen Eigenschaften sowie deren Herstellung in knapper Form dargelegt.

2.1 Korrelationen des elektromagnetischen Felds

Verschiedene Lichtquellen unterscheiden sich in der Statistik der abgestrahlten Photonen [50]. Zur Charakterisierung eines Emitters ist es notwendig, die Korrelationen im emittierten elektromagnetischen Feld theoretisch zu beschreiben [51, 52]. Einerseits lässt sich die Korrelation zwischen den Feldamplituden als Korrelationsfunktion erster Ordnung $g^{(1)}$ erfassen, was in 2.1.1 erläutert wird. Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}$ wird andererseits als Korrelation der Intensitäten in 2.1.2 definiert. Zuerst wird aber allgemein im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) die Korrelationsfunktion n -ter Ordnung eingeführt.

Die Feldoperatoren des elektromagnetischen Feldes einer Mode besitzen in der QED die Form [53]:

$$\hat{\mathbf{E}} = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{2\epsilon_0 V}} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \cdot \{\hat{a} e^{+i(\mathbf{kr}-\omega_0 t)} - \hat{a}^\dagger e^{-i(\mathbf{kr}-\omega_0 t)}\} \quad (2)$$

$$\hat{\mathbf{H}} = i\sqrt{\frac{\hbar c^2}{2\mu_0 V \omega_0}} \cdot \mathbf{k} \times \boldsymbol{\epsilon} \cdot \{\hat{a} e^{+i(\mathbf{kr}-\omega_0 t)} - \hat{a}^\dagger e^{-i(\mathbf{kr}-\omega_0 t)}\} . \quad (3)$$

Dabei ist \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, ω_0 die Kreisfrequenz der Mode, ϵ_0 und μ_0 die elektrische und magnetische Feldkonstante, V das Modenvolumen, $\boldsymbol{\epsilon}$, \mathbf{k} und \mathbf{r} der Polarisations-, Wellen- und Ortsvektor sowie \hat{a} und \hat{a}^\dagger die Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren der Mode. Da \mathbf{k} , $\hat{\mathbf{E}}$ und $\hat{\mathbf{H}}$ einer elektromagnetischen Welle zur Erfüllung der Maxwellgleichungen stets ein Rechtssystem bilden (wobei $\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{E}} = \omega_0 \mu_0 \hat{\mathbf{H}}$ und $\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{H}} = -\omega_0 \epsilon_0 \hat{\mathbf{E}}$) genügt es, im weiteren Verlauf nur die elektrische Feldkomponente zu betrachten.

Der elektrische Feldoperator $\hat{\mathbf{E}}$ lässt sich in zwei Terme aufspalten:

$$\hat{\mathbf{E}} = \hat{\mathbf{E}}^{(+)} + \hat{\mathbf{E}}^{(-)} , \quad (4)$$

wobei $\hat{\mathbf{E}}^{(+)}$ den Term des Vernichtungsoperators \hat{a} und $\hat{\mathbf{E}}^{(-)}$ den des Erzeugungsoperators \hat{a}^\dagger enthält. Dabei ist offensichtlich $\hat{\mathbf{E}}^{(-)} = (\hat{\mathbf{E}}^{(+)})^\dagger$ hermitesch selbstadjungiert.

Ganz allgemein lässt sich die Korrelationsfunktion n -ter Ordnung für einen gemischten Zustand, der im Dichtematrixformalismus mit Hilfe des Dichteoperators $\hat{\rho}$ beschrieben wird, notieren [51]:

$$G^{(n)}(x_1, x_2, \dots, x_n, x'_n, \dots, x'_2, x'_1) = \text{Sp} \left\{ \hat{\rho} \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(x_1) \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(x_2) \dots \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(x_n) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(x'_1) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(x'_2) \dots \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(x'_n) \right\}. \quad (5)$$

Dabei sind $x_i = (\mathbf{r}_i, t_i)$ und $x'_i = (\mathbf{r}'_i, t'_i)$ $2n$ unterschiedliche Raum-Zeit-Punkte mit $i = 1, \dots, n$. Die normierte Form der Korrelationsfunktion n -ter Ordnung

$$\begin{aligned} g^{(n)}(x_1, x_2, \dots, x_n, x'_n, \dots, x'_2, x'_1) &= \\ \frac{G^{(n)}(x_1, x_2, \dots, x_n, x'_n, \dots, x'_2, x'_1)}{\sqrt{G^{(1)}(x_1, x_1)G^{(1)}(x_2, x_2) \dots G^{(1)}(x'_2, x'_2)G^{(1)}(x'_1, x'_1)}} \end{aligned} \quad (6)$$

ermöglicht den quantitativen Vergleich der Korrelationen verschiedener elektromagnetischer Felder [51].

2.1.1 Korrelationsfunktion erster Ordnung

Aus der Definition in Gleichung (6) lässt sich die normierte Korrelationsfunktion erster Ordnung ableiten:

$$g^{(1)}(x, x') = \frac{G^{(1)}(x, x')}{\sqrt{G^{(1)}(x, x)G^{(1)}(x', x')}}. \quad (7)$$

Dabei gilt für vollständig kohärentes Licht $g^{(1)}(x, x') = 1$. Bei völlig inkohärentem Licht ist dagegen $g^{(1)}(x, x') = 0 \forall x \neq x'$. Für eine reale Lichtquelle ist $0 \leq g^{(1)}(x, x') \leq 1$. Diese wird als teilweise kohärent bezeichnet.

An Gleichung (7) lässt sich leicht erkennen, dass zur gleichen Zeit am selben Ort $g^{(1)}(x, x) = 1$ ist. Für ein vollständiges Orthonormalsystem von Basiszuständen ist $\text{Sp}\{\hat{\rho}\hat{A}\} = \langle \hat{A} \rangle$ der Erwartungswert einer Observablen \hat{A} [54]. Zusammen mit Gleichung (5) lässt sich dann die Autokorrelationsfunktion erster Ordnung einer Lichtquelle an einem Ort $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ zu verschiedenen Zeiten t und $t' = t + \tau$ definieren:

$$g^{(1)}(t, t + \tau) = \frac{\langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t) \rangle \langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t + \tau) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t + \tau) \rangle}}. \quad (8)$$

Diese Funktion beschreibt die Korrelation zwischen den Feldamplituden und ist damit zur Erklärung von Interferenzphänomenen geeignet. Mit einem Michelson-Interferometer, das in Abb. 5 schematisch dargestellt ist und dessen Umsetzung im Experiment in Abschnitt 3.5 erläutert wird, lässt sich die $g^{(1)}$ -Funktion bestimmen. Dies wird im Folgenden theoretisch dargelegt.

Im Experiment wird jedoch nicht die Feldstärke des elektromagnetischen Felds, sondern dessen Intensität auf einem Detektor gemessen. Daher wird nun kurz der Zusammenhang zwischen Intensität und Feldstärke erläutert.

Es sei $P_{i \rightarrow f}(\mathbf{r}, t) = |\langle f | \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2$ die Wahrscheinlichkeit, dass am Ort \mathbf{r} zur Zeit t an einem Detektor durch Photoabsorption das Feld von einem initialen Zustand $|i\rangle$ in den finalen Zustand $|f\rangle$ übergeht. Da bei der Detektion nicht zwischen verschiedenen Endzuständen unterschieden, sondern ankommende Photonen nur gezählt werden, ist über die Menge der möglichen Endzustände zu summieren. Unter Ausnutzung der Vollständigkeitsrelation $\sum_f |f\rangle\langle f| = 1$ folgt daraus die gemessene Intensität [51]:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2}\epsilon_0 c \sum_f |\langle f | \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2 \\ &= \frac{1}{2}\epsilon_0 c \sum_f \langle i | \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) | f \rangle \langle f | \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle \\ &= \frac{1}{2}\epsilon_0 c \langle i | \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle \\ \text{oder in verkürzter Form } &= \frac{1}{2}\epsilon_0 c \langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Für ein Michelson-Interferometer mit 50/50-Strahlteiler lassen sich so die Eingangsintensität $I_{\text{in}} = \frac{1}{2}\epsilon_0 c \langle \hat{\mathbf{E}}_{\text{in}}^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_{\text{in}}^{(+)} \rangle$ und die Intensitäten in den beiden Armen $I_{1,2} = \frac{1}{2}\epsilon_0 c \langle \hat{\mathbf{E}}_{1,2}^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_{1,2}^{(+)} \rangle \equiv \frac{1}{2}I_{\text{in}}$ darstellen.

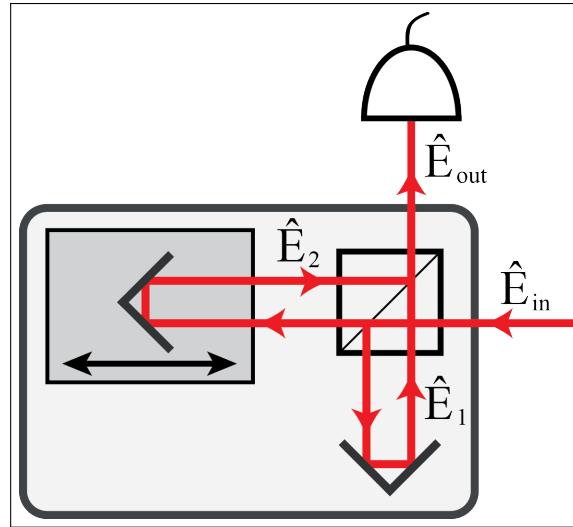


Abbildung 5: Schematische Darstellung des Michelson-Interferometers. Die einfalende elektromagnetische Welle wird an einem 50/50-Strahlteiler in die zwei Arme des Interferometers aufgeteilt. Beide Teilwellen werden über Retroreflektoren zurück auf den Strahlteiler geleitet und dort überlagert. Die variable Weglänge (links) ermöglicht eine relative Zeitverzögerung zwischen den Teilwellen. Mit einem Detektor wird die Intensität am Ausgang des Interferometers gemessen.

Über einen Weglängenunterschied zwischen den beiden Interferometerarmen trifft die Teilwelle $\hat{\mathbf{E}}_2$ relativ zu $\hat{\mathbf{E}}_1$ zeitlich um den Wert τ verschoben am Strahlteiler wieder ein. Dort werden dann beide Teilwellen $\hat{\mathbf{E}}_1 \equiv \hat{\mathbf{E}}(t)$ und $\hat{\mathbf{E}}_2 \equiv \hat{\mathbf{E}}(t + \tau)$ zur abgehenden Welle $\hat{\mathbf{E}}_{\text{out}} = \hat{\mathbf{E}}_1 + \hat{\mathbf{E}}_2 \equiv \hat{\mathbf{E}}(t) + \hat{\mathbf{E}}(t + \tau)$ überlagert, sodass dahinter an einem Detektor die Intensität

$$\begin{aligned}
I_{\text{out}} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \left\langle \hat{\mathbf{E}}_{\text{out}}^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_{\text{out}}^{(+)} \right\rangle \\
&= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \left\langle \left(\hat{\mathbf{E}}_1^{(-)} + \hat{\mathbf{E}}_2^{(-)} \right) \left(\hat{\mathbf{E}}_1^{(+)} + \hat{\mathbf{E}}_2^{(+)} \right) \right\rangle \\
&= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \left\langle \hat{\mathbf{E}}_1^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_1^{(+)} + \hat{\mathbf{E}}_2^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_2^{(+)} + \hat{\mathbf{E}}_1^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_2^{(+)} + \hat{\mathbf{E}}_2^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_1^{(+)} \right\rangle \\
&= I_1 + I_2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 c \left\langle \hat{\mathbf{E}}_1^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_2^{(+)} + \hat{\mathbf{E}}_2^{(-)} \hat{\mathbf{E}}_1^{(+)} \right\rangle \\
&= I_{\text{in}} + \frac{1}{2} \epsilon_0 c \cdot 2 \operatorname{Re} \left\{ \left\langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t + \tau) \right\rangle \right\} \\
&= I_{\text{in}} (1 + |g^{(1)}(t, t + \tau)| \cdot \cos(\varphi))
\end{aligned} \tag{10}$$

gemessen wird [55]. Dabei wurden die Gleichungen (8) und (9) verwendet sowie die komplexe $g^{(1)}$ -Funktion als $g^{(1)}(t, t + \tau) = |g^{(1)}(t, t + \tau)| e^{i\varphi}$ notiert. Das Argument $\varphi = \omega_0 \tau$ entspricht dabei der Phase zwischen den beiden Teilwellen, welche von der zeitlichen Verzögerung τ abhängig ist.

Der Kontrast $|g^{(1)}(t, t + \tau)|$ des Interferenzterms $|g^{(1)}(t, t + \tau)| \cos(\varphi)$ wird als Sichtbarkeit (engl.: *visibility*) V bestimmt und hängt wegen der Mittelung über die Zeiten t nur noch von der Zeitverzögerung τ ab:

$$V(\tau) := \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{11}$$

Setzt man nun die Intensitätsextrema

$$\begin{aligned}
I_{\max} &= I_{\text{in}} (1 + |g^{(1)}(\tau)|) \quad \text{und} \\
I_{\min} &= I_{\text{in}} (1 - |g^{(1)}(\tau)|)
\end{aligned} \tag{12}$$

aus Gleichung 10 ein, so wird offensichtlich

$$V(\tau) = |g^{(1)}(\tau)|. \tag{13}$$

Allgemein wird für partiell kohärentes Licht die Kohärenzzeit τ_{coh} definiert, bei der die normierte Korrelationsfunktion erster Ordnung auf $1/e$ abgefallen ist [56]:

$$|g^{(1)}(\tau_{\text{coh}})| = 1/e. \tag{14}$$

Mit Hilfe des Wiener-Khintchine-Theorems [50] werden die spektrale Dichte $S(\omega)$ der Emission einer Lichtquelle und die zeitliche Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\tau)$ als zueinander Fouriertransformierte verknüpft:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad \text{und} \tag{15a}$$

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} g^{(1)}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau. \tag{15b}$$

Es lassen sich also anhand einer gemessenen Kohärenzfunktion Aussagen über die spektralen Eigenschaften der Quelle wie Linienform und -breite treffen. Misst man beispielsweise eine exponentiell abklingende Korrelation erster Ordnung, die mit

$$|g^{(1)}(\tau)| = \exp(-|\tau|/\tau_{\text{coh}}) \quad (16)$$

zu beschreiben ist, dann erhält man als Fouriertransformierte eine Emissionslinie mit Lorentzprofil [49]:

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega/2}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\Delta\omega/2)^2}. \quad (17)$$

Diese hat die volle Halbwertsbreite

$$\Delta\omega = 2/\tau_{\text{coh}} \quad (18)$$

um die mittlere Kreisfrequenz ω_0 . Mit $\Delta\nu = 2\pi\Delta\omega$ lässt sich auch die volle Halbwertsbreite der Frequenz zu

$$\Delta\nu = 1/\pi\tau_{\text{coh}} \quad (19)$$

berechnen.

2.1.2 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung

Analog zur $g^{(1)}$ -Funktion der Gleichung (8) in Kapitel 2.1.1 lässt sich die zeitliche Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung formulieren:

$$g^{(2)}(t, t + \tau) = \frac{\langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t) \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t + \tau) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t + \tau) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t) \rangle}{\langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t) \rangle \langle \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(t + \tau) \hat{\mathbf{E}}^{(+)}(t + \tau) \rangle}. \quad (20)$$

Mit dem Intensitätsoperator $\hat{I}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\epsilon_0 c \hat{\mathbf{E}}^{(-)}(\mathbf{r}, t)\hat{\mathbf{E}}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ und einem zeitlich konstantem Lichtstrom $\hat{I}(t) = \hat{I}(t + \tau)$ lässt sich verkürzt

$$g^{(2)}(t, t + \tau) = \frac{\langle : \hat{I}(t) \hat{I}(t + \tau) : \rangle}{\langle \hat{I}(t) \rangle^2} \quad (21)$$

schreiben, wobei $: :$ die normale Ordnung der Operatoren anzeigt, bei der alle Erzeuger \hat{a}^\dagger links von den Vernichtern \hat{a} stehen. Damit ist $g^{(2)}(t, t + \tau)$ proportional zu der Wahrscheinlichkeit, dass zu den beiden Zeiten t und $t + \tau$ ein Photon detektiert wird, was auch hier aufgrund der Mittelung über die Zeiten t nur von der Zeitdifferenz τ abhängt. Dies führt zu verschiedenen $g^{(2)}$ -Funktionen bei unterschiedlichen Photonenstatistiken der Lichtquellen. Für große Zeiten $\tau \gg \tau_{\text{coh}}$ geht die Korrelation verloren und es wird wegen der Normierung $g^{(2)}(\tau \gg \tau_{\text{coh}}) = 1$. Die hier relevante Information aber beinhaltet die $g^{(2)}$ -Funktion beim Betrachten der Zeitdifferenz $\tau = 0$. Diese wird nun für verschiedene Lichtquellen diskutiert.

Für kohärente Zustände $|\alpha\rangle$ des elektromagnetischen Felds, wie z. B. Laserlicht, erhält man mit $\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$ [57]

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle\alpha|\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{a}|\alpha\rangle}{\langle\alpha|\hat{a}^\dagger\hat{a}|\alpha\rangle^2} = 1 , \quad (22)$$

Es lässt sich zeigen [58], dass thermische Lichtquellen die Selbstkorrelation

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \text{ und damit } g^{(2)}(0) = 2 \quad (23)$$

aufweisen. Bei Fock- oder Photonenzahlzuständen $|n\rangle$ dagegen wird mit dem Erwartungswert $\langle\hat{n}\rangle = n$ des Photonenzahloperators $\hat{n} = \hat{a}^\dagger\hat{a}$ und der Kommutatorrelation für Bosonen $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger]_- = \hat{a}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a} = 1$

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle n|\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{a}|n\rangle}{\langle n|\hat{a}^\dagger\hat{a}|n\rangle^2} = 1 - \frac{1}{n} . \quad (24)$$

Das heißt, dass für einen Einzelphotonenemitter $g^{(2)}(0) = 0$ zu erwarten ist. Abb. 6 zeigt schematisch die normierten Korrelationsfunktionen zweiter Ordnung für die drei Typen des Lichts.

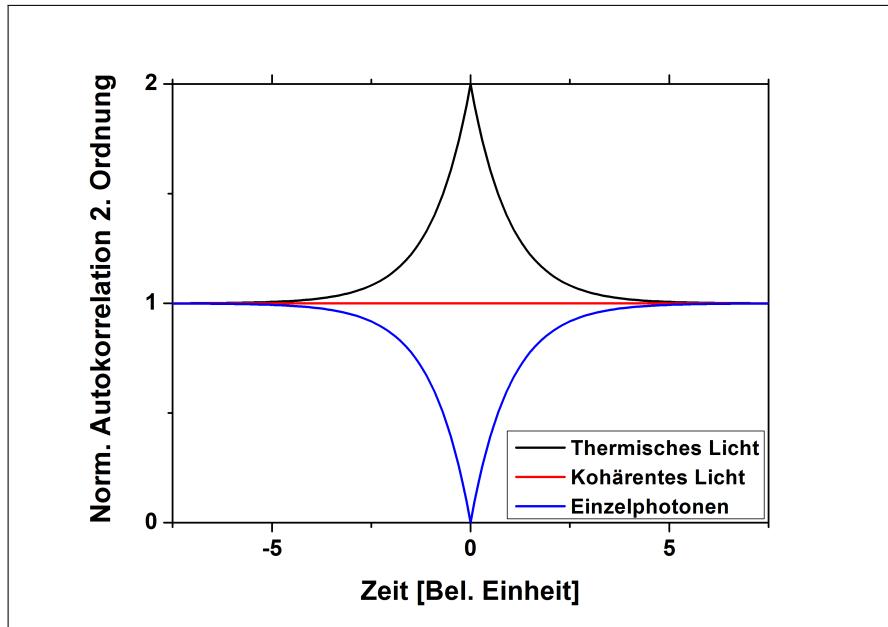


Abbildung 6: Autokorrelationsfunktionen zweiter Ordnung für thermisches (schwarz) und kohärentes Licht (rot) sowie Einzelphotonen (blau).

2.2 Quantenpunkte als Einzelphotonenquelle

Halbleiter-Quantenpunkte sind Nanostrukturen aus meist zwei Halbleitermaterialien unterschiedlicher Bandlücke mit einem Durchmesser in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger im Halbleiter [59]. Im Quantenpunkt kann ein Elektron-Loch-Paar ein Exziton bilden, welches unter Rekombination genau ein Photon emittiert [60]. So ist es möglich mit einem einzelnen Quantenpunkt eine Einzelphotonenquelle zu realisieren. Der Vorgang der Einzelphotonenemission ist schematisch in Abb. 7 dargestellt.

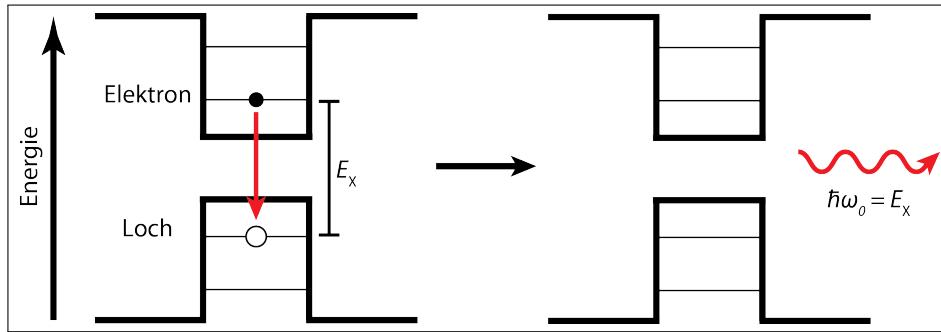


Abbildung 7: Schema der Einzelphotonenemission. Elektron und Loch bilden im Potentialtopf des Quantenpunkts ein Exziton der Energie E_x (links). Das Exziton kann unter Aussendung eines einzelnen Photons der Energie $\hbar\omega_0 = E_x$ strahlend rekombinieren (rechts).

Im Folgenden werden zuerst die verschiedenen exzitonischen Zustände im Unterabschnitt 2.2.1 vorgestellt. Es soll die Möglichkeit geben, die Emissionswellenlänge noch nach der Herstellung im Experiment einzustellen, um so für das geplante Interferenzexperiment den größtmöglichen Überlapp zwischen Quantenpunkt- und OPO-Photonen zu erzielen (vgl. Kapitel 1). Dazu werden im Unterabschnitt 2.2.2 drei verschiedene Methoden zum Stimmen der Exzitonenergie erläutert. Die optischen Eigenschaften eines Quantenpunkts wie dessen Spektrum, die Sättigung der Emissionslinie und die Lebensdauer sowie Kohärenz des Exzitzonzustands werden in 2.2.3 theoretisch erarbeitet. Da einige der untersuchten Quantenpunktproben in eine Resonatorstruktur integriert sind, wird der Einfluss eines Resonators auf die Emission im Unterabschnitt 2.2.4 beschrieben. Abschließend werden die Herstellung von Quantenpunkten und weitere Prozessierungen in 2.2.5 dargelegt.

2.2.1 Exzitonische Zustände

QPe stellen für die freien Ladungsträger Elektronen (e) und Löcher (h, engl. *holes*) aufgrund der abrupten Änderung der Bandlücke beim Übergang von der Umgebung ins QP-Material quasi-nulldimensionale Potentiailtöpfe dar (s. Abb. 7) [61]. Bei Ausmaßen der QPe in der Größenordnung der Ladungsträgerwellenlänge im Halbleiter $\lambda_{\text{dB}} = h/\sqrt{2m_{\text{e,h}}^* k_B T}$ folgt eine Quantisierung der Energieniveaus der eingeschlossenen Wellenfunktionen von e und h [59]. Bei kryogenen Temperaturen entspricht dies beispielsweise in InGaAs einem Durchmesser von $d \approx 10 \text{ nm}$ bis 100 nm . Durch den Einschluss der Ladungsträgerwellenfunktion in allen drei Raumrichtungen folgt eine Zustandsdichte mit diskreten Energieniveaus ähnlich denen von Atomen [61, 62].

In der einfachsten Näherung eines dreidimensionalen QPs können die Energien $E_{\text{e,h}}$ von e oder h in einem würfelförmigen Potentialtopf der Kantenlänge L und unendlicher Potentialhöhe zu

$$E_{\text{e,h}} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{\text{e,h}}^* L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (25)$$

für die Quantenzahlen $n_{x,y,z} = 1, 2, 3, \dots$ berechnet werden.

Abhängig von der Anzahl und Art der eingeschlossenen Ladungsträger bilden sich im QP unterschiedliche Zustände [63]. Abb. 8 zeigt schematisch einige der möglichen exzitonischen Zustände. Ein Paar bestehend aus einem Elektron und einem Loch kann mathematisch analog zum Wasserstoffatom behandelt werden [60]. In der quantenmechanischen Beschreibung lautet der Hamiltonoperator

$$H = H_{\text{e}} + H_{\text{h}} + H_{\text{e-h}} = H_0 + H_{\text{e-h}} \quad (26)$$

mit den ungestörten Operatoren für Elektron $H_{\text{e}} = E_{\text{g}} - (\hbar^2/2m_{\text{e}}^*)\nabla_{\text{e}}^2 + V_{\text{e}}$ und Loch $H_{\text{h}} = -(\hbar^2/2m_{\text{h}}^*)\nabla_{\text{h}}^2 + V_{\text{h}}$ sowie der Wechselwirkung $H_{\text{e-h}}$ zwischen Elektron und Loch [64, 65]. Der letzte Term ist durch die gegenseitige Coulomb-Wechselwirkung der unterschiedlichen Ladungen

$$H_{\text{e-h}} = E_{\text{Coulomb}} = -\frac{e^2}{2\pi\epsilon_{\text{r}}\epsilon_0 r_{\text{e-h}}} \quad (27)$$

gegeben. Dabei ist ϵ_{r} die relative Permittivität, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und $r_{\text{e-h}}$ der Abstand zwischen Elektron und Loch. Diese zusätzliche Wechselwirkung ermöglicht, dass e und h einen gebundenen Zustand zum sog. Exziton eingehen. Die Bindungsenergie E_B des Exzitons kann aus der Differenz der Energieniveaus von H und H_0 bestimmt werden [64].

In einem als sphärisch mit dem Durchmesser d_{QP} angenommenen QP kann die Energie des Exzitons als

$$E_{\text{X}} = E_{\text{g}} + \frac{\hbar^2}{2\mu^* d_{\text{QP}}^2} \quad (28)$$

beschrieben werden [66]. Dabei ist E_{g} die Bandlückenenergie des QP-Materials und μ^* die reduzierte Masse des gebundenen e-h-Paares. Das Elektron und das Loch können im QP rekombinieren (s. dazu Abb. 7 sowie Unterabschnitt 2.2.3). Durch die spontane Emission eines Photons der Energie $E_{\gamma} = \hbar\omega_0 = E_{\text{X}}$ bleibt die Gesamtenergie des Systems erhalten. Des Weiteren sind auch nichtstrahlende Rekombinationsprozesse möglich [60].

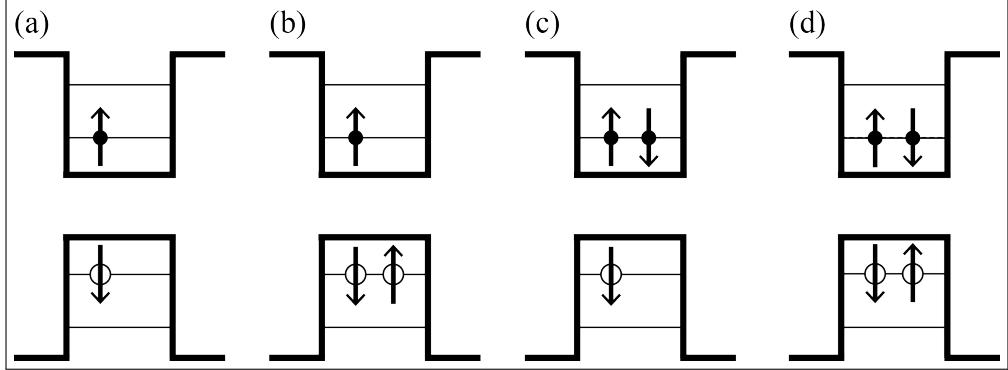


Abbildung 8: Schematische Darstellung einiger exzitonischer Zustände. Die Pfeile symbolisieren die Spinkonfiguration. (a) Neben dem hier dargestellten Exziton mit dem Elektronenspin $| \uparrow \rangle$ und Lochspin $| \downarrow \rangle$, weiterhin notiert als $|X\rangle_{\uparrow\downarrow}$, kann auch das Exziton mit umgekehrten Spins $|X\rangle_{\downarrow\uparrow}$ strahlend rekombinieren [63]. (b) Positiv geladenes Trion X^+ , (c) negativ geladenes Trion X^- und (d) Biexziton XX .

Die Bildung und Rekombination eines Exzitons im QP kann näherungsweise als Übergang eines Zweiniveausystems betrachtet werden. Dabei stellt ein Exziton im Grundzustand den (ersten) angeregten Zustand $|1\rangle$ des QPs und die Abwesenheit jeglicher Ladungsträger den Grundzustand $|0\rangle$ des QP-Systems dar.

Kommen mehr Ladungsträger im QP hinzu, füllen diese unter Beachtung des Pauli-Prinzips die freien Energiezustände auf (s. Abb. 8). Es können sich auch geladene Exzitonkomplexe wie das einfach positiv oder negativ geladene Trion X^\pm bilden, welche aus einem e und zwei h bzw. aus einem h und zwei e bestehen [63]. Ein Komplex aus zwei Exzitonen wird Biexziton (XX) genannt. Wegen der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den zusätzlichen Wechselwirkungspartnern ist es manchmal energetisch günstiger, wenn ein gebundener Zustand durch den Gewinn der Bindungsenergie E_B eingegangen wird. Die Biexzitonenergie entspricht dann also der Energie zweier Exzitonen vermindert um die Bindungsenergie $E_{XX} = 2E_X - E_B$ [66].

Für die Implementierung stationärer Qubits auf der Basis von Halbleitertechnologie erscheint insbesondere der Spin eines zusätzlichen Elektrons oder Lochs im Trion X^\pm als vielversprechender Kandidat [37, 38]. Kohärente Licht-Materie-Wechselwirkung mit einem Elektron [39] oder Loch [40] in einem QP stellt demnach eine mögliche Schnittstelle zwischen Photonen als fliegenden Qubits und dem QP als Quantenspeicher dar.

2.2.2 Verstimmungsmöglichkeiten

Temperatur

Die Bandlücke in Halbleitermaterialien E_g ist u. a. auch von der Temperatur T abhängig [67]. Den stärksten Einfluss darauf hat die temperaturabhängige Elektron-Gitter-Wechselwirkung, welche zu den Abhängigkeiten

$$E_g \propto \begin{cases} -T & \text{für } T \gg \theta_D \text{ und} \\ -T^2 & \text{für } T \ll \theta_D \end{cases} \quad (29)$$

führt, wobei θ_D die Debye-Temperatur des Festkörpers bezeichnet. Darauf basierend hat Y. P. Varshni 1967 die Relation

$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} = E_0 + \Delta E_B(T) \quad (30)$$

vorgeschlagen, um mit einer theoretischen Bandlücke E_0 bei $T = 0$ K und den freien Parametern α und β Messdaten anzupassen [67]. So erhält man beispielsweise für reines GaAs $E_0 = 1,5216$ eV, $\alpha = 0,8871$ meV K $^{-1}$ und $\beta = 572$ K [67].

Gleichung (30) kann auch benutzt werden, um das Temperaturverhalten der Exzitonenergie E_X zu beschreiben. Unter der Annahme, dass die temperaturabhängige Änderung der Bindungsenergie des Exzitons $\Delta E_B(T)$ im relevanten Bereich $T < 50$ K viel kleiner als die der Bandlücke $\Delta E_g(T) \gg \Delta E_B(T)$ ist, lässt sich die Temperaturabhängigkeit der Exzitonenergie als

$$E_X(T) = E_X(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} = E_X(0) + \Delta E_T \quad (31)$$

formulieren [68]. Bei einem Temperaturbereich von $T = 4,2$ K bis 30 K im Experiment lässt sich eine Verschiebung in der Größenordnung von $\Delta E_T \approx -1,5$ meV beziehungsweise $\Delta \lambda_T \approx +1$ nm bei einer Emissionswellenlänge von etwa $\lambda = 887$ nm erreichen (s. Unterabschnitt 4.2.2).

Elektrostatischer Stark-Effekt

Wird ein elektrisches Feld \mathbf{E}_{el} angelegt, ist es möglich über den Stark-Effekt die Energien der Exzitonzustände zu verändern.

Einerseits hält sich das Loch eines exzitonischen Elektron-Loch-Paares bevorzugt im weiter ausgedehnten Teil des Quantenpunkts auf [69, 70], wodurch abhängig von der Form des QPs ein permanentes Dipolmoment $\mathbf{D}_{perm} \neq 0$ existiert. Im elektrischen Feld erhält der Dipol dadurch die potentielle Energie $\Delta E_{perm} = -\mathbf{D}_{perm}\mathbf{E}_{el}$. Andererseits weist das im QP lokalisierte Exziton eine bestimmte Polarisierbarkeit α auf, sodass durch das angelegte elektrische Feld noch ein Dipol $\mathbf{D}_{ind} = \alpha\mathbf{E}_{el}$ induziert wird [71, 72] (engl. *Quantum-confined Stark effect*). Damit folgt eine weitere Energieverschiebung $\Delta E_{ind} = -\mathbf{D}_{ind}\mathbf{E}_{el} = -\alpha\mathbf{E}_{el}^2$ aufgrund des induzierten Dipols.

Mit Hilfe der in 2.2.5 beschriebenen pin-Dioden-Struktur lässt sich über die angelegte Spannung U_{pin} ein annähernd homogenes elektrisches Feld in z-Richtung $\mathbf{E}_{el} = E_{el}\mathbf{z}$ realisieren (s. Abb. 9). Dabei ist $E_{el} = (U_{pin} + U_D)/d_i$ mit der Diffusionsspannung U_D (engl. *built-in voltage*) und der Dicke der Isolatorschicht d_i .

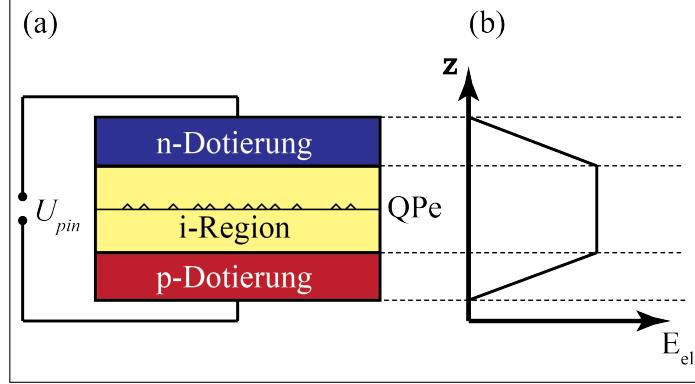


Abbildung 9: (a) Quantenpunkte (QPe) in einer pin-Dioden-Struktur. (b) In der intrinsisch leitenden (i) Region der Diode wirkt ein näherungsweise homogenes elektrisches Feld auf die QPe.

Die Exzitonenergie wird dann zu [73, 74]

$$E_X(E_{\text{el}}) = E_X(0) \underbrace{- D_{\text{perm}} E_{\text{el}} - \alpha_z E_{\text{el}}^2}_{\Delta E_{\text{el}}} = E_X(0) + \Delta E_{\text{el}} . \quad (32)$$

Bei Spannungen im Bereich von $U_{\text{pin}} = -1,75 \text{ V}$ bis 1 V lassen sich in der Dioden-Probe P3, die in dieser Arbeit untersucht wird (s. Unterabschnitt 4.1.2), Verschiebungen der Exzitonlinie von $\Delta E_{\text{el}} = 3 \text{ meV}$ bis $-5,5 \text{ meV}$ oder $\Delta \lambda_{\text{el}} \approx -2 \text{ nm}$ bis $3,5 \text{ nm}$ bei der Emissionswellenlänge von etwa $\lambda = 896,5 \text{ nm}$ einstellen.

Deformation

Eine mechanische Deformation an einem Halbleiterkristall, die dessen Gitterstruktur in einer bestimmten Richtung komprimiert oder dehnt, verändert die Bandstruktur und damit auch die Bandlücke des Halbleiters [75, 76]. Eine solche Deformation verschiebt folglich auch die Energieniveaus exzitonischer Zustände in Quantenpunkten [77, 78].

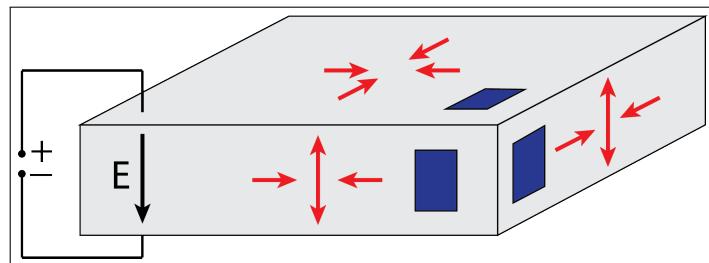


Abbildung 10: Deformation von Quantenpunkten in dünnen Membranen (blau) auf einem piezoelektrischen Kristall (grau). Die Verformung (rote Pfeile) wird durch eine angelegte Spannung verursacht.

In einer integrierten Struktur von Quantenpunktmembranen auf einem piezoelektrisch verformbaren Kristall, wie in Abb. 10 dargestellt, lässt sich ein Span-

nungsübertrag auf die Quantenpunkte realisieren [79]. Die Herstellung einer solchen Probe wird in Unterabschnitt 2.2.5 genauer beschrieben.

Über die relative Änderung der Gitterkonstanten $\frac{\Delta a}{a}$ von $-0,11\%$ bis $0,04\%$ ist es A. Rastelli *et al.* bereits gelungen einen Wellenlängenbereich von bis zu $\Delta\lambda \approx 5,2\text{ nm}$ bzw. den Energiebereich $\Delta E \approx 10,5\text{ meV}$ in der Nähe der Rubidium 87 D₂-Linie ($\lambda = 780,0\text{ nm}$ im Vakuum, $E = 1,589\text{ eV}$ [80]) abzudecken [79].

2.2.3 Optische Eigenschaften

Optisches und elektrisches Pumpen

Optisches Pumpen mit Laserlicht [63] und elektrisches Pumpen [81, 82] sind die beiden meistverwendeten Möglichkeiten, um Ladungsträger im Halbleiter zu erzeugen, welche im Quantenpunkt exzitonische Zustände bilden. Die optische Anregung ist schematisch in Abb. 11 (a) dargestellt und kann in den nicht-resonanten (1), quasi-resonanten (2) und resonanten Fall (3) unterteilt werden.

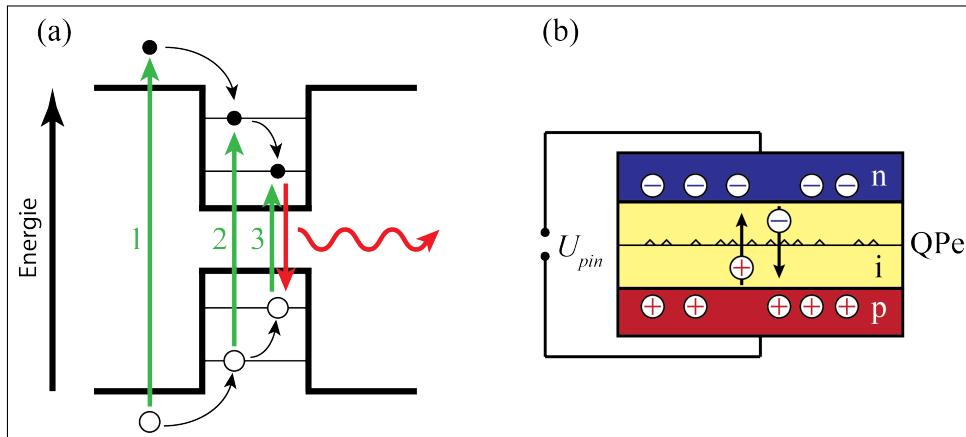


Abbildung 11: (a) *Optische Anregung eines Quantenpunkts. Dieser kann nicht-resonant (1), quasi-resonant (2) oder resonant (3) gepumpt werden. Aus höher-energetischen Zuständen relaxieren die Ladungsträger strahlungsgesamtlos in den Grundzustand.* (b) *Elektrisches Pumpen eines QPs. In einer pin-Diode im Durchlassbetrieb werden die QPe durch den Diodenstrom mit Ladungsträgern versorgt.*

Bei der nicht-resonanten Anregung wird ein Elektron aus dem Valenzband des den QP umgebenden Halbleiters durch Absorption eines Photons mit einer Energie größer oder gleich der Bandlücke in einen freien Zustand des Leitungsbands angehoben. Durch strahlungsfreie Relaxation kann es in Anwesenheit eines Lochs im Valenzband zur Energieminimierung im Quantenpunkt ein Elektron-Loch-Paar, also ein Exziton, bilden. Auf diese Weise können bei hoher Anregungsintensität viele freie Ladungsträger im Halbleiter erzeugt und damit hohe Zählraten emittierter QP-Photonen erreicht werden.

Problematisch ist dabei jedoch, dass Unreinheiten im Halbleiter, wie z. B. Fehlstellen im Kristall, lokale Minima in der Bandstruktur erzeugen können. Diese stellen Fallen für freie Ladungsträger dar [63]. Insbesondere in der Nähe eines QPs üben gefangene Ladungsträger einen Stark-Effekt auf die Energieniveaus des QP-Systems aus.

Die Ladungsträger können die Fallen in statistisch verteilten Prozessen wieder verlassen und andere Fallen besetzen. Für jede Konfiguration kann sich also eine unterschiedliche Exzitonenergie und folglich auch andere Emissionswellenlänge einstellen. Im zeitlichen Mittel der Messung führt dies zur Verbreiterung der spektralen Linie. Dieser Mechanismus wird als spektrale Diffusion bezeichnet [83].

Außerdem tragen elastische Stöße freier Ladungsträger mit dem gebundenen Exziton zum Verlust der Kohärenz des Zustands bei. Daher ist es sinnvoll QPe unterhalb der Bandkante des umgebenden Halbleiters quasi-resonant in einen höheren Zustand anzuregen. Auf diese Weise werden Exzitonen direkt im QP und weniger freie Ladungsträger im umgebenden Material erzeugt, wodurch zusätzliches Hintergrundlicht aus dem Halbleiter unterdrückt wird. Es ist auch möglich, resonant mit der Grundzustandsenergie des Exzitons zu pumpen. Dabei ist es jedoch sehr schwierig, Anregungslicht und emittierte Photonen voneinander zu trennen, da diese nicht spektral getrennt werden können [57].

Beim elektrischen Pumpen werden Elektronen aus der n-dotierten Region und Löcher aus der p-dotierten Region einer pin-Diode als Ladungsträger zum Bilden von Exzitonen verwendet [82]. Die QPe befinden sich in der intrinsisch leitenden Region der Diode. Über eine angelegte Spannung in Durchlassrichtung werden die freien Ladungsträger als Strom zu den QPen geleitet, wie in Abb. 11 (b) dargestellt. Bei einem Betrieb in Sperrrichtung wird verhindert, dass Elektronen oder Löcher in die intrinsische Region gelangen. Damit lässt sich eine LED für Einzelphotonen realisieren [81].

Optische (sowie elektrische) Anregung können beide im Dauerstrichbetrieb mit konstanter Anregungsintensität (oder gleichbleibendem Strom) aber auch gepulst vollzogen werden. Bei beiden Methoden der Anregung ist es mit kurzen Pulsen also möglich, Einzelphotonen auf Anforderung zu erzeugen.

Eine wichtige Größe ist in diesem Zusammenhang die Effizienz η_γ , mit der pro Puls ein Exziton erzeugt wird und dann strahlend rekombiniert. Die Rate der erzeugten Photonen ist damit $R_\gamma = \eta_\gamma \cdot R_{\text{Puls}}$ bei einer Pulsrate R_{Puls} .

Lebensdauer und Kohärenz

Ein Exziton im Grundzustand stellt in der Darstellung des Quantenpunkts als Zweiniveausystem den angeregten Zustand $|1\rangle$ dar. Das Elektron und Loch des Exzitons können unter spontaner Emission eines Photons der Energie $E_\gamma = \hbar\omega_0 = E_X$ rekombinieren, sodass sich der Quantenpunkt danach im Grundzustand $|0\rangle$ befindet.

Für ein Ensemble n_0 identischer Quantenpunkte im Zustand $|1\rangle$ lässt sich der zeitliche Verlauf der Besetzung des angeregten Zustands mit einem exponentiellen Abfall $n(t) = n_0 e^{-t/T_1}$ mit der Zerfallskonstante T_1 beschreiben. Damit ist $n(t)/n_0 = e^{-t/T_1}$ die Wahrscheinlichkeit einen einzelnen QP im angeregten Zustand anzutreffen [56]. Die Zerfallskonstante T_1 wird daher als natürliche Lebensdauer des angeregten Zustands $|1\rangle$ im Zweiniveausystem $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ bezeichnet. Damit ist der Zerfall der Anregung e^{-t/T_1} proportional zur abgestrahlten Intensität $I(t) \propto |\mathbf{E}(t)|^2$ des Emitters.

Die Zeit $2T_1$ entspricht folglich der zeitlichen Ausdehnung des im Fall spontaner Emission abgestrahlten elektromagnetischen Wellenpakets [84]:

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cdot e^{-t/2T_1 - i\omega_0 t}. \quad (33)$$

Aus den optischen Bloch-Gleichungen für ein Zweiniveausystem ohne weitere Zerfallskanäle folgt die Kohärenzzeit T_2 im sog. Fourier-Limit zu $T_2 = 2T_1$ [56].

Die natürliche Lebensdauer bestimmt im Fourier-Limit also die maximale Kohärenzzeit des Quantenzustands. Im Allgemeinen tragen aber auch andere Prozesse zur Dephasierung bei, welche zur reinen Dephasierungszeit T_2^* zusammengefasst werden [63]. Die Übergangsraten $\Gamma_i = 1/T_i$ der verschiedenen Zerfallsprozesse der Kohärenz werden aufsummiert. Damit ergibt sich die Kohärenzzeit T_2 zu

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}. \quad (34)$$

Die wichtigsten Dephasierungsmechanismen bei QPen sind, wie oben schon genannt, die spektrale Diffusion bei Coulomb-Wechselwirkung des Exzitons mit gefangenen Ladungsträgern [83], elastische Stöße zwischen Exziton und freien Ladungsträgern, aber auch Exziton-Phonon-Wechselwirkung [85] sowie die strahlungslose Relaxation von höheren Niveaus in den Exzitongrundzustand unter Emission von Phononen bei nicht-resonanter Anregung [86].

Die theoretischen sowie experimentellen Grundlagen zur Bestimmung der Kohärenzzeit werden in 2.1.1 und 3.5 erläutert.

Spektrum

Im Falle Fourier-limitierter Einzelphotonwellenpakete entspricht die Einhüllende $\mathbf{E}_0 \cdot e^{-t/2T_1} = \mathbf{E}_0 \cdot e^{-t/T_2}$ aus Gleichung (33) einer Autokorrelationsfunktion erster Ordnung $|g^{(1)}(\tau)| = \exp(-|\tau|/T_2)$ (vgl. Gleichung (16), wobei $\tau_{coh} = T_2$). Mit Gleichung (15b) kann daraus das Spektrum des Emitters $S(\omega)$ bestimmt werden. Bei der spontanen Emission eines einzelnen Emitters ergibt sich also unter homogener Linienverbreiterung ein Lorentzprofil [49]

$$S_{\text{homg}}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega/2}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\Delta\omega/2)^2} \quad (35)$$

mit der vollen Halbwertsbreite $\Delta\omega$ um die zentrale Kreisfrequenz ω_0 . Dabei ist $\Delta\omega = 2/T_2$ beziehungsweise für die Frequenz $\Delta\nu = 1/\pi T_2$ mit $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ [63].

Inhomogene Verbreiterung kann auch für einen einzelnen Emitter gemessen werden, weil bei den Messungen über viele Anregungs-Emissions-Zyklen gemittelt wird. Die Coulomb-Wechselwirkung des Exzitons mit gefangenen Ladungsträgern in der Nähe des QPs kann in Abhängigkeit von der Besetzung der Fallen für einen zeitlich veränderlichen Stark-Effekt mit einer bestimmten normierten Wahrscheinlichkeitsverteilung der auftretenden Frequenzen $f(\omega')$ sorgen [83]. Dann ergibt sich das inhomogen verbreiterte Spektrum als Faltung des homogen verbreiterten Spektrums S_{homg} mit $f(\omega')$ zu

$$S_{\text{inhomg}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{homg}}(\omega - \omega') f(\omega') d\omega'. \quad (36)$$

Wird die resultierende inhomogene Breite $\Delta\omega_{\text{inhomg}}$ von einer Gauß'schen Verteilung $\Delta\omega_{\text{Gauß}} \gg \Delta\omega$ dominiert, so ergibt sich für die Korrelationsfunktion erster Ordnung als Fourier-Transformierte ebenso eine Gaußkurve, jedoch mit einer Kohärenzzeit $T_2^{\text{Gauß}} = \sqrt{8\pi\ln 2}/\Delta\omega_{\text{Gauß}}$ [63].

Sättigung

Die Emissionsrate $\Gamma_1 = 1/T_1$ legt für QPe in einer homogenen Umgebung die Obergrenze der erreichbaren Photonenzählrate fest, wenn im QP ständig ein Exziton angeregt wird und wieder spontan zerfällt [49].

Die intensitätsabhängige Absorption $\alpha(I)$ eines einzelnen Absorbers mit dem Wirkungsquerschnitt σ wird als

$$\alpha(I) = \frac{\sigma}{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (37)$$

beschrieben [87]. Dabei ist $I_{\text{sat}} = \hbar\omega/\sigma T_2$ die Sättigungsintensität, bei der die Absorption nur noch $\alpha(I_{\text{sat}}) = \sigma/2$ ist. Aus den Ratengleichungen eines kontinuierlich gepumpten Zweiniveausystems folgt die Sättigung der Photonenemissionsrate

$$R = R_{\infty} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (38)$$

mit steigender Anregungsintensität [88]. Bei einer unendlich hohen Anregungsintensität $I \rightarrow \infty$ wird in Abwesenheit von Dephasierungsmechanismen ($T_2 = 2T_1$) die Sättigungsrate $R_{\infty} = \Gamma_1$ erreicht. Wird mit der Sättigungsintensität I_{sat} angeregt, ist die Emissionsrate $R = R_{\infty}/2$. Abhängig von der strukturellen Prozessierung der QP-Probe aber auch vom Messaufbau, wird nur ein bestimmter Anteil η_{sammel} der emittierten Photonen aufgesammelt, sodass für die Versuche eine Photonenrate $R' = \eta_{\text{sammel}} \cdot R$ zur Verfügung steht.

2.2.4 Einfluss eines Resonators auf Quantenpunkt-Emission

In einem Resonator kann die Emissionsrate eines QPs erhöht werden. Dazu wird im Regime schwacher Kopplung (Kopplungskonstante $g < \kappa, R$; Zerfallsrate in Resonatormode κ , Emissionsrate des QPs in homogener Umgebung R) die Lebenszeitverkürzung des Emitters im Resonator aufgrund des sog. Purcell-Effekts ausgenutzt [89]. Die Anwesenheit des Resonators um den Emitter sorgt mit einer veränderten Zustandsdichte dafür, dass die emittierten Photonen bevorzugt in die Moden des Resonators zerfallen [90]. Befindet sich der QP in Resonanz mit dem Resonator $\lambda = \lambda_{\text{Res}}$ im Maximum der elektrischen Feldstärke und ist außerdem dessen Dipolmoment parallel zum elektrischen Feld ausgerichtet, so lässt sich eine maximal erhöhte Emissionsrate

$$\Gamma_{\text{Res}} = F_{\text{P}} \cdot \Gamma_1 \quad (39)$$

mit dem Purcell-Faktor

$$F_{\text{P}} = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{Q}{\tilde{V}} \right) \left(\frac{\lambda_{\text{Res}}}{n} \right)^3 \quad (40)$$

erreichen [91]. Der Purcell-Faktor F_{P} ist also einerseits von der Wellenlänge im Medium λ_{Res}/n mit dem Brechungsindex n und andererseits vom Verhältnis aus Qualitätsfaktor des Resonators $Q = \lambda_{\text{Res}}/\Delta\lambda_{\text{Res}}$ und dem Modenvolumen \tilde{V} abhängig [91]. Für eine große Verstärkung der QP-Emission werden demzufolge Resonatoren hoher Güte Q mit einem kleinen Modenvolumen \tilde{V} benötigt. Außerhalb der Moden wird die Emissionsrate mit $\Gamma_{\text{Res}}(\lambda \neq \lambda_{\text{Res}}) \propto 1/(Q\tilde{V}) \cdot \Gamma_1$ unterdrückt [92].

Die Kopplung der Mode an den Emitter ist abhängig von der gemeinsamen Orientierung zueinander [57]. Sind Dipolmoment des Emitters \mathbf{D} und Polarisationsvektor ϵ der Mode in einem Winkel ξ zueinander ausgerichtet:

$$\cos \xi = \frac{\mathbf{D} \cdot \epsilon}{|\mathbf{D}|}, \quad (41)$$

dann folgt daraus der Purcell-Faktor

$$F'_P = F_P \cdot \cos^2 \xi. \quad (42)$$

Für eine senkrechte Orientierung $\epsilon \perp \mathbf{D}$ kann der Purcell-Faktor also auch null werden.

2.2.5 Wachstum und Prozessierung

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten QPe wurden epitaktisch gewachsen. Daraus wird hier nur das Wachstum dieser Art QPe genauer erläutert.

Außerdem können QPe auch als kolloidale Nanokristalle nasschemisch in Lösung hergestellt werden [93, 94].

Allgemein werden epitaktische QPe als Halbleiterheterostrukturen zweier Materialien A und B durch Molekularstrahlepitaxie (engl. *molecular beam epitaxy*, MBE) oder metallorganischer Gasphasenepitaxie (engl. *metal organic chemical vapor phase epitaxy*, MOVPE) im Ultrahochvakuum hergestellt [59].

Damit die Materialien zusammen die gewünschte quasi-Null-dimensionale Struktur im Ortsraum ausbilden, müssen diese die folgenden Kriterien erfüllen:

- Die Gitterkonstanten müssen ähnlich groß sein, um das Wachstum von A auf B zu ermöglichen.
- Die Unterschiede in den Gitterkonstanten liegen in der Größenordnung einzelner Prozente.
- Außerdem sind unterschiedlich große Bandlücken nötig, damit ein Potentialtopf für diskretisierte Energieniveaus sorgt [66].

Verschiedene Kombinationen von III-V-Halbleitern wie z. B. InGaAs/GaAs oder GaAs/Al_xGa_{1-x}As stellen hierfür erfolgreiche Möglichkeiten dar [79].

Abhängig von den Oberflächenspannungen der Materialien A und B im Vakuum und der auftretenden Spannung bei der Anpassung der Gitter vom QP-Material A auf das Substrat B sowie anderer Wachstumsparameter treten drei verschiedene Wachstumsmodi auf (s. Abb. 12) [59]:

- Das Frank-van der Merwe-Wachstum (FM) erfolgt bei nur geringem Unterschied der Gitterkonstanten schichtartig [95], sodass Filmstrukturen hergestellt werden können.
- Wird bei größeren Unterschieden der Gitterkonstanten eine hohe Gitterspannung an der Grenzfläche zwischen A und B induziert, bildet A im sog. Volmer-Weber-Modus (VW) zur Minimierung der Oberflächenenergie kleine inselartige Strukturen aus [96].

- In den meisten Fällen werden QPe mit einer Mischform beider Prozesse hergestellt, bei der sich erst nach dem Wachstum einiger Monolagen einzelne dreidimensionale Inseln bilden. Dieser Modus wird als Stranski-Krastanow-Wachstum (SK) bezeichnet [59]. Damit die Quantenpunkte in alle Raumrichtungen einen gleichhohen Potentialtopf bilden, werden diese noch mit dem Material B bedeckt.

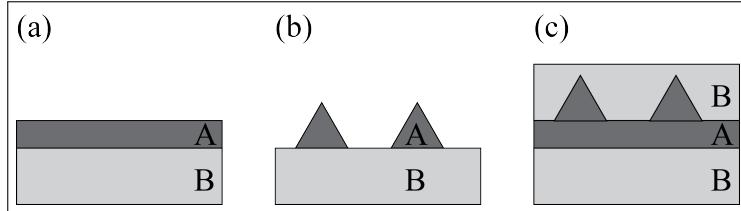


Abbildung 12: *Verschiedene epitaktische Wachstumsmodi des Materials A auf das Substrat B. (a) Frank-van der Merwe-Wachstum (FM), (b) Volmer-Weber-Wachstum (VW) und (c) Stranski-Krastanow-Wachstum (SK) mit zusätzlicher Abdeckung durch Material B.*

Es existieren aber auch andere Wachstumsmechanismen. So wurden während dieser Arbeit auch QP-Proben untersucht, die mit Hilfe der *droplet epitaxy* (DE) (engl. für Tröpfchenpitaxie) hergestellt wurden [97]. Bei der DE werden Tröpfchen einer Halbleiterkomponente (im Fall der von uns vermessenen Proben Indium) auf dem Substrat B (GaAs) durch MBE mit der anderen Komponente (Arsen) versetzt, sodass im Tröpfchen das QP-Material A aus der flüssigen Phase kristallisieren kann [97, 98, 99]. Da die untersuchten DE-QPe jedoch Emissionswellenlängen in einem Bereich von 920 nm bis 960 nm aufweisen und damit nicht für das Interferenz-experiment mit Licht bei der Cs-D₁-Linie benutzt werden können, wird nicht näher darauf eingegangen.

Die Eigenschaften der QPe können auch nachträglich noch beeinflusst werden, wenn diese beispielsweise in bestimmte Strukturen integriert werden. Die dafür notwendigen Prozessierungsschritte für einige ausgewählte Strukturen werden im Anschluss vorgestellt. In 2.2.2 wurden die theoretischen Grundlagen erläutert, welche die Einflussnahme auf die QP-Emission ermöglichen.

Resonator

Die QPe können auch in eine Resonatorstruktur aus zwei sog. Bragg-Reflektoren (engl. *Distributed Bragg Reflector*, DBR) integriert werden. Dazu werden bei der Herstellung jeweils vor den QPen (darunter) und danach (darüber) ein DBR gewachsen [100].

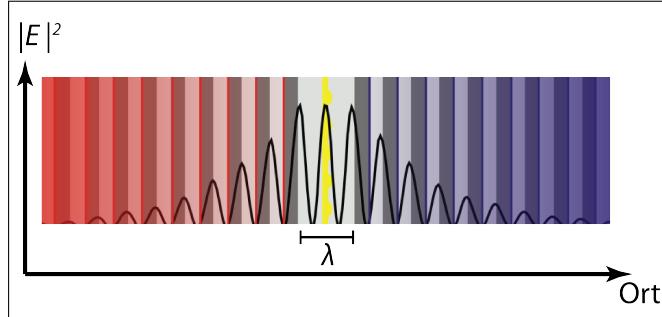


Abbildung 13: Schematische Darstellung der Feldverteilung der stehenden Welle im Resonator. Die Bragg-Reflektoren (links und rechts) bestehen aus $\lambda/4$ -Schichten abwechselnder Brechungsindizes (hell und dunkel). Das Betragsquadrat des elektrischen Felds $|E|^2$ (schwarz) ist in der Mitte der λ -Schicht maximal. Dort koppeln Quantenpunkte (gelb) am stärksten an die optische Mode. Grafik entnommen aus [101] (bearbeitet).

Die DBR sind dielektrische Vielschichtspiegel, welche aus periodisch abwechselnden $\lambda/4$ -Schichten unterschiedlicher Brechungsindizes bestehen [102]. Aufgrund der konstruktiven Interferenz der an den verschiedenen Schichten reflektierten Teilwellen erfährt senkrecht auf den Reflektor einfallendes Licht der Wellenlänge λ eine erhöhte Reflexion.

Zwischen zwei parallelen DBR kann sich eine stehende elektromagnetische Welle ausbilden, wenn der Abstand ein Vielfaches der Wellenlänge λ ist. In Abb. 13 ist ein solcher Resonator mit der Feldverteilung der optischen Mode schematisch dargestellt. Die QPe werden an der Stelle gewachsen, wo das Feldmaximum der eingeschlossenen Mode zu erwarten ist, um möglichst gut in die Mode einzukoppeln. Bei einem λ -Abstand zwischen den beiden DBR liegt dieses in der Mitte [103].

pin-Diode

Eine pin-Diode ist ein Halbleiterbauelement, das aus einer positiv dotierten (p), einer nur schwach dotierten intrinsisch leitenden (i) und einer negativ dotierten (n) Region besteht (s. Abb. 9) [104].

Mittels metall-organischer Gasphasenepitaxie können beim Wachstum der Halbleitermaterialien auch Dotierungsatome im Gitter eingebracht werden [105]. So können bei der Herstellung der Probe die unterschiedlich dotierten Schichten nacheinander im FM-Modus gewachsen werden. Auf dem Substrat befindet sich dann beispielsweise die p-dotierte Schicht, darüber die kaum dotierte i-Schicht mit den QPen und zuoberst die n-dotierte Schicht. Die oberste Schicht sowie das Substrat werden anschließend kontaktiert, sodass eine elektrische Spannung angelegt werden kann.

Für QPe in der intrinsisch leitenden Region einer pin-Diode lassen sich zwei Effekte realisieren.

Abhängig von der an die Diode angelegten Spannung stellen sich verschiedene Ladungsträgerdichten in der p- und n-Region ein. Durch die i-Region mit der Schichtdicke d_i wird ein Stromfluss für hinreichend kleine Spannungen verhindert, sodass in dieser Region analog zu einem Kondensator ein annähernd homogenes elektrisches Feld $E_{el} = U/d_i$ aufgebaut wird. In 2.2.2 wurde erläutert, wie durch den Stark-Effekt die Exzitonenergie im QP beeinflusst werden kann.

Im Durchlassbereich der Diode dringen bei steigender Spannung die Ladungsträger aus der n- und p-dotierten Region immer tiefer in die i-Region ein. Ab einer bestimmten Schwellspannung fließt ein elektrischer Strom, der dazu führt, dass Elektronen und Löcher zum QP in der i-Region gelangen. Auf diese Weise kann die QP-Probe als LED verwendet werden (s. dazu Abb. 11 (b) in 2.2.3).

Gitterspannung auf Piezokristall

Verformungen des Kristallgitters von QPe beeinflussen die Energie gebundener Exzitonen [77, 78] (s. 2.2.2). Mit einem piezoelektrischen Element kann dies über eine angelegte elektrische Spannung gesteuert werden (s. Abb. 14).

Das Piezoelement muss auch bei kryogenen Temperaturen große relative Längenänderungen (im Bereich einiger Promille) effizient auf die QPe übertragen können [79]. Ein solches Material ist z. B. einkristallines Bleimagnesiumniobat-Bleitanat (kurz PMN-PT) [106].

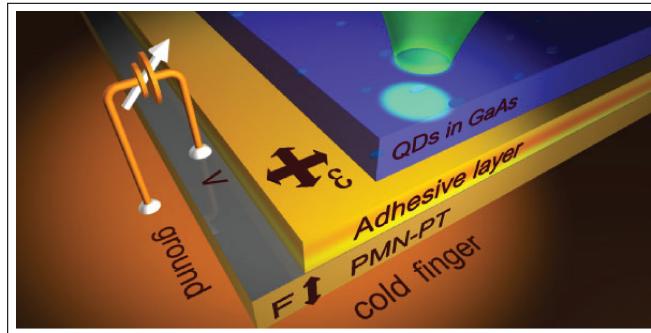


Abbildung 14: *Deformation von Quantenpunkten in einer dünnen Membran (blau). Die Verformung des piezoelektrischen Elements (hier PMN-PT) wird über eine Schicht Klebstoff (Adhesive layer) auf die Quantenpunktmembran übertragen. Grafik entnommen aus [79].*

Die QPe werden durch eine aus mehreren Schritten bestehende Prozessierung auf das PMN-PT aufgebracht [79]. Dafür wird zuerst eine sog. Opferschicht (engl. *sacrificial layer*) auf das Substrat gewachsen, die später vollständig entfernt wird. Darauf folgt die Schicht, welche die QPe enthält. Mit Hilfe von Fotolithografie und nasschemischem Ätzen wird die QP-Schicht in viele kleine Nanomembranen aufgeteilt, die durch das Ätzen der Opferschicht nur noch leicht adhäsiv an das Substrat gebunden sind. Diese werden dann auf den mit Klebstoff (Cyanoacrylat) oder PMMA (Polymethylmethacrylat) bestrichenen PMN-PT-Kristall gedrückt, sodass sie daran haften bleiben und sich vom ursprünglichen Substrat lösen.

3 Experimenteller Aufbau und Messmethoden

3.1 Versuchsaufbau

Die Eigenschaften der verschiedenen Quantenpunktproben werden in einem Mikro-Photolumineszenz-Aufbau untersucht. Dieser ist schematisch in Abb. 15 dargestellt.

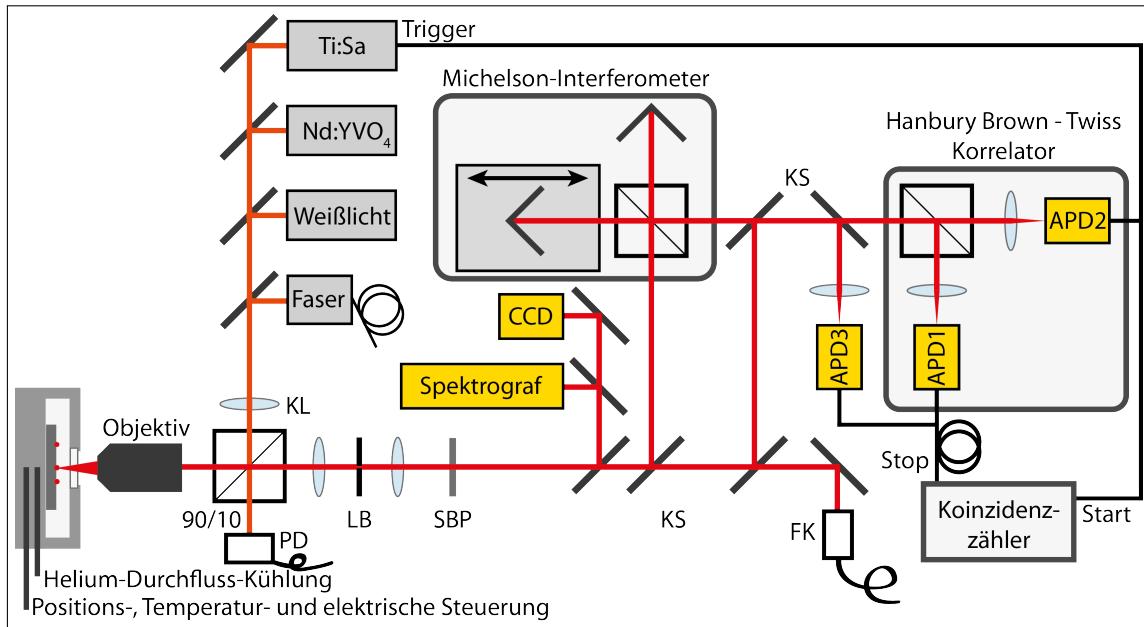


Abbildung 15: Schematische Übersicht des experimentellen Aufbaus. (Details und Abkürzungen s. Text)

Ein Konfokalmikroskop (s. Abschnitt 3.2) wird zur optischen Anregung mit Laserlicht und gleichzeitig zum Aufsammeln des emittierten Lichts der Quantenpunktprobe verwendet. Die QPe sind in einem Helium-Durchfluss-Kryostaten positioniert. Hinter dem konfokalen Aufbau wird der Strahl durch eine weitere Sammellinse kolliert und schmale Bandpassfilter (SBP) spektral gefiltert. Über die darauffolgenden Klappspiegel (KS) lässt sich die Photolumineszenz der Probe in einem Spektrographen (SpectraPro-2500i, Acton, mit Kamera: iDus, Andor) untersuchen oder auf eine CCD-Kamera (ORCA-ER, Hamamatsu) abbilden. Eine schnelle Lawinenphotodiode (engl. *avalanche photo diode*) (APD3) wird verwendet, um die Lebensdauer angeregter Exziton- oder Biexzitonzustände zu messen (s. Abschnitt 3.3). Mit einem Hanbury Brown und Twiss-Aufbau (s. Abschnitt 3.4) wird die Photonenzahlstatistik einzelner Quantenpunkte bestimmt. Das Michelson-Interferometer wird zur Bestimmung der Kohärenzzeit der emittierten Photonen eines QPs benutzt (s. Abschnitt 3.5). Mithilfe einer Faserkopplung (FK) lässt sich das Licht in anderen Laboren verwenden.

3.2 Konfokales Mikroskop

Bei der Untersuchung von Einzelphotonenquellen ist es wichtig, das emittierte Licht mit einer hohen Effizienz aufzusammeln, wobei möglichst wenig Störlicht von anderen Quellen mit in den weiteren Strahlverlauf gelangen soll. Dazu wird in diesem Aufbau ein Konfokalmikroskop verwendet [107], bei dem die Probe, wie in Abb. 16 schematisch dargestellt, von einem kollimierten Laserstrahl über einen 90/10-Strahlteiler und ein unendlich-korrigiertes Objektiv angeregt wird.

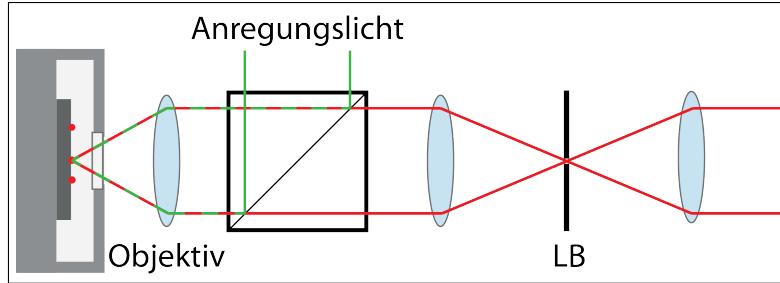


Abbildung 16: *Funktionsweise des Konfokalmikroskops. Das kollimierte Anregungslicht (grün dargestellt) gelangt über den Strahlteiler zum Objektiv und wird von diesem auf einen Quantenpunkt im Kryostaten fokussiert. Das vom Quantenpunkt emittierte Licht (rot) wird vom Objektiv aufgesammelt und kollimiert. Eine Lochblende (LB) im Fokus zwischen zwei Sammellinsen lässt nur das Licht aus dem fokalen Volumen zu den weiteren Messaufbauten gelangen.*

Durch den 90/10-Strahlteiler wird 10 % des Anregungslichts auf die Probe geleitet und 90 % des ausgestrahlten Photolumineszenzlichts transmittiert. Das von der Probe emittierte Licht wird mit demselben Objektiv aufgesammelt und kollimiert. Die numerische Apertur des Objektivs gibt Aufschluss darüber, in welchem Raumwinkel θ das Licht eingesammelt wird: $NA = n \sin(\theta)$ [108].

Über ein System aus einer Lochblende mit einem Durchmesser von 100 μm im Brennpunkt zwischen zwei Sammellinsen ($f = 100 \text{ mm}$) wird erreicht, dass nur das Licht aus dem fokalen Volumen auf der Probe zu den Messaufbauten gelangt. Licht von außerhalb des fokalen Volumens, sei es außerhalb der fokalen Ebene oder abseits der optischen Achse, wird von der Lochblende blockiert.

Zur experimentellen Realisierung werden als Anregungslaser bei einer Emissionswellenlänge von 532 nm ein Neodym:Ytterbium-Vanadat-Laser (Nd:YVO₄, Verdi, Coherent) im Dauerstrichbetrieb oder im nahen Infrarotbereich zwischen 780 nm und 900 nm ein Titan:Saphir-Laser (Ti:Sa, Mira, Coherent) verwendet. Letzterer kann gepulst mit Femtosekundenpulsen bei einer Repetitionsrate von 76 MHz oder auch als cw-Laser betrieben werden. Außerdem stehen zur Beleuchtung der Probe noch eine Weißlichtquelle (Halogenlampe) und ein Faserkoppler zur Verfügung (s. Abb. 15). Das Licht aus den verschiedenen Quellen wird durch die entsprechenden Klappspiegel (KS) in den Strahlengang geleitet. Mit einer Photodiode (PD, s. Abb. 15) (DET100A/M, Thorlabs) kann der zu Anregungsintensität proportionale, durch den Strahlteiler transmittierte Anteil gemessen werden [109].

Die Quantenpunkt-Proben werden auf den Kühlfinger eines Helium-Durchfluss-Kryostaten (Konti-Cryostat-Mikro, Cryovac) mit Silberleitlack für die thermische Leitfähigkeit geklebt. Der Kühlfinger kann mit einem zwei-achsigen Schrittmotor in einem Bereich von 5 mm und einer Genauigkeit von 1 μm in beiden Richtungen senkrecht zur optischen Achse bewegt werden. Der Kryostat wird auf 10^{-5} mbar evakuiert und anschließend auf Temperaturen bis unter 5 K heruntergekühlt. Dies ist wichtig, um die Exziton-Phonon-Wechselwirkung im Quantenpunkt zu minimieren und damit der Dephasierung entgegenzuwirken. Mithilfe eines Temperaturfühlers und eines Heizdrahts am Kältefinger kann die Temperatur im Kryostat auf ca. $\Delta T = 0,1$ K stabilisiert werden. Die QP-Probe kann mit Hilfe der hereinklapptabaren Linse (KL, s. Abb. 15) auch weitfeld-beleuchtet und unter Verwendung verschiedener Mikroskop-Objektive stark vergrößert oder auch großflächig betrachtet werden.

Eine hohe Einsammeleffizienz wird über die Wahl des richtigen Mikroskop-objektivs mit hoher numerischer Apertur NA erreicht. Hierfür wird ein IR-Achromat mit $NA = 0,8$ verwendet (Olympus, LM Plan IR, 100x/0,80, $\infty/0$, Arbeitsabstand A=3,4 mm). Bei Proben, die durch ihren voluminösen Probenhalter tiefer im Kryostaten platziert werden müssen, kann auch ein Objektiv mit größerem Arbeitsabstand verwendet werden (Mitutoyo, M Plan Apo, 100x/0,70, $\infty/0$, A=6,0 mm). Dieses hat jedoch nur eine numerische Apertur $NA = 0,7$, wodurch weniger Photonen aufgesammelt werden. Da beide Objektive keine Deckglaskorrektur besitzen, wird am Kryostat ein besonders dünnes Fenster von 200 μm Dicke verwendet, um Aberration zu reduzieren.

3.3 Bestimmung der Lebensdauer

Die Lebensdauer eines angeregten Zustands wird mit Hilfe eines Aufbaus zur zeitkorrelierten Einzelphotonenzählung bestimmt (time-correlated single photon counting, TCSPC) [110].

Dabei wird die Probe mit einem gepulsten Laser (Ti:Sa, s. Abb. 15) angeregt, wobei der Laser bei jedem Lichtpuls ein Triggersignal zum Startkanal des Korrelators (PicoHarp 300, PicoQuant) sendet. Die Fluoreszenz der Probe wird von APD3 detektiert. APD3 sendet bei jedem detektierten Photon einen elektrischen Puls an den Korrelator und beendet mit diesem Stopsignal die Zeitmessung. Der Zeitunterschied zwischen den Pulsen im Start- und Stopkanal wird in einem Histogramm aufgetragen.

Im Histogramm wird aber die Faltung der abklingenden Fluoreszenz mit der Antwortfunktion des Aufbaus dargestellt. Diese wird hauptsächlich durch die Zeitauflösung der APD bestimmt und kann anhand der nicht-gefilterten Reflexion von Femtosekundenpulsen des Anregungslasers durch den Aufbau gemessen werden. Zur Entfaltung der Daten und der Bestimmung der Lebensdauer T_1 wird ein frei erhältliches Programm [111] zur multi-exponentiellen Anpassung von Fluoreszenz und Antwortfunktion verwendet [112].

Da die Lebenszeiten von Exzitonen in Halbleiter-QPen in der Größenordnung von etwa 1 ns liegen, wird eine APD mit einer Zeitauflösung von 50 ps benutzt (PDM Series, Micro Photon Devices). Jedoch werden Photonen bei $\lambda \approx 900$ nm von dieser APD nur noch mit einer Quanteneffizienz von 5 % detektiert, was eine längere Messdauer erfordert.

3.4 Hanbury Brown und Twiss-Aufbau

Zum Nachweis des Einzelphotonencharakters eines Emitters stellt ein Detektor mit einem Korrelator zum Zählen der Ereignisse den grundlegenden Messaufbau dar [113]. Dieser ist in Abb. 17 (a) skizziert.

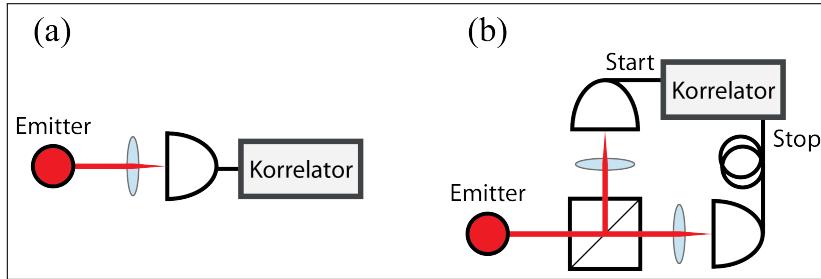


Abbildung 17: *Experimente zur Bestimmung der Photonenstatistik.* (a) Eine Lichtquelle und ein Detektor stellen den fundamentalen experimentellen Aufbau dar. Wegen langer Totzeiten der Einzelphotonendetektoren (APDs) kann das Antibunching mit diesen nicht aufgelöst werden. (b) Bei einem Hanbury Brown and Twiss-Aufbau werden die Photonen an einem 50/50-Strahlteiler auf zwei Detektoren verteilt. So können Ankunftszeitdifferenzen zwischen den beiden Detektoren unter der Totzeit gemessen werden.

Die von uns verwendeten APDs (SPCM-AQHR-14, Perkin Elmer/Excelitas), die neben *Photomultipliertubes* gängigsten Einzelphotonendetektoren, haben eine Totzeit von 35 ns, was bei einer ungefähren Lebensdauer von QPen bei 1 ns dazu führt, dass das Antibunching-Signal in der $g^{(2)}$ -Funktion nicht aufgelöst werden kann. Um dieses Problem zu umgehen, wird gewöhnlich ein sogenannter Hanbury Brown and Twiss-Aufbau [114] verwendet, bei dem das von der Quelle abgestrahlte Licht über einen 50/50-Strahlteiler auf zwei APDs verteilt und anschließend von einem Koinzidenzzähler die zeitliche Korrelation aufeinanderfolgender Photonen festgestellt wird (s. Abb. 17 (b)).

Bei jedem detektierten Photon senden die APDs einen Puls an den Korrelator (PicoHarp 300, PicoQuant), der stets den Zeitunterschied zwischen den Pulsen im Start- und Stopkanal misst und in einem Histogramm aufträgt.

Die Detektion von Photonen bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 900$ nm erfolgt mit einer Quanteneffizienz von rund 35 %. Es werden also nur ebenjene Koinzidenzen gezählt, bei denen ein Photon am Strahlteiler den Pfad zur Start-APD nimmt, dort detektiert und im Anschluss darauf ein Photon von der Stop-APD gemessen wird. Mit einer elektrischen Verzögerungsleitung zwischen Stop-APD und Korrelator wird eine zeitliche Verzögerung von ca. 90 ns des Stop-Pulses relativ zum Start-Puls festgelegt, was das Messen der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion auch für negative Zeitunterschiede τ ermöglicht.

Wie in Unterabschnitt 2.1.2 dargelegt, wird für eine ideale Einzelphotonenquelle $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$ erwartet.

3.5 Michelson-Interferometer

Die Fourierspektroskopie ermöglicht, wie in 2.1.1 dargelegt, das Bestimmen extrem schmaler Linienbreiten als Fouriertransformierte der Korrelationsfunktion erster Ordnung $g^{(1)}(\tau)$. Wegen der Energie-Zeit-Unschärfe $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2$ kann die Kohärenzzeit T_2 des Wellenpakets nicht an einem einzelnen Photon gemessen werden [115]. Stattdessen bestimmt man die $g^{(1)}$ -Funktion zeitlich gemittelt über vielfache Anregungs-Emissions-Zyklen des Einzelphotonenemitters [116, 117].

In einem Michelson-Interferometer werden dazu die einfallenden Einzelphotonenwellenpakete an einem 50/50-Strahlteiler in die beiden Interferometerarme aufgeteilt und an jeweils einem Retroreflektor zum Strahlteiler zurückreflektiert, an dem sie interferieren (s. Abb. 5 in 2.1.1). Dabei hat ein Arm die feste Länge L_1 , wodurch die Wellenpakete eine Weglänge von $2L_1$ durchlaufen. Beim zweiten Interferometerarm ist der Retroreflektor in einem Abstand L_2 vom Strahlteiler entfernt auf einem Piezopositionierer (Piezosystem Jena) befestigt, der wiederum auf einem Präzisions-Lineartisch mit Getriebemotor (M-415.CG, Physikalische Instrumente) angebracht ist. Aufgrund der Weglängendifferenz $\Delta L = 2(L_2 - L_1)$ treffen beide Teile des Wellenpakets mit einer Zeitdifferenz $\tau = 2(L_2 - L_1)/c$ und damit zueinander phasenverschoben am Strahlteiler wieder aufeinander.

Der Kontrast V (s. Gleichung (11)) der Interferenz zwischen diesen beiden Teilwellen wird dann beim Durchfahren des Piezos als Intensitätsänderung auf der APD sichtbar.

In Abb. 18 (Einsatz) sind die Interferenzmuster der Messpunkte bei den Zeitdifferenzen $\tau = -80,4\text{ ps}$ und $\tau = 1\text{ ps}$ in Abhängigkeit von der Piezospansnung U dargestellt. Mit der Anpassungsfunktion

$$f(U) = a \cdot \cos(U \cdot \omega_0 + b) + c \quad (43)$$

lässt sich die *Visibility* für jede Zeitdifferenz τ zu

$$V(\tau) = \left| \frac{a}{c} \right| \quad (44)$$

bestimmen. In Abb. 18 ist eine typische Messung der $g^{(1)}$ -Funktion eines Quantenpunkts dargestellt, bei der die *Visibility* über die verschiedenen Zeiten τ aufgetragen wurde.

Durch die Anpassung der Gleichung (16): $g^{(1)}(\tau) = A \cdot \exp(-|\tau|/T_2)$ an die so gewonnenen Daten kann nun die Kohärenzzeit T_2 bestimmt werden.

Zur Justage und zum Eichen des Interferometers wird die *Visibility* eines Lasers bei der Wellenlänge 894,4 nm gemessen. Für eine vollständig kohärente Lichtquelle ist $g^{(1)}(\tau) = 1 \forall \tau$. Ein konstanter Verlauf der *Visibility* des Lasers bei annähernd 100 % über den gesamten Verschiebebereich zeigt die korrekte Justage des Interferometers an.

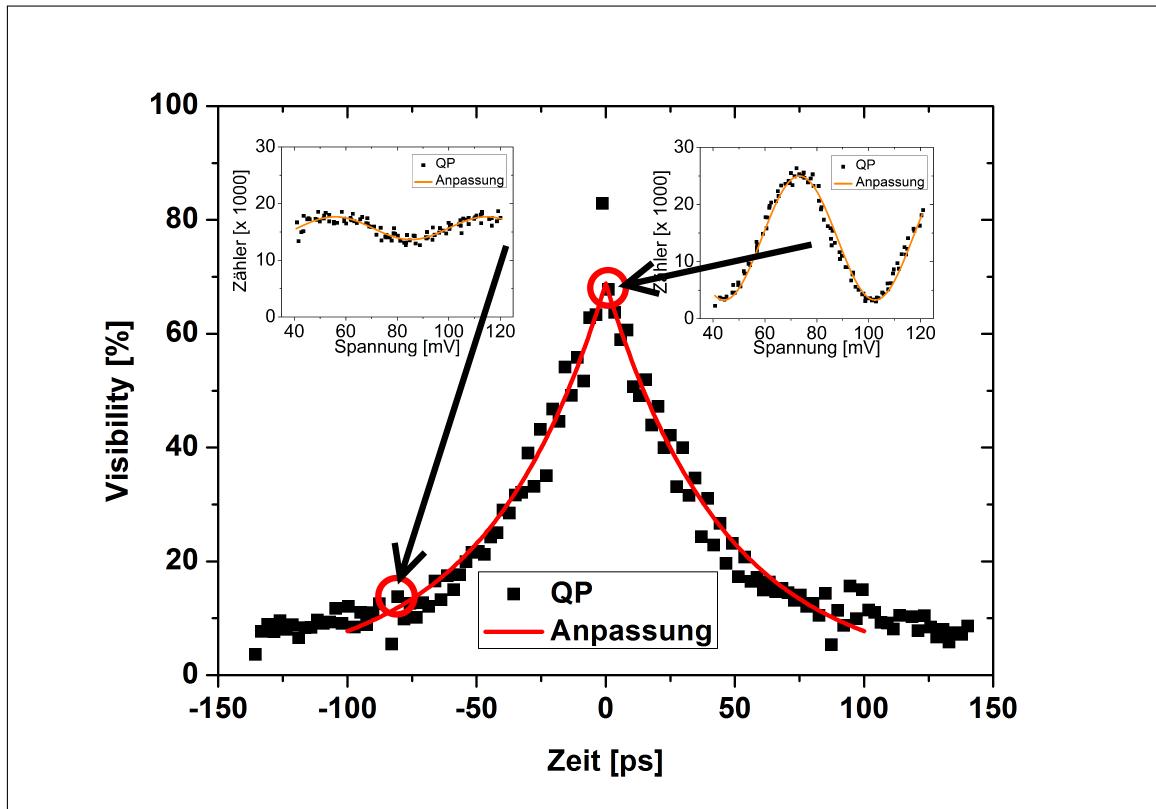


Abbildung 18: Bestimmung der Kohärenzzeit der Photonen. Der Kontrast der Interferenzen (Einsatz) wird zu verschiedenen Flugzeitdifferenzen in den Interferometerarmen bestimmt und als Visibility aufgetragen. Die Kohärenzzeit wird durch Anpassung der Gleichung (16) an die Visibility bestimmt.

4 Messungen und Auswertung

In diesem Kapitel wird eine Auswahl der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen präsentiert. Dabei ist dieses Kapitel in zwei Abschnitte unterteilt, die jeweils einen Typus von QP-Proben vorstellen (s. Tabelle 1).

Im ersten Abschnitt 4.1 wird die Emission von QPen in pin-Dioden-Strukturen mit unterschiedlich dicken intrinsisch leitenden Regionen (P2 und P3) untersucht. Diese Strukturen ermöglichen es, die Exzitonenergie elektrostatisch per Stark-Effekt zu verstimmen. Darauf folgen im Abschnitt 4.2 Proben in Resonatorstrukturen. Ein Mikrosäulen-Resonator (P4) kann benutzt werden, um Ladungsträger gezielt durch eine kleine Fläche einer QP-Lage zu leiten und nur diese QPe elektrisch zu pumpen (4.2.1). In einem asymmetrischen Resonator (P5) können hohe Zählraten erreicht werden (4.2.2).

	Probe	Verstimmung	Abschnitt
P1	Wafer	Temperatur	4.1.1
P2	pin-Diode 1	Stark-Effekt	4.1.2
P3	pin-Diode 2	Stark-Effekt	4.1.2
P4	Säulen-resonator	Temperatur	4.2.1
P5	Asymm. Resonator	Temperatur	4.2.2

Tabelle 1: *Übersicht der untersuchten Proben. Im Abschnitt 4.1 wird der Einfluss von pin-Dioden-Strukturen (P2 und P3) auf die Quantenpunktemission im Vergleich zum nicht-prozessierten Wafer (P1) untersucht. Resonatorstrukturen (4.2) können in Resonanz mit der QP-Emission deren Emissionsrate erhöhen. Mit einem kontaktierten Mikrosäulenresonator (P4) können QPe elektrisch gepumpt werden. Die höchsten Emissionsraten wurden bei QPen in einem asymmetrischen Resonator (P5) gemessen.*

Bei der Auswertung wird vor allem auf die spektrale Brillanz B , das heißt das Verhältnis der gesättigten Zählrate Z_{sat} der QP-Emission zur spektralen Breite $\Delta\nu$, eingegangen. Dies stellt die relevante Größe in Hinsicht auf die geplanten Experimente dar (vgl. Kapitel 1).

4.1 Elektrostatisches Verstimmen in einer pin-Diode

Die Emissionslinien von Quantenpunkten in einer pin-Diode können durch eine angelegte Spannung verstimmt werden (siehe dazu 2.2.2 und 2.2.5). Diese Eigenschaft spielt eine wichtige Rolle, wenn die zentrale Emissionswellenlänge des QP-Exzitons auf einen bestimmten Wert eingestellt und dieser stabil beibehalten werden soll.

In diesem Abschnitt wird der Einfluss einer solchen pin-Struktur auf die QP-Emission untersucht. Die Proben wurden in der Arbeitsgruppe von Dr. Armando Rastelli am Institut für Integrative Nanowissenschaften des Leibniz-Instituts für Festkörper- und Werkstoffforschung Dresden hergestellt.

Zuerst werden die Messungen von QPen eines nicht-prozessierten Waferstücks im Unterabschnitt 4.1.1 angeführt. Im Vergleich dazu werden in 4.1.2 die Eigenschaften von QPen in pin-Dioden vorgestellt. Es wurden zwei Proben untersucht, die sich in der Dicke der intrinsisch leitenden Region d_i der pin-Dioden unterschieden.

4.1.1 Quantenpunkt-Eigenschaften auf nicht-prozessiertem Wafer

Der ursprüngliche Wafer (P1) besteht aus einem GaAs-Substrat, auf das zuerst eine 300 nm dicke GaAs-Pufferschicht gewachsen wurde. Darüber folgt eine sog. Opferschicht aus 100 nm AlGaAs. InAs-QPe wurden drauf im SK-Modus in einer GaAs-Membran gewachsen. Die Opferschicht kann für andere Prozessierungen chemisch gelöst werden, um die QP-Membran flexibel in verschiedene Strukturen zu integrieren. Die untersuchte Probe ist ein aus dem Wafer gebrochenes Stück mit einer Länge von 19 mm und 1,8 mm Breite.

Die Probe wurde mit der Laserwellenlänge 532 nm deutlich über der Bandkante angeregt. Reflektiertes Laserlicht wurde mit einem Farbglasfilter (RG850, Schott) blockiert, welches nur Wellenlängen größer als 850 nm transmittiert. Mit dem Konfokalmikroskop, der Kamera und dem Spektrometer wurden möglichst helle QPe vorausgewählt.

Das Spektrum eines QPs bei $T = 7,1$ K im Bereich der Sättigung ($I \approx 1,5 I_{\text{sat}}$) der Exzitonlinie ist in Abb. 19 dargestellt. Zu sehen sind die Exzitonlinie bei 895,8 nm sowie die etwas dunklere Biexzitonlinie bei 899,0 nm. Zwischen diesen beiden Linien ist noch weitere Emission zu erkennen. Diese könnte von Trionen, höher angeregten Exzitzon Zuständen oder aber auch von einem anderen QP stammen. Es wurden auf der Probe aber nur QPe in einer Region ausgewählt, in der diese räumlich ausreichend separiert waren, sodass mit Hilfe des Konfokalmikroskops immer nur das Licht eines Emitters aufgesammelt wurde.

Um in den folgenden Messungen nur das Exzitonlicht zu untersuchen, wurde alles andere Licht mit Hilfe eines schmalbandigen Filters (900NB1) der Breite 1 nm um die Zentralwellenlänge unterdrückt. Das dazu gehörende Spektrum wird auch in Abb. 19 wiedergegeben. Der schmale Bandpass transmittiert maximal 50 % bei seiner zentralen Wellenlänge von 900 nm. Da diese durch Verdrehen des Filters relativ zum Strahl jedoch auf die Exzitonwellenlänge eingestellt wurde, verringerte sich die Transmission durch den Filter auf $T_{\text{Filter}}(895,8 \text{ nm}) = 34\%$. In Sättigung der X-Emission konnten auf beiden APDs des HBT-Aufbaus zusammen eine Zählrate von $Z_1 = (56\,000 \pm 1000) \text{ cps}$ (engl. *counts per second* für Zählereignisse pro Sekunde) gemessen werden. An der so gefilterten X-Linie wurden die weiteren Messungen durchgeführt.

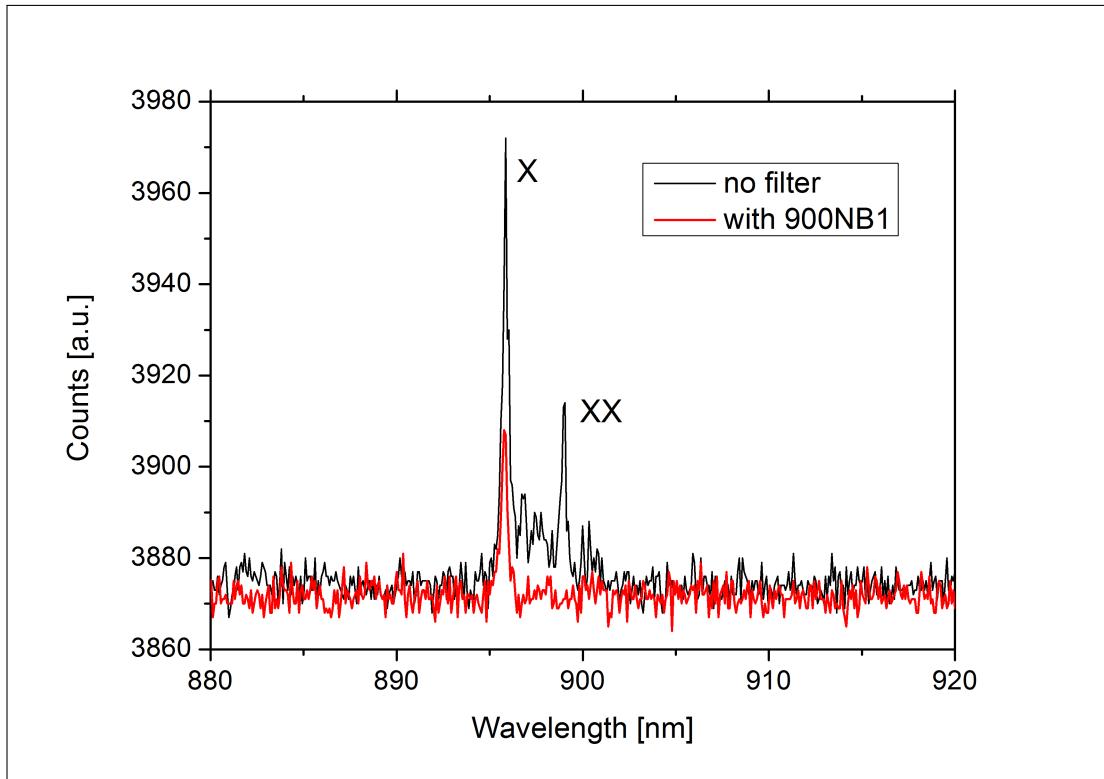


Abbildung 19: *Emissionsspektrum eines Quantenpunkts auf dem Waferstück bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm in Sättigung ($I \approx 1,5I_{\text{sat}}$) bei $T = 7,1 \text{ K}$; ohne Filter (schwarz) sind Exziton- (X) und Biexzitonlinie (XX) zu erkennen. Mit schmalbandigem Filter 900NB1 (rot) wird nur die Exzitonlinie gemessen.*

Die unnormierte Autokorrelationsmessung zweiter Ordnung $G^{(2)}(\tau)$ ist in Abb. 20 dargestellt. Die Anpassung ergibt $g^{(2)}(0) = 0,09 \pm 0,07$. Damit ist das Minimum bei der Zeitdifferenz von 0 ns deutlich kleiner als 50 % der gemittelten Koinzidenzen bei großen Zeitdifferenzen. Es konnte also starkes Antibunching beobachtet werden (vgl. Gleichung (24) für Fockzustände mit $n < 2$). Alle in dieser Arbeit vorgestellten Autokorrelationsmessungen zweiter Ordnung werden ohne Hintergrundkorrekturen oder Entfaltungen abgebildet und zeigen trotzdem jeweils ein Antibunching von $g^{(2)}(0) < 0,5$, was auf Fockzustände mit einer mittleren Photonenzahl von $n < 2$ hindeutet. Die Autokorrelationsmessungen wurden mit hinreichend langen Messzeiten durchgeführt, sodass das Antibunching-Signal klar erkennbar war. Das heißt, dass die statistischen Schwankungen des unkorrelierten Hintergrunds $\delta G^{(2)}(\tau \gg \tau_{\text{corr}})$ klein gegen das Antibunching sind: $G^{(2)}(\tau \gg \tau_{\text{corr}}) - G^{(2)}(\tau = 0) > \delta G^{(2)}(\tau \gg \tau_{\text{corr}})$.

Eine Antikorrelation von $g^{(2)}(0) < 0,5$ allein lässt aber noch nicht den Schluss zu, dass es sich um einen einzelnen Einzelphotonenemitter handelt. Zum Beispiel könnte neben einem (idealen) Einzelphotonenemitter noch schwach die Emission eines zweiten Emitters aufgesammelt werden. Damit stiegen die gezählten Koinzidenzen bei $\tau = 0$ leicht an, würden aber bei hinreichend geringer Intensität nicht zu $g^{(2)}(0) > 0,5$ führen. Durch die räumliche Separation mit Hilfe des Konfokalmikroskops und die geschickte Auswahl vorzugsweise vereinzelter Emitter wird dies aber bestmöglich unterdrückt.

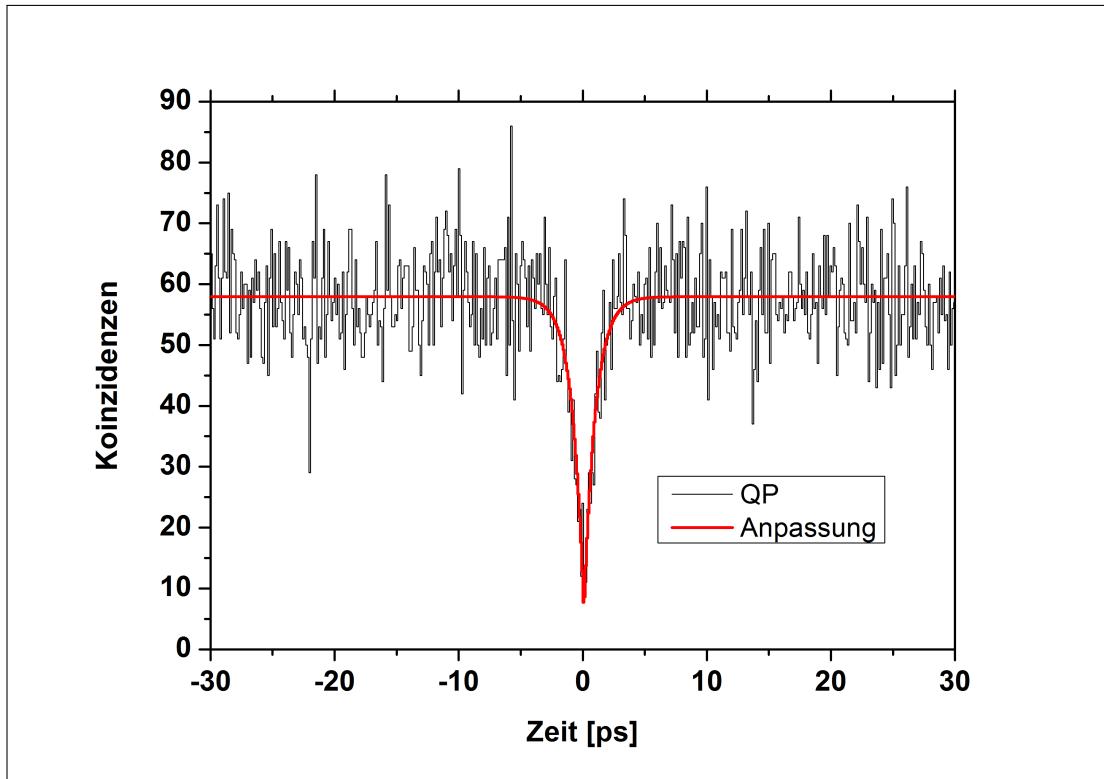


Abbildung 20: *Nicht-normierte Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $G^{(2)}(\tau)$.* Die Messung wurde an der gefilterten Exziton-Linie aus Abb. 19 unter denselben experimentellen Bedingungen durchgeführt und zeigt mit $g^{(2)}(0) = 0,09 \pm 0,07$ (aus der Anpassung) starkes Antibunching.

Zur Bestimmung der Kohärenzzeit T_2 werden die Einzelphotonen im Michelson-Interferometer mit sich selbst interferiert (vgl. 2.1.1 und 3.5). Die Intensität hinter dem Interferometer wird von den beiden APDs 1 und 2 als detektierte Photonen gemessen. In Abb. 21 ist die *Visibility* der Interferenz der QP-Emission (schwarze Quadrate) sowie eines auf die Cs D₁-Linie (894,4 nm) stabilisierten Lasers (rote Kreise) für verschiedene Laufzeitdifferenzen der elektromagnetischen Wellenpakete in den beiden Armen des Interferometers aufgetragen.

Die Messung der *Visibility* des Laserlichts dient zur Eichung des Interferometers. Im Falle eines nicht konstanten Verlaufs kann dieser mit einer Anpassungskurve bestimmt und zur Korrektur der eigentlichen Messung am QP verwendet werden. Der konstante Verlauf bei annähernd 90 % zeigt, dass das Interferometer korrekt für diese Wellenlänge eingestellt ist. Es ist daher nicht nötig, die Messung am QP nachträglich zu korrigieren.

Die gemessene *Visibility* des QPs unterscheidet sich aber von dem erwarteten exponentiellen Abfall (s. Gleichung (16)). Dieser ist noch zusätzlich mit einem periodischen Signal überlagert, wobei sowohl die resultierenden Minima als auch die Maxima jeweils einem annähernd exponentiellen Abfall folgen.

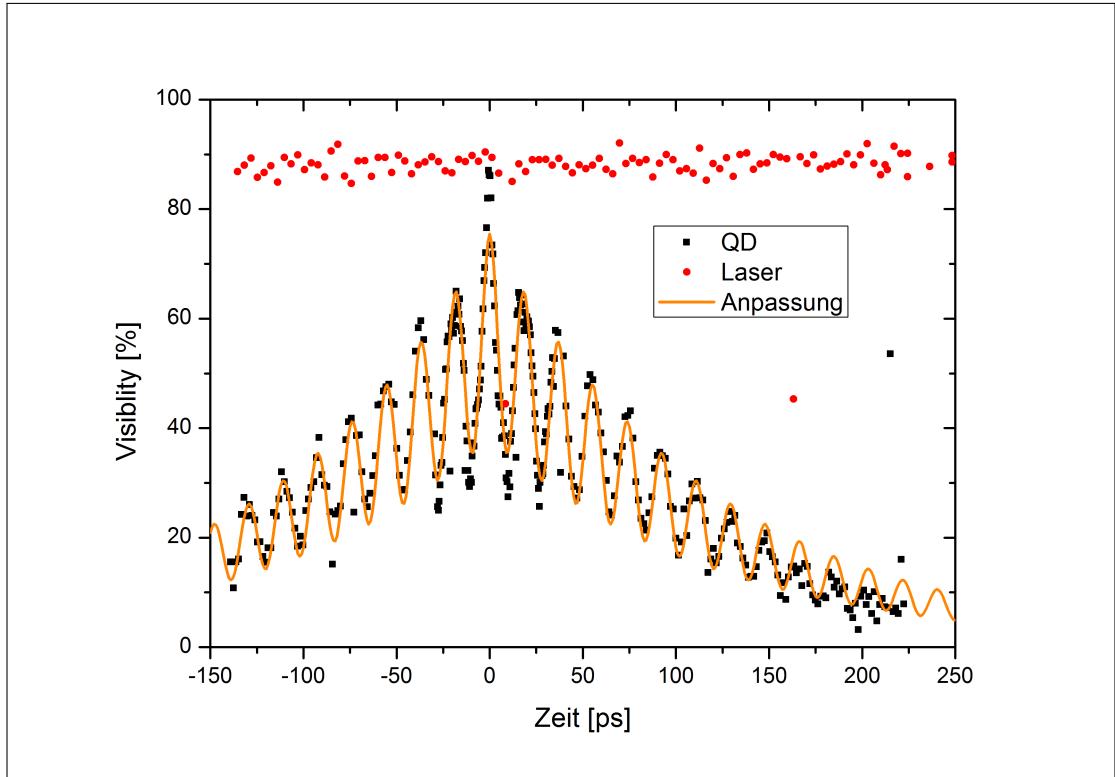


Abbildung 21: Kohärenzmessung der Exziton-Emission (s. Abb. 19) mit Anpassung der Schwebung. Zusätzlich zum erwarteten exponentiellen Abfall der Visibility, s. Gleichung (16), wurde hier eine periodische Fluktuation gemessen. Diese ist als Schwebung zwischen den zwei Exzitonzuständen $|X\rangle_{\uparrow\downarrow}$ und $|X\rangle_{\downarrow\uparrow}$ zu erklären. Gemäß Gleichung (46) wird die Kohärenzzeit zu $T_2 = (122 \pm 3)$ ps bestimmt. Die konstante Visibility des Lasers bestätigt die korrekte Justage des Interferometers.

Dieses Verhalten kann als Schwebung zwischen den beiden Exzitonübergängen $|0\rangle \leftrightarrow |X\rangle_{\uparrow\downarrow}$ und $|0\rangle \leftrightarrow |X\rangle_{\downarrow\uparrow}$ erklärt werden [118, 119], wenn deren Energieniveaus nicht entartet sind, also $\hbar\omega_{\uparrow\downarrow} \neq \hbar\omega_{\downarrow\uparrow}$. Aus der Modulationsfrequenz der Schwebung lässt sich dann die Energiedifferenz zwischen beiden Übergängen berechnen [118]:

$$\Delta E' = \hbar\Delta\omega' = \hbar(\omega_{\uparrow\downarrow} - \omega_{\downarrow\uparrow}) . \quad (45)$$

Als Anpassungsfunktion wird

$$V(\tau) = a \cdot e^{-|\tau|/T_2} \cdot \left(1 - d (\sin(\Delta\omega' \cdot \tau))^2\right) \quad (46)$$

gewählt. a bestimmt dabei die Amplitude bei $\tau = 0$ und d die Modulationstiefe. Die beste Anpassung ist in Abb. 21 als orangefarbene Linie dargestellt. Daraus ergeben sich die Kohärenzzeit

$$T_2 = (122 \pm 3) \text{ ps} \quad (47)$$

sowie die Schwebungskreisfrequenz

$$\Delta\omega' = (169,8 \pm 0,3) \text{ GHz} . \quad (48)$$

Als Fehler werden hier die Standardabweichungen aus der jeweiligen Anpassung angegeben.

Aus der Streuung der gemessenen *Visibility* des Lasers um den Mittelwert von 87 % (s. Abb. 21) lässt sich die Unsicherheit für jeden einzelnen gemessenen Punkt der *Visibility* mit der Standardabweichung von 6 % abschätzen.

Im Vergleich dazu liegt die Standardabweichung der Residuen von der Anpassung mit 5 % in der gleichen Größenordnung, ist hier sogar etwas kleiner. Aus der Streuung der *Visibility* des Lasers kann daher die Messunsicherheit für die Messpunkte der *Visibility* der QP-Emission abgeschätzt werden.

Aus der Kohärenzzeit T_2 kann nun die spektrale Breite $\Delta\nu$ zu

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi T_2} = (2,60 \pm 0,06) \text{ GHz} \quad (49)$$

berechnet werden. Aus der Schwebungsfrequenz $\Delta\omega'$ ergibt sich die Energiedifferenz

$$\Delta E' = \hbar\Delta\omega' = (111,8 \pm 0,2) \mu\text{eV} \quad (50)$$

beziehungsweise der Wellenlängenunterschied

$$\Delta\lambda' = (72,3 \pm 0,1) \text{ pm} , \quad (51)$$

was unter der Auflösungsgrenze des Spektrometers liegt. Daher erscheint im Spektrum in Abb. 19 nur eine Linie.

Über das Verhältnis von Zählrate zur spektralen Breite der QP-Exzitonlinie lässt sich deren spektrale Brillanz zu

$$B_{\text{wafer}} = \frac{Z_1}{\Delta\nu} = (21 \pm 1) \text{ cps MHz}^{-1} \quad (52)$$

berechnen. Unter Inbezugnahme der Transmission $T_{\text{Filter}}(895,8 \text{ nm}) = 34\%$ durch den Filter wird die eigentliche Zählrate der Exzitonlinie vor dem Filter zu

$$Z'_1 = \frac{Z_1}{T_{\text{Filter}}(895,8 \text{ nm})} = (165\,000 \pm 3000) \text{ cps} \quad (53)$$

bestimmt. Daraus folgt die korrigierte spektrale Brillanz

$$B'_{\text{wafer}} = \frac{Z'_1}{\Delta\nu} = (62 \pm 3) \text{ cps MHz}^{-1} . \quad (54)$$

4.1.2 Quantenpunkte in einer pin-Diode

Damit QP-Photonen für ein Interferenzexperiment mit Photonen einer anderen Lichtquelle verwendet werden können, ist es notwendig, die Emissionswellenlänge verändern und stabilisieren zu können. Das Verstimmen der Exzitonenergie mit dem Stark-Effekt in einer pin-Diode stellt dafür eine interessante Möglichkeit dar, da die Exzitonenergie über die angelegte Spannung schnell und stabil geregelt werden kann (s. 2.2.2). Hier werden QP-Proben in pin-Dioden-Strukturen untersucht. Dabei ist insbesondere der Einfluss der Dioden auf die Kohärenz von Interesse.

Zur Herstellung der Proben wurde, wie in 2.2.5 (pin-Diode) beschrieben, zuerst eine p-dotierte Schicht auf das Substrat, danach die QPe in der i-Region und obenauf eine n-Region gewachsen. Mittels Ätzverfahren ähnlich dem aus 2.2.5 (Gitterspannung auf Piezokristall) wurden kleine Diodenstücke separiert und konnten so einzeln auf einem Probenhalter platziert und gebondet werden. An den Chiphalter können zur Kontaktierung Kupferdrähte angelötet werden. Ein solcher kontaktierter Probenhalter mit QP-Nanomembranen ist in Abb. 22 zu sehen. Über die Kryostat-interne Verkabelung kann die an der Diode angelegte Spannung von außen mit einem Spannungsgenerator (2400 SourceMeter, Keithley) gesteuert werden.



Abbildung 22: *Chiphalter (quadratisch) mit gebondetem Probenstück und angelöteten Kupferdrähten.*

Von den QPen in pin-Dioden standen zwei verschiedene Proben zur Verfügung. Diese unterscheiden sich in der Dicke d_i der i-Region. Die erste Diode (P2) hatte eine dünnere intrinsische Schicht als die zweite (P3): $d_{i(pin1)} < d_{i(pin2)}$. Die genaue Dicke beider Schichten konnte noch nicht beim Hersteller in Erfahrung gebracht werden.

Zuerst wurden Untersuchungen in Hinsicht darauf durchgeführt, ob und welchen Einfluss die Diodenstruktur auf die QP-Emission haben, ohne dass eine elektrische Spannung angelegt wird.

Bei der ersten Probe (P2) wurden bei QPen, die Einzelphotonencharakter gezeigt hatten, Kohärenzzeiten im Bereich von 6 ps bis 22,6 ps gemessen. Eine Auswahl dieser Messungen mit den dazugehörigen Anpassungen ist in Abb. 23 zu finden.

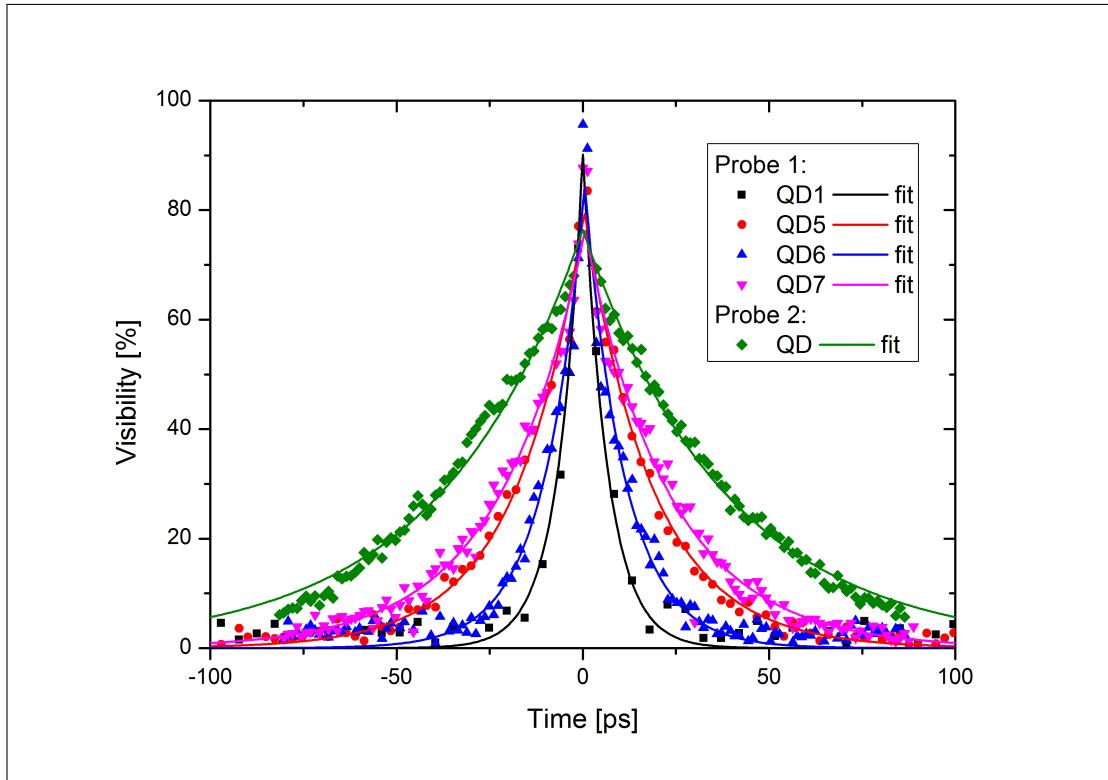


Abbildung 23: Kohärenzmessungen verschiedener QPe in pin-Dioden-Strukturen mit Anpassung. In der Dioden-Probe 1 (P2) wurde beim Quantenpunkt 7 (engl. quantum dot, QD7) die längste Kohärenzzeit $T_2(\text{QD7}) = (22,6 \pm 0,4)$ ps gemessen (magenta). Die Messungen der QPe in P2 wurden bei Temperaturen von 5,6 K bis 5,8 K durchgeführt. In der Dioden-Probe 2 (P3) wurden fast doppelt so lange Kohärenzzeiten von $(38,4 \pm 0,4)$ ps bei $T = 7$ K gemessen (grün).

Im Gegensatz dazu befinden sich auf der zweiten Probe (P3) auch QPe mit längeren Kohärenzzeiten. Die Messdaten eines dieser QPe sind ebenfalls in Abb. 23 dargestellt (grüne Raute). Die Anpassung ergibt eine Kohärenzzeit von

$$T_2 = (38,4 \pm 0,4) \text{ ps} . \quad (55)$$

Diese ist fast doppelt so lang wie die beste der ersten Probe. Dieser Unterschied ist vermutlich auf die verschiedenen Dicken der i-Schicht in den pin-Dioden zurückzuführen. An den Grenzschichten n ↔ i und p ↔ i diffundieren Elektronen bzw. Löcher im Mittel zu jeweils einer bestimmten Tiefe L_n respektive L_p in die i-Region.

In der Probe mit dünnerer i-Schicht sind bei gleichen Diffusionslängen L_n und L_p also mehr freie Ladungen in der QP-Schicht vorhanden als in derjenigen mit dickerer i-Region. In den beiden Dioden-Proben bilden wahrscheinlich Streuprozesse aufgrund von Coulomb-Wechselwirkung der Exzitonen im QP mit den zusätzlichen freien Ladungsträgern den dominierenden Dephasierungsmechanismus.

Um diese Dephasierung bestmöglich zu unterdrücken, wurden die weiteren Messungen an der Probe mit der dickeren i-Region ($d_{i(\text{pin}2)}$) durchgeführt. Die im Folgenden vorgestellten Messungen gehören alle zu dem QP, dessen Kohärenzmessung bereits in Abb. 23 zu sehen ist (grüne Raute). Das Spektrum sowie die unnormierte Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung ohne angelegte Spannung sind in Abb. 24 dargestellt.

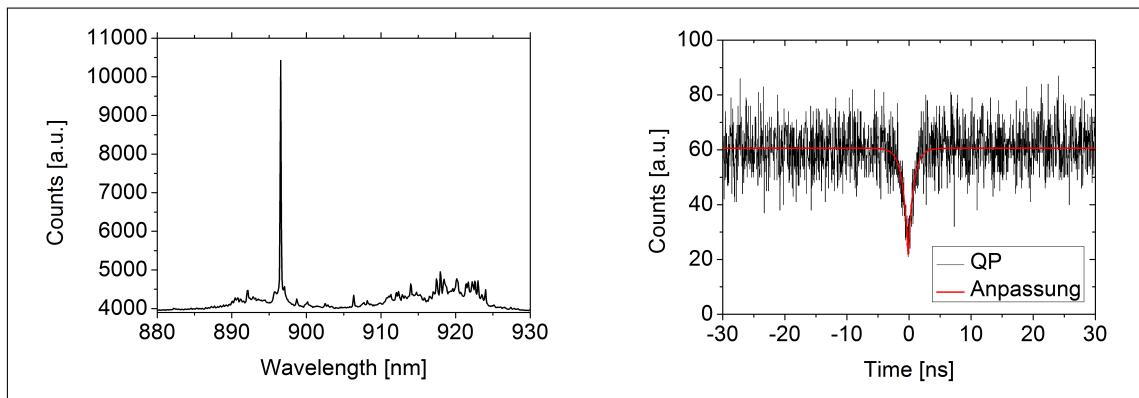


Abbildung 24: Spektrum (links) und $G^{(2)}$ -Funktion (rechts) des QPs aus der Dioden-Probe 2 (P3), dessen $g^{(1)}$ -Funktion in Abb. 23 gezeigt wird (grün). Die Exzitonlinie (896,5 nm bei $T = 7\text{ K}$) wurde für die Messungen von $g^{(1)}$ - und $G^{(2)}$ -Funktion gefiltert, sodass diese ohne störende Hintergrundemission (885 bis 895 nm und 900 bis 925 nm) durchgeführt werden konnten. Die Anpassung (rot) ergab ein Antibunching von $g^{(2)} = 0,35 \pm 0,04$.

Breitbandiger Hintergrund (885 bis 895 nm sowie 900 bis 925 nm) wurde wieder herausgefiltert, um nur die Exzitonlinie um 896,5 nm zu detektieren. Die $G^{(2)}$ -Funktion zeigt Antibunching ($g^{(2)} = 0,35 \pm 0,04$), welches jedoch nicht so stark wie bei dem QP vom Wafer ausgeprägt ist (vgl. Abb. 20).

Außerdem wurde die Lebensdauer des Exzitonzustands im QP bestimmt. Die Messung ist in Abb. 25 dargestellt. Dabei ist in blau die Faltung der abklingenden Fluoreszenz des QPs mit der Instrumentenantwortfunktion sowie in grün die Instrumentenantwortfunktion, also die Messung des durch den Aufbau reflektierten Laserpulses, im Histogramm aufgetragen. Die Anpassungsfunktion ist rot eingezeichnet und ergab eine Lebensdauer $T_1 = (910 \pm 30)\text{ ps}$.

In Abb. 26 wird die gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie der pin-Diode gezeigt. Abb. 26 (links) zeigt die Diodenkennlinie in der Übersichtsmessung. Gut zu erkennen sind der Durchlass- sowie Sperrbereich der Diode mit der charakteristischen Durchbruchspannung U_D bei verschiedenen Temperaturen. Bei Raumtemperatur (293 K) ist sie etwa $U_D \approx -1\text{ V}$ und bei 7 K liegt sie bei $U_D \approx -2\text{ V}$.

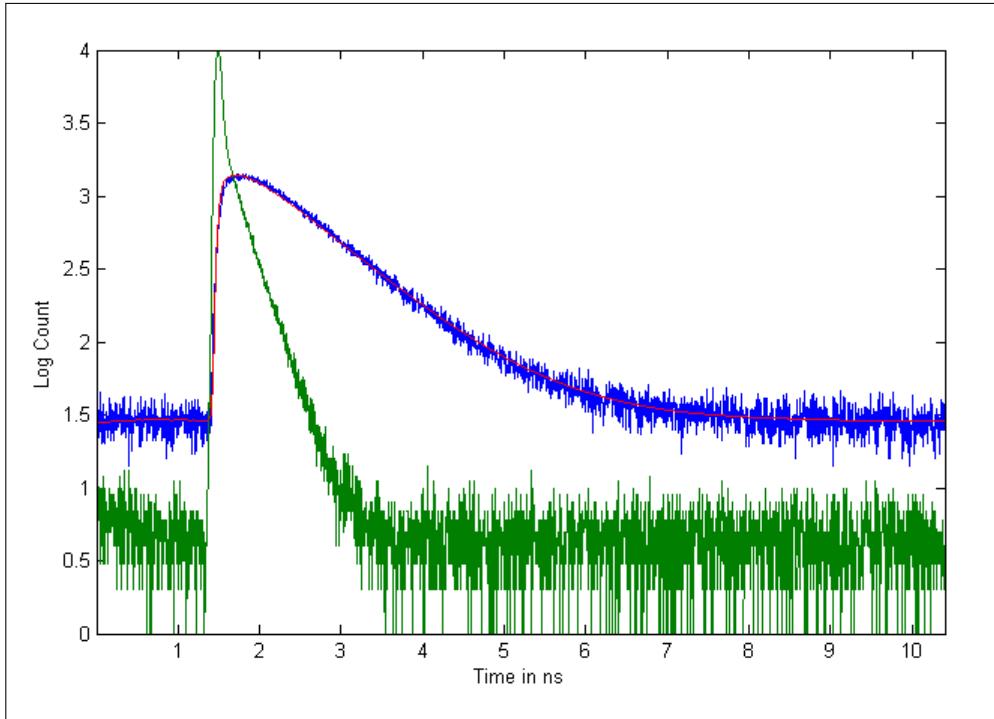


Abbildung 25: *Messung der Lebensdauer des Exzitons. Aus der gemessenen Fallung der abfallenden Fluoreszenz des Exzitons und der Instrumentenantwortfunktion des Messaufbaus (blau) sowie der Instrumentenantwortfunktion ohne QP-Emission (grün) wird durch Rückfaltung die natürliche Lebensdauer des Exzitons zu $T_1 = (910 \pm 30)$ ps bestimmt. Die Anpassung (rot) stimmt im Bereich statistischer Schwankung der Fluoreszenz mit dieser überein.*

Dieses Verhalten ist durch die thermale Instabilität von Halbleiter-Dioden im Sperrbereich zu erklären [120]. Durch Sperrströme bei hohen Spannungen in Sperrrichtung wird Wärme an das umgebende Halbleiter-Material abgegeben. Dies führt zur Erhöhung der Temperatur in der Diode. Die erhöhte Temperatur sorgt wiederum dafür, dass bei größeren Spannungen mehr Strom fließt. Dies kann schließlich zum thermischen Durchbruch der Diode führen. Die unterschiedlichen Temperaturen im Kryostaten ($T = 293$ K bzw. 7 K) bei der Messung der Diodenkennlinie (s. Abb. 26) bestimmen also maßgeblich die Durchbruchspannung der Diode.

Die Schwellspannung im Durchlassbereich der Diode kann nicht genau bestimmt werden, da hierfür gewöhnlich der linear wachsende Bereich der Kennlinie auf die x-Achse verlängert wird. Dieser Bereich wird meist bei Strömen $I > 1$ mA erreicht. Um die Diode durch zu starken Stromfluss nicht zu zerstören, wurden in der Spannungsquelle eine Stromsperrre bei $500 \mu\text{A}$ eingestellt. Anhand des großen Anstiegs lässt sich die Schwellspannung aber zu $U_S \approx 10$ V abschätzen.

In Abb. 26 (rechts) ist ein detaillierteres Verhalten derselben Strom-Spannungs-Kennlinie im Nanoamperebereich dargestellt. Kleine Ströme treten in Durchlassrichtung schon ab etwa 0,5 V und in Sperrrichtung ab -1 V auf.

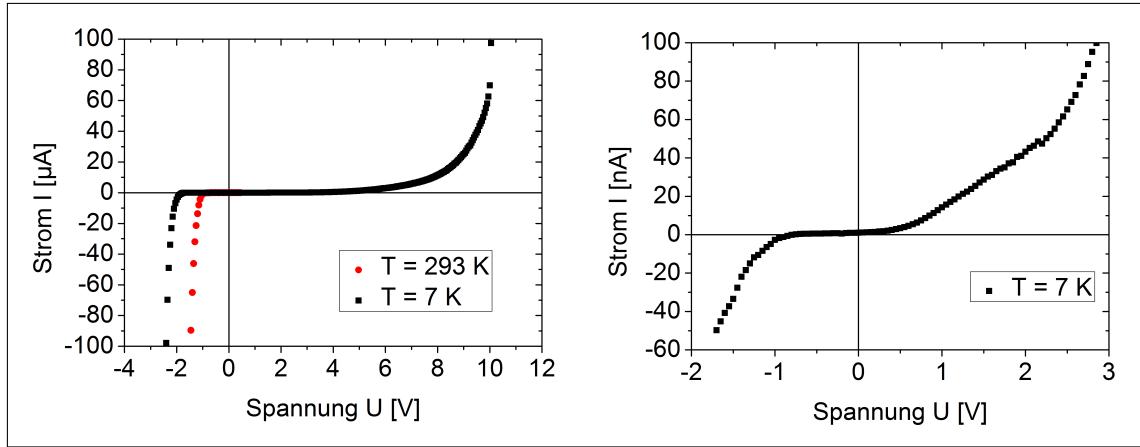


Abbildung 26: *Strom-Spannungs-Kennlinie einer Diode der zweiten Probe.* Links: Die Übersicht zeigt den Sperrbereich mit Durchbruchspannung sowie den Durchlassbereich. Bei kryogenen Temperaturen (schwarze Quadrate) liegt die Durchbruchspannung weiter im Sperrbereich als bei Raumtemperatur (rote Kreise). Rechts: Detail kleiner Ströme nahe dem Koordinatenursprung bei $T = 7\text{ K}$.

Durch die an die Diode angelegte Spannung wird die Exzitonenergie der QPe innerhalb der Diode aufgrund des Stark-Effekts verändert (s. 2.2.2 und 2.2.5). Das Spektrum der Linie aus Abb. 24 ist bei unterschiedlichen Diodenspannungen in Abb. 27 (links) dargestellt. Die Linie konnte in einem Bereich von -3 nm bis $3,5\text{ nm}$ verschoben werden. Die durchgezogenen Linien dienen nur der Anschaulichkeit und müssen nicht dem wahren Spektrum entsprechen. Die Symbole sind die eigentlichen Messpunkte, die die gemessene Lichtintensität pro Pixel gemittelt über eine Sekunde Integrationszeit darstellen.

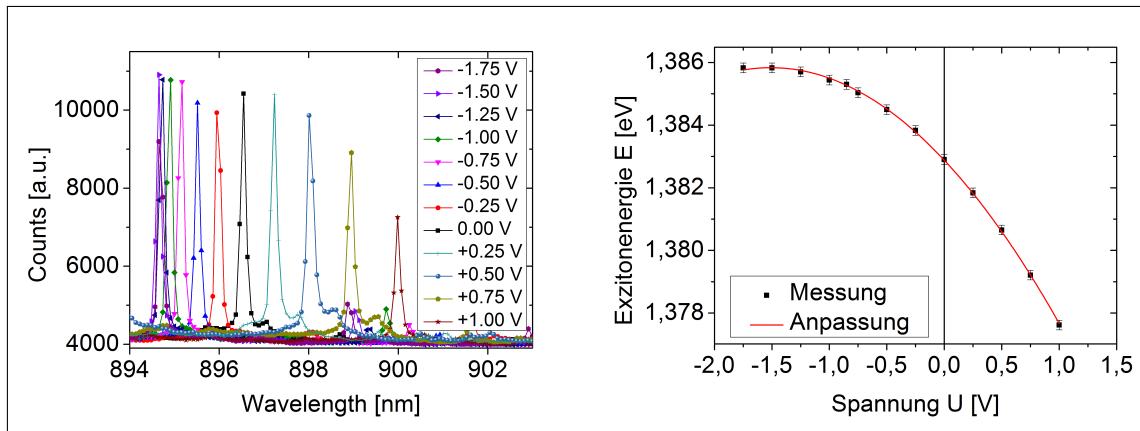


Abbildung 27: *Verstimmung der Emissionswellenlänge des Exzitons.* Links: Spektren der Exzitonemissionslinie bei verschiedenen Diodenspannungen. Rechts: Resultierende Exzitonenergie. Die Anpassung liefert Dipolmoment und Polarisierbarkeit des QP-Exzitons in Abhängigkeit von der Dicke $d_{i(\text{pin}2)}$ der i -Region (s. Text).

Ab einer Diodenspannung von ca. 0,5 V nimmt die Gesamtintensität der Emissionslinie für steigende Spannung ab. Die Detailaufnahme der Diodenkennlinie zeigt, dass ab etwa 0,5 V Diodenspannung kleine Ströme in der Größenordnung einiger Nanoampere fließen (Abb. 26, rechts). Dies führt zu dem Schluss, dass die zusätzlichen Ladungsträger des Diodenstroms aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit dem QP-Exziton dafür sorgen, dass dieses seltener ein Photon durch Rekombination von Elektron und Loch emittiert. Stattdessen wird die Exzitonenergie über Streuprozesse strahlungslos an die Umgebung abgegeben.

Aus der mittleren Wellenlänge $\bar{\lambda}(U_D)$ der einzelnen Linien wurde die Exzitonenergie $E_X(U_D)$ zu

$$E_X(U_D) = \frac{hc}{\bar{\lambda}(U_D)} \quad (56)$$

berechnet. Diese ist in Abb. 27 (rechts) aufgetragen. Die Zentralwellenlänge wurde mit einer Unsicherheit von jeweils 0,1 nm bestimmt. Über Fehlerfortpflanzung wurden daraus die Unsicherheiten für die Exzitonenergie ermittelt.

Da die genauen Dicken der i-Regionen der pin-Dioden nicht bekannt sind, liefert die Anpassung der Gleichung (32) an die Exzitonenergien das permanente Dipolmoment D_{perm} und die Polarisierbarkeit α_z des Exzitons nur in Abhängigkeit von der Schichtdicke $d_{i(\text{pin}2)}$. Diese sind

$$\frac{D_{\text{perm}}}{d_{i(\text{pin}2)}} = (391 \pm 3) \mu\text{eV cm kV}^{-1} \mu\text{m}^{-1} \quad \text{und} \quad (57)$$

$$\frac{\alpha_z}{(d_{i(\text{pin}2)})^2} = (130 \pm 2) \text{ meV cm}^2 \text{kV}^{-2} \mu\text{m}^{-2}. \quad (58)$$

Für jede der Linien aus Abb. 27 (links) wurde bei den verschiedenen Diodenspannungen eine Kohärenzmessung erster Ordnung mit dem Michelson-Interferometer durchgeführt. Die daraus bestimmten Kohärenzzeiten $T_2(U_D)$ sind in Abb. 28 (links) zusammengefasst.

Die Unsicherheiten aus der Bestimmung der Kohärenzzeit sind kleiner als 1 nm und damit kleiner als die Ausdehnung der Datenpunkte. Trotzdem ergab mehrmaliges Messen der Kohärenzzeit bei einer Diodenspannung unterschiedliche Werte mit Abweichungen größer als der ermittelten Unsicherheit (s. $U_D = 0$ V). Die Ursache dieser Streuung muss noch weiter untersucht werden.

Über die gemessene Diodenkennlinie (s. Abb. 26) können die Kohärenzzeiten auch in Abhängigkeit von dem die Diode durchfließenden Strom in Abb. 28 (rechts) wiedergegeben werden. Die Messung zeigt im Sperrbereich der Diode deutlich längere Kohärenzzeiten als im Durchlassbereich. Im Mittel unterscheiden sich die Kohärenzzeiten in beiden Bereichen um einen Faktor $\bar{T}_{2(\text{durch})}/\bar{T}_{2(\text{sperr})} \approx 2$.

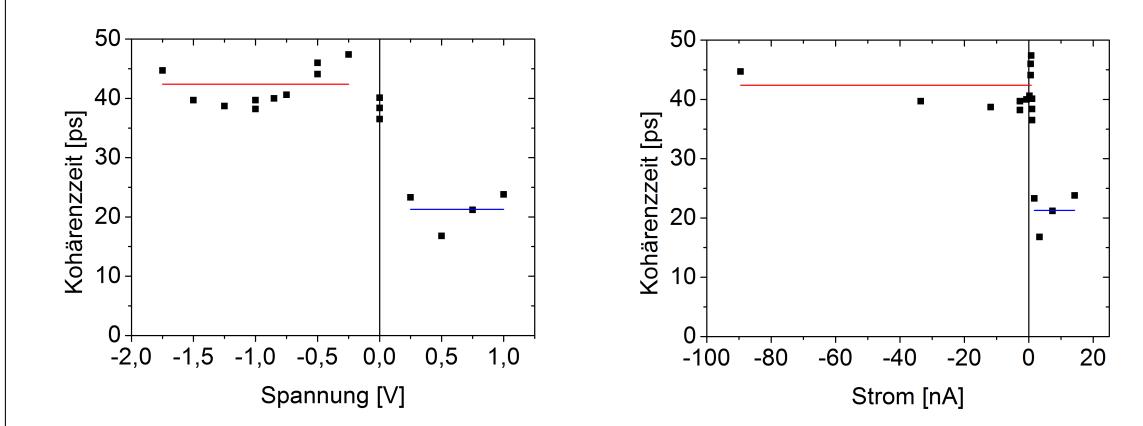


Abbildung 28: *Kohärenzzeiten des QP-Exzitons der pin-Diode 2 (P3).* Links: Kohärenzzeiten bei verschiedenen angelegten Spannungen. Rechts: Verhalten der Kohärenzzeit abhängig vom Diodenstrom. Die rote Linie zeigt die gemittelte Kohärenzzeit bei negativer Diodenspannung. Analog dazu ist das Mittel bei positiver Spannung blau dargestellt.

Ein solches Verhalten ist also auf die beiden Schaltungsrichtungen der Diode zurückzuführen. Im Sperrbetrieb wird das Potential zwischen p- und n-Region erhöht, sodass sich freie Ladungsträger aus der Verarmungszone in der Mitte der Diode entfernen. Dies minimiert die Wechselwirkung von Ladungsträgern mit dem Exziton und damit auch die Dephasierung der Kohärenz. Im Mittel beträgt die Kohärenzzeit im Sperrbereich $\bar{T}_{2(\text{sperr})} = (42 \pm 3)$ ps. Als Unsicherheit wird hier für $\bar{T}_{2(\text{sperr})}$ und $\bar{T}_{2(\text{durch})}$ die Standardabweichung vom Mittel angegeben. Dennoch wird im Sperrbereich nur etwa 1/3 der auf dem Wafer gemessenen Kohärenzzeit erreicht.

Im Durchlassbetrieb wird das Potential verringert, sodass durch Drift und Diffusion mehr Ladungsträger in die QP-Schicht gelangen. Dadurch kommt es vermehrt zu Stößen und die Kohärenzzeit verringert sich gemittelt auf $\bar{T}_{2(\text{durch})} = (21 \pm 3)$ ps.

Mit der Sättigungszählrate von $Z_{\text{pin2}} = (290\,000 \pm 2000)$ cps ergibt sich die spektrale Brillanz zu

$$B_{\text{pin2}} = \frac{Z_{\text{pin2}}}{\Delta\nu} = Z_{\text{pin2}} \cdot \pi \bar{T}_{2(\text{sperr})} = (38 \pm 3) \text{ cps MHz}^{-1}. \quad (59)$$

Bei den Emissionswellenlängen ($\lambda \approx 895$ nm) des QP-Exzitons in der in Sperrrichtung betriebenen Diode ist die Transmission durch den schmalen Bandpassfilter ebenfalls $T_{\text{Filter}}(\lambda \approx 895 \text{ nm}) = 34\%$ wie bei dem QP auf dem Wafer. Damit ergeben sich hier die korrigierte Zählrate

$$Z'_{\text{pin2}} = \frac{Z_{\text{pin2}}}{T_{\text{Filter}}(\lambda \approx 895 \text{ nm})} = (853\,000 \pm 6000) \text{ cps} \quad (60)$$

und spektrale Brillanz zu

$$B'_{\text{pin2}} = \frac{Z'_{\text{pin2}}}{\Delta\nu} = Z'_{\text{pin2}} \cdot \pi \bar{T}_{2(\text{sperr})} = (113 \pm 9) \text{ cps MHz}^{-1}. \quad (61)$$

4.2 Quantenpunkte in Resonatoren für hohe Zählraten

Die Emissionsrate eines Einzelphotonenemitters kann aufgrund des sog. Purcell-Effekts stark erhöht werden, wenn sich dieser Emittier in einem Resonator befindet (s. 2.2.4).

Im folgenden Abschnitt werden die Messungen präsentiert, welche an QPen in Resonatorstrukturen durchgeführt wurden. Die Proben wurden in der Technischen Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg am Lehrstuhl von Prof. Dr. Martin Kamp hergestellt.

Im Unterabschnitt 4.2.1 wird eine Probe vorgestellt, bei der die QPe in eine Dioden-Mikrosäulen-Struktur integriert sind. Mit dieser ist es möglich, die QPe elektrisch, das heißt ohne Laseranregung, zu betreiben. Des Weiteren werden in 4.2.2 die Messungen an einer QP-Probe mit asymmetrischem Braggreflektor aufgeführt, die im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen die höchsten Zählraten erreicht hat.

4.2.1 Mikrosäulen-Resonatoren zum elektrischen Pumpen

Für die Umsetzung eines *Quantenrepeaters* sind elektrisch pumpbare QPe besonders interessant, da diese Einzelphotonenemission mit einem elektrischen Puls ermöglichen und keine zusätzliche optische Anregung mit einem Laser erfordern.

Dies kann in Form kontaktierter pin-Dioden-Mikrosäulen-Resonatoren realisiert werden [100]. Der schematische Aufbau sowie eine Rasterelektronenmikroskopie-aufnahme (REM) einer mittig mit einem fokussierten Ionenstrahl durchtrennten Mikrosäule sind in Abb. 29 dargestellt.

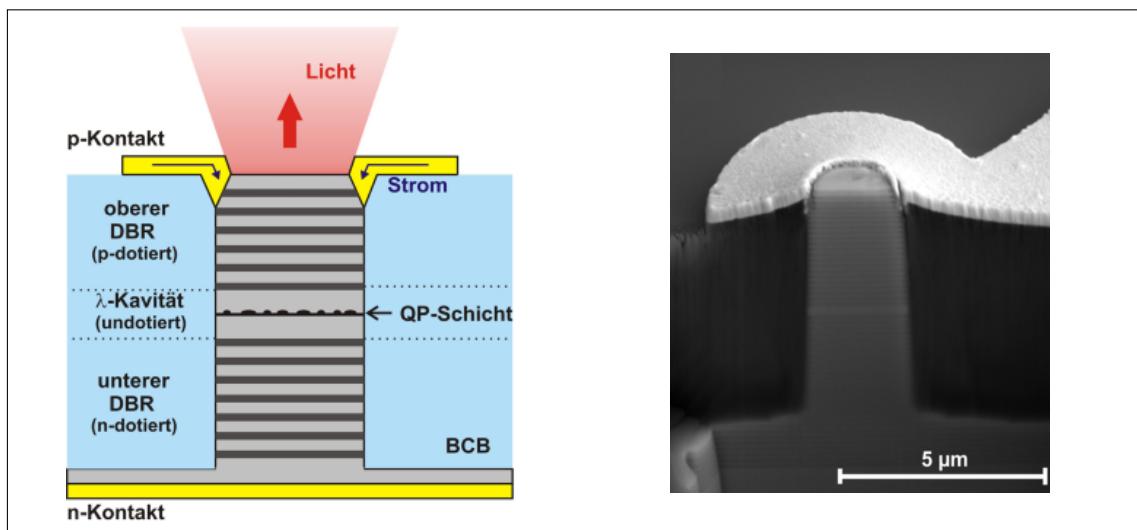


Abbildung 29: Mikrosäulen-Resonator. Links: Schematischer Aufbau. Über den Goldkontakt (oben) wird ein Strom in den Resonator geleitet. Die Dotierungen in den DBRs ermöglichen den Stromfluss durch die undotierte λ -Kavität zur Anregung der QPe. Grafik entnommen aus [101]. Rechts: REM-Aufnahme einer mit fokussiertem Ionenstrahl durchtrennten Mikrosäule. Zu erkennen sind der Goldkontakt (oben), die Mikrosäule mit Schichtstruktur (mittig) sowie das Substrat (unten). Entnommen aus [121].

Damit diese Resonatoren aus zwei DBR-Spiegeln mit QPen in der mittleren λ -Schicht elektrisch betrieben werden können, müssen die Spiegel elektrisch leiten und werden daher dotiert [101]. Andererseits beeinflusst die Dotierung die optischen Resonatormoden aufgrund von Absorption. Daher werden sog. δ -Dotierungsschichten, das sind einatomige Schichten von Dotierungsatomen, an den Stellen erwarteter Knoten des elektrischen Feldes integriert [100].

Auf einem n-dotierten GaAs-Substrat wird ein DBR aus abwechselnden AlAs- und GaAs-Schichten mit abnehmender Dotierung sowie δ -Dotierungen an besagten Stellen im FM-Modus gewachsen. Danach folgt eine einzelne Lage von InAs-QPen der Flächendichte $\varrho_{QP} = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ in der Mitte der undotierten λ -Kavität. Im Abstand von 10 nm unter der QP-Schicht befindet sich ebenfalls eine δ -Dotierung der Flächendichte $\varrho_{Dot} = 6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Auf die λ -Kavität wird dann der zweite DBR mit ansteigender p-Dotierung gewachsen.

Um einen dreidimensionalen Einschluss der Resonatormode zu erreichen, werden mittels Elektronenstrahllithografie und reaktivem Ionenätzen einzelne kreisrunde, glattwandige Mikrosäulen mit Durchmessern von 1 μm bis 20 μm geätzt [100]. Damit die Säulen auch am oberen Ende kontaktiert werden können, wird die Probe mit dem polymeren Isolator Benzocyclobuten (BCB) bis zur Höhe der Säulen planariert. Darauf wird dann eine Goldmembran gedämpft, aus der ringförmige Kontakte lithografisch um die Säulen angelegt werden. Durch die Ringlöcher wird das von den QPen emittierte Licht effizient ausgekoppelt [100]. Über großflächigere Goldmembranstrukturen kann der p-Kontakt gebondet und somit an eine Spannungsquelle angeschlossen werden. Bei einem Betrieb der Diode in Durchlassrichtung werden Ladungsträger als Stromfluss durch die Mikrosäulen geleitet, sodass sie in der QP-Schicht exzitonische Bindungen eingehen können.

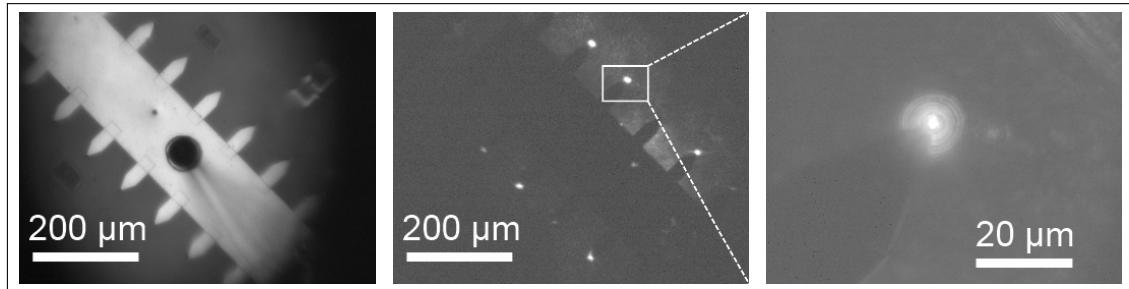


Abbildung 30: Kontaktierte Mikrosäulen-Resonatoren in der Draufsicht. Links: Über die Goldmembran (hell unter Weißlichtbeleuchtung) sind die Resonatoren jeweils an der Spitze der einzelnen Zungen kontaktiert. Der dunkle Fleck (zentral) zeigt die Bondingstelle an. Außerhalb der fokalen Ebene ist der Bondingdraht zu erkennen. Mitte: Lichtemission der Mikrosäulen bei der Diodenspannung $U = 3 \text{ V}$ (ohne zusätzliche Beleuchtung). Rechts: Detailausschnitt einer einzelnen emittierenden Mikrosäule.

In Abb. 30 (links) ist eine solche Struktur in der Draufsicht dargestellt. Diese wurde unter Weißlichtbeleuchtung mit der CCD-Kamera aufgenommen. Diagonal verläuft hell ein Goldstreifen, an dessen Seiten sich die Mikrosäulen an den Spitzen der kleinen Ausläufer befinden. In der Mitte ist als dunkler Fleck die Bondingstelle sowie davon ausgehend der Bondingdraht zu sehen.

Abb. 30 (Mitte) zeigt dieselbe Struktur ohne Beleuchtung, aber mit einer angelegten Spannung von $U = 3$ V, sodass die Mikroresonatoren Licht emittieren. In Abb. 30 (rechts) ist ein emittierender Resonator an der Spitze einer Goldzunge vergrößert dargestellt.

Die hier untersuchte Probe enthält Mikrosäulenresonatoren mit verschiedenen Durchmessern von $1,7 \mu\text{m}$ bis $4,0 \mu\text{m}$. Die Untersuchung der Probe zeigte in den vom Durchmesser kleinsten Säulen die am besten vereinzelten Emissionslinien.

Zum Vermessen der Probe war es nicht möglich, die Resonanzwellenlänge des Resonators λ_{Res} zu bestimmen. Einerseits wurde versucht λ_{Res} zu finden, indem Emissionslinien vieler QPe aus einem Bereich von 860 nm bis 885 nm über einen Temperaturbereich von 5 K bis 46 K um etwa 10 nm zu höheren Wellenlängen hin verstimmt wurden. Dabei wäre eine große Verstärkung der Emissionsintensität zu erwarten, falls eine Linie in Resonanz mit dem Resonator gestimmt würde. Ein solches Verhalten konnte aber nicht beobachtet werden. Der Resonator konnte auch nicht durch helles Beleuchten mit Weißlicht identifiziert werden.

Aus diesem Grund wurden die Eigenschaften dieser QPe nicht in Resonanz mit dem Säulenresonator vermessen. Das bedeutet, dass die Emission anstelle durch den Resonator verstärkt zu werden sogar noch unterdrückt wird (s. 2.2.4).

Die wichtigsten Ergebnisse der Messungen an einem QP-Exziton sind in den Abb. 31 und 32 zusammengestellt.

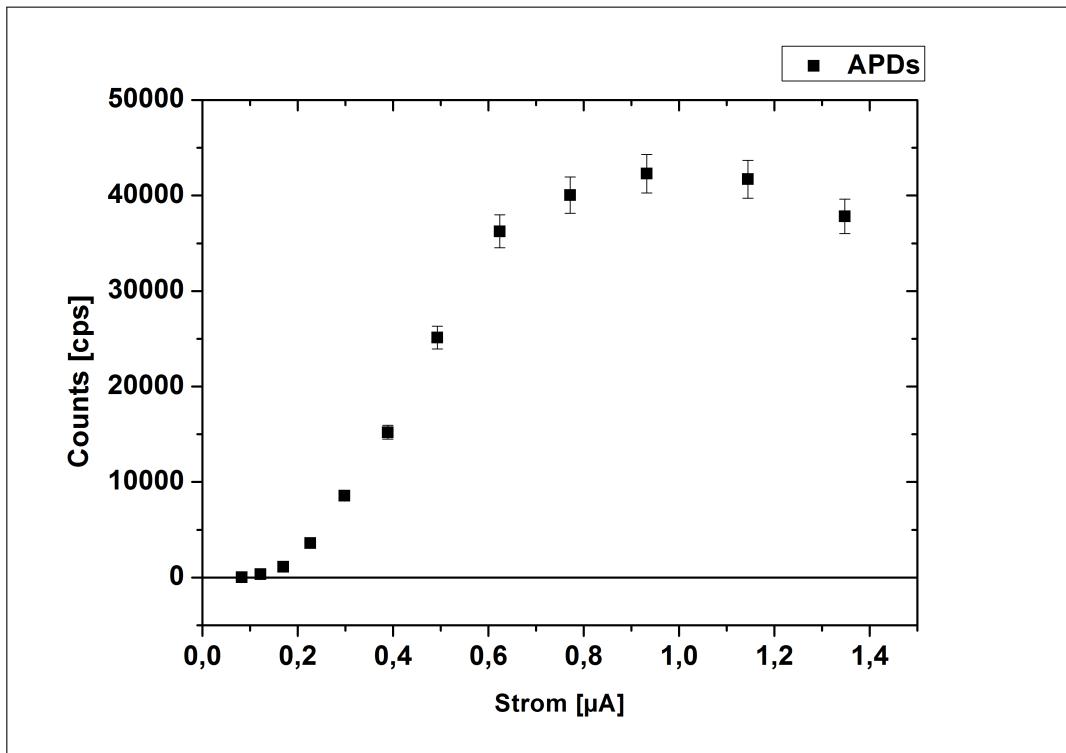


Abbildung 31: *Sättigungsverhalten der Quantenpunktmission unter elektrischem Pumpen in Abhängigkeit vom Diodenstrom in Durchlassrichtung bei $T = 4,6$ K. Die gemeinsame Zählrate der Emission der Exzitonlinie auf den APDs 1 und 2 geht bei einem Diodenstrom von ca. $0,6 \mu\text{A}$ in Sättigung über. Die ermittelte Sättigungszählrate beträgt $Z_{\text{pillar}} = (42\,000 \pm 2\,000)$ cps.*

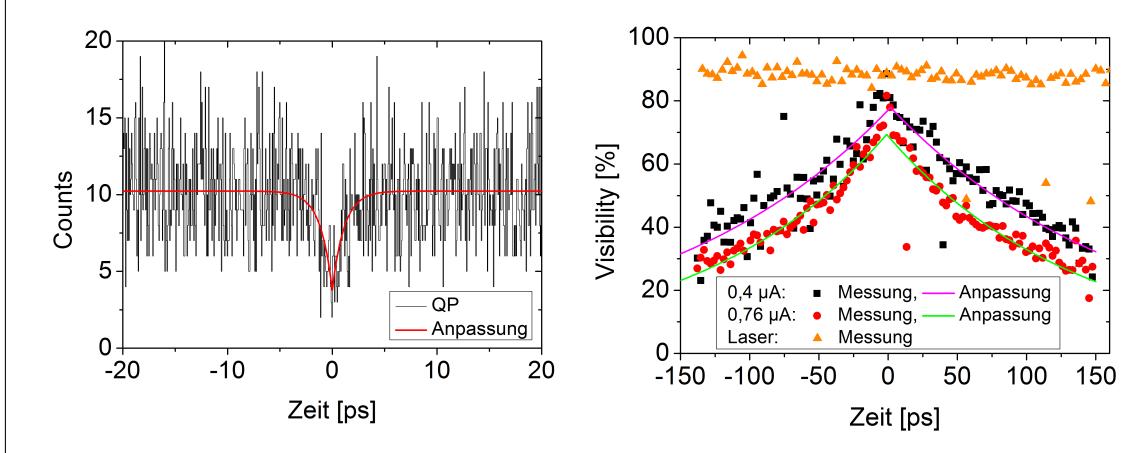


Abbildung 32: Autokorrelationsmessungen zweiter (links) und erster Ordnung (rechts) eines QPs in einem Mikrosäulen-Resonator bei $T = 4,6\text{ K}$. Links: Unnormierte Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $G^{(2)}$ bei einem Diodenstrom $I_D = 0,62\text{ }\mu\text{A}$. Auch ohne nachträgliches Aufarbeiten der Messdaten unterstreicht der normierte Wert $g^{(2)}(0) = 0,37 \pm 0,07$ aus der Anpassung das nichtklassische Verhalten dieses Emitters. Rechts: Messungen der Kohärenzzeit bei verschiedenen Diodenströmen. In Sättigung (Messdaten: rote Kreise, Anpassung: grüne Linie) beträgt die Kohärenzzeit $T_{2(\text{sat})} = (135 \pm 5)\text{ ps}$; im Bereich linear ansteigender Zählraten (Messdaten: schwarze Quadrate, Anpassung: magentafarbene Linie) ist $T_{2(\text{lin})} = (168 \pm 8)\text{ ps}$. Die verringerte Kohärenzzeit im Bereich der Sättigung wird auf vermehrte Streuprozesse bei erhöhtem Strom zurückgeführt.

In Abb. 31 ist das Sättigungsverhalten eines QPs in Abhängigkeit vom Diodenstrom dargestellt. Da hierbei der QP nicht optisch mit einem Laser sondern elektrisch gepumpt wird, kann die Sättigungszählrate nicht nach Gleichung (38) bestimmt werden. Dies erfordert ein anderes Vorgehen. An die Diode wurden verschiedene Spannungen angelegt, die mit Hilfe der gemessenen Diodenkennlinie in den Diodenstrom transformiert wurden. Bei jeder dieser Spannungen wurde das Spektrum einer Exzitonlinie aufgenommen und daraus die Gesamtintensität der Linie als Summe über die sechs Messpunkte des Linienspektrums ermittelt. Im Bereich der Sättigung ($I = 0,8\text{ }\mu\text{A}$ bis $1,2\text{ }\mu\text{A}$) wurde die Photonenzählrate summiert über die beiden APDs 1 und 2 aufgenommen. Daraus wurde die Sättigungszählrate zu

$$Z_{\text{pillar}} = (42\,000 \pm 2000) \text{ cps} \quad (62)$$

bestimmt. Mit diesem Wert wurden die gemessenen Intensitäten derart normiert, dass die Zählrate in Sättigung $Z = 42\,000 \text{ cps}$ beträgt. Als Fehlerbalken wurde der relative Fehler $1/21$ auf die anderen Messwerte übertragen.

Der daraus folgende Sättigungsverlauf (Abb. 31) zeigt bis zu einem Schwellstrom von $0,3\text{ }\mu\text{A}$ einen quadratischen Anstieg der Zählrate. Dieser könnte verursacht werden von Kriechströmen, die zuerst entlang der Säulenwände und erst ab dem Schwellstrom durch die Säule fließen. Danach folgt bis zum Sättigungsstrom bei etwa $0,8\text{ }\mu\text{A}$ ein annähernd linearer Zuwachs.

Die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung (s. Abb. 32, links) wurde bei einem Diodenstrom von $0,62 \mu\text{A}$ kurz vor der Sättigung gemessen. Für die Zeitdifferenz $\tau = 0$ wurde die Autokorrelation zu

$$g^{(2)}(0) = 0,37 \pm 0,07 \quad (63)$$

bestimmt, ohne dass die Daten im Nachhinein bearbeitet wurden. Das heißt, dass der QP im Mittel immer noch weniger als 2 Photonen auf einmal emittiert.

In Abb. 32 (rechts) werden zwei Kohärenzmessungen bei den Diodenströmen $0,4 \mu\text{A}$ im linearen Bereich und $0,76 \mu\text{A}$ in Sättigung gegenübergestellt. Beim geringeren Diodenstrom wurde die Kohärenzzeit zu

$$T_{2(\text{lin})} = (168 \pm 8) \text{ ps} \quad (64)$$

und in Sättigung dagegen zu

$$T_{2(\text{sat})} = (135 \pm 5) \text{ ps} \quad (65)$$

bestimmt. Der Unterschied ist auch hierbei auf das Verhalten der Diode zurückzuführen. Bei höherem Diodenstrom (hier in Durchlassrichtung) fließen mehr Ladungsträger pro Zeiteinheit durch die QP-Schicht in der Mitte der Kavität. Dadurch treten vermehrt Streuprozesse zwischen freien Ladungsträgern und im QP gebundenen Excitonen auf, was zur verringerten Kohärenzzeit führt.

Für den in Sättigung betriebenen QP folgt damit die spektrale Brillanz

$$B_{\text{pillar}} = \frac{Z_{\text{pillar}}}{\Delta\nu} = Z_{\text{pillar}} \cdot \pi T_{2(\text{sat})} = (18 \pm 2) \text{ cps MHz}^{-1}. \quad (66)$$

Dabei ist zu beachten, dass der QP nicht in Resonanz mit der Kavität vermessen wurde. Daher konnte der Vorzug der Emissionsverstärkung durch den Purcell-Effekt im Resonator nicht ausgenutzt werden. Stattdessen wurde nur bei geringen Zählraten der unterdrückten Emission gemessen.

Mit der Korrektur durch die Filtertransmission (hier $T_{\text{Filter}} = 41\%$) erhält man die Zählrate

$$Z'_{\text{pillar}} = \frac{Z_{\text{pillar}}}{T_{\text{Filter}}} = (102\,000 \pm 5000) \text{ cps} \quad (67)$$

sowie die spektrale Brillanz

$$B'_{\text{pillar}} = \frac{Z'_{\text{pillar}}}{\Delta\nu} = Z'_{\text{pillar}} \cdot \pi T_{2(\text{sat})} = (44 \pm 5) \text{ cps MHz}^{-1}. \quad (68)$$

4.2.2 Quantenpunkte in einem asymmetrischen Resonator

Das Problem, dass die QPe nicht in Resonanz mit der Kavität gestimmt werden können, wie im Abschnitt 4.2.1 beschrieben, kann umgangen werden, wenn man zugunsten erhöhter Bandbreite $\Delta\lambda_{\text{Res}}$ des Resonators eine geringere Emissionsüberhöhung gemäß dem Purcell-Effekt (s. Gleichung (40) in 2.2.4) in Kauf nimmt. Dies liegt daran, dass der Gütefaktor $Q = \lambda_{\text{Res}}/\Delta\lambda_{\text{Res}}$ mit wachsender Bandbreite abnimmt. Eine solche Probe mit geringem Q-Faktor wurde ebenfalls untersucht und die wichtigsten Messungen nun kurz zusammengefasst.

Der strukturelle Aufbau ist in Abb. 33 in Form einer Rasterelektronenmikroskopieaufnahme dargestellt.

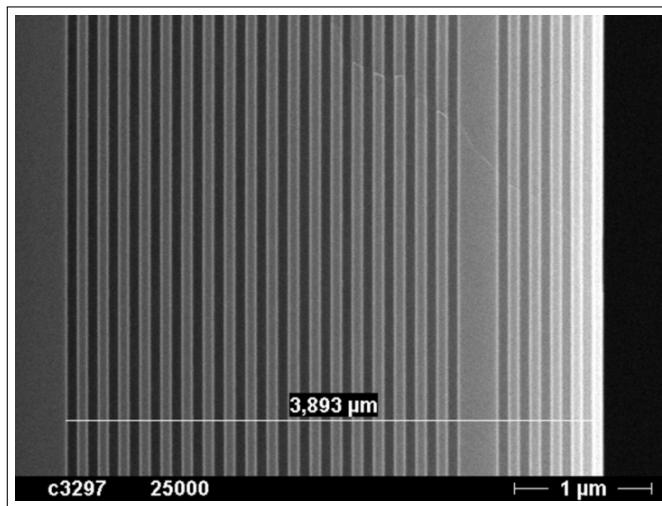


Abbildung 33: Die REM-Aufnahme zeigt die Schichtstruktur des asymmetrischen Resonators. Entnommen aus [101].

Auf einem Si-dotierten GaAs-Substrat wird in der Herstellung zuerst eine undotierte GaAs-Pufferschicht epitaktisch im FM-Modus gewachsen. Darauf folgt der untere DBR aus 18 AlAs(79 nm)-GaAs(65,6 nm)-Doppelschichten und einer abschließenden Schicht AlAs. In der Mitte des Resonators liegt die λ -Kavität aus 100 nm undotiertem GaAs, einer Si- δ -Dotierung der Flächendichte $\varrho_{\text{Dot}} = 8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ für eine hohe Ladungsträgererzeugungsrate, weiteren 30 nm undotiertem GaAs, einer Schicht von InAs-QPen sowie 130 nm undotiertem GaAs. Die QP-Dichte ist $\varrho_{\text{QP}} = 1,82 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

Der abschließende obere DBR besteht aus nur fünf AlAs(79 nm)-GaAs(65,6 nm)-Doppelschichten. Dies hat einerseits den niedrigeren Q-Faktor sowie die resultierende größere Bandbreite zur Folge, als auch andererseits den Effekt, dass das emittierte Licht vornehmlich nach „außen“ und nicht ins Substrat auskoppelt.

Abb. 34 (links) zeigt das Spektrum (schwarze Linie), aus der eine vereinzelte QP-Exzitonlinie bei 887,2 nm gut mit dem schmalbandigen Filter (900NB1) herausgefiltert werden konnte (rote Linie). Das Spektrum der gefilterten Linie ist im Vergleich zum Gesamtspektrum dreifach überhöht dargestellt, da die Transmission des auf 887,2 nm verstimmten Bandfilters weit entfernt von seiner Zentralwellenlänge (900 nm) nur noch sehr gering ist. An dieser gefilterten Linie wurden die im Folgenden beschriebenen Messungen durchgeführt.

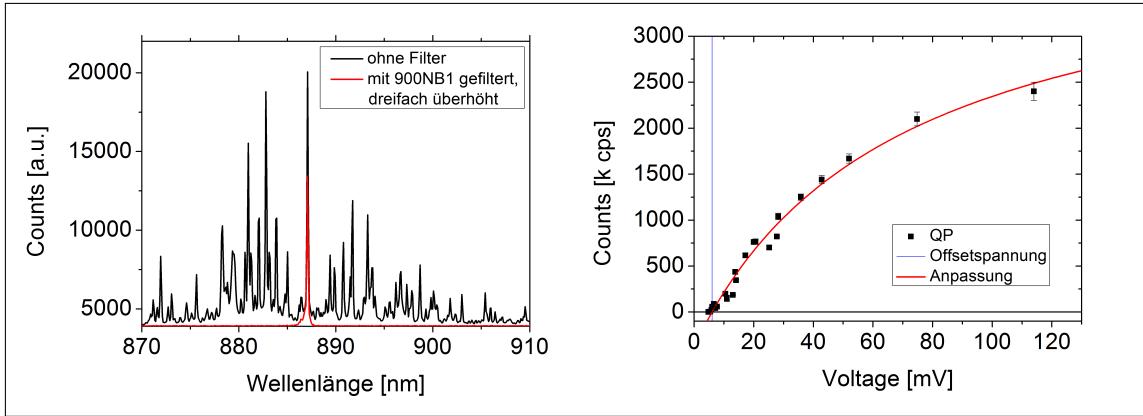


Abbildung 34: Links: Spektrum mit vereinzelter Exzitonlinie bei 887,2 nm. Schwarz: ohne Filter mit Hintergrundlicht verschiedener QPe. Rot: Mit 900NB1 schmalbandig gefilterte Exziton-Emission. Wegen der geringen Transmission von 20 % durch den Filter bei 887,2 nm wird die gefilterte Linie dreifach überhöht dargestellt. Rechts: Die Sättigungsmessung ergibt eine Sättigungszählrate von $Z_{\text{sat}} = (4200 \pm 300)$ kcps. Die Messungen wurden bei $T = 5,6$ K durchgeführt.

Die Sättigung der Exzitonemission ist in Abb. 34 (rechts) dargestellt. Die Zählraten wurden bei verschiedenen Anregungsintensitäten gemessen. Die Intensität, die im Inneren des Kryostaten auf den QP fokussiert zur Anregung bereit steht, kann nicht genau bestimmt oder gemessen werden. Daher kann als unabhängige Variable im Grafen nur eine zur Anregungsintensität proportionale Größe angegeben werden. Dazu wird am Strahlteiler vor dem Kryostaten (s. Abb. 15) der transmittierte Anteil mit einer Photodiode (DET100A/M, Thorlabs) gemessen. Die Photodiode gibt eine Spannung U_{out} aus. Diese ist über

$$U_{\text{out}} = R_{\text{schluss}} \cdot R(\lambda) \cdot A \cdot I_{\text{Licht}} \quad (69)$$

proportional zur Lichtintensität I_{Licht} [109]. Dabei ist R_{schluss} der Abschlusswiderstand im Oszilloskop, das zum Messen der Spannung benutzt wurde, $R(\lambda)$ die sog. wellenlängenabhängige *Responsivity* (engl. für Empfindlichkeit) der Photodiode und A die Detektorfläche, mit der das Licht aufgesammelt wurde.

Im Betrieb der Diode wurde eine Offsetspannung $U_{\text{offset}} = (6,0 \pm 0,5)$ mV bestimmt. Diese ist als senkrechte blaue Linie in der Sättigungsmessung (Abb. 34, rechts) gekennzeichnet. Unter Inbezugnahme dieser Achsenversetzung liefert eine Anpassung der Sättigung nach Gleichung (38) die Sättigungszählrate

$$Z_{\text{sat}} = (4200 \pm 300) \text{ kcps} . \quad (70)$$

Die Lebensdauer des Exzitons T_1 sowie die Kohärenzzeit T_2 wurden zu

$$T_1 = (660 \pm 30) \text{ ps} \quad \text{und} \quad (71)$$

$$T_2 = (35,2 \pm 0,6) \text{ ps} \quad (72)$$

bestimmt. Abb. 35 zeigt die entsprechenden Messungen.

Bei einer Zählrate von $Z_{\text{mess}} = (2100 \pm 75)$ kcps wurde die Kohärenzfunktion erster Ordnung vermessen. Damit folgt die spektrale Brillanz dieses QPs zu

$$B_{\text{askav}} = \frac{Z_{\text{mess}}}{\Delta\nu} = Z_{\text{mess}} \cdot \pi T_{2(\text{mess})} = (230 \pm 10) \text{ cps MHz}^{-1} . \quad (73)$$

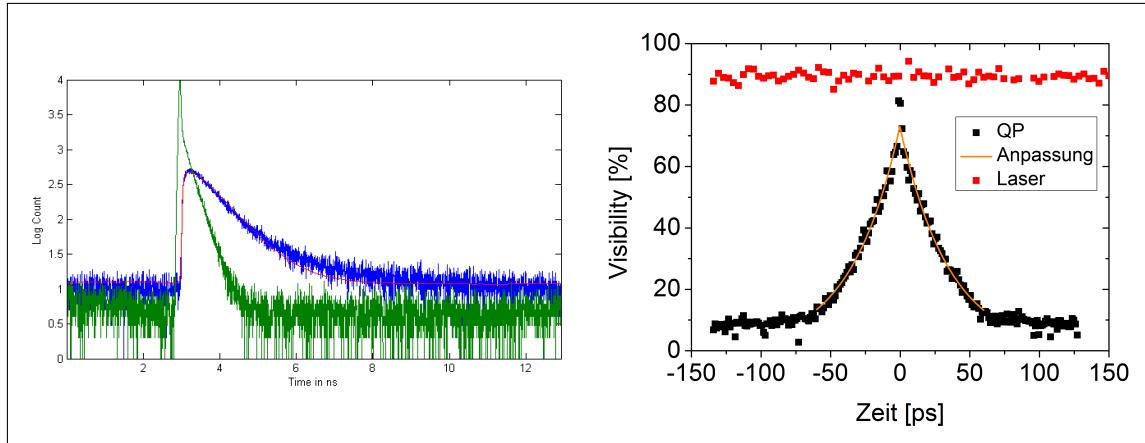


Abbildung 35: Bestimmung von Lebendauer und Kohärenzzeit bei $T = 5\text{ K}$. Links: Unter Einbeziehung der Instrumentenantwortfunktion (grün) wurde aus der gemessenen zeitaufgelösten Fluoreszenz des QP-Exzitons (blau) in der Anpassung (rot) die Lebensdauer $T_1 = (660 \pm 30)\text{ ps}$ bestimmt. Rechts: Die ermittelte Kohärenzzeit von $T_2 = (35,2 \pm 0,6)\text{ ps} \ll 2T_1$ zeigt, dass die emittierten Photonen nicht annähernd fourierlimitiert ($T_2 = 2T_1$) sind.

Dies ist der höchste im Rahmen dieser Arbeit gemessene Wert. Jedoch ist dieser vor allem durch die hohe Zählrate bestimmt. Die Kohärenzzeit dagegen liegt in derselben Größenordnung wie bei den elektrisch verstimmten QPen in Unterabschnitt 4.1.2.

Im Spektrum in Abb. 34 (links) ist zu erkennen, dass die Transmission durch den Filter bei der Emissionswellenlänge $\lambda = 887,2\text{ nm}$ nur noch sehr gering ausfällt. Diese ist hier $T_{\text{Filter}}(887,2\text{ nm}) = 20\%$. Vor dem Filter gelten damit die zurückgerechneten Zählraten

$$Z'_{\text{sat}} = \frac{Z_{\text{sat}}}{T_{\text{Filter}}} = (21\,000 \pm 2\,000)\text{ kcps} \quad \text{und} \quad (74)$$

$$Z'_{\text{mess}} = \frac{Z_{\text{mess}}}{T_{\text{Filter}}} = (10\,500 \pm 400)\text{ kcps} . \quad (75)$$

Die resultierende spektrale Brillanz ist somit

$$B'_{\text{askav}} = \frac{Z'_{\text{mess}}}{\Delta\nu} = Z'_{\text{mess}} \cdot \pi T_{2(\text{mess})} = (1150 \pm 50)\text{ cps MHz}^{-1} . \quad (76)$$

Damit eine solche QP-Probe auch für das geplante Interferenzexperiment mit den OPO-Photonen verwendet werden kann (vgl. Kapitel 1), ist es notwendig, die Emissionslinie auf die Wellenlänge der Cs D₁-Linie einzustellen. Dazu wird untersucht, in welchem Bereich die Wellenlänge der Exzitonemission über die Temperatur verstimmt werden kann. Bei verschiedenen Temperaturen wurde dafür das Spektrum derselben Linie aus Abb. 34 (links) aufgenommen (s. Abb. 36, links).

Die Verbindungslien zwischen den eigentlichen Messpunkten (Symbole) entsprechen auch hier nicht der echten Linienform, sondern dienen nur zur Veranschaulichung der Linienposition. Über

$$E_X(T) = \frac{hc}{\lambda(T)} \quad (77)$$

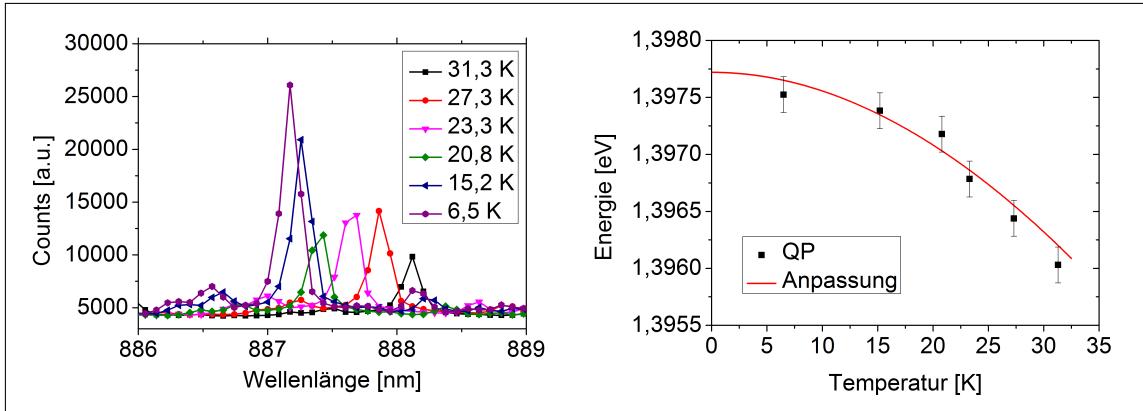


Abbildung 36: Temperaturabhängigkeit der Emissionlinie bei konstanter Anregungsintensität im Bereich der Sättigung. Links: Die Exzitonlinie verstimmt bei ansteigender Temperatur in einem Bereich von $T = 6,5\text{ K}$ bis $31,3\text{ K}$ um etwa 1 nm in Richtung höherer Wellenlängen. Rechts: Die daraus ermittelte Exzitonenergie zeigt sich in guter Übereinstimmung mit der Theorie nach Gleichung (30).

wird aus den Wellenlängen der Linien die Exzitonenergie berechnet. Das daraus resultierende temperaturabhängige Verhalten ist in Abb. 36 (rechts) dargestellt. Die Fehlerbalken wurden aus der Unsicherheit von 0,1 nm für die Zentralwellenlänge bestimmt. Die Anpassung nach Gleichung (30) liefert die theoretische Exzitonenergie am Temperaturnullpunkt

$$E_{\text{X}}(T = 0) = (1,3977 \pm 0,0002) \text{ eV} . \quad (78)$$

Die Spektren zeigen, dass die Linie bei einer Temperaturerhöhung von etwa 5 K auf 31 K um 1 nm zu längeren Wellenlängen hin verschoben werden kann. Dabei ist jedoch auch eine Abnahme der Intensität zu beobachten. Dies ist auf eine erhöhte Exziton-Phonon-Wechselwirkung bei erhöhten Temperaturen zurückzuführen, bei der die Exzitonenergie häufiger als Phonon in Gitterschwingung übergeht und dadurch weniger Elektron-Loch-Rekombinationen pro Zeiteinheit zur Emission von Photonen führen. Aus diesem Grund sollten in Hinsicht auf eine Temperaturstabilisierung QPe ausgewählt werden, die bei minimal möglicher Temperatur (4,2 K bei Helium-Durchflusskühlung) eine Wellenlänge besitzen, die nur knapp, etwa 0,1 nm, unter der des Cs D₁-Übergangs liegt. Damit wären Phononen weiterhin stark unterdrückt und hohe Emissionsraten zu erwarten.

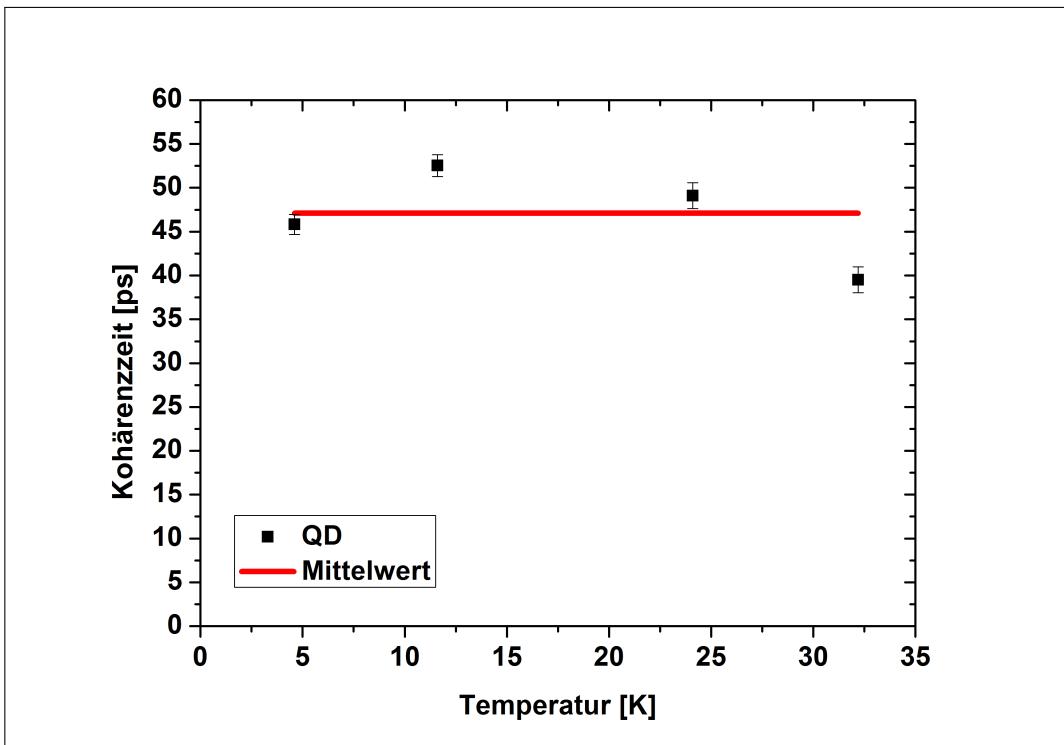


Abbildung 37: Die Kohärenzzeit eines QP-Exzitons wurde bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Aus den Datenpunkten lässt sich kein temperaturabhängiger Trend ableiten. Die große Streuung um den Mittelwert bei kleinen Unsicherheiten aus der Anpassung der Kohärenzzeit deuten auf einen großen, unbekannten Fehler hin.

An einem anderen Messtag wurde noch die Temperaturabhängigkeit der Kohärenzzeit über den gleichen Temperaturbereich untersucht. Die ermittelten Datenpunkte sind in Abb. 37 dargestellt. Aus diesen lässt sich kein klares temperaturabhängiges Verhalten für die Kohärenzzeit ableiten. Der aus den vier Datenpunkten bestimmte Mittelwert ist rot eingezeichnet. Die große Streuung der Werte von $\pm 14\%$ um das Mittel zusammen mit den kleinen relativen Unsicherheiten von $\delta T_2 < \pm 4\%$ aus der Anpassung der *Visibility* nach Gleichung (16) legen die Vermutung nahe, dass es bei der Bestimmung der Kohärenzzeit noch einen großen, nicht beachteten Fehler gibt. Diese Vermutung wird auch durch die Streuung der Kohärenzzeit in Abb. 28 bei der Spannung $U_D = 0\text{ V}$ untermauert. Dort wurde die Kohärenzzeit ohne angelegte Spannung einmal zu Beginn der Messzeit, in der Mitte und am Ende bestimmt.

5 Diskussion

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen zusammengefasst und diskutiert. Tabelle 2 zeigt die ermittelten Ergebnisse in der Übersicht.

	Probe	Zählrate Z' [kcps]	Kohärenzzeit T_2 [ps]	Spektrale Brillanz B' [cps MHz $^{-1}$]
P1	Wafer	165 ± 3	122 ± 3	62 ± 3
P2	pin-Diode 1	k. M.	$22,6 \pm 0,4$	k. M.
P3	pin-Diode 2	853 ± 6	42 ± 3	113 ± 9
P4	Säulenresonator	102 ± 5	135 ± 5	44 ± 5
P5	Asymm. Resonator	10500 ± 400	$35,2 \pm 0,6$	1150 ± 50

Tabelle 2: *Übersicht der erzielten Messergebnisse. Die höchsten Zählraten wurden bei QPen im asymmetrischen Resonator (P5) gemessen. QPe auf dem Wafer (P1) und in einem Mikrosäulenresonator (P4) wiesen die längsten Kohärenzzeiten auf. Die höchste spektrale Brillanz wurde für Photonen der Probe P5 ermittelt. Wegen der kurzen Kohärenzzeit wurden an der pin-Dioden-Probe (P2) keine weiteren Messungen (k. M.) durchgeführt.*

Von den untersuchten Proben wurden bei einem QP auf dem Waferstück (Probe P1) und einem QP in einem Säulenresonator (Probe P4) die längsten Kohärenzzeiten von 122 ps (P1) und 135 ps (P4) gemessen. Im Gegensatz dazu sind die Kohärenzzeiten von QPen in der pin-Diode 2 (Probe P3) oder dem asymmetrischen Resonator (Probe P5) nur etwa 1/3 so lang. Aufgrund der noch kürzeren gemessenen Kohärenzzeiten von maximal ($22,6 \pm 0,4$) ps wurden keine weiteren Messungen mit dieser Probe angestellt.

Bei Probe P3 ist dies auf die pin-Dioden-Struktur zurückzuführen. Durch die hohen Dotierungsdichten in der p- und n-Region der Diode dringen die zusätzlichen Ladungsträger tief in die i-Region ein, sodass vermehrt dephasierende Streuprozesse auftreten.

Der Unterschied in der Kohärenzzeit von P4 zu P5 liegt in den unterschiedlichen Dotierungsdichten der δ -Dotierungen in einem Abstand von 10 nm (P4) und 30 nm (P5) unter der QP-Schicht begründet. In den Säulenresonatoren (P4) liegt die QP-Dichte bei etwa $\varrho_{QP}(P4) = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Die Dotierungsdichte $\varrho_{\text{Dot}}(P4) = 2 \cdot \varrho_{QP}(P4)$ ist doppelt so groß. Beim asymmetrischen Resonator ist $\varrho_{QP}(P5) = 1,82 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ und $\varrho_{\text{Dot}}(P5) = 8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \approx 4 \cdot \varrho_{QP}(P4)$. Das bedeutet, dass beim asymmetrischen Resonator (P5) durch die δ -Dotierung etwa doppelt so viele Ladungsträger pro QP vorhanden sind wie beim Säulenresonator (P4). Daher sind auch hier Streuprozesse freier Ladungsträger mit QP-Exzitonen die Hauptursache der Dekohärenz. Der erhöhte Abstand der δ -Dotierung unter den QPen in Probe P5 (30 nm) im Vergleich zu P4 (10 nm) spielt dafür also nur eine untergeordnete Rolle.

Trotzdem zeigen die Proben P3 und P5 die vergleichsweise höheren spektralen Brillanzen von $B'(P3) = 113 \text{ cps MHz}^{-1}$ und $B'(P5) = 1150 \text{ cps MHz}^{-1}$. Dies ist auf die höheren Zählraten $Z'(P3) \approx 5 \cdot Z'(P1)$ und $Z'(P5) \approx 100 \cdot Z'(P4)$ zurückzuführen.

Die pin-Diode bildet für die QPe durch Lichtreflexion an der Gold-Halbleiter-Grenzfläche sowie der Halbleiter-Vakuum-Grenzfläche ebenfalls eine asymmetrische Resonatorstruktur mit geringem Qualitätsfaktor Q . Daher wird auch hier weniger Licht in das Substrat abgegeben.

Bei der Probe mit den Säulenresonatoren (P4) konnte die Resonanzwellenlänge nicht bestimmt werden. Deshalb wurden hier die QPe außerhalb der Resonanz bei stark unterdrückten Zählraten vermessen (vgl. Unterabschnitte 2.2.4 und 4.2.1). Dagegen wurden von der Probe P5 QPe untersucht, deren Emission bestmöglich durch den Resonator verstärkt wurde. Auf diese Weise konnten Zählraten in der Größenordnung von über 10^6 cps gemessen werden. Die Wellenlänge des hier vorgestellten QPs liegt bei 887,2 nm. Ebenso liegt die Resonatorwellenlänge bei etwa 885 nm mit einer Halbwertsbreite von ca. 30 nm. Anhand der gemessenen Spektren bei verschiedenen Temperaturen (s. Abb. 36) wird deutlich, dass diese Exzitonlinie bei einem Verstimmbereich von ca. 1 nm nicht auf 894,355 nm (Wellenlänge des Cs D₁-Übergangs, s. Kapitel 1) eingestellt werden kann.

Für die im Anschluss an diese Arbeit folgenden Experimente wurde von der Technischen Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg (Lehrstuhl Prof. Dr. Martin Kamp) eine der asymmetrischen Resonatorprobe P5 gleichende Probe zur Verfügung gestellt, deren Resonanzfrequenz und QP-Emission aber bei der Cs D₁-Wellenlänge liegen.

Weiterhin wäre es sehr interessant, eine Probe mit elektrisch kontaktieren Mikrosäulenresonatoren bei der Cs D₁-Wellenlänge zu untersuchen. Diese würde in Resonanz hohe Zählraten der QP-Emission und lange Kohärenzzeiten zusätzlich noch mit der Möglichkeit vereinen, die Probe ausschließlich elektrisch zu betreiben. In Hinblick auf zukünftige *Quantenrepeater*-Anwendungen stellt diese Variante von QPen einen vorteilhaften Kandidaten dar, der keine optische Anregung erfordert.

Außerdem können aus einem Wafer wie der Probe P1 Nanomembranen hergestellt werden. Diese Nanomembranen werden anschließend auf einem piezoelektrischen Material, z. B. einem PMN-PT-Einkristall (s. 2.2.2 und 2.2.5), positioniert. Zum Verstimmen der Emissionswellenlängen wird die QP-Nanomembran über eine am Piezokristall angelegte elektrische Spannung deformiert. Im Gegensatz zum elektrostatischen Verstimmen mittels Stark-Effekt in pin-Dioden werden sich hierbei keine weiteren als die zur Anregung optisch erzeugten Elektronen und Löcher in der Nähe der QPe befinden. Mit einer solchen Probe kann die QP-Emission in einem relativ großen Bereich von etwa $\Delta\lambda \approx 5$ nm verstimmt werden, ohne dass vermehrte Streuprozesse die Kohärenzzeit der exzitonischen Zustände so stark wie in den pin-Dioden verringern.

6 Ausblick

In diesem letzten Kapitel werden Verbesserungsvorschläge für das Experiment zur Charakterisierung der QPe unterbreitet. Außerdem wird der derzeitige Stand des Gesamtexperiments aufgezeigt. Abschließend wird durch eine einfache Abschätzung der für das Interferenzexperiment verfügbaren Photonenzählraten von QP und OPO ein Ausblick auf das bevorstehende Experiment gegeben. Als Verbesserungen für die zukünftigen Experimente sollten folgende Aspekte umgesetzt werden:

- Die Auswertung hat gezeigt, dass ein großer Teil des QP-Lichts bei der Filtrierung am schmalen Bandpassfilter absorbiert wird. Es wurden bei verschiedenen Wellenlängen Filtertransmissionen in einem Bereich von $T_{\text{Filter}} = 20\%$ bis 40% gemessen. Für die weiteren Experimente sollte daher ein schmaler Bandpass mit hoher Filterqualität verwendet werden, durch den die schmalbandige QP-Emission fast vollständig transmittiert wird.
- Zur Charakterisierung vieler QPe ist es sinnvoll, dass alle Einzelmessungen automatisiert durchgeführt werden können. Dies sollte auch für die Sättigungsmessung realisiert werden.
- Die Kohärenzmessung kann noch verbessert werden, indem bei der Berechnung der *Visibility* über mehr Perioden des Interferenzmusters gemittelt wird. Dadurch würden die Messpunkte im Diagramm der $g^{(1)}$ -Funktion weniger stark streuen, was in der Anpassung eine genauere Bestimmung der Kohärenzzeit ermöglicht.
- Die Ursache des großen Fehlers in der Messung der Kohärenzzeit muss ermittelt und behoben werden (vgl. Abb. 28 und 37). Dies ist von großer Bedeutung dafür, dass die gemessenen Kohärenzzeiten innerhalb der vergleichsweise kleinen Unsicherheiten aus den Anpassungen reproduzierbar sind.

Parallel zu den Untersuchungen der QP-Proben in dieser Arbeit wurden in der Arbeitsgruppe auch erste wichtige Ergebnisse mit dem OPO erzielt. Diese werden hier kurz dargestellt.

Ununterscheidbare Photonen verlassen einen 50/50-Strahlteiler immer gemeinsam an einem Ausgang [122]. In einem Hong-Ou-Mandel-Experiment [123], ähnlich dem aus Abb. 2, konnte die Ununterscheidbarkeit von Signal- und Idlerphotonen des OPOs gezeigt werden.

Ein Schema des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 38 dargestellt. Am Ausgang des OPOs wird zuerst die Kammstruktur (s. Abb. 4) mit einem etwa 10 nm breiten Bandpass gefiltert. In einem der beiden Pfade hinter dem Polarisationsstrahlteiler (PBS) werden die Polarisationen von Signal- und Idlerphoton durch ein $\lambda/2$ -Plättchen parallelisiert. Auf diese Weise wird die Unterscheidbarkeit der Photonen anhand der Polaristion aufgehoben. Über eine Verschiebestrecke im anderen Pfad kann die relative Ankunftszeit der Signal- und Idlerphotonen eines Photonenpaares zueinander variiert werden. Beide Teilstrahlen werden danach auf einem faserbasierten 50/50-Strahlteiler (BS) überlagert. Mit zwei APDs und einer Koinzidenz-Elektronik wird die Koinzidenzrate in Abhängigkeit von der relativen Ankunftszeit der Photonen aufgezeichnet.

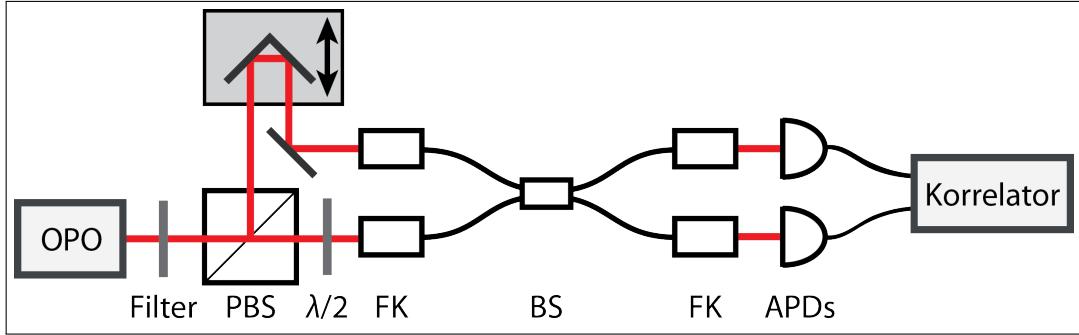


Abbildung 38: *Hong-Ou-Mandel-Experiment mit einer Photonenpaarquelle*. Nach der Filterung unterscheiden sich Signal- und Idlerphotonen aus dem OPO noch durch ihre senkrechte Polarisierung zueinander. Mit einem $\lambda/2$ -Plättchen in einem Pfad hinter dem Polarisationsstrahlteiler (PBS) wird die gleiche Polarisierung für beide Photonen eingestellt. Die Verschiebestrecke im anderen Pfad ermöglicht relative Zeitverzögerungen beider Photonen zueinander, sodass die Hong-Ou-Mandel-Interferenz für verschiedene Ankunftszeitdifferenzen von Signal- und Idlerphoton gemessen werden kann. Über Faserkoppler (FK) werden die Photonen zur Interferenz in den faserbasierten 50/50-Strahlteiler (BS) gekoppelt. Mit zwei APDs und einem Korrelator werden die gemessenen Koinzidenzraten ermittelt (s. Abb. 39).

Die Messung ist in Abb. 39 dargestellt. Bei gleicher Ankunftszeit beider Photonen auf dem Strahlteiler wurde ein Hong-Ou-Mandel-*Dip* (engl. Einbruch) von ca. 45 % Tiefe ermittelt. Dieser zeigt das gleichzeitige Eintreffen von ununterscheidbaren Photonen am Strahlteiler an [122]. In einem ähnlichen Experiment bestimmten Mitchell *et al.* Dip-Tiefen von über 90 % [124]. Die hier erreichte geringere Tiefe kann einerseits an noch störendem Untergrundlicht liegen. Andererseits könnten die Resonatorspiegel des OPOs auch polarisationsabhängige Reflektivitäten besitzen, was dazu führt, dass Signal- und Idlerphotonen im Mittel unterschiedlich lang im Resonator bleiben und damit eine unterscheidbare Bandbreite bzw. Form des Wellenpakets haben. Weitere Untersuchungen dazu werden zur Zeit durchgeführt.

Bei dem geplanten Interferenzexperiment sollen sowohl OPO-Photonen als auch QP-Photonen durch das selbe Filtersystem gefiltert werden (vgl. Kapitel 1). Dieses besteht aus zwei mit dielektrischen Braggreflektoren beschichteten, hochreflektiven plankonvexen Sammellinsen. Über die Dicke D dieser monolithischen Fabry-Pérot-Resonatoren [48] wird der jeweilige freie Spektralbereich (engl. *free spectral range*, FSR)

$$\Delta\nu_{(\text{FSR})} = \frac{c}{2nD} \quad (79)$$

eingestellt [125]. Für beide Linsen werden leicht unterschiedliche freie Spektralbereiche gewählt, sodass in einem Bereich von etwa 200 GHz nur eine Mode durch das Filtersystem transmittiert. Auf diese Weise wird aus der Kammstruktur (Abb. 4) nur die zentrale Linie weiter verwendet, bei der Signal- und Idlerphoton die gleiche Frequenz haben.

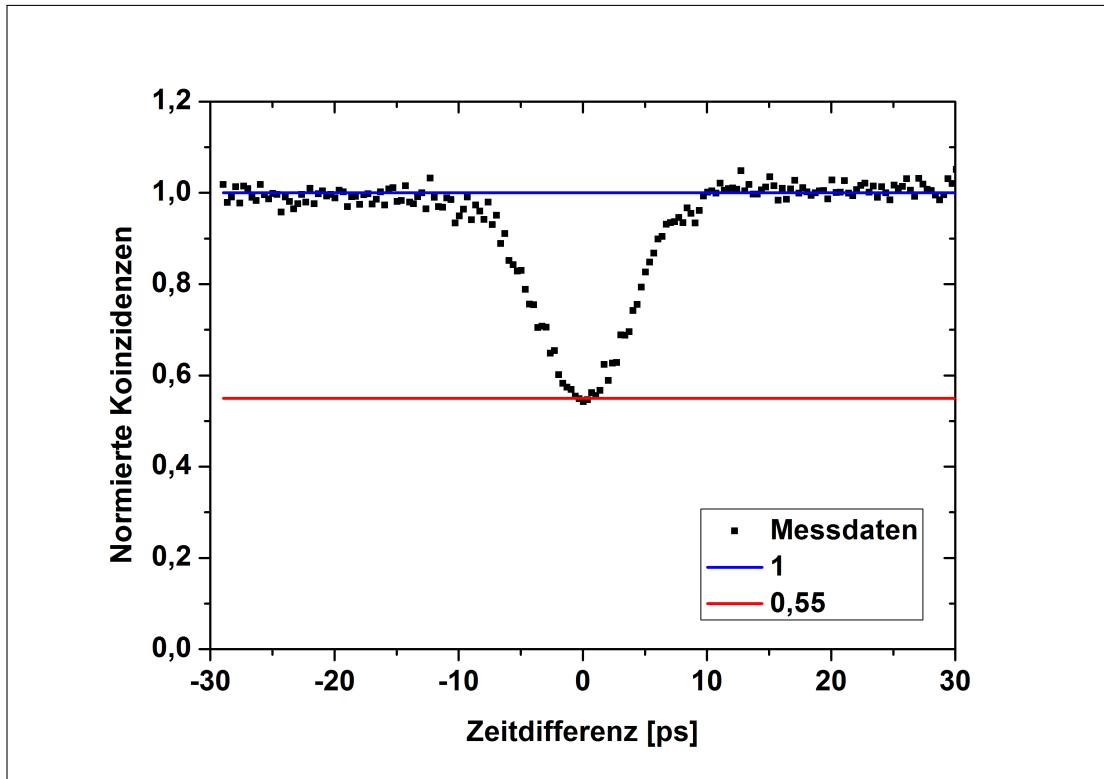


Abbildung 39: *Messung der Hong-Ou-Mandel-Interferenz bei ununterscheidbaren Signal- und Idlerphotonen aus dem OPO. Dargestellt sind die gemessenen Koinzidenzen bei verschiedenen Flugzeitdifferenzen normiert auf den Wert bei großen Zeitdifferenzen. Der Dip mit einer Tiefe von 45 % zeigt die Anwesenheit ununterscheidbarer Photonen an.*

Die volle Halbwertsbreite der Resonatormoden $\Delta\nu_{(\text{Res})}$ ist über die sog. Finesse \mathcal{F} des Resonators mit dem freien Spektralbereich verknüpft:

$$\Delta\nu_{(\text{Res})} = \frac{\Delta\nu_{(\text{FSR})}}{\mathcal{F}} . \quad (80)$$

Mit einer hohen Finesse lassen sich also besonders schmale Resonatormoden realisieren. Die Finesse hängt wiederum von der Reflektivität R der Beschichtung ab:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} . \quad (81)$$

Die Dicke D der Linsen und die Reflektivität R der Beschichtung bestimmen also zusammen den freien Spektralbereich sowie die spektrale Breite der transmittierten Mode.

Über jeweils ein Peltier-Element an jeder Linse kann die Temperatur einzeln eingestellt werden. In den Linsen ist die optische Weglänge $L = nD$ von der Temperatur abhängig. Damit lässt sich die Transmissionswellenlänge kontinuierlich verstimmen und stabilisieren.

Die Messung der Transmission durch einen Filter ist zusammen mit der Anpassung eines Lorentzprofils in Abb. 40 dargestellt. Aus der Anpassung ergibt sich die volle Halbwertsbreite der Resonatormode $\Delta\nu_{(\text{Linse}1)} = (81,80 \pm 0,09)$ MHz sowie die maximale Transmission von etwa $T_{(\text{Linse}1)} = 75\%$.

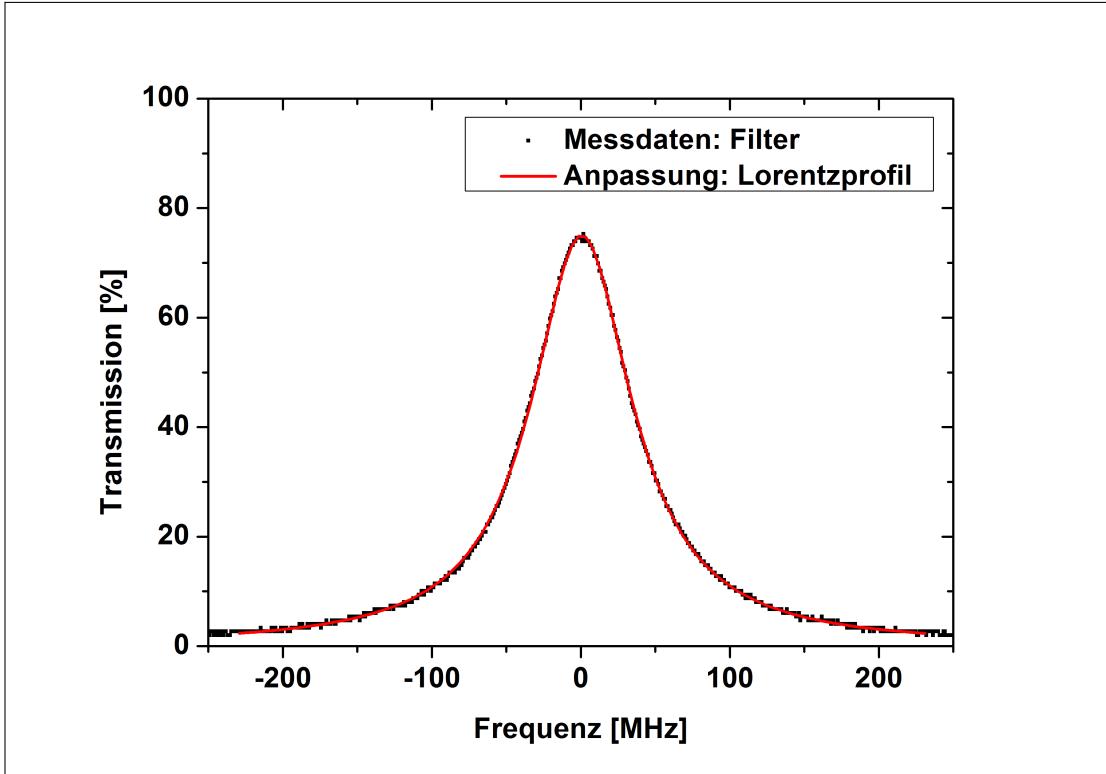


Abbildung 40: *Transmissionsmessung am Linsenfilter 1. Die Anpassung mit einem Lorentzprofil ergibt die Halbwertsbreite $\Delta\nu_{(\text{Linse}1)} = (81,80 \pm 0,09)$ MHz und eine Transmission von ca. $T_{(\text{Linse}1)} = 75\%$.*

Der zweite Linsenfilter ist mit $\Delta\nu_{(\text{Linse}2)} = (539 \pm 2)$ MHz breiter und transmittiert etwa $T_{(\text{Linse}2)} = 90\%$ im Maximum. Damit definiert der Linsenfilter 1 die spektrale Breite des Filtersystems.

Mit diesen und noch einigen zusätzlichen Werten lässt sich nun die Zählrate der gefilterten QP-Photonen am Strahlteiler des Interferenz-Experiments im OPO-Labor wie folgt abschätzen:

$$Z_{\text{QP}} = B' \cdot T_{\text{Filter}} \cdot K_1 \cdot \Delta\nu_{(\text{Linse}1)} \cdot T_{\text{Linse}1} \cdot T_{\text{Linse}2} \cdot K_2 . \quad (82)$$

Dabei können die folgenden Werte angenommen werden:

- eine spektrale Brillanz in der Größenordnung von $B' \approx 10^3 \text{ cps MHz}^{-1}$ der Probe P5 (vgl. Kapitel 5),
- annähernd vollständige Filtertransmission von etwa $T_{\text{Filter}} \approx 100\%$ durch einen qualitativ hochwertigen schmalbandigen Filter aufseiten des QP-Labors,

- eine Koppeleffizienz von $K_1 = 34\%$ in den Faserkoppler zum OPO-Labor wurde mehrmals unter starker Anregung eines QPs gemessen. Durch eine bessere Modenanpassung kann dieser Wert in Zukunft wahrscheinlich noch gesteigert werden,
- die dominierende spektrale Breite $\Delta\nu_{(\text{Linse}1)} \approx 82\text{ MHz}$ des Filtersystems,
- die Transmissionen $T_{(\text{Linse}1)} = 75\%$ und $T_{(\text{Linse}2)} = 90\%$ durch beide Linsenfilter sowie
- eine Einkoppeleffizienz in die Faser zum Strahlteiler $K_2 = 80\%$.

Damit lässt sich die Zählrate der QP-Einzelphotonen am Strahlteiler des Interferenz-Experiments zu etwa

$$Z_{\text{QP}} \approx 15\,000 \text{ cps} \quad (83)$$

abschätzen.

Die OPO-Photonen sollen dagegen nur am zweiten Linsenfilter gefiltert werden, damit die Emission der zentralen Mode nicht weiter abgeschwächt wird. Durch das Filtern wird nur die zentrale Linie weiter verwendet. Diese entspricht etwa einem Anteil $A \approx 2\%$ der Gesamtemission des OPOs. Die Transmission des Filters ist weiterhin $T_{(\text{Linse}2)} = 90\%$. Anschließend muss das Licht wieder in eine Faser eingekoppelt werden. Auch hier wird die Koppeleffizienz mit $K_3 = 80\%$ abgeschätzt. Beim Hong-Ou-Mandel-Experiment wurde mit einer Koinzidenzrate von Photonenpaaren in der Größenordnung von $Z_{\text{Paar}} \approx 50\,000 \text{ cps}$ gemessen. Daraus folgt für das Interferenz-Experiment die Zählrate der OPO-Photonenpaare am Strahlteiler zu

$$Z_{\text{OPO}} = Z_{\text{Paar}} \cdot A \cdot T_{(\text{Linse}2)} \cdot K_3 \quad (84)$$

$$\approx 700 \text{ cps} . \quad (85)$$

Dies ist im Vergleich zur Photonенpaarquelle, die Solomon *et al.* verwendet haben, ein großer Fortschritt. Dort wurde eine Photonenzählrate von 300 cps bei einem Ausschnitt von etwa 1 GHz aus der breitbandigen Fluoreszenz gemessen [41]. Hier wird dagegen durch die Verstärkung des Resonators eine Zählrate echter Photonenpaare von 700 cps in der zentralen Linie (100 MHz Breite) geschätzt.

Bei diesen Zählraten Z_{QP} und Z_{OPO} und einer geplanten zeitlichen Auflösung von $\Delta t = 1 \text{ ns} \ll 1/Z_i$ ($i = \text{QP}, \text{OPO}$) kann

$$p_i = Z_i \cdot \Delta t \quad (i = \text{QP}, \text{OPO}) \quad (86)$$

als die Wahrscheinlichkeit angenommen werden, dass im Zeitintervall Δt ein QP- oder OPO-Photon detektiert werden kann. Dann ist

$$p_{\text{gem}} = p_{\text{QP}} \cdot p_{\text{OPO}} \quad (87)$$

die Wahrscheinlichkeit, dass in diesem Zeitintervall ein QP- und ein OPO-Photon gemeinsam auftreten.

In einer Sekunde, also 10^9 Zeitintervallen, werden somit solche Koinzidenzen mit einer Rate von

$$Z^* = \frac{p_{\text{gem}}}{\Delta t} \approx 10^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (88)$$

erwartet.

Mit dieser Rate kann die Messdauer des Experiments abgeschätzt werden. Unter der Annahme, dass bei der Messung außerhalb des Hong-Ou-Mandel-Dips im Mittel mindestens 10 Koinzidenzen gemessen werden sollten, damit ein Einbruch von etwa 50 % erkennbar ist, folgt eine Messzeit in der Größenordnung von

$$t_{\text{Messung}} = \frac{10}{Z^*} \quad (89)$$

$$= 10^3 \text{ s} \quad (90)$$

$$\approx 20 \text{ min} . \quad (91)$$

Mit diesen Parametern sollte die Umsetzung des Interferenz-Experiments zwischen QP- und OPO-Photonen im Anschluss an diese Arbeit direkt möglich sein.

Dazu muss als nächstes die Stabilisierung der QP-Emission auf die Zentralfrequenz des OPOs realisiert werden. Auf der neuen Probe wird dafür derzeit ein QP mit einer Emissionswellenlänge nahe der Cs D₁-Linie gesucht.

Außerdem ist es für das Interferenz-Experiment wichtig, das QP-Licht langzeitstabil vom QP-Labor ins OPO-Labor zu übertragen. Der derzeitige Aufbau zur Charakterisierung der Proben ist vor allem auf große Flexibilität ausgelegt, sodass die einzelnen Messaufbauten über zum Teil lange Strahlwege voneinander getrennt sind. Für das bevorstehende Experiment sollte der Faserkoppler möglichst nah am Kryostaten aufgebaut werden, um stabile Photonenraten der QP-Emission im OPO-Labor zu ermöglichen.

Abkürzungen

Abkürzung	Erklärung
APD	avalanche photo diode, engl. für Lawinenphotodiode
BB84	Quantenkryptografieprotokoll nach C. Bennett und G. Brassard (1984)
BDCZ	Briegel, Dür, Cirac, Zoller
CCD	charge coupled device, engl. für ladungsgekoppeltes Bauelement
DBR	distributed Bragg reflector, engl. etwa wellenlängenspezifischer Bragg-Spiegel
DE	droplet epitaxy, engl. für Tröpfchenepitaxie
FM	Frank-van der Merwe
IRF	instrument response function, engl. für Instrumentenantwortfunktion
KTP	Kaliumtitanylphosphat
LED	Lichtemittierende Diode
MBE	molecular beam epitaxy, engl. für Molekularstrahlepitaxie
MOVPE	metal organic chemical vapor phase epitaxy, engl. für metallorganische Gasphasenepitaxie
OPO	Optischer parametrischer Oszillator
PBS	polarization beam splitter, engl. für Polarisationsstrahlteiler
PMMA	Polymethylmethacrylat
PMN-PT	Bleimagnesiumniobat-Bleitanat
PPKTP	periodisch gepoltes Kaliumtitanylphosphat
QED	Quantenelektronodynamik
QP	Quantenpunkt
REM	Rasterelektronenmikroskopie
RSA	R. Rivest, A. Shamir und L. Adleman
SK	Stranski-Krastanov
TCSPC	time-correlated single photon counting, engl. für zeitkorrelierte Einzelphotonenzählung
VW	Volmer-Weber

Eigene Veröffentlichungen

Publikation

Mohamed Benyoucef, Verena Zuerbig, Johann P. Reithmaier, **Tim Kroh**, Andreas W. Schell, Thomas Aichele und Oliver Benson

Single-photon emission from single InGaAs/GaAs quantum dots grown by droplet epitaxy at high substrate temperature.

Nanoscale Research Letters, 7:493(2012)

Vortrag

Tim Kroh, Otto Dietz, Andres W. Schell und Oliver Benson

Towards quantum dot - photon entanglement swapping.

DPG Frühjahrstagung, Stuttgart (2012)

Abstract: The distance of fiber based quantum communication can be increased arbitrarily with the help of quantum repeaters. In realizations of quantum repeater architectures involving semiconductor quantum dots (QDs) entanglement swapping between two dissimilar entangled states, i.e. an entangled QD-photon state on one hand and a photon pair on the other hand is a crucial operation. A first experiment involving a quantum dot and a photon pair was demonstrated recently [*].

The next important step is to demonstrate two-photon interference between a single photon from a quantum dot and a photon from an entangled photon pair. To achieve indistinguishability at least one of the photon sources has to be tunable. We present first experiments in this direction where we investigate different semiconductor QDs which are tunable with respect to photon pair sources.

[*] Solomon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 157402

Literatur

- [1] Richard Feynman. Simulating physics with computers. *International Journal of Theoretical Physics*, 21(6):467–488, 1982.
- [2] Michael A. Nielsen and Isaac L. Chuang. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press, 2000.
- [3] Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble. Measurement of conditional phase shifts for quantum logic. *Phys. Rev. Lett.*, 75(25):4710, 1995.
- [4] David P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschritte der Physik*, 48(9-11):771–783, 2000.
- [5] Lov K. Grover. A fast quantum mechanical algorithm for database search. In *STOC '96: Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing*, pages 212–219, 1996.
- [6] L. K. Grover. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.*, 79:325, 1997.
- [7] Peter W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM Journal on Computing*, 26(5):1484–1509, 1997.
- [8] R. L. Rivest, A. Shamir, and L. M. Adleman. A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems. *Communications of the ACM - Association for Computing Machinery*, 21(2):120–126, 1978.
- [9] Charles H. Bennett and Gilles Brassard. Quantum cryptography: Quantum key distribution and coin tossing. In *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, pages 175–179, 1984.
- [10] William K. Wootters and W. H. Zurek. A single quantum cannot be cloned. *Nature*, 299(5886):802–803, 1982.
- [11] Dennis Dieks. Communication by EPR devices. *Phys. Lett. A*, 92(6):271 – 272, 1982.
- [12] E. Knill, Raymond Laflamme, and Gerard J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature*, 409(6816):46–52, 2001.
- [13] Pieter Kok, William J. Munro, Kae Nemoto, T. C. Ralph, Jonathan P. Dowling, and Gerard J. Milburn. Linear optical quantum computing with photonic qubits. *Rev. Mod. Phys.*, 79(1):135, 2007.
- [14] Philippe Grangier, Barry Sanders, and Jelena Vuckovic. Focus on single photons on demand. *New J. Phys.*, 6, 2004.

- [15] Peter Michler, A. Kiraz, Christoph Becher, W. V. Schönenfeld, Pierre M. Petroff, Lidong Zhang, Evelyn Hu, and Atac Imamoglu. A quantum dot single-photon turnstile device. *Science*, 290(5500):2282–2285, 2000.
- [16] Tatjana Wilk, Simon C. Webster, Axel Kuhn, and Gerhard Rempe. Single-atom single-photon quantum interface. *Science*, 317(5837):488–490, 2007.
- [17] Axel Kuhn, Markus Hennrich, and Gerhard Rempe. Deterministic single-photon source for distributed quantum networking. *Phys. Rev. Lett.*, 89(6):067901, 2002.
- [18] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange, and H. Walther. Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system. *Nature*, 431(7012):1075–1078, 2004.
- [19] Christian Brunel, Brahim Lounis, Philippe Tamarat, and Michel Orrit. Triggered source of single photons based on controlled single molecule fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 83(14):2722–2725, 1999.
- [20] Brahim Lounis and W. E. Moerner. Single photons on demand from a single molecule at room temperature. *Nature*, 407(6803):491–493, 2000.
- [21] Christian Kurtsiefer, Sonja Mayer, Patrick Zarda, and Harald Weinfurter. Stable solid-state source of single photons. *Phys. Rev. Lett.*, 85(2):290–293, 2000.
- [22] Alexios Beveratos, Sergei Kühn, Rosa Brouri, Thierry Gacoin, Jean-Philippe Poizat, and Philippe Grangier. Room temperature stable single-photon source. *Europ. Phys. J. D*, 18(2):191–196, 2002.
- [23] Artur K. Ekert. Quantum cryptography based on Bell’s theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 67(6):661–663, 1991.
- [24] Charles H. Bennett, Gilles Brassard, Claude Crépeau, Richard Jozsa, Asher Peres, and William K. Wootters. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels. *Physical Review Letters*, 70(13):1895–1899, 1993.
- [25] Hans J. Briegel, W. Dür, Juan Ignacio Cirac, and Peter Zoller. Quantum repeaters: The role of imperfect local operations in quantum communication. *Phys. Rev. Lett.*, 81(26):5932–5935, 1998.
- [26] Marek Zukowski, Anton Zeilinger, M. A. Horne, and Artur K. Ekert. “Event-ready-detectors” Bell experiment via entanglement swapping. *Phys. Rev. Lett.*, 71(26):4287–4290, 1993.
- [27] C. H. Bennett, H. J. Bernstein, S. Popescu, and B. Schumacher. Concentrating partial entanglement by local operations. *Phys. Rev. A*, 53(4):2046, 1996.
- [28] C. H. Bennett, G. Brassard, S. Popescu, B. Schumacher, J. A. Smolin, and W. K. Wootters. Purification of noisy entanglement and faithful teleportation via noisy channels. *Phys. Rev. Lett.*, 76(5):722, 1996.

- [29] C. H. Bennett, D. P. DiVincenzo, J. A. Smolin, and W. K. Wootters. Mixed-state entanglement and quantum error correction. *Phys. Rev. A*, 54(5):3824, 1996.
- [30] L.-M. Duan, Mikhail D. Lukin, Juan Ignacio Cirac, and Peter Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414(6862):413–418, 2001.
- [31] Nicolas Sangouard, Christoph Simon, Hugues de Riedmatten, and Nicolas Gisin. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. *arXiv:0906.2699v2*, 2009.
- [32] Alexander Isayevich Lvovsky, Barry C. Sanders, and Wolfgang Tittel. Optical quantum memory. *Nat. Photon.*, 3(12):706–714, 2009.
- [33] Mikhail D. Lukin. Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, 75(2):457–472, 2003.
- [34] Klemens Hammerer, Anders S. Sørensen, and Eugene S. Polzik. Quantum interface between light and atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.*, 82(2):1041–1093, 2010.
- [35] Christoph Simon, Hugues de Riedmatten, Mikael Afzelius, Nicolas Sangouard, Hugo Zbinden, and Nicolas Gisin. Quantum repeaters with photon pair sources and multimode memories. *Phys. Rev. Lett.*, 98(19):190503, 2007.
- [36] Wolfgang Tittel, Mikael Afzelius, T. Chanelière, R. L. Cone, S. Kröll, Sergey A. Moiseev, and M. Sellars. Photon-echo quantum memory in solid state systems. *Laser & Photon. Rev.*, 4:244–267, 2010.
- [37] M. Korkusinski and P. Hawrylak. *Semiconductor Quantum Bits*, chapter 1 Coded Qubit Based on Electron Spin. Pan Stanford Publishing, 2009.
- [38] A. Greilich et al. *Semiconductor Quantum Bits*, chapter 5 Electron Spin Quantum Bits in Quantum Dots. Pan Stanford Publishing, 2009.
- [39] A. Greilich et al. Mode locking of electron spin coherences in singly charged quantum dots. *Science*, 313:341, 2006.
- [40] D. Brunner et al. A coherent single-hole spin in a semiconductor. *Science*, 325:70, 2009.
- [41] Glenn S. Solomon et al. Coalescence of single photons emitted by disparate single-photon sources: The example of InAs quantum dots and parametric down-conversion sources. *Phys. Rev. Lett.*, 107(15):157402, 2011.
- [42] D. A. Kleinman. Theory of optical parametric noise. *Phys. Rev.*, 174(3):1027–1041, 1968.
- [43] David C. Burnham and Donald L. Weinberg. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 25(2):84–87, 1970.

- [44] Daniel Adam Steck. Cesium D Line Data. Technical report, Los Alamos National Laboratory, 1998.
- [45] M. Scholz. New light sources for quantum information processing, Single photons from single quantum dots and cavity-enhanced parametric down-conversion. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, 2009.
- [46] L. Koch. Doppelresonanter optisch parametrischer Oszillatator zur Erzeugung schmalbandiger Einzelphotonen. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2009.
- [47] D. Höckel. Narrow-band single photons as carriers of quantum information. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, 2010.
- [48] P. Palittapongarnpim, A. MacRae, and A. I. Lvovsky. Note: A monolithic filter cavity for experiments in quantum optics. *Review of Scientific Instruments*, 83(6):066101, 2012.
- [49] I. V. Hertel and C.-P. Schulz. Atome, Moleküle und optische Physik 1. 2008.
- [50] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press, Oxford, 3 edition, 2000.
- [51] Roy Jay Glauber. The quantum theory of optical coherence. *Phys. Rev.*, 130(6):2529–2539, 1963.
- [52] Wolfgang Demtröder. *Laser Spectroscopy. Basic Concepts and Instrumentation*. Springer, Berlin, 2007.
- [53] Marlan O. Scully and M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 2001.
- [54] Wolfgang Nolting. *Grundkurs: Theoretische Physik, 5 Quantenmechanik, Teil 1: Grundlagen*,. 1992.
- [55] Bahaa E. A. Saleh and Malvin C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. Wiley-VCH, Weinheim, 2008.
- [56] I. V. Hertel and C.-P. Schulz. Atome, Moleküle und optische Physik 2. 2010.
- [57] S. Buckley, K. Rivoire, and J. Vuckovic. Engineered quantum dot single photon sources. *arXiv.org*, (1210.1234), 2012.
- [58] Daniel Frank Walls and Gerard J. Milburn. *Quantum Optics*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [59] A. Ratelli, S. Kiravittaya, and O. G. Schmidt. *Single Semiconductor Quantum Dots*, chapter 2 Growth and Control of Optically Active Quantum Dots. Nanoscience and Technology. Springer-Verlag, 2009.
- [60] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Festktörperphysik*. Oldenbourg, 2001.
- [61] Paul Harrison. *Quantum Wells, Wires and Dots*. Wiley, 2009.

- [62] Dieter Bimberg. *Semiconductor Nanostructures*. Springer-Verlag, 2008.
- [63] Peter Michler. *Single Semiconductor Quantum Dots*, chapter 6 Quantum Dot Single-Photon Sources. Nanoscience and Technology. Springer-Verlag, 2009.
- [64] U. Ekenberg and M. Altarelli. Exciton binding energy in a quantum well with inclusion of valence-band coupling and nonparabolicity. *Physical Review B*, 35(14):7585, 1987.
- [65] Y. Z. Hu, M. Lindberg, and S. W. Koch. Theory of optically excited intrinsic semiconductor quantum dots. *Physical Review B*, 42(3):1713, 1990.
- [66] L. Bányai and S. W. Koch, editors. *Semiconductor Quantum Dots*, volume 2 of *World Scientific Series on Atomic, Molecular, and Optical Proper*. World Scientific, Singapore, 1993.
- [67] Y. P. Varshni. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34:149–154, 1967.
- [68] Lijun Wang and N. C. Giles. Temperature dependence of the free-exciton transition energy in zinc oxide by photoluminescence excitation spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 94(2):973, 2003.
- [69] M Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg. InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons and electronic structure. *Physical Review B*, 52(16):11969, 1995.
- [70] M. A. Cusack, P. R. Briddon, and M. Jaros. Electronic structure of InAs-GaAs self-assembled quantum dots. *Physical Review B*, 54(4):R2300, 1996.
- [71] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, and T. C. Damen. Band-edge electroabsortion in quantum well structures: The quantum-confined Stark effect. *Physical Review Letters*, 53(22):2173, 1984.
- [72] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures. *Physical Review B*, 32(2):1043, 1985.
- [73] P. W. Fry et al. Inverted electron-hole alignment in InAs-GaAs self-assembled quantum dots. *Physical Review Letters*, 84(4):733, 2000.
- [74] A. J. Bennett, R. B. Patel, J Skiba-Szymanska, C. A. Nicoll, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. J. Shields. Giant stark effect in the emission of single semiconductor quantum dots. *Applied Physics Letters*, 97:031104, 2010.
- [75] T. Manku and A. Nathan. Valence energyband structure for strained group-IV semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 73(3):1205, 1992.
- [76] M. V. Fischetti and S. E. Laux. Band structure, deformation potentials, and carrier mobility in strained Si, Ge, and SiGe alloys. *Journal of Applied Physics*, 80(4):2234, 1996.

- [77] S. Seidl, M. Kroner, A. Högele, K. Karrai, R. J. Warburton, A. Badolato, and P. M. Petroff. Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot. *Applied Physics Letters*, 88:203113, 2006.
- [78] S. Kumar, R. Trotta, E. Zallo, J. D. Plumhof, P. Atkinson, A. Rastelli, and O. G. Schmidt. Strain-induced tuning of the emission wavelength of high quality GaAs/AlGaAs quantum dots in the spectral range of the ^{87}Rb D_2 lines. *Journal of Applied Physics*, 99:161118, 2011.
- [79] A. Rastelli et al. Controlling quantum dot emission by integration of semiconductor nanomembranes onto piezoelectric actuators. *Physica Status Solidi B*, 249(4):687, 2012.
- [80] Daniel Adam Steck. Rubidium 87 D Line Data. Technical report, University of Oregon, Department of Physics, 2008.
- [81] A. J. Shields. Semiconductor quantum light sources. *Nature Photonics*, 1:215, 2007.
- [82] C. L. Salter, R. M. Stevenson, I. Farrer, C. A. Nicoll, D. A. Ritchie, and A. J. Shields. An entangled-light-emitting diode. *Nature*, 465(7298):594, 2010.
- [83] P. G. Blome, M. Wenderoth, M. Hübner, R. G. Ulbrich, J. Porsche, and F. Scholz. Temperature-dependent linewidth of single InP/Ga_xIn_{1-x}P quantum dots: Interaction with surrounding charge configurations. *Physical Review B*, 61(12):8382, 2000.
- [84] Leonard Mandel and Emil Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [85] L. Besombes, K. Kheng, L. Marsal, and H. Mariette. Acoustic phonon broadening mechanism in single quantum dot emission. *Physical Review B*, 63(15):155307, 2001.
- [86] Charles Santori, David Fattal, Jelena Vuckovic, Glenn S. Solomon, and Yoshihisa Yamamoto. Indistinguishable photons from a single-photon device. *Nature*, 419(6907):594–597, October 2002. 10.1038/nature01086.
- [87] Georg A. Reider. *Photonik*. Springer-Verlag, 2005.
- [88] T. Gaebel, I. Popa, A. Gruber, M. Domhan, F. Jelezko, and J. Wrachtrup. Stable single-photon source in the near infrared. *New Journal of Physics*, 6:98, 2004.
- [89] Jelena Vuckovic et al. *Semiconductor Quantum Bits*, chapter 17 Quantum Information Processing with Quantum Dots in Photonic Crystals. Pan Stanford Publishing, 2009.
- [90] Marlan O. Scully and M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1 edition, 1997.

- [91] E.M. Purcell. Proceedings of the american physical society. *Physical Review*, 69(11-12):674–702, June 1946. article by Purcell on page 681.
- [92] P. Meystre and M. Sargent III. *Elements of Quantum Optics, 4th Edition*. Springer, 2010.
- [93] C. B. Murray, D. J. Norris, and M. G. Bawendi. Synthesis and characterization of nearly monodisperse CdE (E = sulfur, selenium, tellurium) semiconductor nanocrystallites. *Journal of the American Chemical Society*, 115(19):8706–8715, 1993.
- [94] P. Guyot-Sionnest. Colloidal quantum dots. *C. R. Physique*, 9:777, 2008.
- [95] F. C. Frank and J. H. Merwe. One-dimensional dislocations. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 198(1053):205, 1949.
- [96] M. Volmer and A. Weber. Keimbildung in übersättigten gebilden. *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, 119:277, 1926.
- [97] M. Benyoucef, V. Zuerbig, J. P. Reithmaier, T. Kroh, A. W. Schell, T. Aichele, and O. Benson. Single-photon emission from single InGaAs/GaAs quantum dots grown by droplet epitaxy at high substrate temperature. *Nanoscale Research Letters*, 7:493, 2012.
- [98] N. Koguchi, S. Takahashi, and T. Chikyow. New MBE growth method for InSb quantum well boxes. *Journal of Crystal Growth*, 111(1-4):688, 1991.
- [99] T. Mano, K. Watanabe, S. Tsukamoto, H. Fujioka, M. Oshima, and N. Koguchi. Fabrication of InGaAs quantum dots on GaAs(001) by droplet epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 209(2-3):504, 2000.
- [100] S. Reitzenstein et al. Electrically driven quantum dot micropillar light sources. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(6):1670, 2011.
- [101] Lehrstuhl Prof. Dr. Martin Kamp: Technische Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg. Dokumentation zu den Proben, 2012.
- [102] H. Niedrig. *Bergmann Schaefer, Band 3: Optik, 10. Auflage*. Walter de Gruyter, 2004.
- [103] S. Reitzenstein et al. AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. *Applied Physics Letters*, 90:251109, 2007.
- [104] W. Raith. *Bergmann Schaefer, Band 2: Elektromagnetismus, 8. Auflage*. Walter de Gruyter, 1999.
- [105] G. B. Stringfellow. *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice, Second Edition*. Academic Press, 1999.
- [106] S.-E. Park and T. R. Shrout. Ultrahigh strain and piezoelectric behavior in relaxor based ferroelectric single crystals. *Journal of Applied Physics*, 82(4):1804, 1997.

- [107] R. H. Webb. Confocal optical microscopy. *Rep. Prog. Phys.*, 59:427, 1996.
- [108] Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 1993.
- [109] Thorlabs. DET100A, Large Area Si Biased Detector, User-Guide. Produkt-Beschreibung, 2012. frei zum Download auf: http://www.thorlabs.de/Thorcat/13000/DET100A_M-SpecSheet.pdf; zuletzt eingesehen am 14. Oktober 2012 um 13:00.
- [110] W. Becker. *The bh TCSPC Handbook, 2nd Edition*. Becker & Kickl GmbH, 2006.
- [111] J. Enderlein. Fluofit. Matlab-Programm, 2008. frei zum Download auf: <http://www.joerg-enderlein.de/research/resources/matlab-program-for-fluorescence-lifetime-fitting.html>; zuletzt eingesehen am 02. Oktober 2012 um 17:20.
- [112] J Enderlein and R Erdmann. Fast fitting of multi-exponential decay curves. *Optics Communications*, 134:371, 1997.
- [113] G. A. Steudle, S. Schietinger, D. Höckel, S. N. Dorenbos, V. Zwiller, and O. Benson. Quantum nature of light measured with a single detector. *arXiv:1107.1353*, 2011.
- [114] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. A test of a new type of stellar interferometer on Sirius. *Nature*, 178(4541):1046–1048, 1956.
- [115] F. Jelezko, A. Volkmer, I. Popa, K. K. Rebane, and J. Wrachtrup. Coherence length of photons from a single quantum system. *Phys. Rev. A*, 67(041802), 2003.
- [116] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect. Experimental evidence for a photon anticommutation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences. *Europhys. Lett.*, 1(173), 1986.
- [117] J. Eschner, C. Raab, F. Schmidt-Kahler, and R. Blatt. Light interference from single atoms and their mirror images. *Nature*, 413(495), 2001.
- [118] T. Flissikowski, Hundt, M. Lowisch, M. Rabe, and F. Henneberger. Photon beats from a single semiconductor quantum dot. *Physical Review Letters*, 86(14):3172, 2001.
- [119] I. Akimov, J. Puls, M. Rabe, and F. Henneberger. *Semiconductor Nanostructures*, chapter 12 Visible-Bandgap II-VI Quantum Dot Heterostructures. Nanoscience and Technology. Springer, 2008.
- [120] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices, 2nd edition*. Wiley-Interscience, 1981.

- [121] T. Heindel, C. Schneider, M. Lermer, S. H. Kwon, T. Braun, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel. Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34 % overall efficiency. *Appl. Phys. Lett.*, 96(1):011107, 2010.
- [122] R. Loudon. Fermion and boson beam-splitter statistics. *Phys. Rev. A*, 58(6):4904, 1998.
- [123] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and Leonard Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Phys. Rev. Lett.*, 59(18):2044–2046, 1987.
- [124] F. Wolfgramm, X. Xing, A. Cere, A. Predojevic, A. M. Steinberg, and M. W. Mitchell. Bright filter-free source of indistinguishable photon pairs. *Opt. Express*, 16(22):18145, 2008.
- [125] E. Hecht. *Optics, 4th edition*. Addison Wesley, 2002.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Tim Kroh

Berlin, den 31.10.2012