

**Konzepte zur skalierbaren
Realisierung von effizienten,
halbleiterbasierten
Einzelphotonenquellen**

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Julius-Maximilians-Universität Würzburg



vorgelegt von
Christian Schneider
aus Würzburg
Würzburg 2011

Eingereicht am: 24.10.2011

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Forchel

2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts

3. Gutachter:

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. A. Forchel

2. Prüfer: Prof. Dr. J. Geurts

3. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 28.06.2012

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	5
Summary	8
1 Einleitung	10
2 Theoretische Grundlagen	14
2.1 Das AlGaInAs Materialsystem	14
2.1.1 Die Kristallstruktur von GaAs, Al(Ga)As und In(Ga)As	14
2.1.2 Elektronische Bandstruktur des Volumenhalbleiters	15
2.2 Elektronische Eigenschaften niederdimensionaler Halbleiterstrukturen . . .	16
2.2.1 Elektronische Zustandsdichte	17
2.2.2 Halbleiter Exzitonen und quantisierte Zustände	18
2.2.3 Spektrale Eigenschaften von Halbleiterquantenpunkten	20
2.2.4 Der Halbleiterquantenpunkt als Einzelphotonenemitter	20
2.2.5 Oszillatorstärke und homogene Linienbreite eines Quantenpunktes .	21
2.2.6 Optische Eigenschaften des Quantenpunktensembles	22
2.3 Photonische Halbleiterresonatoren	23
2.3.1 Photonische Zustandsdichte	23
2.3.2 Dielektrische Spiegel	24
2.3.3 Mikrosäulenresonatoren	26
2.3.4 Mikroscheibenresonatoren	29
2.3.5 Photonische Kristallresonatoren	31
2.4 Licht-Materie-Wechselwirkung in spektral gekoppelten Quantenpunkt- Mikroresonatoren	32

3	Wachstum und Prozessierung von niederdimensionalen Halbleiterstrukturen: Technologische und theoretische Grundlagen	36
3.1	Molekularstrahlepitaxie	36
3.2	Wachstumsprozesse	38
3.2.1	Grundlegende Prozesse beim Schichtwachstum	38
3.2.2	Quantenpunktwachstum auf planarem Substrat	40
3.2.3	Quantenpunktwachstum auf vorstrukturiertem Substrat: Theoretische Grundlagen	41
3.2.4	Quantenpunktwachstum auf vorstrukturiertem Substrat: Technologische Grundlagen	42
3.3	Herstellung photonischer Resonatoren	44
3.3.1	Optisch und elektrisch adressierbare Mikrotürmchen	44
3.3.2	Photonische Kristallresonatoren	46
3.3.3	Mikroscheibenresonatoren	46
3.4	Charakterisierungsmethoden	47
3.4.1	Rastersondenmikroskopie	47
3.4.2	Photo- und Elektrolumineszenzspektroskopie	48
4	Morphologische und optische Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten	50
4.1	Epitaktisches Quantenpunktwachstum	50
4.2	Morphologie von InAs-Quantenpunkten niedriger Flächendichte	51
4.3	Optische Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten	55
4.4	Emission einzelner Quantenpunkte: Mehrteilchenkomplexe und geladene exzitronische Zustände	63
4.4.1	Emission ungeladener Quantenpunkte	64
4.4.2	Emission negativ geladener Quantenpunkte	66
4.4.3	Deterministisches Laden einzelner Quantenpunkte	69
4.5	Zusammenfassung des Kapitels	72
5	Realisierung von elektrisch betriebenen Einzelphotonenquellen	73
5.1	Elektrisch gepumpte Quantenpunkt-Mikroresonatoren	73
5.1.1	Die Effizienz einer Einzelphotonenquelle	74

5.1.2	Effizientes Resonatordesign basierend auf moderaten Q-Faktoren . . .	76
5.2	Experimentelle Realisierung einer effizienten Einzelphotonenquelle	80
5.2.1	Herstellung von Quantenpunkt-Mikroresonatoren	80
5.2.2	Elektrolumineszenzmessungen an Quantenpunkt-Resonatorsystemen	83
5.2.3	Nachweis der Einzelphotonenemission unter gepulster Anregung . .	85
5.3	Zusammenfassung des Kapitels	88
6	Wachstum und Spektroskopie von positionierten InAs-Quantenpunkten	90
6.1	Morphologische Untersuchungen an Einzel- und Mehrfachschichten positionierter Quantenpunkte	90
6.1.1	Probenpräparation und Überwachsversuche	91
6.1.2	Einzellagen positionierter Quantenpunkte auf trocken- und nasschemisch geätzten Nanolöchern	93
6.1.3	Verspannungsgekoppeltes Wachstum positionierter Quantenpunkte .	95
6.1.4	Periodenabhängige Quantenpunktordnung	98
6.1.5	Geordnetes Wachstum von Quantenpunkten auf Nanolöchern unterschiedlicher Größe	100
6.2	Spektroskopische Untersuchungen an positionierten Quantenpunkten . . .	103
6.2.1	Spektroskopische Untersuchungen einzelner Quantenpunktschichten	104
6.2.2	Photolumineszenzuntersuchungen an verspannungsgekoppelten Quantenpunktschichten	108
6.2.3	Untersuchungen zur spektralen Diffusion in positionierten Quantenpunkten	110
6.2.4	Mikro-Photolumineszenzmessungen an verspannungsgekoppelten positionierten Quantenpunkten	112
6.2.5	Untersuchungen positionierter Quantenpunkte mit sehr niedriger Flächendichte und hoher optischer Qualität	114
6.2.6	Thermisches Ausheilen von positionierten Quantenpunkten	121
6.3	Zusammenfassung des Kapitels	124
7	Integration positionierter Quantenpunkte in Mikroresonatoren	126
7.1	Photonische Kristallresonatoren mit positionierten Quantenpunkten	127

7.2	Kopplung positionierter Quantenpunkte mit Mikroscheibenresonatoren . . .	129
7.3	Integration positionierter Quantenpunkte in Mikrotürmchenstrukturen . . .	135
7.3.1	Technologische Grundlage zur Bauteilintegration positionierter Quantenpunkte in Mikrotürmchen	135
7.3.2	Charakterisierung von Braggspiegel-basierten Mikrokavitäten mit positionierten Quantenpunkten	138
7.3.3	Studie der Licht-Materie-Wechselwirkung von positionierten Quan- tenpunkten in Mikrotürmchen unter optischer Anregung	144
7.3.4	Elektrischer Betrieb von Mikrotürmchen mit positionierten Quan- tenpunkten	148
7.4	Zusammenfassung des Kapitels	152
	Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen	154
	Literaturverzeichnis	156
	Veröffentlichungen des Autors	173
	Tagungsbeiträge	174
	Wissenschaftliche Preise	177
	Veröffentlichungen als Koautor	179
	Danksagung	184

Zusammenfassung

Dem Einsatz niederdimensionaler Nanostrukturen als optisch aktives Medium wird enormes Potential vorausgesagt sowohl in den klassischen optoelektronischen Bauteilen (wie z.B. Halbleiterlasern [AS82] [AMS86]) als auch in optischen Bauteilen der nächsten Generation (z.B. Einzelphotonenquellen [Mic03] oder Quellen verschränkter Photonenpaare [SSF⁺10]). Dennoch konnten sich quantenpunktbasierte Halbleiterlaser, abgesehen von einigen wenigen Ausnahmen (QDLaser inc. [QDL11]), im industriellen Maßstab bisher nicht gegen Bauelemente mit höherdimensionalen Quantenfilmen als optisch aktivem Element durchsetzen. Deshalb scheint der Einsatz von Quantenpunkten (QPe) in nicht-klassischen Lichtquellen gegenwärtig vielversprechender. Um jedoch solche Bauteile bis zur letztendlichen Marktreife zu bringen, müssen neben der starken Unterdrückung von Multiphotonenemission noch wesentliche Grundvoraussetzungen erfüllt werden:

- Effizienz: Nur eine hocheffiziente Einzelphotonenquelle ist für einen Einsatz geeignet.
- Elektrischer Betrieb: Zum Erreichen einer hohen Integrationsdichte sowie aus praktischen Gründen muss der elektrische Betrieb der Einzelphotonenquelle gewährleistet sein.
- Skalierbarkeit: Die skalierbare Herstellung von Einzelphotonenquellen ist zwar Grundvoraussetzung, jedoch auch eine der größten technologischen Herausforderungen bei der Fabrikation von QP-basierten Einzelphotonenquellen.
- Temperatur: Letztendlich werden sich Einzelphotonenquellen in der Datenübertragung nur durchsetzen, wenn deren Betrieb auch bei Raumtemperatur gewährleistet werden kann.

In dieser Arbeit wurden grundlegende Studien durchgeführt, welche insbesondere dem Fortschritt und den Problemen der ersten drei zuvor aufgezählten Herausforderungen dienen sollte. Zum Einen wurden hierfür elektrisch betriebene Einzelphotonenquellen basierend auf gekoppelten QP-Mikroresonatoren realisiert und deren Bauteileffizienz gezielt optimiert, wobei konventionelle selbstorganisierte InAs-QPe als aktives Medium eingesetzt wurden. Für die skalierbare Integration einzelner QPe in Mikroresonatoren wurde

des Weiteren das gesteuerte QP-Wachstum auf vorstrukturierten Substraten optimiert und auf diese Art ortskontrollierte QPe in Bauteile integriert.

Für die Realisierung hocheffizienter, elektrisch gepumpter Einzelphotonenquellen wurde zunächst das Wachstum von binären InAs-QPen im Stranski-Krastanov-Modus optimiert und deren optische Eigenschaften im Detail untersucht. Durch das Einbringen einer Schicht von Siliziumatomen nahe der QP-Schicht konnten die Emmitter negativ geladen werden und der helle Trionenzustand der QPe als energetischer Eigenzustand des Systems zur effizienten Extraktion einzelner Photonen ausgenutzt werden. Durch die Integration dieser geladenen QPe in elektrisch kontaktierte, auf Braggspiegel basierte Mikrotürmchen konnten Einzelphotonenquellen realisiert werden, in denen gezielt Licht-Materie-Wechselwirkungseffekte zur Steigerung der Bauteileffizienz ausgenutzt wurden. Basierend auf theoretischen Überlegungen wurde die Schichtstruktur soweit optimiert, dass letztendlich experimentell eine elektrisch gepumpte Einzelphotonenquelle mit einer Photonenemissionsrate von 47 MHz sowie einer zuvor unerreichten Bauteileffizienz von 34 % im Regime der schwachen Licht-Materie-Kopplung demonstriert werden konnte.

Da Effekte der Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen QP und Resonator neben der spektralen Resonanz ebenfalls von der relativen Position von Resonator und QP zueinander abhängen, ist eine Kombination von positionierten QPen und Bauteilausrichtung nahezu unumgänglich für die skalierbare, deterministische Herstellung von Systemen aus perfekt angeordnetem Emmitter und Resonator. Deshalb wurden bestehende Konzepte zum geordneten Wachstum von QPen weiterentwickelt [KH07]: Hierbei wurde geordnetes InAs-QP-Wachstum mit Perioden realisiert, die vergleichbare Abmessungen wie optische Resonatoren aufweisen, also Nukleationsperioden zwischen 500 nm und 4 μm . Durch ein genaues Anpassen der Wachstums- und Prozessbedingungen konnte des Weiteren die Bildung von QP-Molekülen auf den Nukleationsplätzen nahezu unterdrückt beziehungsweise gesteuert werden. Durch eine systematische Optimierung der optischen Eigenschaften der QPe konnten Emmitter mit Einzelquantenpunktlinienbreiten um 100 μeV realisiert werden, was eine Grundvoraussetzung zur Studie ausgeprägter Licht-Materie-Wechselwirkungseffekte in Mikroresonatoren darstellt.

Letztendlich konnten durch die Integration derartiger QPe in optisch sowie elektrisch betriebene Mikroresonatoren erstmals Bauteile realisiert werden, welche einige der prinzipiellen, an eine Einzelphotonenquelle gestellten Anforderungen erfüllen. Insbesondere konnten deutliche Signaturen der schwachen Licht-Materie-Kopplung einzelner positionierter QPe in photonische Kristallresonatoren, Mikroscheibenresonatoren sowie Mikrotürmchenresonatoren festgestellt werden. Darüberhinaus konnte an einem spektral resonanten Sy-

stem aus einem positionierten QP und der Grundmode eines Mikrotürmchenresonators eindeutig Einzelphotonenemission unter optischer Anregung demonstriert werden. Ebenfalls konnten Mikrotürmchenresonatoren mit integrierten positionierten QPen erstmals elektrisch betrieben werden und somit die Grundvoraussetzung für eine der skalierbaren Herstellung effizienter Einzelphotonenquellen geschaffen werden.

Summary

Employing low dimensional nanostructures as active medium in classical optoelectronic devices (for instance semiconductor laser diodes [AS82] [AMS86]) as well as optical devices of the next generation (such as single photon sources [Mic03] or sources of entangled photon pairs [SSF⁺10] promises enormous potential. Yet, despite some exceptions (for example QDLasers inc. [QDL11]), quantum dot (QD)-based semiconductor lasers can hardly compete with devices exploiting higher dimensional gain material so far. Hence, using QDs as single photon emitters seems very promising. In order to achieve compatibility on the market, some urgent pre-requisites still need to be met in such devices besides the suppression of multiphoton emission:

- Efficiency: Only a highly efficient single photon source can be reasonably employed in applications.
- Electrical operation: In order to achieve a high integration density and for reasons of user friendliness, the device needs to be driven electrically.
- Scalability: The scalable fabrication of single photon sources is pre-requisite and one of the greatest technological challenges.
- Temperature: Eventually, single photon sources will only be established in the wide field of secure data transmission if their operation at room temperature can be assured.

In this work, basic studies were carried out especially devoted to the progress in the first three challenges. On the one hand, electrically driven single photon sources based on coupled QD-microcavities were realized and optimized by employing conventional self organized InAs QDs as active material. On the other hand, in order to facilitate a scalable integration of single QDs into microcavities, directed QD nucleation on pre-patterned substrate was optimized. These site-controlled QDs were at last integrated into resonator devices.

In order to realize highly efficient, electrically driven single photon sources, at first the growth of binary Stranski-Krastanov InAs QDs was optimized and their emission properties were investigated in detail. By introducing Silicon atoms in the vicinity of the QD-layer, the emitters could be negatively charged. The resulting bright trion state of the QDs can subsequently be exploited as the energetic eigenstate of the system for the extraction of single photons. By integrating these charged QDs in contacted, Bragg-reflector based micropillars, single photon sources were realized exploiting light-matter coupling to enhance the device's efficiency. Based on theoretical considerations, the grown layer sequence was optimized to an extent that eventually an electrically driven single photon source with an emission rate of 47 MHz and an unprecedented device efficiency of 34 % in the weak coupling regime could be demonstrated.

Since the effects of light-matter coupling between QD and resonator rely on the QD's position in the device, a combination of site-controlled QD-growth and device alignment is almost inevitable for a scalable, deterministic fabrication of perfectly aligned emitter-cavity systems. Therefore, existing concepts for ordered QD-growth were adapted and improved [KH07]: Ordered QD-growth on periods comparable to dimensions of optical resonators between 500 nm und 4 μm was realized. By carefully adjusting the growth and process conditions, formation of QD-molecules on nucleation sites could be controlled and suppressed almost entirely. Carrying out a systematic optimization of the QD's optical properties, emitters with single QD-linewidth around 100 μeV were realized. This is pre-requisite for the study of pronounced light-matter interaction in microcavities.

Finally, the integration of such QDs in optically and electrically driven microresonators resulted in devices demonstrating some of the fundamental properties requested from a single photon source. Pronounced signatures of the weak light-matter coupling between a site-controlled QD in a photonic crystal cavity, a microdisk cavity and micropillar cavities were observed. Furthermore, single photon emission of a spectrally resonant system of site-controlled QD and micropillar cavity under pulsed optical excitation was unambiguously demonstrated. Beyond this, micropillar cavities with site-controlled QDs were electrically driven for the first time, which is pre-requisite for the scalable fabrication of efficient single photon sources.

Kapitel 1

Einleitung

Seit Ende des zwanzigsten Jahrhunderts sind Computer mit enormer Rechenkapazität sowie ein intensiver Datenaustausch über das Internet zu einem Teil unseren Alltags geworden. Erst die moderne Halbleiterforschung und Technologie ermöglichte die Entwicklung von Transistoren [Bra47], die auf Computerchips zu Prozessoren zusammengefügt werden. Da die Leistungsfähigkeit eines Prozessors mit der Anzahl der Transistoren skaliert, wurde ein immenser Aufwand in die Miniaturisierung der Bauteile investiert. Als Resultat betragen die typischen Längen eines Transistor-Gates in einem handelsüblichen Computer nur noch wenige Nanometer (derzeit werden Gatelängen von lediglich 11 nm angekündigt [Ern09]) wodurch eine weitere, deutliche Verkleinerung der Komponenten durch Leckströme und Wärmeentwicklung limitiert zu sein scheint [PSG06]. An dieser Stelle können Bauteile, die gezielt Quanteneffekte ausnutzen um Informationen zu verarbeiten an die Stelle der konventionellen Komponenten treten. In diesem Zusammenhang könnte ein Quantencomputer sich Algorithmen zu Nutze machen, die mit dem klassischen Computer nicht ausführbar wären, und somit verschiedenste Probleme (am bekanntesten ist die Primfaktorzerlegung) wesentlich effizienter und schneller lösen [Sho95]. Beispielsweise kann ein Quanten-Bit (kurz: Qubit) im intrinsischen Drehimpuls eines Elektrons gespeichert werden [BDM94][LD98]. Die Elektronen können generell an Defektstellen im Halbleiterkristall lokalisiert und adressiert werden. Durch eine Lokalisierung der Elektronen in künstlich hergestellten Halbleiter-Nanostrukturen können diese effektiv von ihrer Umgebung, insbesondere von Gitterschwingungen, entkoppelt und dadurch ein schneller Verlust der Kohärenzeigenschaften vorgebeugt werden [BGD⁺09][LD98]. Alternative Ansätze zur Realisierung solcher Qubits machen sich die makroskopischen Kohärenzeigenschaften von supraleitenden Kreisen (Josephson Strukturen) [SSH97] beziehungsweise die Kohärenzeigenschaften von kalten Atomen [THL⁺95] [MMK⁺95] oder Ionen [CZ95] zu Nutze. Um diese neuen Konzepte skalierbar sowie praktikabel umzusetzen, ist jedoch aus Gründen der technologischen Realisierbarkeit sowie der Miniaturisierung und des Bauteilbetriebs bei angemessenen Temperaturen ein halbleiterbasiertes System zu bevorzugen.

Parallel zu der rasanten Entwicklung der Computertechnologie wurden auch in der Datenübertragungstechnologie enorme Fortschritte erzielt. Dies manifestiert sich vor allem in der Entwicklung des Internets sowie des internationalen Datentransfers. Die Anzahl der Hosts, also der Computer, die einen Internetsurfer zur Verfügung stellen, stieg seit den frühen 1980er Jahren bis heute nahezu exponentiell: Heutzutage haben circa 75 % der deutschen Haushalte Zugang zum Internet [Mag09]. Der rasante Austausch von Daten mit Übertragungsraten von mehreren 10 GBit/s bis hin zu 10 TBits/s [BMB11] wird heutzutage mit Lichtpulsen über Glasfaserkabel realisiert, wobei als Lichtquellen typischerweise mit Halbleiter-Laserdioden verwendet werden. Auch hier werden mit steigendem Datentransfer die Anforderungen an diese Bauteile immer größer, was in den letzten Jahren neben einer starken Bauteilminiaturisierung auch eine Etablierung neuer Laserkonzepte mit sich brachte. Ein genereller, inhärenter Schwachpunkt des klassischen Datentransfer ist die Abhörsicherheit. Ein sehr eleganter Ansatz zur abhörsicheren Datenübertragung sieht den Einsatz von einzelnen Lichtquanten vor (den sogenannten fliegenden Qubits), in deren Polarisation die Information gespeichert wird. Dieses Konzept birgt eine theoretisch absolute Abhörsicherheit bei der Schlüsselübertragung in sich [SAB09] [BB84], und wurde beispielsweise schon zu Demonstrationszwecken bei der Parlamentswahl 2007 in der Schweiz eingesetzt [Mar07]. Hierbei wurden zur Generierung einzelner Photonen jedoch stark abgeschwächte Laserpulse verwendet, wodurch aufgrund der Emissionsstatistik nicht davon ausgegangen werden kann, dass nach dem Abschwächen des Pulses mit hoher Wahrscheinlichkeit nur ein einzelnes Photon pro Puls vorliegt. Ein Ansatz zur Generierung einzelner Photonen auf Bedarf stellen nicht-klassische Lichtemitter dar [Shi07]. Solche Emittter (wie zum Beispiel ein einzelnes Atom, oder ein angeregtes Elektron in einem Halbleiter-Quantenpunkt (QP) [MKB⁺00]) senden bei entsprechender Filterung pro Anregung nur ein einzelnes Lichtteilchen aus. Eine Umsetzungen von Einzelphotonenquellen in Halbleitersystemen mittels Quantenpunkten birgt vor allem den großen Vorteil in sich, dass das System elektrisch angesteuert werden kann. Dies ist eine Grundvoraussetzung für ein kompaktes und anwenderfreundliches Bauteil. Da die Emission von Halbleiterquantenpunkten im Kristall nahezu ungerichtet stattfindet, müssen Ansätze zur Steigerung der Effizienz der Einzelphotonenquellen gefunden werden. Hierbei spielen optische Halbleiterresonatoren eine wichtige Rolle, die sowohl eine gerichtete Emission garantieren, als auch die Emissionsrate des Emitters selbst durch Licht-Materie-Wechselwirkungseffekte steigern können [BBG⁺02].

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es, die Eigenschaften von Halbleiterquantenpunkten in optoelektronischen und optischen Systemen gezielt auszunutzen, um effiziente sowie prinzipiell skalierbare Einzelphotonenquellen herzustellen und zu untersuchen. Zum

Einen wurden selbstorganisiert gewachsene Quantenpunkte zunächst auf ihre morphologischen und optischen Eigenschaften optimiert und anschließend in elektrisch gepumpte Mikrotürmchen integriert. Zum Anderen wurde das Konzept der Quantenpunkt-Positionierung aufgegriffen, welches eine nanometergenaue Kontrolle über die Position des Quantenpunktes im Halbleiter erst möglich macht. Die absolute Kontrolle über die Position des Quantenemitters ermöglicht letztendlich eine skalierbare Integration einzelner Quantenpunkte in Halbleiterresonatoren, um somit zum Beispiel hocheffiziente Einzelphotonenquellen skalierbar herzustellen.

Vor diesem Hintergrund ist die Arbeit in sechs Teile gegliedert:

Zunächst sollen in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen von niederdimensionalen elektronischen und optischen Halbleitersystemen dargestellt werden. Hierbei stehen vor allem der elektronische Einschluss in Halbleiterquantenpunkten, der optische Einschluss in Halbleiter-Mikroresonatoren sowie die Eigenschaften von Licht-Materie gekoppelten Systemen in Quantenpunkt-Mikroresonatoren im Vordergrund.

In Kapitel 3 werden die technologischen und experimentellen Techniken, die bei der Probenherstellung und Charakterisierung angewendet wurden, beschrieben. Hervorzuheben sei hierbei das epitaktische Wachstum von Halbleiterquantenpunkten sowohl auf unstrukturierten als auch auf lithographisch strukturierten Substraten mittels Molekularstrahl-epitaxie sowie die Prozessierung von optisch und elektrisch gepumpten Quantenpunkt-Mikroresonatoren.

Kapitel 4 befasst sich mit dem selbstorganisierten Wachstum von Indium-Arsenid (InAs) Quantenpunkten auf planaren Substraten. Neben der systematischen Reduzierung der Quantenpunktdichte für ein gezieltes Arbeiten auf der Einzelquantenpunkt-Ebene wurden auch die spektralen Emissionseigenschaften der Emitter optimiert.

In Kapitel 5 wird beschrieben, wie diese QPe in elektrisch gepumpte Mikrosäulenresonatoren zunächst integriert und die resultierenden Bauteile anschließend charakterisiert wurden. Aufgrund eines optimierten Resonatordesigns konnten Einzelphotonenquellen mit außerordentlich hohen Effizienzen bis zu 34 % im elektrischen Betrieb realisiert werden.

Das Kapitel 6 beinhaltet grundsätzliche Studien über das Wachstum positionierter Quantenpunkte. Durch systematische Untersuchungen der Auswirkung von Wachstums- und Strukturierungsparametern auf die Morphologie der Strukturen konnten QPe auf Lochgitter mit moderaten bis extrem langen ($4 \mu\text{m}$) Perioden verlässlich positioniert werden.

Ebenfalls wurden die optischen Eigenschaften dieser QPe untersucht und optimiert, da gute Emissionseigenschaften der Quantenemitter die Grundvoraussetzung für deren Anwendung in optischen Bauteilen darstellt.

In Kapitel 7 wird beschrieben, wie diese positionierten QPe in optische Mikroresonatoren unterschiedlicher Geometrien (Photonische-Kristallresonatoren, Mikroscheibenresonatoren und Mikrotürmchen) integriert und fundamentale Untersuchungen der Licht-Materie-Wechselwirkung in diesen gekoppelten Systemen durchgeführt wurden. Des Weiteren konnte eine Einzelphotonenquelle basierend auf einem einzelnen positionierten QP in einem Mikrotürmchen unter optischer Anregung demonstriert, sowie der elektrische Betrieb von gekoppelten Systemen aus positionierten QPen und Mikrotürmchenresonatoren gezeigt werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Im folgenden Kapitel sollen die zum Verständnis der Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen dem Leser in kompakter Form dargelegt werden. Hierbei stehen neben allgemeinen Erklärungen zum Gallium-Arsenid (GaAs), Aluminium-Arsenid (AlAs) und Indium-(Gallium)-Arsenid (In(Ga)As) basierten Materialsystem vor allem die Physik niederdimensionaler elektronischer und photonischer Halbleiterstrukturen im Vordergrund. Ebenfalls werden die Grundlagen der Licht-Materie-Kopplung in photonischen und elektronischen Halbleiternanostrukturen zusammengefasst.

2.1 Das AlGaInAs Materialsystem

2.1.1 Die Kristallstruktur von GaAs, Al(Ga)As und In(Ga)As

Die Halbleiter GaAs, Al(Ga)As und InAs sind Verbindungshalbleiter, die sich aus Elementen der dritten und der fünften Hauptgruppe des Periodensystems zusammensetzen. Neben dem Silizium-Materialsystem gehören diese Verbindungshalbleiter zu den Materialien, welche mit der höchsten Materialqualität und Präzision durch epitaktische Verfahren hergestellt (gewachsen) werden können. Sie kristallisieren in Form einer Zinkblendestruktur, also in einem flächenzentrierten Kristallgitter mit zweiatomiger Basis [Iba02]. Abb. 2.1 zeigt ein Schema der Einheitszelle eines Kristalls. Die Gitterkonstante des Kristalls hängt in erster Linie von der chemischen Zusammensetzung ab. So besitzen GaAs und AlGaAs beispielsweise annähernd die gleichen Gitterkonstanten von $5,6 \text{ \AA}$, währenddessen InAs mit einer um 7 % größeren Gitterkonstante kristallisiert. Die Gitterkonstante des ternären Verbindungshalbleiters GaInAs kann näherungsweise in Abhängigkeit der Indiumkonzentration durch das Vegard'sche Gesetz

$$a = (5,65 + 0,40x) \text{ \AA} \quad (2.1)$$

ausgedrückt werden.

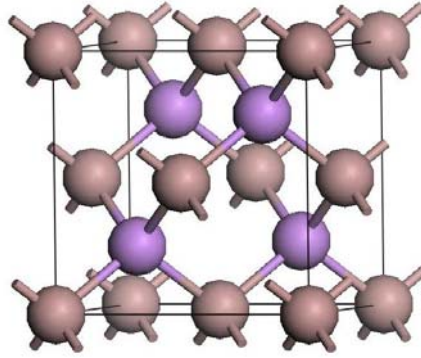


Abbildung 2.1: Abbildung der GaAs-Einheitszelle. Das Material kristallisiert in Form einer Zinkblendestruktur. Hierbei repräsentieren die braunen Kugeln die Elemente der dritten Hauptgruppe (Ga, Al oder In), und die violetten Kugeln das Gruppe-V-Element Arsen.

2.1.2 Elektronische Bandstruktur des Volumenhalbleiters

Bei der Bindung einzelner Atome der dritten und fünften Hauptgruppe zu einem Halbleiterkristall unterlaufen die Orbitale der Valenzelektronen einer sp^3 -Hybridisierung [Iba02]. Die Bindungsform der Atome im Kristall ist eine Mischform aus kovalenter und ionischer Bindung. Durch ein Überlappen der Valenzelektronenniveaus im periodischen Gitter entstehen aus den diskreten, atomaren Energieniveaus Energiebänder, also quasi-kontinuierliche Bereiche der elektronischen Eigenenergien. Insbesondere zeichnen sich Halbleiter dadurch aus, dass nahe des absoluten Temperaturnullpunktes das Valenzband vollständig mit Ladungsträgern besetzt ist und das Leitungsband, welches durch eine Bandlücke der Größenordnung von 1-3 eV vom Valenzband separiert ist, komplett entvölkert ist. Die Größe der Bandlücke hängt in erster Linie von der Stöchiometrie des Materials ab und ist in Abb. 2.2 für die in dieser Arbeit diskutierten Kompositionshalbleiter aufgetragen. Es fällt auf, dass beispielsweise AlAs mit $\approx 2,1$ eV bei Raumtemperatur eine deutlich größere Bandlücke als GaAs ($\approx 1,4$ eV bei Raumtemperatur) besitzt, InAs dagegen mit $\approx 0,5$ eV eine wesentlich geringere. Zudem hängt die Größe der Bandlücke E_G stark von der Temperatur T ab und kann nach dem empirischen Gesetz von Varshni mit Hilfe der materialspezifischen Parameter α und β angenähert werden [Pol10]:

$$E_G = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.2)$$

Durch das ortsabhängige, periodische Potential der Ionenrümpfe im Halbleiterkristall reagieren die Ladungsträger, also die Elektronen im Leitungsband und die Defektelektronen (in der restlichen Arbeit als 'Löcher' bezeichnet) im Valenzband anders als ungebundene Ladungsträger auf ein elektrisches Feld. Das Verhalten lässt sich durch die Dispersions-

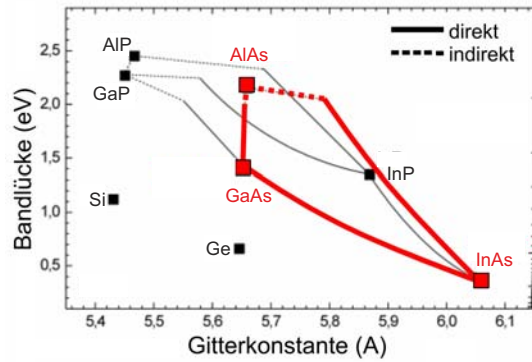


Abbildung 2.2: Bandlücken von Verbindungshalbleitern der dritten und fünften Hauptgruppe. Die Bandlücken sind gegen die Gitterkonstanten der Halbleiter aufgetragen (nach [VMRM01]).

relationen der Ladungsträger darstellen, also dem Zusammenhang zwischen Energie und Wellenvektor k . Abb. 2.3 a) zeigt die Dispersion eines GaAs Volumenhalbleiter-Kristalls. Es sei angemerkt, dass das Leitungsbandminimum sowie die Valenzbandmaxima um den sogenannten Γ -Punkt in der Regel durch Parabeln angenähert werden. Außerdem können den Ladungsträgern im Kristall aufgrund der Form der Dispersion sogenannte effektive Massen zugeordnet werden, welche nach

$$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k_i \partial k_j} \quad (2.3)$$

aus der Dispersion ermittelt werden können [Iba02]. Vor allem aus der vereinfacht modellierten Dispersion von GaAs in Abb. 2.3 b) wird ersichtlich, dass die Masse der Löcher deutlich höher als die der Elektronen ist. Außerdem ist das Valenzband bei $k=0$ entartet, wobei man zwischen den schweren Löchern mit leicht gekrümmter Dispersion (engl.: heavy holes, HH) und den leichten Löchern mit stärker gekrümmter Energiedispersion (engl.: light holes, LH) unterscheidet. Zusätzlich existiert noch ein weiteres, mit 'SO' bezeichnetes Loch-Energieband, welches über die Spin-Bahn-Wechselwirkung der Löcher energetisch abgespalten ist [VMRM01].

2.2 Elektronische Eigenschaften niederdimensionaler Halbleiterstrukturen

Reduziert man die Größe der Halbleiterstrukturen bis auf wenige Nanometer, so können die fundamentalen Materialeigenschaften grundlegend verändert werden. Hier soll aufgezeigt werden, wie die Dimension eines Halbleiters die wichtigsten elektronischen Eigenschaften beeinflusst.

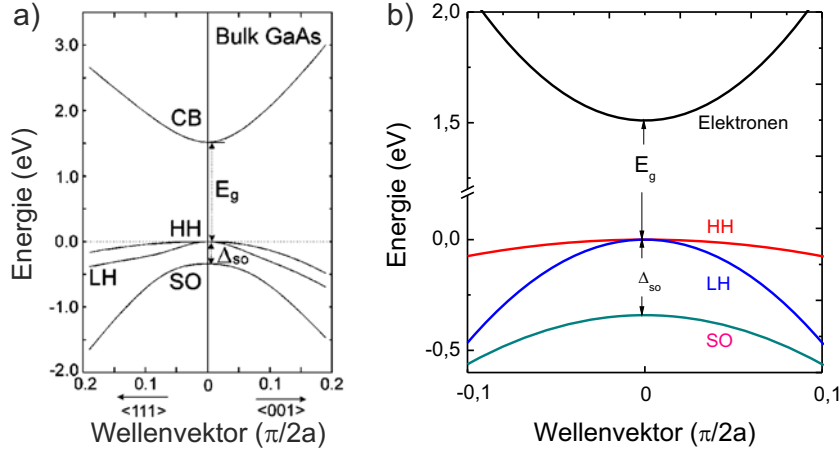


Abbildung 2.3: a) Energie-Impuls-Dispersionsrelation von GaAs (nach [VMRM01]). Das Elektronenband ist durch die Bandlücke vom Schwer- und Leichtlochband (HH und LH) getrennt. b) Parabolische Näherung der Bänder um den Γ -Punkt. Bei niedrigeren Energien liegt das durch die Spin-Bahnkopplung abgespaltete 'SO'-Band.

2.2.1 Elektronische Zustandsdichte

Für das Verständnis der elektronischen Vorgänge in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen soll zunächst der Begriff der elektronischen Zustandsdichte, also die Anzahl der Energiezustände pro Energieeinheit, eingeführt werden:

$$D(E) = \frac{dn}{dE} \quad (2.4)$$

Im Volumenhalbleiter steigt die Zustandsdichte gemäß einer Wurzelfunktion mit der Energie. Wird nun der Festkörper in einer oder mehreren Dimensionen auf eine Abmessung ähnlich der thermischen de Broglie-Wellenlänge $\lambda_{DB} = \frac{h}{p} \approx \frac{h}{\sqrt{3m_{eff}k_bT}}$ reduziert (mit h und k_b als Plancksches Wirkungsquantum und Boltzmannkonstante, m_{eff} als effektive Elektronen- oder Lochmasse), so ändert sich die Zustandsdichte drastisch (Abb. 2.4). Im zweidimensionalen Grenzfall ist $D(E)$ konstant. Bei eindimensionalen, drahtähnlichen Strukturen gehorcht sie einem $D(E) \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ Zusammenhang. Wird das System in sämtliche Raumrichtungen eingeschränkt, wird sie diskret und gleicht einer Dirac'schen Deltafunktion.

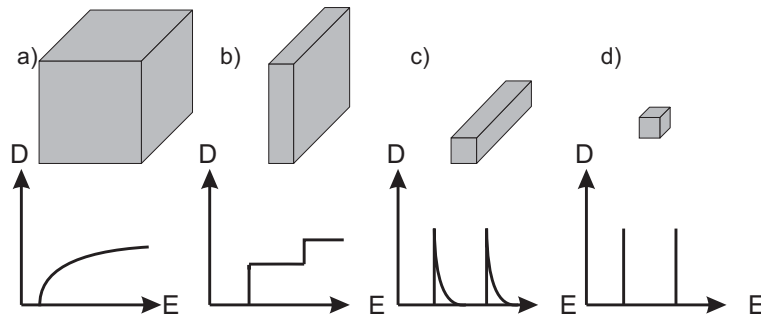


Abbildung 2.4: Schema der elektronischen Zustandsdichte von Halbleitern verschiedener Dimensionen: a) Volumenmaterial: die Zustandsdichte folgt einer Wurzelfunktion. b) Im zweidimensionalen System ist die elektronische Zustandsdichte stufenweise konstant. c) Im eindimensionalen Quantendraht folgt die Zustandsdichte der inversen Wurzelfunktion. d) Im nulldimensionalen System ist die Zustandsdichte diskret.

2.2.2 Halbleiter Exzitonen und quantisierte Zustände

Wird durch eine energetische Anregung des Halbleiters (beispielsweise durch Absorption eines Photons) ein Elektron aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben, so entsteht eine attraktive Wechselwirkung zwischen dem Elektron im Leitungsband und dem Loch im Valenzband aufgrund ihrer gegensätzlichen Ladungen. Hierbei kann ein Quasiteilchen entstehen, welches als Wannier-Mott-Exziton bezeichnet wird und prinzipiell ein gebundenes Elektron-Loch-Paar darstellt, das über mehrere Gitterplätze delokalisiert ist [Kav07]. Aufgrund der deutlich geringeren effektiven Massen von Elektron und Loch im Halbleiter sowie der starken dielektrischen Abschirmung der Ladungen (ausgedrückt durch die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r) ist die exzitonische Bindungsenergie im Halbleiter-Volumenmaterial (≈ 10 meV für GaAs Volumenmaterial) circa drei Größenordnungen geringer als die Bindungsenergie von Elektron zu Proton im Wasserstoffatom [Kav07]. In Analogie zum Bohr'schen Atommodell kann dem Exziton nach $a_B = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r\hbar^2}{\mu e^2}$ eine mittlere Ausbreitungslänge, der sogenannte Bohr'sche Radius zugeordnet werden, welcher, ähnlich der de Broglie-Wellenlänge für Elektronen und Löcher im Halbleiter, eine wichtige Bezugsgröße für Exzitonen darstellt und für GaAs circa 10 nm beträgt.

Werden nun Ladungsträger im Halbleiter durch ein örtlich variierendes Potential in einer oder mehreren räumlichen Dimensionen lokalisiert, so ergeben sich auch durch Quantisierungseffekte hervorgerufene neue Eigenenergien von Elektronen, Löchern und Exzitonen. Eine mögliche Potentialvariation stellt beispielsweise eine GaInAs-Schicht mit einer Dicke im Bereich des Exziton-Bohr-Radius dar (ein sogenannter Quantenfilm). Für Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband ist es energetisch günstiger sich im Quantenfilm aufzuhalten als in der umgebenden Barriere. Somit können die Ladungsträger in

dieser Dimension lokalisiert werden. In Analogie zum Model des Potentialtopfes mit endlich hoher Barriere kommt es zu einer stark ausgeprägten Abhängigkeit der Elektron- und Loch-Eigenenergien von der Quantenfilmdicke.

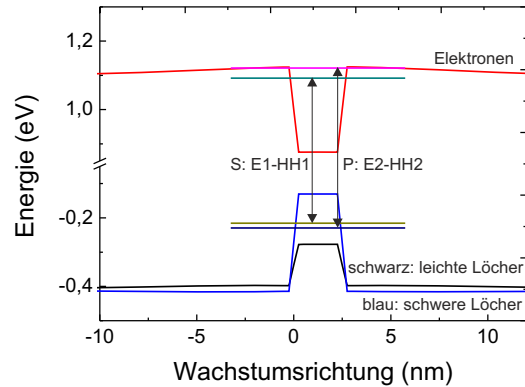


Abbildung 2.5: Berechnung der Bandstruktur sowie der Energie-Eigenwerte eines pyramidalen $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ -QPes mit einer Höhe von 2 nm und einer quadratischen Grundfläche mit 25 nm Seitenlänge. Die Bandstruktur ist entlang der Wachstumsrichtung aufgetragen und die erlaubten Übergänge zwischen Elektronen und Schwerlochband (E1-HH1 und E2-HH2) durch Pfeile angedeutet.

In Halbleiter-QPen, die eine zentrale Rolle in dieser Arbeit spielen, können Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen eingeschlossen werden. Diese Strukturen bestehen beispielsweise aus InAs oder GaInAs, sind in einer GaAs Matrix eingebettet und haben in allen Raumrichtungen Ausdehnungen von lediglich einigen Nanometern (also vergleichbar mit dem Exziton-Bohr-Radius). Durch die daraus resultierende Diskretisierung der Energieniveaus in sämtlichen Raumrichtungen ergeben sich in einem QP energetische Übergänge zwischen den Leitungs- und Valenzband-Niveaus, deren Werte neben der Materialzusammensetzung vor allem von den vertikalen und lateralen Abmessungen, aber auch von der Form der Struktur abhängen. Um die Bandstruktur des Systems und anschließend die Energieniveaus der Elektronen und Löcher in den QPen zu berechnen, wurde auf das Programm Nextnano++ zurückgegriffen. Die Software ist C++ basiert und kann iterativ sowohl die Poissongleichung unter Berücksichtigung von Verspannungseffekten als auch die Schrödingergleichung von Mehrteilchensystemen in der niederdimensionalen Struktur lösen [Bir10]. Abb. 2.5 zeigt eine berechnete $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ QP-Struktur, wobei das Elektronenband sowie das Schwer- und Leichtlochband entlang der Wachstumsrichtung graphisch aufgetragen wurden. Für den hier dargestellten Fall wurde das Model eines Pyramidenstumpfes mit quadratischer Grundfläche (Seitenlänge 25 nm, Höhe 2 nm) angewandt. Die erlaubten Übergänge zwischen Leitungs- und Valenzband sind mit Pfeilen angedeu-

tet. Hierbei wird der Übergang zwischen den beiden niedrigsten Energieniveaus (E1 und HH1) typischerweise als Übergang in der S-Schale, der Übergang zwischen den jeweils zweitniedrigsten Eigenenergien (E2 und HH2) als P-Schalen-Übergang bezeichnet.

2.2.3 Spektrale Eigenschaften von Halbleiterquantenpunkten

Aufgrund der im vorigen Abschnitt beschriebenen Analogien zum Wasserstoffatom werden QPe oftmals auch als künstliche Atome bezeichnet. Darüber hinaus müssen die fermionischen Komponenten eines QP-Exzitons (also das Elektron mit einem Eigendrehimpuls oder Spin $\pm\frac{1}{2}$ und das Schwerloch mit einem Drehimpuls $\pm\frac{3}{2}$) auch dem Pauli-Prinzip gehorchen, aufgrund dessen die Grundzustände maximal zweifach besetzt sein können. Mögliche Ladungsträgerkonfigurationen des Grundzustandes sind in Abb. 2.6 dargestellt, wobei die Elektronen durch den weißen, die Löcher durch den schwarzen Pfeil repräsentiert werden. Im Fall a) spricht man von einem Exziton, im Fall b) von einem Trion oder einem geladenen Exziton und im Fall c) vom Biexziton. Beim radiativen Zerfall des Trions bleibt ein einzelner ungepaarter Ladungsträger im QP übrig, während die Rekombination des Biexzitons in einer exzitonischen Besetzung des QPes resultiert. Aufgrund der Coulomb- und Austauschwechselwirkung zwischen den Ladungsträgern liegen die Rekombinationsenergien der exzitonischen Konfigurationen bei leicht unterschiedlichen Energien [RSP⁺05]. Des Weiteren können weitere angeregte Zustände im QP existieren, die, wie in Kapitel 2.2.2 schon angedeutet, aufgrund der Analogie zur Schalenstruktur im Atommodell ebenfalls als S-, P-, D-Zustände bezeichnet werden.

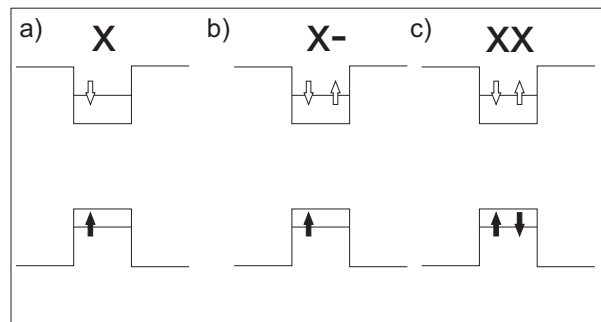


Abbildung 2.6: Ladungsträgerkonfigurationen in der S-Schale eines QPes: Exziton (a), Trion (b) und Biexziton (c).

2.2.4 Der Halbleiterquantenpunkt als Einzelphotonenemitter

Aufgrund der Bindungsenergie des Biexzitons im QP wird die energetische Entartung des Grundzustandes aufgehoben. Deshalb können QPe als nichtklassische Lichtemitter oder Einzelphotonenemitter eingesetzt werden [Mic03]. Eine Einzelphotonenquelle zeichnet sich

dadurch aus, dass sie genau ein einzelnes Photon auf Bedarf emittieren kann. Dabei lassen sich die Emitter gut über den zeitlichen Ablauf des Photonenflusses charakterisieren: Bei einem thermischen Emitter (zum Beispiel einer Glühbirne) gruppieren sich die emittierten Photonen zeitlich (das sogenannte *bunching*), so dass die Wahrscheinlichkeit der Detektion mehrerer Photonen in kurzen Zeitintervallen gesteigert ist. Bei einer kohärenten Lichtquelle (zum Beispiel ein Laser) besteht dagegen keine zeitliche Korrelation zwischen den emittierten Photonen. Im Gegensatz dazu ist die Wahrscheinlichkeit einer Detektion mehrerer Photonen in einem kurzen Zeitintervall für einen nichtklassischen Lichtemitter äußerst gering (das sogenannte *antibunching*). Das Zeitintervall wird sowohl durch die Pump- als auch die Relaxationsrate des Lichtemitters bestimmt. Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, dass nach der Emission eines Lichtquants der Grundzustand im Lichtemitter (z.B. das Exziton im Quantenpunkt) entvölkert ist, und somit kein zweites Photon emittiert werden kann [Mic03]. Mathematisch lässt sich das zeitliche Emissionsverhalten einer Photonenquelle in der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung ausdrücken:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (2.5)$$

Hierbei bezeichnet man $g^{(2)}$ als Photonenautokorrelationsfunktion zweiter Ordnung: Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Photon zum Zeitpunkt τ zu messen, unter der Voraussetzung, dass zum Zeitpunkt t ebenfalls ein Photon detektiert wurde. $I(t)$ beziehungsweise $I(t+\tau)$ sind die Intensitäten des Photonenflusses zum gegebenen Zeitpunkt. Für eine ideale Einzelphotonenquelle gilt demnach, dass der Wert von $g^{(2)}$ zum Zeitpunkt $\tau = 0$ gleich Null ist. Tragen mehrere Emitter zu der Photonenquelle bei, so kann der $g^{(2)}(\tau = 0)$ Wert nach [Mic09] als

$$g^{(2)}(\tau = 0) = 1 - \frac{1}{n} \quad (2.6)$$

ausgedrückt werden, wobei n die Anzahl der Emitter darstellt. Ist der gemessene Wert von $g^{(2)}(\tau = 0)$ nun kleiner als $\frac{1}{2}$, tragen somit nach Gleichung 2.6 im Mittel weniger als zwei Emitter zur Emission bei und das System kann als Einzelphotonenquelle bezeichnet werden.

2.2.5 Oszillatorstärke und homogene Linienbreite eines Quantenpunktes

Um die Rekombinations- oder Absorptionswahrscheinlichkeit eines Exzitons im Halbleitervolumenmaterial oder in einer Halbleiternanostruktur auszudrücken, verwendet man oft die Größe der Oszillatorstärke. Diese hängt im Wesentlichen vom Dipol-Matrixübergangselement der Wellenfunktionen im Valenz- und Leitungsband und somit

vom Überlapp der Wellenfunktionen ab. Da Wannier-Mott-Exzitonen im Vergleich zu Elektronen in Atomen stark im Halbleiterkristall delokalisiert sind, breiten sich ihre Wellenfunktionen über viele Gitterplätze im Kristall aus, wodurch eine Abhängigkeit der Oszillatorstärke vom räumlichen Einschluss des Exzitons entsteht. Formal lässt sich die Oszillatorstärke eines Exzitons nach [Yam00] über folgende Gleichung ausdrücken

$$f_{exziton} = \frac{2}{m_0 \hbar \omega} \left| \langle f | \hat{\epsilon} \sum p_i | i \rangle \right|^2 \quad (2.7)$$

mit m_0 als freier Elektronenmasse, dem Polarisationsvektor $\hat{\epsilon}$, dem Übergangsdipolmoment p_i , $\hbar \omega$ als Übergangsenergie des Exzitons und $|\langle f |$ sowie $|i\rangle$ als End- und Anfangszustand des Übergangs. Aus dem Übergangsmatrixelement ist ersichtlich, dass die Oszillatorstärke mit der Korrelation zwischen Elektron und Loch stark zusammenhängt. In Halbleiter-QPen beispielsweise, welche laterale Abmessungen von, oder größer des Exzitonen-Bohr-Radius aufweisen, kann man die Oszillatorstärke des lokalisierten Exzitons in Näherung über

$$f_{X,QD} = \frac{2E_p}{\hbar \omega} \frac{L^2}{a_B} \quad (2.8)$$

ausdrücken [SSH⁺10]. Sie nimmt also mit der lateralen Ausdehnung des QPes zu. Gleichzeitig skaliert sie jedoch mit dem inversen Exziton-Bohr-Radius a_B , welcher durch die hohe exzitonische Bindungsenergie in Quantenfilmen oder QPen im Vergleich zum Volumenmaterial verringert ist. Die Größe E_p ist die Kane-Energie, welche in erster Linie von der Materialkomposition abhängt. Die Oszillatorstärke kann darüberhinaus direkt mit der mittleren Zerfallsrate Γ_{Rad} des Exzitonenzustands in Zusammenhang gebracht werden:

$$f_{X,QD} = \frac{6\pi m_0 \epsilon_0 c^3}{n_{ref} e^2 \omega^2} \Gamma_{Rad} \quad (2.9)$$

Hierbei ist n_{ref} der Brechungsindex des Materials, c die Lichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante. Aufgrund der endlichen Zerfallszeit der Exzitonen (für einen InAs-QP beträgt diese circa 1 ns [JSN⁺08]) erfährt die Emissionslinie eine homogene Verbreiterung im μeV -Bereich [BF02], welche über die Energie-Zeit-Unschärferelation ausgedrückt werden kann und als natürliche Linienbreite bezeichnet wird:

$$\gamma_x = 2 \frac{\hbar}{\Gamma_{Rad}} \quad (2.10)$$

2.2.6 Optische Eigenschaften des Quantenpunktensembles

Da das Wachstum der in dieser Arbeit behandelten QPe beim epitaktischen Herstellungsprozess selbstorganisiert beziehungsweise nukleationsgesteuert im Stranski-Krastanov-Modus (SK-Modus) abläuft, unterliegen die QPe Inhomogenitäten in ihrer Morphologie.

Aufgrund der größenabhängigen Quantisierungsenergie resultiert dies in einer spektralen Verschiebung der QP-Emissionslinien in der Größenordnung von mehreren 10 meV. Vor allem entlang der Raumrichtung mit der geringsten Abmessung, nämlich der Höhe des QPes, manifestiert sich eine geringfügige Fluktuation in einer starken Energieverschiebung. Das Photolumineszenzsignal eines QP-Ensembles unterliegt somit einer inhomogenen Verbreiterung, da die Linien der individuellen QPe mit der morphologisch bedingten Energieverschiebung der Emissionslinien überlagert sind. Dies soll anhand der Messungen in Abb. 2.7 veranschaulicht werden. Wird lediglich ein einzelner QP untersucht (rote Linie), manifestiert sich dessen Emission als diskrete Emissionslinie (gemäß der, in Kapitel 2.2.1 beschriebenen deltaförmigen Zustandsdichte). Wird jedoch eine Vielzahl von QPen simultan untersucht (schwarze gestrichelte Linie), ergibt sich ein stark verbreitertes Spektrum als Superposition der einzelnen Emissionslinien.

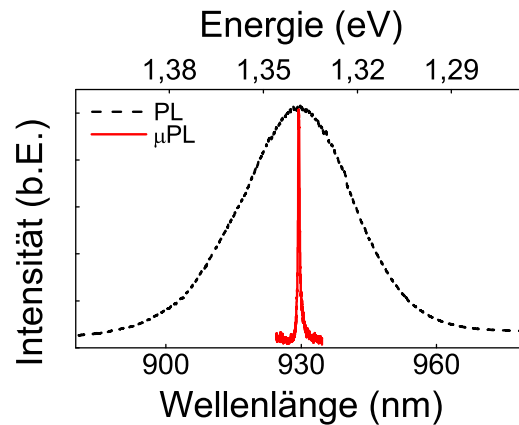


Abbildung 2.7: Inhomogen verbreitertes Spektrum eines QP-Ensembles sowie die diskrete Emissionslinie eines einzelnen QPes.

2.3 Photonische Halbleiterresonatoren

In diesem Kapitel soll aufgezeigt werden, wie das Lichtfeld ebenfalls in Halbleiterstrukturen lokalisiert werden kann. Hierfür wurden in dieser Arbeit Halbleitermikroresonatoren verschiedener Geometrien verwendet, deren grundlegende Eigenschaften kurz erklärt werden sollen.

2.3.1 Photonische Zustandsdichte

Die photonische Zustandsdichte ist das optische Pendant zur elektronischen Zustandsdichte, welche in Kapitel 2.2.1 diskutiert wurde. Im Volumenmaterial (also in einem Halb-

leiter mit einer Abmessung, die deutlich größer als die Wellenlänge des Photons ist) nimmt die Zustandsdichte gemäß dem Zusammenhang

$$D_{Photon} = \frac{1}{2\pi^2 \left(\frac{c}{n}\right)^3} \omega^2 \quad (2.11)$$

quadratisch mit der Photonenfrequenz ω zu. Wird die Lichtpropagation im Halbleiter in eine Dimension eingeschränkt, beispielsweise durch den Einsatz von hochreflektierenden Spiegeln, so besteht nur noch ein linearer Zusammenhang zwischen Zustandsdichte und Frequenz:

$$D_{Photon} = N_z \frac{1}{2\pi \left(\frac{c}{n}\right)^2} \omega \quad (2.12)$$

Der Wert von N_z hängt hierbei von der Anzahl der über die Lokalisierung quantisierten Moden zwischen den beiden Spiegeln ab. Bei einer Lokalisierung des Lichtfeldes in alle drei Raumrichtungen bilden sich analog zum QP auch im optischen Spektrum vollständig quantisierte Moden aus.

2.3.2 Dielektrische Spiegel

Bringt man zwei Materialien unterschiedlicher optischer Brechungsindizes n (beispielsweise AlAs und GaAs) aufeinander, so wird ein Teil der Lichtwelle, welche den Kristall durchdringt, an der Grenzfläche reflektiert. Zudem erfährt die Lichtwelle an der Grenzfläche vom Material mit kleinerem Brechungsindex n (hier AlAs, $n \approx 2,9$) zum Material mit größerem Brechungsindex (hier GaAs, $n \approx 3,6$) einen Phasensprung von 180° . Bringt man nun alternierende Schichten von AlAs und GaAs aufeinander, welche jeweils die Braggbedingung

$$D_{DBR} = \frac{\lambda}{4n} \quad (2.13)$$

erfüllen, so interferieren die reflektierten Lichtwellen in der Schichtstruktur konstruktiv und das Reflexionsvermögen des Systems kann über die Anzahl der Schichtfolgen enorm gesteigert werden. Eine Abschätzung über die Reflektivität eines solchen dielektrischen Spiegels (oder Braggspiegels, engl.: Distributed Bragg reflector, DBR) in Abhängigkeit der Anzahl der AlAs/GaAs-Spiegelpaare kann bei senkrechtem Lichteinfall über die Formel nach [Yam00]

$$R_{Max} = \frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^N}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^N} \quad (2.14)$$

abgeschätzt werden. Hierbei sind n_s, n_0, n_1, n_2 die Brechungsindizes des Substrates, des umgebenden Mediums (Luft, beziehungsweise Vakuum) und des Spiegelmaterials mit

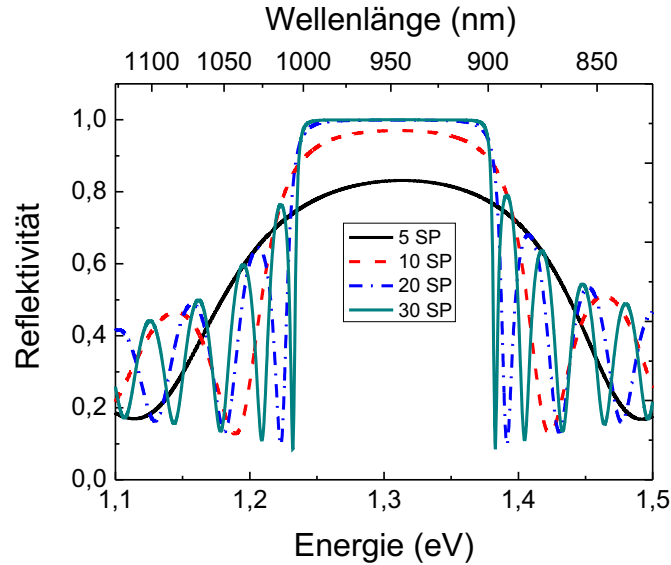


Abbildung 2.8: Berechnete Reflexionsspektren eines AlAs/GaAs-Braggspiegels bei unterschiedlich vielen Spiegelpaaren (SPen).

kleinerem oder größerem Brechungsindex. Um die Reflektivität eines Spiegelsystems in einem breiten Energiebereich zu ermitteln, kann ein Transfermatrix-Formalismus herangezogen werden (nach [Kav07]). Abb. 2.8 zeigt die berechneten Reflexionsspektren eines GaAs/AlAs-Spiegelsystems mit variierender Spiegelzahl. Deutlich zu erkennen ist ein Maximum der Reflektivität um die Braggwellenlänge λ_{Bragg} , umgeben von einem Bereich hoher Reflektivität der spektralen Breite $\Delta_{Stoppband}$, welcher vom Brechungsindexunterschied in den jeweiligen Spiegelschichten Δ_n abhängt [Yam00]:

$$\Delta_{Stoppband} = \frac{2\lambda_{Bragg}\Delta_n}{\pi n_{eff}} \quad (2.15)$$

Dieser Bereich wird oft als das Stoppband des Spiegels bezeichnet. Der effektive Brechungsindex n_{eff} kann für kleine Brechungsindexunterschiede Δ_n der Spiegelmaterialien durch das arithmetische Mittel von n_1 und n_2 angenähert werden. Des Weiteren zeigt sich, dass die Reflektivität des Spiegelsystems um die Braggwellenlänge mit zunehmender Spiegelanzahl schnell gegen 1 konvergiert. So steigt die Reflektivität von circa 0,829 für 5 Spiegelpaare auf theoretisch 0,9991 für 20 Spiegelpaare. Bei sehr hohen Reflektivitäten ist der maximale Wert der Reflektivität letztendlich durch Absorptionsverluste im Spiegel begrenzt.

2.3.3 Mikrosäulenresonatoren

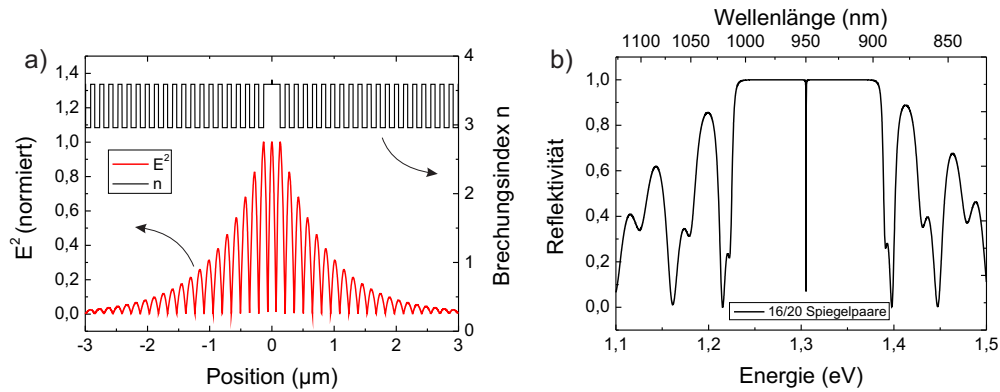


Abbildung 2.9: a) Skizze des Brechungsindexverlaufs in einer GaAs/AlAs-Spiegelstruktur mit einer GaAs-Kavität. Das korrespondierende elektrische Feld findet sein Maximum im Zentrum der Kavität, sowie jeweils an der ersten Grenzfläche zum Braggspiegel. b) Berechnetes Reflexionsspektrum eines Braggspiegels mit 16/20 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR und einer λ -dicken GaAs-Kavität.

Um Licht in einem Halbleiterkristall auf ein möglichst kleines Volumen zu lokalisieren, werden Mikroresonatoren herangezogen. Ein sehr praktisches System stellen auf Braggspiegeln basierte Strukturen dar. Typischerweise wird hierbei, wie anhand des Brechungsindexverlaufs in Abb. 2.9 a) dargestellt ist, eine Kavität (also eine Halbleiterschicht) der Dicke $N \frac{\lambda}{2n}$ zwischen zwei Braggspiegeln zentriert. Diese Kavität stellt eine Defektschicht im Halbleitersystem dar, in welcher das Licht eingefangen werden kann. Daraus resultierend bildet sich eine Feldverteilung aus, wie sie in Abb. 2.9 a) entlang der Wachstumsrichtung eindimensional dargestellt ist. Das elektromagnetische Lichtfeld ist insbesondere im Zentrum der Kavität sowie auf den ersten beiden Grenzflächen zu den Braggspiegeln maximal und fällt exponentiell mit der charakteristischen Eindringtiefe in den Braggspiegeln ab. Besonders deutlich wird der Einfluss der Kavität im berechneten Reflexionsspektrum einer Struktur mit 16 beziehungsweise 20 Spiegelpaaren oberhalb und unterhalb der Kavität (Abb. 2.9 b). Im spektralen Bereich der Resonanz bildet sich ein scharfer Einbruch der Reflektivität aus (bei 950 nm im Zentrum des Stoppbandes), dessen Halbwertsbreite ein Maß für die Auskopplungsrate eines Photons aus dem System ist. Der Quotient von Halbwertsbreite der Resonanz $\Delta\lambda$, ΔE und Braggwellenlänge oder -Energie λ_{Bragg} , E_{Bragg} wird als Q-Faktor der Struktur bezeichnet:

$$Q = \frac{\lambda_{Bragg}}{\Delta\lambda} = \frac{E_{Bragg}}{\Delta E} = \frac{\tau_{photon} E}{\hbar} \quad (2.16)$$

Er beschreibt das Vermögen eines Resonators, ein Lichtteilchen zeitlich zu „speichern“. Hierbei steht der Wert von τ_{photon} für die mittlere Lebenszeit eines Photons im Resonator. Soll das Lichtfeld auch lateral eingeschlossen werden, so können beispielsweise Mikrosäulen mit lithographischen Techniken in die zunächst planare Halbleiterschichtstruktur definiert werden. In dieser Arbeit wurden vor allem Säulen zylindrischer Geometrie untersucht, welche, wie in der rasterelektronenmikroskopischen (REM-) Aufnahme in Abb. 2.10 dargestellt ist, in den Halbleiter geätzt wurden. Mikroresonatoren dieser Geometrie vereinen die Möglichkeit, das elektromagnetische Lichtfeld aufgrund ihres hohen Q-Faktors für eine relativ lange Zeitdauer auf einen örtlich stark begrenzten Raum zu lokalisieren. Hiermit wird auch die zweite, neben dem Q-Faktor wichtige Bezugsgröße für einen Halbleiterresonator plausibel: Das sogenannte Modenvolumen, welches in erster Linie mit dem geometrischen Volumen der Kavität skaliert und im speziellen nach [BES⁺07] durch folgendes Volumenintegral in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke $E(r)$ sowie der Dielektrizitätskonstante $\epsilon(r)$ ausgedrückt werden kann:

$$V_{\text{Mod}} = \frac{\oint \epsilon(r) |E(r)|^2 dV}{\epsilon_{\text{max}}(r) |E_{\text{max}}(r)|^2} \quad (2.17)$$

In Mikrotürmchenresonatoren wird das Licht in lateraler Richtung durch die Wellenleitergeometrie und den hohen Brechungsindexkontrast von Halbleiter zu Luft geführt und in vertikaler Richtung durch die Braggspiegel am Austreten aus der Struktur gehindert. Als Resultat bilden sich neben einem Kontinuum an Leckmoden scharfe optische Resonanzen im System aus, deren energetische Lage stark vom Durchmesser des Türmchens abhängt. Mathematisch lassen sich die Moden im Wellenleiter durch die Eigenfunktionen der Helmholtzgleichung, welche das optische Pendant der Schrödingergleichung darstellt, beschreiben:

$$(\Delta + k^2 n^2) \vec{E}_i = 0 \quad (2.18)$$

k ist hier die Wellenzahl der Lichtpropagation im System und n der effektive Brechungsindex der Struktur. Um das Eigenwertproblem für die Transversalkomponenten des elektrischen Feldes (die sogenannten TE-Moden) \vec{E}_y zu behandeln, ist es sinnvoll eine Variablen-separation vorzunehmen: $\vec{E}_y(z, r, \phi) = E(z)E(r)E(\phi)\vec{e}$. Entlang der Wachstumsrichtung wird die Resonanzenergie des planaren Resonators durch die Braggbedingung der Spiegel vorgegeben ($E = \frac{h^*c}{\lambda_{\text{Bragg}}}$). Falls die Schichtdicken der Braggbedingung angepasst sind, beschreibt das elektrische Feld eine stehende Welle mit einem Maximum in der Mitte der Kavität, welche in die Spiegel abfällt (Abb. 2.9 a). Der azimutale Anteil des Feldes E_ϕ kann durch die Symmetrie des Systems zu $E(\phi) = \cos(l\phi)$ angegeben werden. Nach der Separation des Azimutanteils sowie des Feldanteils in Wachstumsrichtung liegt ein zylindersymmetrisches Problem in lateraler Richtung vor, welches durch den separierten

Radialteil der Helmholtzgleichung beschrieben wird:

$$r^2 \frac{\partial^2 E(r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial E(r)}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2} + [(k^2 n^2 - k_{Bragg}^2) r^2 - l^2] E(r) = 0 \quad (2.19)$$

In dieser Differentialgleichung ist l eine ganze Zahl und k_{Bragg} der Wellenvektor der Braggwellenlänge im Halbleitermaterial. Durch die Substitution $(k^2 n^2 - k_{Bragg}^2) r = \tilde{r}$ wird die Differentialgleichung 2.19 in die sogenannte Bessel'sche Differentialgleichung umgewandelt, mit den Besselfunktionen l -ter Ordnung als Lösung:

$$E(r) = J_l(\tilde{r}) \quad (2.20)$$

Um die Energieeigenwerte des Systems zu bestimmen, muss man die Randbedingung der Wellenausbreitung betrachten:

$$E(R) = J_l(r = R) = 0 \quad (2.21)$$

Dies ist gleichbedeutend damit, dass die Transversalkomponente des elektrischen Feldes an der Außenwand des Türmchens (also bei $r=R$, mit R als Türmchenradius) komplett verschwindet. Diese Annahme stellt eine Näherung des Systems dar, jedoch ist sie unter Berücksichtigung

- des sehr großen Brechungsindexunterschiedes von Türmchen ($n \approx 3,5-3,6$) zum umgebendem Medium (Vakuum mit $n \approx 1$), sowie
- der Dimension des Türmchens (die Wellenlänge im Material $\frac{\lambda}{n}$ ist deutlich kleiner als der Durchmesser des Türmchens)

durchaus gerechtfertigt. Aufgrund der Annahmen erhält man das Randwertproblem:

$$\sqrt{k^2 n^2 - k_{Bragg}^2} R = \chi_{n,l} \quad (2.22)$$

Hierbei ist $\chi_{n,l}$ die n -te Nullstelle der l -ten Besselfunktion. Das Auflösen nach der Wellenzahl k und die Umrechnung in Energieeinheiten liefert schließlich folgenden Zusammenhang zwischen der Eigenenergie einer Resonatormode E_n und der lateralen (gegeben durch den Radius R) sowie der vertikalen Dimension (impliziert durch E_{Bragg}) der Struktur:

$$E = \sqrt{E_{Bragg}^2 + \frac{\hbar^2 c^2 \chi_{n,l}^2}{\epsilon R^2}} \quad (2.23)$$

Um die Energieeigenwerte sowie das elektrische Feld innerhalb des Türmchens präziser zu berechnen, muss ein endlicher Überlapp der optischen Mode mit dem Bereich außerhalb des Türmchens berücksichtigt werden. Zur numerischen Lösung des entstehenden Problems wurde im Laufe der Arbeit ein Verfahren nach [Kav07] angewandt. Ein somit

berechnetes Intensitätsprofil der Grundmode eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ ist in Abb. 2.10 b) dargestellt.

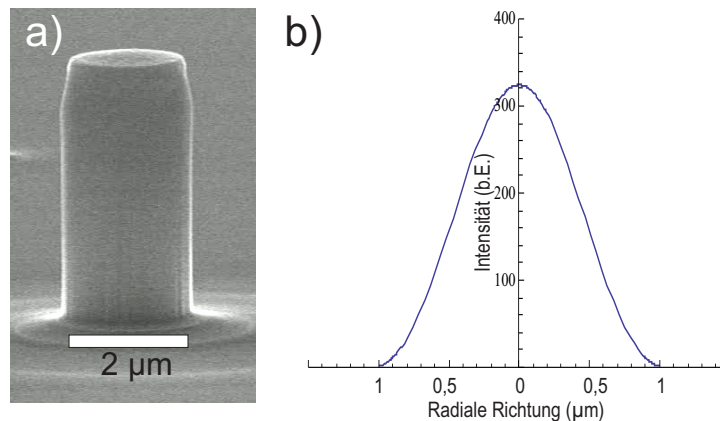


Abbildung 2.10: a) REM-Aufnahme eines Mikroresonatortürmchens. b) Berechnetes laterales Intensitätsprofil der Grundmode eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$.

2.3.4 Mikroscheibenresonatoren

Eine weitere Geometrie, welche oft zur Realisierung von Halbleitermikroresonatoren herangezogen wird, sind die sogenannten Mikroscheibenresonatoren (engl.: Microdisks, MDs) (siehe Abb. 2.11). Ähnlich wie die Mikrotürmchen stellen Mikroscheiben ebenfalls gute Kandidaten dar, um sehr hohe Q-Faktoren mit sogar noch kleineren Modenvolumina im Vergleich zu Mikrotürmchen zu kombinieren. In einer vereinfachten Sichtweise kann die Funktionsweise der Mikroscheibe folgendermaßen aufgezeigt werden: das Licht wird in vertikaler Richtung ähnlich wie in einem Schichtwellenleiter geführt. Lateral, also in der Scheibenebene, kann nun das Lichtfeld entlang des Scheibenrandes propagieren. Durch Totalreflexion im Inneren wird das Lichtfeld am Austreten aus der Mikroscheibe gehindert, so dass sehr hohe Photonenlebensdauern realisiert werden können. In Anlehnung an akustische Felder, welche sich in ähnlicher Art und Weise in der halbkreisförmigen Kuppel der Londoner St. Paul's Cathedral ausbreiten und dabei ein flüsterndes Geräusch nahe der Wand verursachen, werden auch die Moden im Mikroscheibenresonator als 'whispering gallery modes' (kurz: WGM) bezeichnet [Kav07]. Zur mathematischen Analyse der WGMs soll zunächst das System in der vertikalen z -Richtung betrachtet werden: Hier liegt ein Schichtwellenleiter mit einer Dicke von circa $200\ \text{nm}$ und einem Brechungsindex von circa $3,6$ (GaAs) vor. Zur Berechnung der Modenenergien in einem Schichtwellenleiter kann man die Helmholtzgleichung (2.18) mit gegebenen Randbedingungen für die transversal-elektrische (TE) und -magnetische (TM) Mode in kartesischen Koordinaten lösen und einen effektiven Brechungsindex n_{eff} ermitteln. n_{eff} beschreibt die Lichtausbreitung mit

der Wellenzahl k im Schichtwellenleiter für einen bestimmten Wert von k_z :

$$k_z = \frac{k}{n} \sqrt{n^2 - n_{eff}^2} \quad (2.24)$$

Der effektive Brechungsindex n_{eff} hängt von der Energie des optischen Feldes sowie von der Dicke des Schichtwellenleiters ab und unterscheidet sich für TE- und TM-Moden.

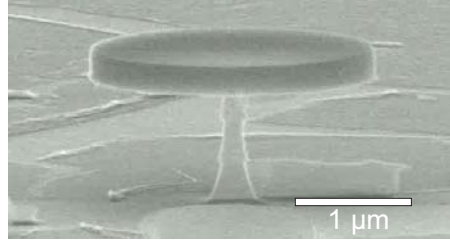


Abbildung 2.11: REM-Aufnahme eines Mikroscheibenresonators.

Um die Propagation der Moden in solch einem System zu berechnen, kann näherungsweise die Helmholtzgleichung über eine Separationsansatz in der Scheibenebene gelöst werden, und auf ein zweidimensionales Problem reduziert werden. Auch hier soll aus Symmetriegründen wieder auf die Polarkoordinaten Φ, r zurückgegriffen werden. Für die Wellenfunktion bietet sich folgender Ansatz an, der den Radialteil vom Azimutalanteil separiert:

$$\Psi(r, \theta) = R(r)\Theta(\theta) \quad (2.25)$$

Setzt man diesen Ansatz in die Helmholtzgleichung ein, kann man diese in die beiden partiellen Differentialgleichungen für den Radialteil

$$r^2 \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + r \frac{\partial R(r)}{\partial r} + [k^2 r^2 - Z^2] R(r) = 0 \quad (2.26)$$

und den Azimutalteil

$$\frac{\partial^2 \Theta(\theta)}{\partial \theta^2} - Z^2 \Theta(\theta) = 0 \quad (2.27)$$

separieren. Die Azimutalgleichung wird typischerweise durch die Funktion $\Theta(\theta) = e^{iZ\theta}$ mit Z als Quantenzahl gelöst. In der Gleichung 2.26 beschreibt $k = \frac{n_{eff}\omega}{c}$ die Propagationskonstante in der TE- oder TM-Mode. Analog zur Gleichung 2.19 lässt sich auch 2.26 durch Besselfunktionen lösen, und somit lauten die Eigenfunktionen des zweidimensionalen Systems:

$$\Psi(r, \theta) = J_Z \left(\frac{r n_{eff} \omega Z}{c} \right) e^{iZ\theta}. \quad (2.28)$$

Nimmt man nun an, dass das Lichtfeld durch Totalreflexion am Austreten aus der Scheibe gehindert wird, so ergibt sich folgende Randbedingung, welche ein Abklingen des Feldes am Rand der Scheibe voraussetzt:

$$\Psi(R, \theta) = 0 \quad (2.29)$$

Durch diese Bedingung lassen sich die Energieeigenwerte der WGMs durch

$$\omega_{M,n} = \frac{\chi_Z^n C}{n_{eff} R} \quad (2.30)$$

annähern, mit χ_Z^n als n-ter Nullstelle der Besselfunktion J_Z .

2.3.5 Photonische Kristallresonatoren

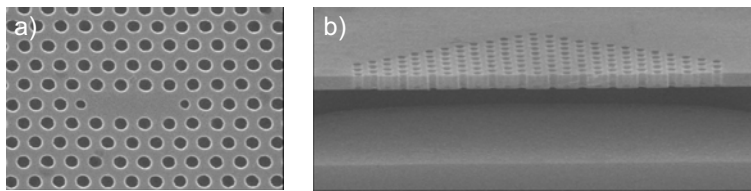


Abbildung 2.12: a) Vertikale REM-Aufnahmen eines photonischen Kristallresonators. b) REM-Aufnahme einer gespaltenen Probe.

Als photonische Kristalle werden Strukturen bezeichnet, welche durch eine periodische Modulation des optischen Brechungsindex das Lichtfeld an seiner freien Ausbreitung hindern. Basierend auf photonischen Kristallen können verlustarme optische Wellenleiter, hochreflektierende Spiegel aber auch Halbleiter-Mikroresonatoren kleinster Modenvolumina und sehr hoher Q-Faktoren verwirklicht werden [Nod06]. Durch die Modulation des Brechungsindex des Halbleitermaterials, welche gewöhnlich durch das Ätzen eines Lochgitters mit Dimensionen vergleichbar der Lichtwellenlänge im Halbleiter realisiert wird, kann künstlich eine photonische Bandlücke erzeugt werden, in deren Bereich eine Lichtausbreitung nicht erlaubt ist. Durch technologisch aufwendige Methoden ist es bereits gelungen, dies in einem Halbleiterkristall in allen drei Raumrichtungen zu realisieren [TIG⁺11][AGN⁺08], wodurch Photonen einer spezifischen Wellenlänge quasi im Kristall „eingefroren“ werden können. Der Vorteil dieser Strukturen im Vergleich zu Mikroscheiben oder Mikrotürmchen liegt darin, dass in solch einem System neben den optischen Resonanzen im Idealfall keine Leckmoden auftreten. Aufgrund des hohen Prozessaufwandes werden für Experimente und Bauteile in der Halbleiterquantenoptik oft zweidimensionale photonische Kristallresonatoren (PK-Resonatoren) herangezogen. Hier wird die optische Mode in vertikaler Richtung durch einen freistehenden GaAs-Wellenleiter geführt (analog zu

den Mikroscheibenresonatoren) und lateral durch die photonische Bandlücke an der Propagation in den Halbleiter gehindert. Die sogenannte L3-Resonatorgeometrie, in der drei Lochfehlstellen die Kavität im photonischen Kristall bilden (siehe Abb. 2.12 a), vereinigt insbesondere sehr hohe Q-Faktoren mit kleinen Modenvolumina [KGK⁺06]. Abb. 2.12 b) zeigt eine REM-Aufnahme eines PK-Resonators, welcher nach dem Prozess gespalten wurde, um den Aufbau zu visualisieren. Deutlich zu sehen ist die freistehende Membran sowie die lithographisch definierte Lochstruktur, welche eine periodische Variation des Brechungsindex in der Schichtstruktur darstellt und somit das Licht lateral „einfangen“ kann.

2.4 Licht-Materie-Wechselwirkung in spektral gekoppelten Quantenpunkt-Mikroresonatoren

Werden Lichtemitter wie z.B. QPe oder Quantenfilme in Mikro- oder Nanoresonatoren integriert, so können deren Emissionseigenschaften durch die drastisch veränderte optische Zustandsdichte im Resonatorsystem grundlegend beeinflusst werden. Dies kann von einer stark gesteigerten oder unterdrückten Emissionsrate des Emitters in Resonanz mit einer optischen Mode (der Purcell-Effekt) bis hin zu einer Hybridisierung der exzitoni-schen mit den photonischen Moden reichen (hierbei spricht man von starker Kopplung oder von Exziton-Polaritonen) [Kav07][Ger03]. Die beiden Regime sollen im Folgenden anhand gekoppelter QP-Mikroresonatoren diskutiert werden.

Ein spektral gekoppeltes System aus Quantenemitter und photonischer Kavität lässt sich auf verschiedene Arten mathematisch beschreiben, beispielsweise stark vereinfacht durch zwei gekoppelte harmonische Oszillatoren oder in einem vollständig quantenmechanischen Formalismus. Spielen dissipative Prozesse (also die Dämpfung im System, hervorgerufen durch Photonenaustritt aus dem Resonator oder durch die Dekohärenz des Emitters) eine untergeordnete Rolle, so kann das System Rabi-Oszillationen vollziehen: Hierbei wird der Emitter über eine Anregung (beispielsweise einen Laserpuls) in seinen angeregten Zustand $|e\rangle$ versetzt. Anschließend emittiert dieser spontan ein Photon, welches nun im Resonator gespeichert ist. Dieses Photon kann dann vom Emitter, der sich in seinem Grundzustand $|g\rangle$ befindet, reabsorbiert werden und ihn somit wieder in seinen angeregten Zustand versetzen. Dieser Prozess wiederholt sich solange, bis Dissipation zum Verlust des Photons führt. Der vollzogene Oszillation kann die Rabifrequenz Ω oder die Wechselwirkungsstärke g zugeordnet werden:

$$g = \hbar\Omega = |dE(r)| \quad (2.31)$$

Hierbei sind d das Dipolmoment des Emitters und $E(r)$ das elektrische Feld am Ort r im Resonator. Unter der Voraussetzung, dass sich der Emitter im Feldmaximum des Resonators befindet, kann man die Wechselwirkungsstärke über die Oszillatorstärke f und das Modenvolumen V des Resonators ausdrücken [APG99]:

$$g = \sqrt{\frac{e^2 f}{4\epsilon_r \epsilon_0 m V}} \quad (2.32)$$

mit e als Elementarladung, ϵ_r und ϵ_0 als relative und Vakuum-Dielektrizitätskonstante und m als Ruhemasse des Elektrons. Unter Vernachlässigung dissipativer Prozesse kann das gekoppelte System quantenmechanisch durch den Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator beschrieben werden:

$$\hat{H} = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{cav} + \hat{H}_{pol} \quad (2.33)$$

Der Term \hat{H}_{ex} beschreibt hierbei die Energie des ungekoppelten Emitters, der Term \hat{H}_{cav} die „leere“ Kavität und \hat{H}_{pol} die Licht-Materie-Wechselwirkung. In ausgeschriebener Form lautet dieser Anteil [APG99]:

$$\hat{H}_{pol} = i\hbar\Omega(\hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger - \hat{\sigma}_+\hat{a}) \quad (2.34)$$

Hierbei bezeichnet man $\hat{\sigma}_-$ und $\hat{\sigma}_+$ als Pseudospin-Operatoren und \hat{a}^\dagger sowie \hat{a} sind Photonen-Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren. Dieser Ausdruck koppelt die photonischen mit den exzitonischen Anregungen des Systems $|g, n+1\rangle$ (Emitter im Grundzustand, $n+1$ Photonen im Resonator) und $|e, n\rangle$ (Emitter im angeregten Zustand, n Photonen im Resonator). Abhängig von der Anzahl der Photonen in der Kavität erhält man die Eigenzustände des Hamiltonoperators, welche durch die Energie $2\hbar\Omega\sqrt{n+1}$ voneinander separiert sind. Unter Betrachtung der dissipativen Prozesse müssen dem Emitter sowie dem Resonator endliche Linienbreiten aufgrund der limitierten Lebensdauern zugeordnet werden. Die energetischen Eigenzustände des ersten Dubletts (die sogenannte Rabi-Aufspaltung) des Hamiltonoperators in Gleichung 2.34 spalten demnach mit der Energie

$$\hbar\Omega = \sqrt{g^2 - \frac{(\gamma_c - \gamma_x)^2}{16}} \quad (2.35)$$

auf [Ger03]. In einem gekoppelten QP-Resonatorsystem kann normalerweise angenommen werden, dass γ_x im Vergleich zu γ_c vernachlässigbar ist, womit sich durch Nullsetzen des Arguments der Wurzel in Gleichung 2.35 folgender Grenzfall für das Auftreten der Rabi-Aufspaltung ergibt:

$$g \geq \frac{\gamma_c}{4} \quad (2.36)$$

Der Q-Faktor des Resonators ($Q \propto \frac{1}{\gamma_c}$) und die Wechselwirkungsstärke ($g \propto \sqrt{\frac{f}{V}}$) müssen demnach simultan optimiert werden, um eine ausgeprägte Rabi-Aufspaltung zu beobachten.

Überwiegen die dissipativen Prozesse im gekoppelten System, so wird das Argument in der Wurzelfunktion in Gleichung 2.35 kleiner Null und die starke Kopplung geht verloren. Das Photon verlässt somit den Resonator, bevor eine Reabsorption im Emitter stattfinden kann. Dennoch werden die Emissionseigenschaften des Emitters durch das diskrete Modenspektrum des Resonators auch in diesem Regime grundlegend beeinflusst. So kann die Zerfallsdauer des Emitters in Resonanz, im Vergleich zur Rekombination im homogenen Medium, deutlich verkürzt werden. Dies ergibt sich direkt aus Fermis Goldener Regel, welche die Rate eines Dipolübergangs $\frac{1}{\tau}$ mit der photonischen Zustandsdichte D_{Photon} und dem Dipolübergangselement $\langle |dE(r)|^2 \rangle$ ins Verhältnis setzt:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} D_{Photon} \langle |dE(r)|^2 \rangle \quad (2.37)$$

Vergleicht man nun die Raten der spontanen Emission des Dipols in ein diskretes Modenspektrum einer Kavität mit der Emission in ein homogenes Medium, so erhält man nach [Ger03]:

$$\frac{\tau_{frei}}{\tau_{Kav}} = \frac{3Q\left(\frac{\lambda_c}{n}\right)^3}{4\pi^2 V} \times \frac{|df(r)|^2}{|d|^2} \times \frac{\Delta\omega_{Kav}^2}{4(\omega_x - \omega_{Kav})^2 + \Delta\omega_{Kav}^2} \quad (2.38)$$

Dieser Ausdruck zeigt auch, dass für eine optimale Steigerung der spontanen Emissionsrate der Emitter sowohl in spektraler Resonanz mit der Kavität als auch im Feldmaximum (also in örtlicher Resonanz) lokalisiert sein sollte. Sind beide Bedingungen erfüllt, erhält man den Purcell-Faktor F_P der Mikro kavität:

$$F_P = \frac{\tau_{frei}}{\tau_{Kav}} = \frac{3Q\left(\frac{\lambda_c}{n}\right)^3}{4\pi^2 V} \quad (2.39)$$

Um den Purcell-Faktor eines QP-Resonatorsystems experimentell zu ermitteln, gibt es mehrere Möglichkeiten, welche in [MMA⁺09] vergleichend diskutiert werden. Eine Möglichkeit ist das direkte Messen der Zerfallszeit des QP-Exzitons in Resonanz τ_{Kav} sowie weit verstimmt von der Resonanz τ_{frei} . Unter Annahme, dass τ_{frei} gleich der Zerfallszeit des QP-Exzitons im Volumenmaterial ist, kann aus dem Verhältnis der Zerfallszeiten der reelle Purcell-Faktor des Systems bestimmt werden. Jedoch wurde beispielsweise in [ASS⁺10] und [JSN⁺08] gezeigt, dass auch im Volumenmaterial aufgrund der Grenzfläche von Halbleiter zu Luft die Zerfallsraten durch die dielektrische Umgebung beeinflusst werden können. Des Weiteren setzt sich die gemessene Zerfallsrate aus strahlenden und nicht-strahlenden Rekombinationsprozessen zusammen, wobei durch das modifizierte optische

Modenspektrum nur die radiativen Prozesse beeinflusst werden. Für qualitativ hochwertige Quantenemitter überwiegen in der Regel die strahlenden Rekombinationsmechanismen deutlich, wodurch diese Methode zur Bestimmung des Purcell-Faktors gerechtfertigt ist. Alternativ kann der Purcell-Faktor auch in zeitintegrierten Experimenten ermittelt werden, nämlich durch Messung der gesteigerten Intensität der QP-Emission in Resonanz mit der Kavitätsmode. Wird der Emmitter mit moderaten Anregungsleistungen unterhalb der, durch die Exzitonen-Lebensdauer bedingten, Intensitätssättigung gepumpt, so kann im Resonanzfall eine deutlich gesteigerte integrierte Intensität des QPs ermittelt werden. Diese Intensitätssteigerung findet aufgrund einer Umordnung der QP-Emission in den Wellenleiter des Resonators statt (also nicht direkt durch eine Steigerung der Emissionsrate des Emitters), und ist proportional zum Anteil der spontanen Emission des Emitters, der in die Mode emittiert wird. In Abhängigkeit von der spektralen Verstimmung von QP und Resonator Δ sowie der Linienbreite der Kavität $\delta\omega_{Cav}$ ergibt sich jedoch ein direkter Zusammenhang zwischen der integrierten Intensität der QP-Emission und dem experimentell ermittelten Purcell-Faktor F_{Ex} :

$$I_X = \frac{F_{ex}}{F_{ex} + \left(1 + \frac{4\Delta^2}{\delta\omega_{Cav}^2}\right)} \quad (2.40)$$

Kapitel 3

Wachstum und Prozessierung von niederdimensionalen Halbleiterstrukturen: Technologische und theoretische Grundlagen

Im folgendem Kapitel sollen die Grundlagen sowohl der Probenherstellung mittels Molekularstrahlepitaxie (engl.: molecular beam epitaxy, MBE), als auch der Bauteilprozessierung dargelegt werden. Molekularstrahlepitaxie bezeichnet ein Herstellungsverfahren von Halbleiterstrukturen im Ultrahochvakuum, welches neben der Abscheidung von Schichten mit nanometer-genauer Kontrolle der Dicke auch ein weitestgehend defektfreies Wachstum ermöglicht. Durch eine Kombination aus hochauflösender Lithographie und diversen Ätztechniken können photonische Resonatoren in die entsprechenden Halbleiterschichten prozessiert werden.

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Die im Rahmen der Arbeit untersuchten Proben wurden mit einer Feststoffquellen-Molekularstrahlepitaxieanlage hergestellt, die in Abb. 3.1 dargestellt ist. Als Molekularstrahlepitaxie bezeichnet man eine Abscheidetechnik von Halbleiterschichten, die im Ultrahochvakuum, also bei einem Druck im Bereich von 10^{-7} bis 10^{-10} mbar, durchgeführt wird und deshalb hohe Ansprüche an die apparative Ausstattung stellt. Aufgrund des extrem niedrigen Hintergrunddruckes während des Kristallwachstums kann ein ungewollter Einbau von Fremdatomen in den Halbleiterkristall nahezu komplett verhindert und somit die Kristallqualität optimiert werden. Andere Epitaxieverfahren, wie etwa die metallorganische Gasphasenepitaxie (kurz: MOCVD, von engl.: metal organic chemi-

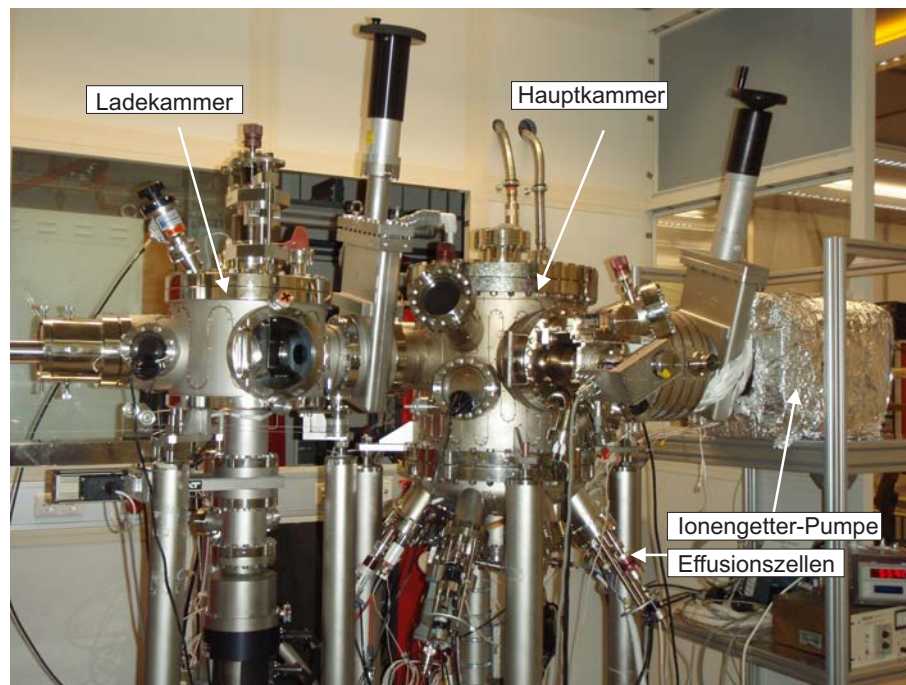


Abbildung 3.1: Foto der MBE-Anlage, welche zur Probenherstellung genutzt wurde.

cal vapor deposition) werden bei höherem Hintergrunddruck durchgeführt. Bei solchen Epitaxietechniken wird das Wachstum generell bei deutlich höheren Raten vollzogen, was zwar den Durchsatz steigert, jedoch Probleme bei einer exakten Kontrolle über die abgeschiedenen Schichtdicken mit Nanometergenauigkeit hervorruft [SLB03]. Die in dieser Arbeit zur Probenherstellung verwendete MBE-Anlage besteht aus zwei separaten Kammern, welche jeweils durch ein unabhängiges Pumpensystem evakuiert werden können. Die kleinere der beiden Kammern ist die Ladekammer der Epitaxieanlage, in welche die unbewachsenen GaAs-Substrate eingeschleust werden. Diese Kammer wird in der Regel mit einer Turbomolekularpumpe in wenigen Stunden bis in einen Druckbereich von wenigen 10^{-8} mbar evakuiert. Anschließend können die unbewachsenen GaAs-Substrate in der Ladekammer thermisch bei einer Temperatur von circa $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ von eventuellen Verunreinigungen, Wasser oder Arsen-Oxiden befreit werden. Alternativ können die eingeschleusten Proben mit Hilfe einer Crackerzelle für aktivierten atomaren Wasserstoff von Gallium-Oxiden und organischen Resten gereinigt werden. Nach der Reinigung der Substrate werden diese mit einer magnetgelagerten Transferstange in die Hauptkammer geschleust, welche durch ein Ventil von der Ladekammer getrennt ist. Die Hauptkammer wird mit Hilfe einer Iongetter-Pumpe sowie eines stickstoffgekühlten Kryoschildes dauerhaft im Druckbereich von circa 10^{-7} bis 10^{-9} mbar gehalten, sodass Verunreinigungen beim Kristallwachstum minimiert werden können. Als hochreine Rohmaterialien für das Wachstum liegen die Gruppe-III-Metalle Gallium (Ga), Aluminium (Al) und Indium (In) sowie das Gruppe-V-Element Arsen (As) und die Gruppe-IV-Dotierstoffe Silizium (Si,

n-Dotierstoff, Elektronendonator) und Kohlenstoff (C, p-Dotierstoff, Elektronenakzeptor) vor. Die Elemente der dritten und vierten Hauptgruppe können in Tiegeln aus pyrolytischem Bornitrid auf Temperaturen bis zu 1300 °C erhitzt werden und in die Hauptkammer der MBE sublimiert oder verdampft werden. Hierbei kann der Materialfluss der flüssigen Metalle über die Zellentemperatur gemäß des exponentiellen Zusammenhangs $F \propto e^{-\frac{a}{T}}$ eingestellt werden. Vor den Effusionszellen befinden sich mechanisch bewegbare Verschlussblenden, mit deren Hilfe die Materialflüsse auf das Substrat unterbrochen werden können. Das Gruppe-V-Element Arsen liegt in einer Crackerzelle vor, welche mit einem Nadelventil ausgestattet ist. Das Arsen wird bei einer Temperatur von circa 400 °C in die Epitaxieanlage sublimiert. Die dabei entstehenden As_4 -Moleküle können in der separat beheizbaren Crackerzone bei Bedarf in das reaktivere As_2 aufgespalten werden. Durch das Nadelventil kann der Arsenfluss zudem äußerst präzise kontrolliert werden und auf kurzer Zeitskala variiert werden. Oberhalb der Zellenöffnungen befindet sich der beheiz- und rotierbare Substrathalter. Dieser hat zu allen Effusionszellen den gleichen Abstand, um auch beim Wachstum von Verbindungshalbleitern eine homogene Materialabscheidung zu gewährleisten. Die Temperatur auf der Oberfläche des Substrates wird während des Kristallwachstums mit einem optischen Pyrometer überwacht.

3.2 Wachstumsprozesse

3.2.1 Grundlegende Prozesse beim Schichtwachstum

Die Epitaxie von GaAs, Al(Ga)As und Ga(In)As in einer MBE-Anlage unterliegt komplexen kinetischen und chemischen Vorgängen [SLB03]. In einem stark vereinfachten Bild wird das Wachstum durch die Bindung eines Gruppe-III-Elementes auf der Oberfläche des Substrates durch van der Waals-Kräfte initiiert. Anschließend können auf der Oberfläche verschiedene Prozesse ablaufen, welche in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt sind. Die auftreffenden Atome der dritten Hauptgruppe können zunächst eine gewisse Wegstrecke auf der Oberfläche des Substrates zurücklegen, bevor sie auf einen Bindungspartner der fünften Hauptgruppe treffen und in den Kristall eingebaut werden. Die Migrationslänge hängt entscheidend von der Wachstumsrate der Gruppe-III-Elemente, dem Verhältnis der angebotenen Gruppe-III-Elemente zu Arsen sowie der Oberflächentemperatur des Kristalls ab. Beim Kristallwachstum im As_4 -Modus treffen die Arsenmoleküle auf die Kristalloberfläche und sind dort aufgrund der schwachen Bindung zunächst in einem hochbeweglichen Zustand. Treffen sie auf einen Bindungspartner der dritten Hauptgruppe, können sich die Moleküle in ihre atomaren Bestandteile aufspalten. Allerdings können maximal die Hälfte der Atome in das Gitter eingebaut werden, während die andere Hälfte wieder ein As_4 -Molekül bildet und anschließend von der Oberfläche desorbiert. Aufgrund

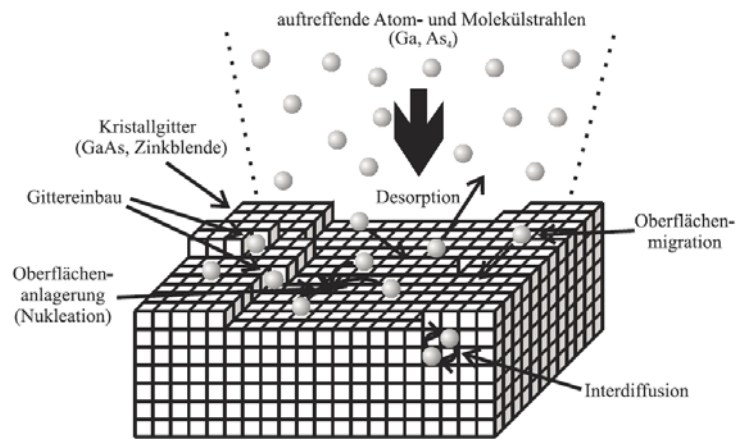


Abbildung 3.2: Graphische Darstellung der Prozesse, welche beim Schichtwachstum in einer MBE-Anlage eine wichtige Rolle spielen (nach [HS96]).

dessen muss beim Kristallwachstum stets Sorge getragen werden, dass mindestens doppelt soviel Arsen im Vergleich zum Gruppe-III-Element angeboten wird. Bei zu niedrigem Arsen-Hintergrund besteht die Gefahr der Bildung von metallischen Tröpfchen auf der Kristalloberfläche, während bei zu hohem Arsen-Stützdruck ein Aufräumen der Oberfläche stattfindet, da die Migrationslängen der metallischen Bindungspartner stark reduziert werden. Der Einbau in den Kristall erfolgt bevorzugt an Stellen mit niedrigem chemischen Potential. Solche Punkte stellen beispielsweise Kristallstufen dar, können aber auch gezielt auf der Kristalloberfläche definiert werden (beispielsweise durch Lithographie und Ätztechniken), um eine bevorzugte lokale Nukleation zu erzeugen.

Generell unterscheidet man beim Kristallwachstum zwischen Homo- und Heteroepitaxieverfahren. Als Homoepitaxie bezeichnet man das Wachstum eines Kristalls auf ein Substrat des gleichen Materials (beispielsweise GaAs auf GaAs). Da die aufgedampften Materialien die gleiche Gitterkonstante wie das Substrat besitzen, kann das Kristallwachstum schichtweise in der Stöchiometrie des Substrats abfolgen. Bei der Heteroepitaxie werden unterschiedliche Materialien aufeinander gewachsen (zum Beispiel AlGaAs auf GaAs oder In(Ga)As auf GaAs). Besitzen sowohl das Substrat als auch das adsorbierte Material im thermodynamischen Gleichgewicht die gleiche Kristallstruktur (in den oben genannten Fällen ist dies die Zinkblendestruktur), so spielt die durch die Unterschiede in der Gitterkonstante hervorgerufene Verspannung im System eine wichtige Rolle beim Kristallwachstum. AlAs und GaAs besitzen annäherungsweise die gleiche Gitterkonstante (0,5661 nm versus 0,5653 nm). Somit ist die Verspannungsenergie aufgrund der geringen Gitterfehlpassung sehr gering und das heteroepitaktische Wachstum kann Schicht für Schicht ablaufen. Dies bezeichnet man als Frank-van der Merwe (kurz: FV) Wachstumsmodus [SLB03]. Im Gegensatz dazu beträgt die Gitterfehlpassung von InAs auf GaAs

circa 7%. Dies setzt Limitierungen für das planare Schichtwachstum, eröffnet aber enorme Möglichkeiten für die Herstellung kohärenter verspannter, defektfreier Nanostrukturen.

3.2.2 Quantenpunktwachstum auf planarem Substrat

Beim heteroepitaktischen Wachstum von Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Gitterkonstanten kann das Wachstum zunächst ähnlich dem FV-Wachstumsmodus pseudomorph, also schichtweise ablaufen. Hierbei nimmt das adsorbierte Material in der Wachstumsebene zunächst die Gitterkonstante des Substrates an. Die Verspannungen in der aufgetragenen Schicht nehmen jedoch mit der Schichtdicke zu, was zuletzt zu der Formation von Inseln auf der Oberfläche führt, in denen die kohärente Verspannung relaxiert. Diese Inseln können, bei geeigneten Wachstumsbedingungen frei von Kristallversetzungen und Defekten sein, und werden, falls ihre Abmessungen vergleichbar mit dem Exziton-Bohrradius im Halbleiter sind, als Quantenpunkte bezeichnet. Dieser sogenannte Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. So kann bei ausreichend hohen Indiumkonzentrationen das Wachstum von $(\text{Al,Ga})\text{InAs}$ auf $(\text{Al})\text{GaAs}$, aber auch $(\text{Ga})\text{InAs}$ auf $(\text{Ga,In})\text{P}$ oder Ge auf Si in diesem Modus erfolgen.

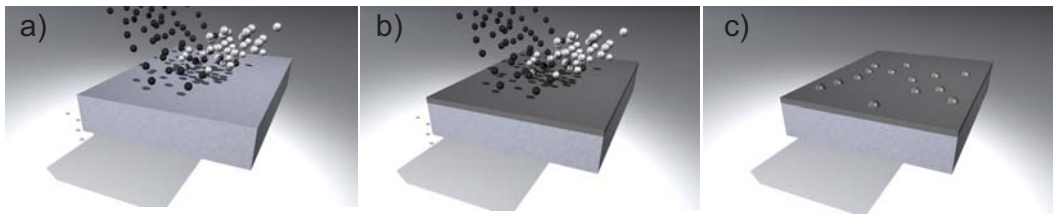


Abbildung 3.3: Graphische Darstellung des Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus, welcher im InAs/GaAs-Materialsystem zur Bildung von versetzungsfreien QPn führen kann. a) und b): Beim Abscheiden von InAs auf einer GaAs-Oberfläche bildet sich zunächst eine Benetzungsschicht aus, deren Dicke von der Materialverspannung abhängt. c) Nach dem Überschreiten der kritischen Schichtdicke beginnt die QP-Formation.

Im Folgenden soll das Wachstum von $(\text{Ga})\text{InAs}$ auf GaAs genauer erläutert werden: Durch den Galliumanteil in der adsorbierten GaInAs-Schicht kann aktiv die Verspannung durch die Gitterkonstante des Adsorbats variiert werden. Von der Verspannung hängt wiederum die Dicke der Benetzungsschicht ab, bevor die QP-Nukleation einsetzt. So beträgt die Dicke der Benetzungsschicht bei einer Galliumkonzentration von 30 % etwa 4 nm, während sie bei reinem InAs bis auf circa 0,6 nm zurückgeht [SPR⁺08]. Durch die Verspannung kann zudem auch die Morphologie der QPe beeinflusst werden: So kann ein Übergang von pyramidalen oder linsenförmigen QPn zu drahtähnlichen, stark elongierten Strukturen bei niedrigen Verspannungen beobachtet werden [LRF⁺06]. Neben der Verspannung in der

abgeschiedenen Schicht beeinflusst vor allem die Oberflächenmigration das QP-Wachstum. Beispielsweise kann bei der Nukleation von aluminiumhaltigen AlGaInAs-QPen ein klares Ansteigen der Oberflächendichte mit höherem Aluminiumgehalt festgestellt werden, was auf eine deutlich geringere Migrationsfähigkeit der Aluminiumatome auf der Kristalloberfläche zurückzuführen ist [SSH08]. Andererseits kann die Oberflächenmigration durch Erhöhung der Substrattemperatur während des Abscheidens sowie einer Reduktion der Wachstumsrate deutlich gesteigert werden, was wiederum zu um mehrere Größenordnungen reduzierten QP-Flächendichten führen kann [MNSP01] [AZFP07].

3.2.3 Quantenpunktwachstum auf vorstrukturiertem Substrat: Theoretische Grundlagen

Die Entstehung von QPen im SK-Wachstumsmodus läuft verspannungsgesteuert in einem selbstorganisierten Prozess ab, was zu weitestgehend zufälligen QP-Anordnungen führt. Dies ist nachteilig für diverse Anwendungen, da oftmals eine deterministische Bauteilintegration eines einzelnen QPes die Grundvoraussetzung für skalierbare Experimente darstellt. Aufgrund dessen wurden in der Vergangenheit Wachstumsschemata und Prozesse entwickelt, welche ein geordnetes Wachstum von QPen ermöglichen [Sch07]. Im folgenden Kapitel soll ein Verfahren zur Positionskontrolle einzelner QPe erläutert werden, welches die Möglichkeit einer nachträglichen Adressierung der Strukturen ermöglicht. Der grundlegende Mechanismus ist eine aktive Kontrolle der Oberflächenbindungsenergie auf dem Substrat. Die adsorbierten Atome auf einer Kristalloberfläche lagern sich bevorzugt an Positionen mit niedrigem chemischen Oberflächenpotential, wie zum Beispiel Kristallstufen, an (siehe Abb. 3.4 a). Die Oberflächenenergie setzt sich nach [KKS07] aus

$$E = E_b + E_{curv} + E_{str} \quad (3.1)$$

zusammen, also der Summe aus der näherungsweise konstanten Bindungsenergie auf dem planaren Substrat E_b , dem Krümmungsterm E_{curv} , welcher vor allem bei Kristallstufen und Oberflächenmodulationen eine wichtige Rolle spielt, sowie dem Verspannungsterm E_{str} , welcher bei der vertikalen Kopplung von QPen das Nukleationsverhalten maßgeblich beeinflusst [STMH96][XMCK95]. Die Wahrscheinlichkeit für die Diffusion eines adsorbierten Atoms (Adatoms) zu einem nächsten Nachbarn beziehungsweise der Nukleation eines Adatoms auf der Position des nächsten Nachbarn ist durch die energetische Umgebung beeinflusst, wobei man für den Diffusionsstrom schreiben kann:

$$F_i = F_0^{D,S} \exp\left[\frac{-\Delta E(x,y)}{kT}\right] \quad (3.2)$$

Hierbei sind F_0^D und F_0^S Konstanten, welche das Bestreben eines Adatoms zu diffundieren oder zu nukleieren beschreiben. Der Quotient der beiden Ausdrücke (also $\frac{F_0^D}{F_0^S}$) ist propor-

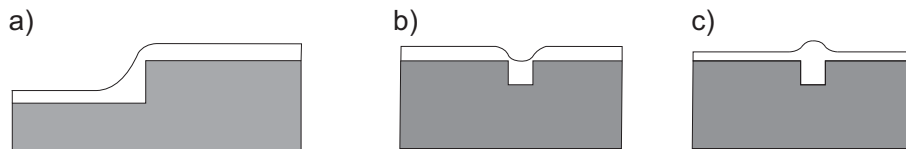


Abbildung 3.4: Skizze des gesteuerten QP-Wachstums: Aufgrund der Oberflächenmorphologie kann eine bevorzugte Akkumulation der Adsorbate an Kristallkanten erzielt werden. a) Präferentielle Nukleation von Adatomen an Kristallkanten. b) Materialanreicherung in einem Nanoloch. c) Positionierter QP auf einem lithographisch definierten Nanoloch.

tional zur Diffusionslänge eines Adatoms auf der planaren Oberfläche. Der Term $\Delta E(x, y)$ ist der Unterschied in der Oberflächenenergie (Gleichung 3.2) zwischen zwei benachbarten Kristallstellen. Auf einer ebenen, unverspannten Oberfläche gilt demnach $\Delta E = 0$, und die Nukleation erfolgt zufällig mit der gegebenen mittleren Diffusionslänge. An einer Kristallstufe gilt $\Delta E = E_{curv}$ wodurch das Diffusionsverhalten der Adatome durch den Energiesprung deutlich modifiziert wird: So lagern sich die adsorbierten Atome bevorzugt an den Senken der Potentialstufe an, wie in Abb. 3.4 a) und b) dargestellt ist. Basierend auf diesem Prinzip kann ebenfalls die Nukleation von QPen aktiv gesteuert werden, beispielsweise durch das lithographische Definieren von Nanolöchern auf der Oberfläche des Substrates (vergleiche Abb. 3.4 c) [KKS07].

3.2.4 Quantenpunktwachstum auf vorstrukturiertem Substrat: Technologische Grundlagen

Um die theoretischen Grundlagen der gerichteten Nukleation von Adatomen auf einer modifizierten Halbleiteroberfläche gezielt für die bestmögliche Positionierung einzelner QPe ausnützen zu können, wurde der folgende Prozessablauf entwickelt. Hierbei stand neben der gerichteten Nukleation einzelner QPe auf ihre vorbestimmte Position vor allem die Möglichkeit im Vordergrund, im Nachhinein diese Position selbst nach dem Überwachen der QPe mit einer mehreren Mikrometer dicken Halbleiterschicht wiederzufinden:

- Abb. 3.5 a): Auf eine atomar glatte, epitaktisch gewachsene GaAs-Oberfläche werden mittels optischer Lithographie makroskopisch große ($200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$) Quadrate (im folgenden als Mesen bezeichnet) sowie Kreuze ($80 \mu\text{m}$ Kantenlänge, $5 \mu\text{m}$ Stegbreite) definiert. Anschließend werden diese Strukturen mittels reaktiven Ionenätzens (von engl.: Reactive ion etching, RIE) oder nasschemischen Ätzens (engl.: Wet chemical etching, WCE) 500 nm bis $1,5 \mu\text{m}$ tief in das GaAs geätzt. Für den nasschemischen Ätzprozess dient der optische Lack als Ätzmaske, während eine dünne SiO_2 -Schicht als Ätzmaske für den RIE-Prozess gewählt wurde. Nach dem Ätzpro-

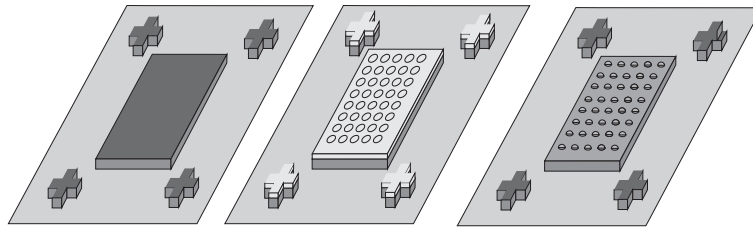


Abbildung 3.5: Probenpräparation für das Wachstum positionierter QPe auf (100)-orientiertem GaAs-Substrat: a) Strukturierung von Ausrichtungsmarken (Kreuze) und großen Mesa-Strukturen mittels optischer Lithographie und nass- beziehungsweise trockenchemischen Ätzens. b) Belichtung der Nanolöcher. c) Ätzen der Nanolöcher, Probenreinigung und QP-Wachstum.

zess wird die Oberfläche chemisch gereinigt. Die Kreuze und Mesen sind als Referenzpunkte auf der Oberfläche unerlässlich, wie später noch im Detail erläutert werden soll.

- Abb. 3.5 b): Anschließend wird die Probenoberfläche mit dem elektronenstrahlensensitiven Positiv-lack (Polymethylmethacrylat, PMMA) beschichtet. Auf den zuvor definierten Mesen werden nun mittels Elektronenstrahlolithographie (Engl: E-beam) Kreise mit einem Durchmesser von circa 30 nm in den Lack belichtet und anschließend wiederum mittels RIE oder WCE in die Kristalloberfläche transferiert. Die Löcher dienen als Nukleationszentren für das QP-Wachstum beim nachfolgenden Überwachsen mit GaAs/AlGaAs/InAs-Schichtfolgen. Die Ätztiefe betrug in beiden Fällen jeweils circa 10-20 nm. Bei der Elektronenstrahlolithographie wurden die Positionen der Löcher an den zuvor definierten Kreuzen ausgerichtet: Dies ermöglicht eine genaue Adressierung der Loch- beziehungsweise der QP-Position.
- Abb. 3.5 c): Nach der lithographischen Definition der Nanolöcher wird das PMMA von der Probenoberfläche entfernt. Unmittelbar vor dem Einschleusen der nun fertig strukturierten Substrate in die Ladekammer des MBE-Systems werden eventuelle Lackreste sowie Verunreinigungen und Oxide auf der GaAs-Oberfläche mit den Chemikalien HCl, H₂SO₄ und Pyrrolidon entfernt. Nach dem schnellstmöglichen Einschleusen in die Ladekammer wird nach einem circa einstündigen Ausheizen der Substrate bei 400 °C bei Drücken um $1 \cdot 10^{-7}$ Torr eine 30 Minuten lange Reinigungsprozedur mit atomarem Wasserstoff durchgeführt. Dieser Reinigungsschritt ist notwendig, da sich während des Einschleusens und Evakuierens der Ladekammer sich wieder eine wenige Atomlagen dicke Oxidschicht auf der Oberfläche bildet, welche eine unmittelbar anschließende Epitaxie hoher Qualität im FV- oder SK-Modus verhindern würde. Der aktivierte Wasserstoff reduziert die Gallium- und Arsenoxide [KH07], ohne die Kristalloberfläche aufzurauen oder zu schädigen.

- Auf die strukturierte und gereinigte Oberfläche kann nun Halbleitermaterial epitaktisch abgeschieden werden. Durch eine optimale Wahl der Wachstumsparameter sowie der Schichtabfolge kann erreicht werden, dass QP-Nukleation ausschließlich an den Positionen der Nanolöcher stattfindet.

3.3 Herstellung photonischer Resonatoren

Nachdem im letzten Kapitel die Herstellung von QPen mittels Epitaxie beziehungsweise einer Kombination von Epitaxie und Lithographie erläutert wurde, soll nun der Prozess der photonischen Pendants, nämlich verschiedener Geometrien optischer Mikroresonatoren beschrieben werden: Mikrotürmchen, photonische Kristalle und Mikroscheibenresonatoren.

3.3.1 Optisch und elektrisch adressierbare Mikrotürmchen

Wie schon in Kapitel 2.3.3 erläutert wurde, können sich durch eine Kombination von konstruktiver und destruktiver Interferenz in den Braggspiegeln sowie totaler interner Reflexion optische Resonanzen in den Mikrotürmchen ausbilden. In dieser Arbeit wurden Schichtfolgen aus intrinsischen oder dotierten AlAs/(Al)GaAs-Schichten als Braggspiegel verwendet und intrinsisches (Al,Ga)As als Kavitätsmaterial. Im vertikalen Intensitätsmaximum der optischen Mode wurden die QPe als aktives Medium platziert. Der Herstellungsprozess der Mikrotürmchen erfolgt in mehreren Schritten und soll hier kurz beschrieben werden:

Zunächst wird die Probenoberfläche mit dem elektronenstrahlsensitiven Lack PMMA gleichmäßig beschichtet. Anschließend wird die Probe mittels E-beam belichtet und die Kreise in den Lack definiert (Abb. 3.6 a). Nach der Entwicklung mittels MBIK (Methylisobutylketon) und Isopropanol (Verhältnis 1:3) sowie eines Fixierungsschrittes wird anschließend die Ätzmaske aufgedampft. Diese besteht aus circa 150 nm Nickel, falls die Mikroresonatoren später im Experiment optisch gepumpt werden sollen, oder aus circa 450 nm BaF₂/Cr, falls die Maske bei elektrisch gepumpten Strukturen nach dem Ätzen wieder rückstandslos entfernt werden soll (Abb. 3.6 b). Generell wird die Dicke der Ätzmaske jeweils an die angepeilte Ätztiefe (also die Höhe der Türmchen) angepasst, um große Rückstände der Maske auf der Türmchenoberfläche zu vermeiden. Anschließend wird der nichtbelichtete Teil der Lackschicht zusammen mit der darüberliegenden Ätzmaske in einem Abhebeschritt von der Oberfläche in einem Ultraschallbad in 80 °C heissem Methylpyrrolidon entfernt. Nun können die Proben geätzt werden. Hierbei wird ein reaktives Ionenätzen in einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Kammer angewandt, wel-

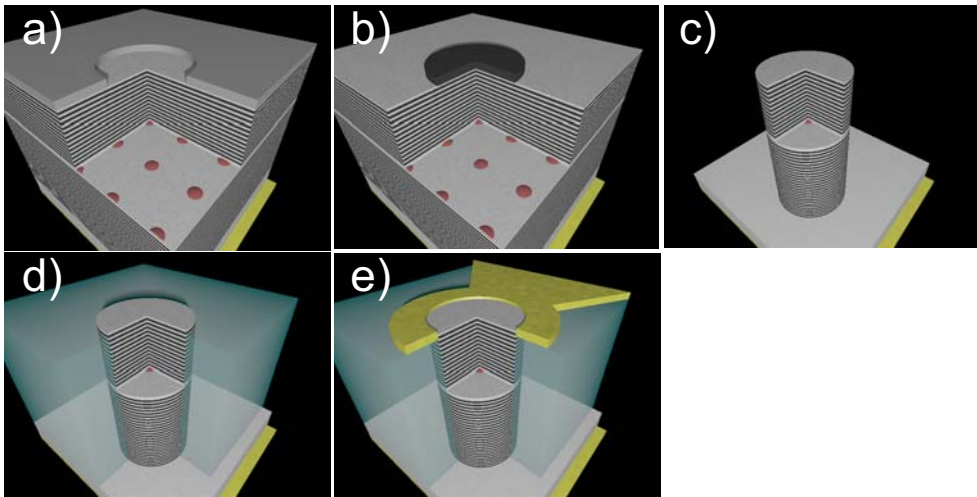


Abbildung 3.6: Herstellungsprozess von Türrchenresonatoren: a) E-beam-Belichtung des PMMA-Lackes und Entwicklung. b) Aufdampfen der Nickel- beziehungsweise BaF/Cr Ätzmaske. c) Reaktives Ionenätzen der Türrchenstruktur. d) Planarisierung der Probe mit BCB. e) Aufbringen der Goldkontakte.

ches besonders hohe Aspektverhältnisse gewährleistet (Abb. 3.6 c). Das Ätzplasma besteht hierbei aus Ar/Cl₂ bei einer Ätzrate von circa 0,25 μm/min. Nach dem Ätzprozess können die Türrchen mittels optischer Spektroskopie untersucht werden. Um eine Oxidation der Seitenwände der Türrchen weitestgehend zu verhindern wird darauf geachtet, dass die Probe schnellstmöglich nach dem Ätzschritt in den evakuierbaren Kryostaten am entsprechenden Messplatz eingebracht wird.

Sollen die Türrchen zudem elektrisch kontaktiert werden, so muss der Prozessablauf leicht modifiziert werden: Zunächst wird die Probenrückseite mit einer Schichtfolge aus Gold-Germanium, Nickel und Gold bedampft (200 nm/50 nm/500 nm). Dieser Kontakt wird anschließend bei 380 °C in den Halbleiter einlegiert. Anschließend werden, wie zuvor in diesem Kapitel beschrieben, die Mikrotürrchen belichtet und geätzt. Nach dem Ätzen wird die BaF₂/Cr-Maske in einem Wasserbad entfernt. Um eine Kontaktierung der freistehenden Mikrotürrchen zu ermöglichen, wird die Probe mit dem transparenten Polymer Benzocyclobuten (BCB) planarisiert (Abb. 3.6 d). Anschließend wird in das BCB schrittweise in mehreren Veraschungsschritten in einem Sauerstoff/Trifluormethan-Plasma abgenommen, bis die Türrchenoberfläche freiliegt. Zur Definierung der Kontakte wird die Probenoberfläche nochmals mit PMMA belackt, und in einem zweiten E-beam-Schritt werden ringförmige Kontakte um die Türrchen belichtet (Abb. 3.6 e). Der Innendurchmesser der ringförmigen Kontakte wird etwas kleiner als die Türrchendurchmesser strukturiert, um eine gute Strominjektion zu ermöglichen, jedoch eine starke Lichtabsorption durch Kontakt zu umgehen. Der Außendurchmesser der Ringe beträgt circa 6 μm. An

den Kontaktringen befinden sich dreieckige Zuleitungen zu großen Goldrechtecken, welche über einen Draht mit den elektrischen Leitungen im Kryostaten verbunden werden können.

3.3.2 Photonische Kristallresonatoren

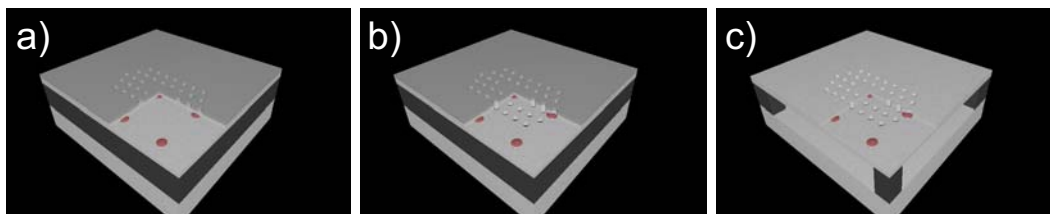


Abbildung 3.7: Herstellungsprozess von PK-Resonatoren: a) E-beam-Belichtung des PMMA-Lacks und Entwicklung. b) Transferierung der Löcher im PMMA in die SiO₂-Schicht. c) Reaktives Ionenätzen der PK-Löcher und nasschemisches Ätzen der AlGaAs-Opferschicht.

Für die Herstellung membranbasierter PK-Resonatoren wurden auf Proben mit einer Schichtabfolge wie in Abb. 3.7 a) zurückgegriffen. Diese bestehen aus einer circa 1 μm dicken Opferschicht aus AlGaAs mit einem Aluminiumgehalt von circa 70 %. Auf der Opferschicht befindet sich die circa 160 nm dicke Membran aus GaAs mit der zentrierten aktiven QP-Schicht. Auf die Membran wird zunächst eine 100 nm dicke Ätzmaske aus SiO₂ aufgesputtert, welche mit 500 nm PMMA belackt wird. In den Lack werden dann in der E-beam die Löcher für den PK-Resonator belichtet (Abb. 3.7 a). Nach dem Entwicklungsschritt können die Löcher mittels RIE in die SiO₂-Schicht transferiert werden. Durch reaktives Ionenätzen in einem Cl₂/Ar-Plasma können die Löcher mit sehr hohem Aspektverhältnis und geringer Aufrauung der Seitenwände durch die Membranschicht bis in die Opferschicht geätzt werden (Abb. 3.7 b). Um eine freistehende Membran zu realisieren, wird die Probe nun in verdünnte Flusssäure (HF) getaucht. HF ist eine äußerst selektive Ätzlösung für AlGaAs, wobei die Ätzrate stark von der Aluminiumkonzentration abhängt. Ebenso wird die SiO₂-Ätzmaske in der Flusssäure entfernt. Die GaAs-Membran hingegen wird nicht von der Flusssäure angegriffen (Abb. 3.7 c). Durch optimierte Wachstums- und Prozessparameter können Rauigkeiten beispielsweise an den Grenzflächen oder den Löchern des PKs stark reduziert werden, welche zu Streuverlusten führen würden und somit die optische Güte des Systems beeinträchtigen.

3.3.3 Mikroscheibenresonatoren

Die dritte Klasse von Mikroresonatoren, die in dieser Arbeit näher untersucht wurde, stellen die membranbasierten Mikroscheibenkavitäten dar. Der Schichtaufbau, der für die

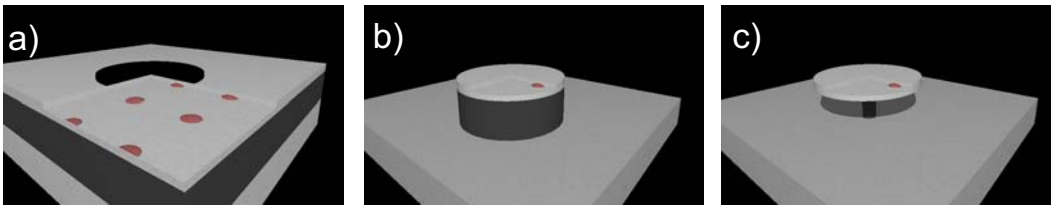


Abbildung 3.8: Herstellungsprozess von Mikroscheibenresonatoren: a) Analog zum Mikrotürmchenprozess wird nach einer E-beam-Belichtung eine Nickelmaske aufgebracht. b) Die Form der Ätzmaske wird mittels reaktiven Ionenätzens in die Membran sowie die darunterliegende AlGaAs-Opferschicht transferiert. c) Durch selektives Ätzen mit HF wird die Opferschicht bis auf einen Sockel unter der Mikroscheibe entfernt.

Strukturen verwendet wurde, gleicht dem Schichtaufbau der Membranstrukturen für die PK-Kavitäten. Zur Prozessierung der Mikroscheiben werden die Proben mit einer PMMA-Schicht belackt, in welche mittels E-beam Kreise mit den gewünschten Scheibendurchmessern belichtet werden. Nach der Entwicklung des Lacks wird eine Nickelätzmaske aufgedampft und der Abhebeschritt im Ultraschallbad vollzogen (Abb. 3.8 a). Das Ätzen der zunächst türmchenähnlichen Strukturen wird durch RIE, analog zu den in Kapitel 3.3.2 diskutierten Mikrotürmchen, durchgeführt (Abb. 3.8 b). Hierbei besteht der obere Teil des Türmchens aus der circa 160 nm dicken GaAs-Schicht, der untere Teil aus der AlGaAs Opferschicht. Durch ein Eintauchen der Probe in 1 %ige Flußsäure kann ein Teil des AlGaAs-Sockels radialsymmetrisch entfernt werden. Dies resultiert in freistehenden Mikroscheiben, an deren Rand sich optische Moden bilden können (Abb. 3.8 c).

3.4 Charakterisierungsmethoden

Zur grundlegenden und weiterführenden Charakterisierung der realisierten Proben wurden sowohl oberflächensensitive Rastersondenverfahren sowie Methoden der optischen Spektroskopie angewandt, welche simultan eine hohe örtliche und spektrale Auflösung zulassen.

3.4.1 Rastersondenmikroskopie

Zur Oberflächenanalyse der hergestellten QPe wurde ein Rasterelektronenmikroskop zurückgegriffen, welches eine sehr hohe laterale Ortsauflösung von circa 1 nm ermöglicht. Da diese Mikroskopiemethode nicht höhensensitiv ist, wurde komplementär zur kompletten Ermittlung der Oberflächentopologie auf die Rasterkraftmikroskopie (engl.: Atomic Force Microscopy, AFM) im Kontaktmodus beziehungsweise im dynamischen Modus zurückgegriffen.

3.4.2 Photo- und Elektrolumineszenzspektroskopie

Zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften der hergestellten QP-Proben sowie der gekoppelten QP-Mikroresonatorsysteme wurde auf die Methode der Photolumineszenz (PL) und der Elektrolumineszenz (EL) angewandt. Der Messaufbau ist in Abb. 3.9 schematisch skizziert. Der gesamte Messaufbau befindet sich auf einem pneumatisch gedämpften, äußerst vibrationsarmen optischen Tisch. Die Proben werden zunächst in einem Kryostaten auf einen Kühlfinger mit wärmeleitender Silberleitpaste geklebt, woraufhin das System mit einer Turbomolekularpumpe evakuiert wird. Nachdem ein Druck von wenigen 10^{-5} mbar im Kryostaten erreicht ist, kann das System mit flüssigem Helium bis auf circa 10 Kelvin heruntergekühlt werden. Die Probenposition im Kryostaten kann mittels zweier Piezoelemente, welche sich unter dem Probenhalter befinden, mit hoher Präzision eingestellt werden. Zum optischen Anregen der Probe stand ein frequenzverdoppelter Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (kurz: Nd:YAG-Laser) mit einer Emissionswellenlänge von 532 nm zur Verfügung, dessen Strahl durch eine Kombination von optischen Elementen zielgerichtet auf ein Mikroskopobjektiv oder wahlweise eine Linse gerichtet werden kann. Je nach Wahl der Fokussierungsoptik kann somit die Anregungsfläche auf der Probe von wenigen Quadratmikrometer bis auf mehrere $100 \mu\text{m}^2$ eingestellt werden, wobei man im ersten Fall von Mikro-Photolumineszenz (kurz: μPL) spricht.

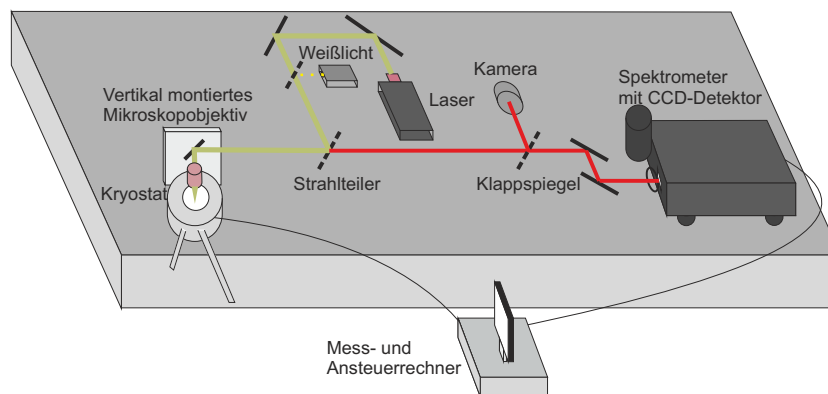


Abbildung 3.9: Grundlegender Aufbau des Photo- und Elektrolumineszenzmessplatzes: Die Proben befinden sich im Kryostaten, welcher mit flüssigem Helium gekühlt werden kann. Zur Anregung der Proben kann entweder ein frequenzverdoppelter Nd:YAG (Emissionswellenlänge 532 nm) oder elektrische Ladungsträgerinjektion herangezogen werden. Das emittierte Signal wurde in einem Monochromator spektral zerlegt und mit einer CCD-Kamera detektiert.

Alternativ können die Proben über elektrische Durchführung im Kryostaten kontaktiert werden und somit eine Strominjektion gewährleistet werden. Das von den Proben emittierte

tierte Signal wird mit demselben Mikroskopobjektiv eingesammelt und wiederum über diverse optische Elemente auf den Eintrittsspalt des Gitterspektrometers fokussiert. Die maximale spektrale Auflösung betrug hierbei circa $30 \mu\text{eV}$. Zur Detektion des Signals stand wahlweise ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter InGaAs/InP-Detektor, ein Germaniumdetektor beziehungsweise ein Siliziumdetektor oder Silizium-Lawinenphotodioden in einer Hanbury-Brown und Twiss-Messanordnung (kurz:HBT) zur Verfügung. Zur Visualisierung der Probenoberfläche konnte anstatt des Anregungslasers wahlweise auf eine Weißlichtquelle zurückgegriffen und das entstehende Bild mit einer zuschaltbaren Kamera betrachtet werden.

Das Grundprinzip der Photolumineszenz ist in Abb. 3.10 skizziert. Die Probe wird mit einem Laser bestrahlt, wobei durch Absorption einzelner Photonen Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband des Halbleiters angeregt werden können (a). Hierbei entsteht ein Loch im Valenzband. Durch Relaxationsprozesse (vor allem Streuung mit Phononen) können die erzeugten Ladungsträger auf einer Zeitskala von wenigen Pikosekunden bis ins energetische Minimum des jeweiligen Bandes relaxieren (b) und anschließend unter Emission eines Photons wiederum rekombinieren (c). Bei ausreichend tiefen Temperaturen und angemessenen Pumpraten kann es vor der Rekombination der Ladungsträger noch zur Ausbildung der in Kapitel 2.2.2 diskutierten Exzitonen kommen, welche sich gegebenenfalls in QPEn lokalisieren (b).

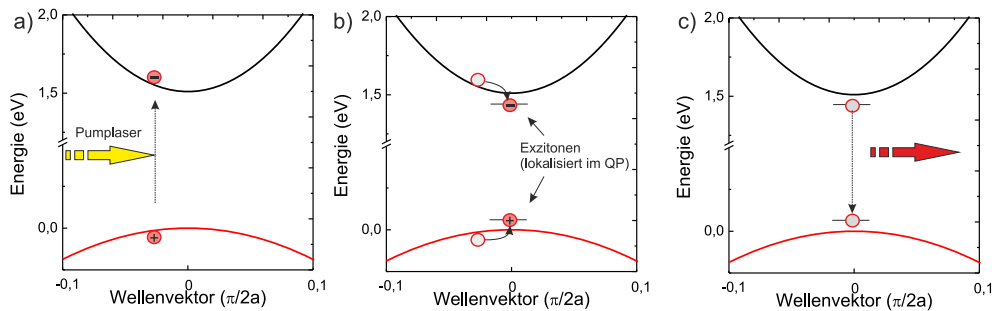


Abbildung 3.10: Grundprinzip der Photolumineszenzspektroskopie: a) Erzeugung freier Ladungsträger im Valenz- und Leitungsband. b) Elektron und Loch bilden ein Exziton. c) Rekombination unter Photonenemission.

Kapitel 4

Morphologische und optische Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten

Im folgenden Kapitel sollen grundlegende morphologische und spektroskopische Untersuchungen an selbstorganisierten, im SK-Modus gewachsenen Indium-(Gallium)-Arsenid-Quantenpunkten vorgestellt werden. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag in der Entwicklung von QPen, die reproduzierbar in Mikroresonatoren zur Studie von Licht-Materie-Wechselwirkung sowie zum Einsatz als effiziente Einzelphotonenquellen integriert werden können. Dabei mussten vor allem drei Grundvoraussetzungen gewährleistet werden:

- eine niedrige Flächendichte der QPe, da im Idealfall jedes Bauteil mit lateralen Abmessungen im Mikrometerbereich jeweils nur einen QP enthalten sollte.
- ein hohes Maß an Kontrolle über die Emissionswellenlänge und spektrale Homogenität der QPe, da die Funktionsweise der QP-Mikroresonator-Bauteile auf spektraler Resonanz beruht.
- Gewährleistung einer möglichst intensiven Emission einzelner QPe, um Photon-autokorrelationsmessungen mit ausreichend hohem Signal-Rausch-Verhältnis durchführen zu können.

4.1 Epitaktisches Quantenpunktwachstum

Für die grundlegenden Untersuchungen von im SK-Modus gewachsenen QPen wurde ein Probenaufbau gewählt, welcher sowohl eine Charakterisierung der morphologischen Eigenschaften mit Rastersondenverfahren, als auch der Emissionseigenschaften via PL-Spektroskopie gestattet. Der Probenaufbau ist schematisch in Abb. 4.1 skizziert.

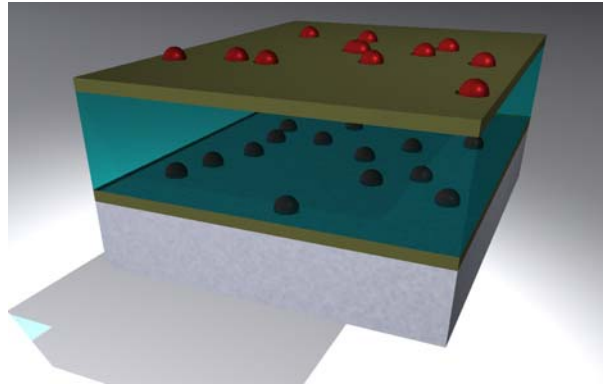


Abbildung 4.1: Skizze des Probenaufbaus für grundlegende morphologische und spektroskopische Untersuchungen an QPen. Die im GaAs-Material eingebetteten QPe können mittels Photoluminzenzspektroskopie untersucht werden, während die unüberwachsenen QPe auf der Probenoberfläche mit Rastersondenverfahren studiert werden können.

Das Probenwachstum wurde generell auf einem (001)-orientierten GaAs-Substrat vollzogen, wobei nach der thermischen Entfernung von Oberflächenoxiden bei einer Substrattemperatur von 630 °C zunächst eine mindestens 200 nm dicke GaAs-Pufferschicht abgeschieden wurde, um Oberflächenrauigkeiten, welche bei der Oxiddesorption entstehen können, auszugleichen. Hierfür wurden die zuvor für das GaAs-Wachstum optimierten, anlagenspezifischen Wachstumsparameter gewählt. Auf die geglättete Oberfläche wurde anschließend eine einzelne Lage QPe abgeschieden. Da Oberflächeneffekte die Emissionseigenschaften von QPen stark beeinflussen können [BF02], wurden die QPe für spektroskopische Untersuchungen mit einer mindestens 50 nm dicken GaAs-Schicht überwachsen. Um Eigenschaften wie QP-Flächendichte, Größe und Form mit oberflächensensitiven Rastersondenverfahren zu untersuchen, wurde auf die Oberfläche der Testproben nochmals eine QP-Schicht abgeschieden. Anschließend wurde die Substrattemperatur unter Arsen-Stützdruck auf Raumtemperatur reduziert, um eine InAs-Desorption von der Oberfläche zu unterdrücken.

4.2 Morphologie von InAs-Quantenpunkten niedriger Flächendichte

Wie zuvor schon erwähnt setzt eine Integration von einzelnen QPen in Mikroresonatoren eine niedrige QP-Flächendichte voraus. Typischerweise haben die in dieser Arbeit diskutierten Halbleiterresonatoren laterale Abmessungen zwischen 1 und 4 μm (Bragg- und Mikroscheibenresonatoren) beziehungsweise circa 500 nm (PK-Resonatoren). Dies ist gleichbedeutend damit, dass die Flächendichte der QPe einen Wert um $10^8 \frac{1}{\text{cm}^2}$ betragen

sollte, falls im Mittel ein QP pro Bauteil integriert werden soll. Eine deutlich höhere Flächendichte und somit eine Vielzahl unabhängiger Emittter im Bauteil, würde zu einer erhöhten spektralen Dichte von QP-Emissionslinien führen und somit beispielsweise die Studie von Einzel-QP-basierten Effekten, wie der Licht-Materie-Kopplung eines einzelnen QPes mit einer Resonatormode erschweren. Noch essentieller ist eine niedrige spektrale QP-Dichte, wenn das gekoppelte QP-Resonatorsystem als Einzelphotonenquelle betrieben werden soll. Der für die Einzelphotonenquelle charakteristische $g^{(2)}(0)$ -Wert hängt stark von der Anzahl der Emittter ab, welche zum Signal der Einzelphotonenquelle beitragen. Somit muss dringend gewährleistet sein, dass die spektrale Dichte der QP-Emission im Bereich der Resonanz möglichst niedrig ist, wofür unter anderem eine niedrige QP-Flächendichte essentiell ist.

Um eine möglichst niedrige Flächendichte der QPte zu realisieren, wurde beim epitaktischen Wachstum der QPe systematisch die Migrationslänge der Adatome auf der Oberfläche erhöht. Neben der Zusammensetzung des QP-Materials wurden vor allem der Einfluss der Wachstumsrate, der angebotenen Materialmenge sowie der Substrattemperatur (also der kinetischen Energie der Adatome) auf den QP-Nukleationsprozess untersucht. Um den Einfluss der Materialzusammensetzung auf die QP-Dichte zu demonstrieren, sollten zunächst zwei Proben mit unterschiedliche Indiumgehalt verglichen werden. Die Substrattemperatur beim Wachstum der QPe betrug in beiden Fällen 510 °C, die InAs-Wachstumsrate circa $0,2 \frac{\mu\text{m}}{\text{h}}$. Die unüberwachsenen QPe in Abb. 4.2 a) sind reine InAs-Strukturen. Die abgeschiedene Materialmenge wurde mit circa 0,7 nm knapp oberhalb der kritischen Schichtdicke zur QP-Entstehung gewählt, um ein Relaxieren der QPe, also das Auftreten von kristallin-inkohärenten InAs-Anreicherungen zu verhindern. Zum direkten Vergleich ist in Abb. 4.2 b) eine Oberflächenaufnahme von GaInAs-QPen mit einem Galliumgehalt von circa 50 % gezeigt. Während des QP-Wachstums wurde GaAs in Submonolagen dem InAs beigemischt, um die gewünschte Materialzusammensetzung zu realisieren [LRF⁺06]. Da die kritische Schichtdicke stark mit dem Galliumgehalt der QP korreliert, musste circa 1,5 nm GaInAs abgeschieden werden, um QP-Nukleation zu erzielen [SPR⁺08]. Auffällig ist, dass sich durch das Beimischen von Gallium sowohl die Oberflächendichte um fast eine Größenordnung von $1,8 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2}$ nach $1,5 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ gesteigert und sich gleichzeitig die mittlere QP-Ausdehnung entlang der $[0\bar{1}1]$ -Kristallrichtung stark von circa 23 nm nach 11 nm reduziert hat. Beide Effekte sind einer Reduktion der Oberflächenmigration im ternären GaInAs verglichen zum binären InAs zuzuordnen [ANG⁺89][DPS⁺91], wobei die größere Bindungsstärke von GaAs im Vergleich zu InAs eine entscheidende Rolle spielt [BMS⁺97]. Es ist anzumerken, dass neben der Migration auch die von der Materialzusammensetzung abhängige Verspannung der QP-Schicht die morphologischen Eigenschaften stark modifizieren kann [LRF⁺06]. Ausführliche Studien

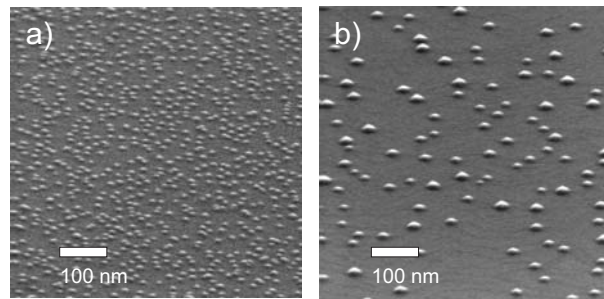


Abbildung 4.2: REM-Oberflächenaufnahmen von a) $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{As}$ - und b) InAs -QPen.

zum Einfluss der Materialverspannung auf das QP-Wachstum sowie der materialspezifischen Migrationslängen auf QP-Dichte und Form finden sich beispielsweise in [LRF⁺06] und [SSH08].

Diese Gegenüberstellung zeigt bereits, dass das Zufügen von Gallium während des QP-Wachstums die Flächendichte erheblich steigert. Um möglichst ausgedünnte QP-Ensembles zu realisieren, wurde deshalb mit reinen InAs -QPen gearbeitet. Während der QP-Deposition wird die Morphologie dieser Strukturen besonders von der Oberflächenmigration beeinflusst. Deshalb ist eine genauere Betrachtung des Einflusses der Substrattemperatur sowie der abgeschiedenen Materialmenge essentiell. Zunächst wurde die InAs -Wachstumsrate deutlich auf einen Wert von $0,008 \frac{\text{nm}}{\text{sec}}$ reduziert, um die Oberflächenmigration beim QP-Wachstum zusätzlich zu steigern [AZFP07]. Anschließend wurden QP-Proben mit einer konstanten InAs -Menge von 1 nm bei unterschiedlichen Substrattemperaturen gewachsen. Abb. 4.3 zeigt Oberflächenaufnahmen mehrerer Proben, wobei die Bildhorizontale entlang der $[0\bar{1}1]$ Kristallrichtung ausgerichtet ist. Hierbei wurde die Substrattemperatur von 510°C (Abb. 4.3 a) über 513°C (b), 517°C (c) nach 520°C (d) sukzessive erhöht. Die REM-Aufnahmen wurden unter einem Verkippungswinkel von 70° zur Oberfläche realisiert, um den Bildkontrast zusätzlich zu erhöhen. Aus den Aufnahmen wird ersichtlich, dass die QPe entlang dieser Achse eine linsenförmige Morphologie aufweisen und dass die Flächendichte mit zunehmender Substrattemperatur deutlich reduziert wird.

Die Auswertung in Abb. 4.3 e) zeigt, dass die QP-Flächendichte von einem Wert von circa $2,3 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2}$ (Substrattemperatur: 510°C) auf einen Wert um $5,2 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^2}$ (Substrattemperatur: 517°C) reduziert werden konnte. Zusätzlich vergrößerte sich die laterale Ausdehnung der QPe im Mittel von 33 nm auf 40 nm. Wie in Abb. 4.3 d) zu sehen ist, konnte bei einer weiteren Erhöhung der Substrattemperatur auf 520°C auf der planaren Probe keine QP-Nukleation mehr festgestellt werden. Dies ist auf eine deutliche Desorption des abgeschiedenen Materials während des Wachstums zurückzuführen, aufgrunddes

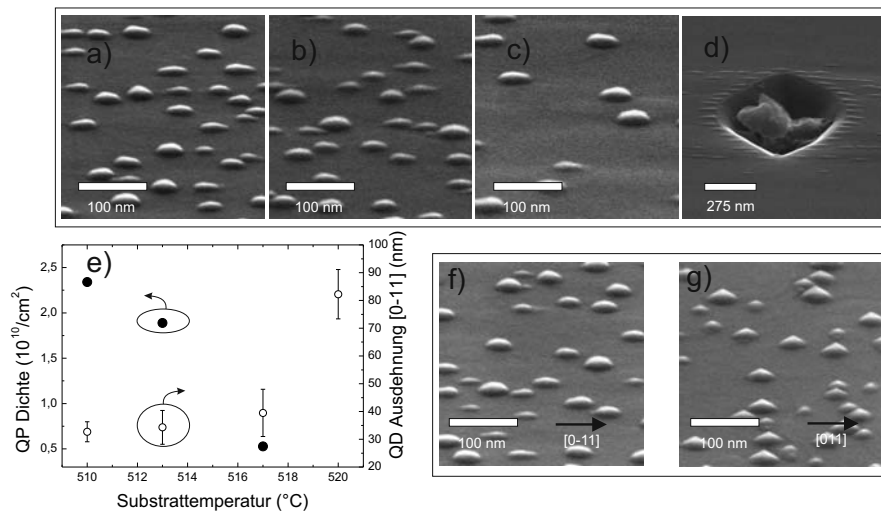


Abbildung 4.3: REM-Aufnahme von InAs-QPn, die bei Substrattemperaturen von a) 510 °C, b) 513 °C und c) 517 °C mit einer nominell abgeschiedenen Materialmenge von ≈ 1 nm gewachsen wurden. d) Um einen Kristalldefekt angelagerte QPe, welche bei 520 °C nukleierten. e) QP-Oberflächendichte und Größe als Funktion der Substrattemperatur. f) & g) Vergleich der QP-Form entlang der $[0\bar{1}1]$ -Kristallrichtung mit der $[011]$ -Richtung.

sen die kritische Schichtdicke zur QP-Bildung nicht mehr überschritten werden konnte. Allerdings konnten auch auf dieser Probe QP-artige Formationen um natürliche Kristalldefekte beobachtet werden. An diesen Stellen des Kristalls ist -wie zuvor in Kapitel 3.2.3 diskutiert- das chemische Oberflächenpotential im Vergleich zur planaren Oberfläche modifiziert, und QP-Nukleation kann auch unterhalb der kritischen Schichtdicke in der Nähe des Kristalldefektes auf der planaren Probe stattfinden. Aufgrund der weiterhin erhöhten Substrattemperatur haben die QPe deutlich vergrößerte laterale Ausdehnungen von ≈ 82 nm. Des Weiteren ist eine Betrachtung der Ausbildung der QPe entlang der unterschiedlichen Kristallorientierungen interessant. Abb. 4.3 f) und g) zeigen eine Gegenüberstellung von REM-Aufnahmen der Probe, welche bei 513 °C realisiert wurde, wobei die Aufnahmen sowohl entlang der $[0\bar{1}1]$ - als auch der $[011]$ -Kristallachse aufgenommen wurden. Bemerkenswert ist hierbei, dass die QPe entlang der $[0\bar{1}1]$ -Richtung einer leicht elongierten Linse ähneln, wobei entlang der $[011]$ -Richtung die QP-Form einer Pyramide gleichkommt. Dies resultiert aus der anisotropen Oberflächenkonfiguration beim Überwachsen einer GaAs- $[100]$ -Schicht mit InAs bei Temperaturen zwischen 500 °C und 540 °C: In diesem Bereich tritt beim Wachstum von InAs eine Arsen-terminierte (2×4) Oberflächenrekonstruktion zu Tage [BMS⁺97], die eine bevorzugte atomare Anordnung entlang der $[0\bar{1}1]$ -Richtung aufweist. Dies spiegelt sich auch in der Elongation der QPe sowie in der Formanisotropie wider.

In der diskutierten Probenserie wurde die nominell abgeschiedene Materialmenge konstant gehalten. Aufgrund der relativ hohen Substrattemperatur während des QP-Wachstums kann die InAs-Oberflächendesorption jedoch deutlich die effektiv zur Verfügung stehende InAs-Materialmenge reduzieren [MNSP01][SHS+09]. Um den Einfluss der Variation der abgeschiedenen Materialmenge auf das QP-Wachstum zu untersuchen, wurden weitergehende Probenserien hergestellt, bei denen neben der Substrattemperatur auch die Materialmenge variiert wurde. Abb. 4.4 zeigt eine Zusammenfassung der QP-Dichte und Elongation entlang der $[0\bar{1}1]$ -Kristallachse für die hergestellten Proben. Durchaus bemerkenswert ist, dass für die hergestellten Proben weniger die nominell abgeschiedene Materialmenge sondern viel mehr die Substrattemperatur Einfluss auf die QP-Dichte sowie die Ausdehnung der QPe hat. Es konnte für alle hergestellten Proben bei konstanter Substrattemperatur (beispielsweise 510 °C) und steigender abgeschiedener Materialmenge von $0,80$ auf $1,28\text{ nm}$ sowohl ein leichtes Ansteigen der QP-Dichte (von $0,3$ auf $1,1 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2}$) als auch der Ausdehnung (circa 28 nm auf 36 nm) beobachtet werden. Allerdings zeigen die Graphen deutlich den dominanten Einfluss der Substrattemperatur auf diese Eigenschaften. Aufgrund der hiermit erarbeiteten Erkenntnisse konnten somit maßgeschneiderte QPe (bezüglich ihrer Form und Flächendichte) hergestellt werden.

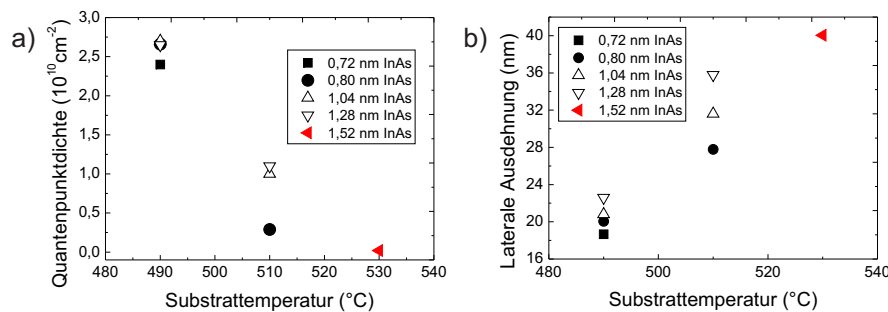


Abbildung 4.4: a) QP-Flächendichte und b) mittlere QP-Ausdehnung entlang der $[0\bar{1}1]$ -Richtung in Abhängigkeit der Substrattemperatur sowie der abgeschiedenen Materialmenge.

4.3 Optische Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten

Neben der Kontrolle der morphologischen Eigenschaften ist insbesondere ein hohes Maß an Kontrolle der spektralen Eigenschaften der QPe nötig, um erfolgreich reproduzierbar komplexere Bauteile und Bausteine zur Quantenbitübertragung und Verarbeitung zu realisieren. Dies wird an den folgenden Beispielen von Einzel-QP-basierten Anwendungen deutlich:

- **Effiziente Einzelphotonenquellen:** Wie in Kapitel 2.2.4 erläutert wurde, können In(Ga)As-QPe einzelne Photonen auf Knopfdruck (also zeitlich nach Bedarf) emittieren. Um die Effizienz der Emission (also die Emissionsrate sowie eine gerichtete Emission in eine Kollimationsoptik) zu steigern, können die QPe beispielsweise in optische Mikrokavitäten (speziell in Mikrotürmchenresonatoren) integriert werden. Im spektralen und räumlichen Resonanzfall wird die Emissionsrate dann durch den Purcell-Effekt auf ein Vielfaches der natürlichen Emissionsrate des QPes in einer GaAs-Matrix gesteigert (siehe Kapitel 2.4). Durch die Türmchenstruktur der DBR-Kavitäten werden die Photonen gerichtet entlang des optischen Wellenleiters aus dem Bauteil ausgekoppelt. Um spektrale Resonanz zwischen den QPen und der Kavität zu erreichen, muss somit die Emissionswellenlänge der QPe auf die Eigenfrequenz des Bauteils (und vice versa) abgestimmt werden, woraus sich die Notwendigkeit eines hohen Maßes an Kontrolle über die QP-Emission ergibt. Weitere Voraussetzungen an die Emissionseigenschaften der QPe ergeben sich aus der Empfindlichkeit von kommerziell erwerbbaaren Einzelphotonendetektoren: Zur Detektion von einzelnen Photonen werden Lawinendiioden (engl: avalanche photo diode, APD) verwendet. Im kurzwelligen Spektralbereich unter $1\ \mu\text{m}$ werden siliziumbasierte APDs eingesetzt, während im langwelligen Bereich über $1\ \mu\text{m}$ entweder InGaAs-APDs oder supraleitende Detektoren Anwendung finden. Da die Detektionsempfindlichkeit der Si-basierten Dioden um ein Vielfaches höher ist als die der InGaAs-APDs (und mit kurzen Wellenlängen ansteigt [IQ11]), ist es wünschenswert, QPe im GaAs-System mit möglichst kurzer Emissionswellenlänge zu realisieren. Zur Übertragung einzelner Photonen über größere Distanzen durch optische Glasfasern ist es unabhängig von der Problematik der Detektionsempfindlichkeit kommerzieller Photodiodeen interessant, InAs-QPe als Einzelphotonenemitter bei Wellenlängen von $1,3\ \mu\text{m}$ beziehungsweise $1,55\ \mu\text{m}$ zu realisieren [SHF09][AZZ⁺05][ZAL⁺07][WKU⁺05][WLL⁺10]. Zur weiteren Steigerung der Emissionsrate der QPe ist es ebenfalls notwendig, die durch die optischen Auswahlregeln inherenten dunklen Zustände in den QPen (also sehr langlebige Zustände) zu umgehen, was beispielsweise durch das Laden von QP-Exzitonen mit einem zusätzlichen Elektron (also der Erzeugung von Trionen) möglich ist [SSR⁺07].
- **Spin-Quantenbits:** Einzelne Spinzustände (also ungepaarte Elektronen oder Löcher) können durch ihren intrinsischen Drehimpuls als potentielle Kandidaten für Qubits herangezogen werden und demnach die Grundbausteine für Quantencomputer darstellen [LJL⁺10]. Durch die Lokalisierung der Spinträger in InAs-QPen können Effekte der Spin-Dephasierung durch Phononen (welche letztendlich zum Verlust der Information führen) deutlich reduziert werden. Des Weiteren ist es durch resonantes Pumpen der Trionenzustände im externen Magnetfeld möglich, das Quantenbit

auf einer Zeitskala von wenigen Nanosekunden zu initialisieren und zu manipulieren [PLZY08]. Aufgrund der mehreren Mikrosekunden langen Kohärenzzeiten von Spinzuständen in QPen [PDGM⁺10] können bis zu 10^5 Gate-Operationen vollzogen werden. Zur Generierung stabiler Trionenzustände im QP ist ein hohes Maß an Kontrolle über dessen Ladungszustand notwendig.

Da die Emissionseigenschaften von QPen (insbesondere die Emissionswellenlänge) stark mit der QP-Morphologie verknüpft sind (die Emissionswellenlänge hängt neben der Materialzusammensetzung auch von der QP-Form und Verspannung ab [LRF⁺06][SSH08]), ist es sehr anspruchsvoll, die QP-Morphologie und die spektralen Eigenschaften unabhängig voneinander über die Wachstumsbedingungen und die Materialzusammensetzung zu optimieren. Wie zuvor gezeigt wurde, lassen sich sehr niedrige QP-Flächendichten, wie sie für die QP-Anwendung als Einzelphotonenemitter nötig sind, vor allem mit binären InAs/GaAs-QPen realisieren. Diese haben jedoch aufgrund der sehr kleinen InAs-Bandlücke von circa 0,415 eV [Pol10] (in Kombination mit ihrer aus der 7 % Gitterfehlanpassung zu GaAs resultierenden Materialverspannung) typischerweise eine Emissionswellenlänge, die deutlich langwelliger ist als $1 \mu\text{m}$. Ternäre GaInAs/GaAs- oder quaternäre AlGaInAs/(Al)GaAs-QPe können durch eine geeignete Materialzusammensetzung zwar deutlich kurzwelliger als $1 \mu\text{m}$ emittieren, allerdings reduziert das Beifügen von Gallium und Aluminium bei der QP-Bildung die Migrationslänge der Adatome, was normalerweise wiederum in größeren QP-Dichten resultiert [SSH08].

Neben der QP-Morphologie kann die Emissionswellenlänge von QP durch das Überwachsen der Strukturen beeinflusst werden: Durch ein angepasstes Wachstumsverfahren kann die Flächendichte der QPe, wie im vorherigen Kapitel diskutiert wurde, systematisch durch das Wachstum von InAs-QPen bei niedriger Wachstumsrate und hoher Substrattemperatur reduziert und durch die Wahl der passenden QP Deckschicht die Emissionswellenlänge zwischen 900 nm und $1,3 \mu\text{m}$ nach Bedarf eingestellt werden. Um InAs-QPe mit möglichst kurzen Emissionswellenlängen zu realisieren, wurde auf die sogenannte Indium-Flush-Technik (auch bekannt als 'Partial capping and annealing', kurz PCA-Technik) zurückgegriffen [WRS06]. Bei diesem Wachstumsverfahren werden die InAs-QPe mit einer nur wenige Nanometer dicken GaAs-Schicht überwachsen. Anschließend wird während einer Wachstumspause die unbedeckte QP-Spitze bei ausreichend hohen Substrattemperaturen wieder desorbiert (also förmlich weggespült, daher auch der Name Indium-Flush-Technik). Nach diesem Schritt werden die Strukturen vollständig mit GaAs überwachsen. Das Wachstumsschema ist in Abb. 4.5 skizziert. Durch das Ausheilen der QPe während der Wachstumspause nehmen die QPe die Form von Pyramidenstümpfen oder sehr flachen Linsen an. Die QP-Höhe (also die Hauptquantisierungsrichtung, welche den größten Einfluss auf die Emissionswellenlänge hat) ist prinzipiell durch die Dicke der GaAs-

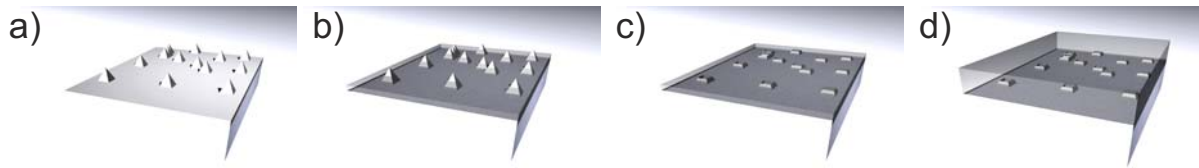


Abbildung 4.5: Skizze der einzelnen Schritte, welche beim Überwachsen von QPen in der Indium-Flush-Technik angewandt werden: Nach der QP-Reifung werden die QPe mit einer dünnen GaAs-Schicht überwachsen. Diese Schichtdicke bestimmt die letztendliche Höhe der QPe. Anschließend wird während einer Wachstumspause bei etwas höheren Substrattemperaturen unter Arsen-Stützdruck die Spitze der QPe thermisch desorbiert bevor die QPe fertig überwachsen werden.

Bedeckungsschicht einstellbar. Des Weiteren kann während des Ausheilvorgangs, abhängig von der Ausheiltemperatur, ein Durchmischen des InAs-QPes mit der GaAs-Matrix stattfinden, was ebenfalls in einer reduzierten Emissionswellenlänge resultiert.

In Abb. 4.6 a) sind PL-Spektren von vier verschiedenen QP-Proben gezeigt, wobei die Dicke der GaAs-Bedeckungsschicht systematisch variiert worden ist. Zur statistischen Mittelung wurden jeweils eine große Anzahl von QPen mit einer Linse niedriger numerischer Apertur (NA) gleichzeitig angeregt. Die Anregungsfläche betrug circa $10000 \mu\text{m}^2$, was bei einer QP-Flächendichte von $5 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^2}$ circa 500000 QPen entspricht. Des Weiteren wurden die Messungen bei einer Probertemperatur von 10 K durchgeführt, um thermische Verlustmechanismen zu reduzieren. Solche Verlustmechanismen stellen beispielsweise thermischer Aktivierung von Ladungsträgern aus dem QP in das umgebende Material, thermisches Aufbrechen der Exzitonen oder starkes Ankoppeln an Phononenzuständen dar. Die Deckschicht wurde von 2 nm über 3 nm bis 4 nm variiert. Das grüne QP-Spektrum in Abb. 4.6 a) zeigt die Lumineszenz einer Referenzprobe, welche nicht mit dem PCA-Verfahren behandelt wurde. Deutlich zu erkennen ist der Einfluss der Dicke der Deckschicht auf die spektrale Lage der Emission der QPe, bei deren Abnahme eine starke Blauverschiebung der QP-Emission auftritt. Um ebenfalls Informationen über die elektronische Schalenstruktur der QPe zu erhalten, wurden Spektren bei unterschiedlichen Anregungsleistungen aufgenommen. Bei niedrigen Anregungsleistungen sollte die Emission aus dem QP-Grundzustand dominieren, wobei sich bei höheren Anregungsleistungen auch QP Emission aus höheren, mit mehreren Ladungsträgern besetzten Zuständen manifestiert. Dies ist exemplarisch in Abb. 4.6 b) für die Probe mit 3 nm dicker Deckschicht dargestellt: Bei steigender Anregungsleistung tritt die Emission aus höheren Zuständen deutlich mit einer S-P-Aufspaltung von 36 meV und einer P-D-Aufspaltung von 34 meV hervor.

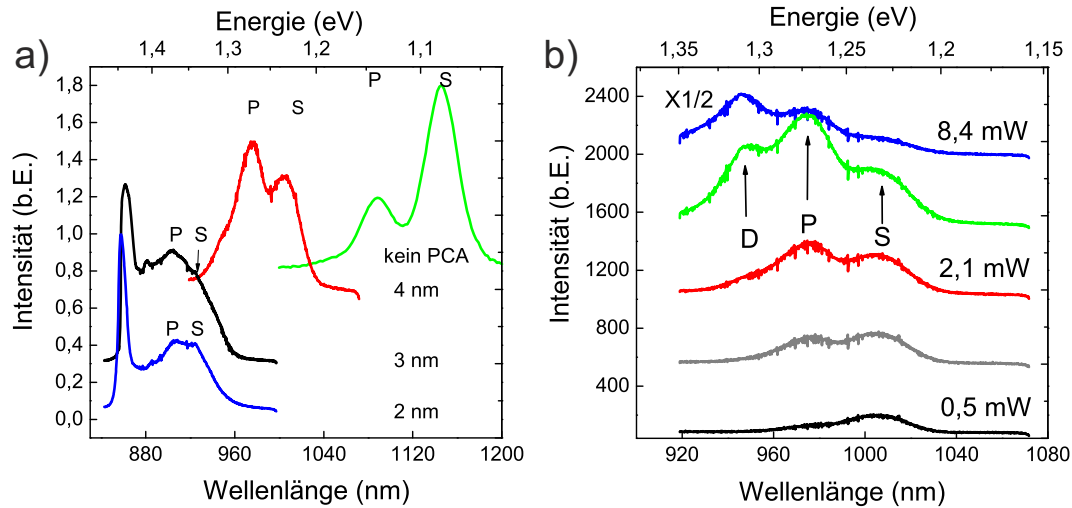


Abbildung 4.6: a) PL-Messungen von InAs-QPen bei moderaten Anregungsleistungen um 2,1 mW, welche mit 2 nm (blau), 3 nm (schwarz) oder 4 nm (rot) GaAs überwachsen wurden und während einer 2 minütigen Pause *in situ* ausgeheilt wurden. Das oberste Spektrum (grün) wurde an einer InAs-QP-Probe aufgenommen, welche nicht mit dem PCA-Verfahren behandelt wurde. b) Exemplarische leistungsabhängige PL-Messung der QP-Probe mit einer Deckschichtdicke von 3 nm. Bei steigender Anregungsleistung von 500 μ W bis 8,4 mW tritt die Emission aus höheren Zuständen deutlich hervor.

Um ein tieferes Verständnis von dem Zusammenhang zwischen der Emissionswellenlänge und der QP-Form zu erhalten, wurden die experimentellen Ergebnisse mit berechneten QP-Eigenzuständen verglichen. Hierbei wurde auf die Software *NextNano* zurückgegriffen, welche in ihren Grundzügen bereits in Kapitel 2.2.2 vorgestellt wurde. Nach Vorgabe der QP-Form und Zusammensetzung wurde unter Berücksichtigung der materialspezifischen Verspannung aufgrund der Gitterfehlpassung zunächst die Bandstruktur um den Γ -Punkt im QP berechnet. Anschließend konnte mit Hilfe der so ermittelten Bandstruktur die Schrödingergleichung in drei Dimensionen gelöst werden, indem hier der 6-Band-k-p-Formalismus angewendet und das Elektronenband sowie das Schwer- als auch das Leichtlochband und deren Kopplung berücksichtigt wurde. Die Berechnungen wurden für QPe unterschiedlicher Formen durchgeführt, welche in Abb. 4.7 skizziert sind:

- Im Pyramidenmodell wurde eine pyramidale Form (siehe Abb. 4.7 a) der InAs-QPe mit quadratischer Grundfläche (entlang der $[0\bar{1}1]$ - sowie der $[011]$ -Kristallrichtung [AZFP07] [RWS⁺95]) nach der QP-Nukleation angenommen. Nach dem PCA-Verfahren wird diese in einen Pyramidenstumpf mit der Höhe der GaAs-Deckschicht konvertiert [SYB⁺08].

- Alternativ wurden die Strukturen ebenfalls mit einem linsenförmigen Modell berechnet (siehe Abb. 4.7 b), in dem die Höhe der Linsen wiederum durch die Dicke der Deckschicht festgelegt ist. Da Interdiffusionsprozesse zwischen QP- und Matrixmaterial sowohl durch die relativ hohen Substrattemperaturen beim QP-Wachstum als auch durch die hohe Gitterfehlanpassung zwischen GaAs-Matrix und InAs-QP von 7 % und das *in-situ*-Ausheilen der QPe verstärkt werden [GMRS⁺97], wurden bei den Simulationen moderatere Indiumkonzentrationen von 50 % beziehungsweise 60 % in den QPen angenommen. Solche Konzentrationen wurden beispielsweise in [AZFP07] anhand von Dunkelfeld-TEM-Aufnahmen ebenfalls abgeschätzt. Zur Vereinfachung der Simulationen wurde im QP eine konstante mittlere Indiumkonzentration angenommen. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass der Indiumanteil aufgrund der anisotropen Verspannung entlang der Wachstumsrichtung im QP deutlich ausgeprägte Gradienten aufweisen kann [LPG04].

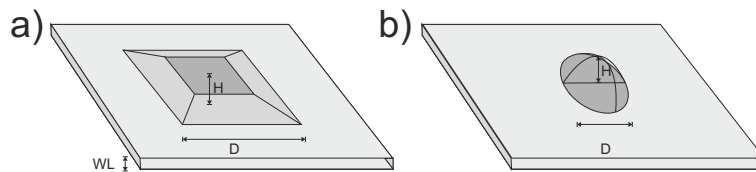


Abbildung 4.7: Zur Berechnung der QP-Eigenzustände wurden zwei verschiedene Modelle herangezogen: a) das Pyramidenstumpfmodell, in dem pyramidale QPe mit quadratischer Grundfläche und abgeschnittener Spitze berechnet wurden, sowie b) das Linsenmodell, welches linsenförmige QPe mit gegebener Höhe sowie kreisförmiger Grundfläche beschreibt.

Die laterale Ausdehnung der QPe wurde anhand von REM-Aufnahmen von Referenzstrukturen auf der Probenoberfläche zu circa 30 nm ermittelt. Die Form der QPe (also auch die laterale mittlere Ausdehnung) kann sich jedoch während des Überwachsens der Probe deutlich ändern, weshalb die aus den REM-Aufnahmen ermittelten QP-Größen lediglich als Anhaltspunkt dienen. Um den Einfluss des Überwachsens auf die QP-Morphologie genauer zu ermitteln, wurden von QPen der Probe, welche nicht im PCA-Modus gewachsen wurden, zusätzlich Querschnittsaufnahmen im Rastermodus mit einem Transmissionselektronenmikroskop (engl.: Scanning transmission electron microscopy, STEM) angefertigt. Hierfür musste zunächst eine circa 50 Nanometer dünne Lamelle der Probe mit einem fokussierten Ionenstrahl präpariert werden, damit eine ausreichende Transparenz der Probe für die Mikroskopie gewährleistet ist. Abb. 4.8 a) zeigt eine exemplarische Aufnahme eines einzelnen QPes anhand der man eine QP-Höhe von 5 nm ermitteln kann, während die laterale Ausdehnung des QPes circa 30 nm beträgt. Die Form des QPes ähnelt entlang der Querschnittsaufnahme einem semi-Ellipsoid, kann jedoch, wie zuvor an REM-Bildern gezeigt wurde, ebenfalls mit der Kristallrichtung korrelieren. Basierend auf diesen

Messungen wurde zur Berechnungen der QP-Übergangsenergien eine QP-Höhe von 5 nm für QPe angenommen, welche ohne das PCA-Verfahren hergestellt wurden. Zum Vergleich ist in Abb. 4.8 b) eine STEM-Aufnahme einer Probe dargestellt, welche nach dem PCA-Verfahren mit einer nominellen QP-Höhe von 2 nm hergestellt wurde. Aufgrund des geringen Materialkontrastes sowie der sehr flachen QP-Geometrie sind die QPe in dem STEM-Bild lediglich als sehr flache Strukturen zu erahnen. Aus diesem Grund wurden zusätzlich Hilfslinien zur Orientierung mit in das Bild aufgenommen.

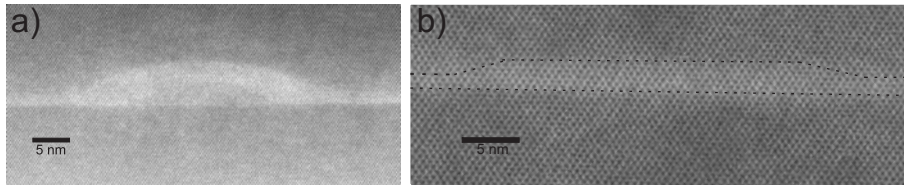


Abbildung 4.8: a) STEM-Aufnahme eines InAs-QPes ohne angewandte PCA-Wachstumstechnik, welcher mit GaAs überwachsen wurde. Die Höhe des QPes beträgt circa 5 nm und die lateralen Ausdehnung circa 30 nm. b) Aufnahme eines QPes, welcher nach dem PCA-Verfahren hergestellt wurde. Zur besseren Orientierung wurden Hilfslinien in das Bild mitaufgenommen.

Abb. 4.9 zeigt vergleichende Berechnungen der QP-Eigenzustände des Grundzustandes im Pyramidenmodell mit den Messdaten. In Abb. 4.9 a) wurden die Berechnungen für einen Indiumgehalt von 50 %, in b) für 60 % durchgeführt. Die Berechnungen wurden für drei unterschiedliche Grundflächen mit Kantenlängen von 15 nm, 25 nm sowie 35 nm durchgeführt, um aus den Simulationen Rückschlüsse auf die laterale QP-Ausdehnung zu erhalten. Die besten Übereinstimmungen zwischen Messung und Simulation sowohl für die S- als auch für die P-Schale finden sich bei 50 % Indium für QPe mit 25 nm Seitenlänge und bei 60 % Indium für QPe mit einer Seitenlänge von circa 15 nm (für die QP-Höhen zwischen 2 und 4 nm). Dies ist plausibel, da die Rotverschiebung, welche durch den höheren Indiumanteil zustande kommt, durch die verstärkte laterale Quantisierung aufgrund der kleineren Strukturgröße in den Simulationen ausgeglichen wird. Da jedoch Untersuchungen an unüberwachten QPen sowie die STEM-Aufnahmen in Abb. 4.8 deutlich größere Ausdehnungen als 15 nm nahelegen (circa 30 nm), ist davon auszugehen, dass die Simulationen für 50 % Indium und 25 nm Seitenlänge die Realität am besten widerspiegeln. Für die QPe, welche nicht mit dem PCA-Verfahren gewachsen wurden (für deren Höhe 5 nm angenommen wurde) liegt die beste Übereinstimmung der Berechnungen bei Strukturen mit 35 nm lateraler Ausdehnung und einem höheren Indiumgehalt von 60 %. Dies indiziert, dass beim QP-Wachstum ohne PCA-Schritt die Durchmischung des abgeschiedenen InAs mit dem umgebenden GaAs erwartungsgemäß weniger ausgeprägt ist als beim Wachstum mit PCA-Verfahren.

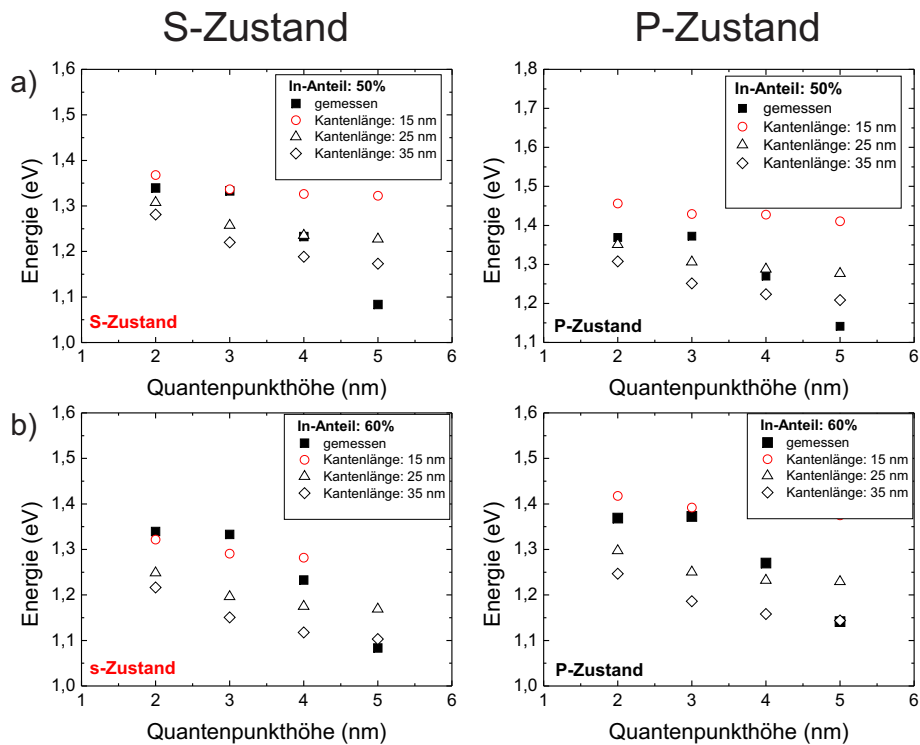


Abbildung 4.9: Vergleich von Messdaten mit Berechnungen der QP-Emission im Pyramidenstumpfmodell bei einer angenommenen Indiumkonzentration von a) 50% und b) 60%. Verglichen wurde jeweils die Emission aus dem zugeordneten QP-Grundzustand (S-Zustand) und ersten angeregten P-Zustand.

Ein sehr ähnliches Bild ergibt sich auch bei Berechnungen der QPe als Linsen mit kreisrunder Grundfläche, Durchmessern von 15 nm, 25 nm sowie 35 nm und Indiumkonzentrationen von 50 % (Abb. 4.10 a) sowie 60 % (Abb. 4.10 b). Für die drei Proben, welche mit dem PCA-Verfahren hergestellt wurden, liegen die besten Übereinstimmungen zwischen Messung und Simulation im Bereich lateraler Ausdehnungen von 25 nm für 50 % Indium sowie 15 nm für 60 % Indium. Die Emission der QPe, welche nicht mit dem PCA-Verfahren hergestellt wurden, liegt auch in diesem Szenario langwellig der berechneten Werte: Dies wiederum impliziert eine weniger stark ausgeprägte Durchmischung des QP-Materials mit dem Barrierenmaterial. Es zeigt sich also, dass man durch die Simulationsberechnungen weniger die Form der QPe bestimmen kann (da sowohl Linsen als auch Pyramidenstumpfmodell weitestgehend mit den Messdaten übereinstimmen) sondern wertvolle Informationen über die QP-Abmessungen (sowohl über die Höhe als auch die lateralen Abmessungen) und über die Durchmischung während des Wachstumsprozesses gewinnen kann. Ebenfalls wurde gerade durch die systematische Übereinstimmung von Messergebnissen und Berechnungen das hohe Maß an Kontrolle über die QP-Emissionseigenschaften bestätigt.

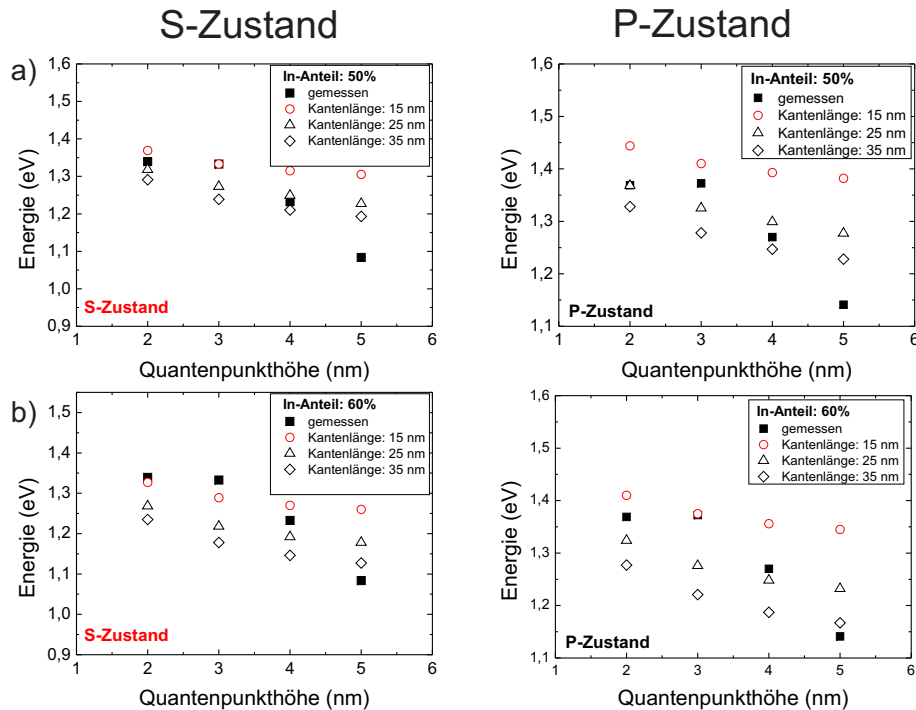


Abbildung 4.10: Vergleich von Messdaten mit Berechnungen der QP Emission im Linsenmodell bei einer angenommenen Indiumkonzentration von a) 50 % und b) 60 %. Verglichen wurde jeweils die Emission aus dem Grundzustand und dem ersten angeregten QP Zustand (der sogenannten P-Schale).

4.4 Emission einzelner Quantenpunkte: Mehrteilchenkomplexe und geladene exzitonische Zustände

Nachdem im vorigen Kapitel die Eigenschaften von InAs-QPen anhand von Ensemble-Messungen und vergleichenden Berechnungen studiert wurden, soll in diesem Kapitel detailgenau das Emissionsverhalten von einzelnen QPen untersucht werden. Wie zuvor schon erwähnt wurde, ist neben der Kontrolle der QP-Emissionswellenlänge ebenfalls das kontrollierte Laden der QPe mit zusätzlichen Ladungsträgern für viele Anwendungen in der Quanteninformationsübertragung [SSR⁺07] [HSL⁺10] sowie der Quanteninformationsverarbeitung [PLZY08][PDGM⁺10][LPDG⁺10] von hohem Interesse. Deshalb wurden Konzepte aufgegriffen, welche das Laden von QP Exzitonen mit zusätzlichen Elektronen beziehungsweise Löchern ermöglichen und damit die Generation von stabilen Trionenzuständen. Da die geladenen Trionenzustände spektral sehr nahe an den Emissionslinien des QP-Exzitonen Grundzustandes liegen (typischerweise um wenige meV verschoben) und somit durch die spektrale inhomogene Verbreiterung des Ensembles von mehreren

10 meV überlagert werden, muss zur spektralen Studie auf örtlich hochauflösende Techniken zurückgegriffen werden. Einzelne QPe wurden deshalb in einem μ PL-Messaufbau mit einem hochauflösenden Mikroskopobjektiv (50-fache Vergrößerung, 0,42 numerische Apertur) untersucht. Da in dieser Konfiguration die Anregungsfläche immer noch einen circa 3 μ m großen Durchmesser aufweist (also typischerweise mehrere zehn bis hundert QPe simultan angeregt werden), wurden zusätzlich auf der Probenoberfläche Nanometer bis Mikrometer große Aperturen in einer Metallmaske definiert. Das kleine Bild in Abb. 4.11 b) zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme einer 100 nm dicken Al-Schattenmaske mit Aperturgrößen von 3 μ m, welche auf die QP-Proben aufgebracht wurden. Die Kombination der niedrigen QP-Dichte mit der hohen örtlichen Selektion durch den Messaufbau und der Wahl der Aperturgröße ermöglichen die spektroskopische Studie einzelner QPe. Durch das Aufbringen der Al-Maske bietet sich zudem die Möglichkeit, die Probenoberfläche direkt elektrisch zu kontaktieren. Auf diese Weise können beispielsweise Ladungsträger elektrisch in die Probe injiziert werden, oder durch das Anlegen einer externen Steuerung der Bandverlauf in der Halbleiterstruktur aktiv manipuliert werden. Auf dieses Verfahren wird später in diesem Kapitel noch im Detail eingegangen.

4.4.1 Emission ungeladener Quantenpunkte

Zunächst werden im Folgenden die Emissionseigenschaften von ungeladenen InAs-QPen dargestellt, deren Emissionseigenschaften des Ensembles bereits in Kapitel 4.3 im Detail diskutiert wurden. Die QPe wurden nach dem PCA-Verfahren hergestellt, wobei die Dicke der Deckschicht in dem hier diskutierten Fall 2 nm beträgt, um QP-Emission im Spektralbereich um 900 nm zu realisieren. Die μ PL-Spektren in Abb. 4.11 a) zeigen leistungsabhängige Messungen an einem ausgewählten einzelnen QP. Bei niedrigen Anrengungsleistungen im Bereich um 1 μ W und einer Proben temperatur von circa 10 K beträgt die Linienbreite der Emission aus dem Zustand des QPes circa 75 μ eV unter nichtresonanter Anregung mit einem grünen Laser. In systematischen Studien der Linienbreite einzelner In(Ga)As-QPe in der Fachliteratur konnten dephasierungslimitierte Linienbreiten einzelner QP-Emissionslinien bis zu circa 2 μ eV unter quasisresonanter Anregung sowie 15 μ eV unter nichtresonanter Anregung nachgewiesen werden [BOS⁺02]. Die deutliche Verbreiterung der QPe in der hier diskutierten Probe kann zum Teil durch die vergleichsweise höhere Proben temperatur von 10 K und den damit einhergehenden Verbreiterungsmechanismen aufgrund der Streuung und Dephasierung der QP-Exzitonen an akustischen Phononen hervorgerufen werden. Der weitaus dominantere Verbreiterungsmechanismus liegt jedoch höchstwahrscheinlich in der Präsenz von überschüssigen Ladungsträgern in der Umgebung des QPes, welche aufgrund ihrer elektrischen Felder eine spektrale Diffusion in der QP-Emissionslinie hervorrufen [BF02][SWB⁺00][BFC⁺06]. Diese Ladungsträger kön-

nen beispielsweise an Kristalldefekten in der Nähe des QPes, in nahegelegenen anderen QPen oder im selben QP lokalisiert werden. Trotz der Verbreiterung der Emissionslinien ist dennoch ein Linienspektrum zu erkennen, dessen dominante Linien charakteristisch für die QP-Struktur sind. Unter sehr niedrigen Anregungsleistungen ist lediglich nur eine Emissionslinie im Spektrum zu erkennen, deren Intensität nahezu linear ($I \propto P^{0,97}$) mit der Anregungsdichte ansteigt (siehe Abb. 4.11 b). Aufgrund dessen wurde diese Emissionslinie bei 896,5 nm der exzitonischen Rekombination aus dem Grundzustand des QPes (X) zugeordnet [BAB⁺94]. Zur Rekombination tragen demnach ein Elektron und ein Loch bei, wobei sich der gesamte Drehimpuls des Exzitons additiv aus dem des Elektrons und des Lochs zusammensetzt: Hierbei repräsentiert der dünne Pfeil im folgenden Formalismus den Spin des Elektrons im S-artigen Leitungsband, welcher die Werte $\pm\frac{1}{2}$ annehmen kann, und der breite Pfeil den Drehimpuls des Schwerlochs im P-artigen Valenzband mit den möglichen Werten von $\pm\frac{3}{2}$. Für das helle Exziton gilt also: $X = |\uparrow\downarrow\rangle = |-1\rangle$ oder $X = |\downarrow\uparrow\rangle = |+1\rangle$. Der gesamte Drehimpuls dieser beiden Zustände beträgt $M = \pm 1$, und der Zustand kann somit gemäß der Auswahlregeln für optische Übergänge ($\Delta M = \pm 1$) strahlend zerfallen. Im Gegensatz dazu können sich zusätzlich sogenannte dunkle Exzitonen im QP ausbilden ($X = |\uparrow\uparrow\rangle = |+2\rangle$ oder $X = |\downarrow\downarrow\rangle = |-2\rangle$), welche aufgrund ihres Drehimpulses von $M = \pm 2$ nur mit niedriger Wahrscheinlichkeit über Zwei-Photonen-Prozesse an das photonische Feld koppeln können.

Ähnliche Indikatoren ergaben sich auch für die Emissionslinien, welche in Abb. 4.11 a) als $X-$ und XX bezeichnet wurden: Die QP-Emissionslinie $X-$ liegt spektral niederenergetisch des Exzitons X und steigt ebenfalls annähernd linear ($I \propto P^{1,17}$) mit der Pumpleistung. Des Weiteren sättigt die Intensität der Emissionslinie erst später bei einer Anregungsleistung von circa 100 μW im Vergleich zur exzitonischen Rekombination. Aufgrund der spektralen Rotverschiebung um 200 μeV zu X kann diese Emissionslinie der Rekombination eines einfach negativ geladenen Trions $X-$ zugeordnet werden, in Analogie zu den Untersuchungen in [WRS06]. Hierbei trägt ein weiteres Elektron zum Rekombinationsprozess bei. Die Elektronen im Leitungsband sind also in der S-Schale gepaart und befinden sich in einer Spin-Singlett Konfiguration. Nach der Rekombination mit einem Loch im Valenzband bleibt anschließend ein ungepaartes Elektron im Leitungsband übrig. Bei Anregungsleistungen von 50 μW lassen sich weitere Linien im Spektrum von Abb. 4.11 a) identifizieren, wobei die XX benannte Emissionslinie eine nahezu quadratische Abhängigkeit der Intensität von der Anregungsleistung aufweist (Abb. 4.11 b). Aufgrund dieses Verhaltens sowie ihrer Rotverschiebung bezüglich der (X)- und ($X-$)-Emission kann diese Linie dem biexzitonischen Übergang XX aus dem QP zugeordnet werden [BAB⁺94][WRS06].

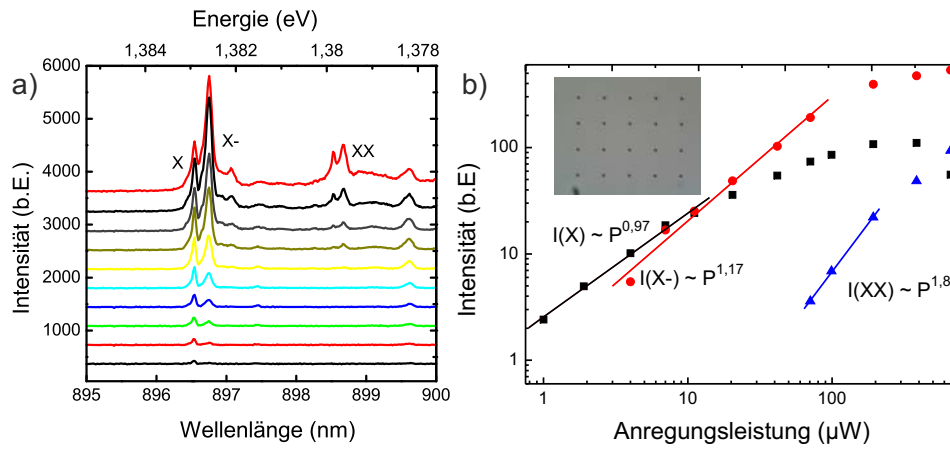


Abbildung 4.11: a) μ PL-Spektren eines einzelnen InAs-QPes, welche bei unterschiedlichen Anregungsleistungen untersucht wurden. Durch die leistungsabhängigen Messungen können einige QP-Emissionslinien den entsprechenden QP-Zuständen zugeordnet werden. b) Auswertung der Leistungsserien: die integrierten Intensitäten der QP-Emissionslinien wurden in doppellogarithmischer Weise gegen die Anregungsleistung aufgetragen. Kleine Abbildung in b): Optisches Mikroskopbild der Schattenmaske zur orts aufgelösten Spektroskopie.

Die Analyse des Spektrums eines einzelnen QPes verdeutlicht die komplexe elektronische Struktur des QP-Grundzustandes. Wie zuvor diskutiert wurde, ist je nach Anwendungsgebiet die Emission neutraler und biexzitonischer Zustände oder trionischer Zustände von besonderem Interesse. Auf die bevorzugte Generierung von negativ geladenen Exzitonen soll im anschließenden Kapitel etwas genauer eingegangen werden.

4.4.2 Emission negativ geladener Quantenpunkte

Für Anwendungen im Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung sowie der Einzel-QP-basierten Einzelphotonenquellen spielt vor allem der Trionenzustand X^- eine wichtige Rolle. Zum einen wurde demonstriert, dass die Emission aus diesem Zustand im Vergleich zum ungeladenen Exziton aufgrund der durch die Auswahlregeln unterdrückten langlebigen dunklen Übergänge sogar bei nominell ungeladenen QPen deutlich heller sein kann (Abb. 4.11 a). Zum anderen wurde postuliert [LPDG⁺10] und mehrfach demonstriert [PLZY08] [PDGM⁺10], dass der intrinsische Drehimpuls des überschüssigen Elektrons im QP als möglicher Informationsträger in Quantencomputern ausgenutzt werden kann. Deshalb ist es von besonderem Interesse, QPe mit möglichst ausgeprägter, intensiver Emission aus dem Trionenzustand zu realisieren. Hierzu wurden während der Epitaxie Si-Atome 10 nm unterhalb der QP Schicht in den Kristall eingebracht, wobei die nominelle Flächen-

dichte der Si-Atome ungefähr der achtfachen QP-Dichte entspricht. Silizium ist ein Elektronendonator im GaAs-Materialsystem wenn es auf einem Ga-Gitterplatz eingebaut wird und kann ein Valenzelektron an das Volumenmaterial abgeben. Ein QP in örtlicher Nähe kann somit durch dieses Elektron geladen werden, und die PL des QPe sollte deutlich ausgeprägte Signaturen von Trionenzuständen aufweisen. Zur spektroskopischen Untersuchung einzelner QPe wurde wiederum die Probe mit einer 100 nm dicken Al-Schattenmaske bedeckt, und Aperturen untersucht, welche bei geringen Anregungsleistungen eine kleine Anzahl von QP-Emissionslinien zeigten. Zur Steigerung der QP-Emissionsintensität wurden die dotierten QPe in eine stark asymmetrische Kavität mit 24(5) AlAs/GaAs-Spiegelpaaren im unteren(oberen) Bragg-Spiegel und einer λ -dicken GaAs Kavität eingebracht (siehe Skizze in Abb. 4.12 a). Der Q-Faktor der Struktur betrug circa 200, jedoch sollte aufgrund der starken Asymmetrie der Spiegelstruktur ein Großteil der Intensität der QP-Emission durch den oberen Spiegel ausgekoppelt werden und somit detektierbar sein. Dieses Konzept kann bis zu einer zehnfachen Verstärkung des Signals führen [BUS⁺05], selbst ohne Verstärkung der QP-Emission durch den Purcell-Effekt.

Abb. 4.12 b) zeigt ein typisches QP-Spektrum, welches an einer Apertur mit 200 nm Durchmesser aufgenommen wurde. Die Anregungsleistung wurde dabei von 50 nW bis in den Bereich einiger μ W variiert, um aus dem Intensitätsanstieg der QP-Linien mit der Anregungsleistung Rückschlüsse auf den Ursprung der Emission zu erhalten. Im QP-Spektrum tauchen bei niedrigen bis moderaten Anregungsleistungen drei dominante Emissionslinien auf, welche der Emission aus einem einzelnen QP zugeordnet wurden: Die Linien wurden X (932,3 nm), $X-$ (935,87 nm) und XX (936,22 nm) genannt. Zwei weitere Emissionslinien bei 934,7 nm, welche aufgrund ihrer spektralen Charakteristik (Leistungsabhängigkeit, spektrale Position und Polarisation) nicht eindeutig dem selben QP zugeordnet werden konnten, sollen nicht weiter diskutiert werden.

Abb. 4.12 c) zeigt die leistungsabhängigen Intensitäten der drei Emissionslinien X , $X-$ und XX , welche doppellogarithmisch gegen die Anregungsleistung aufgetragen wurden. In Analogie zur Diskussion der Spektren neutraler QPe zeigt sich auch in dieser Analyse der zu erwartende, nahezu lineare Anstieg der Intensität der X zugeordneten Emission ($I \propto P^{0,90}$). Die XX zugeordnete Linie mit einer Bindungsenergie von 4,45 meV zeigt dagegen eine etwas stärkere Abweichung vom erwarteten quadratischen Steigungsverhalten und nimmt gemäß $I \propto P^{1,69}$ an Intensität zu. Diese geringfügigen Abweichungen von den theoretischen Idealwerten deuten wiederum auf eine Störung des Systems beispielsweise durch nichtstrahlende Verlustkanäle hin [AZZ⁺05][KMW⁺02]. Ein Hinweis auf die Präsenz der spektralen Diffusion, welche durch einen Ladungsträgerüberschuss hervorgerufen werden kann, ist eine Verbreiterung der Emissionslinien mit Halbwertsbreiten von

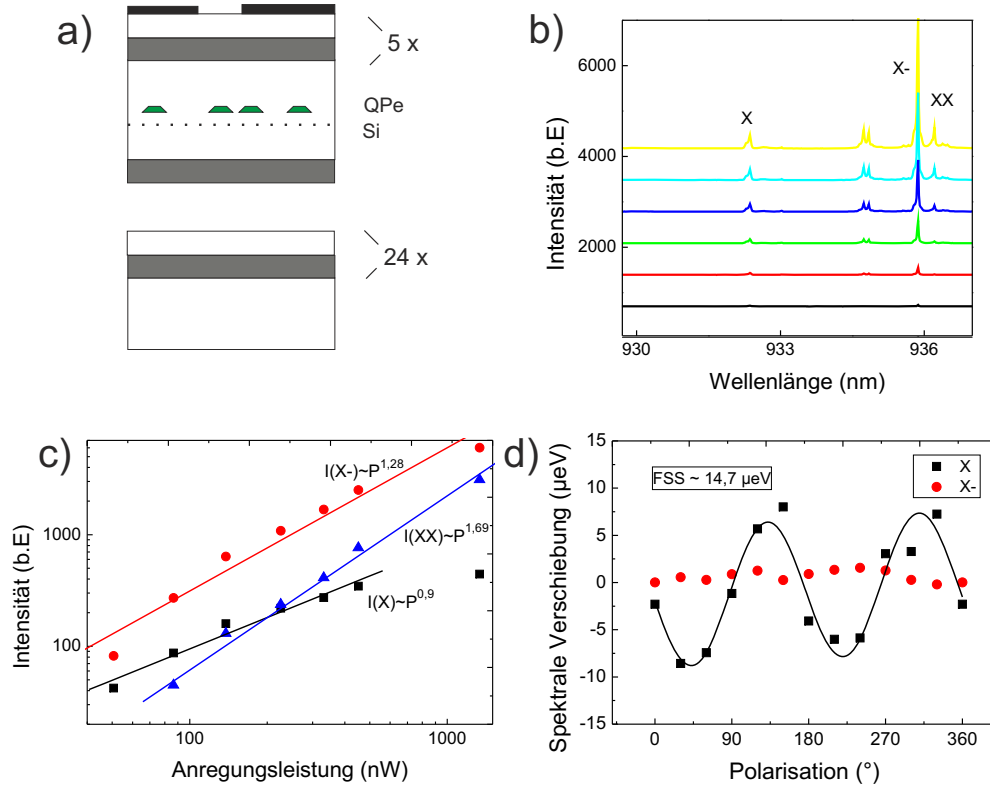


Abbildung 4.12: a) Skizze des Probenaufbaus zur Studie geladener QPe. b) Leistungsabhängig gemessene μ PL-Spektren eines einzelnen InAs-QPes mit deutlicher Signatur eines geladenen Exzitonenzustandes. c) Integrierte Intensität der QP-Emissionslinien, aufgetragen gegen die Anregungsleistung. d) Polarisationsaufgelöste Messung des X sowie des $X-$ zugeordneten Zustandes: Während das geladene Exziton nahezu konstant ist, zeigt das ungeladene Exziton eine ausgeprägte Feinstruktur der Emission.

circa $40\text{-}60 \mu\text{eV}$. Bei der spektralen Analyse fällt auf, dass die $X-$ zugeordnete Emissionslinie im gesamten Anregungsbereich die intensivste und lichtstärkste Emission zeigt. Dies deutet darauf hin, dass die Generierung von geladenen Zuständen durch die Präsenz der Elektronendonatoren wesentlich effizienter vonstatten geht als im Falle ungeladener QPe. Um nachzuweisen, dass die $X-$ zugeordnete Emission tatsächlich aus einem geladenen Trionenzustand stammt und nicht beispielsweise aus einer lichtstarken exzitonischen Rekombination eines nahegelegenen, anderen QPes unter derselben Apertur, wurden zusätzlich polarisationsabhängige Messungen an den Rekombinationslinien durchgeführt. Unter der Annahme eines nicht perfekt symmetrischen QPes (d.h. einer QP-Symmetrie $< D_{2D}$ [BOS⁺02]) sollte die Rekombination des ungeladenen Exzitonenzustandes eine durch die Austauschwechselwirkung zwischen Elektron und Lochspin bedingte Feinstruk-

turaufspaltung aufweisen. Der Hamiltonoperator der Austauschwechselwirkung mit dem Elektronenspin S und dem Lochspin J lautet nach [BOS⁺02]:

$$H_{Ex} = - \sum_{i=x,y,z} a_i J_i S_i + b J_i^3 S_i \quad (4.1)$$

Während in symmetrischen QPen die Feinstrukturaufspaltung zwischen den beiden hellen Exzitonenzuständen $M = \pm 1$ verschwindet, tritt sie bevorzugt in asymmetrischen, elongierten QPen verstärkt zu Tage. Allerdings sollte sie aber selbst bei relativ symmetrischen QPen, welche auf einem (001)-orientierten Substrat gewachsen wurden, immer noch messbar sein, da aufgrund piezoelektrischer Effekte selbst hier die Rotationssymmetrie des Systems gebrochen ist [SWL⁺09]. In der Trionenkonfiguration liegen dagegen die gepaarten Elektronen im Leitungsband in einer Singlett-Konfiguration vor, dessen Gesamtdrehimpuls 0 ist [BOS⁺02]. Aus diesem Grund bleibt die Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronen und dem Loch und damit die Feinstrukturaufspaltung der X -zugeordneten Linie aus [UHV⁺09]. Abb. 4.12 c) zeigt die polarisationsaufgelösten Messungen der X und der X -zugeordneten Linie. Aus der Oszillation der X -Linie lässt sich eine Feinstrukturaufspaltung von circa $14 \mu\text{eV}$ ermitteln, vergleichbar mit publizierten Daten in [UHV⁺09][SSR⁺05]. Die Linie X - weist dagegen im Rahmen der Messgenauigkeit keine ausgeprägte Oszillation der Emissionswellenlänge mit der Polarisationsachse auf, was auf den trionischen Ursprung der Emission zurückschließen lässt.

Diese Messungen legen nahe, dass das zusätzliche Einbringen von Si-Atomen in die Umgebung der QPe zu einer stark bevorzugten Generierung von trionischen Zuständen im QP führt. Die optische Qualität der QPe (also die Linienbreite sowie der spektrale Hintergrund) wird nur unwesentlich durch die eingebrachten Donatoratome eingeschränkt, wobei eine leichte Verbreiterung der Emissionslinien sowie geringfügige Abweichungen von den theoretischen Leistungskoeffizienten der X und XX zugeordneten Emission durchaus auf spektrale Diffusion und die Präsenz nichtstrahlender Rekombination im System hindeuten. Diese Erkenntnisse sind sehr vielversprechend bezüglich des Einsatzes solcher QPe (und besonders deren Emission aus dem Trionenzustand) als effiziente Einzelphotonenemitter [SSR⁺07] oder als Grundbausteine der Quantenbitverarbeitung [PLZY08].

4.4.3 Deterministisches Laden einzelner Quantenpunkte

Im vorhergehenden Kapitel wurde diskutiert, wie der Ladungszustand in einem QP durch das Einbringen von Elektronendonatoren während der Epitaxie gezielt beeinflusst werden kann. Um den Ladungszustand des QPes jedoch aktiv zu manipulieren, ist es notwendig, über die Epitaxie hinausgehende Konzepte aufzugreifen. Beispielsweise kann durch das Anlegen einer externen Steuerspannung am Halbleiter in Kombination mit einer ge-

schickten Bandanordnung bevorzugt das Tunneln von Ladungsträgern in den QP oder aus dem QP heraus verstärkt werden, wie beispielsweise in [WSH⁺00] [UWK⁺03] [GBD⁺08] demonstriert wurde. Im Folgenden soll ein Konzept diskutiert werden, welches das deterministische Laden eines einzelnen QPes mit zusätzlichen Löchern durch einen resonanten Tunnelprozess forciert. Die erzeugten, aus einem Elektron und zwei Löchern bestehenden Trionen $X^+ = |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ beziehungsweise $X^+ = |\downarrow\downarrow\uparrow\rangle$ sind besonders interessante Bausteine zur Erzeugung von langlebigen Quantenbits [GBD⁺08]: Typischerweise wird der Quantenzustand über einen Initialisierungsprozess im Spin des überschüssigen Lochs gespeichert, welcher anschließend beispielsweise mittels ultraschnellen Laserpulsen nahezu beliebig manipuliert werden kann [PLZY08]. Im Unterschied zu einzelnen Elektronenspins ist jedoch aufgrund der P-artigen Blochwellenfunktion des Lochs im QP die Hyperfeinwechselwirkung mit den Nuklei und damit auch die Spindephasierung deutlich schwächer ausgeprägt [FYI10].

Ähnlich wie in Abschnitt 4.4.2 wurden auch für dieses Experiment 2 nm hohe InAs-QPe, welche nach dem PCA-Verfahren realisiert wurden, in eine stark asymmetrische Kavität mit 25(5) AlAs/GaAs-Spiegelpaaren im unteren(oberen) DBR-Segment integriert. In Abb. 4.13 a) ist eine Skizze der gewachsenen Struktur dargestellt. Um die QPe elektrisch anzusteuern wurde das obere DBR-Segment n-dotiert und der untere Spiegel p-dotiert. Die unteren 113 nm der λ -dicken Kavität wurde ebenfalls p-dotiert, um ein Loch-Reservoir in unmittelbarer Umgebung der QPe zu schaffen. Die QPe selbst sind 25 nm durch eine intrinsische GaAs-Schicht von dem Fermisee getrennt, welche sowohl als Tunnelbarriere wirkt als auch dazu dient, durch den Kohlenstoff induzierte Wachstumsdefekte von den QPen zu separieren. Oberhalb der QPe wurde eine 110 nm dicke, intrinsische AlAs/GaAs-Übergitterstruktur gewachsen, welche eine hohe Tunnel- und Diffusionsbarriere für Elektronen darstellt. Um die Probe zu kontaktieren und ortsaufgelöste Spektroskopie zu gewährleisten, wurde eine 100 nm dicke Al-Schattenmaske mit Nanoaperturen auf den oberen DBR aufgedampft. Die Schattenmaske kann zudem kontaktiert werden, und somit können elektrische Potentiale an die Probe angelegt werden.

Abb. 4.13 b) zeigt die Ergebnisse einer μ PL-Messung an einer Nano-Apertur. Die Falschfarbendarstellung zeigt die Wellenlänge der Emissionspeaks, aufgetragen gegen die angelegte Vorwärtsspannung am Bauteil. Ohne angelegte Spannung konnte im gesamten Spektralbereich keine Emission detektiert werden, da die Löcher durch das starke interne elektrische Feld schnell aus dem QP tunneln können. Erst bei einer angelegten Spannung von circa 0,6 V kann ein deutliches Emissionssignal bei circa 944 nm detektiert werden, welches höchstwahrscheinlich der Emission aus dem exzitonischen Grundzustand eines QPs entspricht. Wird die Spannung auf 0,8 V erhöht, erscheint ein weiteres, blauverschob-

benes Signal bei einer Wellenlänge von 938 nm. Aufgrund der vergleichbaren Intensitäten der beiden Emissionslinien sowie der spektralen Blauverschiebung um circa 3 meV liegt eine Zuordnung zum positiv geladenen Trionenzustand aus dem QP nahe [YDS⁺07]. Bei einer weiteren Erhöhung der Steuerspannung um weitere 0,2 V erscheinen vier intensitätsstarke Emissionslinien im Spektralbereich um 936 nm. Aufgrund des relativ engen spektralen Abstands zueinander ist eine mögliche Erklärung für diese 4 Emissionlinien ein sequenzielles Auffüllen der Schwerloch-P-Schale mit zusätzlichen Löchern, in Analogie mit den Ausführungen von [WSH⁺00] für Elektronen. Das Leichtlochband ist im hier angenommenen Szenario (2 nm hoher Ga_{0,5}In_{0,5}As-Pyramidenstumpf mit 25 nm Seitenlänge) circa 150 meV abgespalten und sollte deshalb keine wesentliche Rolle spielen.

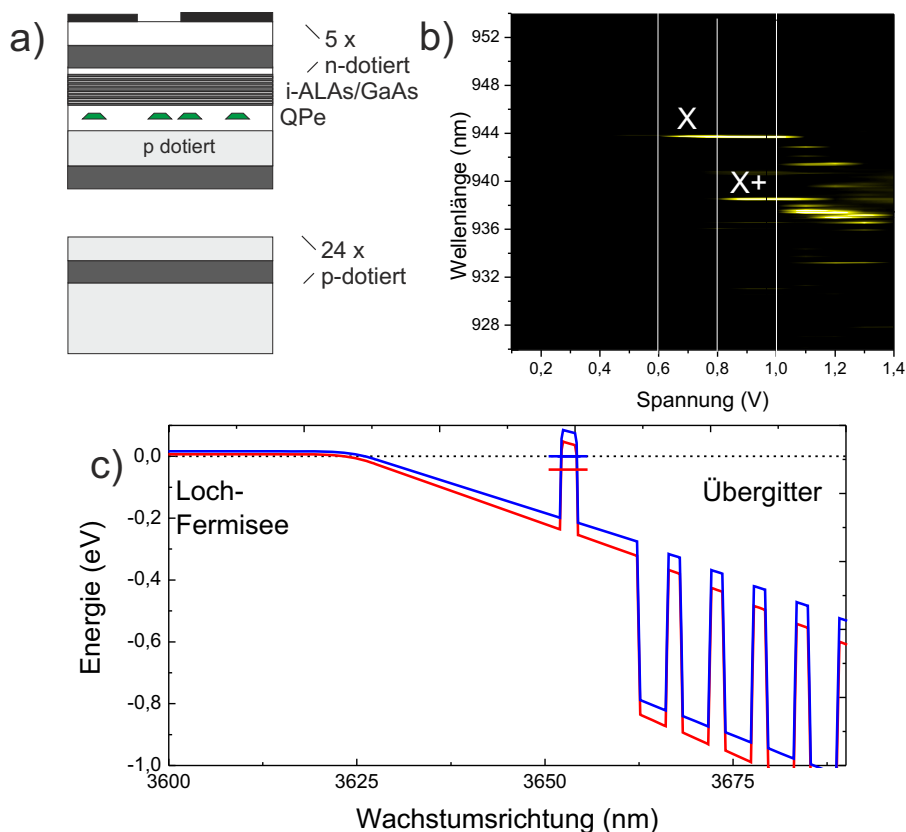


Abbildung 4.13: a) Skizze der Schichtstruktur: Die QPe wurden in eine stark asymmetrische, dotierte DBR-Struktur integriert. b) PL-Karte der QP-Emission, aufgetragen gegen die angelegte Steuerspannung: Es bilden sich konstante Ladungsplateaus in der PL aus. c) Berechnete Bandstruktur der Probe ohne, beziehungsweise mit 0,2 V angelegter Spannung: Das Schwerlochniveau schiebt mit steigender Steuerspannung durch das Quasi-Fermi-Niveau der Löcher.

Um ein besseres Verständnis des Systems zu erlangen, wurden neben den Eigenniveaus des QPes auch die Bandverläufe der gesamten Struktur berechnet. Anhand der energetischen Lage der Energieniveaus im QP zu den Quasi-Fermi-Niveaus der Spiegel können Vorhersagen über das Laden des QPes gemacht werden. In Abb. 4.13 c) ist der Valenzbandverlauf um den QP in der Kavität dargestellt: Im intrinsischen Bereich der Struktur bildet sich durch den p-n-Übergang ein elektrostatisches Feld aus, welches die Bänder im Bereich des QPes verbiegt und effektiv die Barriere um den QP reduziert. Von besonderem Interesse ist die energetische Lage des obersten Loch-Niveaus im QP, welches im Fall sehr kleiner Steuerspannungen deutlich unterhalb des Quasi-Fermi-Niveaus liegt. Werden Ladungsträger im QP angeregt, so können, forciert durch das elektrische Feld in der Kavität, die Löcher aus dem QP heraustunneln, womit die Wahrscheinlichkeit einer strahlenden Rekombination herabgesetzt wird. Wird eine Spannung in Vorwärtsrichtung an das Bauteil angelegt, so wird die Breite der Tunnelbarriere vergrößert, und die Wahrscheinlichkeit einer strahlenden Rekombination nimmt zu. Dagegen kann bei einer angelegten Spannung von circa 0,2 V das erste Lochniveau in Resonanz mit dem Löcher-Reservoir gebracht werden. Diese Konfiguration ist ebenfalls in Abb. 4.13 c) dargestellt. Somit kann in einem resonanten Tunnelprozess der QP durch ein weiteres Loch geladen und ein positiv geladenes Trion erzeugt werden. Die Diskrepanz zum experimentell ermittelten Wert von 0,8 V kann durch die Apertur oberhalb der QP-Position erklärt werden, da die elektrische Feldstärke hier deutlich niedriger als in der Umgebung unterhalb des Aluminiumkontaktes ist. Da der Loch-Grundzustand nun mit zwei Löchern gefüllt ist, kann kein weiteres Loch in den QP tunneln, wodurch das stabile Plateau der Emission in Abb. 4.13 b) zustande kommt. Bei gesteigerter angelegter Spannung kann der erste angeregte Zustand des Valenzbandes in Resonanz mit der Fermienergie des Reservoirs gelangen. Somit können weitere Löcher in den QP tunneln und weitere Emissionslinien zu Tage treten.

4.5 Zusammenfassung des Kapitels

Durch eine geeignete Wahl des QP-Materials sowie der Wachstumsbedingungen konnten QP-Ensemble niedriger Flächendichte realisiert werden. Durch das PCA-Verfahren konnte zudem die Emissionswellenlänge der QPe reproduzierbar und weitestgehend unabhängig von deren Flächendichte eingestellt werden. Durch Dotierung der QPe sowie durch elektrostatische Verfahren konnte deren Ladungszustand kontrolliert werden. Solche spektral- und ladungskontrollierbare QPe niedriger Flächendichte bieten sich an für die Integration in Einzelphotonenquellen [HSL⁺10] und sind darüberhinaus vielversprechende Grundbausteine in der halbleiterbasierten Quantenbitverarbeitung: Dies wurde anhand der hier vorgestellten Proben in weiterführenden Experimenten in [PDGM⁺10], [LPDG⁺10] und [DGMP⁺11] gezeigt.

Kapitel 5

Realisierung von elektrisch betriebenen Einzelphotonenquellen

Nachdem im vorhergehenden Kapitel ein Verständnis der Mechanismen für die Erzielung eines hohen Maßes an Kontrolle über wesentliche Eigenschaften selbstorganisierter InAs-QPe erarbeitet worden ist, soll im folgenden Kapitel demonstriert werden, wie diese in effizienten, elektrisch gepumpten Einzelphotonenquellen eingesetzt werden können. Zur Realisierung wurden QPe in elektrisch kontaktierbare Mikrosäulenresonatoren integriert und die QP-Emissionsrate über den Purcell-Effekt um ein Vielfaches gesteigert. Durch ein angepasstes Resonatordesign wurde zudem eine effiziente Photonenauskopplung in eine Kollimationsoptik gewährleistet und somit die Effizienz der Quelle optimiert.

5.1 Elektrisch gepumpte Quantenpunkt-Mikroresonatoren

In Analogie zu einzelnen Atomen haben Halbleiterquantenpunkte die Eigenschaft, einzelne Photonen nach Bedarf emittieren zu können. Da die Datenübertragung mittels einzelner Photonen aufgrund der Sicherheit gegen Abhörversuche stetig an Bedeutung gewinnt, sind Konzepte zur Realisierung von effizienten Einzelphotonenquellen von großem Interesse. Um von Relevanz für zukünftige Anwendungen zu sein, müssen die Quellen unter anderem folgende Voraussetzungen erfüllen:

- Starke Unterdrückung von Zwei-Photonen-Ereignissen: Die grundlegendste Kenngröße einer Einzelphotonenquelle ist die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$. Wie in Kapitel 2.2.4 zuvor dargelegt wurde, ist eine perfekte Einzelphotonenquelle durch einen Wert von $g^{(2)}(0) = 0$ gekennzeichnet, was gleichbedeutend damit ist, dass die Quelle immer maximal ein einzelnes Photon zur selben Zeit und

niemals mehrere Photonen gleichzeitig emittiert. Typischerweise werden Systeme, welche das Kriterium $g^{(2)}(0) < 0,5$ erfüllen, noch als Einzelphotonenquellen bezeichnet. Einzelne Halbleiterquantenpunkte können diese Voraussetzung erfüllen.

- Elektrische Ansteuerung und Miniaturisierung: Um allgemein für kommerzielle Anwendungen in der Datenübertragung von Interesse zu sein, müssen die Bauteile elektrisch ansteuerbar sein. Gleichzeitig sollten die Dimensionen der Bauteile möglichst klein gehalten werden, um sowohl eine hohe Integration zu gewährleisten als auch die nötigen Anregungsleistungen möglichst gering zu halten. Hier findet sich ein großer Vorteil von GaAs-basierten Bauteilen, da die Technologien der Epitaxie und Lithographie sehr fortgeschritten sind und deshalb Dotierung und Kontaktierung solcher Bauteile für eine effiziente, elektrische Injektion von Ladungsträgern umsetzbar sind.
- Hohe Übertragungsraten: Natürlich sollte auch die Datenübertragung mittels einzelner Photonen den aktuellen Standards der Übertragungsraten entsprechen. Die Modulier- und Emissionsfrequenzen der Bauteile sollten demnach mindestens im Bereich einiger hundert Megahertz liegen.

Die Umsetzung der oben genannten Kriterien in einer elektrisch betriebenen Einzelphotonenquelle soll im folgenden Kapitel erläutert werden. Es sei angemerkt, dass Konzepte zur skalierbaren Herstellung ähnlicher Bauteile in Kapitel 6 und 7 diskutiert werden. Der Raumtemperaturbetrieb QP-basierter Einzelphotonenquellen im GaAs-Materialsystem ist aufgrund der geringen Exzitonen-Bindungsenergien nicht in greifbarer Nähe, allerdings gibt es bereits vielversprechende Ergebnisse in anderen III-V-Halbleitersystemen wie GaN [KSH⁺06], auf welche die hier erarbeiteten Ergebnisse gegebenenfalls transferiert werden können.

5.1.1 Die Effizienz einer Einzelphotonenquelle

Zur Realisierung elektrisch gepumpter Einzelphotonenquellen wurden QPe mit möglichst niedriger Flächendichte in dotierte AlAs/GaAs-Braggresonatoren integriert, welche mit den in Kapitel 3.3.1 beschriebenen Techniken in Säulenstrukturen prozessiert und anschließend kontaktiert wurden. Die niedrige QP-Flächendichte (siehe Kapitel 4) ermöglicht eine spektrale Isolation der QP-Emission und somit eine Unterdrückung von Mehrphotonenereignissen. Der Einsatz von dotierten Resonatoren ermöglicht des Weiteren eine Strominjektion in die Strukturen. Die Bedeutung der Dotierung für den elektrischen Betrieb sowie für die optischen Eigenschaften des Resonators werden in den folgenden Kapiteln näher dargelegt. Zunächst sollen hier einige theoretische Vorüberlegungen bezüglich der Anforderungen an das Resonatorsystem erläutert werden, um Einzelphotonenquellen mit

möglichst hoher Effizienz und Repetitionsrate zu realisieren. Dieses Problem lässt sich in zwei Teilprobleme separieren, da sich die Effizienz η einer Einzelphotonenquelle aus der Auskoppelleffizienz η_{ext} sowie der Emissionswahrscheinlichkeit des QPes in eine bestimmte Resonatormode β nach $\eta = \eta_{ext}\beta$ zusammensetzt.

Die Bedeutung von η_{ext} wird klar, wenn man das einfachst mögliche Modellsystem betrachtet: Einen einzelnen QP, umgeben von Halbleitermaterial. Unter Betrachtung einer isotropen Lichtemission des QPes wird sofort deutlich, dass maximal 50 % der Photonen zur Probenoberfläche hin abgestrahlt werden und somit eingesammelt werden können. Betrachtet man zusätzlich die interne Totalreflexion an der Halbleiter-Luft-Grenzfläche, bei der ein Großteil der Photonen zurück in den Halbleiter reflektiert wird, so lässt sich eine maximale Auskoppelleffizienz von circa 3 % errechnen [BBG⁺02]. Um die Effizienz zu steigern, lassen sich verschiedenste Konzepte aufgreifen: Die totale interne Reflexion an der Probenoberfläche kann beispielsweise durch geometrische Ansätze deutlich reduziert und somit η_{ext} gesteigert werden [BBG⁺02]. In dieser Arbeit wurden hingegen Konzepte der Kavitäts-Quantenelektrodynamik (Englisch: Cavity Quantumelectrodynamics, kurz: CQED) aufgegriffen. Diese sind zwar anspruchsvoller in der experimentellen Umsetzung, wie aber später deutlich wird, kann auf diese Art und Weise simultan die Effizienz sowie die Emissionsrate des QPes gesteigert werden [Ger03]. Wie in Kapitel 2.3.1 diskutiert wurde, bildet sich durch die laterale Strukturierung der Mikrosäulen ein Spektrum diskreter photonischer Resonanzen aufgrund der modifizierten photonischen Zustandsdichte aus. Befindet sich ein einzelner QP in spektraler Resonanz mit solch einer Mode, so wird, falls sich der QP im Feldmaximum des Bauteils befindet, seine Emissionsrate um den Betrag des Purcell-Faktors $F = \frac{\tau_{frei}}{\tau_{cav}}$ gesteigert [MMA⁺09]. Der Anteil der spontanen Emission des QPes, der aufgrund der QP-Resonatorkopplung in die Mode gekoppelt wird, kann durch den genäherten Betafaktor β ausgedrückt werden [BBG⁺02]:

$$\beta = \frac{F}{F + 1}. \quad (5.1)$$

Demnach kann für Mikrotürmchen mit hohem Purcell-Faktor ein Großteil der Emission in die Resonatormode eingekoppelt werden. Um diesen Effekt zur Steigerung der Effizienz auszunutzen, muss zudem sichergestellt werden, dass

1. Die Lichtmode einseitig aus dem Resonator ausgekoppelt wird. Daher ist es sinnvoll auf stark asymmetrische Resonatordesigns mit deutlich höherer Reflektivität im unteren im Vergleich zum oberen Spiegel zurückzugreifen.
2. Seitliche Streuung aus dem Resonator sowie hohe Materialabsorption als zusätzlicher Verlustkanal minimiert wird. Die Streuverluste sind insbesondere bei Resonatoren

mit kleinen Durchmessern dominant, während Absorptionsverluste insbesondere bei hohen Q-Faktoren zur Geltung kommen.

Die Verlustraten in einer Mikrotürmchenstruktur lassen sich in folgender Weise über die reziproken Q-Faktoren aufsummieren:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{Abs}} + \frac{1}{Q_{Streu}} \quad (5.2)$$

Hierbei bezeichnet $\frac{1}{Q_{int}}$ die intrinsischen Verluste der Kavität, hervorgerufen durch ein Auskoppeln der Photonen aus dem Spiegelsystem mit endlicher Reflektivität. Dieser Term beinhaltet bereits eine Abhängigkeit vom Durchmesser des Resonators aufgrund der energetischen Verschiebung der Resonatormode in Richtung des Randes des Stoppbandes für kleinere Türmchendurchmesser [RF10]. $\frac{1}{Q_{Abs}}$ bezeichnet andere Verlustkanäle, welche ebenfalls in der planaren Struktur vorhanden sind wie beispielsweise Reabsorption in der aktiven Schicht oder den Spiegeln. Der Term $\frac{1}{Q_{streu}}$ fasst die Streuverluste an den Seitenwänden des Mikroresonators zusammen und kann durch $\frac{1}{Q_{streu}} = \frac{\kappa J_0^2(kR)}{R}$ mit der Besselfunktion nullter Ordnung J_0 in Abhängigkeit vom Wellenvektor k und dem Türmchenradius R quantifiziert werden. Der Koeffizient κ hängt von der Rauigkeit der Seitenwand ab, und ist somit stark vom Ätzprozess abhängig [RHG⁺07]. Unter Betrachtung dieser Größen lässt sich die maximal erreichbare Effizienz der Einzelphotonenquelle durch

$$\eta = \frac{Q}{Q_{int}} \frac{F}{F + 1} \quad (5.3)$$

ausdrücken. Hierbei wird klar, dass simultan ein hoher Purcell-Faktor F (charakteristisch in Kavitäten mit hohen Q-Faktoren und kleinen Modenvolumina) und niedrige Seitenwand- und Absorptionsverluste (charakteristisch für Kavitäten mit moderaten Q-Faktoren sowie großen Durchmessern) kombiniert werden müssen oder vielmehr ein Kompromiss beim Design der Resonatorstruktur gefunden werden muss.

5.1.2 Effizientes Resonatordesign basierend auf moderaten Q-Faktoren

In diesem Kapitel soll zunächst der Einfluss der Dotierung in den Braggspiegeln auf den Q-Faktor des Resonators diskutiert werden. Eine Analyse des Einflusses der Dotierung auf die optische Absorption in GaAs ist essenziell für die Entwicklung eines optimalen Dotierprofils einer Einzelphotonenquelle. Die Absorption von Photonen mit Energien innerhalb der Energiebandlücke von GaAs wird durch den Urbach-Ausläufer der des Absorptionsspektrums hervorgerufen, welcher besonders im dotierten Halbleitermaterial nicht zu vernachlässigende Werte erreicht [KKB⁺09]. Um dies zu verdeutlichen wurden in Abb. 5.1 a)

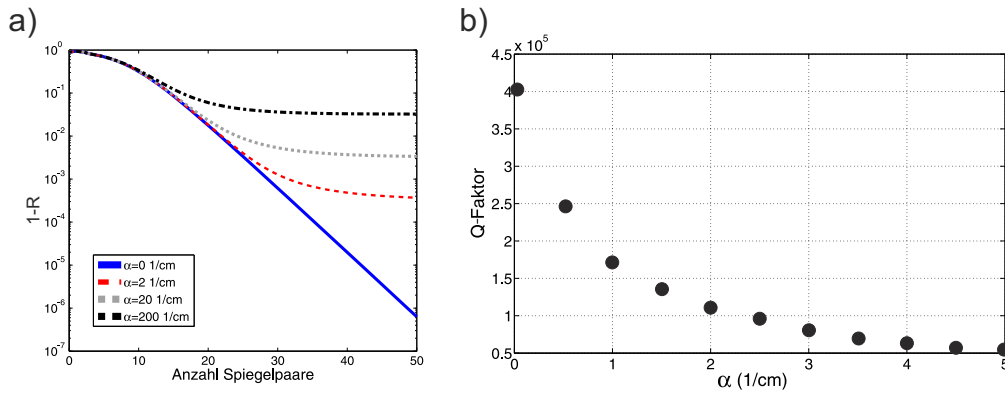


Abbildung 5.1: a) Reflektivität eines GaAs/AlAs-Braggspiegels bei unterschiedlichen Absorptionsverlusten und Anzahl von Spiegelpaaren. b) Einfluss der Absorption auf den Q-Faktor eines Resonators mit 30 AlAs/GaAs-Paaren im oberen und unteren Spiegel sowie einer intrinsischen GaAs-Kavität.

die Ergebnisse von Transfermatrixberechnungen eines GaAs/AlAs-Spiegelsystems bei unterschiedlichen Spiegelzahlen sowie unterschiedlichen imaginären Brechungsindizes dargestellt: Die theoretischen Werte des Terms $1 - R$ sind aufgetragen gegen die Anzahl der Spiegelpaare in einem GaAs/AlAs-Spiegel, wobei für die Schichtdicken der GaAs- sowie der AlAs-Spiegel jeweils ein Wert von $\frac{\lambda}{4}$ angenommen wurde bei einer Braggwellenlänge λ von 950 nm. Unter Vernachlässigung der Absorption in den GaAs-Schichten nimmt dieser Wert exponentiell mit steigenden Spiegelzahlen ab. Unter Berücksichtigung eines konstanten Wertes der Materialabsorption α in den GaAs-Spiegeln (aufgrund der relativ großen Bandlücke von AlAs von circa 2,1 eV spielt die Absorption in diesen Schichten eine untergeordnete Rolle) zeigt sich, dass der Wert der maximalen Reflektivität bei einem spezifischen Wert sättigt welcher stark von der Absorption abhängt. Beispielsweise stagniert die maximale Reflektivität des Spiegelsystems bei circa 0,9997 unter der Annahme von $\alpha = 2 \frac{1}{\text{cm}}$, (entsprechend einer Dotierkonzentration von circa $1 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ in GaAs). Dies spiegelt sich ebenfalls im Q-Faktor der planaren Spiegelstrukturen wider: Abb. 5.1 b) zeigt den berechneten Q-Faktor eines planaren, symmetrischen Braggresonators mit 30 AlAs/GaAs-Spiegelpaaren im oberen beziehungsweise unteren DBR-Spiegel in Abhängigkeit des dotierungsabhängigen Absorptionskoeffizienten. Der Q-Faktor fällt für einen Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 5 \frac{1}{\text{cm}}$ von einem Wert von circa 400000 auf einen Wert um 50000. Die deutliche Reduktion des planaren Q-Faktors aufgrund der Dotierung der Spiegel macht deutlich, dass ein angepasstes Dotierprofil der Struktur notwendig für die Realisierung effizienter Einzelphotonenquellen ist.

Um den Einfluss der Dotierung in den Braggspiegeln auf den Q-Faktor der Resonatorstruktur weiter zu verdeutlichen, sollen im Folgenden zwei nahezu identische Resonator-

strukturen mit hohen Q-Faktoren miteinander verglichen werden: Beide Strukturen haben 29 beziehungsweise 33 GaAs/AlAs-Spiegelpaare im oberen beziehungsweise unteren DBR, und eine einzelne Schicht GaInAs-QPe als interne Lichtquelle in der λ -dicken GaAs-Kavität. In der Kavität MK1 wurden die Spiegel komplett undotiert gelassen, während in der Struktur MK2 die Spiegel symmetrisch dotiert wurden. Die Dotierkonzentration wurde vom inneren Bereich nahe der Kavität von $1 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ bis $3 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ in den äußeren Bereichen des Spiegels erhöht, wobei der untere Spiegel mit Silizium und der obere Spiegel mit Kohlenstoff dotiert wurde. Das gestaffelte Dotierprofil wurde gewählt, um im inneren Bereich des Resonators, in dem die Amplitude des Lichtfelds am größten ist, eine starke Absorption zu vermeiden, während die hohe Dotierung in den äußeren Bereichen eine effiziente Strominjektion und niedrige Kontaktwiderstände ermöglichen. Um den Einfluss des Türmchendurchmessers und der Absorption im dotierten Halbleiter zu untersuchen, wurden Mikrotürmchen mit variierendem Durchmesser in den Wafer geätzt und μPL -Messungen bei 10 K durchgeführt. Der experimentelle Vergleich der ermittelten Q-Faktoren in Abb. 5.2 a) zeigt, dass für Resonatordurchmesser größer $2 \mu\text{m}$ die dotierte Struktur durchweg etwas niedrigere Q-Faktoren aufweist. Hier wird der Einfluss der Absorption durch die Dotierung in den Spiegeln deutlich. Allerdings ist auch zu bemerken, dass selbst die undotierte Resonatorstruktur lediglich Q-Faktoren von circa 40000 aufweist, wobei experimentell bereits Q-Faktoren von 110000 für Mikrotürmchen mit gleicher Anzahl von Spiegeln erzielt wurden [RHG⁺07]. Die generell etwas niedrigeren Werte der hier gezeigten Q-Faktoren können auf eine höhere Absorption durch das aktive QP-Medium zurückgeführt werden, da die Resonatormoden in diesen Strukturen relativ zentral im inhomogen verbreiterten QP-Spektrum liegen. Die Abnahme des Q-Faktors hin zu kleineren Durchmessern wird durch Streuverluste an den Seitenwänden der Resonatoren hervorgerufen: Dieser Effekt ist von besonderem Interesse beim Design von Einzelphotonenquellen, da insbesondere der Faktor $\frac{Q}{Q_{\text{int}}}$ hin zu kleineren Resonatordurchmessern deutlich abnimmt, und somit die Effizienz der Einzelphotonenquelle limitiert wird. Diese Tendenz ist weit weniger ausgeprägt für Türmchenresonatoren mit moderaten Q-Faktoren. Abb. 5.2 b) zeigt eine ähnliche Studie für Mikroresonatoren mit 25(13) Spiegelpaaren im unteren(oberen) DBR (MK3). Auch hier wurden die Spiegel mit dotiert, um eine Strominjektion in weiterführenden EL-Experimenten zu ermöglichen. Wie in Abb. 5.1 a) zu sehen ist, wird die Reflektivität eines DBRs mit Spiegelanzahlen unter 15 bei moderaten Absorptionswerten kaum von der Dotierung beeinflusst. Daher kann bei der Betrachtung des Q-Faktors der Absorptionsterm $\frac{1}{Q_{\text{abs}}}$ nahezu vernachlässigt werden. Das Spiegeldesign wurde sehr asymmetrisch gewählt, um eine Lichtemission durch den oberen Spiegel zu bevorzugen. Bemerkenswert ist, dass die Abnahme des Q-Faktors hin zu kleinen Durchmessern für das Design MK3 deutlich schwächer ausgeprägt ist und sich somit ein solches Spiegeldesign besser zur Realisierung von effizienten Einzelphotonenquellen eignet.

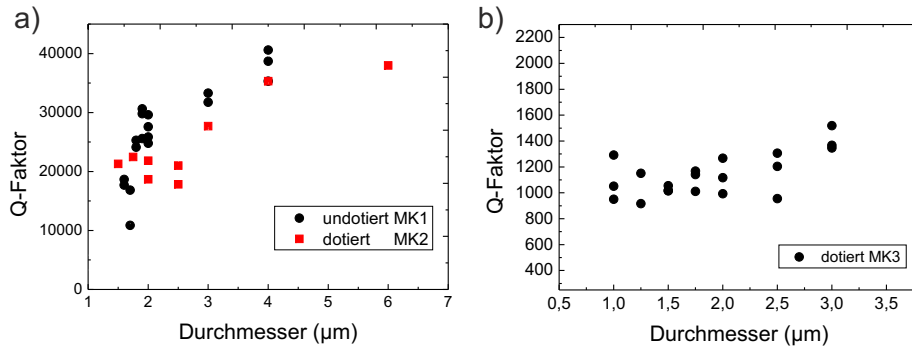


Abbildung 5.2: Q-Faktor versus Durchmesser für dotierte und undotierte Resonatoren mit a) hohen Q-Faktoren beziehungsweise b) moderaten Q-Faktoren.

Wie sich in den experimentellen Daten schon abzeichnet, muss ein hoher intrinsischer Q-Faktor nicht notwendigerweise zu hohen Effizienzen führen. Um dies zu quantifizieren, wurden für verschiedene planare Q-Faktoren nach Gleichung 5.2 zunächst Berechnungen durchmesserabhängiger Q-Faktoren angestellt. Hierbei wurden die vom Türmchenradius R abhängigen Seitenwandverluste $\frac{1}{Q_{\text{Streu}}} = \kappa \frac{J_0^2(kR)}{R}$ für alle Strukturen mit dem gleichen Koeffizienten $\kappa = 4 \cdot 10^{-9} \text{m}$ berechnet. Zudem wurde eine Abnahme des intrinsischen Q-Faktors hin zu kleinen Durchmessern genüge getan [RHG⁺07]. Wie in den experimentellen Daten in Abb. 5.2 schon beobachtet wurde, ist auch in dem theoretischen Modell eine ausgeprägte Abhängigkeit des Q-Faktors vom Durchmesser zu erkennen, der bei großen intrinsischen Q-Faktoren wesentlich stärker zu Tage tritt. Anhand der Q-Faktor Berechnungen konnten ebenfalls nach Gleichung 5.3 und 2.39 die in Abb. 5.3 dargestellten maximalen Effizienzen der Strukturen ermittelt werden. Diese Berechnungen zeigen deutlich, dass sowohl für hohe Q-Faktoren um 20000 als auch für moderate Q-Faktoren um 3000, sowie für niedrige Q-Faktoren um 1000 hohe Werte für die theoretischen Effizienzen der Einzelphotonenquellen nach Gleichung 5.3 möglich sind. Jedoch muss der Durchmesser der Bauteile entsprechend angepasst werden, wodurch sich deutliche Limitierungen in der Wahl der Bauteile ergeben: Im Fall der niedrigen Q-Faktoren liegen die optimalen Türmchendurchmesser bei circa $1 \mu\text{m}$. In diesem Durchmesserbereich wird die elektrische Kontaktierung der Türmchenstrukturen technologisch zunehmend anspruchsvoller, was mit einer niedrigeren Ausbeute verbunden ist. Zudem sind die maximal erreichbaren Effizienzen etwas niedriger als bei den moderaten Q-Faktoren. Für hohe Q-Faktoren sind die maximalen Effizienzen etwas höher, jedoch liegen hier die optimalen Durchmesser bei $4 - 5 \mu\text{m}$. Bauteile mit diesen Durchmessern beinhalten normalerweise eine Vielzahl von QPen. Deshalb ist auch die spektrale QP-Dichte gesteigert und bei der Anwendung als Einzelphotonenquelle können Multiphotonenereignisse ein Problem darstellen.

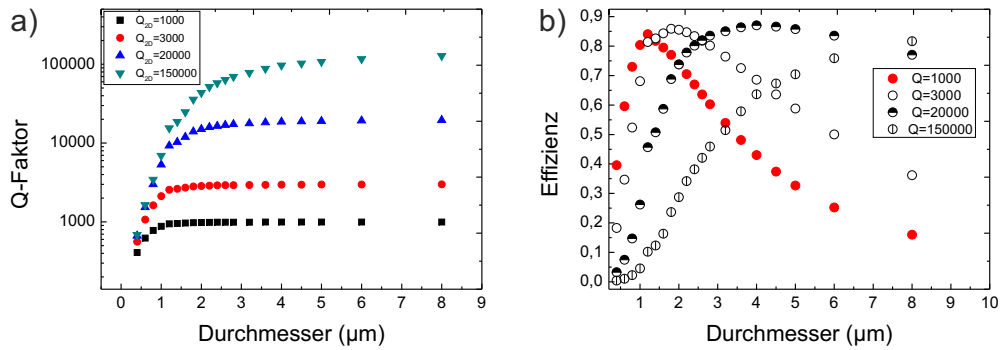


Abbildung 5.3: a) Berechnete Q-Faktoren in Abhängigkeit vom Türchdurchmesser für verschiedene Q_{2D} . b) Berechnung der Effizienz einer Einzelphotonenquelle für verschiedene Durchmesser und Q_{2D} -Werte zur Identifizierung eines geeigneten Resonatordesigns.

5.2 Experimentelle Realisierung einer effizienten Einzelphotonenquelle

5.2.1 Herstellung von Quantenpunkt-Mikroresonatoren

Basierend auf den zuvor erarbeiteten Erkenntnissen wurde zur Realisierung von möglichst effizienten Einzelphotonenquellen das Resonatordesign der Struktur MK3 gewählt. Als aktives Medium wurden QPe mit möglichst niedriger Flächendichte integriert, um die spektrale QP-Dichte in der Nähe der Resonanz möglichst gering zu halten und somit niedrige Werte von $g^{(2)}(\tau = 0)$ zu ermöglichen. Aus diesem Grund wurden InAs-QPe, welche mit der PCA-Technik ausgeheilt wurden, in die GaAs- λ -Kavität integriert. Wie zuvor in Kapitel 4 beschrieben wurde, kann durch diese Wachstumstechnik ein relativ hohes Maß an Kontrolle über die QP-Dichte mit einer präzisen Kontrolle der Emissionseigenschaften kombiniert werden. Des Weiteren wurde unter die QPe eine Schicht mit Silizium-dotierten GaAs gewachsen, wobei die Si-Flächendichte circa viermal höher als die QP-Dichte ist. Dies soll vor allem, wie in Kapitel 4 erläutert wurde, die Emission aus geladenen Zuständen bevorzugen, um langlebige dunkle Exzitonen zu unterdrücken.

Abb. 5.4 zeigt die Grundcharakterisierung einer QP-Resonatorstruktur, die nach dem Design MK3 realisiert wurde. Das Raumtemperatur-Reflexionsspektrum der Spiegelstruktur zeigt eine ausgeprägte Resonanz im Zentrum des Stoppbandes und ist nahezu perfekt symmetrisch bezüglich dieser Resonanz. Dies indiziert, dass beim Wachstum der Braggspiegel die Braggbedingung in sämtlichen Segmenten (Kavität, unterer und oberer Spiegel) sehr gut erfüllt wurde. Aus diesem Grund konnte das Reflexionsspektrum durch

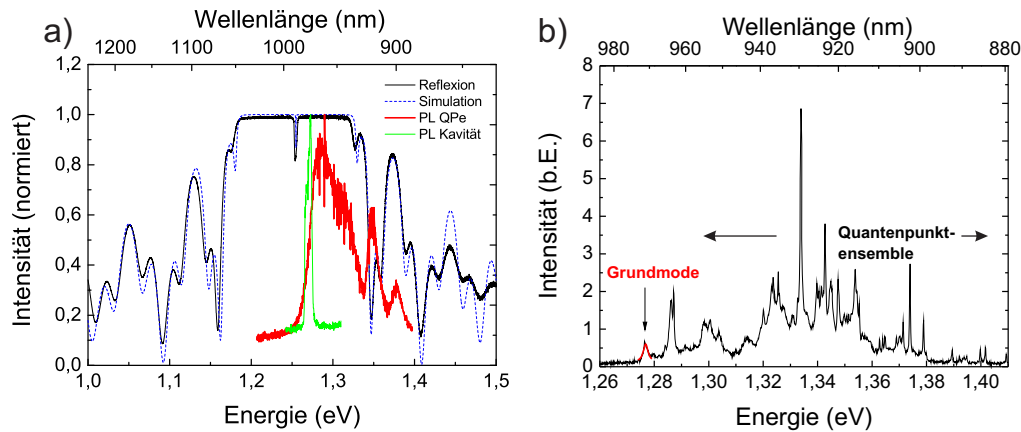


Abbildung 5.4: a) Gemessenes und berechnetes Reflexionsspektrum des Braggspiegels bei Raumtemperatur, PL-Spektrum der integrierten QPe ohne oberen Spiegel sowie der kompletten, planaren Struktur bei Raumtemperatur. b) μ PL-Spektrum eines geätzten Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$.

eine Transfermatrix-Simulation in einem Energiebereich von $400\ \text{meV}$ um das Zentrum des Stopbandes sehr gut reproduziert werden (gestrichelte, blaue Linie). Um die QP-Emission zu untersuchen, wurde zunächst der obere Braggspiegel von einem Teil der Probe mittels RIE komplett entfernt. Die PL-Messungen, welche bei einer Temperatur von $10\ \text{K}$ an diesem Probenstück durchgeführt wurden, sind im selben Graphen dargestellt und belegen die Emission der integrierten QPe bei einer Energie von $1,286\ \text{eV}$ ($964\ \text{nm}$) im Emissionsmaximum und circa $975\ \text{nm}$ im langwelligen Ausläufer des PL-Spektrums. Da die Intensität der QP-Emission mit der spektralen Dichte der einzelnen Emissionslinien korreliert, wurde die planare Resonatorstruktur so entworfen, dass deren Resonanz (grüne Kurve, ermittelt aus einer PL-Messung der kompletten Struktur bei $10\ \text{K}$) im langwelligen Ausläufer des QP-Ensembles liegt. Um diesen Sachverhalt nochmals zu verdeutlichen, ist in Abb. 5.4 ein μ PL-Spektrum eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ dargestellt: Aufgrund der moderaten Anregungsleistung und der hohen örtlichen Selektion (gegeben durch den Querschnitt des Mikrotürmchens) können in diesem Spektrum einzelne QP-Emissionslinien spektral aufgelöst werden. Während die Liniendichte jedoch im Wellenlängenbereich um $940\ \text{nm}$ zu hoch erscheint, um gezielt einzelne QPe zu untersuchen, ist die spektrale Dichte der QP-Emission im Bereich um die Resonanz (circa $970\ \text{nm}$) stark reduziert.

Zur Gewährleistung einer effizienten Ladungsträgerinjektion in die integrierten QPe wurde der obere Spiegel mit Kohlenstoff (p-Dotierung) und der untere Spiegel mit Silizium

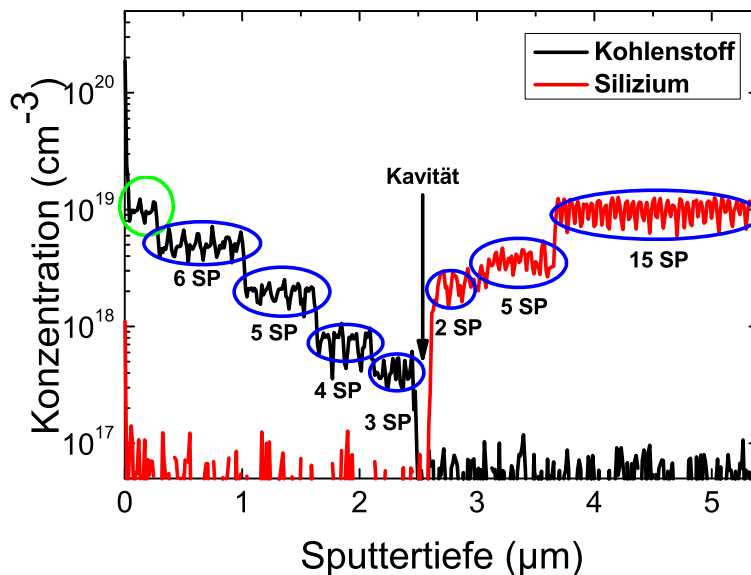


Abbildung 5.5: SIMS-Messung an einer dotierten Resonatorstruktur zur Ermittlung der Dotierkonzentration in den Spiegeln.

(n-Dotierung) dotiert. Wie zuvor bereits diskutiert wurde, nimmt die Materialabsorption in den Braggspiegeln deutlich mit der Dotierung zu. Des Weiteren zeigt sich, dass die Qualität der Epitaxie der Spiegelschichten vor allem im p-dotierten oberen DBR ebenfalls in den höherdotierten Schichten nachlässt. Allerdings ist ein möglichst niedriger Widerstand in den Spiegelschichten essentiell für eine gute Ladungsträgerinjektion. Um hierbei einen guten Kompromiss zwischen der dotierungsabhängiger Absorption beziehungsweise Qualität der Epitaxie in den DBR-Schichten und einem möglichst niedrigen Probenwiderstand zu finden, wurden zwei Proben (im folgenden SPS1 und SPS2 genannt) mit unterschiedlichen Dotierkonzentrationen bei ansonsten nahezu identischem Spiegeldesign und QPen realisiert. Die Dotierung in den Braggspiegeln wurde bei SPS1 von einem Wert von $1 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^2}$ in den inneren fünf Spiegelpaaren auf $3 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^2}$ in den äußeren Spiegeln gesteigert. Die obersten beiden Spiegelpaare wurden mit einer Kohlenstoffkonzentration von $2 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^2}$ dotiert, um später eine möglichst niederohmige Kontaktierung der Probe zu ermöglichen. Im SPS2 Design wurde in allen Schichten (abgesehen von der Kontaktschicht) die Dotierkonzentration verdoppelt. Abb. 5.5 zeigt eine Sekundär-Ionen-Massenspektroskopische Untersuchung (SIMS) einer dotierten Resonatorstruktur. Die ermittelten Si- und C-Konzentrationen in den einzelnen Dotiersegmenten sind im Mittel konstant, wobei in den AlAs-Schichten die Dotierung aufgrund der geringeren Wachstumsrate ($0,5 \frac{\mu\text{m}}{\text{h}}$) durchgängig etwas höher ist als in den GaAs-Schichten ($1 \frac{\mu\text{m}}{\text{h}}$). Auffällig sind ebenfalls die Spitzen den Si- und C-Flächendichten an den Grenzflächen, was materialspezifische Ionisationsquerschnitte bei der Massenspektroskopie (Matrixeffekte) nahelegt.

5.2.2 Elektrolumineszenzmessungen an Quantenpunkt-Resonatorsystemen

Eine Grundvoraussetzung für die Realisierung einer effizienten, elektrisch gepumpten Einzelphotonenquelle sind möglichst gute elektrische Grunddaten der Bauteile. Dies impliziert eine niedrige Einsatzspannung der Diode in der Größenordnung der GaAs-Bandlücke sowie einen niedrigen differentiellen Widerstand des Bauteils. Nach dem in Kapitel 3.3 beschriebenen Prozessverfahren wurden zur elektrischen Ladungsträgerinjektion zylindrische Mikrotürmchen in den Wafer geätzt und nach einem Planarisierungsschritt die Türmchen mit einem Ringkontakt versehen. Somit können simultan Ladungsträger in die Türmchen injiziert werden und das durch den oberen DBR emittierte Signal detektiert werden. Durch die Säulengeometrie wird das Lichtfeld in den Resonatoren zusätzlich in laterale Richtung lokalisiert und es bildet sich ein diskretes Spektrum von Resonatormoden aus. Abb. 5.6 a) zeigt die bei 4 K aufgenommene Strom-Spannungskennlinie eines Mikrotürmchens der Probe SPS1 mit einem Durchmesser von $2,5 \mu\text{m}$. Auf der Probe wurden 18 Mikrotürmchen gleichzeitig kontaktiert. Der Stromfluss durch die Bauteile setzt bei einer Spannung von circa 1,7 Volt ein. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Bandlücke der undotierten GaAs-Kavität, welche bei 4 K circa 1,519 eV beträgt. Der Stromfluss durch das Bauteil setzt ein, wenn die angelegte Spannung das durch den p-n-Übergang erzeugte Potential ausgleicht. Der etwas höhere Wert der Einsatzspannung lässt auf zusätzliche Potentialbarrieren zum Beispiel in der Kontaktschicht zurückschließen.

Da die Türmchenoberfläche durch den Ringkontakt in der Mitte frei von Gold ist, können die QPe in den Resonatoren sowohl elektrisch als auch optisch mit einem Laser angeregt werden. Abb. 5.6 b) zeigt den Vergleich eines Mikro-Elektrolumineszenz (kurz: μEL) ($\approx 10,5 \mu\text{W}$ Anregungsleistung) mit einem μPL -Spektrum ($\approx 7,8 \mu\text{W}$ Anregungsleistung) an einem Türmchen mit $2,5 \mu\text{m}$ Durchmesser bei 4 K. Beide Spektren sind qualitativ in sehr guter Übereinstimmung. Deutlich zu erkennen sind jeweils vier scharfe Linien X1 bis X4, welche aufgrund ihrer spektralen Charakteristik der Emission einzelner QPe zugeordnet werden. Linie X2 befindet sich hierbei in Resonanz mit der Kavitätsmode C, wodurch ihre Intensität im Vergleich zu den anderen QP-Emissionslinien intensiver erscheint. Im PL-Spektrum sind des Weiteren noch zwei weitere QP Linien zu erkennen, welche im EL-Spektrum nicht zu sehen sind. Möglicherweise werden diese QPe durch die elektrische Injektion weniger effizient gepumpt.

Zur Realisierung einer elektrisch betriebenen Einzelphotonenquelle ist eine starke Unterdrückung von Zweiphotonenereignissen und des Weiteren eine möglichst intensive QP-Emission wünschenswert. Deshalb sind besonders Bauteile von Interesse, in denen sich

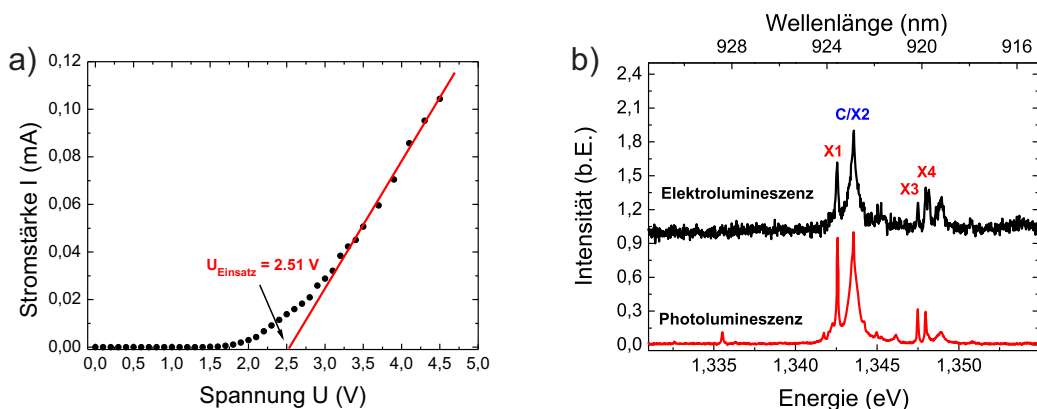


Abbildung 5.6: a) Strom-Spannungskennlinie eines kontaktierten Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2,5 \mu\text{m}$, aufgenommen bei 4K. b) Exemplarischer Vergleich eines μPL mit einem μEL eines Mikrotürmchens.

eine einzelne, von anderen QPen isolierte QP-Emissionslinie in spektraler Nähe auf der hochenergetischen Seite der Resonatormode befindet. Anschließend kann aufgrund der temperaturabhängigen Bandlücke die QP-Emissionslinie durch Erhöhung der Proben­temperatur im Kryostaten in Richtung kleinerer Energien geschoben werden. Die Energie der Resonatormode verschiebt sich dagegen deutlich weniger wegen des temperaturabhängigen Brechungsindex. Abb. 5.7 a) zeigt in der Konturdarstellung den Intensitätsverlauf zweier QP-Emissionslinien bei sukzessiver Erhöhung der Proben­temperatur. Die Probe wurde im elektrischen Dauerstrichbetrieb (engl.: continuous wave, CW) mit einer Stromstärke von 71 nA gepumpt. Die Emissionslinie X1 schiebt mit Erhöhung der Proben­temperatur von 18 auf 32 K spektral durch die Resonanz der Kavität mit einem Durchmesser von $2,5 \mu\text{m}$, deren Halbwertsbreite von $0,43 \text{ meV}$ einem Q-Faktor von circa 3000 entspricht. Wie im Konturplot Abb. 5.7 a) zu sehen ist, erhöht sich die Intensität der Emissionslinie X2 im Resonanzfall bei $25,8 \text{ K}$ deutlich, während die Intensität der Emissionlinie X1 aufgrund der steigenden Proben­temperatur zwischen 18 K und 32 K kontinuierlich abnimmt. Die Überhöhung der integrierten Intensität von X2 ist in Abb. 5.7 b) gegen die spektrale Verstimmung zur Resonatormode aufgetragen. Die maximale Intensität des QPes ist im Resonanzfall fast um das Fünffache gesteigert. Um den Purcell-Faktor des Systems zu ermitteln, wurden die Messdaten an Gleichung 2.40 angepasst und somit ein Purcell-Faktor von $2,5 \pm 0,2$ ermittelt. Aufgrund der geometrischen Daten des Mikrotürmchens (das Modenvolumen eines Türmchens mit einem Durchmesser von $2,5 \mu\text{m}$ kann auf circa $0,81 \mu\text{m}^3$ abgeschätzt werden) und des gemessenen Q-Faktors von 3000 kann aus Gleichung 2.39 ein maximaler Purcell-Faktor von $5,4$ extrahiert werden. Die Abweichung des gemessenen Wertes vom maximalen Purcell-Faktor kann nach Gleichung 2.38 durch die Position des QPes relativ zum Modenprofil des Mikrotürmchens erklärt werden, da lediglich bei einer

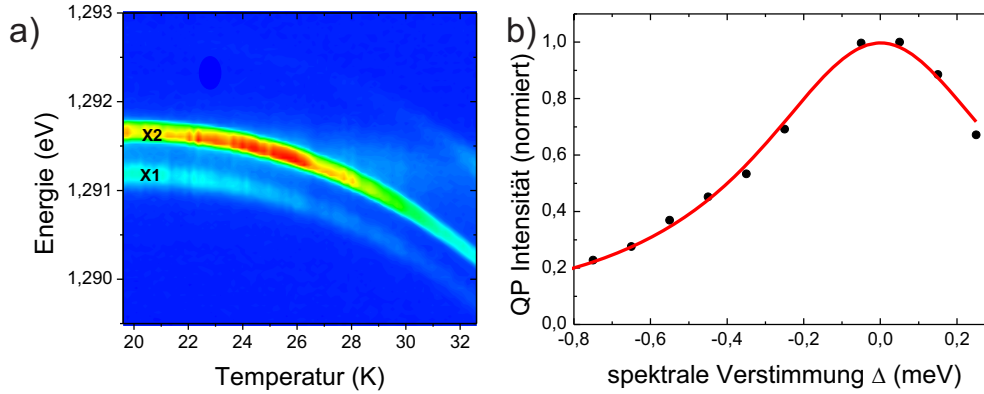


Abbildung 5.7: a) Temperaturserie einer QP-Emissionslinie in Resonanz mit der Kavitätsmode. Die QP-Emissionslinie schiebt deutlich stärker mit der Proben­temperatur als die Resonator­mode und kann deshalb in Resonanz gebracht werden. b) Auswertung der integrierten Intensität der QP-Emissionslinie in Abhängigkeit der spektralen Verstimmung zur Ermittlung des Purcell-Faktors.

Positionierung des QPes im Feldmaximum (also im Zentrum des Mikrotürmchens) eine Messung des maximalen Purcell-Faktors zu erwarten ist.

5.2.3 Nachweis der Einzelphotonenemission unter gepulster Anregung

Wurde im vorhergehenden Kapitel die Steigerung der QP-Intensität durch den Purcell-Effekt im Mikrotürmchen diskutiert, sollen im folgenden Kapitel Photonenzählmessungen an solchen gekoppelten QP-Resonatorsystemen diskutiert werden. Bei den Messungen wurde jeweils der Emitter über die Proben­temperatur in Resonanz mit der Grundmode der Kavität gebracht, und anschließend der $g^{(2)}(\tau = 0)$ Wert mit einem HBT-Messaufbau extrahiert. Wie zuvor diskutiert wurde, ist die spektrale Resonanz zwischen QP und Kavität Grundvoraussetzung zur Realisierung von effizienten Photonquellen, wobei darüberhinaus ebenfalls die Integrationszeit bei den Photonenzählmessungen sehr stark von der Intensität der QP-Emissionslinie abhängt. Das Potential einer Einzelphotonenquelle kann jedoch nur dann vollends ausgeschöpft werden, wenn einzelne Lichtteilchen zeitlich nach Bedarf mit hohen Frequenzen emittiert werden. Grundvoraussetzung ist also ein Betrieb der Einzelphotonenquellen unter gepulster elektrischer Anregung. Jedoch ist in Abb. 5.8 a) und b) deutlich zu erkennen, dass bei Messungen an Mikrotürmchen der Probe SPS1 unter gepulster elektrischer Anregung eine Steigerung des spektralen Hintergrundes zu verzeichnen ist, während die QP-Emissionslinien deut-

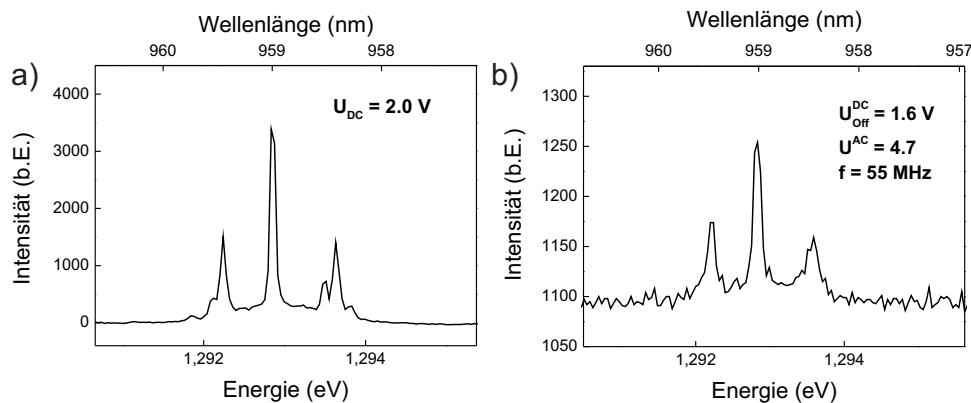


Abbildung 5.8: a) Dauerstrich- μ EL-Studie und b) Gepulste μ EL-Messung an einem QP-Mikrotürmchen. Im Dauerstrichbetrieb ist die Emission deutlich intensiver.

lich an Intensität verlieren. Aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses sowie des starken spektralen Hintergrundes ist es nur schwer möglich, Einzelphotonenemission unter gepulster Anregung innerhalb vernünftiger Integrationszeiten zu demonstrieren. Dies kann durch den Probenwiderstand sowie die Einsatzspannung der Diode erklärt werden, wobei durch einen erhöhten Widerstand sowie höhere nötige Pulsamplituden die Probe zusätzlich aufgeheizt wird. Dies resultiert in einer Verbreiterung der QP-Emissionslinien sowie einer Abnahme der QP-Intensität [RRS⁺10] [BF02].

Deshalb wurde für Messungen im gepulsten elektrischen Betrieb auf Strukturen der Probe SPS2 zurückgegriffen, in denen in jeder Epitaxieschicht die Dotierkonzentration verdoppelt wurde. Lediglich die Kohlenstoffkonzentration in der ohnehin hochdotierten Kontaktschicht wurde konstant gelassen. Die verstärkte Absorption durch die erhöhte Dotierkonzentration schlägt sich aufgrund des auf moderate Q-Faktoren optimierten Designs kaum auf den planaren Q-Faktor Q_{2D} nieder. Um die gesteigerte Effizienz der Einzelphotonendetektoren im Bereich höherer Energien auszunutzen, wurde die Deckschicht der integrierten Silizium-dotierten QPe auf 1,5 nm reduziert und somit die Emission der QPe um circa 60 nm in Richtung kürzerer Wellenlängen verschoben. Ein Indiz für die bessere elektrische Funktionalität von Bauteilen auf diesem Wafer lieferten bereits Messungen der Strom-Spannungscharakteristik von Mikrotürmchen, nachdem diese auf den Wafer prozessiert wurden. Zum Vergleich sind in Abb. 5.9 Raumtemperaturkennlinien von Türmchen verschiedener Durchmesser dargestellt, wobei die den Bauteilen in Teilbild b) zugrundeliegenden Spiegel nun doppelt so hoch dotiert wurden. Auch wenn aufgrund des äußerst komplexen Bauteilprozesses eine deutliche Streuung in den Strom-Spannungscharakteristiken verschiedener Bauteile zu erkennen ist, deutet sich dennoch an, dass die höher dotierten

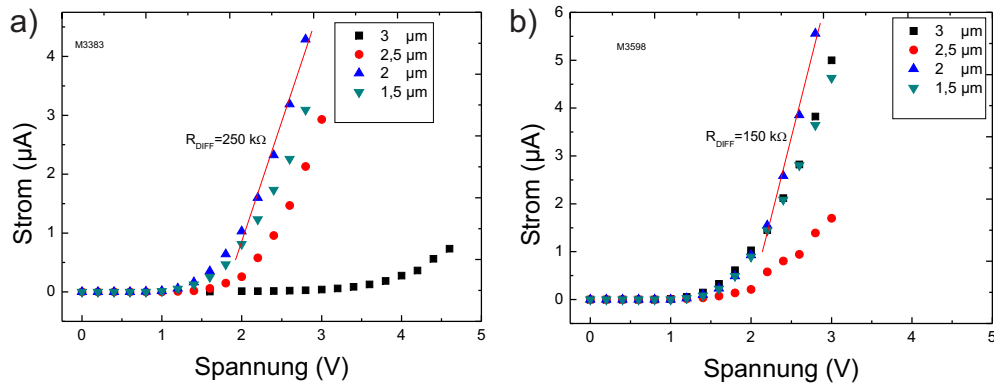


Abbildung 5.9: a) Strom-Spannungskennlinie von Mikrotürmchen verschiedener Durchmesser mit einfacher und b) verdoppelter Dotierung.

Bauteile der Probe SPS2 mit $150 \text{ k}\Omega$ einen signifikant niedrigeren differentiellen Widerstand als die niedriger dotierten Bauteile der Probe SPS1 aufweisen (minimal $250 \text{ k}\Omega$).

Die gute optische Funktionalität der Bauteile, die auf diesen Wafer prozessiert wurden, soll nun im Folgenden demonstriert und diskutiert werden: Die Messdaten in Abb. 5.10 wurden an einem Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $2 \text{ }\mu\text{m}$ aufgenommen. Das Bauteil zeigt die signifikante Emission einer einzelnen, spektral reinen QP-Emissionslinie. Aufgrund des angepassten Probenwiderstandes und einer Impedanzanpassung im Kryostaten erscheinen die QP-Emissionslinien auch unter gepulster elektrischer Anregung spektral scharf und lichtstark. Um möglichst intensive Elektrolumineszenzsignale unter gepulster Anregung zu generieren, wurde dem intrinsischen elektrischen Feld der p-i-n-Diode eine konstante Spannung von $1,70 \text{ V}$ entgegengesetzt, bevor Elektrolumineszenz aus der Probe im Dauerstrichbetrieb detektiert werden konnte. Auf diese Vorspannung werden dann die Spannungspulse mit einer Amplitude von 6 V und einer Frequenz von 220 MHz additiv aufgeprägt. Abb. 5.10 a) zeigt ein zeitintegriertes Spektrum des Bauteils, wobei sich die Emissionslinie des geladenen Exzitonenzustandes X^- bei einer Proben temperatur von 32 K in Resonanz mit der Kavitätsmode (Q-Faktor: 2300) befindet. Der Großteil der QP-Emission wird somit in die Kavitätsmode eingekoppelt, wodurch die Effizienz des Bauteils deutlich gesteigert wird. Um den Einzelphotonenquellencharakter des Bauteils in Resonanz nachzuweisen, wurden wiederum Photonen-Autokorrelationsmessungen an einem HBT-Messaufbau durchgeführt: Abb. 5.10 zeigt das Koinzidenzhistogramm der Messung: die periodische Abfolge an Maxima im Histogramm spiegelt die gepulste Emission des Bauteils wider, wobei der Abstand der Maxima der Pulsfrequenz entspricht. Der deutlich unterdrückte Peak bei $\tau = 0$ ist ein Beweis für den nichtklassischen Charakter der Emission. Vergleicht man die gemittelte Fläche unter den Maxima mit der

Fläche unter dem Histogramm um $\tau = 0$, lässt sich ein Wert von $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,16$ ermitteln, womit eindeutig die Einzelphotonenemission des Bauteils nachgewiesen ist. Die geringfügige Abweichung vom Idealwert $g^{(2)}(\tau = 0) = 0$ kann zum Teil durch einen geringen spektralen Hintergrund erklärt werden sowie durch andere, lichtschwächere Emittoren, welche nichtresonant die Kavitätsmode füttern können [HSL⁺10]. Um die Effizienz der Einzelphotonenquelle experimentell zu ermitteln, wurde die Emissionsrate der einzelnen Photonen direkt an den Lawinendioden gemessen und anschließend mit der Effizienz des Messaufbaus sowie dem nicht optimalen $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,16$ Wert entfaltet. Die maximale Emissionsrate des vorgestellten Bauteils betrug $(10,9 \pm 1,6)$ MHz, was bei einer Pulsfrequenz von 220 MHz einer Bauteileffizienz von $\eta = (4,9 \pm 1,0)\%$ entspricht. Vergleicht man diesen Wert mit der maximal zu erwartenden Bauteileffizienz von 61 %, welche nach Gleichung 5.3 mit den Bauteildaten $Q = 2300$, $Q_{2D} = 3000$ sowie $F_P = 4$ ermittelt wurde, erkennt man eine deutliche Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie. Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in einer ineffizienten Ladungsträgerinjektion in die QPe im elektrischen Anregungsschema, welche möglicherweise durch nichtstrahlende Rekombination und Ladungsträgerverluste an den geätzten Außenwänden des Mikrotürmchens zustande kommt.

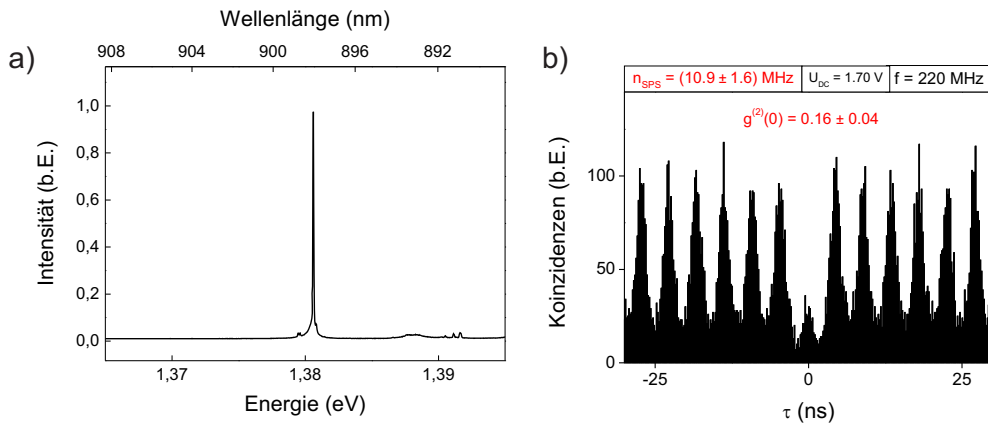


Abbildung 5.10: a) Elektrolumineszenz eines $2 \mu\text{m}$ -Türmchens unter gepulster Anregung (6 V, 1,7 V Vorspannung, 220 MHz) in Resonanz. b) Autokorrelationsmessung zweiter Ordnung in Resonanz.

5.3 Zusammenfassung des Kapitels

Durch die gezielte Integration spektral angepasster sowie ladungskontrollierter QPe in ein optimiertes Resonatordesign konnte die Einzelphotonenemission des resonanten Systems

unter elektrischer Anregung nachgewiesen werden. Durch eine Reduzierung des Bauteilwiderstandes konnte der Betrieb im gepulsten Modus demonstriert werden. Exemplarisch wurde in diesem Kapitel der Arbeit eine Einzelphotonenquelle mit einer Effizienz um $\eta = (4,9 \pm 1)\%$ sowie einem Wert von $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,16$ für eine Türmchenstruktur mit einem Durchmesser von $2 \mu\text{m}$ diskutiert. Es sei angemerkt, dass an ähnlichen, im Laufe dieser Arbeit hergestellten Strukturen Bauteile mit Kenngrößen von $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,13$ sowie Rekordeffizienzen von $\eta_{eff} = (34 \pm 7)\%$ identifiziert werden konnten [HSL⁺10]. Diese Daten sind nicht nur hervorragend im Vergleich mit zuvor veröffentlichten Werten von elektrisch gepumpten Einzelphotonenquellen von 14 % [EBD⁺08], sondern ebenfalls vergleichbar mit den besten Daten von optisch gepumpten Mikroresonatoren von 38 bis 44 % [SSR⁺07]. Eine detailliertere Analyse der Photonenstatistikmessungen und spektroskopischen Untersuchungen der elektrisch betriebenen QP-Mikrotürmchen wird in der Dissertation von Tobias Heindel (Lehrstuhl für Technische Physik, Universität Würzburg) zusammengefasst.

Kapitel 6

Wachstum und Spektroskopie von positionierten InAs-Quantenpunkten

Die bisher diskutierten und eingesetzten QP-Wachstumstechniken basieren alle auf einer selbstorganisierten QP-Nukleation auf einer unstrukturierten GaAs-Oberfläche. Allerdings ist es für zahlreiche Anwendungen in Gebieten der Kavitäts-Quantenelektrodynamik und Nanophotonik essentiell, ein hohes Maß an Kontrolle über den Ort eines QPes zu erlangen, was sowohl eine Steuerung der QP-Nukleation als auch die Möglichkeit, diesen QP wiederzufinden unabdingbar macht [Sch07]. In diesem Abschnitt der Arbeit sollen Techniken diskutiert werden, mit deren Hilfe ein positionskontrolliertes Wachstum von QPen realisiert werden konnte. Hierbei lag das Hauptaugenmerk auf geordnetem Wachstum von QPen mit sehr großen Perioden, vergleichbar mit Dimensionen von typischen Halbleiter-Mikroresonatoren. Des Weiteren wurden die optischen Eigenschaften dieser QPe eingehend untersucht, da eine hohe optische Qualität der Emitter für einen späteren Einsatz als aktives Medium in gekoppelten QP-Resonator-Bauteilen essentiell ist.

6.1 Morphologische Untersuchungen an Einzel- und Mehrfachschichten positionierter Quantenpunkte

Wie in Abschnitt 3.2.3 dargelegt wurde, kann die Nukleation von QPen durch eine lithographische Strukturierung der Kristalloberfläche manipuliert und die QP-Position beeinflusst werden. Befinden sich die Abmessungen der Nukleationszentren nun im Bereich der QP-Dimension, können einzelne QPe gezielt auf die vorherbestimmten Positionen gewachsen werden. Dieses Konzept, sowie artverwandte Techniken sind beispielsweise in [Sch07] für verschiedene Halbleitermaterialsysteme zusammengefasst.

6.1.1 Probenpräparation und Überwachsversuche

Die lithographische Vorstrukturierung der Proben lief nach dem in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Verfahren ab, wobei die Nukleationszentren in Gittern quadratischer Anordnung mit Abständen zwischen 500 nm und 4 μm definiert wurden. Ähnlich der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Testproben zur Kalibration von SK-QPen wurde auch hier vor der Strukturierung der Proben eine 300-400 nm dicke GaAs-Schicht auf die (100)-orientierten GaAs-Substrate abgeschieden, um Rauigkeiten und Defekte auszugleichen. Ein wichtiger Parameter beim Wachstum von QPen auf Nanolöchern ist deren Form beziehungsweise Größe vor dem Überwachsen. Neben den lithographischen Parametern wie der Belichtungs-dosis hängt die Lochmorphologie stark von der Ätztechnik ab. Dies wird anhand von Abb. 6.1 a) und b) deutlich: Hier wird der Einfluss der Ätztechnik, mit der die Nanolöcher vom E-Beam-Lack in den Halbleiter transferiert wurden, auf die Ausdehnung und Form der Löcher miteinander verglichen. Die Löcher in Bild a) wurden mit einem nasschemischen Ätzverfahren, bestehend aus 600 ml H_2O , 4 ml H_2O_2 und 0,5 ml H_2SO_4 definiert, während im Fall der Probe in Bild b) ein möglichst schonendes reaktives Ar/Cl_2 -Ionenätzen angewandt wurde. In beiden Fällen wurde die Ätzzeit so gewählt, dass die Lochtiefe 15-20 nm beträgt. Wie aus den REM-Aufnahmen ersichtlich ist, sind die Lochdurchmesser im gerichteten trockenchemischen RIE-Verfahren mit circa 60 nm Durchmesser deutlich kleiner, während beim isotropen nasschemischen Verfahren eine starke laterale Aufweitung der Löcher stattfindet. In Abb 6.1c) wurden statistisch ausgewertete Lochdurchmesser für beide Ätzverfahren gegen die Belichtungs-dosis aufgetragen. Wie erwartet konnte für beide Ätztechniken ein leichtes Ansteigen der mittleren Lochdurchmesser mit steigender Belichtungs-dosis um 5 nm (WCE) beziehungsweise 8 nm (RIE) beobachtet werden.

Vor dem Abscheiden der QPe auf die strukturierte Oberfläche wurden zunächst, wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben, Oberflächenoxide von der Probenoberfläche mit verschiedenen chemischen Verfahren und einer Reinigung mit aktiviertem Wasserstoff entfernt, da eine thermische Oxiddesorption die Lochstrukturierung stark modifizieren oder komplett zerstören kann [KHS04]. Da die Oberfläche durch die Behandlung leicht aufrauen kann, muss vor dem Wachstum der QPe eine wenige Nanometer dicke, glättende GaAs-Schicht aufgewachsen werden, um beim QP-Wachstum die nötigen Migrationslängen zu gewährleisten. Hierbei gilt es zu beachten, dass bereits das Überwachsen der wenige Nanometer tiefen Löcher mit sehr dünnen GaAs-Schichten zu einer deutlichen Modifikation der Form der Nanolöcher führen kann. Um diesen Effekt genauer zu studieren, wurden Proben mit nasschemisch geätzten Nanolöchern präpariert und nach der Oxidentfernung mit 8 nm, 11,5 nm beziehungsweise 15 nm GaAs bei einer Substrattemperatur von 530 °C bei einer GaAs-Wachstumsrate von 1 $\frac{\mu\text{m}}{\text{h}}$ überwachsen. Die AFM-Aufnahmen

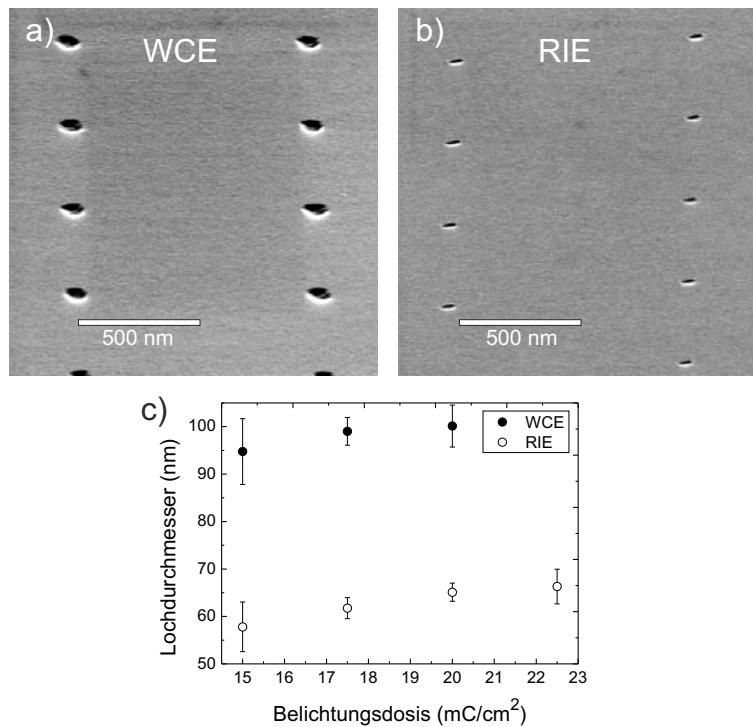


Abbildung 6.1: REM-Aufnahmen von quadratisch angeordneten Nanolöchern, die in einem a) nasschemischen und b) trockenchemischen Verfahren in den Halbleiter transferiert wurden. c) Statistische Auswertung der Lochgrößen für die beiden Ätzverfahren aufgetragen gegen die Belichtungs-dosis.

in Abb. 6.2 a) zeigen großflächige Bereiche der jeweiligen Proben mit einem quadratisch angeordneten Lochgitter (Lochperiode: $1 \mu\text{m}$). Um die Form der Löcher genauer zu untersuchen, wurden zusätzlich REM-Aufnahmen von einzelnen Löchern sowohl entlang der $[0\bar{1}1]$ - als auch der $[0\bar{1}\bar{1}]$ -Kristallrichtung angefertigt, wobei die Proben bei den Aufnahmen um 70° verkippt wurden, um den Höhenkontrast zu verstärken. Aus den großflächigen AFM-Oberflächenstudien ist ersichtlich, dass das Kristallwachstum auf der behandelten Oberfläche defektfrei abläuft und zwischen den nach wie vor sichtbaren Nanolöchern keine globalen Oberflächenrauigkeiten entstehen. Die vergrößerten REM-Aufnahmen der Löcher verdeutlichen zudem, dass die nach dem Ätzprozess noch annähernd kreisförmigen Strukturen mit Durchmessern von circa 120 nm mit zunehmend abgeschiedener Materialmenge entlang der $[0\bar{1}\bar{1}]$ -Kristallrichtung stark aufweiten, während die Ausdehnung entlang der $[0\bar{1}1]$ -Richtung mit steigender GaAs-Schichtdicke leicht abnimmt. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit Beobachtungen in [HMS04]. Dieser Sachverhalt sowie ein leichtes, zu erwartendes Abflachen der Lochtiefe bei dickeren Pufferschichten ist in Abb. 6.2 b) zusammengefasst. Das relativ stark ausgeprägte Aufweiten der Löcher auf Ausdehnungen um 200 nm kann beim Wachstum positionierter QPe zu einer reduzierten Positioniergenauig-

keit führen [PGR⁺09] und die Nukleation von mehreren QPen pro Nanoloch forcieren. Des Weiteren kann durch die Abnahme der Lochtiefe sogar die gerichtete Nukleation gänzlich verloren gehen. Aus diesen Gründen ist ein genau angepasstes Wachstum der Pufferschicht unumgänglich, um ein optimales Wachstum positionierter QPe zu ermöglichen.

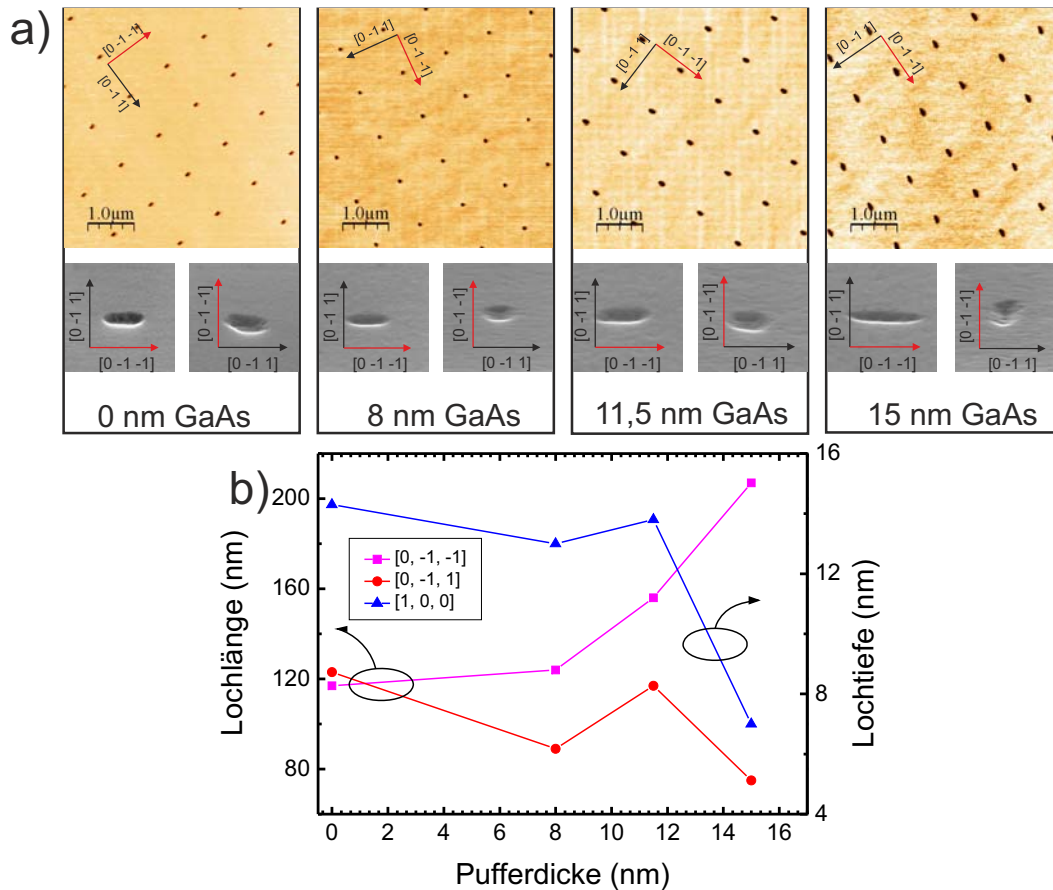


Abbildung 6.2: a) Großflächige AFM- (oben) und hochaufgelöste REM-Aufnahmen (unten) der Probenoberfläche bei variierender Pufferdicke. b) Auswertung der Lochausdehnung sowie der Lochtiefe in Abhängigkeit von der abgeschiedenen Materialmenge.

6.1.2 Einzellagen positionierter Quantenpunkte auf trocken- und nasschemisch geätzten Nanolöchern

Die im letzten Kapitel beschriebene Transformation von kreisförmigen zu stark elongierten Nanolöchern bei gesteigerter Pufferdicke sollte sich auch beim gesteuerten QP-Wachstum

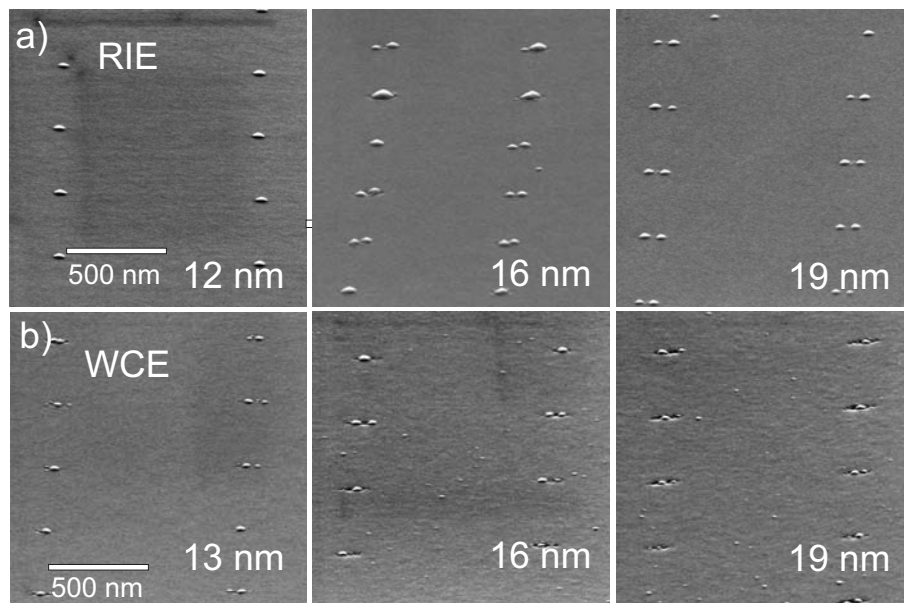


Abbildung 6.3: Studie der QP-Nukleation auf RIE und WCE definierte Nanolöchern. Die Pufferdicke in a) (RIE) wurde von 12 nm über 16 nm auf 19 nm, beziehungsweise in b) (WCE) von 13 nm über 16 nm auf 19 nm erhöht.

widerspiegeln. Um dies zu demonstrieren, wurden Proben mittels RIE und WCE vorstrukturiert und eine Pufferschicht mit variierender Dicke abgeschieden. Anschließend wurde circa 1 nm InAs bei einer Substrattemperatur von 530 °C abgeschieden um QP-Nukleation am Ort der Nanolöcher zu gewährleisten. Abb. 6.3 zeigt die korrespondierenden Oberflächenaufnahmen der hergestellten Testproben. Insbesondere im Fall von trockenchemisch geätzten Nanolöchern (Abb. 6.3 a) ist deutlich zu erkennen, dass bei der dünnsten Pufferschicht mit 12 nm reproduzierbar ein einzelner QP pro Nanoloch nukleiert. Im Vergleich hierzu findet bei den lateral größeren nasschemisch geätzten Strukturen Nukleation einzelner QPe lediglich auf circa 50 % der Nanolöcher statt, während die restlichen Löcher mit zwei QPen besetzt sind. Diese QP-Moleküle sind entlang der $[0\bar{1}\bar{1}]$ -Kristallrichtung ausgerichtet, in welcher zuvor die Elongation des Nukleationszentrums festgestellt werden konnte. Der Trend der Nukleation mehrerer QPe auf den Positionen der Nanolöcher ist im Falle dickerer Pufferschichten noch deutlicher ausgeprägt: Im Fall der kleineren, trockenchemisch geätzten Nanolöcher kann ebenfalls bei einer Pufferdicke von 16 nm nun bevorzugt Nukleation von QP-Molekülen beobachtet werden, während bei einer 19 nm dicken Pufferschicht sich quasi ausschließlich QP-Moleküle ausbilden. Der Abstand der einzelnen QPe zueinander beträgt hierbei circa 80 nm entlang $[0\bar{1}\bar{1}]$, ist also etwas größer als die mittels RIE definierten Nanolöcher vor dem Überwachsen. Ein qualitativ sehr ähnliches Verhalten ist ebenfalls bei den QPen, welche auf WCE definierte Nanolöcher gewachsen wurden, zu beobachten: Auch in diesen Proben nimmt die Wahrscheinlichkeit einer Doppel- oder Mehrfachbesetzung der Nanolöcher mit der abgeschiedenen Puffer-

dicke zu. Allerdings tritt in diesen Proben ebenfalls QP-Nukleation an Orten zwischen den Nanolöchern zutage, was auf ein leichtes Aufräuen der Kristalloberfläche zurückgeführt werden kann. Höchstwahrscheinlich wurden aufgrund dessen die Migrationslängen der Adatome auf der Probenoberfläche während des QP-Wachstums auf Werte kleiner als die Lochperiode reduziert, wodurch QP-Nukleation an zufälligen Plätzen forciert wird und ebenfalls das Volumen der QPe auf den Nanolöchern etwas kleiner erscheint. Des Weiteren kann angenommen werden, dass durch die reduzierte Tiefe der Nanolöcher bei dickeren Pufferschichten das attraktive Oberflächenpotential abgeschwächt wird, wodurch ebenfalls die Wahrscheinlichkeit einer QP-Nukleation zwischen den Löchern zunimmt.

6.1.3 Verspannungsgekoppeltes Wachstum positionierter Quantenpunkte

Um eine hohe Positioniergenauigkeit einzelner QPe für größere vertikale Abstände zwischen Nanoloch und QP zu ermöglichen, wurde ein Wachstumsschema entwickelt, welches sowohl die gerichtete Nukleation aufgrund der Oberflächenmodifikation als auch eine vertikale Fortpflanzung der Verspannung im Halbleiter kombiniert. Wie in Kapitel 3.2.3 schon dargelegt wurde, kann durch ein Verspannungsfeld gewährleistet werden, dass vertikal gestapelte QPe sich in ihrer lateralen Position aneinander ausrichten [STMH96][XMCK95]. Hierbei ist die Wahl der Schichtdicke zwischen den QP-Lagen essentiell, um die vertikale Korrelation der Positionen und somit die Positioniergenauigkeit beizubehalten. Wie in [XMCK95] eingehend diskutiert wird geht diese Korrelation bei QP-Abständen deutlich größer als 10 nm sukzessive verloren. Deshalb wurde in den Probenaufbauten, wie sie schematisch in Abb. 6.4 dargestellt sind maximale Barrierendicken von 10 nm zwischen den QP-Schichten gewählt. Des Weiteren sei angemerkt, dass beim verspannungsgekoppelten QP-Wachstum positionierter QPe auf kleine QP-Perioden um 200 nm, das Auftreten von lateralen Verspannungsinterferenzen die Formation von QPen auf Zwischengitterplätzen forciert [HDMS03]. Da in dieser Arbeit jedoch ausschließlich QP-Perioden mit Abständen größer als 500 nm untersucht wurden, sollten solche Effekte keine Rolle spielen. Im Folgenden soll nun das angewandte Wachstumsschema im Detail erklärt werden:

1. Teilbild a): Zunächst wird auf WCE oder RIE definierte Nanolöcher bei einer Substrattemperatur von 530 °C bis 545 °C eine 8 nm dünne GaAs-Pufferschicht zur Glättung der Oberfläche abgeschieden. Auf diese Oberfläche wird anschließend circa 0,75 nm InAs gewachsen, welches sich aufgrund der hohen Migrationslängen bevorzugt an den Positionen der Nanolöcher anlagert. Durch die Materialakkumulation in den Nanolöchern kann ein Verspannungsfeld erzeugt werden, welches beim Wachstum späterer QP-Schichten eine gute Positionierung erlaubt.

2. Teilbild b): Auf diese InAs-Schicht wird nun 2 nm GaAs abgeschieden und bei einer Substrattemperatur von 560 °C unter As-Stützdruck zwei Minuten ausgeheilt. Anschließend wird eine 10 nm dicke Barrierschicht (zumeist bestehend aus 5 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ und 2 nm GaAs) aufgebracht, auf welche die erste Lage Quantenpunkte (0,92 nm InAs) gewachsen wird.
3. Teilbild c): Falls mehrere Stapel von QPen untersucht werden sollen, so kann nach dem Abscheiden einer weiteren Barriere (hier typischerweise ebenfalls bestehend aus 5 nm GaAs, 3 nm $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ und 2 nm GaAs) eine weitere QP-Schicht verspannungsgekoppelt auf die darunterliegende gewachsen werden.

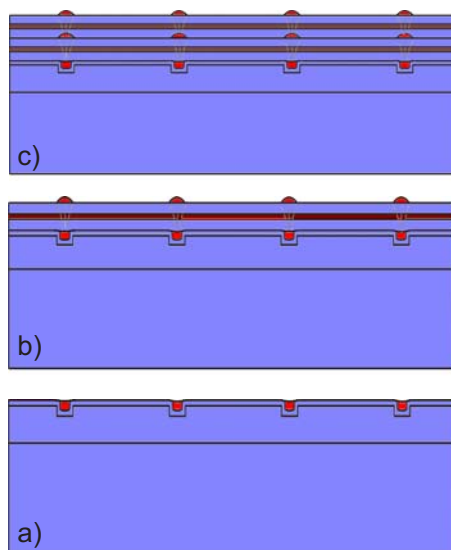


Abbildung 6.4: Verspannungsgekoppeltes QP-Wachstum: a) Nach dem Abscheiden einer 8 nm dicken Pufferschicht werden zunächst die Löcher mit InAs aufgefüllt. b) Das Wachstum der positionierten QPe erfolgt dann nach dem erneuten Abscheiden einer 10 nm dicken Zwischenschicht. c) Verspannungsgekoppelte zweite Schicht positionierter QPe.

Um den Einfluss der jeweiligen Wachstumsschritte auf die Morphologie der QPe zu untersuchen wurden Proben angefertigt, in denen das verspannungsgekoppelte QP-Wachstum jeweils nach dem Abscheiden der InAs-Schicht beendet wurde. Die REM-Oberflächenaufnahmen dieser Proben sind in Abb. 6.5 dargestellt, wobei der zugrundeliegende Schichtaufbau zudem schematisch mit in die Bilder integriert wurde. Wie zuvor schon angedeutet, wurde in der ersten InAs-Schicht mit 0,75 nm nicht genügend Material angeboten, um eine ausgeprägte QP-Nukleation auf den Orten der Nanolöcher zu gewährleisten. Dies ist deutlich in 6.5 a) an den nach wie vor in der Oberfläche vorhandenen

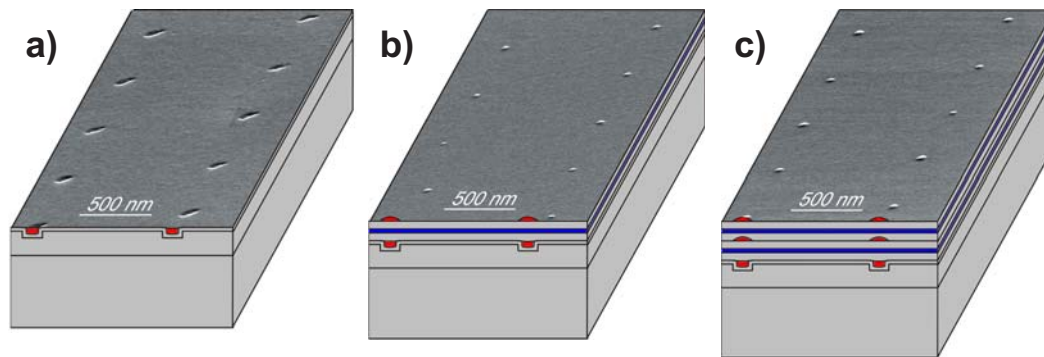


Abbildung 6.5: REM-Oberflächenaufnahmen verspannungsgekoppelter InAs-Schichten: Die zugrundeliegenden Schichtaufbauten wurden zur Übersicht nochmals mit in die Bilder integriert: a) Oberfläche nach der ersten InAs-Schicht. b) Erste Lage positionierter QPe. c) Verspannungsgekoppelte zweite QP-Schicht.

Nanolöchern zu erkennen. Auch auf Zwischengitterplätzen konnte auf dieser Probe keine QP-Nukleation festgestellt werden. Jedoch wurde nach dem zuvor beschriebenen Ausheilen der ersten InAs-Schicht und Abscheiden der 10 nm dicken GaAs/AlGaAs-Barriere in der ersten QP-Schicht (20 nm vertikal separiert von den Nanolöchern) ein Nukleationsverhalten der QPe festgestellt, welches stark von den zuvor beschriebenen Studien bezüglich der Ausbildung von QP-Molekülen bei dicken Pufferschichten abweicht: Durch das modifizierte Wachstumsschema konnte auf der in Abb. 6.5 b) gezeigten Probe nur vereinzelt Mehrfachnukleation von QPen pro Nanoloch beobachtet werden. Ein ähnliches Nukleationsverhalten konnte ebenfalls in der zweiten, um weitere 10 nm vertikal separierten QP-Schicht festgestellt werden (siehe Abb. 6.5 c). Dies verdeutlicht, dass eine gute Positionierung einzelner QPe pro Nukleationszentrum durch eine Kombination aus morphologischen als auch verspannungskoppelnden Techniken zur gerichteten Nukleation selbst bei großen vertikalen Abständen zwischen QP und Nanoloch erzielt werden kann.

Um den Einfluss der Verspannungskopplung weiter zu analysieren, wurden von den eben diskutierten Proben AFM-Aufnahmen angefertigt. Mit deren Hilfe kann sowohl die Tiefe der Löcher nach dem Abscheiden der ersten InAs-Schicht bestimmt werden, als auch die Höhe der QPe in den darüberliegenden verspannungsgekoppelten Schichten. Das Höhenhistogramm in Abb. 6.6 a) legt dar, dass durch das Auffüllen der Nanolöcher mit InAs die Lochtiefen deutlich reduziert wurden. Die durchschnittliche Lochtiefe liegt bei circa 4,2 nm, jedoch wurde auf manchen Lochpositionen die Oberfläche durch das Abscheiden von InAs sogar planarisiert. Eine Höhenanalyse der beiden QP-Schichten in Abb. 6.6 b) und c) zeigt dagegen ein Ansteigen der mittleren QP-Höhe von der ersten ($\approx 6,5$ nm) zur zweiten QP-Schicht (≈ 9 nm). Dies ist durch eine Abnahme der kritischen Schichtdicke zur QP-Entstehung vertikal gekoppelter QP-Schichten bedingt, wobei durch das Fortpflanzen

des Spannungsfeldes die QP-Nukleation in der obersten Schicht etwas früher einsetzen kann. Als direkte Konsequenz erreichen dadurch, selbst bei gleicher abgeschiedener Materialmenge, die QP in der obersten Schicht größere Abmessungen [XMCK95][KRS06].

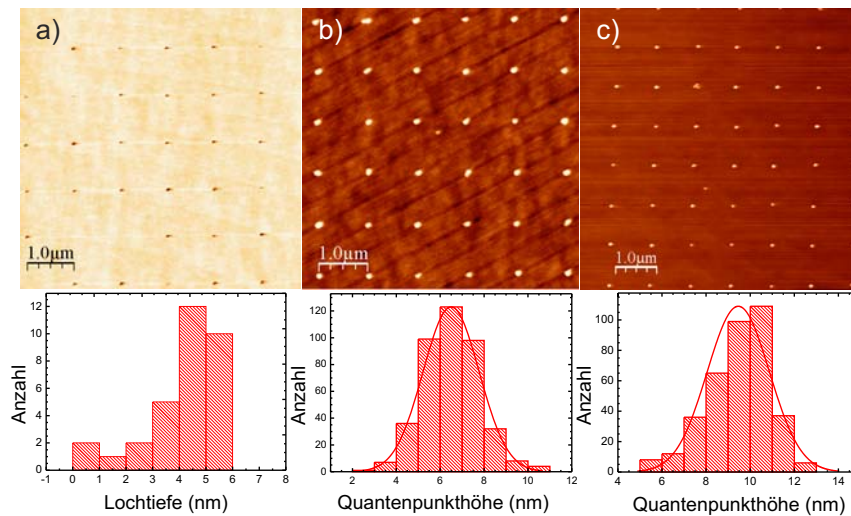


Abbildung 6.6: AFM-Aufnahmen und Analyse von Oberflächen entsprechend der Wachstumsschemen in Abb. 6.4: a) Nach dem Abscheiden der ersten InAs-Schicht. b) Nach dem Wachstum der ersten QP-Schicht. c) Nach dem Wachstum der verspannungsgekoppelten zweiten QP-Lage.

6.1.4 Periodenabhängige Quantenpunktordnung

Durch das im vorherigen Kapitel dargestellte Wachstumsschema konnte eine reproduzierbare Nukleation von einzelnen QPen pro Nanoloch mit unterschiedlichen vertikalen Abständen zwischen QPen und Nanolöchern gewährleistet werden. Dies wurde exemplarisch an Strukturen demonstriert, welche auf einem quadratischen Gitter mit einer Lochperiode von $1 \mu\text{m}$ nukleierten. Sollen einzelne QPe jedoch in Bauteile mit Abmessungen größer als $2 \mu\text{m}$ integriert werden, so muss ebenfalls eine genaue Kontrolle über das Nukleationsverhalten auf größeren Perioden gewährleistet werden. Aus diesem Grund wurden auf den hergestellten Proben Lochfelder mit verschiedenen Perioden strukturiert, die anschließend vergleichend mittels mikroskopischen oder spektroskopischen Techniken untersucht werden konnten.

Abb. 6.7 zeigt AFM-Aufnahmen einer Probe, welche nach dem dargestellten Wachstumsschema in Abb. 6.4 b) realisiert wurde. In dieser Probe wurde also eine einzelne Lage QPe bei einer Substrattemperatur von $530 \text{ }^\circ\text{C}$ über eine verspannungsinduzierende InAs-Schicht gewachsen. In Abb. 6.7 sind Oberflächenaufnahmen der Probe dargestellt, welche

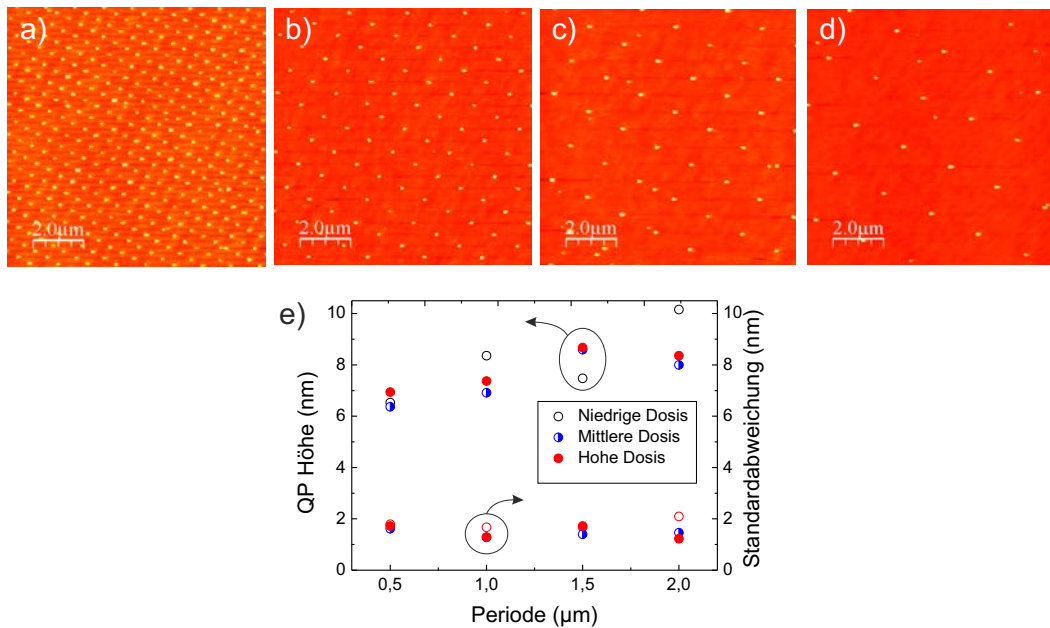


Abbildung 6.7: Einfluss der QP-Periode auf das Nukleationsverhalten der Strukturen: a) bis d) AFM-Aufnahmen von Oberflächenquantenpunkten auf einer 500 nm, 1 μm , 1,5 μm und 2 μm Lochperiode. e) Auswertung der mittleren QP-Höhe in Abhängigkeit der Lochperiode.

an repräsentativen Stellen jeweils auf der a) 500 nm b) 1 μm c) 1,5 μm und d) 2 μm Periode aufgenommen wurden. Es sei hierbei bemerkt, dass das Nukleationsverhalten über die abgeschiedene Materialmenge auf der 1 μm Periode optimiert wurde (bezüglich QP-Nukleation auf Zwischengitterplätzen). Anhand der AFM-Bilder ist zu erkennen, dass unabhängig von der Periode die gerichtete Nukleation am Platz der Nanolöcher mit hoher Verlässlichkeit vonstatten geht, jedoch die Nukleation auf Positionen zwischen den Löchern stark von der Lochperiode abhängt. Durch statistisches Analysieren der Aufnahmen wurde festgestellt, dass unabhängig von der QP-Periode maximal 2 % der Lochpositionen unbesetzt blieben. Des Weiteren konnte ermittelt werden, dass auf dieser Probe bei kleineren QP-Perioden (500 nm beziehungsweise 1 μm) die QP-Nukleation auf den Zwischengitterplätzen durch angepasste Wachstumsparameter weitestgehend unterdrückt werden konnte (nur 2 %). Deshalb erscheint es plausibel, dass das sporadische QP-Wachstum auf den Zwischengitterplätzen durch natürliche Kristalldefekte auf der Oberfläche initiiert wurde und nicht durch selbstorganisierte Nukleation im SK-Modus. Auf den größeren QP-Perioden von 1,5 und 2 μm konnte dagegen eine deutlich ausgeprägtere QP-Nukleation auf Zwischengitterplätzen beobachtet werden: Auf diesen Perioden nukleierten bis zu 40 % der QPe auf Zwischengitterplätzen. Hierbei ist davon auszugehen, dass die maximale Migrationslänge beim Abscheiden der QP-Schicht kleiner als der Abstand der Nanolöcher zueinander war und sich somit zusätzlich zu den positionierten

QPen InAs-Inseln auf zufälligen Positionen ausbildeten [KS08]. Dies lässt sich mit Hilfe der energetischen Betrachtungen in Kapitel 3.2.3 nachvollziehen und wurde basierend auf dem diskutierten Modell anhand von Monte-Carlo-Simulationen in [KS08] mathematisch demonstriert. Des Weiteren wurde ebenfalls eine ausgeprägte Abhängigkeit der QP-Größe von der Lochperiode festgestellt, welche in Abb. 6.7 d) dargestellt ist. Hierbei wurde anhand der AFM-Messungen die QP-Höhe als repräsentative Größe statistisch ausgewertet und als Funktion der Lochperiode aufgetragen. Es ist generell ein deutliches Ansteigen der mittleren Höhe der QPe mit größerem Lochabstand zu sehen. Dies begründet sich darin, dass aufgrund der hohen Migrationslängen für größere Perioden effektiv mehr abgeschiedenes Material pro Nanoloch zur Verfügung steht, resultierend in höheren, beziehungsweise größeren QPen. Dahingegen konnte bei der Homogenität der positionierten QPe, als deren Maß die Standardabweichung der QP-Höhenverteilung ermittelt wurde, keine klare Tendenz bezüglich der QP-Periode festgestellt werden. Jedoch sei angemerkt, dass bei den beiden größeren QP-Perioden von 1,5 und 2 μm die tendenziell kleineren, nicht positionierten QPe nicht mit in die Auswertung eingeflossen sind.

6.1.5 Geordnetes Wachstum von Quantenpunkten auf Nanolöchern unterschiedlicher Größe

Bereits in Kapitel 6.1.2 wurde demonstriert, dass die über die Dicke der Pufferschicht einstellbare, laterale Ausdehnung der Nanolöcher einen starken Einfluss auf das Nukleationsverhalten der positionierten QPe hat. Während bei dünnen Pufferschichten sich bevorzugt einzelne QPe auf den Positionen der Nanolöcher ausbildeten, wurde ein vermehrtes Wachstum von QP-Molekülen bei dickeren Pufferschichten festgestellt. Im folgenden Kapitel soll gezeigt werden, dass eine Variation der Lochgröße bei der Vorstrukturierung einen ähnlichen Einfluss auf die QP-Morphologie haben kann. Hierfür wurde, wie in Kapitel 6.1.1 erläutert, die Größe der Nanolöcher über die Belichtungsdosis der E-beam eingestellt und anschließend die Nanolöcher in einem RIE-Ätzschritt in die Probenoberfläche transferiert. Dann wurde das in den vorherigen Kapiteln beschriebene Wachstumsschema eingesetzt, um eine einzelne Lage positionierter QPe über einer verspannungskoppelnden InAs-Schicht zu realisieren. In Abb. 6.8 sind REM-Aufnahmen dieser Probe dargestellt, bei der die Belichtungsdosis über verschiedene Probenpositionen variiert wurde. Auch hier ist ein deutlicher Trend von der Nukleation einzelner QPe auf Feldern der Probe mit niedriger Belichtungsdosis (also kleiner Lochgröße) hin zu vermehrter Nukleation von QP-Molekülen auf Feldern hoher Belichtungsdosis (also größeren Löchern) festzuhalten. Die quantitativ ausgewertete Besetzung der Nanolöcher mit einzelnen QPen ist in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Belichtungs-dosis ($\frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$)	17500	20000	22500	25000
Einfachbesetzung	77,5%	64,3%	57,1%	48,8%

Tabelle 6.1: Einfach- und Mehrfachbesetzung von Nanolöchern mit QPen.

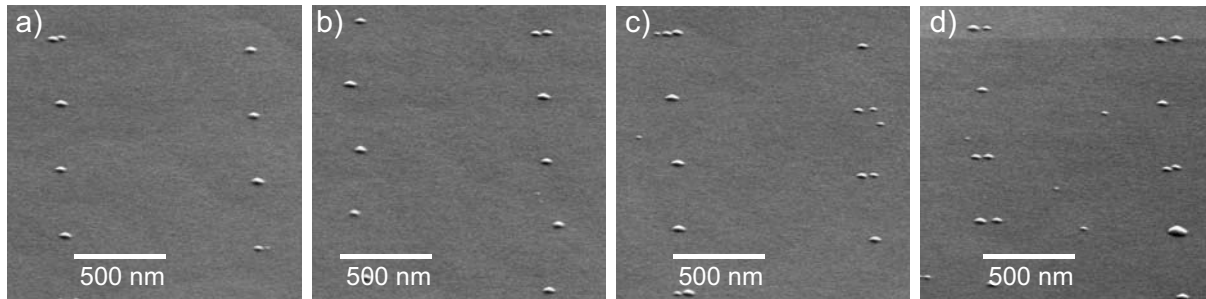


Abbildung 6.8: Einfluss der Belichtungs-dosis auf das Nukleationsverhalten der QPe: Die Dosis wurde von a) nach d) sukzessive gesteigert, wobei mit der dadurch bedingten Lochvergrößerung auch eine Mehrfachbesetzung der Nanolöcher erreicht wird.

Diese Ergebnisse legen nahe, dass die Größe der Nanolöcher zum einen ein Parameter ist, welcher auch beim verspannungsgekoppelten Wachstum positionierter InAs-QPe deren Morphologie signifikant beeinflussen kann. Allerdings zeigen sie auch die Limitierungen beim QP-Wachstum auf. Soll das QP-Wachstum im verspannungsgekoppelten Modus beispielsweise auf den typischerweise deutlich größeren nasschemisch geätzten Nukleationszentren stattfinden (vergleiche Kapitel 6.1.1), ist davon auszugehen, dass die Wahrscheinlichkeit einer Einzelbesetzung der Lochpositionen gering ist. Da, wie in den nachfolgenden Kapiteln noch diskutiert wird, der Ätzprozess jedoch einen sehr starken Einfluss auf die optischen Eigenschaften der QPe haben kann, war es Gegenstand weiterer Untersuchungen ein Wachstumsfenster zu identifizieren, in welchem auch auf nasschemisch definierten Nanolöchern eine reproduzierbare Nukleation von einzelnen QPen stattfindet. Hierfür wurde in Betracht gezogen, dass, wie anhand des Nukleationsverhaltens von SK-QPen schon in Kapitel 4.2 analysiert wurde, die Substrattemperatur während des QP-Wachstums nicht nur ein kritischer Parameter bezüglich der QP-Flächendichte ist, sondern ebenfalls die Form der QPe stark beeinflusst. Somit kann bei gesteigerten Substrattemperaturen, begleitet von einer stark erhöhten Migrationslänge des abgeschiedenen InAs-Materials, ebenfalls eine ausgeprägte Steigerung der lateralen Abmessungen sowie eine Elongation der Strukturen entlang der $[0\bar{1}1]$ -Kristallrichtung einsetzen [MNSP01]. Um den Einfluss der Substrattemperatur auf das Wachstum positionierter QPe auf WCE-definierten Nukleationszentren zu beobachten, wurden deshalb Proben mit dem Schichtaufbau aus Abb. 6.4 b) realisiert (eine QP-Lage auf einer verspannungskoppelnden InAs-Schicht), wobei nun die Nanolöcher in einem nasschemischen Ätzschritt in den Kristall transferiert wurden.

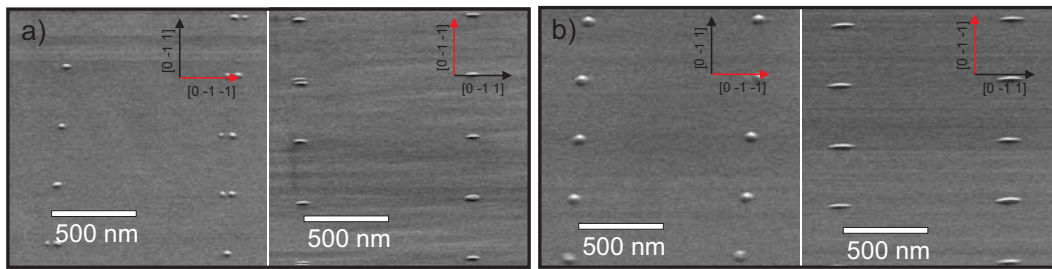


Abbildung 6.9: REM-Oberflächenaufnahmen zweier Proben entlang verschiedener Kristallrichtungen, auf denen die QPe bei a) 530 °C beziehungsweise b) 545 °C Substrattemperatur gewachsen wurden.

Abb. 6.9 zeigt anhand zweier Proben den Einfluss der Substrattemperatur auf das Wachstum der QPe. Während die Substrattemperatur während des QP-Wachstums der ersten Probe (Abb. 6.9 a) 530 °C betrug, wurden die QPe in Abb. 6.9 b) bei einer Temperatur von 545 °C abgeschieden. Hierbei wurde, um der starken Indiumdesorption bei solch hohen Temperaturen entgegenzuwirken, die abgeschiedene Materialmenge an die Substrattemperatur angepasst. Quantitativ musste die abgeschiedene InAs-Menge in der QP-Schicht von 0,94 nm auf 1,92 nm gesteigert werden, um QP-Nukleation auf den Positionen der Nanolöcher zu beobachten. Die Oberflächenaufnahmen zeigen, dass für beide Substrattemperaturen im gewählten Wachstumsfenster eine reproduzierbare QP-Nukleation auf großen QP-Perioden (hier jeweils 1 μm) erzielt werden konnte und gleichzeitig die Entstehung von QPen auf Zwischengitterplätzen komplett unterdrückt werden konnte. Des Weiteren sind sowohl die bei 530 °C realisierten QPe in Abb. 6.9 a) als auch die bei 545 °C gewachsenen QPe in Abb. 6.9 b) deutlich entlang der $[0\bar{1}1]$ -Kristallrichtung elongiert. Dieser Effekt tritt entsprechend der Theorie von Tersoff und Tromp [TT93] bevorzugt bei lateral größeren QPen zu Tage, wobei davon auszugehen ist, dass dieses Verhalten durch hohe Substrattemperaturen unterstützt wird. Es sei angemerkt, dass stark elongierte QPe bei hohen Substrattemperaturen in [MNSP01] und [LRF⁺06] lediglich bei der Deposition von ternären GaInAs-Strukturen mit niedrigem nominellen Indiumgehalt von 35 % beziehungsweise 30 % beobachtet werden konnte. Die ausgeprägte Elongation der binären InAs-QPe in Abb. 6.9 a) und b) lässt demnach auf eine starke Durchmischung von QP- und Barrierenmaterial zurückschließen. Um die Elongation der Strukturen weiter zu untersuchen wurden REM-Aufnahmen von beiden Proben jeweils entlang der entsprechenden Kristallrichtung angefertigt (zur besseren Orientierung wurde das Koordinatensystem in die Aufnahmen eingezeichnet). Quantitativ wurden die mittleren Abmessungen der QPe auf den beiden Proben in der Tabelle 6.2 zusammengefasst. Auffällig ist, dass zwar die lateralen Abmessungen entlang beider Kristallrichtungen bei den heißer gewachsenen QPen um circa 65 % zunehmen, das Verhältnis der Ausdehnung entlang beider Kristallrichtungen mit 1:2 jedoch konstant bleibt. Durch die deutlich gesteigerten lateralen Abmessungen

der heißer gewachsenen QPe konnte nun zusätzlich erreicht werden, dass unabhängig von der QP-Periode ein morphologischer Übergang von QP-Molekülen zu bevorzugt einzelbesetzten Lochpositionen erreicht werden konnte. Somit konnten Wachstumsparameter identifiziert werden, für welche geordnetes QP-Wachstum mit starker Unterdrückung von Mehrfachbesetzung der Nanolöcher sowie QP-Nukleation auf Zwischenplätzen in einem sehr großen Bereich von QP-Dichten ($4 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{cm}^2}$ bis $6,25 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{cm}^2}$) erzielt werden kann. Dies ist nochmals anhand der AFM-Aufnahmen in Abb. 6.10 visualisiert: Die Darstellung zeigt AFM-Aufnahmen auf Bereichen einer Probe, in denen die Lochperiode 500 nm (b), $2 \mu\text{m}$ (c) beziehungsweise $4 \mu\text{m}$ (d) beträgt. In Abb. 6.10 a) ist eine Aufnahme eines einzelnen elongierten QPes zu sehen.

Substrattemperatur	$[0\bar{1}1]$	$[011]$
530 °C	$80,8 \pm 6,0 \text{ nm}$	$38,3 \pm 9,5 \text{ nm}$
545 °C	$134,8 \pm 7,3 \text{ nm}$	$63,3 \pm 9,4 \text{ nm}$

Tabelle 6.2: Laterale QP-Abmessungen entlang verschiedener Kristallachsen bei unterschiedlichen Substrattemperaturen.

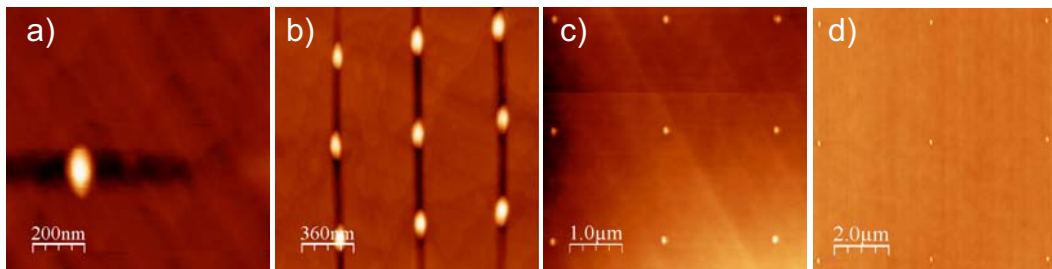


Abbildung 6.10: AFM-Oberflächenaufnahmen von Feldern verschiedener Periode auf einer Probe mit sowohl starker Unterdrückung der Mehrfachbesetzung einzelner Lochpositionen sowie der Nukleation auf Zwischengitterplätzen, als auch nahezu perfekter QP-Ordnung. a) ein einzelner elongierter QP; b) 500 nm Periode (die vertikalen Streifen sind Artefakte der Messmethode); c) $2 \mu\text{m}$ Periode sowie d) $4 \mu\text{m}$ QP-Periode.

6.2 Spektroskopische Untersuchungen an positionierten Quantenpunkten

Nachdem bisher lediglich die morphologischen Eigenschaften der positionierten QPe beschrieben wurden, sollen im Folgenden die optischen Eigenschaften der QPe diskutiert werden. Zentraler Punkt war hierbei die Untersuchung einzelner QPe mit örtlich und

spektral hochauflösender μ PL. Neben dem Einfluss der Ätztechnik auf das Emissionsverhalten wurde eine konsistente Abhängigkeit der Linienbreite einzelner QPe vom vertikalen Abstand zu den Löchern festgestellt.

6.2.1 Spektroskopische Untersuchungen einzelner Quantenpunktschichten

In Analogie zu Kapitel 6.1 sollen zunächst Untersuchungen an positionierten QPen dargestellt werden, welche lediglich durch eine dünne GaAs-Pufferschicht vertikal von den Nanolöchern getrennt wurden. Das Überwachsen der QPe mit 100 nm GaAs gewährleistete ein elektronisches Einschlusspotential in allen Raumrichtungen. Anhand von unüberwachsenen Referenzproben konnten Rückschlüsse auf den Zusammenhang zwischen morphologischen und optischen Eigenschaften erhalten werden. Um sicherzustellen, dass lediglich positionierte QPe spektroskopisch untersucht wurden und nicht etwa QPe, welche zufällig auf Zwischenplätzen nukleierten, wurden zwei Verfahren angewandt: Zum einen wurden die Proben mit örtlich hochauflösender μ PL untersucht und die QP-Emission abhängig von der Probenposition in einer Dimension (Linienscans) oder zwei Raumrichtungen (PL-Karten) studiert. Durch eine Korrelation der QP-Emission mit dem bekannten Lochgitter kann somit auf eine erfolgreiche Positionierung der QPe zurückgeschlossen werden. Um auch bei Proben, deren QP-Periode kleiner als die Ausdehnung des Laserfokuses ist (typischerweise 3-6 μm je nach Anregungsleistung und Objektiv), individuelle positionierte QPe zu untersuchen, wurde nach dem Probenwachstum ein Prozessschritt durchgeführt, in dem gezielt der Großteil der QPe über trockenchemisches Ätzen entfernt und somit die effektive QP-Dichte weiter verringert wurde. Hierbei wurden, ähnlich der Prozessierung von Mikrotürmchenresonatoren in Kapitel 3.3.1 kreisförmige Türmchen mit Durchmessern kleiner der QP-Periode (typischerweise 300 nm bis 1 μm) über die Positionen einzelner QPe strukturiert. Die Türmchen wurden in Perioden von 8 μm bis 10 μm angeordnet und waren somit selbst bei relativ großen lateralen Ausdehnungen des Anregungslaserfokuses (z.B. bedingt durch hohe Anregungsleistungen) einzeln zugänglich. Anhand von Ausrichtungskreuzen auf der Probenoberfläche können diese Türmchen mit hoher Genauigkeit relativ zu den QPen positioniert werden. In Abb. 6.11 a) und b) sind REM-Aufnahmen solcher Türmchen zu sehen, nachdem sie auf einen Bereich einer Probe mit einer QP-Periode von 1 μm prozessiert wurden. Die Periode der Türmchen betrug hierbei 8 μm , der Türmchendurchmesser 500 nm. Zur Veranschaulichung der Ausrichtung der Türmchen zu den QP-Positionen ist rechts die Oberfläche einer Probe gezeigt, auf der Kreise mit einem Durchmesser von 500 nm über ein Lochgitter mit einer Periode von 1 μm belichtet und anschließend in den Halbleiter transferiert wurden. Die Belichtung von Kreisen und Löchern erfolgte hierbei in zwei separaten Schritten, wobei zur Ausrichtung der Krei-

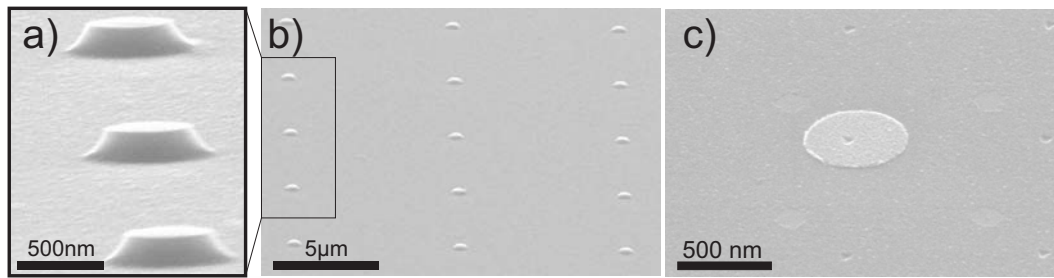


Abbildung 6.11: Probenstrukturierung zur Untersuchung einzelner positionierter QPe: a) und b) Über das Raster der QPe werden Mesen mit Durchmessern kleiner der QP Periode (hier 500 nm) strukturiert, deren Abstand zueinander (hier $8\ \mu\text{m}$) ausreichend ist, um unabhängig von der Größe des Laserfokuses eine einzelne Mesa zu untersuchen. c) Zur Veranschaulichung des Ausrichtungsprozesses wurden kreisförmige Strukturen relativ zu einem Lochgitter definiert: Bei erfolgreicher Ausrichtung der Elektronenstrahlolithographie-Anlage beträgt die mittlere Abweichung des Loches zum Zentrum des Kreises circa 50 nm.

se und der Löcher dieselben Marken auf der Probenoberfläche benutzt wurden. Wie das repräsentative REM-Bild in Abb. 6.11 c) zeigt, beträgt hier die Abweichung vom Loch zum Kreiszentrum circa 40 nm. In einer statistischen Analyse der Positioniergenauigkeit konnte gezeigt werden, dass bei erfolgreicher Prozessierung und Markenerkennung in der E-beam die Ausrichtungsgenauigkeit im Mittel circa 50 nm beträgt [SSS⁺08a][SSS⁺08b].

Um die optischen Eigenschaften der QPe in solchen Türmchenstrukturen global zu untersuchen, wurde in einem PL-Experiment der Anregungslaser auf einen Durchmesser von circa $3\ \mu\text{m}$ fokussiert und über ein quadratisches Feld von 3×3 Türmchen gerastert. In Abständen von 500 nm wurden hierbei PL-Spektren aufgenommen. Anschließend wurde die integrierte Intensität jedes Spektrums in Farbcodierung gegen die Probenposition aufgetragen. Die resultierende Intensitätskarte ist in Abb. 6.12 dargestellt. Wie erwartet konnte auf den Positionen zwischen den Türmchen kein Signal detektiert werden, da hier die QPe durch den Ätzschritt entfernt wurden. Dagegen konnte auf 8 von 9 Türmchenpositionen ein Emissionssignal von QPen detektiert werden, was sich in den dunklen Kreisen in der Karte manifestiert. Die Durchmesser der Kreise von mehreren Mikrometern sind hierbei durch die endliche Ausdehnung des Anregungslaserfokuses bedingt. Lediglich auf der mittleren Türmchenposition in der untersten Zeile konnte keine Emission beobachtet werden. Dies ist entweder durch die Besetzung des Nukleationszentrums mit einem optisch nicht aktiven QP (bedingt durch Kristalldefekte im QP und einer daraus resultierenden geringen Quanteneffizienz) oder durch das Nichtvorhandensein eines QPes auf dieser Position zu erklären.

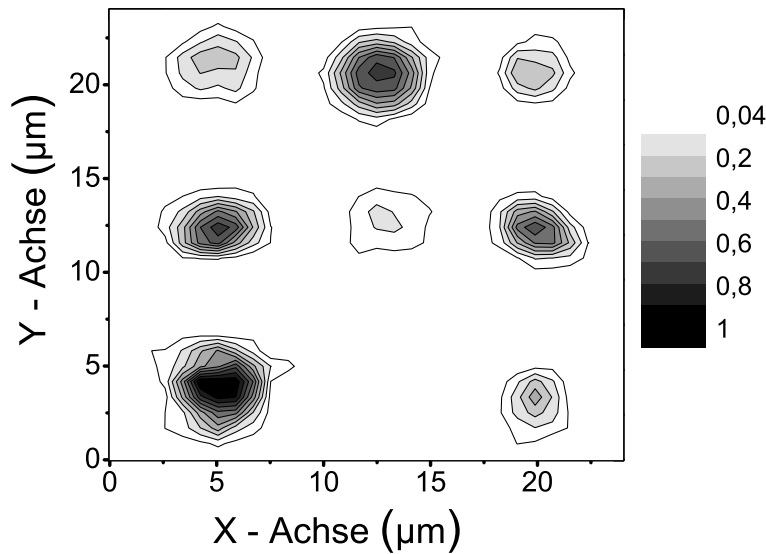


Abbildung 6.12: Ortsaufgelöste μ PL-Karte von neun Mesen mit integrierten QPens. Lediglich eine Mesa zeigt keine Emission.

Durch die Integration der positionierten QPe in solche Nanotürmchen und die damit verbundene Separation der QPe zueinander können die optischen Eigenschaften einzelner QPe ebenfalls problemlos untersucht werden. Abb. 6.13 a) zeigt leistungsabhängige Spektren eines QPes einer Probe, die mittels RIE vorstrukturiert wurde. Bei niedrigen Anregungsleistungen kleiner als $2 \mu\text{W}$ ist eine Emissionslinie im Spektrum zu sehen, deren Linienbreite circa $1,4 \text{ meV}$ beträgt. Bei höheren Anregungsleistungen erscheint zunächst eine weitere, um 4 meV rotverschobene Emissionslinie und schließlich eine um 34 meV blauverschobene Emissionslinie. Anhand des Leistungsverhaltens der integrierten Intensitäten der beiden mit X und XX bezeichneten Linien ($I_X \propto P^{1,1}$ bzw. $I_{XX} \propto P^{1,98}$) scheint, wie bereits in Kapitel 4.4 anhand von Spektren selbstorganisierter QPe diskutiert, eine Zuordnung der Emission zum exzitonischen beziehungsweise biexzitonischen Ladungsträgerkomplex im QP begründet. Das um 34 meV blauverschobene Emissionssignal des QPes kann weiterhin der Emission aus der P-Schale, also dem ersten angeregten Zustand des QPes aufgrund seiner energetischen Lage, zugeordnet werden [Bay03]. Sowohl die ausgeprägte Emission aus höheren Zuständen als auch die Präsenz einer spektral vom X -Übergang separierten Biexzitonenemission belegen trotz der stark verbreiterten Emissionslinien den nulldimensionalen Charakter des QPes (vergleiche Linienbreiten von $50\text{-}70 \mu\text{eV}$ an selbstorganisierten QPens, Kapitel 4.4). Des Weiteren wurden Proben untersucht, in denen die Nukleationszentren via WCE in den Kristall transferiert wurden, da die starke spektrale Verbreiterung der Emission höchstwahrscheinlich durch Fluktuationen des elektrischen Feldes in der Umgebung des QPes hervorgerufen werden. Diese können durch defektgebundene Ladungsträger am Nukleationszentrums induziert werden. Anders als beim RIE sollten beim WCE deutlich weniger Defekte entstehen, da vor allem die physikalische Ätz-

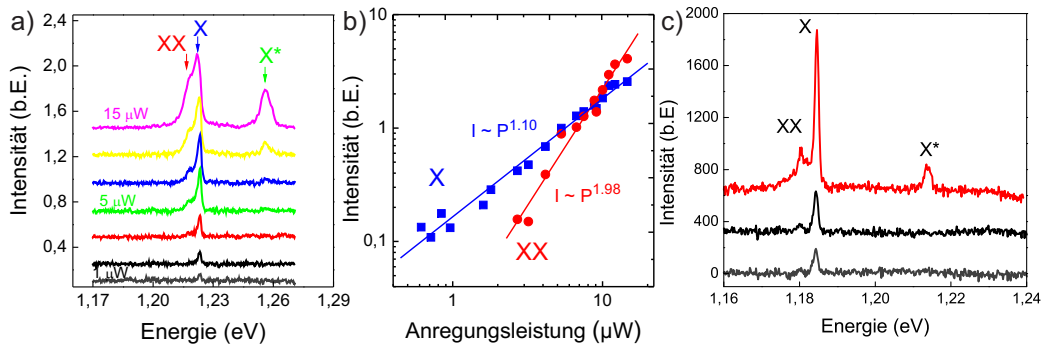


Abbildung 6.13: Leistungsabhängige μ PL-Studie an positionierten QPens: a) Spektrensequenz eines QPs auf einem RIE-definierten Nanoloch. b) Ausgewertete Intensitäten der Emissionssignale des QPens aus Abbildung a). c) Spektrensequenz eines QPens auf einem WCE-definierten Loch.

komponente (also das Herausschlagen von Atomen aus dem Kristall) im RIE-Verfahren den Kristall schädigt. Abb. 6.13 c) zeigt die leistungsabhängige μ PL eines solchen QPens, welcher ebenfalls in ein 500 nm großes Türmchen integriert wurde. Das Emissionssignal des QPens ist um 30 meV rotverschoben, was verglichen mit dem zuvor diskutierten QP auf einen etwas größeren, indiumreichen QP zurückschließen lässt. Dennoch erfolgt die Emission dieses QPens nach dem qualitativ selben Schema wie das beim zuvor diskutierten QP: Auch hier legen die energetischen Abstände der Linien im QP-Spektrum nahe, dass die um 4,6 meV rotverschobenen Emissionslinien einer biexzitonischen Emission zuzuordnen ist und das um 29 meV blauverschobene Signal aus der P-Schale des QPens stammt. Wichtiger noch ist die Tatsache, dass die Linienbreite dieser Emissionslinie im Vergleich zum QP auf dem RIE-strukturierten Nanoloch mit 1,04 meV reduziert werden konnte.

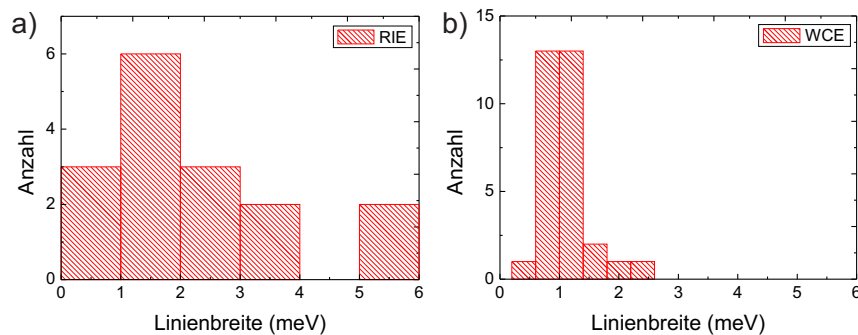


Abbildung 6.14: Statistisch ausgewertete Linienbreite zweier Proben, welche a) mittels RIE ($2,3 \pm 1,5$ meV) und b) mittels WCE ($1,1 \pm 0,4$ meV) vorstrukturiert wurden.

Dieser Effekt konnte reproduzierbar beobachtet werden, wobei für die statistische Analyse der Linienbreiten 16 beziehungsweise 31 QPe auf den beiden Proben untersucht wurden. Die entsprechenden Histogramme sind in Abb. 6.14 dargestellt: Die sehr großen mittleren QP-Linienbreiten der Proben, welche mittels RIE vorstrukturiert wurden ($2,3 \pm 1,5$ meV), konnten durch den nasschemischen Prozess ($1,1 \pm 0,4$ meV) deutlich verbessert werden.

6.2.2 Photolumineszenzuntersuchungen an verspannungsgekoppelten Quantenpunktschichten

Da, wie im Kapitel 6.1.2 diskutiert wurde, der WCE-Prozess zur Vorstrukturierung der Nanolöcher auch mit einer reduzierten Kontrolle über die morphologischen Eigenschaften der QPe verbunden ist, wurden ebenfalls verspannungsgekoppelte QPe via μ PL untersucht, welche sowohl auf nasschemisch als auch auf trockenchemisch geätzte Nanolöcher gewachsen wurden. Durch die Verspannungskopplung konnte eine hervorragende Kontrolle über die morphologischen Eigenschaften der QPe mit einer hohen Wahrscheinlichkeit einer Einzelbesetzung der Nanolöcher nahezu unabhängig von der Lochgröße erzielt werden (vergleiche Kapitel 6.1.2 und 6.1.5). Des Weiteren kann durch diese Wachstumstechnik der vertikale Abstand der QPe zu den Nanolöchern eingestellt werden, ohne Abstriche in der Positionskontrolle zu machen, wobei sich eine gesteigerte Separation des QPes vom Ätzdefekt in einer Verbesserung der Linienbreiten niederschlagen sollte.

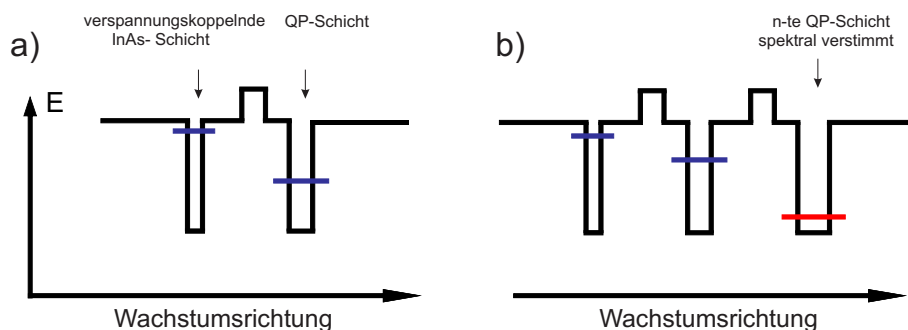


Abbildung 6.15: Schematischer Verlauf der Leitungsbandkante bei a) positionierten QPen mit darunterliegender, verspannungskoppelnder InAs-Schicht und bei b) gestapelten, spektral verstimmten InAs-QPen.

Bevor die QP-Emission dieser Proben diskutiert wird, soll zunächst das Wachstumsschema der verspannungsgekoppelten InAs-Schichten und gestapelten QPe in Hinblick auf die Konfigurationen der Energieniveaus betrachtet werden. Wurden die im vorangehenden Kapitel diskutierten QPe lediglich mit GaAs überwachsen, um einen elektronischen Einschluss zu gewährleisten, wurde die Höhe und somit die Emissionsenergie der hier beschriebenen QPe durch das PCA-Verfahren definiert. Abb. 6.15 a) zeigt einen skizzierten

Leitungsbandverlauf von QPen, welche auf eine verspannungsinduzierende InAs-Schicht abgeschieden wurden. Wie zuvor in den Abbildungen 6.7 und 6.9 gezeigt wurde, kann durch das Einbringen der dünnen InAs-Schicht 8 nm oberhalb der Nanolöcher sowie durch ein Anpassen der Wachstumsparameter eine sehr gute QP-Nukleation 20 nm oberhalb der WCE- als auch der RIE-definierten Nanolöcher erzielt werden. Da die Schichtdicke der verspannungsinduzierenden InAs-Schicht dahingehend reduziert wurde, dass weder QP-Nukleation noch QP-artige Emission in dieser Schicht stattfinden kann, ist es wahrscheinlich, dass jegliche QP-artige Emission dieser Proben aus den positionierten QPen stammt. Um diese QPe mit hochsensitiven Si-CCD-Detektoren zu spektroskopieren, wurde nach der Nukleation der QPe deren Höhe durch einen PCA-Schritt auf 2 nm limitiert. Anschließend wurde eine 100 nm dicke GaAs-Deckschicht abgeschieden, wodurch diese Strukturen im Spektralbereich zwischen 890 und 940 nm emittieren sollten. Um die vertikale Separation der QPe von den Positionen der Nanolöcher weiter zu vergrößern, wurden ebenfalls Proben realisiert, auf deren erste QP-Schicht nach dem PCA-Schritt eine 10 nm dicke GaAs/AlGaAs/GaAs Barriere abgeschieden wurde, und anschließend eine weitere QP-Schicht, beziehungsweise mehrere gestapelte QP-Schichten gewachsen wurden. (Die Morphologie solcher QPe wurde in Abb. 6.5 gezeigt). Um die QPe in der obersten Schicht spektral von den PCA-QPen in den darunterliegenden Schichten zu verstimmen, wurde hier auf den PCA-Schritt vor dem Überwachsen der QPe verzichtet und die Höhe dieser QPe nicht reduziert. Somit kann anhand der Energien der Emissionssignale solcher Proben nachträglich identifiziert werden, aus welcher Schicht die Lumineszenz stammt.

Zum Nachweis der spektrale Verstimmung einzelner QP-Schichten, wurde von verschiedenen Proben PL-Spektren aufgenommen, wobei jeweils eine Großzahl von QPen simultan angeregt wurde. Die Spektren in Abb. 6.16 wurden an einer Probe mit einer Einzelschicht von QPen aufgenommen, welche nach dem Wachstumsschema von Abb. 6.15 a) realisiert wurden. Wie erwartet konnte hierbei ein einzelnes, gaußförmig verbreitertes Emissionsspektrum bei einer Wellenlänge von 920 nm beobachtet werden. Im Gegensatz dazu zeigt Abb. 6.16 b) das Ensemblesignal einer Probe, in der vier QP Schichten, jeweils separiert durch eine 10 nm dicke GaAs/AlGaAs/GaAs Barriere, verspannungsgekoppelt gewachsen wurden jeweils durch einen PCA-Schritt spektral blau verschoben wurden. Die oberste QP-Schicht wurde nicht durch das PCA-Verfahren spektral verstimmt. Durch die erhöhte Anzahl der QP-Schichten konnte auch das Signal der kurzwelliger emittierenden QP-Schichten bei 920 nm selbst bei niedrigen Anregungsleistungen beobachtet und klar von der QP-Emission aus der obersten QP-Schicht bei 970 nm getrennt werden. Dies zeigt, dass auch bei Untersuchungen von gestapelten QPen die Emission aus den jeweiligen Schichten richtig zugeordnet werden kann.

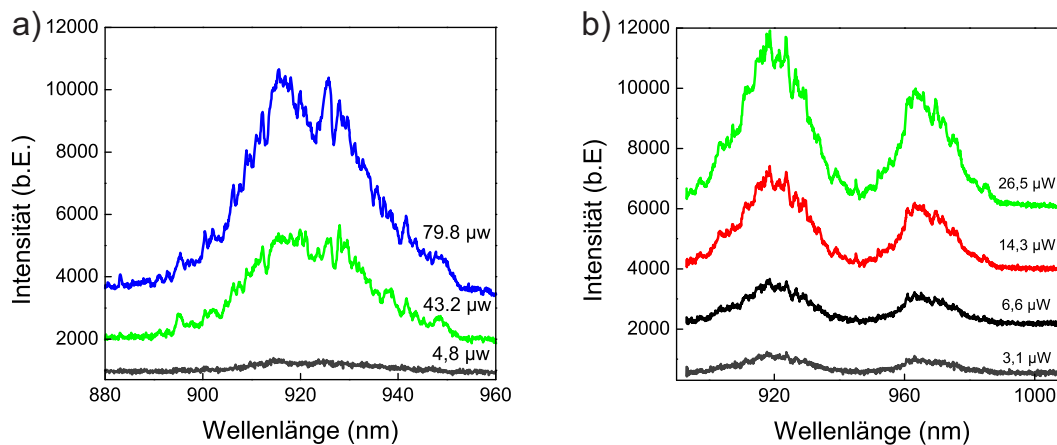


Abbildung 6.16: Ensemble-PL von Proben mit a) einer einzelnen Schicht positionierter QPe und b) vier QP-Schichten, wobei die unteren drei Schichten spektral verstimmt wurden.

6.2.3 Untersuchungen zur spektralen Diffusion in positionierten Quantenpunkten

Zur Ermittlung des Einflusses des Abstandes zwischen QP und Nanoloch auf die optische Qualität der entsprechenden QPe wurden die zu den Ensemblespektren in Abb. 6.16 a) und b) zugehörigen Proben, wie in Kapitel 6.2.1 beschrieben, mit ausgerichteten Türmchenstrukturen versehen und anschließend mittels μPL -Spektroskopie untersucht. Als Maß der optischen Qualität der QPe wurde wieder die Linienbreite der einzelnen Emissionslinien herangezogen, welche wie in Kapitel 6.2.1 bei möglichst niedrigen Anregungsleistungen und ausreichend hohen Integrationszeiten aufgenommen wurde. Zusätzlich wurden bei den auf die Verspannungsschicht gewachsenen QPen wiederum Proben verglichen, welche mittels RIE und WCE vorstrukturiert wurden, da aufgrund des zuvor geschilderten optimierten Wachstums bei beiden Lochspezies eine sehr gute Positionierung in diesem Wachstumsschema erzielt werden konnte. Abb. 6.17 zeigt das Resultat der ausgewerteten Linienbreiten dieser Proben, wobei zur Ermittlung der Mittelwerte und Standardabweichungen jeweils mindestens 16 repräsentative QPe untersucht wurden. Zur Vollständigkeit wurden die Resultate aus den Statistiken in Abb. 6.14 ebenfalls mit aufgenommen, welche an den QPen erzielt wurden, die direkt auf eine dünne GaAs-Schicht über die Nanolöcher gewachsen wurden. Zunächst fällt auf, dass bei den Proben, welche mittels RIE vorstrukturiert wurden, die mittlere Linienbreite der QPe deutlich mit dem Abstand zwischen QP und Nanoloch abnimmt. Bei einer Vergrößerung der vertikalen Separation von 14,5 nm auf 32 nm konnte die mittlere Linienbreite der Emission einzelner QPe von 2,3 meV auf 0,6 meV reduziert werden. Des Weiteren ist ein deutlicher Einfluss der Ätztechnik auf die Linienbreite der QPe zu sehen: Ähnlich wie in Kapitel 6.2.1 konnte auch hier die mitt-

lere Linienbreite der QP-Emission über den Ätzprozess deutlich reduziert werden und betrug im Fall einer 20 nm großen Separation zwischen QP und WCE-definiertem Nanoloch lediglich $660 \mu\text{eV}$. Beide Tendenzen zeigen, dass der Mechanismus, welcher zur Linienverbreiterung in diesen QPen führt durch das geätzte Nanoloch zustande kommt, da sowohl ein größerer Abstand zwischen QP und Nuklationszentrum als auch eine weniger schädigende Ätztechnik deutliche Verbesserungen in der optischen Qualität der QPe lieferte.

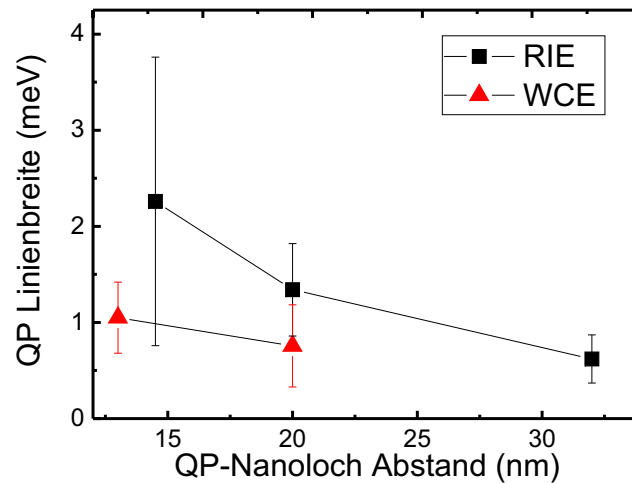


Abbildung 6.17: Einfluss des Ätzprozesses sowie des vertikalen Abstands zwischen QP und Nanoloch auf die mittlere Linienbreite von positionierten QPen.

Eine mögliche Erklärung für den Verbreiterungsmechanismus liegt in der durch Ladungsträger in der Umgebung des QPes hervorgerufenen spektralen Diffusion: Die Verbreiterung der Emissionslinien eines QPes, welche durch die rein radiative Zerfallszeit hervorgerufen wird (typischerweise 1 ns), liegt in der Größenordnung von $2 \mu\text{eV}$ [BF02]. Experimentell konnten solche schmalen Emissionslinien nachgewiesen werden, indem die QPe spektral selektiv angeregt und keine Ladungsträger im Volumenmaterial um den QP erzeugt wurden [BF02]. Im Falle einer nichtresonanten Anregung des QPes dagegen spielt die Umgebung des QPes eine wichtige Rolle, da sich beispielsweise an Kristalldefekten, geätzten Strukturen, aber auch in der Benetzungsschicht der QPe zusätzliche Ladungsträger lokalisieren können, welche über ihre Coulombkräfte mit den Exzitonen im QP wechselwirken können (siehe Abb. 6.18). Diese elektrostatische Wechselwirkung kann die Emissionsenergie des QPes temporär um bis zu mehrere meV verschieben. Die Zeitskala dieser Prozesse kann hierbei abhängig vom Materialsystem und dem Ursprung

des Prozesses mehrere Minuten [SWB⁺00] bis hin zu wenigen Millisekunden betragen [BFC⁺06][ENB96][RG00][BKMM02]. Ist die charakteristische Zeitskala des Streuprozesses (beispielsweise das temporäre Laden und Entladen von Defekten im Nanoloch in der Umgebung des QP) kleiner als die Integrationszeit zur Aufnahme der PL-Spektren, so überlagern sich bei der Messung viele energetisch verschobene Einzellinien wodurch es zu einer Verbreiterung des Signales kommt.

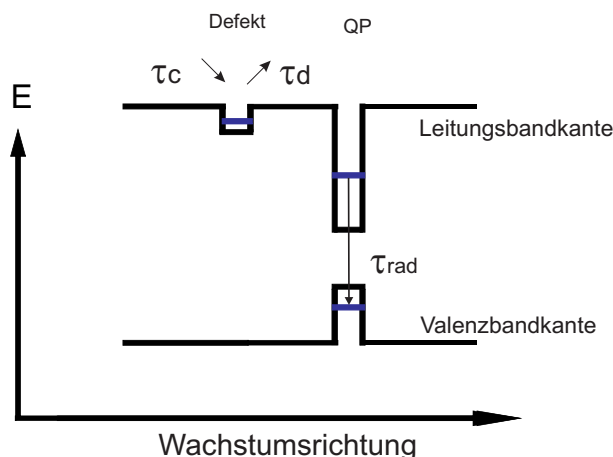


Abbildung 6.18: Skizze zur Erläuterung der Streu- und Relaxationsprozesse, welche für die homogene und inhomogene Verbreiterung einer einzelnen QP-Emissionslinie von Bedeutung sind.

6.2.4 Mikro-Photolumineszenzmessungen an verspannungsgesetzten positionierten Quantenpunkten

Nachdem im vorherigen Abschnitt der generelle Einfluss der Separation zwischen QP und Nanoloch auf deren optische Qualität diskutiert wurde, soll in diesem Abschnitt detailliert auf die spektrale Charakteristik von verspannungsgesetzten, vertikal ausgerichteten QP eingegangen werden. Durch die Verspannungskopplung kann eine relativ große Separation zwischen QP und Nanoloch gewährleistet werden, wobei durch das spektrale Verstimmen die einzelnen QP-Schichten in ihrer Emissionsenergie klar voneinander unterscheidbar sind. Da allerdings die vertikale Separation zwischen den QP-Schichten lediglich 10 nm in den hier dargestellten Untersuchungen betrug (um noch eine ausreichend hohe, morphologische Verspannungskopplung zu gewährleisten), muss davon ausgegangen werden, dass sich Exzitonen oder allgemein Ladungsträger in den beiden QP-Lagen über die Coulombwechselwirkung beeinflussen. Dies manifestiert sich in den in Abb. 6.19 a) dargestellten μ PL-Spektren: Zunächst bleibt festzuhalten, dass zwei um 30 nm spektral verstimmt Emissionssignale ab Anregungsleistungen von $7 \mu\text{W}$ zu sehen sind, welche der QP-Emission aus den beiden spektral verstimmt QP-Schichten zuzuordnen sind. Wie

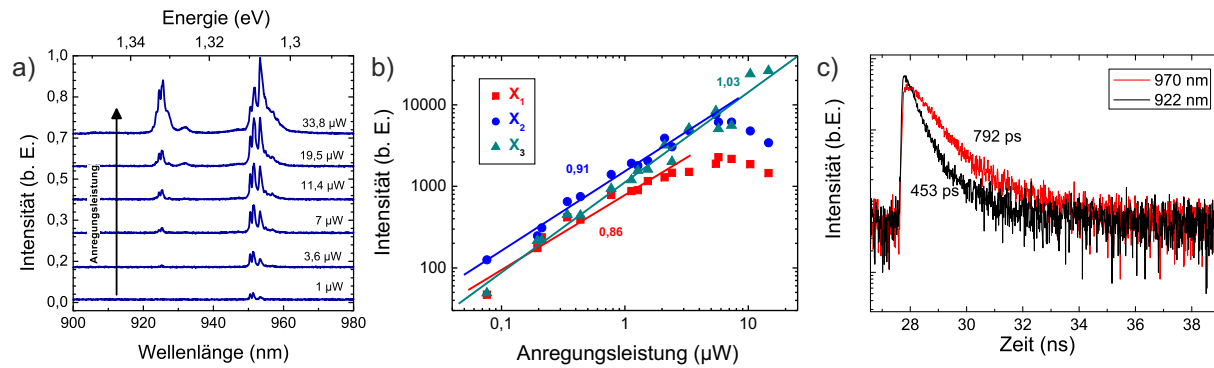


Abbildung 6.19: a) μ PL-Spektren eines vertikal gekoppelten, spektral verstimmten QP-Paares. b) Auswertung der integrierten Intensitäten des langwelligen QPes. c) Zeitaufgelöste Messungen am Ensemblespektrum auf der Emissionswellenlänge der oberen sowie der unteren QP-Schicht.

erwartet, ist aufgrund der größeren Separation zur geätzten Grenzfläche der Nanolöcher die Emission aus der oberen, langwelliger emittierenden QP-Schicht intensiver und tritt schon bei niedrigeren Pumpleistungen zu Tage. Allerdings sieht man auch, dass das Emissionssignal dieser QP-Schicht durchweg aus drei Linien besteht, deren Intensitäten eine sehr ähnliche, nahezu lineare Leistungsabhängigkeit aufweisen. Dies ist in Abb. 6.19 b) im doppellogarithmischen Graphen dargestellt. Aufgrund des spektralen Abstandes der einzelnen Linien zueinander könnte eine mögliche Erklärung hierfür lauten, dass zur Emission des Grundzustandes dieses QPes ein neutrales Exziton sowie ein negativ geladenes Exziton, dessen Emission typischerweise ein bis mehrere meV niederenergetisch erfolgt und ein positiv geladenes Exziton (typischerweise hochenergetisch) beitragen [RSP⁺05]. Da geladene Exzitonkomplexe, beziehungsweise ungepaarte Elektronen und Löcher, in beiden vertikal gekoppelten QP-Schichten entstehen können ist davon auszugehen, dass die elektrostatische Wechselwirkung der Ladungsträger zu einer deutlich ausgeprägteren Aufspaltung der Emissionslinien als in einem einzelnen, örtlich separierten QP führt. Des Weiteren ist es interessant die Relaxationsdynamik der Emission aus den beiden QP-Schichten zu untersuchen. Hierfür wurden am QP-Ensemble zeitaufgelöste Messungen durchgeführt, wobei die Anregung der QPe durch einen Ti:Saphir-Laser mit einer Pulslänge im Pikosekundenbereich erfolgte. Nach der Anregung wurde mit einer Lawinenphotodiode das Abklingen des PL-Signals untersucht. Abb. 6.19 c) zeigt den zeitaufgelösten Intensitätsverlauf der QP-Emission bei einer Wellenlänge von 970 nm (also der oberen QP-Schicht) sowie bei 920 nm (also der unteren QP Schicht). Durch Anpassen an die Zerfallskurven konnte für die Emission aus der oberen, langwelligeren QP-Schicht eine Lebensdauer von 792 ps (aufgenommen bei 970 nm) ermittelt werden. Dieser Wert ist etwas kleiner als typische Zerfallszeiten von selbstorganisierten InAs-QPen [JSN⁺08], wobei

gerade bei positionierten QPen aufgrund der modifizierten Umgebung nichtstrahlende Rekombinationskanäle die Zerfallsrate etwas steigern können [ASS⁺10]. Im Gegensatz dazu konnte bei einer Emissionswellenlänge von 920 nm eine wesentlich kürzere Zerfallszeit von 453 ps ermittelt werden. Dies ist ein Indiz dafür, dass nichtstrahlende Relaxationskanäle bei der Emission aus der QP-Schicht nahe der überwachsenen Grenzfläche eine wichtige Rolle spielen [ASS⁺10][JSN⁺08].

6.2.5 Untersuchungen positionierter Quantenpunkte mit sehr niedriger Flächendichte und hoher optischer Qualität

Da durch die vertikale Spannungskopplung zwar die spektrale Diffusion und somit die Linienbreiten der QPe reduziert werden konnten aber gleichzeitig durch die Kopplung der QP-Schichten die Spektren deutlich schwieriger zu interpretieren sind, wurden für weitergehende Untersuchungen Proben mit ungestapelten positionierten QPen herangezogen. Hierfür zeichneten sich vor allem Proben aus, die via WCE vorstrukturiert wurden und deren QPe 20 nm oberhalb der Nanolöcher auf eine verspannungsinduzierende InAs-Schicht gewachsen wurden. Wie in Abb. 6.17 gezeigt wurde, zeigten auch diese QPe eine reduzierte spektrale Diffusion aufgrund des schonenden Ätzverfahrens und des relativ großen Abstandes der QPe zu den Löchern. Zunächst soll das Verhalten der Ensemble-PL dieser QP-Spezies diskutiert werden. Abb. 6.20 a) zeigt ein PL-Spektrum, welches auf der 500 nm Periode aufgenommen wurde. An das inhomogen verbreiterte Ensemblesignal lässt sich eine Gaußfunktion mit einer Halbwertsbreite von 24 meV anpassen. Dies lässt Rückschlüsse über eine gesteigerte Homogenität der QPe sowohl im Vergleich zu den in Abb. 6.16 a) dargestellten Messungen an ähnlichen, auf RIE-Löchern gewachsenen QPen mit einer inhomogenen Verbreiterung von 45 meV als auch zu den in Kapitel 4.3 behandelten selbstorganisierten QPen niedriger Flächendichte mit einer Verbreiterung von 40 meV zu. Selbst auf sehr großen QP-Perioden von 4 μm konnten diese Werte mit 30 meV deutlich unterschritten werden. Da die QP-Dichte auf diesen sehr großen Perioden zu niedrig ist, um in einer Ensemblemessung ausreichend Signal von vielen QPen zu detektieren, wurde eine Statistik der QP-Emission einzelner Linien aufgenommen und in Abb. 6.20 b) dargestellt. In diesem Diagramm deuten sich auch Merkmale einer bimodalen Verteilung an, da die Anzahl der detektierten QP-Emissionslinien im hochenergetischen Ausläufer der Statistik wieder zunimmt. Wie später noch diskutiert wird, kommt die hochenergetische QP-Emission durch nichtpositionierte QPe oder Monolagenfluktuationen zwischen den Nanolöchern mit vergleichsweise kleinen Abmessungen zustande. Im Vergleich zu selbstorganisierten QPen ist die gesteigerte Homogenität der positionierten QPe darin zu erklären, dass aufgrund der regelmäßigen Anordnung der Nukleationszentren eine definierte Materialmenge pro Nanoloch zur Verfügung steht und somit bei angepassten Wachstums-

bedingungen (also ausreichend großer Diffusionslänge) reduzierte Fluktuationen in der QP-Größe zu erwarten sind. Im Vergleich zu den auf RIE-definierten Löchern gewachsenen QPen ist die erhöhte spektrale Homogenität dieser Strukturen in der Morphologie der QPe zu finden. Durch die deutliche laterale Vergrößerung der stark elongierten, auf naschemisch definierten Löchern gewachsenen QPe schlagen sich geringe Größenfluktuationen weniger stark in einer energetischen Verschiebung der Emissionslinie nieder, was somit direkt in einer reduzierten spektralen Verbreiterung des Ensembles resultiert. Ein weiterer Effekt, welcher durch die Elongation der QPe zustande kommt, ist eine Polarisation der QP-Emission entlang der $[0\bar{1}1]$ -Kristallrichtung, also entlang der elongierten QP-Achse. Dies ist im Polardiagramm in Abb. 6.20 b) dargestellt und in Übereinstimmung mit Messungen an elongierten selbstorganisierten InP-QPen [ZJP⁺01]: Die anisotrope Form der QPe resultiert in einer Elongation der Wellenfunktionen der Ladungsträger im QP, was wiederum in einer linearpolarisierten Emission resultiert.

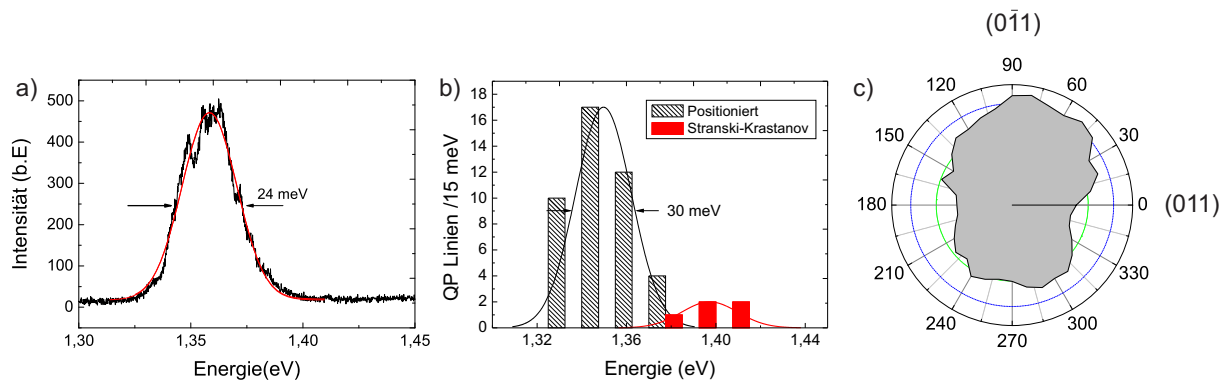


Abbildung 6.20: a) Ensemble-PL-Spektrum der 500 nm Periode einer Probe, welche auf naschemisch geätzten Nanolöchern gewachsen wurde. b) Emissionsstatistik der 4 μm QP-Periode. c) Polarisationsaufgelöste PL des Ensembles in Polardarstellung.

Da durch den stark migrationsgesteigerten Wachstumsmodus ebenfalls QP-Nukleation auf sehr großen Perioden zuverlässig möglich ist, konnten an diesen Proben auf ausreichend großen Perioden auch orts aufgelöste Messungen durchgeführt werden, ohne dass diese zur örtlichen Selektion nach dem Wachstum strukturiert werden mussten. Solch eine Messung ist in Abb. 6.21 a) dargestellt. Die QPe sind auf einer 4 μm Lochperiode angeordnet. Um einzelne QPe auf dieser Periode örtlich aufzulösen, musste der Fokus des Anregungslasers auf einen Durchmesser kleiner 2 μm reduziert werden, weshalb auf ein Mikroskopobjektiv mit einer Vergrößerung von 100X und einer numerischen Apertur von 0,7 zurückgegriffen wurde. Anhand der PL-Karte ist deutlich das geordnete Wachstum der QPe auf der 4 μm Periode nachzuvollziehen. In dieser Studie konnte QP-Emission an acht von neun Posi-

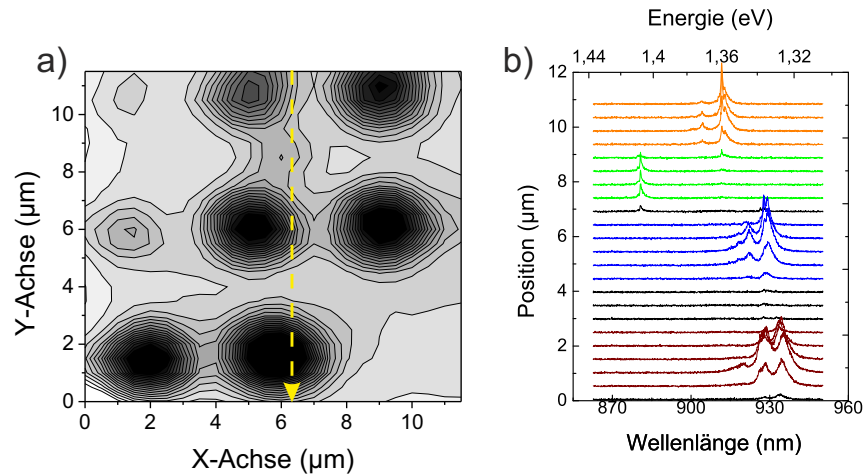


Abbildung 6.21: a) Ortsaufgelöste μ PL positionierter QPe auf einer Periode von $4 \mu\text{m}$ in logarithmischer Graustufenskala. b) Spektral und ortsaufgelöste Analyse der mittleren QP-Reihe von a).

tionen festgestellt werden. Des Weiteren wurde ebenfalls auf einem Zwischengitterplatz Emission festgestellt. In Abb. 6.21 b) ist ein Linienscan entlang der mittleren QP-Reihe (angedeutet durch den Pfeil in Abb. 6.21 a) dargestellt, wobei nun ebenfalls die spektrale Information in dieser Auftragung enthalten ist. In Übereinstimmung mit der Ensembleanalyse in 6.20 b) fällt auf, dass die Emission des QPes auf dem Zwischengitterplatz um 30 bis 50 nm gegenüber der Emission der positionierten QPe blauverschoben ist: Dies lässt auf deutlich kleinere Abmessungen der nichtpositionierten QPe oder im Extremfall auf Monolagenfluktuationen-gebundene Exzitonen rückschließen.

Um die spektralen Eigenschaften der einzelnen QPe noch detaillierter zu untersuchen, wurden diese wiederum in Türmchenstrukturen integriert. In Abb. 6.22 a) und b) sind repräsentative μ PL-Spektren zweier QPe dargestellt, welche mit steigender Anregungsleistung bei Temperaturen um 10 K aufgenommen wurden. Qualitativ ist in beiden leistungsabhängigen Studien ein deutlicher Effekt durch die Schalenstruktur der QPe zu erkennen. Während bei niedrigen Anregungsleistungen lediglich ein einzelnes Emissionssignal im spektralen Bereich der Ensemble-Photolumineszenz in Abb. 6.20 a) zu sehen ist, welches der Emission aus dem QP-Grundzustand zuzuordnen ist, werden mit steigender Anregungsleistung Emissionssignale aus den höheren Zuständen (der P-, D- und F-Schale des QPes) sichtbar. Der charakteristische Abstand der einzelnen Schalen zueinander beträgt im Fall des QPes in Abb. 6.22 a) 4,8 (D-F), 7,7 (P-D) und 9,7 meV (S-P) und für den etwas kurzwelliger emittierenden QP in Abb. 6.22 b) 16,4 meV (D-F), 15 meV (P-D) und 18 meV (S-P).

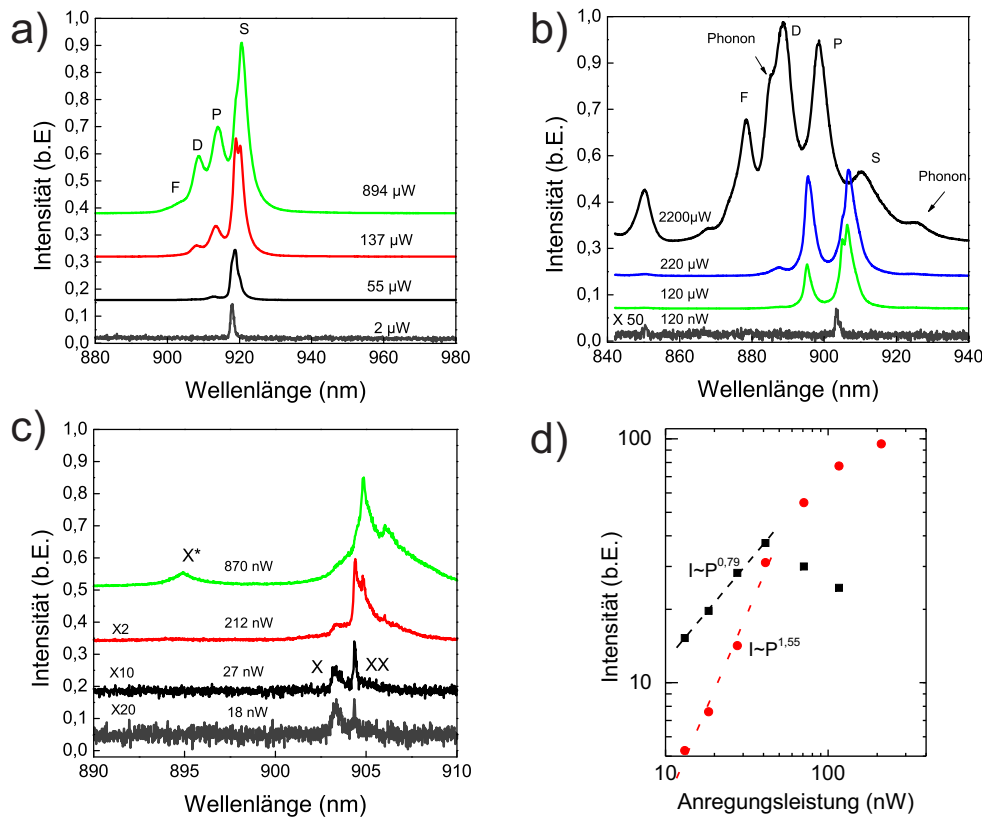


Abbildung 6.22: a) und b) Leistungsabhängige μ PL-Spektren von zwei positionierten QPen, welche auf eine verspannungsinduzierende InAs-Schicht gewachsen wurden. c) Hochaufgelöstes Spektrum des QPes aus Bild b). d) Ausgewertete Intensitäten der X- und XX-zugeordneten Emissionslinien.

Die größeren spektralen Abstände der Emissionssignale für den zweiten QP sowie die etwas kurzwelligere Emission indizieren, dass in diesem QP die Exzitonen in den entsprechenden Schalen durch eine kleinere morphologische Ausdehnung des QPes stärker lokalisiert sind. Des Weiteren konnten bei hohen Anregungsleistungen in Abb. 6.22 b) zwei weitere, verbreiterte Emissionssignale jeweils 30 meV hoch- und niederenergetisch des Grundzustandes identifiziert werden, welche aufgrund ihrer spektralen Position nicht der Emission aus höheren Zuständen des QPes zugeordnet werden konnten. Hierbei handelt es sich höchstwahrscheinlich um sogenannte Phononenreplika des QPes, die durch ein Ankoppeln des Exzitons an ein longitudinal-optisches (LO-) Phonon im QP zustandekommen können. Diese Phononen haben im Halbleiter materialspezifische Eigenenergien, wobei die Phononenenergie in InAs etwa 30 meV beträgt. Aus diesem Grund kann somit das hochenergetische Phononenreplika der Vernichtung eines LO-Phonons bei der Rekombination, das niederenergetische Replika der Erzeugung eines Phonons zugeordnet

werden. Die relativ intensiven Signale der zugeordneten Replika indizieren, dass im Exziton des untersuchten QPes ein permanentes Dipolmoment besteht (also eine effektive Separation von Elektron und Loch), welches über Coulombkräfte mit dem leicht polaren Kristallgitter im InAs-QP wechselwirken kann [HMS⁺99][LAF⁺01]. Des Weiteren wurde in [LAF⁺01] ebenfalls eine gesteigerte Exziton-Phonon-Kopplung in QPen mit nahegelegenen Kristalldefekten diskutiert, da defektgebundene Ladungsträger das QP-Exziton zusätzlich polarisieren können und somit den Effekt verstärken.

Um die Emission aus dem Grundzustand des QPes genauer zu untersuchen, wurden weiterhin spektral hochaufgelöste Untersuchungen der QPe durchgeführt. Abb. 6.22 c) zeigt eine leistungsabhängige Studie der spektralen Charakteristik des etwas kurzwelligeren QPes. Hierbei wurde die Emission aus der S-Schale des QPes genauer untersucht. Bei niedrigsten Anregungsleistungen können zwei Signale mit einem relativ geringen spektralen Abstand von 2 nm beobachtet werden, wobei das langwelligere Signal eine deutlich schmalere Linienbreite von circa $107 \mu\text{eV}$ aufweist. Wertet man die integrierten Intensitäten dieser beiden Emissionslinien bei steigender Anregungsleistung aus (Abb. 6.22 d), so fällt auf, dass der Steigungskoeffizient der schmäleren, langwelligeren Emissionslinie mit 1,55 ungefähr einen Faktor von 2 größer ist als der Koeffizient der kurzwelligeren Emissionslinie (0,79). Dies ist ein deutliches Indiz, dass es sich bei diesen beiden Linien um ein Biexziton (XX) beziehungsweise ein Exziton (X) aus diesem QP handelt. Des Weiteren fällt auf, dass die Intensität des Exzitons bereits bei niedrigen Anregungsleistungen von circa 40 nW absättigt und anschließend sogar wieder an Intensität abnimmt, während die biexzitonische Emission ein ähnliches Verhalten erst bei wesentlich höheren Pumpleistungen zeigt. Auch dies sind typische Merkmale für die X - beziehungsweise XX -zugeordnete Rekombination aus einem Quantenpunkt [MSMMH⁺09], welche durch die Lebensdauern ($\frac{\tau_X}{\tau_{XX}} \approx 2$) und Besetzungswahrscheinlichkeiten der jeweiligen Zustände bedingt werden [SPM⁺08].

Um weitere Rückschlüsse über den Einschluss der exzitonischen Wellenfunktion in diesen QPen zu erhalten, wurden ergänzend Messungen der QP-Emission in einem Magnetfeld in Faraday-Konfiguration durchgeführt. Hierbei wird in einem Spezialkryostaten ein Magnetfeld in Wachstumsrichtung der Probe angelegt und die QP-Emission abhängig von der Stärke des angelegten Feldes untersucht. Hierbei treten zwei Effekte zu Tage, welche aus der Wechselwirkung der Exzitonen mit dem Magnetfeld resultieren. Durch den intrinsischen Drehimpuls der Elektronen und Löcher des QPes kann es, in Analogie zur Atomphysik, zu einer Zeemanaufspaltung der Emission kommen. Des Weiteren unterliegen die Exzitonen einer diamagnetischen Verschiebung. Um diese beiden Effekte näher zu verstehen, muss man den Hamiltonoperator des Exzitons im magnetischen Feld be-

trachten. Unter Vernachlässigung von Spineffekten und der Einführung des magnetischen Vektorpotentials A lautet dieser [BWR98]:

$$H_B = - \sum_{i=e,h} \left(\frac{1}{2m_i} (p_i + e_i A)^2 + V(r_i) \right) - \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_o} \frac{e^2}{|r_e - r_h|} \quad (6.1)$$

Hierbei steht $V(r_i)$ für das Einschlusspotential der Elektronen und Löcher im QP, m_i für deren effektive Masse und der letzte Term berücksichtigt die Coulombwechselwirkung der Ladungsträger. Der Erwartungswert des Hamiltonoperator kann durch eine Störungsrechnung ermittelt werden, wie zum Beispiel in [WR98] ausgeführt wird, wobei die Magnetfeldabhängigkeit der exzitonischen Übergangsenergie im Ausdruck $E(B) = E_0 + \gamma_2 B^2$ zusammengefasst werden kann. Der diamagnetische Koeffizient dieser quadratischen Abhängigkeit hängt von der reduzierten Masse μ_X des Exzitons sowie der Ausdehnung der exzitonischen Wellenfunktion ρ^2 ab, und kann als $\gamma_2 = \frac{e^2}{8\mu} \rho^2$ zusammengefasst werden. Aus diesem Grund wird deutlich, dass die diamagnetische Verschiebung der QP-Emission ein Indiz für die effektive Ausdehnung ist und somit für das laterale Einschlusspotential der Wellenfunktion im QP herangezogen werden kann [WR98] [RMF⁺09] [TLL⁺08]. Zum Verständnis der Zeemanaufspaltung der QP-Feinstruktur muss in Betracht gezogen werden, dass die Emission des X -Zustandes, wie in Kapitel 4.4.2 schon ausgeführt wurde, aus zwei sich überlappenden Emissionslinien besteht, welche aus der Rekombination von hellen Exzitonenzuständen mit einem Gesamtspin von 1 bzw. -1 resultieren. Eine Analyse des spinabhängigen Austauschterms von Elektron und Schwerloch im Magnetfeld (siehe Gleichung 4.1) liefert den linearen Zusammenhang zwischen der Zeemanaufspaltung und dem Magnetfeld, unter der Annahme eines rotationssymmetrischen lateralen Einschlusspotentials [BOS⁺02]:

$$H_{ex} = -\mu_B (g_e S - \frac{g_h}{3} J_h) B \approx \mu_B g_x B \quad (6.2)$$

Hierbei ist μ_B das Bohr'sche Magneton und die Werte von g_e und g_h beziehungsweise g_x hängen stark vom QP selbst ab. Um eine bessere Einordnung der an den positionierten QP'en durchgeführten Messungen zu ermöglichen, wurden zum Vergleich ähnliche Messungen an stark elongierten, selbstorganisieren QP'en mit sehr großen lateralen Ausdehnungen von bis zu 100 nm beziehungsweise 30 nm entlang der $[0\bar{1}1]$ - beziehungsweise der $[011]$ -Kristallrichtung durchgeführt [LRF⁺06]. Abb. 6.23 zeigt die ausgewerteten Messdaten der QP-Emission aufgetragen gegen die Stärke des Magnetfeldes. Für beide QP-Spezies zeigt sich ein Aufspalten der Emissionslinien in ein Doublett von Emissionslinien bei angelegtem Magnetfeld. Eine Analyse der Messdaten liefert einen signifikant höhere g_x -Faktor von circa 4 für den positionierten QP, während der g_x -Faktor des selbstorganisierten GaInAs-QP'es lediglich 1 beträgt. Zunächst ist festzuhalten, dass die deutlich unterschiedlichen g_x -Faktoren durch Unterschiede in der Zusammensetzung der QP'e hervorgerufen werden

können: Hierbei liegt der Wert des positionierten QPes etwas über Werten um 3, welche für kleine InAs QPe in [TLL⁺08] [BF02] [KSS⁺11] ermittelt wurden. Die kleinen g_x -Faktoren für die GaInAs-QPe sind ebenfalls in Übereinstimmung mit Messungen in diesem Materialsystem [RMF⁺10]. Ebenfalls bemerkenswert ist ein signifikant unterschiedlicher diamagnetischer Faktor der beiden QPe, welcher Rückschlüsse auf das effektive Einschlusspotential des QPes auf die Exzitonen zulässt. Während der diamagnetische Koeffizient der elongierten, selbstorganisierten Ga_{0.70}In_{0.30}As-QPe mit $26 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}^2}$ einen bemerkenswert großen Wert annimmt [RMF⁺09], liegt der ermittelte Wert für den positionierten QP mit $6,5 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}^2}$ nahe den Werten, welche für GaInAs- oder InAs-QPe mit kleinen lateralen Ausdehnungen ermittelt wurden [RMF⁺09] [KSS⁺11] [TLL⁺08]. Dies ist insofern überraschend, da die morphologischen Untersuchungen der positionierten QPe eine sehr große Ausdehnung der Emitter nahelegten. Jedoch sei hier anzumerken, dass sowohl die Vorstrukturierung durch die Löcher als auch das verspannungsgekoppelte Wachstum der Strukturen die Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktionen durch ein modifiziertes Einschlusspotential in diesen QPen stark beeinflussen können. Das komplexe Verspannungsfeld scheint effektiv die Ausdehnung des lateralen Einschlusspotentials zu reduzieren, was in dem relativ kleinen diamagnetischen Koeffizienten resultiert. Alternativ könnte eine zusätzliche Lokalisierung der Exzitonen in Potentialfluktuationen (beispielsweise durch einen örtlich inhomogenen Indiumgehalt) im QP die Ausdehnung der Exzitonenwellenfunktion über die gesamte Nanostruktur verhindern. Diese Thesen wurde des Weiteren in [ASS⁺10] durch zeitabhängige Messungen an solchen QPen bestätigt, wobei durch eine genaue Analyse der strahlenden und nichtstrahlenden Zerfallsraten solcher positionierter QPe auf eine Quanteneffizienz von $\approx 50\%$ sowie Oszillatorstärken um 10 zurückgeschlossen werden konnte. Oszillatorstärken um 10 sind ebenfalls Werte, welche typisch für selbstorganisierte, morphologisch kleine InAs-QPe sind [YSH⁺04] [JSN⁺08].

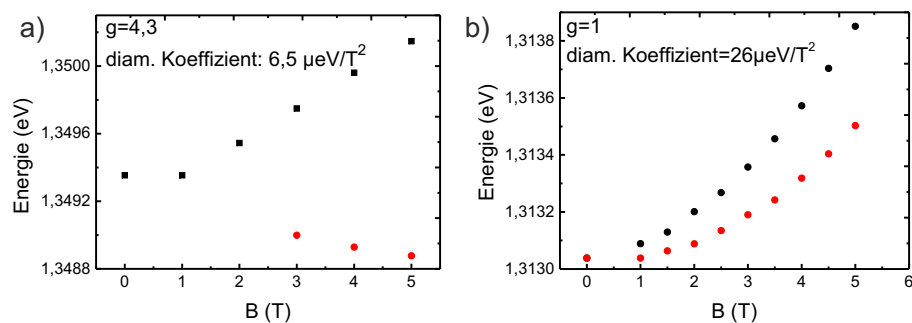


Abbildung 6.23: a) Messung der Emission eines positionierten QPes im magnetischen Feld in Faraday-Konfiguration. b) Vergleichsmessung an einem stark elongierten, selbstorganisierten Ga_{0.70}In_{0.30}As-QP.

6.2.6 Thermisches Ausheilen von positionierten Quantenpunkten

Um die optischen Eigenschaften einzelner QPe nach dem Wachstum hinsichtlich der Intensität der QP-Emission sowie der Linienbreite zu optimieren, wurde das Verfahren des thermischen Ausheilens (engl.: rapid thermal annealing, RTA) angewandt. Hierbei werden die QP-Proben nach dem Wachstum in einem Spezialofen unter Stickstoffatmosphäre binnen weniger Sekunden auf Temperaturen von mehreren 100 °C aufgeheizt. Um dem temperaturinduzierten Ausdiffundieren von Arsen aus den Proben entgegenzuwirken, wurden die Oberflächen der Proben während des Ausheilvorgangs mit einem GaAs-Stück bedeckt. Bei ausreichend hohen Temperaturen über der Wachstumstemperatur des Halbleiters können Umordnungsprozesse und Atominterdiffusion im Halbleiter stattfinden, wobei beispielsweise im InAs/GaAs-QP-System Indium aus dem QP diffundieren kann und durch Gallium ersetzt wird. Dieser Effekt führt typischerweise zu einer Blauverschiebung der Emissionswellenlänge der QP-Emission durch das Anheben der Bandlücke des QP-Materials und gleichzeitig zu einer Reduzierung der inhomogenen Verbreiterung des QP-Ensembles durch eine Reduktion der Barrierenhöhe zur GaAs Matrix. Des Weiteren sollte durch die Ga-In-Interdiffusion das Volumen der QPe effektiv gesteigert werden, wodurch die inhomogene Ensembleverbreiterung zusätzlich reduziert werden kann [MRMP97][YTA⁺07]. Ebenfalls kann eine Verringerung des Einschlusspotentials die Eigenschaften einzelner QPe stark beeinflussen [ESY⁺07]: Durch das stärkere Eindringen der Elektron- und Lochwellenfunktionen in die Barriere um den QP werden die Austauschwechselwirkungen im QP reduziert und die Feinstrukturaufspaltung der Emission stark reduziert. Darüberhinaus wurde ebenfalls eine Unterdrückung der Emission geladener Zustände der QPe beobachtet. Für die hier durchgeführten Untersuchungen stand jedoch im Mittelpunkt, dass die optische Qualität von Halbleiterstrukturen durch einen angepassten Ausheilschritt generell gesteigert werden kann, was sich beispielsweise in einer Zunahme der Lumineszenzintensität des QP-Ensembles manifestieren kann [YTA⁺07]. Besonders in Materialien wie dem GaInNAs-System, deren optische Qualität stark durch Wachstumsdefekte eingeschränkt wird, wird schnelles thermisches Ausheilen genutzt um die Lumineszenzausbeute deutlich zu steigern [BPF⁺09].

Vor diesem Hintergrund erscheint RTA als Optimierungsverfahren der optischen Eigenschaften auch für positionierte QPe vielversprechend, deren Emissionslinien durch eine defektinduzierte spektrale Diffusion verbreitert sind. Um dies zu untersuchen wurden einige QPe auf der Probe gezielt ausgewählt und untersucht: Zunächst wurden die spektralen Eigenschaften der QPe auf einem Feld mit einer 4 μm Periode vor dem ersten Ausheil-schritt via μPL bei einer Probertemperatur von 10 K ermittelt. Anschließend wurde die

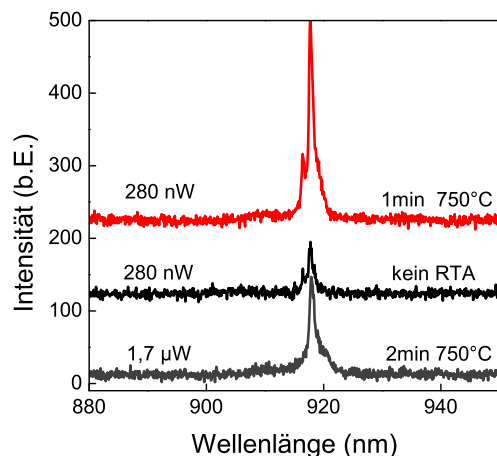


Abbildung 6.24: Exemplarische Darstellung eines einzelnen QPes vor dem Ausheilen, nach einer Minute bei 750 °C und nach 2 Minuten bei 750 °C. Um den starken Intensitätseinbruch nach zwei Minuten Ausheilen entgegenzuwirken, wurde die Anregungsleistung auf das Sechsfache erhöht.

Probe für eine Minute bei einer Temperatur von 750 °C thermisch ausgeheilt und die Messungen wiederholt. Diese Prozedur wurde einmal wiederholt. Da die QPe relativ zu sichtbaren Referenzpunkten auf der Probe angeordnet wurden, konnte sichergestellt werden, dass die QPe in jeder der drei Messreihen untersucht wurden. Der positive Einfluss des thermischen Ausheilens auf die Emissionseigenschaften der QPe zeigt sich vor allem in der Intensität der Lumineszenz. Da die Lumineszenz einzelner QPe stark variiert, wurde für diese Untersuchungen ein einzelner QP im Detail betrachtet: Abb. 6.24 zeigt vertikal versetzte Spektren dieses QPes, welche vor dem Ausheilen, nach einer Minute und nach zwei Minuten RTA aufgenommen wurden. Bei einer identischen Anregungsleistung konnte die Maximalintensität der dominanten QP-Emissionslinie mit dem ersten Ausheilschritt von 80 auf 300 Zählereignisse/Sekunde gesteigert werden. Nach dem zweiten Ausheilschritt musste die Anregungsleistung allerdings um das Sechsfache erhöht werden, um dem starken Intensitätseinbruch entgegenzuwirken und überhaupt noch ein Signal zu detektieren. Die zunächst einsetzende Verbesserung der PL zeigt, dass der negative Einfluss der Kristalldefekte unter den QPen durch diese Technik reduziert werden kann. Das deutliche Einbrechen der PL der Emissionslinie nach dem zweiten Ausheilschritt ist höchstwahrscheinlich auf ein übermäßiges Ausheilen zurückzuführen, welches beispielsweise durch temperaturinduzierte Arsendesorption an der Oberfläche zustande kommen kann. Die somit entstehenden Fehlstellen können durch den Halbleiter in den Bereich der QPe propagieren und deren optische Qualität wieder reduzieren [YTA⁺07].

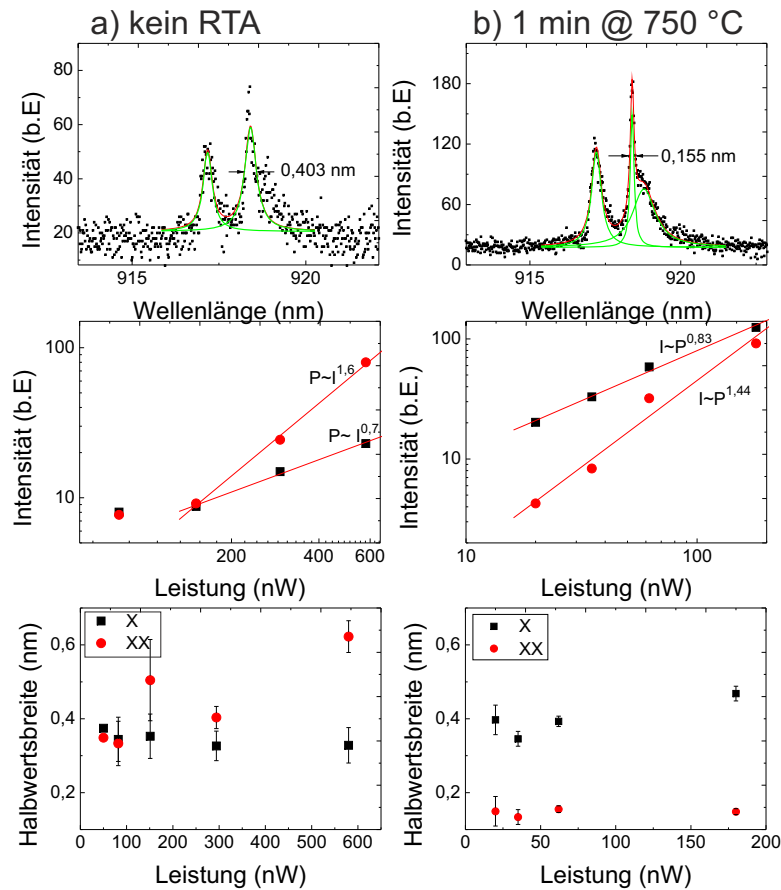


Abbildung 6.25: a) Charakteristik eines QPES vor dem thermischen Ausheilen: Es sind zwei Emissionssignale zu erkennen, deren Leistungsabhängigkeit eine Zuordnung als Exziton und Biexziton nahelegt. Die Linienbreite von XX zeigt eine starke Leistungsabhängigkeit. b) Charakteristik des selben QPES nach einem thermischen Ausheilschritt: Es ist eine ausgeprägte Schulter in der XX -Linie extrahierbar. Die Linienbreite des Biexzitons ist geringer, und weist keine ausgeprägte Abhängigkeit von der Anregungsleistung auf.

Eine detailgenaue Studie der Leistungsabhängigkeit der Feinstruktur dieses QPES vor und nach dem ersten RTA-Schritt ist in Abb. 6.25 dargestellt. Die beiden Einzelquantenpunktspektren zeigen hierbei die Rohdaten exemplarischer QP-Spektren sowie deren Anpassung durch Lorentzkurven, welche vorgenommen wurden, um die Intensität sowie die Linienbreite der Emissionslinien zu bestimmen. Die beiden Spektren wurden, um eine bessere Vergleichbarkeit der Signalstärke zu gewährleisten, bei deutlich unterschiedlichen Anregungsleistungen von 62 nW (nach dem RTA) beziehungsweise 294 nW (vor dem RTA) aufgenommen. Aufgrund der stark gesteigerten Intensität der Emissionslinien nach dem RTA-Schritt wurde die langwellige Emissionslinie durch zwei Lorentzkurven angepasst (neben dem XX -Zustand manifestiert sich hier möglicherweise ein weiterer geladener Quan-

tenpunktzustand), während vor dem Ausheilschritt lediglich ein Anpassen der verbreiterten Linie mit einer Lorentzkurve sinnvoll erscheint. Durch ein Auswerten der integrierten Intensitäten der beiden Emissionssignale konnte deren Ursprung als exzitonischer (X)- beziehungsweise biexzitonischer (XX)-QP-Übergang identifiziert werden. Auch in diesen Studien fällt auf, dass aufgrund der verbesserten optischen Qualität der QPe nach dem RTA die Anregungsleistungen vor dem RTA-Verfahren ungefähr sechsmal höher gewählt werden mussten, um ähnliche Signalstärken zu detektieren.

Abschließend wurde noch der Einfluss der Anregungsleistung auf die Linienbreiten der X und XX zugeordneten Linie untersucht. Vor dem Ausheilschritt zeigt vor allem die XX zugeordnete, stark verbreiterte Emissionslinie eine ausgeprägte Leistungsabhängigkeit: Die Breite dieser Emissionslinie steigt von einem Wert von circa 0,33 nm bei 100 nW auf einen Wert von 0,62 nm bei einer Anregungsleistung von 580 nW an. Diese ausgeprägte Leistungsabhängigkeit der Linienbreite ist typisch für Systeme, welche stark durch spektrale Diffusion beeinflusst werden: Die Verbreiterung der QP-Emissionslinie korreliert mit der Anzahl der Ladungsträger in der Umgebung, und somit mit der Anregungsleistung. Nach dem thermischen Ausheilschritt betrug die Breite der XX zugeordneten Emissionslinie bei niedrigen Anregungsleistungen von 35 nW lediglich 0,13 nm. Im untersuchten Anregungsbereich bis 180 nW konnte an dieser Emissionslinie zudem kein signifikantes Ansteigen der Linienbreite bemerkt werden. Dies legt nahe, dass die Linienverbreiterung der positionierten QPe durch den Effekt der spektralen Diffusion in der Umgebung des QPes hervorgerufen wird. Allerdings ist bemerkenswert, dass lediglich die Intensität der X zugeordnete Emissionslinie gesteigert, jedoch nicht die Linienbreite dieses Signals durch das RTA-Verfahren reduziert werden konnte.

6.3 Zusammenfassung des Kapitels

Durch die Strukturierung der Halbleiteroberfläche vor dem QP-Wachstum konnte eine bemerkenswert hohe Kontrolle über die Position der QPe erzielt werden. Dieses Verfahren wurde insbesondere auf das QP-Wachstum niedrigster Flächendichten angewandt, um in später anvisierten Experimenten die deterministische Integration einzelner QPe in Bauteile wie Mikrotürmchenresonatoren mit typischen Abmessungen von 1 μm bis hin zu mehreren Mikrometern gewährleisten zu können. Durch angepasste Wachstums- und Prozessierungsparameter konnte eine verlässliche Positionierung einzelner QPe sowohl in Einzellagen als auch in verspannungsgekoppelten Mehrfachschichten nahezu unabhängig von der QP-Periode erzielt werden. Des Weiteren konnte neben den absoluten QP-Positionen durch Wachstumsparameter wie Substrattemperatur und Pufferschichtdicke, aber auch durch geeignete Prozessparameter ein großes Maß an Kontrolle über die QP-

Morphologie sowie die Besetzung der Nanolöcher erarbeitet werden. Um die optischen Eigenschaften der positionierten QPe zu optimieren, wurden einzelne QPe ausführlich mit hoch spektral- und ortauflösender μ PL untersucht. Hierbei zeigte sich, dass sowohl der vertikale Abstand zwischen den QPen und den geätzten Nanolöchern als auch der Ätzprozess selbst einen dominanten Einfluss auf die Linienbreite und somit die optische Qualität der einzelnen Emitter hat. Durch systematische Optimierung der Wachstums- und Prozessparameter konnten letztendlich positionierte QPe mit ausreichend hoher optischer Qualität realisiert werden, wodurch der Einsatz in einzelquantenpunktbasiereten optischen Bauteilen in den Fokus der weiterführenden Forschung rückt.

Kapitel 7

Integration positionierter Quantenpunkte in Mikroresonatoren

Nachdem, wie im vorherigen Kapitel im Detail beschrieben wurde, Techniken erarbeitet werden konnten, welche eine präzise Positionierung einzelner QPe auf vorbestimmte Positionen in einem sehr großen Bereich von QP-Perioden ermöglichen, soll in diesem Abschnitt der Arbeit auf die prägnantesten Vorteile des positionskontrollierten Wachstums im Vergleich zum SK-Wachstumsmodus näher eingegangen werden. Diese liegen in einer optimalen Integration einzelner QPe in Mikroresonatoren: Durch die Kontrolle der QP-Position besteht die Möglichkeit, QPe im Feldmaximum der Resonatoren zu platzieren und Licht-Materie-Wechselwirkungseffekte zu maximieren. Der Ansatz der kontrollierten Bauteilintegration eines einzelnen QPe kann auch mit selbstorganisierten QPen durchgeführt werden, beispielsweise durch eine Identifizierung der QP-Positionen nach der abgeschlossenen Epitaxie des Bauteils mittels Abrastern der Probe mit morphologisch oder spektroskopisch hochauflösenden Methoden [BHA⁺05][HBW⁺07][TRK⁺09][DLS⁺08]. Anschließend können die photonischen Kristall- oder Mikrotürmchenresonatoren an diesen Positionen ausgerichtet werden, wodurch örtlich deterministisch gekoppelte QP-Resonatorsysteme entstehen. Diese Techniken sind allerdings sehr aufwendig, da vor dem Prozess jedes einzelnen Bauteils zunächst ein geeigneter QP identifiziert werden muss. Da die positionierten QPe in regelmäßigen Abständen angeordnet und zudem relativ zu Referenzkreuzen auf der Probenoberfläche ausgerichtet werden, können über diese Felder von positionierten QPen Bauteile prozessiert werden, welche ebenfalls an denselben Referenzpunkten ausgerichtet werden. Hiermit ist eine sowohl deterministische als auch skalierbare Methode der Integration einzelner QPe in Halbleiter-Mikroresonatoren gegeben. Diese Methode wurde auf QP-Resonatorsysteme unterschiedlicher Geometrien angewandt: zunächst soll kurz auf die Möglichkeit der Integration in photonische Kristallresonatoren eingegangen werden, da diese Bauteilgeometrie laut der bestehenden Fachliteratur die ausgeprägtesten Licht-Materie-Kopplungseffekte verspricht [OOK⁺11]. Des Weiteren werden gekoppelte

QP-Mikroscheibensysteme diskutiert, sowie die Licht-Materie-Wechselwirkung und Einzelphotonenemission in gekoppelten QP-Mikrotürmchen besprochen. Abschließend wird noch auf den elektrischen Betrieb positionierter QPe eingegangen.

7.1 Photonische Kristallresonatoren mit positionierten Quantenpunkten

Unter den gängigen Geometrien von Halbleiter Mikroresonatoren haben sich photonische Kristallresonatoren in den letzten Jahren als eines der Konzepte etabliert, welche die Beobachtung der ausgeprägtesten Licht-Materie-Kopplungseffekte auf der Basis einzelner QPe zulassen [OOK⁺11]. Dies liegt daran, dass manche Geometrien von PK-Resonatoren extrem kleine Modenvolumina nahe der theoretischen Grenze $V = (\frac{\lambda}{2n})^3$ für dielektrische Resonatoren aufweisen [ZKH⁺10] und sich gleichzeitig mit extrem hohen Q-Faktoren kombinieren lassen. Wie in Kapitel 2.4 erörtert wurde, gilt es das Verhältnis von Q-Faktor zur Wurzel des Modenvolumen ($\frac{Q}{\sqrt{V_{Mod}}}$) beziehungsweise zum Modenvolumen selbst ($\frac{Q}{V_{Mod}}$) für ein Bauteil zu optimieren, um die ausgeprägtesten Licht-Materie-Wechselwirkungseffekte im Regime der starken beziehungsweise der schwachen Kopplung zu beobachten. Während bisher für Mikroscheiben, Mikrotürmchen und PK-Resonatoren Q-Faktoren von mehreren 10000 im spektralen Bereich zwischen 900 und 1000 nm erreicht wurden, zeichnen sich vor allem die PK-Resonatoren durch kleine Modenvolumina um $0,04 \mu m^3$ im Vergleich zu Mikroscheiben ($\approx 0,07 \mu m^3$) und Mikrotürmchen ($\approx 0,3 \mu m^3$) aus [KGK⁺06]. Dies hat unter anderem dazu geführt, dass in PK-Resonatorsystemen sogar Lasingeffekte mit einem einzelnen QP als aktives Medium studiert werden konnten und somit potentielle Kandidaten für miniaturisierte kohärente Licht-Emitter der nächsten Generationen darstellen [NKI⁺09][NKI⁺10][SJ11]. Aus diesem Grund ist eine Integration einzelner positionierter QPe in PK-Resonatoren sehr wichtig, um in einem parallelen Verfahren eine Vielzahl solcher Bauteile herstellen zu können. Um die Möglichkeit der skalierbaren Integration einzelner QPe in PK-Resonatoren zu demonstrieren und zu visualisieren, wurde folgendes Vorgehen gewählt: Zunächst wurden auf Referenzproben mit freiliegenden positionierten QPen PK-Resonatoren der sogenannten L3-Geometrie nach dem Vorgehen, welches in Kapitel 3.3.2 beschrieben wurde, prozessiert. Die Resonatoren wurden hierbei an den gleichen Referenzmarken wie die Löcher zur QP-Nukleation ausgerichtet. Sowohl in diesen Referenzproben als auch in den optisch aktiven QP-Resonatorproben wurden die Nanolöcher zur gezielten QP-Nukleation in einem WCE-Prozess in den Halbleiter transferiert, und die QPe wurden direkt auf eine 13,5 nm dicke GaAs-Pufferschicht abgeschieden. Im Falle der hier gewählten L3-Geometrie (siehe Abb. 7.1 a) wurden die Löcher des PKs in einem hexagonalen Gitter (Gitterkonstante 280 nm) angeordnet und im Bereich des photoni-

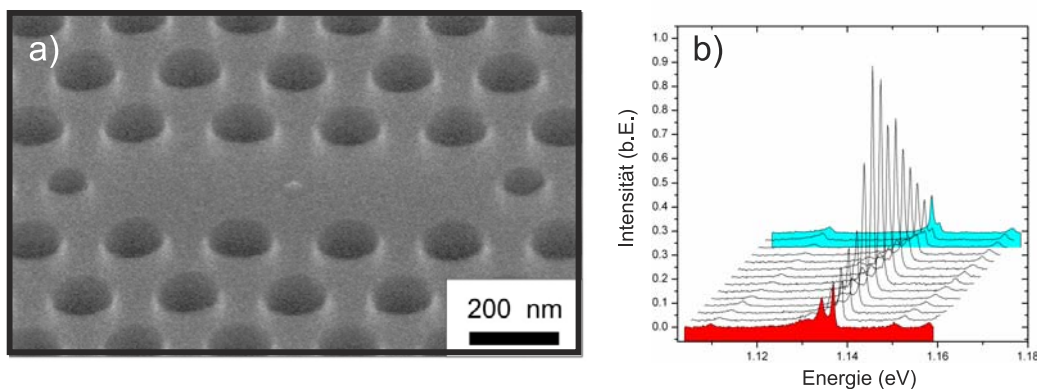


Abbildung 7.1: a) REM-Oberflächenaufnahme eines Referenz-Bauteils mit zentriertem unüberwachsenen QP. b) Spektrale Kopplung eines QPes mit der Resonatormode. Die Proben temperatur wurde vom blau unterlegten Spektrum zum rot unterlegten Spektrum sukzessive erhöht [Sün11].

schen Defektoresonators drei Lochpositionen ausgelassen. Des Weiteren wurden die beiden äußeren Löcher am Rande der Kavität um 0,25 Gitterkonstanten nach außen verschoben und deren Durchmesser auf 75% reduziert. Mit diesem Resonator design können im Idealfall besonders große Q-Faktoren [AASN03] realisiert, beziehungsweise ausgeprägte Licht-Materie-Wechselwirkung beobachtet werden [HBW⁺07].

Abb. 7.1 a) zeigt eine REM-Oberflächenaufnahme eines QP-Kavität-Systems der Referenzstruktur. Wie gewünscht befindet sich der QP in diesem ausgewählten Bauteil im Zentrum des Resonators. Dass solche Bauteile nicht nur vereinzelt, sondern in der Tat skalierbar hergestellt werden können, wird eingehender in [SSS⁺08b] diskutiert. Zur Studie der Licht-Materie-Wechselwirkung in solchen örtlich deterministischen Systemen wurden die QPe vertikal zentriert in eine 160 nm dicke GaAs-Membran integriert. Anschließend wurde der in Kapitel 3.3.2 beschriebene Prozess der PK-Resonatoren mit L3-Geometrie durchgeführt und die Bauteile bei Temperaturen um 10 K mittels μ PL untersucht. Die L3-Kavitäten zeichnen sich durch ein charakteristisches Modenspektrum aus, wobei in diesen Untersuchungen das Hauptaugenmerk auf der Grundmode mit dem höchsten Q-Faktor und dem Intensitätsmaximum im Zentrum der Kavität lag. Abb. 7.1 b) zeigt eine Serie von Spektren eines solchen QP-Resonatorsystems unter Variation der Proben temperatur. Es wurde ein Bauteil ausgewählt, in dem bei tiefen Temperaturen die QP-Emissionslinie auf der hochenergetischen Seite der Grundmode des PK-Resonators liegt. Durch Erhöhen der Proben temperatur konnte die QP-Emissionslinie spektral durch die Resonanz der Kavität geschoben werden. Es ist eine deutliche Steigerung der emittierten Intensität des gekoppelten Systems in spektraler Resonanz zu erkennen womit die Licht-Materie-Kopplung zwischen QP und Resonator mode nachgewiesen werden konnte.

Aufgrund der in diesen Experimenten noch stark verbreiterten QP-Emissionslinien mit Linienbreiten von circa 1 meV, sowie aufgrund der moderaten Q-Faktoren von typischerweise 2000 (maximal konnten in diesen Proben Q-Faktoren um 9000 gemessen werden [SHS⁺09][SSS⁺08b]) konnten bislang weder stark koppelnde Systeme noch Nanolaser auf diesen Proben identifiziert werden. Bei einer Kombination von positionierten QPen mit optimierter Linienbreite (siehe Kapitel 6.2.5 und [SHS⁺09][HHS⁺11]) mit PK-Resonatoren höherer Güte [NKI⁺10] sollten jedoch solche Effekte in Zukunft durchaus beobachtbar sein. Es sei angemerkt, dass eine detailgenaue Diskussion zu den hier vorgestellten PK-Bauteilen in der Dissertation von T. Sünner ([Sün11]) beziehungsweise in [SSS⁺08b] vorliegt.

7.2 Kopplung positionierter Quantenpunkte mit Mikroscheibenresonatoren

Neben der PK-Resonatorgeometrie stellen freistehende Halbleitermikroscheiben eine weitere Klasse von Mikrokavitäten dar, welche zur Beobachtung ausgeprägter Licht-Materie-Wechselwirkung prädestiniert ist. Ähnlich den auf GaAs basierenden PK-Resonatoren können auch Mikroscheiben sehr hohe Q-Faktoren weit über 10000 mit sehr niedrigen Modenvolumina kleiner als $\approx 0,1 \mu\text{m}^3$ kombinieren [KGK⁺06] [SBP06]. Deshalb konnten bisher in der gängigen Literatur mit Hilfe einer Kombination von Mikroscheibenresonatoren und QPen höchster Oszillatorstärke sowohl die ausgeprägtesten Quantenpunkt-Resonatorwechselwirkungseffekte beobachtet werden [PSM⁺05] [RWF⁺08] als auch einige der physikalisch kleinsten, auf Halbleiterkavitäten basierenden Laserbauteile realisiert werden [SBP06]. Ein großer Vorteil der Mikroscheiben im Vergleich zu beispielsweise den PK-Resonatoren höchster Güte liegt in der relativ unaufwendigen Prozessierung der Strukturen begründet, welche in Kapitel 3.3 beschrieben wurde. Während in PK-Resonatoren die Toleranzen in den Belichtung der PK-Löcher relativ gering sind und kleine Abweichungen von der Idealform und Periode der Löcher mit drastischen Einbußen im Q-Faktor einhergehen, muss bei der E-beam-Belichtung der Mikroscheiben, ähnlich der Mikrotürmchen, lediglich ein mehrere Mikrometer großer Kreis definiert werden. Dieser wird, wie in Abb. 7.2 a) dargestellt ist, anschließend in den Halbleiter transferiert, bevor durch selektives Unterätzen der AlGaAs-Opferschicht die freistehende Mikroscheibe entsteht (Abb. 7.2 b). Neben den wesentlich geringeren Modenvolumen zeichnen sich die Mikroscheiben im Vergleich zu den in Kapitel 5 diskutierten Mikrotürmchen höchster Güte durch die wesentlich kürzere und unaufwändigere Epitaxie aus.

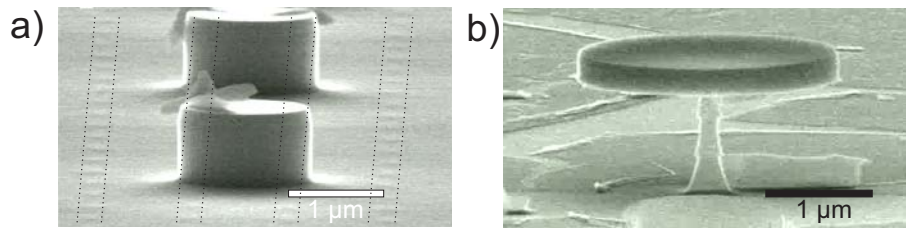


Abbildung 7.2: a) REM Aufnahme einer Membranstruktur mit positionierten QPen nach dem Definieren von Mikrotürmchen. Anhand der regelmäßigen Erhebungen auf der geätzten Probenoberfläche (zur besseren Sichtbarkeit mit Linien hervorgehoben) lassen sich selbst nach dem Prozessschritt die Positionen der QPe nachvollziehen, und somit die Bauteilausrichtung kontrolliert werden. b) Freistehende Mikroscheibe mit einem Durchmesser von $1,75 \mu\text{m}$.

Um einen tieferen Einblick in die Modenstruktur der Mikroscheibenresonatoren zu erlangen, wurden auf einer Referenzprobe mit selbstorganisierten QPen als interne Lichtquelle Mikroscheiben unterschiedlicher Durchmesser prozessiert und anschließend mittels μPL -Spektroskopie bei Temperaturen von 11 K untersucht. Die Prozessparameter wurden hierbei so gewählt, dass MDs mit Durchmessern zwischen 2 und $3,5 \mu\text{m}$ von möglichst schmalen AlGaAs-Sockeln unterstützt wurden und somit einen optimalen Modeneinschluss gewährten. Abb. 7.3 a) zeigt ein typisches Modenspektrum eines Resonators mit einem Durchmesser von $2 \mu\text{m}$. Um eine möglichst gute Sichtbarkeit der Moden zu erlangen, wurden die QPe bis zur Sättigung ihrer Intensität gepumpt, woraufhin die Resonanzen als intensive, schmalbandige Moden auf einem breiten spektralen Hintergrund erscheinen. Das Spektrum wird im Bereich der QP-Emission dominiert von drei intensiven Resonanzen bei $890,4 \text{ nm}$, $909,8 \text{ nm}$ und $934,7 \text{ nm}$ sowie einer schwächer gepumpten Mode bei $953,2 \text{ nm}$ auf der langwelligen Seite des Verstärkungsmaximums. Gestützt von den in Kapitel 2.3.4 dargelegten Berechnungen der Modenstruktur können die Moden bei $953,2 \text{ nm}$ und $909,8 \text{ nm}$ den TE-Moden der ersten radialen Ordnung $l=1$ ($TE_{1,m}$) zugeordnet werden. Aufgrund dieses sehr großen spektralen Modenabstandes werden MDs gerne als Resonatoren monomodiger Laser eingesetzt [SBP06]. Zur weiteren Charakterisierung der Modenstruktur wurden die Spektren von Mikroscheiben unterschiedlicher Durchmesser untersucht und der Modenabstand der TE-Moden im Spektralbereich zwischen 1,3 und 1,4 eV aus den Spektren extrahiert. Zur Ermittlung des Modenursprungs (also der Unterscheidung zwischen TE- und TM-Moden sowie Moden unterschiedlicher Radialordnungen) wurde wiederum das theoretische Modell aus Kapitel 2.3.4 herangezogen. Legt man das einfachste mögliche Modell zugrunde, dass sich nur Resonanzen im Halbleiter ausbilden können, wenn deren Wellenlänge ein ganzzahliges Vielfaches der optischen Weglänge am Scheibenrand mit dem effektiven Brechungsindex n_{eff} beträgt, so lässt sich der spektrale Modenabstand über $\Delta E = \frac{hc}{2\pi n_{eff} R}$ mit dem Durchmesser der Scheiben in Zusammenhang

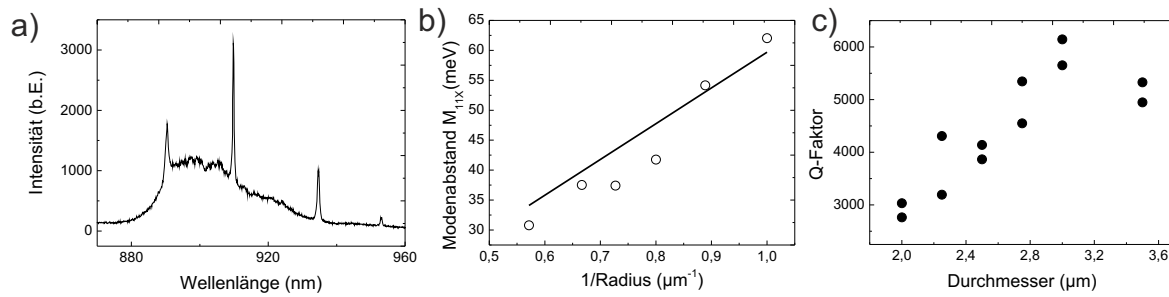


Abbildung 7.3: a) Spektrum einer MD mit $2 \mu\text{m}$ Durchmesser. b) Freier spektraler Modenabstand der TE-Moden erster Ordnung. c) Q-Faktor in Abhängigkeit vom MD-Durchmesser.

bringen. In Abb. 7.3 b) ist der aus den Messdaten extrahierte Modenabstand gegen den reziproken Scheibenradius aufgetragen, wobei eine gute quantitative Übereinstimmung mit dem theoretischen Modell (durchgezogene Linie) erzielt werden konnte. Hieraus konnte ein effektiver Brechungsindex von $n_{\text{eff}} \approx 3,3$ ermittelt werden. Des Weiteren wurden aus den Linienbreiten der intensivsten Resonanzen die entsprechenden Q-Faktoren der MDs ermittelt. Der in Abb. 7.3 c) dargestellte Verlauf der Messdaten zeigt klar, dass die Q-Faktoren, ähnlich wie bei Mikrotürmchenresonatoren hoher Güte stark vom Durchmesser der MDs abhängen. Während bei kleinen Durchmessern um $2 \mu\text{m}$ die Q-Faktoren um einen Wert von 3000 schwanken, übertreffen die Q-Faktoren bei einem Durchmesser von $3 \mu\text{m}$ einen Wert von 6000. Die generelle Abnahme der Q-Faktoren zu kleineren Durchmessern kann durch steigende Randverluste, also ein effektiv gesteigerter Überlapp der Mode mit der geätzten Außenwand der MD, erklärt werden, wodurch intrinsische Verluste sowie Streuverluste begünstigt werden [JOA⁺10]. Vergleicht man die Q-Faktoren dieses Systems mit Literaturwerten von QP-MDs mit ähnlichen Durchmessern in einem vergleichbaren Spektralbereich zwischen 900 nm und 1000 nm fällt auf, dass die hier erreichten Q-Faktoren um einen Faktor 2 bis 3 niedriger sind [MKB⁺01] [RUD⁺06]. Jedoch wurden bei der Beobachtung dieser sehr hohen Q-Faktoren Proben mit deutlich niedrigeren QP-Dichten herangezogen, wodurch die exzitonische Absorption des Systems reduziert wird. Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung der erreichbaren Q-Faktoren auch in Mikroscheiben mit sehr kleinen Durchmessern besteht in einer modifizierten Prozessierung der Strukturen, wobei ein schonenderer Ätzprozess (beispielsweise durch eine HBr-Ätzlösung) der Scheibe der vielversprechende Ansatz ist. Dies ist allerdings mit einer Einbuße an Sicherheit des Experimentators verbunden, da die flüchtigen Brom-basierten Ätzlösungen gesundheitsschädigend sind, weshalb in dieser Arbeit die etwas niedrigeren Q-Faktoren durch den RIE-Prozess in Kauf genommen wurden.

Um QPe deterministisch und skalierbar in Mikroscheiben zu positionieren, wurden bereits interessante und vielversprechende Ansätze vorgestellt: Da sich vor allem die Moden erster radialer Ordnung am Rand der MD mit einem Feldmaximum circa 200 nm entfernt von der geätzten Grenzfläche der Scheibe ausbreiten, ist dies ebenfalls der ideale Ort, die QPe in das Bauteil zu positionieren. Beispielsweise wurde von Solomon et al. in [SX07] [XS05] eine laterale Positionierung von QPen entlang einer kreisförmig vorstrukturierten Fläche demonstriert, und durch ein Überwachsen der Probe wurden Mikroscheiben realisiert. Dieser Ansatz stellt sicher, dass die QPe ihre Position im Feldmaximum der optischen Mode finden, jedoch kann aktiv kaum eine absolute Kontrolle der Anzahl der QPe pro Bauteil gewährleistet werden. Aus diesem Grund scheint die Integration der in Kapitel 6 entwickelten QPe in solche Mikroscheiben vielversprechender. Zur Durchführung dieses Experiments wurden QPe gewählt, welche auf WCE-definierte Nanolöcher gewachsen wurden und mit Hilfe der verspannungsfortpflanzenden InAs-Schicht 20 nm vertikal über den Löchern nukleierten. Anhand von unüberwachsenen Referenzproben konnte eine sehr gute Positionierung der QPe festgestellt werden, wobei circa 50% der Nanolöcher mit einem QP-Molekül besetzt waren. Abb. 7.2 a) zeigt einen Bereich der Probe mit optisch aktiven QPen nach dem ersten Prozessschritt der Mikrotürmchen. Bemerkenswerterweise sind selbst noch nach dem Ätzschritt, welcher das Material um die Türmchen circa 1 μm tief bis weit in die AlGaAs Opferschicht entfernt, die Positionen der QPe durch flache Erhebungen auf der Oberfläche zu erkennen. Dies liegt an einer leichten Modifikation der Ätzrate durch die InAs-QPe wobei sich die dadurch entstandenen Hügel bis in die Opferschicht fortpflanzen. Zur Visualisierung der QP-Positionen wurden in die REM-Aufnahme schwarze Linien entlang der Hügelpositionen gelegt: Entlang der hier gewählten Probenrichtung liegen die QP-Positionen wie gewünscht nahe am Rand der Türmchen, womit ein guter QP-Modenüberlapp gewährleistet ist.

Die temperaturabhängige spektrale Charakteristik einer MD mit einem Durchmesser von 2,4 μm , welche über ein QP-Feld mit einer 2 μm Periode gelegt wurde, ist in Abb. 7.4 a) in Falschfarbendarstellung abgebildet. Anhand der Dimension der Scheibe sowie des QP-Abstandes sollten zwei QPe gegenüberliegend jeweils 200 nm entfernt am Rand des Bauteils positioniert sein. Bei tiefen Temperaturen um 10 K sind zunächst vier Emissionslinien im spektralen Bereich von 925 nm bis 935 nm zu sehen, welche auf die Emission aus exzitonen und geladenen Zuständen der beiden integrierten QPe zurückzuführen sind. Durch Erhöhung der Proben temperatur erfahren die QP-Emissionslinien eine spektrale Rotverschiebung sowie eine ausgeprägte Abnahme der Intensität. Lediglich die mit X1 bezeichnete Emissionslinie behält ihre Intensität nahezu konstant bis zu einer Temperatur von 40 K bei und erfährt anschließend eine starke Intensitätszunahme bis hin zu 80 K. Die integrierte Intensität von X1 ist in Abb. 7.4 b) in Abhängigkeit der Proben tempera-

ratur dargestellt: Bei einer Proben­temperatur von 80 K erfährt die Intensität des QPes ihr Maximum und übertrifft die Intensität bei tiefen Temperaturen um ein 3,5 faches. Dies ist insofern bemerkenswert, da aufgrund der hohen Temperaturen beispielsweise die mit X2 bezeichnete Emissionslinie, welche bei 10 K noch deutlich intensiver war, hier kaum noch zu detektieren ist. Aus diesem Grund kann davon ausgegangen werden, dass die X1-Emission bei 80 K merklich durch eine Wechselwirkung mit einer Resonatormode im Regime der schwachen Kopplung gesteigert wird. Rückwirkend liegt nahe, dass sich ebenfalls das Signal der mit X2 bezeichneten Emissionslinie bei Temperaturen um 10 K in Resonanz mit derselben Mode befindet. Anhand einer theoretischen Berechnung der Modenstruktur ist davon auszugehen, dass es sich hierbei um die $TE_{1,21}$ -Mode der Mikroscheibe handelt. Erstaunlich ist jedoch, dass im Gegensatz zu den Messungen an den Referenzproben mit hoher QP-Dichte keine Resonanzen direkt detektiert werden konnten. Dies kann zum einen auf eine nahezu vollständige Unterdrückung nichtresonanter Beiträge zur Kavitätsemission durch andere QPe zurückgeführt werden, welche in der Regel für eine sehr ausgeprägte Resonatoremision verantwortlich sind [AUU⁺09]. Des Weiteren gilt zu beachten, dass aufgrund der Licht-Propagation in der Ebene in MDs die Modenauskopplung der WGMs lateral erfolgt und deshalb nur ein kleiner Teil des Lichts aus der Resonatormode zur Vertikalen gestreut und detektiert werden kann.

Um den möglichen Einsatz solch eines schwach-koppelnden Systems als Einzelphotonenquelle prinzipiell zu demonstrieren, wurden weiterhin Photonenstatistikmessungen unter optischer Dauerstrichanregung durchgeführt. Hierbei wurde die Proben­temperatur bei 11 K konstant gehalten und die zeitliche Emissionsstatistik des X2-Emissionssignals untersucht. Obwohl die X1-Linie bei 80 K eine deutliche Intensitätssteigerung erfuhr, reichte das Signal dieser Linie nicht aus, um solch eine Messung im Rahmen eines vernünftigen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses durchzuführen. Abb. 7.4 c) zeigt das Ergebnis der Autokorrelationsmessung, wobei das Histogramm auf das Niveau der Koinzidenzen bei großen Zeitdifferenzen normiert wurde. Der Charakter der nichtklassischen Emission des QPes wird deutlich durch den Einbruch der Statistik zum Zeitpunkt $\tau = 0$ angezeigt. In einer Analyse des Diagramms wurde der Datensatz zur Ermittlung des Wertes von $g^{(2)}(\tau = 0)$ an Gleichung 2.5 angepasst. Auf diese Art und Weise konnte sowohl ein Wert von $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,50$ als auch eine Relaxationszeit von lediglich 0,57 ns ermittelt werden. Da die Zeitkonstante jedoch unter der minimalen Zeitauf­lösung der Messanordnung liegt, muss diese mit in die Analyse einbezogen werden, um zu einem verlässlicheren Ergebnis zu gelangen. Eine Entfaltung der Daten mit der endlichen Zeitauf­lösung des Messplatzes lieferte einen Wert für $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,2$ sowie eine Relaxationszeit des QP-Exzitons von 0,33 ns. Aus dieser Analyse ist zu erschließen, dass sich das System mit Sicherheit im Regime der nichtklassischen Emission $g^{(2)}(\tau = 0) \leq 1$, höchstwahrscheinlich sogar der

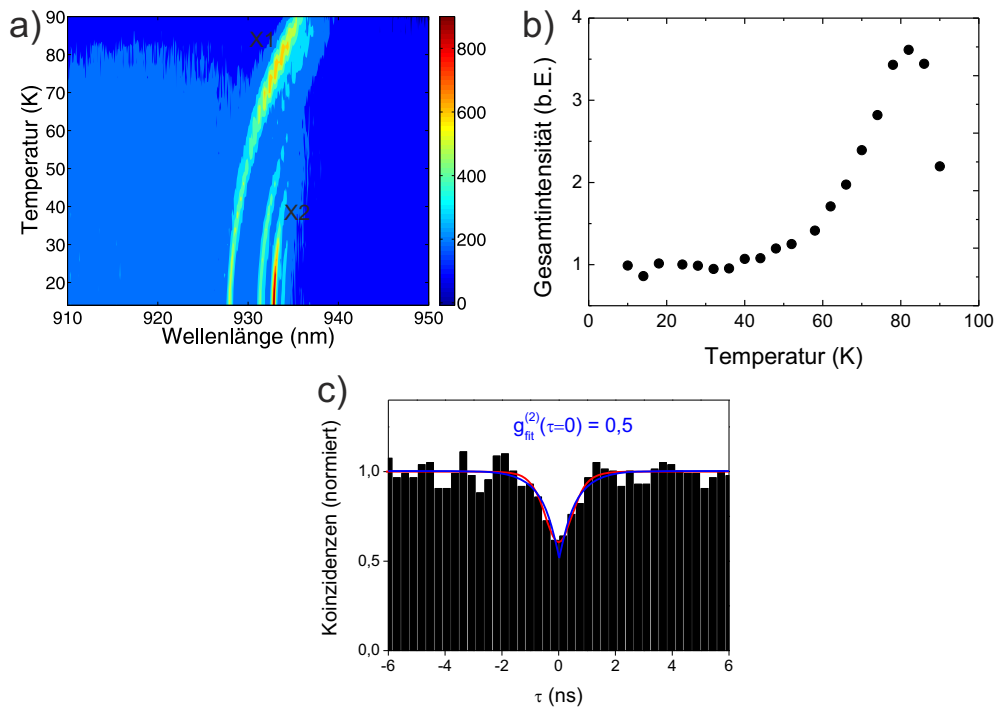


Abbildung 7.4: a) Temperaturserie eines positionierten QPes in einer Mikroscheibenkavitat. b) Integrierte Intensität von X1 aufgetragen gegen die Probestemperatur. c) Photonkorrelationsmessung zweiter Ordnung an X2 bei 11 K in Resonanz mit einer Resonatormode.

Einzelphotonenemission $g^{(2)}(\tau = 0) \leq 0,5$, befindet. Vergleicht man die entfaltete Relaxationszeit von 0,33 ns mit Vergleichsmessungen an QPen der gleichen Spezies [ASS+10] (0,63 ns), manifestiert sich wiederum die schwache Kopplung mit der Resonatormode. Somit wurde wiederum ein skalierbares QP-Resonatorsystem realisiert, welches prinzipiell als Einzelphotonenquelle im Purcell-Regime betrieben werden kann. Aufgrund der lateralen Ausstrahlcharakteristik kann beispielsweise das emittierte Licht solch einer MD in eine kombinierte Halbleiter-Wellenleiterstruktur eingekoppelt werden und prinzipiell gezielt mit anderen optischen und elektrischen Komponenten auf dem Halbleiter kombiniert werden. Des Weiteren wurde vorgeschlagen, mehrere QP-Mikroscheiben miteinander spektral zu koppeln, und Informationen kohärent über das kombinierte optische Feld zwischen den QPen auszutauschen [BKM+08][VM09]. Der Aufbau solch eines komplexeren Quantennetzwerkes würde sicherlich eine skalierbare Integration einzelner QPe in MDs voraussetzen, wofür in diesem Teilkapitel die Grundlagen erarbeitet wurden.

7.3 Integration positionierter Quantenpunkte in Mikrotürmchenstrukturen

Auf DBR-Spiegeln basierende Mikrotürmchenresonatoren können, verglichen mit PK- und MD-Resonatoren, zum bisherigen Zeitpunkt nicht die extrem kleinen Modenvolumina mit sehr hohen Q-Faktoren kombinieren, weswegen zur Studie ausgeprägter Licht-Materie-Kopplung in QP-Mikrotürmchensystemen oftmals QPe mit sehr hohen Oszillatorstärken notwendig sind [RSL⁺04]. Allerdings hat die Mikrotürmchengometrie zwei fundamentale Vorteile, welche schon bei den in Kapitel 5 dargelegten Untersuchungen ausgenutzt wurden:

1. Wählt man ein passendes Spiegeldesign, kann nahezu die komplette emittierte Intensität aus dem QP-Resonatorsystem mit einer Kollimationsoptik senkrecht zur Probenoberfläche aufgesammelt werden.
2. Durch die robuste Geometrie des Mikrozyinders kann selbst bei Türmchen mit kleinen Durchmessern Strom in die Strukturen injiziert werden, ohne dabei drastische Einbußen im Gütefaktor der Türmchen zu erfahren. Eine elektrische Injektion von Ladungsträger in QPe, welche in MD- und PK-Mikro- und Nanokavitäten integriert wurden, ist dagegen aufgrund der sehr filigranen Bauteilgeometrie äußerst aufwendig [PKK⁺04][ZH03][EMS⁺11]. Deshalb konnten bisher in solchen Bauteilen im elektrischem Betrieb keine ausgeprägten Effekte der Licht-Materie-Wechselwirkung mit einzelnen QPen demonstriert werden.

Deshalb ist es von höchstem Interesse, eine skalierbare Integration positionierter QPe in optisch und elektrisch betriebene Mikrotürmchenstrukturen zu etablieren. Dies hätte zur Folge, dass Einzelphotonenquellen, wie sie in Kapitel 5 auf der Basis statistisch gewachsener QPe vorgestellt wurden, mit vollständiger örtlicher Skalierbarkeit, perfekter Unterdrückung der Hintergrundemission anderer QPe und mit bestmöglichen QP-Modenüberlapp realisiert werden können.

7.3.1 Technologische Grundlage zur Bauteilintegration positionierter Quantenpunkte in Mikrotürmchen

Um die Grundvoraussetzungen einer skalierbaren Integration positionierter QPe in Mikrotürmchenresonatoren zu schaffen, muss zunächst sichergestellt werden, dass die Ausrichtung von Mikrotürmchen und QPen selbst nach dem Überwachsen der Ausrichtungsmarken auf der Probenoberfläche noch problemlos funktioniert. Dies ist essentiell, da die QPe in Mikrotürmchenstrukturen im Gegensatz zu PK- und MD-Resonatoren mit einem

oberen DBR-Spiegel überwachsen werden müssen. Dieser besteht in der Regel aus mehreren Mikrometern Halbleitermaterial. Um die erreichbare Genauigkeit der Bauteilausrichtung an die QP-Positionen zu ermitteln, wurden zunächst Proben mit bestehenden Ausrichtungskreuzen mit bis zu $4\ \mu\text{m}$ GaAs überwachsen und anschließend die Morphologie der Ausrichtungsmarken mittels REM untersucht. Ein $4\ \mu\text{m}$ dicker AlAs/GaAs-DBR-Spiegel würde circa 25 Spiegelpaaren bei einer Resonanzwellenlänge um $950\ \text{nm}$ entsprechen und somit auch die Realisierung von Mikrotürmchenresonatoren mit sehr hohen Güten erlauben [RSL⁺04] [RHG⁺07].

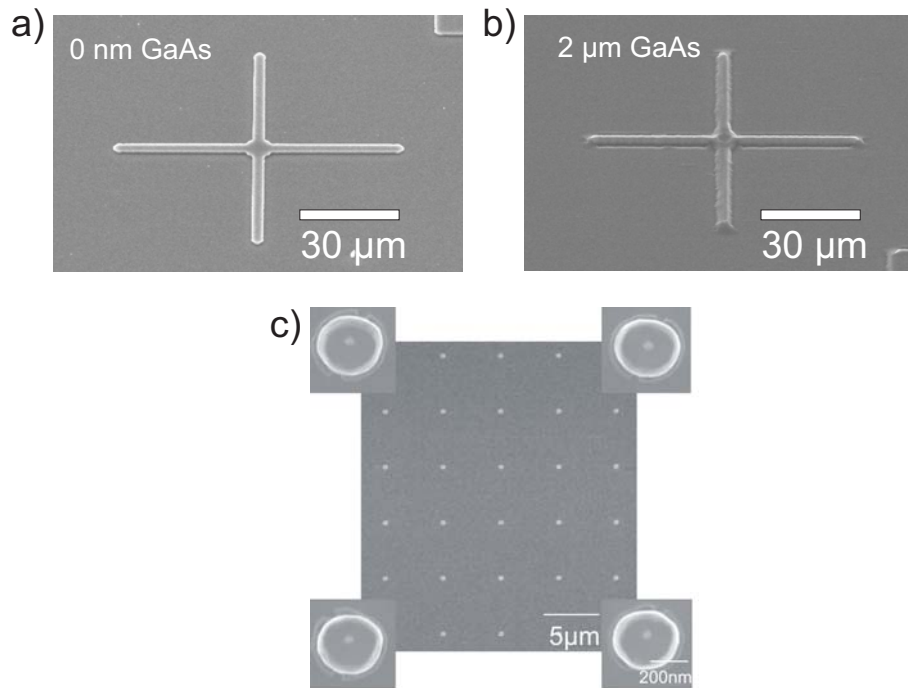


Abbildung 7.5: Kreuze zur Ausrichtung von QPen und Bauteilen a) vor und b) nach dem Überwachsen mit $2\ \mu\text{m}$ GaAs. c) Ausrichtungstest an einer Probe, die mit $4\ \mu\text{m}$ GaAs überwachsen wurde.

Abb. 7.5 a) zeigt eine REM-Aufnahme eines Ausrichtungskreuzes, welches mittels RIE circa $1\ \mu\text{m}$ in den Halbleiter geätzt wurde. Durch das hohe Aspektverhältnis des Ätzprozesses sowie die glatten Kanten kann solch ein Kreuz problemlos im E-beam-System detektiert werden und als Fixpunkt für die Belichtung von beispielsweise Nanolöchern zur QP-Nukleation herangezogen werden. Zum Vergleich ist in Abb. 7.5 b) ein Kreuz dargestellt, nachdem es mit $2\ \mu\text{m}$ GaAs überwachsen wurde. Durch das Überwachsen haben die Kanten ihre scharfe Kontur verloren. Da das E-beam-System zur Bestimmung der exakten Kreuzposition deren Kontrast mittelt, sind keine scharfen Kanten notwendig und die überwachsenen Marken können zur Probenausrichtung herangezogen werden.

Um die Ausrichtungsgenauigkeit nach dem Überwachsen der Kreuze mit $4\ \mu\text{m}$ Halbleitermaterial zu bestimmen, wurden auf solch eine Probe zunächst kleine Löcher in periodischer Anordnung belichtet und anschließend via RIE in den Halbleiter geätzt. Nach dem Ätzen der Löcher wurde die Probe wiederum in das E-beam-System eingebaut und erneut an den überwachsenen Kreuzen ausgerichtet. Anschließend wurden Kreise mit variierenden Durchmessern um die Nanolöcher belichtet und in die Probenoberfläche geätzt. In Abb. 7.5 c) ist eine REM-Aufnahme eines solchen Belichtungsfeldes mit 5×6 Loch-Kreis Kombinationen (Kreisdurchmesser $400\ \text{nm}$) nach den beiden Prozessschritten dargestellt. Die vier exemplarisch hervorgehobenen Strukturen in den Ecken des Feldes machen ersichtlich, dass die Löcher deutlich innerhalb der Kreisfläche liegen. Anhand einer statistischen Auswertung solcher Strukturen konnte ermittelt werden, dass in $83\ \%$ der untersuchten Strukturen die Löcher innerhalb eines Kreises mit einem Radius von $200\ \text{nm}$ lagen. Durch diese geringen Abweichungen zwischen den beiden E-beam-Belichtungsschritten kann ein ausreichend hoher Überlapp eines QPes in einem typischerweise deutlich größeren Mikrotürmchen ($1 - 4\ \mu\text{m}$) gewährleistet werden, was die Grundlage zur Beobachtung ausgeprägter Licht-Materie-Wechselwirkungseffekte darstellt. Beispielsweise ergibt sich, basierend auf den Ausführungen in Abschnitt 2.3.3, für eine Abweichung von $200\ \text{nm}$ vom Zentrum eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ eine verringerte Intensität des optischen Feldes von lediglich $6\ \%$.

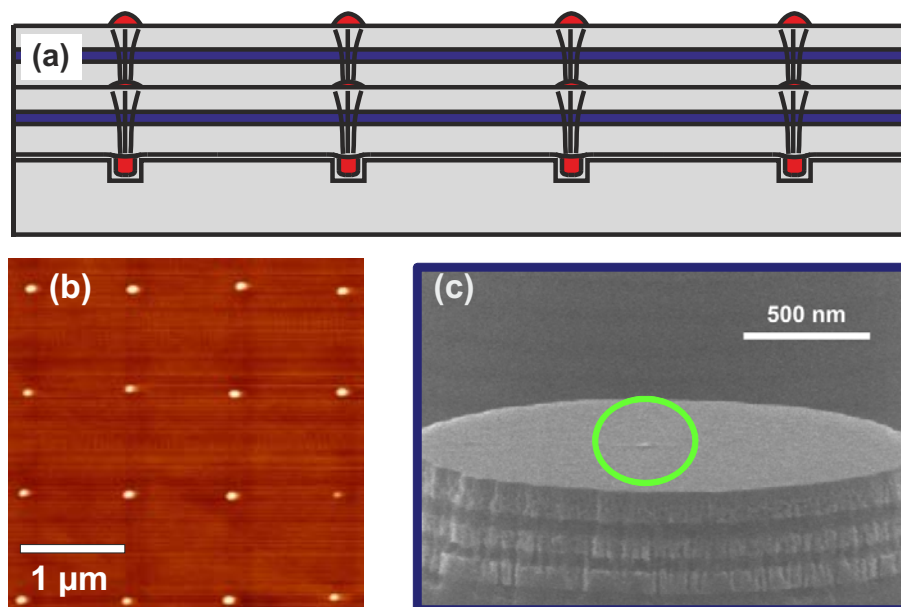


Abbildung 7.6: a) Wachstumsschema der verspannungsgekoppelten QPe. b) AFM-Aufnahme der Oberfläche einer Referenzprobe. c) REM-Oberflächenaufnahme eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2,5\ \mu\text{m}$, welches über eine Referenzprobe mit unüberwachsenen QPen prozessiert wurde.

Um zu demonstrieren, dass ebenfalls die deterministische Integration positionierter QPe in Mikrotürmchenstrukturen im Rahmen des Möglichen liegt, wurde zunächst eine Referenzprobe hergestellt, in der positionierte QPe nach dem verspannungsgekoppelten Wachstumsschema in Abb. 7.6 a) auf einen DBR gewachsen wurden. Die Oberfläche dieser Probe wurden anschließend mittels AFM untersucht (Abb. 7.6 b), um die Morphologie der QPe zu kontrollieren. Danach wurden Mikrotürmchen nach dem beschriebenen Prozess in Kapitel 3.3.1 auf diese Probe strukturiert und deren Oberfläche nach dem Abheben der Ätzmaske mittels REM untersucht. Die Möglichkeit einer guten Positionierung eines einzelnen QPes in das Zentrum eines Mikrotürmchens wird aus der REM-Aufnahme in Abb. 7.6 c) ersichtlich, wobei hier ein Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $2,5 \mu\text{m}$ nahezu perfekt um den zentrierten QP strukturiert wurde.

7.3.2 Charakterisierung von Braggspiegel-basierten Mikroka- vitäten mit positionierten Quantenpunkten

Da die technologischen Grundlagen einer Integration positionierter QPe in Mikrotürmchen, wie sie in Kapitel 7.3.1 beschrieben wurden, gelegt waren, wurden im nächsten Schritt Proben realisiert, in denen die positionierten QPe in eine vollständige Resonatorstruktur integriert wurden. Wie in Kapitel 5 wurde hier wiederum ein Spiegeldesign aus 12(24) AlAs/GaAs-Schichten im oberen(unteren) DBR gewählt, welches eine hohe Auskoppelleffizienz der Emission aus dem gekoppelten System bei kleinen Türmchendurchmessern zwischen 1 und $3 \mu\text{m}$ verspricht. Des Weiteren wird durch die moderate Anzahl von Spiegelpaaren im oberen DBR die QP-Emission außerhalb der Resonanz nicht stark unterdrückt, was wiederum die spektroskopische Untersuchung solcher Strukturen vereinfacht. Abb. 7.7 zeigt eine REM-Aufnahme der Spaltkante der Struktur mit zusätzlichen vergrößerten Ansichten eines Spiegelpaares sowie der GaAs-Kavität: Nach dem Wachstum des unteren DBR-Spiegels und der halben λ -dicken GaAs-Kavität wurden Ausrichtungskreuze und Nanolöcher für die QP-Nukleation auf die Probe prozessiert. Anschließend wurden die gestapelten positionierten QPe auf die Nanolöcher gewachsen und die obere Hälfte der Kavität sowie der obere DBR gewachsen. Trotz der Wachstumsunterbrechung und der jeweiligen Prozessschritte konnten in beiden Spiegelsegmenten sehr scharfe Grenzflächen zwischen AlAs- und GaAs-Schichten realisiert werden und somit eine hohe Kristallqualität gewährleistet werden. Dennoch zeigte eine Analyse der exakten Schichtdicken der einzelnen Spiegelpaare leichte Abweichungen von der Braggbedingung (Vergleiche Gleichung 2.13), sowie Abweichungen zwischen den Spiegeldicken im oberen und unteren DBR. Dies ist auf die längere, durch die diversen Lithographieschritte bedingte Wachstumsunterbrechung in der GaAs-Kavität zurückzuführen, welche eine exakte Kontrolle der Wachstumsraten über die komplette Schichtstruktur deutlich erschwert.

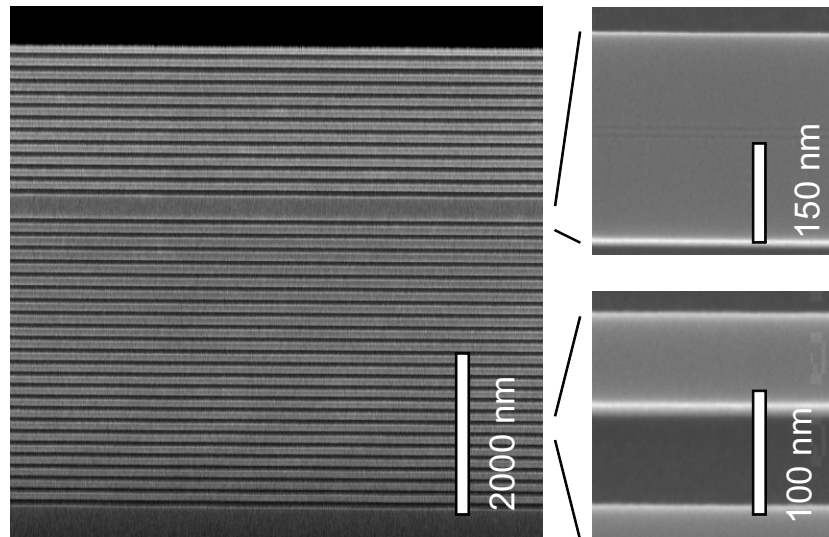


Abbildung 7.7: REM-Aufnahme der Spaltkante einer Resonatorstruktur mit integrierten positionierten QPen mit 12(24) AlAs/GaAs Spiegelpaaren im oberen(unteren) DBR-Spiegel. Die QPe wurden in das Zentrum der λ -Kavität integriert.

Die Abweichungen von den idealen Schichtdicken manifestieren sich ebenfalls im Raumtemperatur-Reflexionsspektrum des Spiegelsystems mit einer Stopppandbreite von 120 meV und einer Resonanz bei 1,278 eV (970 nm), welches an einem großflächig unstrukturierten Bereich der Probe aufgenommen wurde (Abb. 7.8 a). Zur Verdeutlichung wurden ebenfalls Simulationen der Spiegelstruktur vorgenommen, wobei 'Simulation 2' anhand der Schichtdicken, welche sich aus der Braggbedingung für eine Resonanz bei 970 nm ergeben (GaAs: 68,5 nm, AlAs: 82,1 nm), durchgeführt wurde. In 'Simulation 1', deren Verlauf eine qualitativ weitaus bessere Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum aufweist (die Pfeile zeigen Übereinstimmung der Reflexionsoszillationen außerhalb des Stopppands), wurden die aus den REM-Messungen ermittelten Schichtdicken als Grundlage genommen und anschließend jeweils um wenige nm variiert, bis eine bestmögliche Übereinstimmung mit dem gemessenen Reflexionsspektrum erzielt wurde. Im unteren DBR betragen diese 82 nm (69 nm) für AlAs (GaAs), im oberen DBR 81 nm (75 nm) für AlAs (GaAs). Die Abweichung von den idealen Schichtdicken resultiert des Weiteren in einem reduzierten intrinsischen Q-Faktor der Schichtstruktur, welcher anhand der Breite der Resonanzen in den Simulationen ermittelt werden konnte: Für eine Simulation nach der Braggbedingung ('Simulation 2') konnte ein planarer Q-Faktor von 3200 ermittelt werden, welcher in der angepassten 'Simulation 1' 1750 beträgt.

Zur weiteren Charakterisierung der Resonatorstruktur wurden neben Reflexionsmessungen ebenfalls PL-Messungen an den integrierten QPen vorgenommen, bevor Mikrotürm-

chen auf den Wafer prozessiert wurden. Da die PL der QPe durch den Resonator spektral gefiltert wird, wurde zunächst auf einem Probenstück mit einer relativ kleinen QP-Periode von 500 nm der komplette obere Spiegel mittels RIE entfernt. Anschließend wurde die QP-Ensemble-Emission bei 10 K untersucht. Diese ist im obersten Spektrum in Abb. 7.8 b) dargestellt. Die Emission des QP-Ensembles hat hierbei die Form von zwei klar separierten Gaußförmigen Signalen, welche aufgrund der spektralen Verstimmung zwischen den beiden QP-Schichten zustandekommen. Hierbei sei anzumerken, dass der Braggspiegel unterhalb der QPe deren PL-Intensität um ein Vielfaches steigert, wodurch auch Emission schwächer emittierender QPe noch nachgewiesen werden kann. Die Emission aus den beiden sub-Ensembles erfolgt bei einer Wellenlänge von 960 nm mit einer Halbwertsbreite von 23 meV (in der oberen QP Schicht) und 930 nm (aus der spektral verstimmten unteren QP Schicht), wobei die schmale inhomogene Verbreiterung der Emission aus der langwelligen QP-Schicht wiederum ein Indiz für die passend gewählten Wachstumsbedingungen in dieser Probe darstellt.

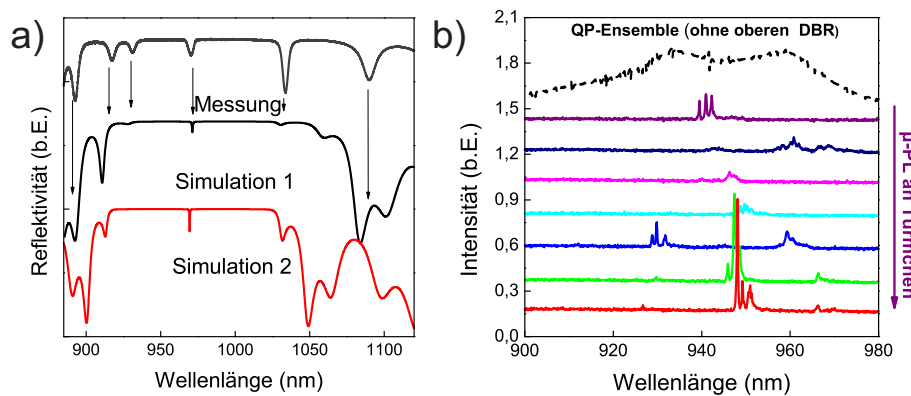


Abbildung 7.8: a) Vergleich des Reflexionsspektrums des Resonators mit Berechnungen, wobei 'Simulation 1' anhand der extrahierten Schichtdicken aus den REM-Aufnahmen erstellt wurde und 'Simulation 2' anhand der Bragg-Bedingung berechnet wurde. b) PL-Untersuchungen an einer Reihe von Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von 1 μm : Sieben von acht Türmchen zeigen charakteristische Emissionsspektren positioniert gewachsener, gestapelter QPe. Zum Vergleich wurde ebenfalls die PL des QP-Ensembles aufgetragen, welche zwei charakteristische Maxima aufgrund der spektralen Verstimmung der beiden QP-Schichten aufweist.

Anhand der Halbwertsbreite des QP-Ensembles lässt sich die mögliche Ausbeute an spektral und örtlich resonanten Bauteilen abschätzen, indem man einen maximalen Verstimmungsbereich der QP-Emission von 1 meV über die Proben temperatur beziehungsweise ein externes elektrisches oder magnetisches Feld zu Grunde legt [RSL⁺04][KHS⁺08][RMF⁺09]. Nimmt man an, dass im bestmöglichen Fall die Resonanz

der Kavität im spektralen Maximum des QP-Ensembles liegt würde sich somit eine maximale Ausbeute von circa 3 % von örtlich- und spektral resonanten Bauteilen ergeben. Um dies in den richtigen Kontext zu stellen, muss dieser Wert mit der Ausbeute verglichen werden, wie man sie für selbstorganisierte QPe mit einer identischen Flächendichte erwarten würde: Sollen die QPe weniger als 200 nm vom Zentrum des Resonators entfernt sein und weist die Halbwertsbreite der QP-Emission ebenfalls einen Wert von 23 meV, reduziert sich die Ausbeute bis auf 0,5 %. Allerdings ist hierbei zu beachten, dass, wie in Kapitel 6.2.5 aufgezeigt wurde, die Halbwertsbreiten der positionierten QPe deutlich niedrigere Werte als ihr selbstorganisiertes Pendant haben können, weshalb sich in der Realität deutlich größere Diskrepanzen in der maximalen Ausbeute brauchbarer Bauteile aufweisen können. Um dies zu umgehen, wurden beispielsweise von Dousse et al. (2008) Techniken angewandt, in denen nach der Epitaxie planarer QP-Mikroresonatoren moderater [DLS⁺08] oder höchster Güte [DSB⁺09] die Positionen der QPe durch systematisches Abrastern der Probe mit örtlich hochaufgelöster μ PL zunächst identifiziert und anschließend Mikrotürmchen exakt über die Positionen der QPe prozessiert wurden. Durch den lateralen Modeneinschluss in den Mikrotürmchen wurde somit ein möglicher Verstimmungsbereich von circa 20 meV zugänglich, wodurch eine sehr hohe Ausbeute nahe 100 % an spektral- und örtlich-resonanten Bauteilen entstand. Allerdings ist dieses Vorgehen im Gegensatz zu Konzepten basierend auf positionierten QPen nicht für einen großen Durchsatz geeignet, da der Experimentator zunächst jede einzelne QP-Position identifizieren und das dazugehörige Bauteil entsprechend anpassen muss. Deutlich vielversprechender scheint der Ansatz, die inhomogene Verbreiterung des QP Ensembles weiter zu reduzieren. Dies kann beispielsweise durch ein weiteres Anpassen der Wachstums- und Prozessparameter geschehen [HHS⁺11]: In diesen, auf den Ergebnissen dieser Arbeit basierten, Studien konnten minimale Halbwertsbreiten um 14 meV erzielt werden. Alternativ bietet sich das Wachstum von QPen auf anderen Kristallorientierungen an: Auf (111)B-orientierten Substraten konnten bereits Ensemble positionierter QPe mit inhomogenen Verbreiterungen von lediglich 0,7 meV demonstriert werden, also Werten innerhalb des Abstimmungsreichs der oben genannten Techniken [MGF⁺10]. Diese QPe entstehen durch das Wachstum eines Quantenfilmes in geätzte invertierte Pyramiden. Bisher konnte allerdings deren Kompatibilität mit Mikrotürmchenresonatoren noch nicht nachgewiesen werden, da die invertierten Pyramiden typischerweise Abmessungen der Lichtwellenlänge im Halbleiter haben und deshalb nicht ohne weiteres in eine λ -dicke GaAs-Kavität integriert werden können.

Um in den zuvor diskutierten Proben einen lateralen optischen Modeneinschluss zu gewährleisten, wurden Mikrotürmchen unterschiedlicher Durchmesser auf die Probe prozessiert: Hierbei wurden die Türmchendurchmesser an die QP-Perioden so angepasst, dass in

jedem Türmchen genau eine Nanoloch-Position zentriert wurde. Zusätzlich wurden ebenfalls größere Türmchen als Referenzbauteile über die QP-Felder prozessiert, um die grundlegenden Bauteileigenschaften zu untersuchen. In Abb. 7.8 b) sind neben dem Ensemble-PL-Spektrum der QPe zusätzlich eine Reihe von μ PL Spektren von Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $1 \mu\text{m}$ auf einem QP-Feld mit einer Periode von $1 \mu\text{m}$ dargestellt. Die Bauteile wurden mit möglichst niedrigen Leistungen angeregt, um die Emission aus höheren QP-Zuständen sowie eine dominante Emission der Resonatormode zu unterdrücken. Sieben der acht exemplarisch dargestellten Spektren, welche an benachbarten Bauteilen aufgenommen wurden, zeigen hierbei Emission von maximal zwei Emissionssignalen. Diese Signale, welchen zum Teil aus einem Linientriplett bestehen (vergleiche Kapitel 6.2.2) weisen aufgrund des angewandten Wachstumsschemas (vergleiche Abb. 7.6 a) eine ausgeprägte spektrale Verstimmung zueinander auf.

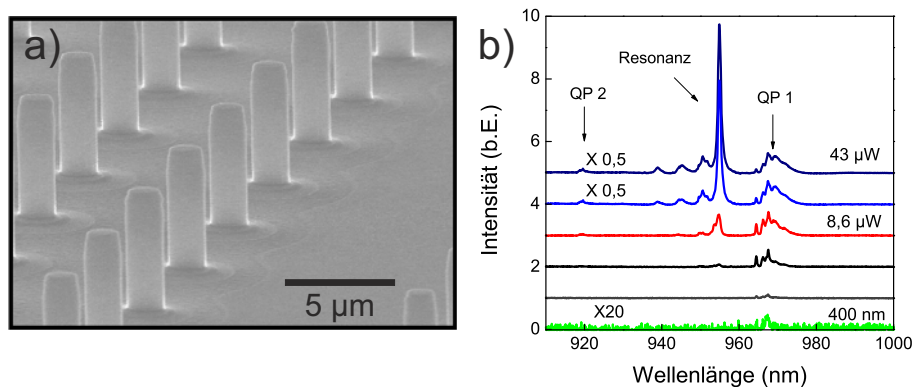


Abbildung 7.9: a) REM-Aufnahme der Probe, nachdem Mikrotürmchen für einen lateralen Modeneinschluss prozessiert wurden. b) Leistungsabhängige Messungen eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $1,3 \mu\text{m}$: Während bei niedrigen Anregungsleistungen lediglich QP 1 zu sehen ist, treten bei höheren Pumpleistungen sowohl Signaturen des unteren QPes (QP 2) zu Tage, sowie eine dominante Emission der Resonatormode.

Um die Modenstruktur der Mikrotürmchen zu untersuchen (ein REM-Bild der Türmchen ist in Abb. 7.9 a) dargestellt), wurden leistungsabhängige Studien durchgeführt: Abb. 7.9 b) zeigt eine Serie von μ PL-Spektren bei von unten nach oben steigenden Anregungsleistung, welche an einem Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $1,3 \mu\text{m}$ aufgenommen wurden. Bei niedriger Anregungsleistung erkennt man lediglich die Emission aus der oberen QP-Schicht bei einer Emissionswellenlänge von 967 nm , welches sich wiederum aus mehreren, spektral eng zusammenliegenden Emissionslinien aus den exzitonischen und multiexzitonischen Zuständen zusammensetzt. Ab höheren Anregungsleistungen um $10 \mu\text{W}$ kann man ein weiteres Emissionssignal aus der unteren QP-Schicht

bei einer Wellenlänge von 920 nm sehen. Zusätzlich manifestiert sich ebenfalls die Emission aus der Kavitätsmode des Mikrotürmchens um 955 nm mit einem Q-Faktor von circa 1000, dessen Intensität schließlich das Spektrum dominiert. Da die Emission aus dem Grundzustand beider QP-Schichten spektral weit von der Resonatormode verstimmt ist, kann davon ausgegangen werden, dass höhere QP-Zustände, beispielsweise die P-Schale des langwelliger emittierenden 'QP 1', spektral an die Mode ankoppelt und deren intensive Emission hervorruft [LKM⁺10].

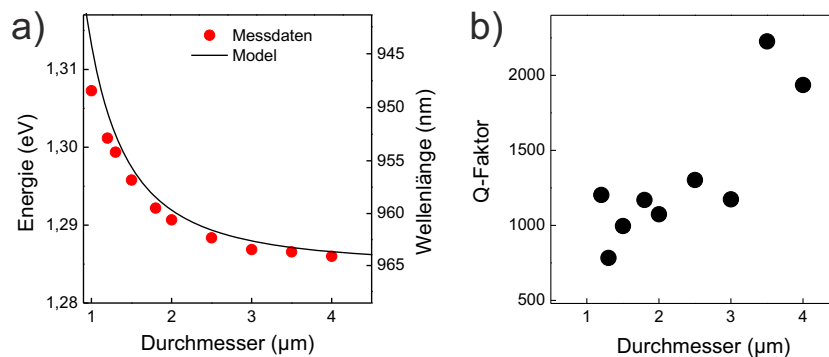


Abbildung 7.10: a) Spektrale Position der Fundamentalmode in Abhängigkeit des Türrchendurchmessers. b) Abhängigkeit des Q-Faktors vom Durchmesser der Mikrotürrchenresonatoren.

Um weitergehend die Eigenschaften der Mikrotürrchen zu studieren, wurden Referenzbauteile mit Durchmessern zwischen 1 μm und 4 μm untersucht und sowohl die Emissionsenergie als auch der entsprechende Q-Faktor aus der Emission der Grundmode als Funktion der Durchmessers in Abb. 7.10 a) und b) aufgetragen. Die energetische Lage der Resonanzen zeigt eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Positionen, wobei hierfür ein perfekter lateraler Modeneinschluss angenommen wurde (Gleichung 2.23). Die ermittelten Q-Faktoren der Mikrotürrchen sind auf Werte zwischen 1000 bis 2000 limitiert, was wiederum in guter Übereinstimmung mit den Abschätzungen anhand der Simulationen des Reflexionsspektrum ist. Da die gemessenen Q-Faktoren durchweg im Bereich um den abgeschätzten intrinsischen Q-Faktor von 1750 liegen, zeigt sich, dass Absorptionsverluste durch das aktive QP-Medium oder Defekte in den Spiegeln eine deutlich untergeordnete Rolle spielen.

7.3.3 Studie der Licht-Materie-Wechselwirkung von positionierten Quantenpunkten in Mikrotürmchen unter optischer Anregung

Anhand der Untersuchungen im vorherigen Kapitel konnte gezeigt werden, dass positionierte QPe erfolgreich in Mikrotürmchen mit moderaten Q-Faktoren integriert wurden, wobei bei niedrigen Anregungsleistungen die QP-Emission, bei hohen Anregungsleistungen dagegen das Modenspektrum die Bauteilcharakteristik dominiert. Um Untersuchungen zur Licht-Materie-Wechselwirkung durchzuführen, wurde zunächst ein Bauteil identifiziert, in dem das langwelligere der beiden QP-Emissionssignale spektral nahe der Resonatormode des Türmchens gelegen ist. Abb. 7.11 zeigt mehrere leistungsabhängige Spektren eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $1 \mu\text{m}$, wobei der kurzwelligere QP in diesem Fall außerhalb des spektralen Detektionsbereiches emittierte (um 930 nm). Die Emission des QPes ist auch in diesem Fall wieder in mehrere einzelne Emissionslinien aufgespalten, welche in den hier dargestellten Untersuchungen aufgrund ihrer relativen spektralen Position einem positiv geladenen ($X+$) und einem neutralen Exziton (X) sowie einem Biexziton (XX) zugeordnet wurden. Bei hohen Anregungsleistungen zeigten sich des Weiteren eine Vielzahl langwelliger Emissionslinien, welche aufgrund ihrer spektralen Lage höchstwahrscheinlich aus multiplen negativ geladenen Zuständen des QPes herrühren. In Abb. 7.11 a) und b) sind zwei Leistungsserien an diesem Bauteil dargestellt, wobei über die Probertemperatur sowohl das $X+$ (Teilbild a, aufgenommen bei 31 K) als auch das X -zugeordnete Emissionssignal (Teilbild b, aufgenommen bei 13 K) in Resonanz gebracht werden konnten. Vor allem bei höheren Anregungsleistungen ab mehreren μW ist deutlich die Modifikation des Emissionsspektrums aufgrund der Kavitätsmode zu sehen, wobei jeweils die resonante QP-Linie das Spektrum dominiert. Eine Auftragung der Intensitäten der Emissionslinien gegen die Anregungsleistungen zeigt dabei ein Absättigen der integrierten Intensitäten der resonanten Emissionslinie bei einem circa 3 mal größeren Wert, verglichen mit dem QP-Signal, welches spektral von der Resonanz verstimmt wurde. Dieses Verhalten ist eine deutliche Signatur einer ausgeprägten Licht-Materie-Wechselwirkung und einer Steigerung der Emission in Resonanz durch den Purcell-Effekt [MMA⁺09]. Um die Intensitäten der beiden Emissionslinien X und $X+$ unbeeinträchtigt von der Resonanz bei tiefen Temperaturen zu vergleichen, wurde eine selektive Oxidation der AlAs-Spiegelsegmente zugelassen, wodurch die Resonatormode aufgrund des gesteigerten Brechungsindexkontrastes von GaAs zu AlO_X eine spektrale Blauverschiebung von einigen Nanometern erfährt. Die anschließende Leistungsserie an dem nun spektral entkoppelten System ist in Abb. 7.11 c) dargestellt. Bei höheren Anregungsleistungen um $6 \mu\text{W}$ ist nun die Resonanz als zusätzliches Emissionssignal bei einer Wellenlänge von $946,5 \text{ nm}$ zu sehen, während bei niedrigen Anregungsleistungen die spektrale Charakteri-

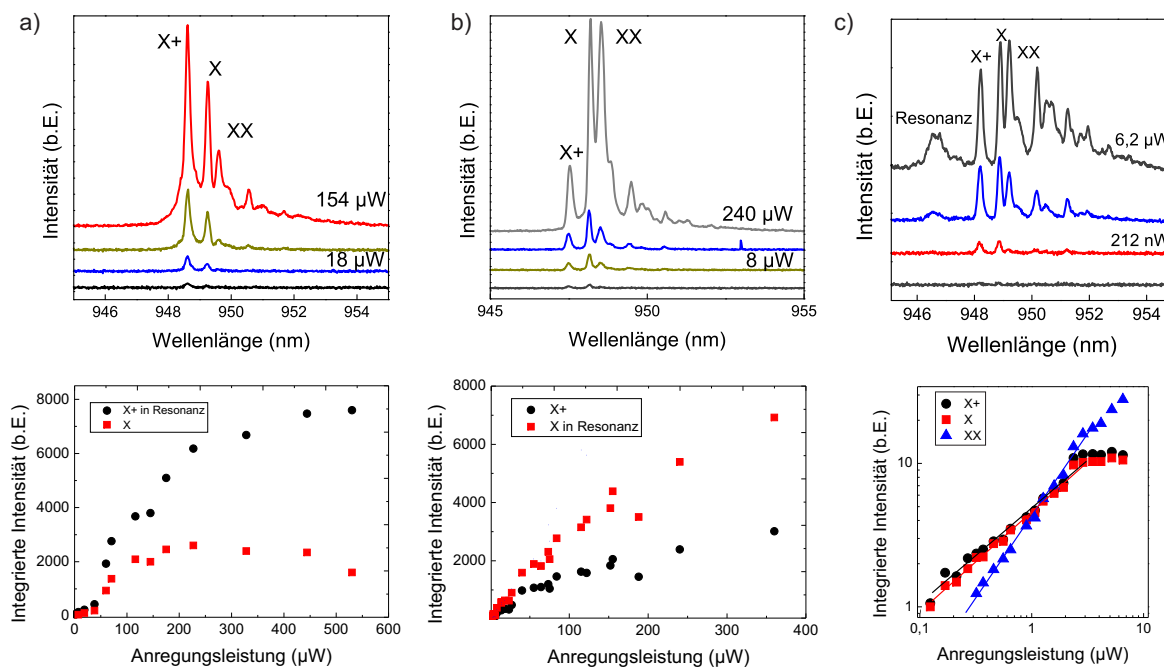


Abbildung 7.11: Leistungsserien an einem spektral gekoppelten QP-Mikrotürmchen-System: a) Bei 31 K liegt das $X+$ zugeordnete Emissionssignal in Resonanz. b) Bei 13 K zeigt die resonante X -Linie die stärkste Emission. c) Nach der spektralen Entkopplung durch lokale Oxidation des Türmchens zeigen X und $X+$ ein nahezu identisches Leistungsverhalten.

stik des QPes untersucht werden kann: Zunächst fällt auf, dass sowohl das $X+$ - als auch das X -zugeordnete Emissionssignal mit einem Leistungskoeffizienten von $\alpha = 0,66$ beziehungsweise $\alpha = 0,7$ nach $I \propto P^\alpha$ ansteigen und schließlich in ihrer Intensität auf einem nahezu identischen Niveau absättigen. Des Weiteren konnte nachgewiesen werden, dass die zuvor als XX -zugeordnete Emissionslinie mit einem deutlich höheren Leistungskoeffizienten $\alpha = 1,14$ ansteigt, was wiederum deren Ursprung als Biexziton indiziert.

In einer weiteren Studie der Kopplung zwischen QP-Emission und Resonanz des Mikrotürmchens wurde die Anregungsleistung konstant gehalten und die Proben temperatur kontinuierlich von 10 K bis 50 K erhöht. Durch die temperaturabhängige Bandlücke der QPe erfahren diese eine deutliche spektrale Rotverschiebung, wodurch gewährleistet werden konnte, dass zunächst das X - und anschließend das $X+$ -zugeordnete Emissionssignal (Linienbreite $280 \mu\text{eV}$) spektral durch die Resonanz schieben. Die Intensitäten der dazugehörigen Emissionssignale sind in Farbdarstellung in Abb. 7.12 als Funktion der Proben temperatur dargestellt: Während aus Teilbild a) nochmals die außerordentliche Sauberkeit des Spektrums aufgrund der deterministischen Integration eines einzelnen, spektral verstimten QP-Paares deutlich wird, kann man in Teilbild b) eine deutliche Überhöhung

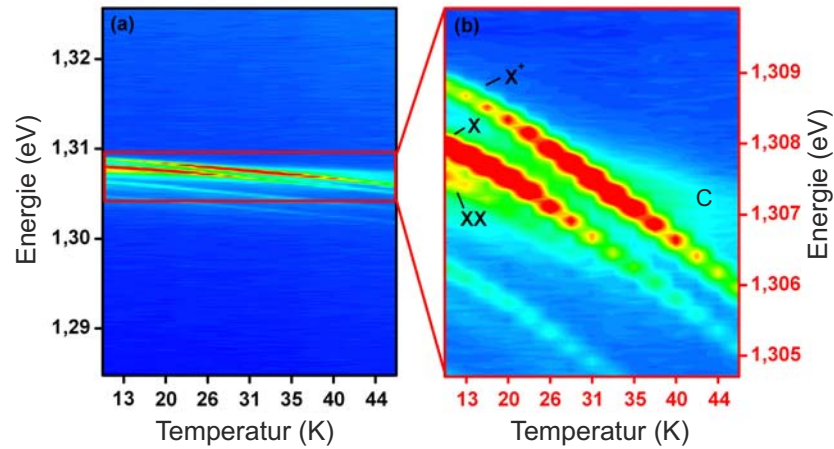


Abbildung 7.12: Falschfarbendarstellung einer temperaturabhängigen Messung, wobei X und $X+$ bei unterschiedlichen Temperaturen eine deutliche Überhöhung ihrer Intensität erfahren. a) Übersichtsspektrum in einem großem Spektralbereich. b) Detailgenaues Spektrum.

der Emissionssignale des langwelligen QPes in Resonanz erkennen. Erwartungsgemäß ist unter moderaten Anregungsleistungen kaum ein Signal der Resonatormode selbst zu erkennen, da keine zusätzlichen Emittoren spektral in die Resonatormode koppeln. Eine starke Emission der Kavitätsmode, hervorgerufen durch unkorrelierte Hintergrundemission, ist ein gängiges Problem von Proben, welche auf selbstorganisiert gewachsenen QPen basieren und erschwert deren Anwendung als Einzelphotonenquellen [HSL⁺10][Mic03].

In Abb. 7.13 wurden sowohl die integrierten Intensitäten der $X-$ als auch der $X+$ -zugeordneten Emissionslinie als Funktion der spektralen Verstimmung zur Resonanz aufgetragen. Da die beiden Emissionssignale bei unterschiedlichen Probertemperaturen spektrale Resonanz mit der Kavität erzielen, wurde die X -Linie in dieser Auftragung um 1,5 meV verschoben. Wie erwartet zeigen beide Emissionslinien ein ausgeprägtes und nahezu identisches Überhöhungsverhalten. Dies liegt daran, dass der Ursprung beider Linien im gleichen deterministisch in das Bauteil integrierten QP liegt. Um den Purcell-Faktor quantitativ zu bestimmen wurden die Messdaten in Analogie zu Kapitel 5.2.2 an ein Modell angepasst, welches die gesteigerte Intensität in Resonanz durch eine Kopplung der QP-Emission in die Grundmode des Türmchens erklärt (Gleichung 2.40 [MMA⁺09]). Legt man den aus den Messdaten extrahierten Q-Faktor des Mikrotürmchens von 1700 zu Grunde, ergibt sich aus der Datenanalyse ein Purcell-Faktor von ungefähr 7. Zur Verdeutlichung der Robustheit dieses Modells wurden in Abb. 7.13 b) ebenfalls Kurven eingezeichnet

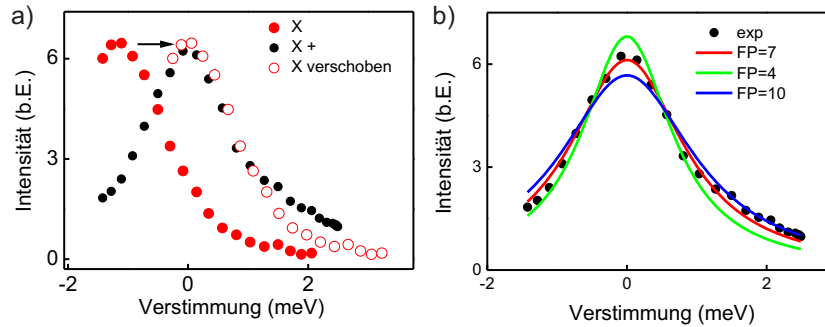


Abbildung 7.13: a) Intensitäten von X und $X+$ abhängig von ihrer spektralen Verstimmung zur Kavitätsmode. b) Anpassung der Intensitäten von $X+$ an ein Modell zur Ermittlung des Purcell-Faktors.

net, welche einer Überhöhungskurve mit einem Purcell-Faktor von 4 bzw. 10 entsprechen würden. Anhand des Modenvolumens eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $1 \mu\text{m}$ (entsprechendes Modenvolumen circa $9,6(\frac{\lambda}{n})^3$ nach [BES⁺07]) und einem Q-Faktor von 1700 lässt sich ein maximaler Purcell-Faktor des Bauteils nach Gleichung 2.39 zu 14 ermitteln. Dies lässt darauf rückschließen, dass der QP nicht perfekt in der Mitte des Bauteils positioniert ist sondern eine leichte Abweichung von der Idealposition erfahren hat. Anhand berechneter Modenspektren in einer Türmchenstruktur mit einem Durchmesser von $1 \mu\text{m}$ kann eine Abweichung der QP-Position vom Feldmaximum von circa 250 nm abgeschätzt werden, also unwesentlich größer als die ermittelten Werte der Teststrukturen in Kapitel 7.3.1. Es sei angemerkt, dass ebenfalls der spektrale Überlapp zwischen QP und Resonanz, anders als im Fall eines perfekten monochromatischen Emitters, aufgrund der endlichen QP-Linienbreite von $280 \mu\text{eV}$ im zeitlichen Mittel reduziert ist. In Gleichung 2.38, welche die spektrale Abhängigkeit des Purcellfaktors bestimmt, würde das temporäre spektrale wandern der homogenen QP-Emissionslinie (vergleiche Kapitel 6.2.3) zu einer Zeitabhängigkeit der Emitterfrequenz $\omega_x(t)$ führen. Aufgrund der zeitlichen Mittelung bei den Messungen kann dies den maximal beobachtbaren Purcellfaktor deutlich limitieren. Des Weiteren wäre möglich, dass der Wert für das berechnete Modenvolumen die Realität nicht korrekt widerspiegelt, da eine exakte Lösung des Integrals in Gleichung 2.17 unter Einbezug von Seitenwandstreuung, Absorptionsverlusten sowie lateraler Lichtauskopplung aus dem Mikrotürmchen äußerst anspruchsvoll ist und bisher publizierte Referenzwerte deutliche Diskrepanzen aufweisen.

Zur Demonstration, dass solch ein spektral gekoppeltes System ebenfalls als Einzelphotonenquelle betreibbar ist, wurden auch an diesem System Photonenstatistikmessungen an einem HBT-Messaufbau durchgeführt. Hierfür wurde die $X+$ -zugeordnete Emissionslinie

zuvor über die Proben­temperatur in Resonanz gebracht, um über den Purcell-Effekt dessen Intensität für die sensible Messtechnik zu steigern. Der QP wurde mit einem Ti:Saphir Laser bei einer Wellenlänge von 760 nm und 150 fs langen Pulsen mit einer Repetitionsrate von 82 MHz angeregt. Das Ausbleiben eines zentralen Pulses in der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung in Abb. 7.14 demonstriert eine ausgeprägte nichtklassische Emission, und anhand der Fläche unter den Pulsen in Relation zur Fläche im Histogramm um $\tau = 0$ konnte ein Wert von $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,12$ ermittelt werden. Somit wurde die Möglichkeit, ein deterministisch gekoppeltes System aus einem positionierten QP und der Resonanz eines Mikrotürmchens als Einzelphotonenquelle zu betreiben, eindeutig belegt.

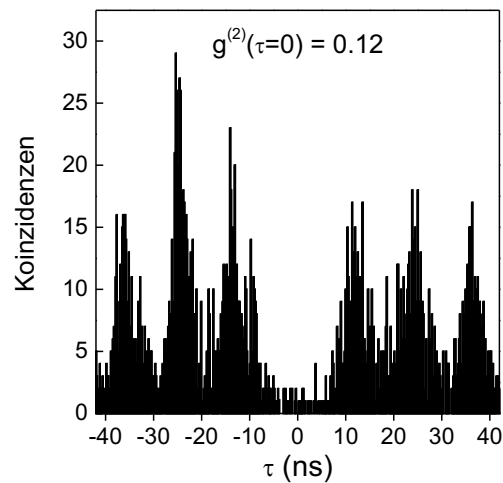


Abbildung 7.14: Photonkorrelationsmessung zweiter Ordnung mit $X+$ in Resonanz mit der Kavitätsmode: Der ermittelte Wert von $g^{(2)}(\tau = 0) = 0,12$ spiegelt den Charakter der Einzelphotonenquelle deutlich wider.

7.3.4 Elektrischer Betrieb von Mikrotürmchen mit positionierten Quantenpunkten

Um mit den zuvor diskutierten Ansätzen eine praktikablere und kompaktere Einzelphotonenquelle zu realisieren, muss ebenfalls der elektrische Betrieb solcher Strukturen gewährleistet werden. Deshalb wurde ein ähnliches Vorgehen gewählt wie im Falle der optisch angeregten Mikrotürmchen: Nach dem Wachstum des p-dotierten unteren DBR-Segments mit 25 AlAs/GaAs-Spiegelpaaren sowie der halben, intrinsischen GaAs- λ -Kavität wurde die Strukturierung der Ausrichtungskreuze sowie der Nanolöcher zur QP-Nukleation vorgenommen. Die Quantenpunkte wurden für diese Untersuchungen nicht wie zuvor in

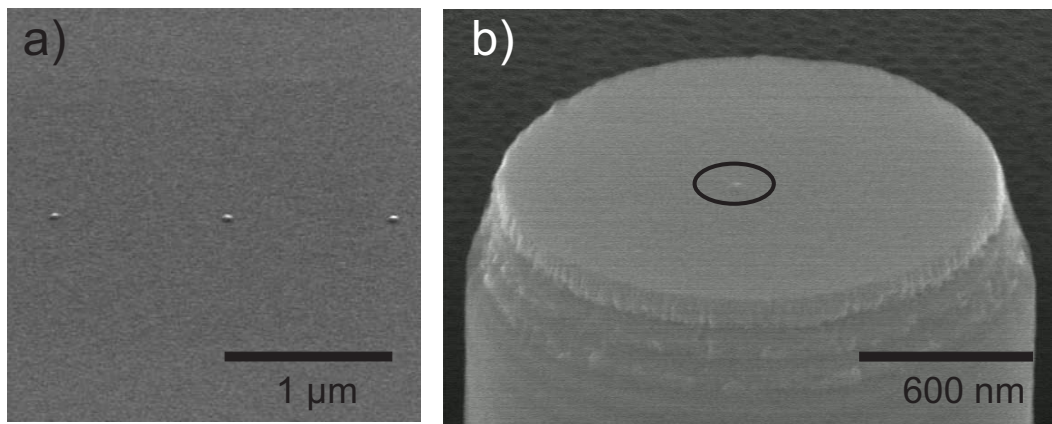


Abbildung 7.15: a) REM-Aufnahme der Oberfläche einer Referenzprobe, auf der die QPe entlang einer Lochzeile angeordnet wurden. b) Testweise wurden Mikrotürmchen über die unüberwachsenen QPe positioniert, um die gute Ausrichtung der Lithographieschritte zu demonstrieren.

Feldern, sondern lediglich in Zeilen angeordnet, da aus praktischen Gründen in späteren Prozessschritten ebenfalls die Anordnung von kontaktierten Mikrotürmchen in Zeilen erfolgt. Die erfolgreiche Nukleation der positionierten QPe auf solch einer Lochzeile ist in Abb. 7.15 a) zu sehen, wobei die QPe nach der Wachstumstechnik aus Kapitel 6.2.5 auf nasschemisch geätzte Nanolöcher und eine verspannungsfortpflanzende InAs-Schicht gewachsen wurden. Zum Test der Ausrichtungsgenauigkeit wurden wiederum Mikrotürmchen über die unüberwachsene Referenzprobe strukturiert (Abb. 7.15 b) und eine gute Zentrierung der QPe in den Mikrotürmchen festgestellt. Anschließend wurden die QPe mit den identischen Wachstumsparametern in eine intrinsische GaAs-Kavität zentriert, auf welche weitere fünf Spiegelpaare aus n-dotiertem AlAs/GaAs gewachsen wurden. Dieses stark asymmetrische Resonator-Design hat zur Folge, dass nahezu das komplette Signal durch den oberen Spiegel der Struktur ausgekoppelt wird, und ist daher für Untersuchungen der Emissionseigenschaften einzelner Quantenemitter geeignet (Vergleiche Kapitel 4.4.2). Allerdings ist die geringe Anzahl von Spiegelpaaren im oberen DBR-Segment mit Einbußen im Q-Faktor der Struktur verbunden (der intrinsische Q-Faktor dieses Designs beträgt lediglich 200).

Nach dem Wachstum der Resonatorstruktur mit integrierten QPen wurde der komplette Prozess zur Herstellung elektrisch gepumpter Einzelphotonenquellen, wie bereits in Kapitel 5 anhand von Proben mit selbstorganisierten QPen beschrieben wurde, durchgeführt. An den planarisierten und kontaktierten Mikrotürmchen wurden anschließend bei Temperaturen um 10 K sowohl μ PL- als auch μ EL-Messungen zur Charakterisierung der Probe durchgeführt. Abb. 7.16 zeigt eine Gegenüberstellung von Spektren, die unter optischer (a) und elektrischer (b) Anregung aufgenommen wurden. Überraschen-

derweise konnte unter optischer Anregung ohne ein angelegtes elektrisches Potential keine Signatur einer Emission aus QPen detektiert werden, sondern lediglich eine intensive Emission des GaAs-Volumenmaterials, welche aufgrund der Dotierung im Substrat und den Spiegeln einen weiten spektralen Ausläufer langwelliger als die GaAs-Bandlücke von 1,519 eV (816 nm) aufweist [Pol10]. Außerdem manifestiert sich im kompletten detektierten Spektrum um den Bereich der ausgeprägten Resonatormoden des Mikrotürmchens eine Hintergrundemission, deren Ursprung höchstwahrscheinlich durch Defekte im Kristall bedingt ist. Solche Defekte können beispielsweise durch eine suboptimale Kristallqualität, aber auch durch den anschließenden Ätzprozess des Mikrotürmchens mit den dazugehörigen Planarisierungs- und Kontaktierungsschritten hervorgerufen werden. Die spektrale Charakteristik der Struktur ändert sich drastisch, wenn das Mikrotürmchen elektrisch angeregt wird. Bei niedrigen Pumpleistungen knapp oberhalb der Einsatzspannung der Diode (2,2 V) ist lediglich ein nahezu hintergrundfreies, spektral schmalbandiges Signal der Emission eines QPes mit einer Linienbreite von $340 \mu\text{eV}$ zu sehen (Abb. 7.16 b). Die Tatsache, dass diese Emission unter optischer Anregung nicht detektierbar war, ist auf das durch den P-N-Übergang hervorgerufene intrinsische elektrische Feld in der Diode zurückzuführen, welches die photoinjizierten Ladungsträger aus dem aktiven Bereich des Resonators abzieht. Des Weiteren ist davon auszugehen, dass die Ladungsträger vor allem in QPen mit einem flachen Einschlusspotential (entsprechend der kleinen S-P Aufspaltung dieser Klasse von QPen, siehe Kapitel 6.2.5) aufgrund der elektrostatisch modifizierten Bandstruktur aus den QPen in die Barriere tunneln können, bevor es zur strahlenden Rekombination kommt.

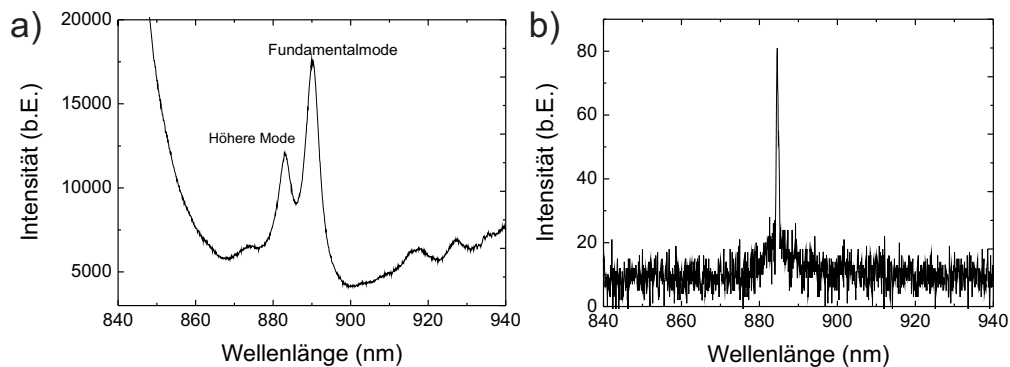


Abbildung 7.16: μPL - und μEL -Messung an einem Bauteil mit einem Durchmesser von $1,8 \mu\text{m}$. a) In der μPL Messung zeigen sich keine Signaturen einer QP-Emission, lediglich ein intensiver spektraler Hintergrund sowie eine ausgeprägte Modenstruktur. b) In der μEL -Messung dominiert die Emission aus einem positionierten QP.

Aufgrund der spektralen Position der QP-Emissionslinie (884,6 nm), welche auf der hochenergetischen Seite der Grundmode des Türmchens bei 890,1 nm (Halbwertsbreite 3,76 nm, $Q = 230$) gelegen ist, konnte die Kopplung der QP-Emission an die Resonanz durch schrittweise Erhöhung der Proben­temperatur untersucht werden. Abb. 7.17 a) zeigt die temperaturabhängigen Spektren bei einer angelegten Spannung von 4,2 V. Zunächst erfährt die QP-Emissionslinie eine deutliche Überhöhung aufgrund der Kopplung an die Resonator­mode, wobei sie ihr Maximum bei einer Proben­temperatur von 24 K findet. Bevor der QP jedoch vollständig in Resonanz gebracht werden kann, bricht, aufgrund der gesteigerten Proben­temperatur und den damit zusammenhängenden thermischen Verlustkanälen, seine Intensität stark ein. Um dies zu quantifizieren wurden in Abb. 7.17 b) die Intensitäten des QPes sowie der Resonator­mode gegen die Proben­temperatur aufgetragen sowie die integrierte Intensität eines nichtresonanten Referenz­quanten­punktes in einem anderen Resonator. Während die Intensität des Referenz­quanten­punktes monoton mit der gesteigerten Proben­temperatur abnimmt, zeigen die Intensitäten des resonanten QPes sowie der Fundamentalmode eine starke Korrelation, wobei der Kurvenverlauf nach jeweiliger Normierung auf das Intensitätsmaximum bei 24 K nahezu deckungsgleich ist.

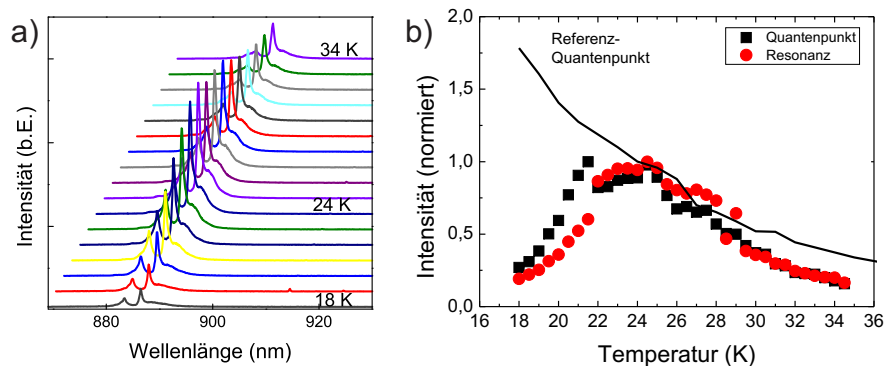


Abbildung 7.17: a) Temperaturserie eines QPes unter elektrischer Anregung, der durch Temperaturerhöhung spektral in Resonanz mit der Grundmode gebracht wird. b) Normierter Intensitätsverlauf des QPes sowie der Grundmode als Funktion der Proben­temperatur. Bevor der QP vollständig in Resonanz gebracht werden kann, reduzieren thermische Prozesse dessen Intensität. Um dies zu visualisieren, wurde der Intensitätsverlauf eines nicht-resonanten Referenz­quanten­punktes mit in den Graph aufgenommen.

Zur Charakterisierung der optischen Qualität der integrierten positionierten QPe in diesen Strukturen wurden weiterhin Messungen an einem QP durchgeführt, der spektral langwellig der Resonanz gelegen ist. Abb. 7.18 a) zeigt ein hochaufgelöstes Elektrolumineszenzspektrum dieses QPes bei niedrigen Pumpleistungen. Die spektrale Signatur dieses

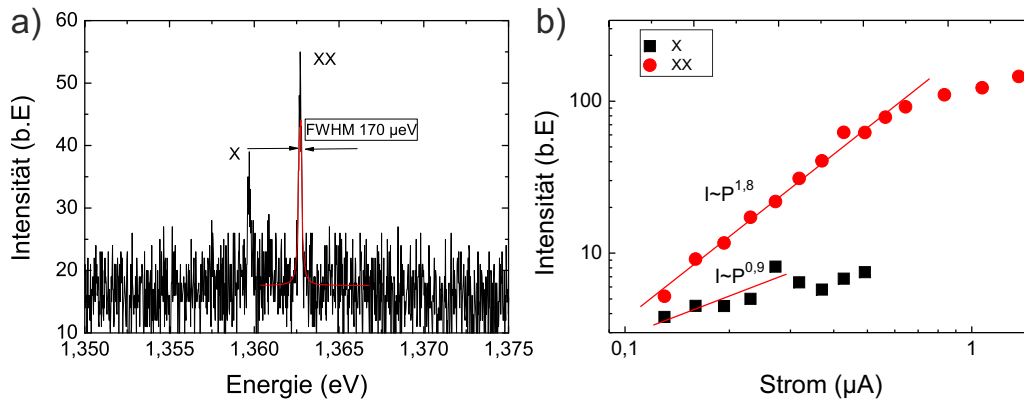


Abbildung 7.18: a) Hochaufgelöstes Spektrum eines positionierten QPes unter elektrischer Anregung. b) Integrierte Intensitäten beider Emissionslinien mit linearer und quadratischer Abhängigkeit vom Pumpstrom.

QPe zeigt zwei Emissionssignale mit einem energetischen Abstand von 3 meV. Vor allem die Linienbreite des langwelligeren Signals zeichnet sich unter diesen Anregungsbedingungen durch einen niedrigen Wert von circa $170 \mu\text{eV}$ aus. Anhand der Abhängigkeit der integrierten Intensitäten vom Pumpstrom können diese beiden Emissionslinien der Emission aus dem exzitonischen ($I_X \propto I^{0,9}$) sowie dem biexzitonischen Übergang ($I_{XX} \propto I^{1,8}$) zugeordnet werden.

7.4 Zusammenfassung des Kapitels

Durch die Kombination aus Wachstum positionierter QPe und einer möglichst genauen Bauteilausrichtung konnte eine skalierbare Integration einzelner QPe in optische Resonatoren unterschiedlicher Geometrien durchgeführt werden. Das positionierte Wachstum der QPe stellt nicht nur sicher, dass die QPe im oder nahe des Feldmaximums der Resonatoren platziert wurden und somit ausgeprägte Licht-Materie-Kopplung beobachtet werden konnte, sondern dass reproduzierbar jeweils ein einzelner Quantenemitter beziehungsweise ein einzelner Stapel aus spektral weit verstimmtten Emitttern in den jeweiligen Bauteilen zentriert wurde. Dies ist von fundamentaler Bedeutung im Hinblick auf die Realisierung von Einzelphotonenquellen basierend auf gekoppelten QP-Resonator Systemen, da der Charakter der Quelle sich an der Anzahl der zur Emission beitragenden Emitter misst.

Mit der Integration positionierter QPe in PK-Resonatoren konnte zum ersten Mal überhaupt ein einzelner positionierter, auf einem vorstrukturiertem Substrat gewachsener QP in einen optischen Resonator integriert und dessen Wechselwirkung mit der Resonanz beobachtet werden. Anhand von MD-Resonatoren mit integrierten positionierten QPen mit

reduzierter Emissionswellenlänge und gesteigerter optischer Qualität konnte des Weiteren im Regime der schwachen Kopplung die nichtklassische Emission des Systems nachgewiesen werden. Ähnliche Experimente konnten ebenfalls mit spektral und örtlich gekoppelten QP-Mikrotürmchen durchgeführt werden, wobei der potentielle Einsatz dieser Bauteile als Einzelphotonenquellen zweifelsfrei nachgewiesen werden konnte. Abschließend ist es gelungen, Mikrotürmchen mit integrierten positionierten QPen hoher Qualität elektrisch zu betreiben.

Ausblickend sei anzumerken, dass basierend auf den hier geschilderten Arbeiten eine örtlich und spektral resonante, effiziente und skalierbar hergestellte sowie elektrisch betriebene Einzelphotonenquelle deutlich näher gerückt ist. Vor allem zum Erreichen einer deterministischen spektralen Resonanz müssen jedoch die QP-Eigenschaften bezüglich der inhomogenen spektralen Verbreiterung des Ensembles noch weiter optimiert, beziehungsweise Techniken entwickelt werden, welche eine weite spektrale Verstimmung der QP Emission beziehungsweise der Resonatormode zulassen.

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

μ EL	Mikro-Elektrolumineszenz	
μ PL	Mikro-Photolumineszenz	
AFM	Rasterkraftmikroskop	Atomic force microscope
Al	Aluminium	
APD	avalanche photo diode	Lawinenphotodiode
As	Arsen	
BCB	Benzocyclobuthene	
C	Carbon	Kohlenstoff
CCD	Charge-coupled device	
CQED	Cavity Quantumelectrodynamics	Kavitäts Quantenelektrodynamik
CW	continuous wave	Dauerstrichbetrieb
DBR	distributed Bragg reflector	
EL	Elektrolumineszenz	
FV	Frank-van der Merwe	
Ga	Gallium	
HBT	Hanbury-Brown and Twiss Messanordnung	
HF	Flusssäure	
HH	heavy hole	schweres Loch
In	Indium	
LO	longitudinal-optisch	
LH	light hole	leichtes Loch
MBE	molecular beam epitaxy	Molekularstrahlepitaxie
MBIK	Methylisobutylketon	
MD	Microdisk	Mikroscheibe
MOCVD	metal organic vapor phase epitaxy	metallorganische Gasphasenepitaxie
Nd:YAG-Laser	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser	

PCA-Technik	partial capping and annealing	teilweises Überwachsen und Ausheilen
PK	Photonischer Kristall	
PL	Photolumineszenz	
PMMA	Polymethylmethacrylat	
QD	quantum dot	Quantenpunkt
QP	Quantenpunkt	
Qubit	Quanten-Bit	
REM	Rasterelektronenmikroskop	
RIE	reactive ion etching	reaktives Ionenätzen
RTA	rapid thermal annealing	schnelles thermisches Ausheilen
Si	Silizium	
SIMS	Sekundär-Ionen-Massenspektroskopie	
SK	Stranski-Krastanov	
STEM	scanning transmission microscopy	Raster- transmissionselektronenmikroskopie
TE	transveral-elektrisch	
TM	transveral-magnetisch	
WCE	wet chemical etching	nasschemisches Ätzen
WGM	whispering gallery mode	

Literaturverzeichnis

- [AASN03] AKAHANE, Y. ; ASANO, T. ; SONG, B. S. ; NODA, S.: High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. In: *Nature* 425 (2003), S. 944–947
- [AGN⁺08] AOKI, K. ; GUIMARD, D. ; NISHIOKA, M. ; NOMURA, M. ; IWAMOTO, S. ; ARAKAWA, Y.: Coupling of quantum-dot light emission with a three-dimensional photonic-crystal nanocavity. In: *Nature Photonics* 2 (2008), S. 688–692
- [AMS86] ASADA, M. ; MIYAMOTO, Y. ; SUEMATSU, Y.: Gain and the Threshold of 3-Dimensional Quantum-Box Lasers. In: *Ieee Journal of Quantum Electronics* 22 (1986), S. 1915–1921
- [ANG⁺89] ARENT, D. J. ; NILSSON, S. ; GALEUCHET, Y. D. ; MEIER, H. P. ; WALTER, W.: Indium Adatom Migration during Molecular-Beam Epitaxial-Growth of Strained InGaAs/GaAs Single Quantum Wells. In: *Applied Physics Letters* 55 (1989), S. 2611–2613
- [APG99] ANDREANI, L. C. ; PANZARINI, G. ; GERARD, J. M.: Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory. In: *Physical Review B* 60 (1999), S. 13276–13279
- [AS82] ARAKAWA, Y. ; SAKAKI, H.: Multidimensional Quantum Well Laser and Temperature-Dependence of Its Threshold Current. In: *Applied Physics Letters* 40 (1982), S. 939–941
- [ASS⁺10] ALBERT, F. ; STOBBE, S. ; SCHNEIDER, C. ; HEINDEL, T. ; REITZENSTEIN, S. ; HÖFLING, S. ; LODAHL, P. ; WORSCHER, L. ; FORCHEL, A.: Quantum efficiency and oscillator strength of site-controlled InAs quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), S. 151102
- [AUU⁺09] ATES, S. ; ULRICH, S. M. ; ULHAQ, A. ; REITZENSTEIN, S. ; LÖFFLER, A. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A. ; MICHLER, P.: Non-resonant dot-cavity

- coupling and its potential for resonant single-quantum-dot spectroscopy. In: *Nature Photonics* 3 (2009), S. 724–728
- [AZFP07] ALLOING, B. ; ZINONI, L.H C. L. C. Li ; FIORE, A. ; PATRIARCHE, G.: Structural and optical properties of low-density and In-rich InAs/GaAs quantum dots. In: *Journal of Applied Physics* 101 (2007), S. 024918
- [AZZ⁺05] ALLOING, B. ; ZINONI, C. ; ZWILLER, V. ; LI, L. H. ; MONAT, C. ; GOBET, M. ; BUCHS, G. ; FIORE, A. ; PELUCCHI, E. ; KAPON, E.: Growth and characterization of single quantum dots emitting at 1300 nm. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), S. 101908
- [BAB⁺94] BRUNNER, K. ; ABSTREITER, G. ; BOHM, G. ; TRÄNKLE, G. ; WEIMANN, G.: Sharp-Line Photoluminescence and 2-Photon Absorption of Zero-Dimensional Biexcitons in a GaAs/AlGaAs Structure. In: *Physical Review Letters* 73 (1994), S. 1138–1141
- [Bay03] BAYER, M. ; MICHLER, P. (Hrsg.): *Exciton Complexes in Self-Assembled In(Ga)As/GaAs Quantum Dots*; In: *Single Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2003
- [BB84] BENNETT, C. ; BRASSARD, G.: Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. In: *Proceedings of IEEE Int. Conf. on Computers, Systems and Signal Processing* (1984)
- [BBG⁺02] BARNES, W. L. ; BJORK, G. ; GERARD, J. M. ; JONSSON, P. ; WASEY, J. A. E. ; WORTHING, P. T. ; ZWILLER, V.: Solid-state single photon sources: light collection strategies. In: *European Physical Journal D* 18 (2002), S. 197–210
- [BDM94] BANDYOPADHYAY, S. ; DAS, B. ; MILLER, A. E.: Supercomputing with Spin-Polarized Single Electrons in a Quantum Coupled Architecture. In: *Nanotechnology* 5 (1994), S. 113–133
- [BES⁺07] BENNETT, A. J. ; ELLIS, D. J. P. ; SHIELDS, A. J. ; ATKINSON, P. ; FARRER, I. ; RITCHIE, D. A.: Observation of the Purcell effect in high-index-contrast micropillars. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), S. 191911
- [BF02] BAYER, M. ; FORCHEL, A.: Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in In_{0.60}Ga_{0.40}As/GaAs self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* 65 (2002), S. 041308

- [BFC⁺06] BERTHELOT, A. ; FAVERO, I. ; CASSABOIS, G. ; VOISIN, C. ; DELALANDE, C. ; ROUSSIGNOL, P. ; FERREIRA, R. ; GERARD, J. M.: Unconventional motional narrowing in the optical spectrum of a semiconductor quantum dot. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 759–764
- [BGD⁺09] BRUNNER, D. ; GERARDOT, B. D. ; DALGARNO, P. A. ; WUST, G. ; KARRAI, K. ; STOLTZ, N. G. ; PETROFF, P. M. ; WARBURTON, R. J.: A Coherent Single-Hole Spin in a Semiconductor. In: *Science* 325 (2009), S. 70–72
- [BHA⁺05] BADOLATO, A. ; HENNESSY, K. ; ATATURE, M. ; DREISER, J. ; HU, Ev. ; PETROFF, P.M. ; IMAMOGLU, A.: Deterministic Coupling of Single Quantum Dots to Single Nanocavity Modes. In: *Science* 308 (2005), S. 1158–1161
- [Bir10] BIRNER, S.: *Nextnano Semiconductor Software Solutions*. <http://www.nextnano.de>. Version: 2010
- [BKM⁺08] BENYOUCEF, M. ; KIRAVITTAYA, S. ; MEI, Y. F. ; RASTELLI, A. ; SCHMIDT, O. G.: Strongly coupled semiconductor microcavities: A route to couple artificial atoms over micrometric distances. In: *Physical Review B* 77 (2008), S. 035108
- [BKMM02] BESOMBES, L. ; KHENG, K. ; MARSAL, L. ; MARIETTE, H.: Few-particle effects in single CdTe quantum dots. In: *Physical Review B* 65 (2002), S. 121314
- [BMB11] BMBF: *Weltrekord in serieller Datenübertragung via Glasfaser*. <http://www.optischetechnologien.de/service/aktuellennachrichten/detailseite/archive/2011/maerz/article/>. Version: 2011
- [BMS⁺97] BELK, J. G. ; MCCONVILLE, C. F. ; SUDIJONO, J. L. ; JONES, T. S. ; JOYCE, B. A.: Surface alloying at InAs-GaAs interfaces grown on (001) surfaces by molecular beam epitaxy. In: *Surface Science* 387 (1997), S. 213–226
- [BOS⁺02] BAYER, M. ; ORTNER, G. ; STERN, O. ; KUTHER, A. ; GORBUNOV, A. A. ; FORCHEL, A. ; HAWRYLAK, P. ; FAFARD, S. ; HINZER, K. ; REINECKE, T. L. ; WALCK, S. N. ; REITHMAIER, J. P. ; KLOPF, F. ; SCHÄFFER, F.: Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 65 (2002), S. 195315

- [BPF⁺09] BISPING, D. ; PUCICKI, D. ; FISCHER, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Influence of arsenic flux on the annealing properties of GaInNAs quantum wells for long wavelength laser applications around 1.6 μm . In: *Journal of Crystal Growth* 311 (2009), S. 1715–1718
- [Bra47] BRATTAIN, W.H.: *Laboraufzeichnungen vom 24. Dezember 1947*. 1947
- [BUS⁺05] BENNETT, A. J. ; UNITT, D. C. ; SEE, P. ; SHIELDS, A. J. ; ATKINSON, P. ; COOPER, K. ; RITCHIE, D. A.: Microcavity single-photon-emitting diode. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), S. 181102–3
- [BWR⁺98] BAYER, M. ; WALCK, S. N. ; REINECKE, T. L. ; FORCHEL, A.: Exciton binding energies and diamagnetic shifts in semiconductor quantum wires and quantum dots. In: *Physical Review B* 57 (1998), S. 6584–6591
- [CZ95] CIRAC, J. I. ; ZOLLER, P.: Quantum Computations with Cold Trapped Ions. In: *Physical Review Letters* 74 (1995), S. 4091–4094
- [DGMP⁺11] DE GREVE, K. ; MCMAHON, P. L. ; PRESS, D. ; LADD, T. D. ; BISPING, D. ; SCHNEIDER, C. ; KAMP, M. ; WORSCHKECH, L. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A. ; YAMAMOTO, Y.: Ultrafast coherent control and suppressed nuclear feedback of a single quantum dot hole qubit. In: *Nature Physics* (2011), Nr. DOI:10.1038
- [DLS⁺08] DOUSSE, A. ; LANCO, L. ; SUFFCZYNSKI, J. ; SEMENOVA, E. ; MIARD, A. ; LEMAITRE, A. ; SAGNES, I. ; ROBLIN, C. ; BLOCH, J. ; SENELLART, P.: Controlled Light-Matter Coupling for a Single Quantum Dot Embedded in a Pillar Microcavity Using Far-Field Optical Lithography. In: *Physical Review Letters* 101 (2008), S. 267404
- [DPS⁺91] DROOPAD, R. ; PUECHNER, R. A. ; SHIRALAGI, K. T. ; CHOI, K. Y. ; MARACAS, G. N.: Optical-Properties of a Single Strained InGaAs/GaAs Quantum-Well Grown on Vicinal GaAs-Surfaces. In: *Applied Physics Letters* 58 (1991), S. 1777–1779
- [DSB⁺09] DOUSSE, A. ; SUFFCZYNSKI, J. ; BRAIVE, R. ; MIARD, A. ; LEMAITRE, A. ; SAGNES, I. ; LANCO, L. ; BLOCH, J. ; VOISIN, P. ; SENELLART, P.: Scalable implementation of strongly coupled cavity-quantum dot devices. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), S. 121102
- [EBD⁺08] ELLIS, D. J. P. ; BENNETT, A. J. ; DEWHURST, S. J. ; NICOLL, C. A. ; RITCHIE, D. A. ; SHIELDS, A. J.: Cavity-enhanced radiative emission rate

- in a single-photon-emitting diode operating at 0.5 GHz. In: *New Journal of Physics* 10 (2008), S. 043035
- [EMS⁺11] ELLIS, B. ; MAYER, M. A. ; SHAMBAT, G. ; SARMIENTO, T. ; HARRIS, J. ; HALLER, E. E. ; VUCKOVIC, J.: Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser. In: *Nature Photonics* 5 (2011), S. 297–300
- [ENB96] EMPEDOCLES, S. A. ; NORRIS, D. J. ; BAWENDI, M. G.: Photoluminescence spectroscopy of single CdSe nanocrystallite quantum dots. In: *Physical Review Letters* 77 (1996), S. 3873–3876
- [Ern09] ERNST, N.: *Intel zeigt Details zu CPUs mit 32 und 22 Nanometern*. <http://www.golem.de/0912/71925.html>. Version: 2009
- [ESY⁺07] ELLIS, D. J. P. ; STEVENSON, R. M. ; YOUNG, R. J. ; SHIELDS, A. J. ; ATKINSON, P. ; RITCHIE, D. A.: Control of fine-structure splitting of individual InAs quantum dots by rapid thermal annealing. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), S. 011907
- [FYI10] FALLAHI, P. ; YILMAZ, S. T. ; IMAMOGLU, A.: Measurement of a Heavy-Hole Hyperfine Interaction in InGaAs Quantum Dots Using Resonance Fluorescence. In: *Physical Review Letters* 105 (2010), S. 257402
- [GBD⁺08] GERARDOT, B. D. ; BRUNNER, D. ; DALGARNO, P. A. ; OHBERG, P. ; SEIDL, S. ; KRONER, M. ; KARRAI, K. ; STOLTZ, N. G. ; PETROFF, P. M. ; WARBURTON, R. J.: Optical pumping of a single hole spin in a quantum dot. In: *Nature* 451 (2008), S. 441–444
- [Ger03] GERARD, J.M. ; MICHLER, P. (Hrsg.): *Solid-State Cavity-Quantum Electrodynamics with Self-Assembled Quantum Dots*; In: *Single Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2003
- [GMRS⁺97] GARCIA, J. M. ; MEDEIROS-RIBEIRO, G. ; SCHMIDT, K. ; NGO, T. ; FENG, J. L. ; LORKE, A. ; KOTTHAUS, J. ; PETROFF, P. M.: Intermixing and shape changes during the formation of InAs self-assembled quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 71 (1997), S. 2014–2016
- [HBW⁺07] HENNESSY, K. ; BADOLATO, A. ; WINGER, M. ; GERACE, D. ; ATATURE, M. ; GULDE, S. ; FALT, S. ; HU, E. L. ; IMAMOGLU, A.: Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system. In: *Nature* 445 (2007), S. 896–899

- [HDMS03] HEIDEMEYER, H. ; DENKER, U. ; MÜLLER, C. ; SCHMIDT, O. G.: Morphology response to strain field interferences in stacks of highly ordered quantum dot arrays. In: *Physical Review Letters* 91 (2003), S. 196103
- [HHS+11] HUGGENBERGER, A. ; HECKELMANN, S. ; SCHNEIDER, C. ; HÖFLING, S. ; REITZENSTEIN, S. ; WORSCHER, L. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A.: Narrow spectral linewidth from single site-controlled In(Ga)As quantum dots with high uniformity. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), S. 131104
- [HMS+99] HEITZ, R. ; MUKHAMETZHANOV, I. ; STIER, O. ; MADHUKAR, A. ; BIMBERG, D.: Enhanced polar exciton-LO-phonon interaction in quantum dots. In: *Physical Review Letters* 83 (1999), S. 4654–4657
- [HMS04] HEIDEMEYER, H. ; MÜLLER, C. ; SCHMIDT, O. G.: Highly ordered arrays of In(Ga)As quantum dots on patterned GaAs(001) substrates. In: *Journal of Crystal Growth* 261 (2004), S. 444–449
- [HS96] HERMAN, M.A. ; SITTER, H.: *Molecular beam epitaxy: fundamentals and current status*. Springer, 1996
- [HSL+10] HEINDEL, T. ; SCHNEIDER, C. ; LERMER, M. ; KWON, S. H. ; BRAUN, T. ; REITZENSTEIN, S. ; HÖFLING, S. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A.: Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34% overall efficiency. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), S. 011107
- [Iba02] IBACH H., Lüth H.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Springer-Verlag Berlin, 2002
- [IQ11] ID-QUANTIQUE: *ID100 specifications sheet*. <http://www.idquantique.com/images/stories/PDF/id100-single-photon-detector/id101-specs.pdf>. Version: 2011
- [JOA+10] JONES, B. D. ; OXBORROW, M. ; ASTRATOV, V. N. ; HOPKINSON, M. ; TAHRAOUI, A. ; SKOLNICK, M. S. ; FOX, A. M.: Splitting and lasing of whispering gallery modes in quantum dot micropillars. In: *Optics Express* 18 (2010), S. 22578–22592
- [JSN+08] JOHANSEN, J. ; STOBBE, S. ; NIKOLAEV, I. S. ; LUND-HANSEN, T. ; KRISTENSEN, P. T. ; HVAM, J. M. ; VOS, W. L. ; LODAHL, P.: Size dependence of the wavefunction of self-assembled InAs quantum dots from time-resolved optical measurements. In: *Physical Review B* 77 (2008), S. 073303

- [Kav07] KAVOKIN A.V., Baumberg J.J, Malpuech G., Laussy F.P.: *Microcavities*. Oxford Science Publications, 2007
- [KGK⁺06] KHITROVA, G. ; GIBBS, H. M. ; KIRA, M. ; KOCH, S. W. ; SCHERER, A.: Vacuum Rabi splitting in semiconductors. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 81–90
- [KH07] KIRAVITTAYA, S. ; HEIDERMEYER, H. ; SCHMIDT, O.G. (Hrsg.): *In(Ga)As quantum dot crystals on patterned GaAs(001) substrates; In: Lateral Alignment of Epitaxial Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2007
- [KHS04] KIRAVITTAYA, S. ; HEIDEMEYER, H. ; SCHMIDT, O. G.: Growth of three-dimensional quantum dot crystals on patterned GaAs (001) substrates. In: *Physica E-Low-Dimensional Systems Nanostructures* 23 (2004), S. 253–259
- [KHS⁺08] KISTNER, C. ; HEINDEL, T. ; SCHNEIDER, C. ; RAHIMI-IMAN, A. ; REITZENSTEIN, S. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Demonstration of strong coupling via electro-optical tuning in high-quality QD-micropillar systems. In: *Optics Express* 16 (2008), S. 15006–15012
- [KKB⁺09] KARL, M. ; KETTNER, B. ; BURGER, S. ; SCHMIDT, F. ; KALT, H. ; HETTERICH, M.: Dependencies of micro-pillar cavity quality factors calculated with finite element methods. In: *Optics Express* 17 (2009), S. 1144–1158
- [KKS07] KAR, G.S. ; KIRAVITTAYA, S. ; STOFFEL, M. ; SCHMIDT, O.G. (Hrsg.): *Ordered SiGe island arrays: Long range material distribution and possible device applications; In: Lateral Alignment of Epitaxial Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2007
- [KMW⁺02] KAISER, S. ; MENSING, T. ; WORSCHER, L. ; KLOPF, F. ; REITHMAIER, J. P. ; FORCHEL, A.: Optical spectroscopy of single InAs/InGaAs quantum dots in a quantum well. In: *Applied Physics Letters* 81 (2002), S. 4898–4900
- [KRS06] KIRAVITTAYA, S. ; RASTELLI, A. ; SCHMIDT, O. G.: Photoluminescence from seeded three-dimensional InAs/GaAs quantum-dot crystals. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 043112
- [KS08] KIRAVITTAYA, S. ; SCHMIDT, O. G.: Quantum-dot crystal defects. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), S. 173109

- [KSH⁺06] KAKO, S. ; SANTORI, C. ; HOSHINO, K. ; GÖTZINGER, S. ; YAMAMOTO, Y. ; ARAKAWA, Y.: A gallium-nitride single-photon source operating at 200K. In: *Nature Materials* 5 (2006), S. 887–892
- [KSS⁺11] KIM, H. ; SHEN, T.C. ; SRIDHARAN, D. ; SOLOMON, G.S. ; WAKS, E.: Magnetic field tuning of a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal cavity. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), S. 091102
- [LAF⁺01] LEMAITRE, A. ; ASHMORE, A. D. ; FINLEY, J. J. ; MOWBRAY, D. J. ; SKOLNICK, M. S. ; HOPKINSON, M. ; KRAUSS, T. F.: Enhanced phonon-assisted absorption in single InAs/GaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 63 (2001), S. 161309
- [LD98] LOSS, D. ; DIVINCENZO, D. P.: Quantum computation with quantum dots. In: *Physical Review A* 57 (1998), S. 120–126
- [LJL⁺10] LADD, T. D. ; JELEZKO, F. ; LAFLAMME, R. ; NAKAMURA, Y. ; MONROE, C. ; O'BRIEN, J. L.: Quantum Computers. In: *Nature* 464 (2010), S. 45–53
- [LKM⁺10] LAUCHT, A. ; KANIBER, M. ; MOHTASHAMI, A. ; HAUKE, N. ; BICHLER, M. ; FINLEY, J. J.: Temporal monitoring of nonresonant feeding of semiconductor nanocavity modes by quantum dot multiexciton transitions. In: *Physical Review B* 81 (2010), S. 241302
- [LPDG⁺10] LADD, T. D. ; PRESS, D. ; DE GREVE, K. ; MCMAHON, P. L. ; FRIESS, B. ; SCHNEIDER, C. ; KAMP, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A. ; YAMAMOTO, Y.: Pulsed Nuclear Pumping and Spin Diffusion in a Single Charged Quantum Dot. In: *Physical Review Letters* 105 (2010), S. 107401
- [LPG04] LEMAITRE, A. ; PATRIARCHE, G. ; GLAS, F.: Composition profiling of InAs/GaAs quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), S. 3717–3719
- [LRF⁺06] LÖFFLER, A. ; REITHMAIER, J.P. ; FORCHEL, A. ; SAUERWALD, A. ; PESKES, D. ; KÜMMELL, T. ; G., Bacher: Influence of the strain on the formation of GaInAs/GaAs quantum structures. In: *Journal of Crystal Growth* 286 (2006), S. 6–10
- [Mag09] MAGAZIN, Blogspan: *Drei von vier deutschen Haushalten haben Internetzugang*. <http://www.blogspan.net/2558-drei-von-vier-deutschen-haushalten-haben-internetzugang.html>. Version: 2009

- [Mar07] MARKS, P.: *Quantum cryptography to protect Swiss election*. www.newscientist.com. Version: 2007
- [MGF⁺10] MOHAN, A. ; GALLO, P. ; FELICI, M. ; DWIR, B. ; RUDRA, A. ; FAIST, J. ; KAPON, E.: Record-Low Inhomogeneous Broadening of Site-Controlled Quantum Dots for Nanophotonics. In: *Small* 6 (2010), S. 1268–1272
- [Mic03] MICHLER, P. ; MICHLER, P. (Hrsg.): *Single Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2003
- [Mic09] MICHLER, P. ; MICHLER, P. (Hrsg.): *Single Semiconductor Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2009
- [MKB⁺00] MICHLER, P. ; KIRAZ, A. ; BECHER, C. ; SCHOENFELD, W. V. ; PETROFF, P. M. ; ZHANG, L. ; HU, E. ; IMAMOGOLU, A.: A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. In: *Science* 290 (2000), S. 228
- [MKB⁺01] MICHLER, P. ; KIRAZ, A. ; BECHER, C. ; ZHANG, L. D. ; HU, E. ; IMAMOGLU, A. ; SCHOENFELD, W. V. ; PETROFF, P. M.: Quantum dot lasers using high-Q microdisk cavities. In: *Physica Status Solidi B-Basic Research* 224 (2001), S. 797–801
- [MMA⁺09] MUNSCH, M. ; MOSSET, A. ; AUFFEVES, A. ; SEIDELIN, S. ; POIZAT, J. P. ; GERARD, J. M. ; LEMAITRE, A. ; SAGNES, I. ; SENELLART, P.: Continuous-wave versus time-resolved measurements of Purcell factors for quantum dots in semiconductor microcavities. In: *Physical Review B* 80 (2009), S. 115312
- [MMK⁺95] MONROE, C. ; MEEKHOF, D. M. ; KING, B. E. ; ITANO, W. M. ; WINELAND, D. J.: Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate. In: *Physical Review Letters* 75 (1995), S. 4714–4717
- [MNSP01] MA, W. Q. ; NÖTZEL, R. ; SCHONHERR, H. P. ; PLOOG, K. H.: Shape transition of coherent three-dimensional (In,Ga)As islands on GaAs(100). In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), S. 4219–4221
- [MRMP97] MALIK, S. ; ROBERTS, C. ; MURRAY, R. ; PATE, M.: Tuning self-assembled InAs quantum dots by rapid thermal annealing. In: *Applied Physics Letters* 71 (1997), S. 1987–1989
- [MSMMH⁺09] MARTIN-SANCHEZ, J. ; MUNOZ-MATUTANO, G. ; HERRANZ, J. ; CANET-FERRER, J. ; ALEN, B. ; GONZALEZ, Y. ; ALONSO-GONZALEZ, P. ; FUSTER, D. ; GONZALEZ, L. ; MARTINEZ-PASTOR, J. ; BRIONES, F.: Sin-

- gle Photon Emission from Site-Controlled InAs Quantum Dots Grown on GaAs(001) Patterned Substrates. In: *Acs Nano* 3 (2009), S. 1513–1517
- [NKI⁺09] NOMURA, M. ; KUMAGAI, N. ; IWAMOTO, S. ; OTA, Y. ; ARAKAWA, Y.: Photonic crystal nanocavity laser with a single quantum dot gain. In: *Optics Express* 17 (2009), S. 15975–15982
- [NKI⁺10] NOMURA, M. ; KUMAGAI, N. ; IWAMOTO, S. ; OTA, Y. ; ARAKAWA, Y.: Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot-nanocavity system. In: *Nature Physics* 6 (2010), S. 279–283
- [Nod06] NODA, S.: Seeking the ultimate nanolaser. In: *Science* 314 (2006), S. 260–261
- [OOK⁺11] OHTA, R. ; OTA, M. Y. Nomura ; KUMAGAI, N. S. I. S. Ishida ; IWAMOTO ; ARAKAWA, Y.: Strong coupling between a photonic crystal nanobeam cavity and a single quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), S. 173104
- [PDGM⁺10] PRESS, D. ; DE GREVE, K. ; MCMAHON, P. L. ; LADD, T. D. ; FRIESS, B. ; SCHNEIDER, C. ; KAMP, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A. ; YAMAMOTO, Y.: Ultrafast optical spin echo in a single quantum dot. In: *Nature Photonics* 4 (2010), S. 367–370
- [PGR⁺09] PFAU, T. J. ; GUSHTEROV, A. ; REITHMAIER, J. P. ; CESTIER, I. ; EISENSTEIN, G. ; LINDER, E. ; GERSHONI, D.: Site-controlled InAs quantum dots grown on a 55 nm thick GaAs buffer layer. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), S. 243106
- [PKK⁺04] PARK, H. G. ; KIM, S. H. ; KWON, S. H. ; JU, Y. G. ; YANG, J. K. ; BAEK, J. H. ; KIM, S. B. ; LEE, Y. H.: Electrically driven single-cell photonic crystal laser. In: *Science* 305 (2004), S. 1444–1447
- [PLZY08] PRESS, D. ; LADD, T. D. ; ZHANG, B. Y. ; YAMAMOTO, Y.: Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses. In: *Nature* 456 (2008), S. 218–221
- [Pol10] POLYTEKHNICHESKAYA, Russian Federation Fax: (812) 247 10 1. St. Petersburg 194021 1. St. Petersburg 194021: *New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties*. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/>. Version: 2010

- [PSG06] POP, E. ; SINHA, S. ; GOODSON, K.E.: Heat Generation and Transport in Nanometer-Scale Transistors. In: *Proceedings of the IEEE* 94 (2006), S. 1587–1601
- [PSM⁺05] PETER, E. ; SENELLART, P. ; MARTROU, D. ; LEMAITRE, A. ; HOURS, J. ; GERARD, J. M. ; BLOCH, J.: Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), S. 067401
- [QDL11] QDLASER: *QDLaser Homepage*. <http://www.qdlaser.com>.
Version: 2011
- [RF10] REITZENSTEIN, S. ; FORCHEL, A.: Quantum dot micropillars. In: *Journal of Physics D-Applied Physics* 43 (2010), S. 033001
- [RG00] ROBINSON, H. D. ; GOLDBERG, B. B.: Light-induced spectral diffusion in single self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* 61 (2000), S. 5086–5089
- [RHG⁺07] REITZENSTEIN, S. ; HOFMANN, C. ; GORBUNOV, A. ; STRAUSS, M. ; KWON, S. H. ; SCHNEIDER, C. ; LÖFFLER, A. ; HÖFLING, S. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A.: AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), S. 251109
- [RMF⁺09] REITZENSTEIN, S. ; MÜNCH, S. ; FRANECK, P. ; RAHIMI-IMAN, A. ; LÖFFLER, A. ; HÖFLING, S. ; WORSCHER, L. ; FORCHEL, A.: Control of the Strong Light-Matter Interaction between an Elongated In_{0.3}Ga_{0.7}As Quantum Dot and a Micropillar Cavity Using External Magnetic Fields. In: *Physical Review Letters* 103 (2009), S. 127401
- [RMF⁺10] REITZENSTEIN, S. ; MÜNCH, S. ; FRANECK, P. ; LÖFFLER, A. ; HÖFLING, S. ; WORSCHER, L. ; FORCHEL, A. ; PONOMAREV, I. V. ; REINECKE, T. L.: Exciton spin state mediated photon-photon coupling in a strongly coupled quantum dot microcavity system. In: *Physical Review B* 82 (2010), S. 121306
- [RRS⁺10] RICHTER, D. ; ROSSBACH, R. ; SCHULZ, W.M. ; KOROKNAY, E. ; KESSLER, C. ; JETTER, M. ; MICHLER, P.: Low-density InP quantum dots embedded in Ga_{0.51}In_{0.49}P with high optical quality realized by a strain inducing layer. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), S. 063107

- [RSL⁺04] REITHMAIER, J. P. ; SEK, G. ; LÖFFLER, A. ; HOFMANN, C. ; KUHN, S. ; REITZENSTEIN, S. ; KELDYSH, L. V. ; KULAKOVSKII, V. D. ; REINECKE, T. L. ; FORCHEL, A.: Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. In: *Nature* 432 (2004), S. 197–200
- [RSP⁺05] RODT, S. ; SCHLIWA, A. ; POTSCHKE, K. ; GUFFARTH, F. ; BIMBERG, D.: Correlation of structural and few-particle properties of self-organized InAs/GaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 71 (2005), S. 155325
- [RUD⁺06] RASTELLI, A. ; ULHAQ, A. ; DENEKE, Ch. ; WANG, L. ; BENYOUCEF, M. ; CORIC, E. ; WINTER, W. ; MENDACH, S. ; HORTON, F. ; CAVALLO, F. ; MERDZHANOVA, T. ; KIRAVITTAYA, S. ; SCHMIDT, O.G.: Fabrication and characterization of microdisk resonators with In(Ga)As/GaAs quantum dots. In: *Physica Status Solidi (C)* 11 (2006), S. 36413645
- [RWF⁺08] RENNER, J. ; WORSCHKECH, L. ; FORCHEL, A. ; MAHAPATRA, S. ; BRUNNER, K.: Glass supported ZnSe microring strongly coupled to a single CdSe quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), S. 151109
- [RWS⁺95] RUVIMOV, S. ; WERNER, P. ; SCHEERSCHMIDT, K. ; GOSELE, U. ; HEYDENREICH, J. ; RICHTER, U. ; LEDENTSOV, N. N. ; GRUNDMANN, M. ; BIMBERG, D. ; USTINOV, V. M. ; EGOROV, A. Y. ; KOPEV, P. S. ; ALFEROV, Z. I.: Structural Characterization of (In,Ga)as Quantum Dots in a GaAs Matrix. In: *Physical Review B* 51 (1995), S. 14766–14769
- [SAB09] SCHOLZ, M. ; AICHELE, T. ; BENSON, O. ; MICHLER, P. (Hrsg.): *Single Semiconductor Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2009
- [SBP06] SRINIVASAN, K. ; BORSELLI, M. ; PAINTER, O.: Cavity Q, mode volume, and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots. In: *Optics Express* 14 (2006), S. 1094–1105
- [Sch07] SCHMIDT, O.G.: *Lateral Alignment of Epitaxial Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2007
- [SHF09] STRAUSS, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: InAs/GaInAs(N) quantum dots on GaAs substrate for single photon emitters above 1300 nm. In: *Nanotechnology* 20 (2009), S. 505601
- [Shi07] SHIELDS, A. J.: Semiconductor quantum light sources. In: *Nature Photonics* 1 (2007), S. 215–223

- [Sho95] SHOR, P.W.: Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer. In: *arXiv:quant-ph* (1995), Nr. 9508027v2
- [SHS⁺09] SCHNEIDER, C. ; HUGGENBERGER, A. ; SÜNNER, T. ; HEINDEL, T. ; STRAUSS, M. ; GOPFERT, S. ; WEINMANN, P. ; REITZENSTEIN, S. ; WORSCH, L. ; KAMP, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Single site-controlled In(Ga)As/GaAs quantum dots: growth, properties and device integration. In: *Nanotechnology* 20 (2009), S. 434012
- [SJ11] STRAUF, S. ; JAHNKE, F.: Single quantum dot nanolaser. In: *Laser and Photonics Reviews* 5 (2011), S. 607–633
- [SLB03] SHCHUKIN, V.A. ; LEDENTSOV, N.N. ; BIMBERG, D.: *Epitaxy of Nanostructures*. Heidelberg: Springer, 2003
- [Sün11] SÜNNER, T. A.: *Photonische Kristallresonatoren hoher Güte: Design, Herstellung, Anwendungen*, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Diss., 2011
- [SPM⁺08] SEK, G. ; PODEMSKI, P. ; MISIEWICZ, J. ; LI, L. H. ; FIORE, A. ; PATRIARCHE, G.: Photoluminescence from a single InGaAs epitaxial quantum rod. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), Nr. 2, S. 021901
- [SPR⁺08] SEK, G. ; POLOCZEK, P. ; RYCZKO, K. ; MISIEWICZ, J. ; LÖFFLER, A. ; REITHMAIER, J.P. ; FORCHEL, A.: Photorefectance determination of the wetting layer thickness in the In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum dot system for a broad indium content range of 0.3-1. In: *Journal of Applied Physics* 100 (2008), S. 103529
- [SSF⁺10] SALTER, C. L. ; STEVENSON, R. M. ; FARRER, I. ; NICOLL, C. A. ; RITCHIE, D. A. ; SHIELDS, A. J.: An entangled-light-emitting diode. In: *Nature* 465 (2010), S. 594–597
- [SSH97] SHNIRMAN, A. ; SCHON, G. ; HERMON, Z.: Quantum manipulations of small Josephson junctions. In: *Physical Review Letters* 79 (1997), S. 2371–2374
- [SSH⁺10] STOBBE, S. ; SCHLERETH, T. W. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A. ; HVAM, J. M. ; LODAHL, P.: Large quantum dots with small oscillator strength. In: *Physical Review B* 82 (2010), S. 233302

- [SSH08] SCHLERETH, T.W. ; SCHNEIDER, C. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Tailoring the morphology and emission wavelength of AlGaInAs quantum dots. In: *Nanotechnology* 19 (2008), S. 045601
- [SSR+05] SEGUIN, R. ; SCHLIWA, A. ; RODT, S. ; POTSCHEKE, K. ; POHL, U. W. ; BIMBERG, D.: Size-dependent fine-structure splitting in self-organized InAs/GaAs quantum dots. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), S. 257402
- [SSR+07] STRAUF, S. ; STOLTZ, N. G. ; RAKHER, M. T. ; COLDREN, L. A. ; PETROFF, P. M. ; BOUWMEESTER, D.: High-frequency single-photon source with polarization control. In: *Nature Photonics* 1 (2007), S. 704–708
- [SSS+08a] SCHNEIDER, C. ; STRAUSS, M. ; SÜNNER, T. ; HUGGENBERGER, A. ; WIENER, D. ; REITZENSTEIN, S. ; KAMP, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Lithographic alignment to site-controlled quantum dots for device integration. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), S. 183101–3
- [SSS+08b] SÜNNER, T. ; SCHNEIDER, C. ; STRAUSS, M. ; HUGGENBERGER, A. ; WIENER, D. ; HÖFLING, S. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A.: Scalable fabrication of optical resonators with embedded site-controlled quantum dots. In: *Optics Letters* 33 (2008), S. 1759–1761
- [STMH96] SOLOMON, G. S. ; TREZZA, J. A. ; MARSHALL, A. F. ; HARRIS, J. S.: Vertically aligned and electronically coupled growth induced InAs islands in GaAs. In: *Physical Review Letters* 76 (1996), S. 952–955
- [SWB+00] SEUFERT, J. ; WEIGAND, R. ; BACHER, G. ; KÜMMEL, T. ; FORCHEL, A. ; LEONARDI, K. ; HOMMEL, D.: Spectral diffusion of the exciton transition in a single self-organized quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 76 (2000), S. 1872–1874
- [SWL+09] SCHLIWA, A. ; WINKELNKEMPER, M. ; LOCHMANN, A. ; STOCK, E. ; BIMBERG, D.: In(Ga)As/GaAs quantum dots grown on a (111) surface as ideal sources of entangled photon pairs. In: *Physical Review B* 80 (2009), S. 161307
- [SX07] SOLOMON, G.S. ; XIE, Z. ; SCHMIDT, O.G. (Hrsg.): *Spatial InAs Quantum Dot Positioning in GaAs Microdisk and Posts; In: Lateral Alignment of Epitaxial Quantum Dots*. Heidelberg: Springer, 2007
- [SYB+08] SCHEIBNER, M. ; YAKES, M. ; BRACKER, A. S. ; PONOMAREV, I. V. ; DOTY, M. F. ; HELLBERG, C. S. ; WHITMAN, L. J. ; REINECKE, T. L.

- ; GAMMON, D.: Optically mapping the electronic structure of coupled quantum dots. In: *Nature Physics* 4 (2008), S. 291–295
- [THL⁺95] TURCHETTE, Q. A. ; HOOD, C. J. ; LANGE, W. ; MABUCHI, H. ; KIMBLE, H. J.: Measurement of Conditional Phase-Shifts for Quantum Logic. In: *Physical Review Letters* 75 (1995), S. 4710–4713
- [TIG⁺11] TANDAECCHANURAT, A. ; ISHIDA, S. ; GUIMARD, D. ; NOMURA, M. ; IWAMOTO, S. ; ARAKAWA, Y.: Lasing oscillation in a three-dimensional photonic crystal nanocavity with a complete bandgap. In: *Nature Photonics* 5 (2011), S. 91–94
- [TLL⁺08] TSAI, M.-F. ; LIN, H. ; LIN, C.-H. ; LIN, S.-D. ; WANG, S.-Y. ; LO, M.-C. ; CHENG, S.-J. ; LEE, M.-C. ; CHANG, W.-H.: Diamagnetic Response of Exciton Complexes in Semiconductor Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 101 (2008), S. 267402
- [TRK⁺09] THON, S. M. ; RAKHER, M. T. ; KIM, H. ; GUDAT, J. ; IRVINE, W. T. M. ; PETROFF, P. M. ; BOUWMEESTER, D.: Strong coupling through optical positioning of a quantum dot in a photonic crystal cavity. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), S. 111115
- [TT93] TERSOFF, J. ; TROMP, R. M.: Shape Transition in Growth of Strained Islands - Spontaneous Formation of Quantum Wires. In: *Physical Review Letters* 70 (1993), S. 2782–2785
- [UHV⁺09] ULRICH, S. M. ; HAFENBRAK, R. ; VOGEL, M. M. ; WANG, L. ; RASTELLI, A. ; SCHMIDT, O. G. ; MICHLER, P.: Control of single quantum dot emission characteristics and fine structure by lateral electric fields. In: *Physica Status Solidi B-Basic Solid State Physics* 246 (2009), S. 302–306
- [UWK⁺03] URBASZEK, B. ; WARBURTON, R. J. ; KARRAI, K. ; GERARDOT, B. D. ; PETROFF, P. M. ; GARCIA, J. M.: Fine structure of highly charged excitons in semiconductor quantum dots. In: *Physical Review Letters* 90 (2003), S. 247403
- [VM09] VAN METER, R.: Distributed quantum computation architecture using semiconductor nanophotonics. In: *arXiv:quant-ph* (2009), Nr. 0906.2686v2
- [VMRM01] VURGAFTMAN, I. ; MEYER, J. R. ; RAM-MOHAN, L. R.: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. In: *Journal of Applied Physics* 89 (2001), S. 5815–5875

- [WKU⁺05] WARD, M. B. ; KARIMOV, O. Z. ; UNITT, D. C. ; YUAN, Z. L. ; SEE, P. ; GEVAUX, D. G. ; SHIELDS, A. J. ; ATKINSON, P. ; RITCHIE, D. A.: On-demand single-photon source for 1.3 μm telecom fiber. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), S. 201111
- [WLL⁺10] WONG, P. S. ; LIANG, B. L. ; LIN, A. ; TATEBAYASHI, J. ; HUFFAKER, D. L.: 1.52 μm photoluminescence emissions from InAs quantum dots grown on nanopatterned GaAs buffers. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), S. 143111
- [WR98] WALCK, S. N. ; REINECKE, T. L.: Exciton diamagnetic shift in semiconductor nanostructures. In: *Physical Review B* 57 (1998), S. 9088–9096
- [WRS06] WANG, L. ; RASTELLI, A. ; SCHMIDT, O. G.: Structural and optical properties of In(Ga)As/GaAs quantum dots treated by partial capping and annealing. In: *Journal of Applied Physics* 100 (2006), S. 064313
- [WSH⁺00] WARBURTON, R. J. ; SCHAFLEIN, C. ; HAFT, D. ; BICKEL, F. ; LORKE, A. ; KARRAI, K. ; GARCIA, J. M. ; SCHOENFELD, W. ; PETROFF, P. M.: Optical emission from a charge-tunable quantum ring. In: *Nature* 405 (2000), S. 926–929
- [XMCK95] XIE, Q. H. ; MADHUKAR, A. ; CHEN, P. ; KOBAYASHI, N. P.: Vertically Self-Organized InAs Quantum Box Islands on GaAs(100). In: *Physical Review Letters* 75 (1995), S. 2542–2545
- [XS05] XIE, Z. G. ; SOLOMON, G. S.: Spatial ordering of quantum dots in microdisks. In: *Applied Physics Letters* 87 (2005), S. 093106
- [Yam00] YAMAMOTO Y., Tassone F., Cao C.: *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000
- [YDS⁺07] YOUNG, R. J. ; DEWHURST, S. J. ; STEVENSON, R. M. ; SHIELDS, A. J. ; ATKINSON, P. ; COOPER, K. ; RITCHIE, D. A.: Controlling the polarization correlation of photon pairs from a charge-tunable quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), S. 011114
- [YSH⁺04] YOSHIE, T. ; SCHERER, A. ; HENDRICKSON, J. ; KHITROVA, G. ; GIBBS, H. M. ; RUPPER, G. ; ELL, C. ; SHCHEKIN, O. B. ; DEPPE, D. G.: Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. In: *Nature* 432 (2004), S. 200–203

- [YTA⁺07] YANG, T. ; TATEBAYASHI, J. ; AOKI, K. ; NISHIOKA, M. ; ARAKAWA, Y.: Effects of rapid thermal annealing on the emission properties of highly uniform self-assembled InAs/GaAs quantum dots emitting at 1.3 μm . In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), S. 111912
- [ZAL⁺07] ZINONI, C. ; ALLOING, B. ; LI, L. H. ; MARSILI, F. ; FIORE, A. ; LUNGI, L. ; GERARDINO, A. ; VAKHTOMIN, Y. B. ; SMIRNOV, K. V. ; GOL'TSMAN, G. N.: Single-photon experiments at telecommunication wavelengths using nanowire superconducting detectors. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), S. 031106
- [ZH03] ZHANG, L. D. ; HU, E.: Lasing from InGaAs quantum dots in an injection microdisk. In: *Applied Physics Letters* 82 (2003), S. 319–321
- [ZJP⁺01] ZWILLER, V. ; JARLSKOG, L. ; PISTOL, M. E. ; PRYOR, C. ; CASTRILLO, P. ; SEIFERT, W. ; SAMUELSON, L.: Photoluminescence polarization of single InP quantum dots. In: *Physical Review B* 63 (2001), S. 233301
- [ZKH⁺10] ZHANG, Y. ; KHAN, M. ; HUANG, Y. ; RYOU, J. ; DEOTARE, P. ; DUPUIS, R. ; LONCAR, M.: Photonic crystal nanobeam lasers. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), S. 051104

Veröffentlichungen des Autors

C. Schneider, M. Strauß, T. Sünner, A. Huggenberger, D. Wiener, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Lithographic alignment to site-controlled quantum dots for device integration*, Applied Physics Letters **92**, 183191, (2008)

C. Schneider, T. Heindel, A. Huggenberger, P. Weinmann, C. Kistner, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling and A. Forchel: *Single photon emission from a site-controlled quantum dot-micropillar system*, Applied Physics Letters **94**, 111111, (2009)

C. Schneider, A. Huggenberger, T. Sünner, T. Heindel, M. Strauß, S. Göpfert, P. Weinmann, S. Reitzenstein, L. Worschech, S. Höfling and A. Forchel: *Single site-controlled In(Ga)As/GaAs quantum dots: growth, properties and device integration*, Nanotechnology **20**, 434012, (2009)

C. Schneider, S. Höfling and A. Forchel: *Growth of III-V Quantum Dots*, Buchkapitel in *Quantum Dots: Optics, electron transport and future applications*, Cambridge University Press, editiert von A. Tartakovskii

Tagungsbeiträge

C. Schneider, A. Löffler, S. Reitzenstein, S. Höfling and A. Forchel: *Low strain AlGaInAs Quantum Dots for Cavity Quantum Electrodynamical Experiments*, DPG Frühjahrstagung, 2008, Berlin (Deutschland)

C. Schneider, T. Süner, M. Strauss, A. Huggenberger, D. Wiener, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Spatially Resonant Nanocavity-Quantum Dot Arrays*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2008), 2-15.08.2008 Tokyo, Lake Saiko und Shonan Village (Japan)

C. Schneider, T. Süner, A. Huggenberger, M. Strauß, D. Wiener, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Device Integration of site-controlled InAs quantum dots into photonic crystal resonators*, 35th International Symposium on Compound Semiconductors (ISCS), 21-24.09.2008, Rust (Deutschland)

C. Schneider, T. Heindel, A. Huggenberger, C. Kistner, P. Weinmann, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling and A. Forchel: *Cavity Quantum Electrodynamics with Site-Controlled Quantum Dots in Micropillar Cavities*, 9th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures (PLMCN), 16-20.04.2009, Lecce (Italien)

C. Schneider, T. Heindel, A. Huggenberger, C. Kistner, P. Weinmann, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Light-Matter Interaction of a Site-controlled Quantum Dot- Micropillar Cavity System*, CLEO/Europe-EQEC 2009, 14-19.06.2009, München (Deutschland)

C. Schneider, T. Süner, A. Huggenberger, M. Strauss, T. Heindel, P. Weinmann, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Device integration of site-controlled InAs Quantum Dots*, First German-Japan Workshop on nanolasers, 21.12.2009, Tokyo (Japan)

C. Schneider, M. Lerner, A. Rahimi-Iman, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, N.Y. Kim and Y. Yamamoto: *Multi-Quantum-Well Microcavity Structures for*

electrical excitation of Exciton-Polaritons, DPG Frühjahrstagung, 21.-26.3.2010, Regensburg (Deutschland)

C. Schneider, A. Huggenberger, M. Strauss, C. Drescher, T. Sünner, T. Heindel, P. Weinmann, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Site-controlled Quantum Dots: Advanced growth and device integration*, Crest 2010: International Symposium on Physics of Quantum Technology, 6-9.4.2010, Tokyo (Japan)

S. Höfling, C. Schneider, N.Y. Kim, A. Rahimi-Iman, W.H. Nitsche, M. Lerner, A. Wolf, M. Kamp, S. Reitzenstein, L. Worschech, Y. Yamamoto and A. Forchel: *Exciton-Polariton Diode Lasers*, Eingeladener Vortrag 30th International Conference on the Physics of Semiconductors, 25-30.7.2010, Seoul (Südkorea)

C. Schneider, N.Y. Kim, A. Rahimi-Iman, M. Lerner, W. Nitsche, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech, Y. Yamamoto and A. Forchel: *Exciton-Polariton Diode Injection Lasers*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2010), 1-15.08.2010 Beijing and Changchun, China

A. Bauer, M. Dallner, C. Schneider, L. Nähle, M.v.Edlinger, M. Fischer, J. Koeth, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *Short Injector Interband Cascade Lasers in the 3.3-3.6 μm Spectral Range*, The 22nd IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC 2010) 26-30.09.2010, Kyoto (Japan)

C. Schneider, S. Höfling, A. Rahimi-Iman, M. Kamp, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, N.Y. Kim, W. Nitsche and Y. Yamamoto: *Exciton-Polariton Laser Diodes*, The 22nd IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC 2010) 26-30.09.2010, Kyoto (Japan)

C. Schneider, F. Albert, A. Huggenberger, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling and A. Forchel: *Quantum Efficiency and Oscillator Strength of Site-controlled Quantum Dots*, Joint Workshop on Advances in Nanophotonics and Spintronics, 4-5.10.2010, Würzburg (Deutschland)

T. Heindel, M. Rau, C. Schneider, M. Fürst, S. Nauert, M. Lerner, H. Weier, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp, H. Weinfurter and A. Forchel: *Quantum key distribution using electrically triggered quantum dot-micropillar single photon sources*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2011), 24.07-06.08.2011, St. Petersburg (Russland) und Würzburg (Deutschland)

C. Schneider, A. Huggenberger, T. Heindel, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *Growth and device integration of high quality site-controlled In(Ga)As quantum dots*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2011), 24.07-06.08.2011, St. Petersburg (Russland) und Würzburg (Deutschland)

C. Schneider, S. Kremling, N. Tarakina, T. Braun, M. Adams, M. Lerner, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *AlGaInAs quantum dot solar cell with enhanced spectral absorption*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2011), 24.07-06.08.2011 St. Petersburg (Russland) und Würzburg (Deutschland)

C. Schneider, A. Huggenberger, T. Heindel, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *Growth and device integration of high quality site-controlled In(Ga)As quantum dots*, International Conference of Small Science, 15.08-18.08.2011 Sydney (Australien)

Wissenschaftliche Preise

T. Schlereth, C. Schneider, S. Gerhard, W. Kaiser, S. Höfling and A. Forchel: *Red Emitting, High-Performance AlGaInAs Quantum Dot Lasers*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2008), 29-11.08.2007, Beijing and Lanzhou (China) *Best Poster Award: Second Place*

C. Schneider, T. Sünner, M. Strauss, A. Huggenberger, D. Wiener, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Spatially Resonant Nanocavity-Quantum Dot Arrays*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2008), 2-15.08.2008, Tokyo, Lake Saiko und Shonan Village (Japan) *Best Poster Award: Second Place*

C. Kistner, T. Heindel, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling and A. Forchel: *Cavity Quantum Electrodynamics Effects in Electrically Driven High-Q Micropillar Cavities*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2008), 2-15.08.2008, Tokyo, Lake Saiko und Shonan Village (Japan) *Best Poster Award: First Place*

C. Schneider, N.Y. Kim, A. Rahimi-Iman, M. Lermer, W. Nitsche, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech, Y. Yamamoto and A. Forchel: *Exciton-Polariton Diode Injection Lasers*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2010), 1-15.08.2010, Beijing and Changchun (China) *Best Poster Award: Second Place*

T. Heindel, F. Albert, T. Braun, C. Schneider, M. Lermer, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech and A. Forchel: *Electrically driven quantum dot micropillar cavities: From single photon emission to whispering gallery mode lasing*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2010), 1-15.08.2010 Beijing and Changchun (China) *Best Poster Award: Third Place*

A. Huggenberger, C. Schneider, C. Drescher, S. Heckelmann, T. Heindel, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *Site-Controlled In(Ga)As/GaAs Quantum Dots for Integration into Optically and Electrically Operated Devices*, MBE-Konferenz, 26.08.2010, Berlin (Deutschland) *Student Award*

T. Heindel, M. Rau, C. Schneider, M. Fürst, S. Nauert, M. Lerner, H. Weier, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp, H. Weinfurter and A. Forchel: *Quantum key distribution using electrically triggered quantum dot-micropillar single photon sources*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2011), 24.07-06.08.2011, St. Petersburg (Russland) und Würzburg (Deutschland) *Best Poster Award: Honorable Award*

C. Hopfmann, F. Albert, C. Schneider, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel and I. Kanter: *Quantum dot-microlasers with external feedback - a chaotic system close to the quantum limit*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2011), 24.07-06.08.2011, St. Petersburg (Russland) und Würzburg (Deutschland) *Best Poster Award: Second Place*

Veröffentlichungen als Koautor

T.W. Schlereth, C. Schneider, W. Kaiser, S. Höfling and A. Forchel: *Low threshold, high gain AlGaInAs quantum dot lasers*, Applied Physics Letters **90**, 21113, (2007)

S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S.H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp and A. Forchel: *AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000*, Applied Physics Letters **90**, 251109, (2007)

T.W. Schlereth, C. Schneider, S. Höfling and A. Forchel: *Tailoring of morphology and emission wavelength of AlGaInAs quantum dots*, Nanotechnology **19**, 045601, (2008)

T. Süner, C. Schneider, M. Strauß, A. Huggenberger, D. Wiener, S. Höfling, M. Kamp and A. Forchel: *Scalable fabrication of optical resonators with embedded site-controlled quantum dots*, Optics Letters **33**, 1759, (2008)

S. Reitzenstein, T. Heindel, C. Kistner, A. Rahimi-Iman, C. Schneider, S. Höfling and A. Forchel: *Low threshold electrically pumped quantum dot-micropillar lasers*, Applied Physics Letters **93**, 061104, (2008)

C. Kistner, T. Heindel, C. Schneider, A. Rahimi-Iman, S. Reitzenstein, S. Höfling and A. Forchel: *Demonstration of strong coupling via electro-optical tuning in high-quality QD-micropillar systems*, Optics Express **16**, 15006, (2008)

C. Kistner, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling and A. Forchel: *Resonantly probing micropillar cavity modes by photocurrent spectroscopy*, Applied Physics Letters **94**, 221103, (2009)

T.W. Schlereth, C. Schneider, S. Gerhard, S. Höfling and A. Forchel: *Short-Wavelength (790-920 nm) AlGaInAs Quantum Dot Lasers*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **15**, 790-798, (2009)

S. Reitzenstein, N. Gregersen, C. Kistner, M. Strauß, C. Schneider, L. Pan, T.R. Nielsen, S. Höfling, J. Mork and A. Forchel: *Oscillatory variations in the Q factors of high quality micropillar cavities*, Applied Physics Letters **94**, 061108, (2009)

P. Weinmann, C. Zimmermann, T.W. Schlereth, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp and A. Forchel: *Mode-controlled tapered lasers based on quantum dots*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **15**, 780-784, (2009)

J. Wiersig, C. Gies, F. Jahnke, M. Aßmann, T. Berstermann, M. Bayer, C. Kistner, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, C. Kruse, J. Kalden and D. Hommel: *Direct observation of correlations between individual photon emission events of a microcavity laser*, Nature **460**, 245, (2009)

T. Heindel, C. Schneider, M. Lerner, 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*, Applied Physics Letters **96**, 011107, (2010)

D. Press, K. De Greve, P.L. McMahon, T.D. Ladd, B. Friess, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, A. Forchel and Y. Yamamoto: *Ultrafast optical spin echo in a single quantum dot*, Nature Photonics **4**, 367-370, (2010)

J. Kasprzak, S. Reitzenstein, E.A. Muljarov, C. Kistner, C. Schneider, M. Strauß, S. Höfling, A. Forchel and W. Langbein: *Up on the Jaynes-Cummings ladder of a quantum-dot/microcavity system*, Nature Materials **9**, 304-308, (2010)

F. Albert, T. Braun, T. Heindel, C. Schneider, S. Reitzenstein, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *Whispering gallery mode lasing in electrically driven quantum dot micropillars*, Applied Physics Letters **97**, 101108, (2010)

S. Reitzenstein, C. Kistner, T. Heindel, C. Schneider, M. Lerner, T. Braun, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *cQED enhanced light detection and emission in electrically contacted quantum dot micropillars*, SPIE Proceedings, doi:10.1117/12.86145, (2010)

S. Reitzenstein, C. Kistner, S. Münch, T. Heindel, C. Schneider, M. Strauß, A. Rahimi-Iman, K. Morgener, S. Höfling and A. Forchel: *Quantum dot micropillar lasers*, SPIE Proceedings, doi:10.1117/12.855654, (2009)

A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech and A. Forchel:

Polarized Nonequilibrium Bose-Einstein Condensates of Spinor Exciton Polaritons in a Magnetic Field, Physical Review Letters **105**, 256401, (2010)

V.D. Kulakovskii, A.V. Larionov, S.I. Novikov, S. Höfling, C. Schneider and A. Forchel: *Bose-einstein Condensation of exciton polaritons in high Q planar microcavities with GaAs quantum wells*, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **92**, 595-599, (2011)

J.S. Tempel, A. Akimov, M. Aßmann, C. Schneider, S. Höfling, C. Kistner, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel and M. Bayer: *First- and second-order coherence properties of a quantum-dot micropillar laser*, arXiv:10009.0731v1, (2011)

A.B. Young, R. Oulton, C.Y. Hu, A.C.T. Thijssen, C. Schneider, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel and J.G. Rarity: *Conditional phase shift from a quantum dot in a pillar microcavity*, arXiv:1011.0384, (2011)

S. Göpfert, L. Worschech, S. Lingemann, C. Schneider, D. Press, S. Höfling and A. Forchel: *Room temperature single-electron memory and light sensor with three-dimensional positioned InAs quantum dots*, Applied Physics Letters **97**, 101108, (2010)

T. Heindel, C. Schneider, M. Lerner, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech and A. Forchel: *Highly efficient electrically triggered quantum dot micropillar single photon source*, Journal of Physics: Conference Series, **245** 012005, (2010)

N. Gregerson, S. Reitzenstein, C. Kistner, M. Strauß, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, T. Nielsen, J. Mork and J.M. Gerard: *Numerical and Experimental Study of the Q Factor of High-Q Micropillar Cavities*, IEEE Journal of Quantum Electronics **46**, 1470-1483, (2010)

T.D. Ladd, D. Press, K. De Greve, P.L. McMahon, B. Friess, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, A. Forchel, and Y. Yamamoto: *Pulsed Nuclear Pumping and Spin Diffusion in a Single Charged Quantum Dot*, Physical Review Letters **105**, 10, (2010)

K. De Greve, D. Press, P.L. McMahon, T.D. Ladd, Y. Yamamoto, B. Friess, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling and A. Forchel: *Experimental approach to ultrafast optical spin echo of a single quantum dot electron spin*, Proc SPIE, doi:10.1117/12.843667, (2010)

F. Albert, S. Stobbe, C. Schneider, T. Heindel, S. Reitzenstein, S. Höfling, P. Lodahl, L

Worschech and A. Forchel: *Quantum efficiency and oscillator strength of site-controlled InAs quantum dots*, Applied Physics Letters **96**, 15, (2010)

S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Münch, C. Kistner, M. Strauß, A. Huggenberger, P. Franck, P. Weinmann, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech, and A. Forchel: *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics with single Quantum Dots*, Acta Physica Polonica A **116**, 445, (2010)

A. Huggenberger, C. Schneider, C. Drescher, S. Heckelmann, T. Heindel, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech and A. Forchel: *Site-controlled In(Ga)As/GaAs quantum dots for integration into optically and electrically operated devices*, Journal of Crystal Growth **323**, 194-197, (2011)

S. Höfling, T. Heindel, C. Kistner, C. Schneider, M. Lerner, S. Reitzenstein, M. Kamp and A. Forchel: *Semiconductor quantum light emitters and sensor*, SPIE Proceedings, doi:10.1117/12.846856, (2010)

C. Kistner, K. Morgener, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, P. Yao and S. Hughes: *Strong coupling in a quantum dot micropillar system under electrical current injection*, Applied Physics Letters **96**, 221102, (2010)

J. Kasprzak, S. Reitzenstein, E.A. Muljarov, C. Kistner, C. Schneider, M. Strauß, S. Höfling, A. Forchel and W. Langbein: *Up the Jaynes-Cummings Ladder of an Exciton-Cavity system*, SPIE Proceedings, DOI: 10.1117/12.838372, (2010)

S. Reitzenstein, C. Schneider, F. Albert, A. Huggenberger, T. Heindel, M. Lerner, S. Stobbe, P. Weinmann, P. Lodahl, S. Höfling, M. Kamp, L. Worschech and A. Forchel: *Cavity quantum electrodynamics studies with site-controlled InGaAs quantum dots integrated into high quality microcavities*, SPIE Proceedings, DOI: 10.1117/12.876794, (2011)

S. Reitzenstein, T. Heindel, C. Kistner, F. Albert, T. Braun, C. Hopfmann, P. Mrowinski, M. Lerner, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp and A. Forchel: *Electrically Driven Quantum Dot-Micropillar light Sources*, IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics, (2011)

T.D. Ladd, D. Press, K. De Greve, P.L. McMahon, B. Friess, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, A. Forchel and Y. Yamamoto: *Nuclear Feedback in a single Electron-Charged Quantum Dot under pulsed Optical Control*, arXiv:1008.0912, (2010)

K. De Greve, P.L. McMahon, D. Press, T.D. Ladd, D. Bisping, C. Schneider, M. Kamp, L. Worschech, S. Höfling, A. Forchel and Y. Yamamoto: *Ultrafast coherent control and suppressed nuclear feedback of a single quantum dot hole qubit*, Nature Physics, DOI:101038, (2011)

J. Beetz, C. Kistner, M. Lermer, C. Schneider, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp and A. Forchel: *In-plane manipulation of quantum dots in high quality laterally contacted micropillar cavities*, Applied Physics Letters **98**, 191111, (2011)

A. Huggenberger, S. Heckelmann, C. Schneider, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp and A. Forchel: *Narrow spectral linewidth from single site-controlled In(Ga)As quantum dots with high uniformity*, Applied Physics Letters **98**, 131104, (2011)

F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel and I. Kanter *Quantum dot microlasers with external feedback a novel photon bunching mechanism*, Nature communications (formally accepted)

J-S. Tempel, I.A. Akimov, M. Aßmann, C. Schneider, S. Höfling, C. Kistner, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel and M. Bayer: *Extrapolation of the intensity autocorrelation function of a quantum-dot micropillar laser into the thermal emission regime*, JOSA B **28**, 1404, (2011)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich noch bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit Wesentliches beigetragen haben:

Meinem Doktorvater Prof. Dr. Alfred Forchel für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik sowie die Themenstellung, die ich mir nicht besser hätte wünschen können.

Prof. Dr. Jean Geurts für die Begutachtung der Arbeit.

Ganz besonderer Dank gilt natürlich Sven Höfling für die geistige Leitung und Inspiration, unzählige wissenschaftliche Diskussionen, neue Denkanstöße und das Vertrauen in seine Mitarbeiter. Er hat stets dafür gesorgt, dass die erbrachte Leistung immer gebührend gewürdigt und entlohnt wird und somit zusätzlich zur Motivation als auch zum Spass an der Arbeit beigetragen.

Meinen ehemaligen Diplomanden Alexander Huggenberger, Matthias Lermer, Carmen Drescher und Alexander Niederstrasser, ohne deren Einsatz und Engagement diese Arbeit nicht hätte zustande kommen können.

Den Mitarbeitern der Spektroskopiegruppe von PD Dr. Stephan Reitzenstein, allen voran Tobias Heindel, der zur Charakterisierung der Einzelphotonenquellen viele Nächte im Labor verbrachte. Des Weiteren gilt mein Dank Ferdinand Albert, Caroline Kistner, Stefan Kremling und Steffen Münch für die weiterführende Charakterisierung der positionierten Quantenpunkten und Caspar Hopfmann für seinen Beistand bei theoretischen Herausforderungen.

Den Mitarbeitern der Lithographiegruppe von Prof. Dr. Martin Kamp: Pia Weinmann, Thomas Sünner, Daniel Wiener und Andreas Hermann haben tatkräftig zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Dr. Nadezda Tarakina und Prof. Dr. M. Kamp für die wunderschönen TEM-Bilder.

Meinen ehemaligen Praktikanten und Austauschstudenten Jon-Paul Sun, Kousha Talebian sowie David Press, mit denen es immer eine Freude war zusammenzuarbeiten.

Den technischen Assistenten Theresa Steinl, Monika Emmerling, Silke Kuhn, Adriana Wolf und Margit Wagenbrenner für die vielfältige und unermüdliche Unterstützung über viele Jahre hinweg.

Meinen Bürokollegen für das angenehme Arbeitsklima: Matthias Lermer, Alexander Huggenberger, Thomas Schlereth, Martina Seemann, Andreas Löffler, Sebastian Maier, Julian Treu, Teresa Appel, Jan Heinrich, Florian Dunzer und Micha Strauss.

Den Jungs aus der Spektroskopiegruppe von Prof. Yoshihisa Yamamoto in Stanford: Vor allem David Press sowie Kristiaan de Greve, Peter McMahon und Thaddeus Ladd für die spektakulären Experimente zur Quantenbit-Manipulation an den Quantenpunktproben.

All denen, die die Arbeit korrekturgelesen haben: Sven Höfling, Stephan Reitzenstein, Alexander Huggenberger, Tobias Heindel, Tamara Hansmann und Rosemarie Schneider. Schwere Kost, ich weiß...

...Aber am aller wichtigsten möchte ich meinen Eltern und Geschwistern für die Unterstützung in meinem bisherigen Leben und meiner Freundin Tamara danken, die in Zeiten des wissenschaftlichen Misserfolgs wohl am meisten leiden musste...

Versicherung an Eides statt

**Gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und
Astronomie der Universität Würzburg**

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die Dissertation selbstständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule oder in einem anderen Prüfungsfach mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 01.11.2007 wurde mir von der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg der akademische Grad „Diplomingenieur der Nanostrukturtechnik (Univ.)“ verliehen. Weitere akademische Grad habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 24. Oktober 2011

Christian Schneider