

**Selbstorganisiertes Wachstum von  
(Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkten  
und Entwicklung von Mikroresonatoren  
höchster Güte für Experimente zur  
starken Exziton-Photon-Kopplung**

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

vorgelegt von

**Andreas Löffler**  
aus Würzburg

Würzburg 2008

Eingereicht am: 24.07.2008

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. J.P. Reithmaier

2. Gutachter: Prof. Dr. K. Brunner

3. Gutachter:

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. J.P. Reithmaier

2. Prüfer: Prof. Dr. K. Brunner

3. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 05.11.2008

Doktorurkunde ausgehändigt am:

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>5</b>
<b>Summary</b>	<b>9</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>13</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>17</b>
2.1 Physikalische Eigenschaften der III-V-Halbleiter GaAs, AlAs und InAs . . . . .	17
2.1.1 Kristallstruktur . . . . .	17
2.1.2 Bandstruktur . . . . .	18
2.2 Niederdimensionale Systeme . . . . .	22
2.2.1 Elektronische Zustandsdichte . . . . .	23
2.2.2 Emissionsspektren von Quantenpunkten . . . . .	25
2.2.3 Oszillatorstärke von exzitonischen Übergängen . . . . .	28
2.2.4 Photonische Zustandsdichte . . . . .	30
2.3 Vertikal emittierende Mikroresonatoren . . . . .	32
2.3.1 Reflektivität eines Bragg-Spiegels . . . . .	32
2.3.2 Stoppbandbreite, effektive Resonatorlänge und Resonatorgüte . . . . .	34
2.4 Schwache und starke Licht-Materie-Wechselwirkung in Mikroresonatoren . . . . .	36
<b>3 Technologische Grundlagen</b>	<b>39</b>
3.1 Molekularstrahlepitaxie . . . . .	39
3.1.1 Funktionsprinzip und Schichtwachstum . . . . .	39
3.1.2 Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus . . . . .	42
3.2 Prozessierung von Mikroresonatoren . . . . .	45
3.2.1 Resonatoren basierend auf dielektrischen Bragg-Spiegeln . . . . .	45
3.2.2 Photonische Kristalle basierend auf Membran-Strukturen . . . . .	48
<b>4 Grundlagenuntersuchungen zu (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkten</b>	<b>51</b>
4.1 Wachstum der Quantenpunktproben . . . . .	51

4.2	Morphologische Untersuchungen mit Hilfe von Raster- und Transmissionselektronenmikroskopie . . . . .	52
4.2.1	InAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	52
4.2.2	Stark verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	54
4.2.3	Gering verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	58
4.2.4	Einfluss der Verspannung auf die geometrischen Eigenschaften . . . . .	61
4.3	Photolumineszenzspektroskopie . . . . .	64
4.3.1	InAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	66
4.3.2	Stark verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	68
4.3.3	Gering verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	69
4.3.4	Einfluss der Verspannung auf die optischen Eigenschaften . . . . .	73
4.4	Photoreflexionsspektroskopie . . . . .	75
4.4.1	Gering verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	76
4.4.2	Stark verspannte (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkte . . . . .	82
4.4.3	Abhängigkeit der kritischen Schichtdicke vom Indiumgehalt der Quantenpunkte . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Methoden zur Kontrolle der Quantenpunkteigenschaften</b>	<b>87</b>
5.1	Verspannungsgekoppelte Quantenpunkte . . . . .	88
5.2	Quantenpunktpositionierung an vorstrukturierten Lochgittern . . . . .	94
5.2.1	Layout der vorstrukturierten Proben . . . . .	94
5.2.2	Prozessierung des Lochgitters . . . . .	95
5.2.3	Variation der GaAs-Pufferschicht zum Glätten der Oberfläche . . . . .	97
5.2.4	Vorstrukturierte InAs-Quantenpunkte . . . . .	100
5.2.5	Optimierte Probenherstellung durch eine UHV-Reinigung mit atomarem Wasserstoff . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Herstellung und Eigenschaften von Mikroresonatoren hoher Güte</b>	<b>107</b>
6.1	Resonatoren basierend auf photonischen Kristallen . . . . .	108
6.1.1	Wachstum der Wellenleiterstrukturen . . . . .	109
6.1.2	Grundcharakterisierung der Wellenleiterstrukturen . . . . .	110
6.1.3	Güten der prozessierten Kavitäten . . . . .	111
6.2	Optisch gepumpte Resonatoren auf der Basis von vertikalen Bragg-Spiegeln . . .	114
6.2.1	Wachstum der Resonatorstrukturen . . . . .	114
6.2.2	Charakterisierung der planaren Strukturen . . . . .	119
6.2.3	Grundcharakterisierung der Mikroresonatortürmchen . . . . .	124
6.2.4	Abhängigkeit der Güte vom Resonatordurchmesser . . . . .	127

---

6.2.5	Verbesserter optischer Einschluss durch optimierten Wachstums- und Herstellungsprozess . . . . .	129
6.2.6	Schwache und starke Exziton-Photon-Kopplung in Mikroresonatoren . . .	134
6.3	Elektrisch betriebene Mikroresonatoren . . . . .	144
6.3.1	Herstellung von dotierten Resonatorstrukturen . . . . .	144
6.3.2	Eigenschaften von elektrisch gepumpten Resonatoren . . . . .	146
<b>Anhang A: Probenaufbau</b>		<b>155</b>
<b>Anhang B: Abkürzungen und Symbole</b>		<b>161</b>
<b>Publikationen des Autors</b>		<b>165</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>179</b>
<b>Versicherung an Eides statt</b>		<b>191</b>



# Zusammenfassung

In den letzten Jahren ermöglichten erhebliche Fortschritte beim Wachstum und der Prozessierung von Halbleitern die Herstellung von maßgeschneiderten optischen Mikrokavitäten, die ein hohes Anwendungspotential für photonische Bauteile besitzen. In der letzten Zeit gab es deshalb im Rahmen von Experimenten im Bereich der Quantenelektrodynamik eine Reihe von Studien über Halbleiter-Mikrokavitäten mit eingebetteten Quantenpunkten. Zwei-Niveausysteme in Festkörpern, wie zum Beispiel Exzitonen in Quantenpunkten, die mit dem starken elektromagnetischen Feld innerhalb eines Mikroresonators wechselwirken, bilden einen wichtigen Bereich in der aktuellen Forschung. Solche Strukturen sind nicht nur im Hinblick auf die Grundlagenforschung, wie zum Beispiel der Quantenelektrodynamik interessant, sondern auch für zukünftige Anwendungsgebiete, wie z.B. im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung und Quantenkryptographie [Mic00] [Bou01] [Gis02] [Ste06], als Mikro-Laser mit geringen Schwellenströmen [Mic00b] [Str06], als hocheffiziente Einzelphotonenquellen [Yua02] [Fio02] [Ell07] oder als Grundbausteine für einen zukünftigen Quantencomputer [Kni01] [Kok07] [Ima99].

Zielsetzung dieser Arbeit war es, optische Halbleiter-Mikroresonatoren mit eingebetteten Quantenpunkten für die oben genannten Einsatzgebiete herzustellen. Dies stellt hohe Anforderungen an den Herstellungsprozess der Kavitäten sowie an das Wachstum der Quantenpunkte. Hierfür sind Resonatoren mit einer hohen Güte und kleinem Modenvolumen sowie große Quantenpunktstrukturen mit einer hohen Oszillatorstärke und geringer Dichte nötig.

Als erster Schritt wurde der dreidimensionale optische Einschluss der Mikroresonatoren verbessert. Eine höhere Güte der Strukturen konnte vor allem durch Weiterentwicklung des Herstellungsprozesses erzielt werden. Der Ätzprozess der Türmchen wurde so optimiert, um möglichst glatte und senkrechte Seitenwände der Resonatoren zu erreichen. Dies reduziert Streu- und Beugungsverluste an den Seitenwänden der Mikroresonatoren und verbessert deren optischen Einschluss. Des Weiteren wurde der epitaktische Schichtaufbau der Resonatoren sowie die Wachstumsparameter der einzelnen Halbleiterschichten optimiert. Somit konnte der Q-Faktor der Resonatoren zum Beispiel durch die Verwendung von Spiegeln mit einer höheren Reflektivität und einem angepassten V/III-Verhältnis bei den verschiedenen Epitaxieschichten

weiter erhöht werden. Für einen aktiven Mikroresonator mit 26 (30) Spiegelpaaren im oberen (unteren) DBR und einem Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$  wurden somit Rekordwerte für den Q-Faktor von ca. 90000 erreicht.

Parallel hierzu wurden Analysen zum Wachstum von selbstorganisierten und vorpositionierten GaInAs-Quantenpunkten auf GaAs-Substraten angestellt. Hierbei war sowohl die Entstehung der dreidimensionalen Wachstumsinseln als auch deren optische Eigenschaften Gegenstand der Untersuchungen. Die morphologischen Eigenschaften der Quantenpunkte wurde mittels Transmissions- und Rasterelektronenmikroskopie analysiert, womit die optischen Eigenschaften durch Photolumineszenz- und Photoreflexionsmessungen untersucht wurden. Die optischen und vor allem die geometrischen Eigenschaften der selbstorganisiert gewachsenen GaInAs-Quantenpunkte konnten entscheidend verbessert werden. Durch die Verwendung von einer gering verspannten Nukleationsschicht mit einem Indiumgehalt von 30 % konnte die Flächendichte der Quantenpunkte auf  $6 - 9 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  verringert und ihre geometrischen Abmessungen auf typische Längen von 50 - 100 nm und Breiten von ca. 30 nm erhöht werden. Durch den reduzierten Indiumgehalt wird die Gitterfehlpassung zwischen den Quantenpunkten und der umgebenden Matrix verkleinert. Die verringerte Verspannung beim Quantenpunktwachstum führt zu einer erhöhten Migrationslänge der abgeschiedenen Atome auf der Oberfläche, was wiederum zur Bildung von größeren Quantenpunkten mit geringerer Flächendichte führt. Des Weiteren konnten speziell im Bereich der gering verspannten Quantenpunktstrukturen neue Erkenntnisse bezüglich ihrer optischen Eigenschaften gewonnen werden. Durch Absorptionsmessungen konnte die kritische Schichtdicke (Dicke der Benetzungsschicht der Quantenpunkte) in Abhängigkeit vom Indiumgehalt der Quantenpunkte, der zwischen 30 und 100 Prozent variiert wurde, experimentell bestimmt werden. Hierfür gab es insbesondere für den gering verspannten Grenzfall der Quantenpunktbildung keine veröffentlichten Werte.

Schließlich wurden die gewonnenen Erkenntnisse über das MBE-Wachstum von Mikroresonatoren, ihre Prozessierung und das selbstorganisierte Inselwachstum von GaInAs auf GaAs als Basis für die Herstellung weiterer Proben verwendet. Es wurden nun beide Bereiche miteinander verknüpft und gering verspannte  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkte in die Mikroresonatoren eingewachsen. Die hohen Güten der realisierten Mikrokavitäten in Kombination mit Quantenpunkten mit vergrößerten Abmessungen und geringen Dichten machen diese Strukturen zu idealen Kandidaten für die Grundlagenforschung im Bereich der Quantenelektrodynamik. Als Höhepunkt ermöglichten diese Strukturen zum ersten Mal den Nachweis einer starken Wechselwirkung zwischen Licht und Materie in einem Halbleiter. Für den Fall der gering verspannten vergrößerten Quantenpunkte im Regime der starken Kopplung konnte eine Vakuum-Rabi-Aufspaltung von ca.  $140 \mu\text{eV}$  zwischen der Resonatormode und dem Quantenpunkt-Exziton beobachtet

werden. Durch die verbesserten Güten der Kavitäten konnte das Regime der starken Wechselwirkung ebenfalls für kleinere Quantenpunkte erreicht werden. Eine Rabi-Aufspaltung von ca.  $60 \mu\text{eV}$  wurde zum Beispiel für kreisrunde GaInAs-Quantenpunkte mit einem Indiumgehalt von 43 % und Durchmessern zwischen 20 und 25 nm gemessen. Das Regime der starken Kopplung ermöglicht es weiterhin, Rückschlüsse auf die Oszillatorstärke der eingewachsenen Quantenpunkte zu ziehen. So konnte zum Beispiel für die vergrößerten Quantenpunktstrukturen eine Oszillatorstärke von ca. 40 - 50 abgeschätzt werden. Dagegen weisen die leicht verkleinerten Quantenpunkte mit einem Indiumgehalt von 43 % nur eine Oszillatorstärke von ca. 15 - 20 auf. Zusätzlich zur starken Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Photon und einem Exziton wurden noch weiterführende Experimente durchgeführt. Die Strukturen ermöglichten zum Beispiel die kohärente Kopplung von zwei Quantenpunkt-Exzitonen über das elektromagnetische Feld eines Mikroresonators [Rei06]. Die Kopplung über das Lichtfeld einer Mikroresonators bietet einige Vorteile im Vergleich zur elektronischen Kopplung von Quantenpunktmolekülen.

Neben der Grundlagenforschung konnten mittels der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Mikrokapititäten auch anwendungsrelevante Bauteile realisiert werden, wie zum Beispiel hoch-effiziente Einzelphotonenquellen [Pre07] oder Mikro-Laser mit sehr geringen Schwellenströmen [Ate07] [Rei08]. Im Hinblick auf einen zukünftigen Einzelquantenpunktlaser wurde ebenfalls der Einfluss eines einzelnen Quantenpunktes auf die Lasereigenschaften eines Mikro-Lasers untersucht [Rei08]. Des Weiteren wurden für einen späteren elektrischen Betrieb der Bauteile dotierte Mikroresonatoren hergestellt. Die hohen Güten der dotierten Türmchen ermöglichten ebenso die Beobachtung von klaren quantenelektrodynamischen Effekten im elektrischen Betrieb. Die untersuchten elektrisch gepumpten Mikroresonatoren mit kleinen  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Quantenpunkten in der aktiven Schicht operierten im Regime der schwachen Kopplung und zeigten einen deutlichen Purcell-Effekt mit einem Purcell-Faktor von ca. 10 im Resonanzfall. Durch den Einsatz von vergrößerten  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkten konnte ebenfalls im elektrischen Betrieb das Regime der starken Wechselwirkung mit einer Rabi-Aufspaltung von  $85 \mu\text{eV}$  erreicht werden.



# Summary

In recent years, remarkable progress in semiconductor growth and processing has enabled the fabrication of tailored optical microresonators, which provide a high application potential in photonic devices. Especially in the last few years, a variety of studies on semiconductor based cavities with embedded quantum dots have been carried out in the framework of cavity quantum electrodynamics studies. Two level solid state systems such as excitons in quantum dots interacting with strong electromagnetic fields have become an important area of current research. Not only for fundamental studies, e.g. in cavity quantum electrodynamics, but also for future applications, e.g. in quantum information processing and quantum cryptography [Mic00] [Bou01] [Gis02] [Ste06], for microcavity lasers with low threshold currents [Mic00b] [Str06], for high efficient single photon sources [Yua02] [Fio02] [Ell07] or as a building block for future quantum computers [Kni01] [Kok07] [Ima99].

The goal of this thesis was the realization of optical semiconductor micropillars with embedded quantum dots for the above mentioned applications. This makes high demands on the fabrication of the cavities as well as the quantum dot growth. Therefore, high quality microcavities with small mode volumes and also large quantum dot structures with an enhanced oscillator strength and a low dot density are required.

At the beginning, we improved the three dimensional optical confinement of the micropillars. A higher Q factor could be achieved mainly due to a further development of the fabrication process. The etching for the pillars was optimized in order to obtain very smooth and vertical sidewalls of the resonators. This reduces the losses due to scattering at the sidewalls of the micropillars und improves their optical confinement. Furthermore, the sample design of the cavities as well as the growth parameters of every single semiconductor layer was optimized. Thus, the quality factor of the pillars could be increased by the use of higher reflectivity mirrors and a matched V/III ratio for the different epitaxial layers. Hence, a record quality factor of about 90000 was achieved for an active micropillar with 26 (30) mirror pairs in the top (bottom) DBR and a diameter of 4  $\mu m$ .

In parallel to this, we made studies on the growth of self-assembled and pre-positioned GaInAs quantum dots on GaAs substrates. Here, the nucleation of three dimensional islands as well as their optical properties were object of the investigation. The morphological properties of the dots were analyzed by transmission and scanning electron microscopy, and the optical properties were investigated by photoluminescence and photoreflectance measurements. The optical and particularly the morphological properties of the self-assembled GaInAs quantum dots were essentially improved. Due to a low strain nucleation layer with an indium content of 30 %, the dot density could be reduced to  $6 - 9 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  and their geometric dimensions were increased to typical lengths between 50 and 100 nm and widths of about 30 nm. The lattice mismatch between the quantum dots and the surrounding matrix is decreased due to the reduced indium content. The minimized strain during the dot growth leads to an enhanced migration length of the deposited atoms on the surface, which again leads to the formation of enlarged quantum dots with a reduced density. Furthermore, new findings in respect of their optical properties especially in the regime of the quantum dot growth at the low strain limit could be extracted. Due to absorption measurements we were able to experimentally determine the critical thickness for dot formation as a function of the indium content, which was varied between 30 and 100 percent. Previous to the work presented here, there were no published experimental values in particular not for the low strain limit of the dot formation.

Finally, the obtained findings of the MBE growth of microcavities, their fabrication and the self-assembled island growth of GaInAs on GaAs were used for the realization of further samples. Both fields were now combined and low strain  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$  quantum dots were embedded into the microresonators. The high quality factor of the realized cavities in combination with enlarged quantum dots with a low dot density make these structures ideal candidates for fundamental research in the field of cavity quantum electrodynamics. As a highlight, these structures allowed for the first time the observation of strong coupling between light and matter in a semiconductor. In case of the low strain quantum dots with enlarged dimensions in the strong coupling regime, a vacuum Rabi-splitting of about  $140 \mu\text{eV}$  between the cavity mode and the exciton could be observed. Due to an improved optical confinement of the microresonators, we were able to reach the strong coupling regime also for smaller quantum dots. For example a Rabi-splitting of about  $60 \mu\text{eV}$  was measured for circular GaInAs dots with an indium content of 43 % and diameters between 20 and 25 nm. The strong coupling regime furthermore allows the estimation of the oscillator strength of the embedded quantum dots. Thus we could conclude an oscillator strength of approximately 40 - 50 for the enlarged quantum dot structures. In contrast to that, the slightly smaller dots with an indium content of 43 % only show an oscillator strength of about 15 - 20. Further experiments were realized

in addition to the strong coupling of a single photon and exciton. These structures enable for example a coherent photonic coupling of two quantum dot excitons over the electromagnetic field of a micropillar [Rei06]. The photonic coupling over the light field in a pillar offers several advantages in comparison to electronically coupled quantum dot molecules.

Besides the fundamental research, several devices like highly efficient single photon sources [Pre07] or microcavity lasers with low threshold currents [Ate07] [Rei08] could be realized via microresonators, which were fabricated in the frame of this thesis. Regarding a future single quantum dot laser, we have also investigated the influence of a single quantum dot on the laser properties of a microlaser [Rei08]. Furthermore, doped microcavities were realized with regard to electrically driven devices. The high quality of the doped pillars allowed us the observation of pronounced quantum electrodynamic effects also for electrically pumped structures. The investigated electrically driven microcavities with embedded  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$  quantum dots were operating in the weak coupling regime and showed a clear Purcell effect with a Purcell factor in resonance of about 10. Due to the use of enlarged  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$  quantum dots, we were able to reach the strong coupling regime with a vacuum Rabi-splitting of  $85 \mu\text{eV}$  also for electrically driven micropillars.



# Kapitel 1

## Einleitung

Photonik bezeichnet ein immer wichtiger werdendes Fachgebiet, das sich mit der kontrollierten Erzeugung, Ausbreitung und Detektion von (vor allem kohärentem) Licht beschäftigt. Eine optische Technologie basierend auf Photonen bietet den Vorteil, dass die Information mit der größtmöglichen Geschwindigkeit übertragen wird. Das Gebiet der Photonik hat auch bereits Einzug in unseren Alltag gefunden und erreicht einen immer höher werdenden Stellenwert. Die bedeutendsten Anwendungsbeispiele sind zum Beispiel die optische Datenspeicherung auf CDs und DVDs oder die optische Datenübertragung über Glasfaserkabel, die die Grundlage des heutigen Internets bilden [Bri00] [Gla00]. Ziel der aktuellen Forschung ist die weitere Integration und Miniaturisierung der einzelnen optischen Komponenten (Quellen, Detektoren, Wellenleiter, Filter usw.) bis hin zu komplexen optischen Netzwerken. Durch die großen Fortschritte in der Halbleiter-Nanostrukturierung ist es mittlerweile auch möglich Festkörpersysteme zu realisieren, die es erlauben die Wechselwirkung von einzelnen Photonen mit einzelnen Elektronen zu studieren und damit auch Grundlagenexperimente zur Quantenelektrodynamik (QED) durchzuführen. Dies ermöglichte zum Beispiel die Herstellung von völlig neuartigen Bauelementen im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung und Quantenkryptographie [Mic00] [Bou01] [Gis02] [Ste06], oder im Hinblick auf einen zukünftigen Quantencomputer [Kni01] [Kok07] [Ima99].

Die Basis für viele dieser grundlegenden QED-Experimente bilden Halbleiter-Mikroresonatoren, die das elektromagnetische Feld in allen drei Dimensionen einschließen [Vah03]. Mikrokaavitäten auf der Basis von dielektrischen Bragg-Spiegeln sind zum Beispiel eine Möglichkeit eine optische Mode in drei Dimensionen zu lokalisieren. Die Herstellung solcher komplexer Halbleiterstrukturen wurde erst durch die stetige Verbesserung der Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl.: **M**olecular **B**eam **E**pitaxy) seit der Einführung dieser Technologie in den 70er Jahren ermöglicht. So konnte beispielsweise im Jahre 1988 von Iga et al. die erste vertikal-emittierende Laserdiode (VCSEL, engl.: **V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser), die bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb arbeitet, hergestellt werden [Iga88]. Kurze Zeit später wurden die

ersten Untersuchungen an optischen Halbleiter-Mikroresonatoren durchgeführt [Yok90]. Diese bestehen, wie bereits erwähnt, aus zwei dielektrischen Bragg-Spiegeln, zwischen denen eine Resonatorschicht eingebettet ist und besitzen einen Durchmesser im Bereich von wenigen Mikrometern. Hierbei wird die Dicke der Resonatorschicht so gewählt, dass sich darin stehende Wellen ausbilden können. Die Schichtdicken der dielektrischen Spiegel sind so auf die Resonatorschicht abgestimmt, dass sich die an den Grenzflächen der Spiegel und der Resonatorschicht reflektierten Lichtstrahlen konstruktiv überlagern. Hierdurch kommt es zu einer enormen Überhöhung des elektromagnetischen Feldes innerhalb der Resonatorschicht. Von besonderem Interesse sind Mikroresonatoren in deren Kavität Quantenpunkte eingebettet wurden. Quantenpunkte sind Halbleiterstrukturen mit einer Größe von wenigen Nanometern und bieten einen dreidimensionalen elektronischen Einschluss der Ladungsträger. Durch diesen Einschluss bilden sich diskrete Energieniveaus aus, weshalb Quantenpunkte auch als künstliche Atome bezeichnet werden.

Neben verschiedenen anwendungsorientierten Bauelementen wie z.B. hocheffizienten Einzelphotonenquellen [Yua02] [Fio02] [Ell07] oder Mikro-Laser mit verschwindend geringen Schwellenströmen [Mic00b] [Str06] sind Quantenpunkt-Mikroresonatoren ebenfalls äußerst interessant für die Grundlagenforschung im Bereich der Quantenelektrodynamik. Unter geeigneten Bedingungen kann zum Beispiel in solchen Systemen die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie in einem Festkörper untersucht werden. Die Kopplungsstärke zwischen einem Photon und einem Exziton hängt hierbei sowohl von den Eigenschaften des Resonators als auch von den Quantenpunkteigenschaften ab. Die Kopplung ist umso stärker, je größer die Abmessung und somit die Oszillatorstärke der Quantenpunkte ist. Des Weiteren ist die Wechselwirkung umso stärker, je höher der photonische Einschluss und je kleiner das Modenvolumen des Mikroresonators ist. Ein Maß für den dreidimensionalen Einschluss des Lichtes ist die Güte oder der Q-Faktor (engl.: quality (Q) factor) des Resonators. Verschiedene Ansätze wurden bisher untersucht, um die Güte von Mikroresonatoren zu verbessern. Q-Faktoren bis zu 12000 sind für Halbleiter-Mikrodisk-Strukturen veröffentlicht [Gay99]. Der höchste veröffentlichte Q-Faktor für aktive Halbleiter-Mikroresonatoren mit dielektrischen Spiegeln betrug 48000 für Türmchen mit einem Durchmesser von  $21 \mu\text{m}$  [Sto05]. Höhere Güten von über 500000 wurden nur durch passive Membran-Strukturen auf der Basis von photonischen Kristallen bei einer Wellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$  erreicht [Son05] [Kur06]. Lateral strukturierte Resonatoren basierend auf dielektrische Spiegel haben einige Vorteile im Vergleich zu anderen Ansätzen wie zum Beispiel die einfache Kontrolle der einzelnen Moden und den hohen Überlapp zwischen der optischen Mode und den Quantenpunkten. In strukturierten Mikroresonatoren kann das Spektrum der eingeschlossenen Moden direkt über den Durchmesser kontrolliert werden [Rei97] [Gut98]. Zusätzlich können, durch die Möglichkeit der optischen Anregung und Detektion senkrecht zur Probenoberfläche, optische Experimente sehr leicht durchgeführt werden.

Zielsetzung der Arbeit war die Herstellung von Halbleiter-Mikroresonatoren mit eingebetteten Quantenpunkten für Untersuchungen zur starken Licht-Materie-Wechselwirkung in Festkörpern. Der Schwerpunkt der Arbeit lag hierbei auf Untersuchungen zum selbstorganisierten Wachstum von (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkten und auf der Entwicklung von Mikroresonatoren höchster Güte. Zum Erreichen einer starken Exziton-Photon-Kopplung werden Mikroresonatoren mit einem hohen photonischen Einschluss und kleinem Modenvolumen, sowie große Quantenpunkte mit einer hohen Oszillatorstärke und geringen Dichte benötigt.

**Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gliedert:**

Sie beginnt mit einer kurzen Motivation und Einführung in die Thematik (Kapitel 1). In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen des verwendeten Materialsystems sowie die theoretischen Grundlagen von niederdimensionalen photonischen und elektronischen Systemen vorgestellt. Des Weiteren wird eine Einführung in die Thematik der schwachen und starken Licht-Materie-Wechselwirkung gegeben. Kapitel 3 befasst sich mit der Technologie, die zur Herstellung der Proben verwendet wurde. Dies beinhaltet sowohl den Wachstumsprozess der Strukturen mittels Molekularstrahlepitaxie als auch deren Prozessierung. Des Weiteren wurden Untersuchungen zum selbstorganisierten (Kapitel 4) sowie positionierten (Kapitel 5) MBE-Wachstum von (Ga)InAs-Quantenpunkten auf GaAs-Substraten angestellt. Hierbei wurden sowohl die morphologischen Eigenschaften der Quantenpunkte mittels Raster- und Transmissions-elektronenmikroskopie, als auch die optischen Eigenschaften dieser quasi nulldimensionalen Systeme mittels Photolumineszenz- und Photoreflexionsmessungen analysiert. Vor allem wird diskutiert, wie die Abmessungen der Quantenpunkte und somit auch ihre Oszillatorstärke bei gleichzeitig reduzierter Flächendichte deutlich erhöht werden konnten. Kapitel 6 behandelt die Entwicklung von optisch sowie elektrisch gepumpten Halbleiter-Mikroresonatoren. Hierbei wird insbesondere beschrieben, wie die zur Herstellung von qualitativ hochwertigen Resonator-schichtstrukturen notwendige Genauigkeit beim Wachstum von dielektrischen Spiegeln erreicht und wodurch der vertikale photonische Einschluss deutlich verbessert werden konnte. Kapitel 6 gibt ebenfalls einen Einblick in die weiterführende Spektroskopie zur schwachen und starken Exziton-Photon-Kopplung in Mikroresonatoren.



# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Physikalische Eigenschaften der III-V-Halbleiter GaAs, AlAs und InAs

Im Folgenden sollen die physikalischen Eigenschaften der III-V Halbleiter Galliumarsenid (GaAs), Aluminiumarsenid (AlAs) und Indiumarsenid (InAs), die für diese Arbeit relevant sind, vorgestellt werden.

#### 2.1.1 Kristallstruktur

Die drei Verbindungshalbleiter GaAs, AlAs und InAs kristallisieren in der Zinkblendestruktur aus. Das bedeutet, dass Atome des Konstituenten aus der dritten Hauptgruppe ein kubisch flächenzentriertes Raumgitter (fcc, engl.: **f**ace **c**entered **c**ubic) bilden und die Arsen(As)-Atome um ein Viertel der Raumdiagonalen entlang derselben versetzt in einem zweiten kubisch flächenzentrierten Raumgitter angeordnet sind (vgl. Abb. 2.1).

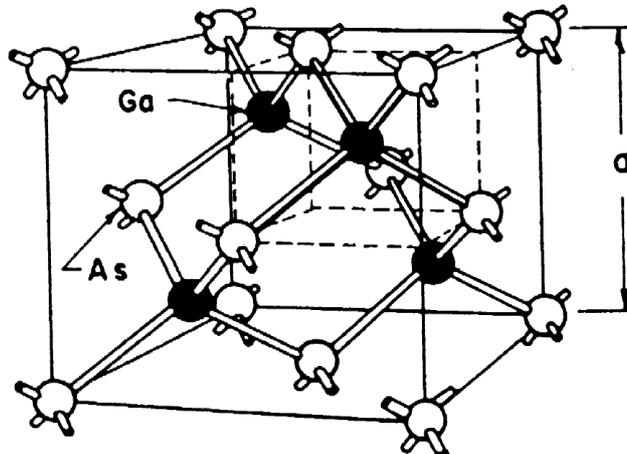
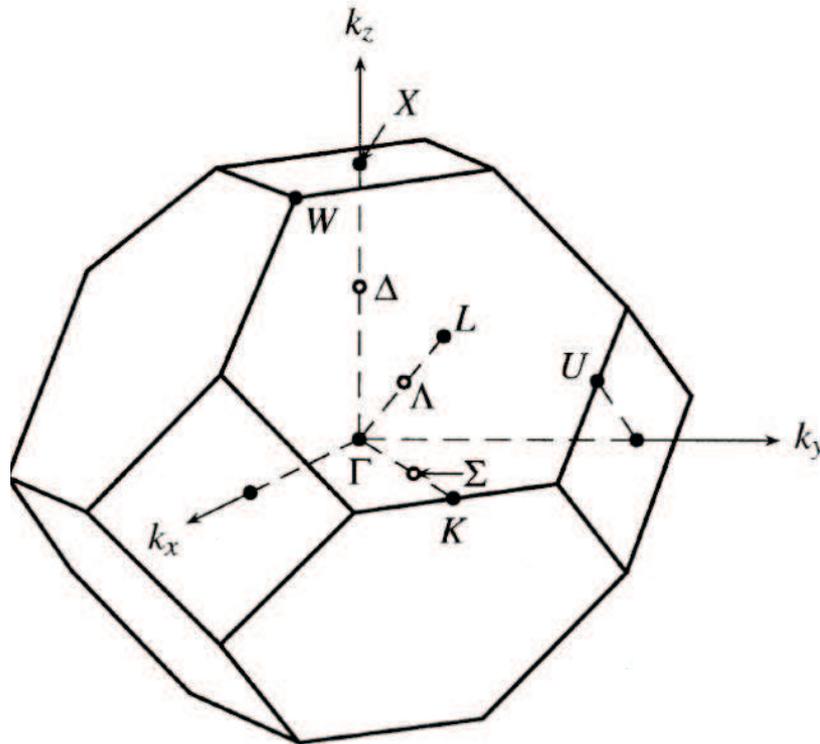


Abbildung 2.1: Kristallstruktur von GaAs (aus [Sze81])

Jedes Atom ist also von vier nächsten Nachbarn umgeben. Die acht Elektronen der äußeren Schalen beider Atome tragen in Form von  $sp^3$ -Hybridorbitalen zur Bindung bei. Die Bindungen sind, aufgrund leicht unterschiedlicher Elektronegativität, schwach polarisiert, was eine Erhöhung der Elektronendichte am Ort der As-Atome zur Folge hat.



**Abbildung 2.2:** Erste Brillouinzone eines fcc-Gitters (aus [Kit02])

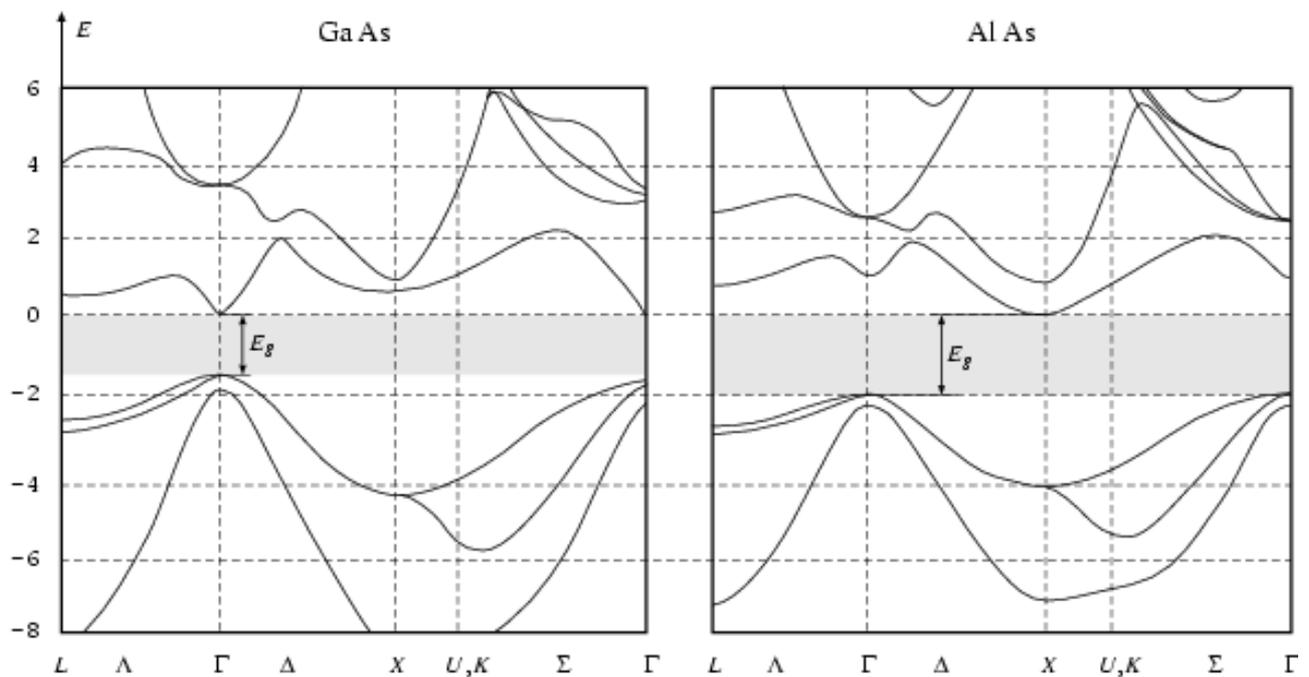
Dem im Ortsraum periodischen Kristallgitter entspricht ein im Impulsraum periodisches reziprokes Gitter. Die primitive Einheitszelle des reziproken Gitters bezeichnet man als erste Brillouin-Zone (BZ) oder Wigner-Seitz-Zelle. In Abbildung 2.2 ist die erste BZ eines kubisch flächenzentrierten Kristallgitters, welche die Form eines sogenannten Kub-Oktaeders hat, dargestellt. Der  $\Gamma$ -Punkt ist das Zentrum des reziproken Raumes. Hier ist der Quasi-Impuls  $\hbar k$  gleich Null. K, X und L kennzeichnen Punkte an der Zonengrenze, wohingegen  $\Delta$ ,  $\Sigma$  und  $\Lambda$  verschiedene Punkte innerhalb der BZ kennzeichnen.

### 2.1.2 Bandstruktur

Als Bandstruktur eines Halbleiters werden die Dispersionsrelationen  $E(k) = \hbar\omega(k)$  der elektronischen Wellenfunktionen bezeichnet, die sich aus den elektrisch gekoppelten Zuständen der Atome im Festkörper bilden. Abbildung 2.3 zeigt die Bandstruktur von GaAs und AlAs bei Tieftemperatur. In einem solchen Bänderschema sind die möglichen Energien von Elektronen (im Leitungsband,  $E \geq 0$ ) und Löchern (im Valenzband,  $E < 0$ ) in Abhängigkeit von der

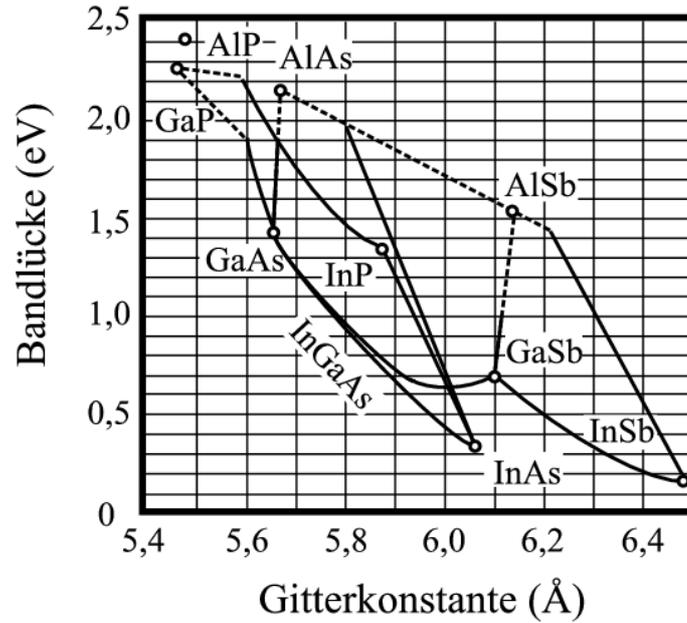
Richtung des Wellenvektors  $\vec{k}$  dargestellt. Die Bedeutung der x-Achse wurde schon im Zusammenhang mit der ersten BZ erläutert.

Grau unterlegt ist jeweils die Bandlücke  $E_g$ , die dem Abstand zwischen Valenzbandoberkante und Leitungsbandunterkante entspricht. Für GaAs liegen diese beiden Punkte genau übereinander, am  $\Gamma$ -Punkt. Man bezeichnet GaAs daher als *direkten* Halbleiter. AlAs ist ein *indirekter* Halbleiter. Hier sind Valenzbandoberkante und Leitungsbandunterkante zueinander versetzt. Aus einem solchen Bänderschema lässt sich jedoch noch mehr herauslesen. Nicht nur Maxima und Minima, besonders der Bänder direkt über bzw. unter der Bandlücke, sind interessant. Auch die *Krümmung* der Bänder hat eine unmittelbare physikalische Bedeutung. Sie ist nämlich umgekehrt proportional zur effektiven Masse des Lochs bzw. des Elektrons.



**Abbildung 2.3:** Tieftemperatur-Bandstrukturen von GaAs und AlAs (aus [Iba02] [Pav94])

Aus den binären III-V-Verbindungshalbleitern wie GaAs, InAs oder AlAs können verschiedene ternäre Halbleiter hergestellt werden. Als Beispiel sei hier der im Rahmen dieser Arbeit verwendete ternäre III-V-Verbindungshalbleiter  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  genannt. Bei diesem wird der Anteil  $x$  des Gruppe-III-Elements Gallium durch Indium ersetzt. Die Abhängigkeit des Gitterparameters eines ternären Verbindungshalbleiters ergibt sich in erster Näherung durch lineare Interpolation der Gitterparameter der binären Verbindungen [Veg21]. Dies gilt auch für viele andere physikalische Größen.



**Abbildung 2.4:** Bandlückenenergie in Abhängigkeit von der Gitterkonstante für verschiedene Materialsysteme (aus [Col95])

Abbildung 2.4 zeigt die Bandlücke  $E_g$  in Abhängigkeit von der Gitterkonstante  $a$  für verschiedene III/V-Materialien. Binäre Verbindungshalbleiter werden durch Punkte dargestellt. Die Verbindungslinien kennzeichnen den Verlauf der Energielücken ternärer Verbindungshalbleiter. Halbleiter mit direkter (indirekter) Bandlücke sind durch durchgezogene (gestrichelte) Linien gekennzeichnet.

Material	Gitterkonstante (nm)	direkte Bandlücke (eV)	Effektive Masse		
			Elektronen	Leichte Löcher	Schwere Löcher
GaAs	0,5653 <sup>a)</sup>	1,52 <sup>b)</sup>	0,0665 $m_e$ <sup>c)</sup>	0,090 $m_e$ <sup>d)</sup>	0,377 $m_e$ <sup>d)</sup>
AlAs	0,5657 <sup>a)</sup>	3,13 <sup>e)</sup>	0,1545 $m_e$ <sup>e)</sup>	0,150 $m_e$ <sup>e)</sup>	0,760 $m_e$ <sup>e)</sup>
InAs	0,6058 <sup>f)</sup>	0,41 <sup>f)</sup>	0,024 $m_e$ <sup>f)</sup>	0,026 $m_e$ <sup>f)</sup>	0,410 $m_e$ <sup>f)</sup>

**Tabelle 2.1:** Einige physikalische Materialkonstanten von GaAs, AlAs und InAs: a) bei 4,2 K nach [Ada85], b) nach [Thu75], c) nach [Vre68], d) nach [Eke87], e) nach [Ada85], f) nach [Hri89]

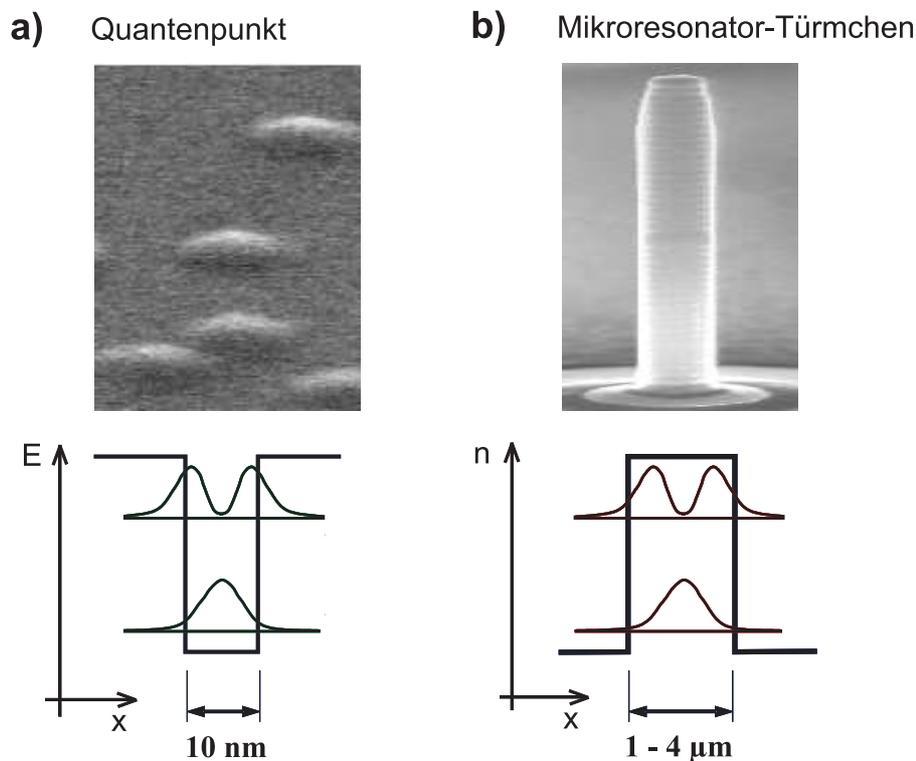
Eine Übersicht über einige der Materialkonstanten der drei Kompositionshalbleiter GaAs, AlAs und InAs ist in Tabelle 2.1 zu finden. Bei den in der Tabelle angegebenen Werten für AlAs ist zu beachten, dass dieser Halbleiter eine indirekte Bandlücke besitzt. Der Wert für die

Bandlücke von AlAs ist der energetische Abstand zwischen der Leitungsbandkante nahe am X-Punkt zur Valenzbandkante am  $\Gamma$ -Punkt und beträgt 2,16 eV [Vur01]. Die energetische Lücke zwischen Leitungs- und Valenzband am  $\Gamma$ -Punkt bei 4 K (direkte Bandlücke) beträgt 3,13 eV [Vur01].

AlAs und GaAs lassen sich pseudomorph aufeinander aufwachsen, da die Gitterkonstanten mit  $a_{GaAs} = 0,5653$  nm und  $a_{AlAs} = 0,5657$  nm sehr ähnlich sind (siehe Tabelle 2.1). Über die Mischung von Al und Ga ( $Al_xGa_{1-x}As$ ) lässt sich die Bandlücke der Legierung einstellen. Für größere Al-Anteile ( $x > 0,45$ ) wird die Legierung zu einem indirekten Halbleiter. Im Gegensatz dazu ist die Gitterkonstante von InAs mit  $a_{InAs} = 0,6058$  nm rund 7,2 % größer und lässt damit selbst für das Wachstum von  $Ga_{1-x}In_xAs$  auf GaAs nur geringe Schichtdicken zu, die defektfrei sind. Durch die starke Verspannung beim Wachstum von  $Ga_{1-x}In_xAs$  auf GaAs bilden sich ab einer kritischen Schichtdicke dreidimensionale Inseln, sogenannte Quantenpunkte aus. Diese Tatsache wird bei der Präparation der Proben von entscheidender Bedeutung sein.

## 2.2 Niederdimensionale Systeme

Systeme mit reduzierter Dimensionalität sind für verschiedenste Einsatzgebiete von großem Interesse. Durch diese Systeme ist es möglich nicht nur Ladungsträger (Elektronen und Löcher), sondern ebenfalls auch Photonen in allen drei Raumrichtungen einzuschließen. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Strukturen ermöglichen sowohl einen dreidimensionalen optischen als auch elektronischen Einschluss (siehe Abb. 2.5). Der dreidimensionale Einschluss der Elektronen wird durch Bandkanten-Diskontinuitäten in Quantenpunkten erreicht, wobei der dreidimensionale photonische Einschluss zum Beispiel durch Variation des Brechungsindex in Mikroresonatortürmchen erzielt wird.

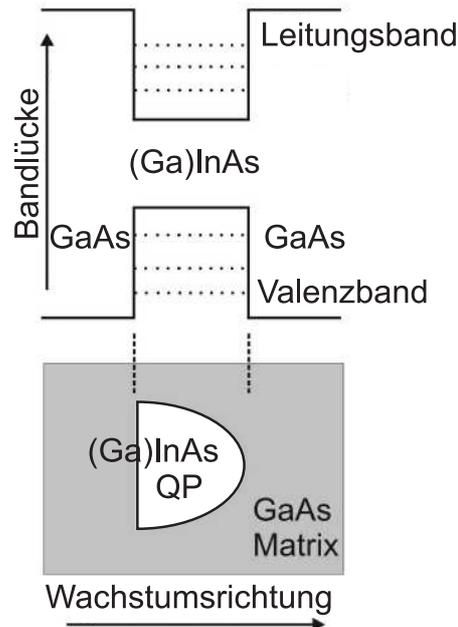


**Abbildung 2.5:** REM-Aufnahmen von Quantenpunkten (a) und eines Mikroresonatortürmchens (b) sowie schematische Darstellung der größenabhängigen diskreten Energieniveaus der Elektronen und der optischen Moden.

Das beschriebene Materialsystem erlaubt es, durch eine geschickte Materialkombination den Bandkantenverlauf im Halbleiterkristall so zu verändern, dass Ladungsträger (Elektronen und Löcher) in ihrer Bewegung im Kristall eingeschränkt sind. Eine Möglichkeit, um zum Beispiel die Bewegung der Elektronen in allen drei Raumrichtungen einzuschränken, bietet der sogenannte Quantenpunkt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden solche Potentialtöpfe durch den Einschluss von (Ga)InAs-Inseln in einem GaAs-Kristall hergestellt (siehe Kapitel 4). Der Bandkantensprung am Über-

gang von Insel- zu Matrixmaterial stellt aufgrund der größeren Bandlücke des GaAs-Kristalls eine Barriere für die Elektronen im Leitungsband und die Löcher im Valenzband dar. Damit werden die Ladungsträger im Quantenpunkt eingefangen. Vereinfacht stellt diese Situation die quantenmechanische Aufgabe eines Teilchens in einem endlich hohen Potentialtopf dar. Resultat ist die Ausbildung diskreter Energieniveaus für Elektronen und Löcher. Der Bandkantenverlauf und die dazugehörige Materialverteilung ist schematisch in Abb. 2.6 gezeigt. Wegen ihrer diskreten Energieniveaus werden Quantenpunkte auch als künstliche Atome bezeichnet.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung der Bandlückendiskontinuität in einem endlich hohen Quantenpotenzialtopf. Ein Material mit kleinerer Bandlücke (hier beispielsweise (Ga)InAs) wird zwischen zwei Barrieren (hier GaAs) eingewachsen.

### 2.2.1 Elektronische Zustandsdichte

Ist die Bewegung der Ladungsträger in einer oder mehreren Raumrichtungen auf eine Schicht begrenzt, deren Dicke in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{dB}$  liegt (wie es z.B. bei Quantenpunkten der Fall ist), so sind Quantisierungseffekte beobachtbar. Man spricht bei einer solchen Struktur von einem niederdimensionalen Ladungsträgersystem. Die de Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{dB}$  lässt sich aus der effektiven Masse  $m^*$  und der Temperatur  $T$  berechnen:

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{3m^*kT}} = \frac{1,24nm}{\sqrt{E_{kin}[eV]}} \quad (2.1)$$

Für viele Eigenschaften ist die Zustandsdichte  $D$  der Ladungsträger, d.h. die Anzahl der Zustände pro Energieintervall, von großer Bedeutung. Je nachdem, in wie vielen Raumrichtungen die Ladungsträgerbewegung eingeschränkt ist, ergibt sich eine andere Zustandsdichte. Hierauf soll im Folgenden kurz eingegangen werden.

Unterliegt die Ladungsträgerbewegung im Halbleiter mit dem Volumen  $V$  in keiner Raumrichtung einer Einschränkung, so bewegen sich die Ladungsträger frei in Form von ebenen Wellen, und ihre Energie  $\varepsilon$  ist über  $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / (2m^*)$  mit dem Wellenzahlvektor  $k$  verknüpft. Hierbei kann  $k$  nur diskrete Werte im dreidimensionalen  $k$ -Raum annehmen, welche sich innerhalb einer Kugel mit dem Radius  $k$  befinden. Da jeder Zustand im  $k$ -Raum das Volumen  $(2\pi)^3/V$  einnimmt, lässt sich die Anzahl der Zustände  $N_{3D}(E)$ , d.h. die Anzahl der Ladungsträgerzustände, mit einer Energie  $\varepsilon < E$ , berechnen, indem man das Kugelvolumen durch  $(2\pi)^3/V$  dividiert. Nach kurzer Rechnung erhält man für die auf das Volumen normierte Anzahl der Zustände  $n_{3D}(E) = N_{3D}(E)/V$ :

$$N_{3D}(E) = \frac{k^3}{3\pi^2} = \frac{2m^*E\sqrt{2m^*E}}{3\pi^2\hbar^3} \quad (2.2)$$

Damit ergibt sich für die dreidimensionale Zustandsdichte  $D_{3D}(E) = \frac{dN_{3D}(E)}{dE}$ :

$$D_{3D}(E) = \frac{m^*\sqrt{2m^*E}}{\pi^2\hbar^3} \sim \sqrt{E} \quad (2.3)$$

Die Zustandsdichte eines freien Ladungsträgersystems ist also proportional zu  $\sqrt{E}$ . Im Falle eines zweidimensionalen Ladungsträgersystems (d.h. die Ladungsträger sind in ihrer Bewegung in einer Raumrichtung eingeschränkt und können sich nur in einer Ebene frei bewegen) lässt sich die Zustandsdichte analog zum dreidimensionalen Fall berechnen. Für das zweidimensionale System liegen die Wellenvektoren jedoch innerhalb eines Kreises im zweidimensionalen  $k$ -Raum. Aus diesem Grund ist die Anzahl der Zustände proportional zur Energie  $E$ , und es ergibt sich für jedes Subband eine konstante Zustandsdichte:

$$D_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \quad (2.4)$$

Für ein System, bei dem die Bewegung der Ladungsträger in zwei Richtungen eingeschränkt ist (eindimensionales Ladungsträgersystem), ergibt sich nach analoger Rechnung:

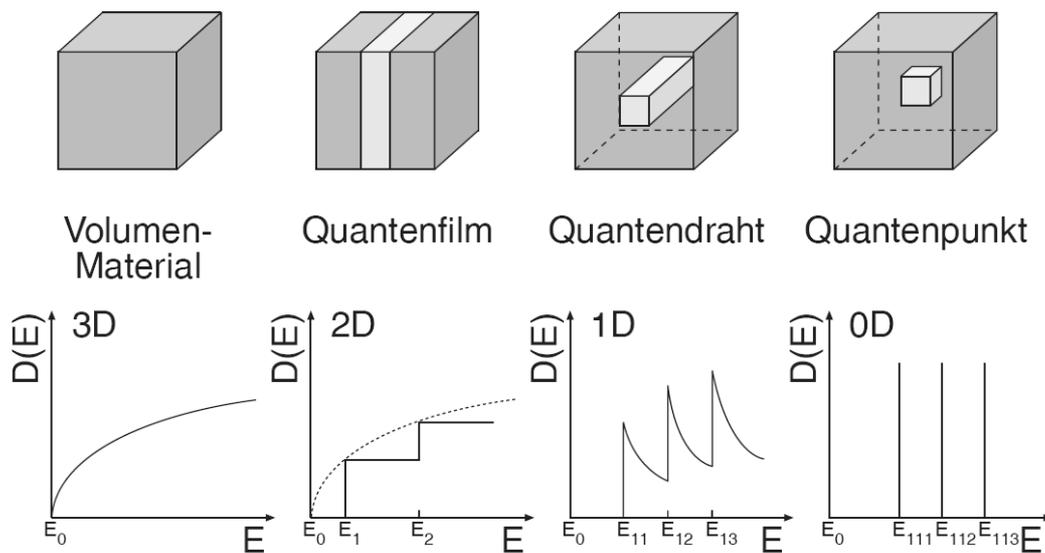
$$D_{1D}(E) = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m^*}{E}} \quad (2.5)$$

Ein Quantenpunkt ist ein nulldimensionales Ladungsträgersystem, d.h. die Bewegung der Ladungsträger ist in jeder Raumrichtung quantisiert. Im Gegensatz zu den mehrdimensionalen

Ladungsträgersystemen zeigen Quantenpunkte daher kein kontinuierliches, sondern ein diskretes Energiespektrum mit den Energieeigenwerten  $E_i$ . Dementsprechend ergibt sich eine Zustandsdichte in Form von  $\delta$ -Funktionen:

$$D_{0D}(E) = \sum_i \delta(E - E_i) \quad (2.6)$$

Zusammenfassend ist noch einmal die Abhängigkeit der Zustandsdichte im Volumenmaterial (3D), in Quantenfilm- (2D), Quantendraht- (1D) und Quantenpunktstrukturen (0D) von der Energie in Abbildung 2.7 dargestellt.



**Abbildung 2.7:** Zustandsdichte bei Reduzierung der Dimensionalität vom Volumenhalbleiter über einen 2D-Film und Quantendraht bis zum Quantenpunkt.

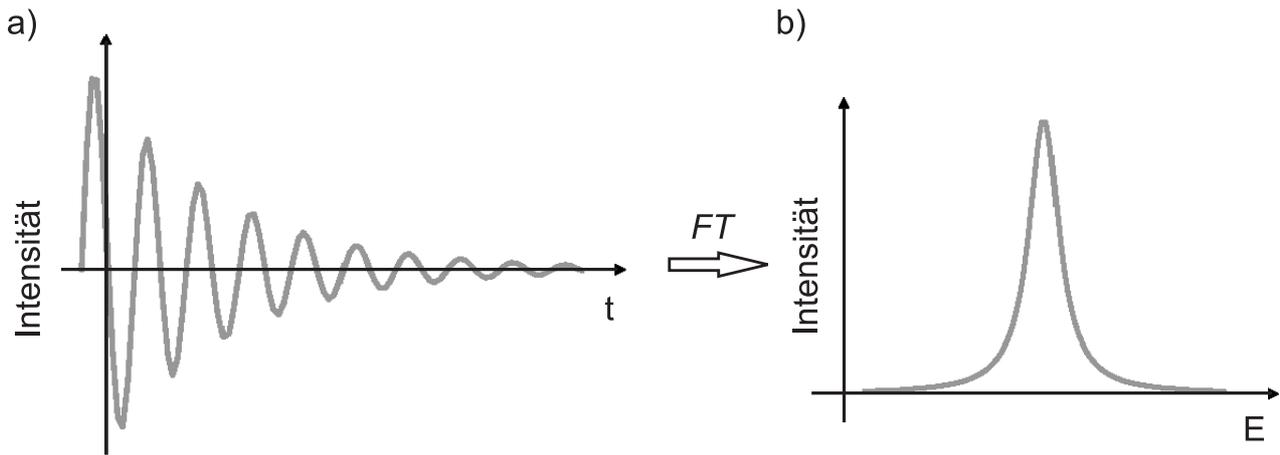
### 2.2.2 Emissionsspektren von Quantenpunkten

Die Lage der Energieniveaus wird durch viele Faktoren beeinflusst. Zusätzlich zur Quantisierung durch die geometrische Einschränkung der Ladungsträger in Nanostrukturen kommen noch Niveaushiftungen durch Verspannung, durch Coulombwechselwirkungen und natürlich durch die Materialzusammensetzung vor, wobei diese auch Einfluss auf die Verspannung hat.

#### Einzelne Quantenpunkte

Das Spektrum eines einzelnen Quantenpunktes definiert sich durch die möglichen Übergänge. Aufgrund seiner  $\delta$ -förmigen Zustandsdichte erwartet man ein Spektrum mit einzelnen scharfen (diskreten) Linien für jeden erlaubten Übergang. Deren Lage soll von der Quantisierung durch

die räumliche Begrenzung in allen Raumrichtungen und eventuellen Verschiebungen durch Ver-  
spannung und Wechselwirkung mit anderen Teilchen (z.B. Ladungsträger, Multiexzitonen, ge-  
ladene Exzitonen) abhängen. Nun muss man die Dipolschwingung, die zur spektralen Linie  
führt, jedoch als einen gedämpften harmonischen Oszillator mit endlicher Dämpfung verstehen  
(siehe Abbildung 2.8). Bei der Fouriertransformation (FT) der einhüllenden Exponentialfunk-  
tion vom Ortsraum in die Frequenzdomäne erhält man eine Lorentzkurve, deren Breite von der  
Dämpfungskonstante abhängt.



**Abbildung 2.8:** Die Emissionsspektren eines einzelnen Quantenpunktexzitons sind Lorentzlinien (b). Diese ist die Fouriertransformierte der einhüllenden Exponentialfunktion (gedämpfter Oszillator (a)).

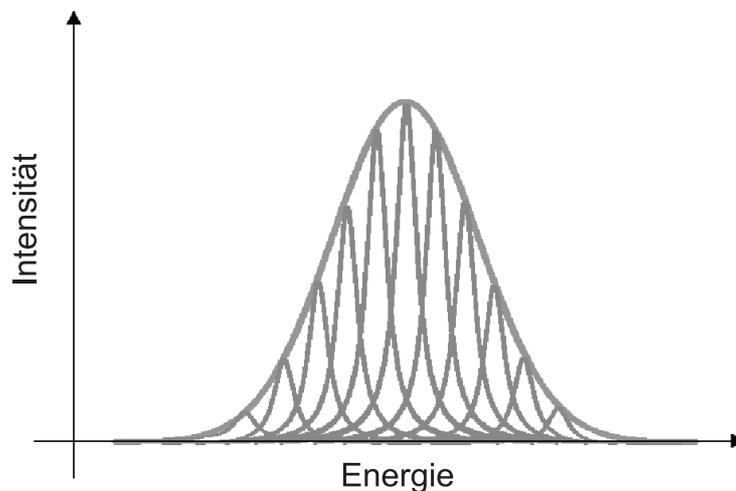
Experimentell spielt die Linienbreite eine große Rolle, da man nur bei energetisch entsprechend gut auflösenden Messapparaturen die real auftretende Linienbreite bestimmen kann. Sie liegt bei tiefen Temperaturen (4 K) bei Werten deutlich kleiner als 1 meV (Halbwertsbreite). Man unterscheidet die homogene Linienverbreiterung eines einzelnen Quantenpunktes von der inhomogenen eines Quantenpunktensembles, die ihre Ursache in Fluktuationen der vielen einzelnen Emitter hat. Als erster homogener Verbreiterungsmechanismus sei die quantenmechanische Energie-Zeit-Unschärfe genannt. Durch diese ergibt sich eine prinzipielle Limitierung der Linienbreite  $\Gamma$  über die strahlende Lebensdauer  $\tau$ :

$$\Gamma \approx \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.7)$$

Damit erhält man für eine typische Lebensdauer von  $\tau = 300$  ps eine relative geringe Linienverbreiterung von  $\Gamma \approx 2,2 \mu\text{eV}$ . Weitere Linienverbreiterungsmechanismen sind zum Beispiel die Ladungsträger-Exziton-Wechselwirkung und der Einfluss geladener Quantenpunkte auf das Spektrum.

## Quantenpunktensemble

In einem Quantenpunktensemble weist jeder einzelne Quantenpunkt (QP) unterschiedliche, für die Bandstruktur - und damit für das Spektrum - entscheidende Eigenschaften auf, wie zum Beispiel Größe, Form oder Verspannung. Dies führt zur sogenannten inhomogenen Linienverbreiterung im optischen Spektrum eines Quantenpunktensembles. Die inhomogene Linienverbreiterung beruht hauptsächlich auf der Größenverteilung der Quantenpunkte im Ensemble. Man nimmt eine Gaußverteilung um eine Mittelwertsgröße mit einer Standardabweichung von dieser Größe an.



**Abbildung 2.9:** Die Einhüllende der spektralen Linien in einem Quantenpunktensemble ist eine Gaußfunktion. Diese folgt aus der statistischen Größenverteilung der Quantenpunkte im Ensemble.

Diese Annahme kann durch REM-Aufnahmen (REM, **R**asterelektronen**m**ikroskop) ähnlich denen in Abbildung 4.3 bestätigt werden. Statt der beim einzelnen QP erwarteten Lorentzförmigen Linie für jeden optischen Übergang im Spektrum, sollte also eine Reihe von Lorentzkurven zu sehen sein, deren energetische Lage von der Quantenpunktgröße abhängt. In der Gaußkurve, spiegelt sich die statistische Größenverteilung wider (siehe Abbildung 2.9).

Ein weiterer Mechanismus der inhomogenen Linienverbreiterung, der aber im Wesentlichen unabhängig von den räumlichen Dimensionen des Quantenpunktes ist, ergibt sich durch lokale Fluktuationen in der Materialkomposition. Da sich jedoch hierbei der Betrag der Bandlücke  $E_g$  verändert, wird mit dem Grundniveau auch die Lage der angeregten Niveaus parallelverschoben.

### 2.2.3 Oszillatorstärke von exzitonen Übergängen

Trotz einer ähnlichen internen Struktur des Exzitons (Elektron-Loch-Paares) im Vergleich zum Wasserstoffatom hat ein Wannier-Exziton wegen der kleinen effektiven Masse der Elektronen und einer großen Dielektrizitätskonstante in Halbleitern einen viel größeren Bohrradius und eine viel kleinere Bindungsenergie als ein Wasserstoffatom. Im Grundzustand (1s) zum Beispiel sind das Elektron und Loch in einem Wannier-Exziton viel schwächer gebunden als ein Elektron und Proton im Wasserstoffatom. Aufgrund der Ausdehnung der Wellenfunktion des Exzitons über viele Gitterabstände des Kristalls addiert sich bei der Oszillatorstärke des Exzitons die Dipol-Oszillatorstärke von vielen Atomen auf.

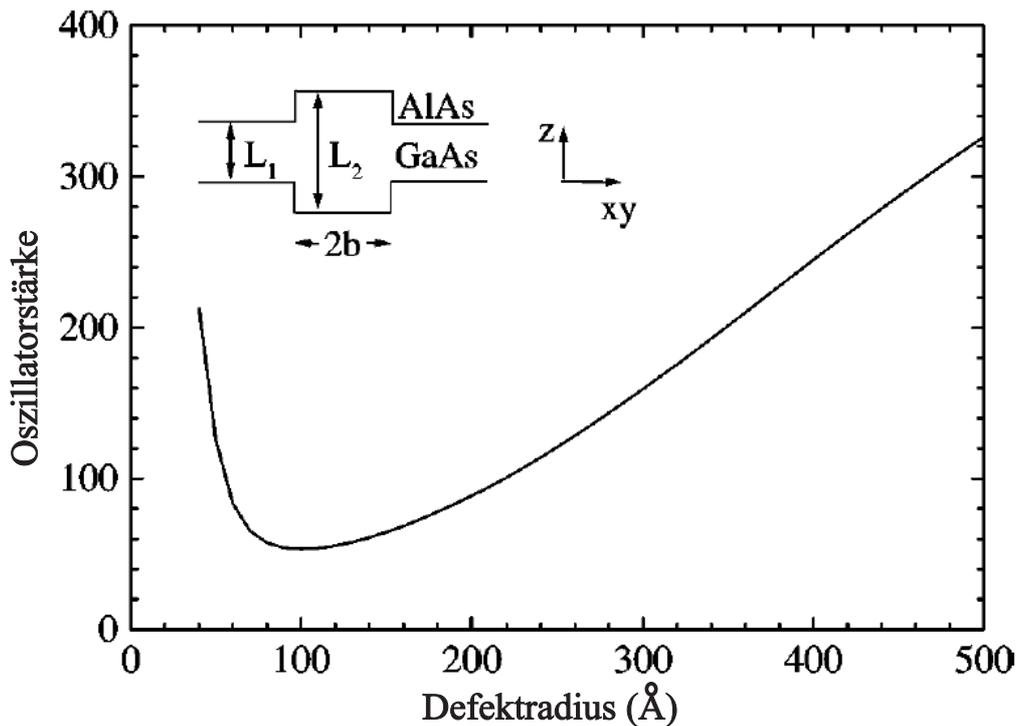
$$f_{Exziton} = f_{Atom} \times \frac{V}{\pi(a_B^*)^3} \quad (2.8)$$

Dabei ist  $f_{Atom}$  die Oszillatorstärke für ein freies Elektron-Loch-Paar und  $a_B^*$  der exzitoni-sche Bohrradius [Yam00]. Dies zeigt, dass die starke Elektron-Loch-Wechselwirkung in einem Exziton dessen Oszillatorstärke im Vergleich zum freien Elektron-Loch-Paar um einen Faktor von  $V/(\pi(a_B^*)^3)$  verstärkt. Gleichung 2.8 zeigt, dass die dimensionslose Oszillatorstärke proportional zum Kristallvolumen, d.h. zur Anzahl der Atome, ist. Diese Abhängigkeit resultiert aus der Tatsache, dass sich das Dipolmoment jedes Atoms im "Kristallvolumen" (Quantenpunkt-Volumen) aufsummiert [Tak87] [Han88b] [Kay88]. Explizit lässt sich die Oszillatorstärke eines Quantenpunkt-Exzitons nach Andreani et al. [And99] wie folgt berechnen:

$$f_{Exziton} = \frac{2m\omega_0 d^2}{e^2 \hbar} \quad (2.9)$$

Ein Exziton, welches an Grenzflächendefekten in dünnen Quantenfilmen gebunden ist, stellt eine Möglichkeit dar, um einen dreidimensional eingeschlossenen elektronischen Übergang mit einer hohen Oszillatorstärke zu realisieren. Untersuchungen von GaAs/AlAs Quantenfilmen hergestellt mit Wachstumspausen an den Grenzflächen zeigten die Formation von großen Inseln, die einzelnen Monolagenfluktuationen der Schichtdicke des Quantenfilms entsprechen. An diesen Defekten werden Exzitonen lokalisiert, was durch orts aufgelöste Spektroskopie von verschiedenen Forschergruppen gezeigt wurde [Zre94] [Gam96] [Gro97].

Exzitonen, die an Monolagenfluktuationen gebunden sind, haben ein vollständig diskretes Energiespektrum und können daher mit einem identischen Modell als dem für Quantenpunkte beschrieben werden. Die Physik eines an Grenzflächen lokalisierten Exzitons kann beschrieben werden durch Modellieren des Defektes in einem Quantenfilm der Breite  $L_1$  durch ein lokal energetisch niedrigeres Potential in einem Kreis mit dem Radius  $b$ , in dem die lokale Dicke des Quantenfilms  $L_2 = L_1 + 1$  Monolagen beträgt (siehe Abb. 2.10).



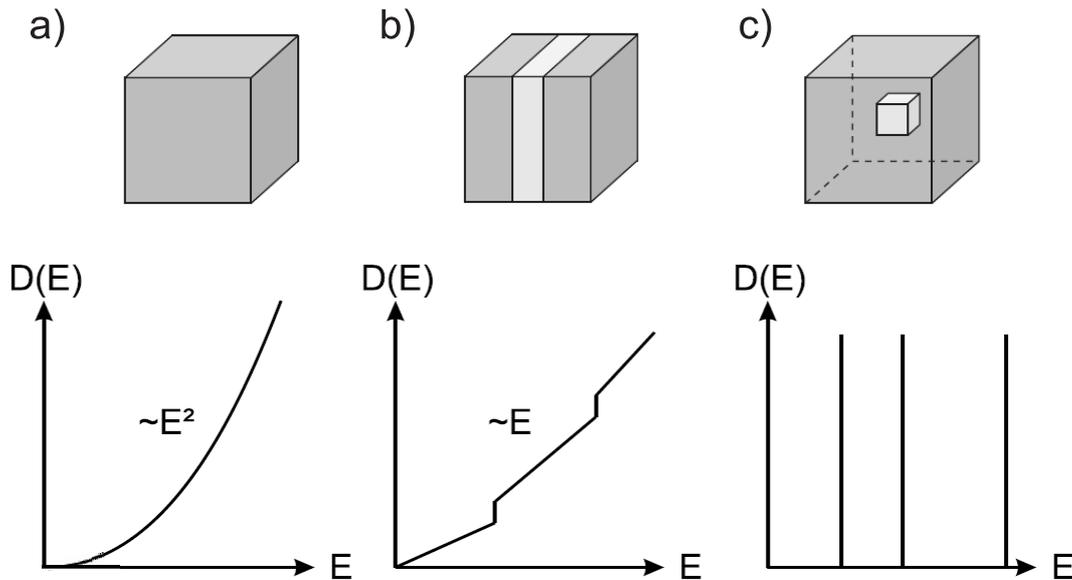
**Abbildung 2.10:** Oszillatorstärke des Schwerloch-Exzitons lokalisiert an Monolagenfluktuationen in einem GaAs/AlAs-Quantenfilm mit einer Breite von 4 nm [And99].

Für  $b$  kleiner als  $a_B$ , wobei  $a_B$  der exzitonische Bohrradius ist, sind die Ladungsträger-Wellenfunktionen lateral ausgedehnt im Quantenfilm der Dicke  $L_1$  und die exzitonische Wellenfunktion des Massenzentrums (reduzierte Wellenfunktion) ist nur schwach lokalisiert. Für kleinere Defektradien wird die Wellenfunktion des Massenzentrums schwächer lokalisiert, und die exzitonische Oszillatorstärke nimmt wieder mit der aufgespannten Fläche zu. Dies ist analog zu schwach gebundenen Exzitonen an Verunreinigungen und ist typisch für an Grenzflächendefekten lokalisierten Quantenfilmexzitonen, wenn die laterale Barrierenhöhe klein ist.

Dagegen sind für Defektradien  $b$  größer als  $a_B$  die Ladungsträger innerhalb des Defektes eingeschlossen, und die Massenzentren der Exzitonen sind in einem zweidimensionalen Quantenfilm quantisiert. Die Oszillatorstärke des Schwerloch-Exzitons lokalisiert an Monolagenfluktuationen in einem GaAs/AlAs-Quantenfilm mit einer Breite von 4 nm in Abhängigkeit vom Defektradius ist in Abb. 2.10 dargestellt. Die exzitonische Oszillatorstärke steigt bei größeren Defektradien durch die vergrößerte Fläche der Wellenfunktion des Massenzentrums (reduzierten Wellenfunktion). Dieses Verhalten ist vergleichbar zu Exzitonen in Mikrokristallen oder Quantenpunkten [Tak87] [Han88a] [Nak89].

### 2.2.4 Photonische Zustandsdichte

Neben dem dreidimensionalen Einschluss der Ladungsträger ist für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Strukturen ebenfalls ein hoher optischer Einschluss äußerst wichtig. Dieser räumliche Einschluss des elektromagnetischen Feldes kann zum Beispiel durch die Verwendung von Halbleiter-Mikroresonatoren erreicht werden (siehe Kapitel 6). In Abbildung 2.11 ist die Abhängigkeit von der photonischen Zustandsdichte von der Energie für den Fall von idealen Systemen zusammenfassend dargestellt.



**Abbildung 2.11:** Photonische Zustandsdichte in Abhängigkeit von der Dimensionalität des optischen Einschlusses für ideale Systeme: nulldimensionaler (a), eindimensionaler (b), sowie dreidimensionaler Einschluss (c).

Zum Beispiel im Volumenmaterial (siehe Abb. 2.11a) ohne jeglichen photonischen Einschluss können die Wellen frei im Raum propagieren und die Zustandsdichte ist quadratisch von der Energie abhängig [Yam00]. Ein planarer Mikroresonator basierend auf dielektrischen Spiegeln bietet dagegen einen eindimensionalen optischen Einschluss (Abb. 2.11b). Durch diese Beschränkung sind die optischen Moden senkrecht zu den Spiegelschichten quantisiert. Parallel zu den Spiegelschichten bildet sich dagegen ein Kontinuum von transversalen optischen Moden aus. Dadurch ändert sich nicht nur die Energiedispersion, sondern auch die Zustandsdichte, die für diesen Fall nun linear von der Energie abhängt [Yam00].

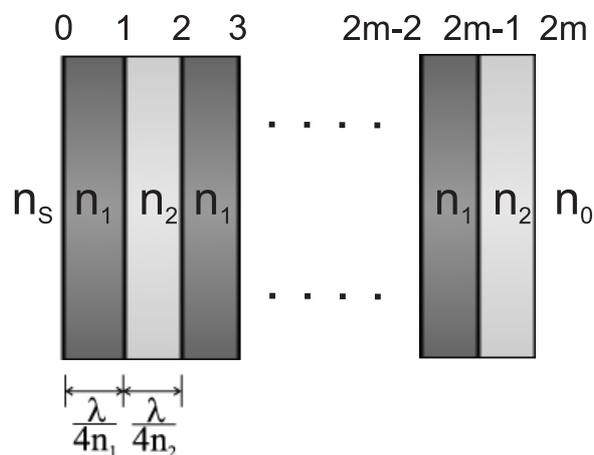
In sogenannten photonischen Punkten mit ideal reflektierenden Spiegeln sind Photonen in allen drei Raumrichtungen eingeschlossen. Für den Grenzfall des dreidimensionalen optischen Einschlusses ergibt sich eine  $\delta$ -förmige Zustandsdichte der Moden (Abb. 2.11 c). Ein solcher Einschluss lässt sich zum Beispiel mit einem dreidimensionalen photonischen Kristal-

len erzielen. Wegen der Reflektivität von nur ca. 30 % des Halbleiter-Luft-Übergangs stellt ein geätztes Mikroresonator-Türmchen eine Abweichung vom idealen System dar. Man spricht von räumlich lokalisierten optischen Moden in einem solchen Halbleiter-Türmchen. Das diskrete Modenspektrum dieser Mikrokavitäten ist für die späteren Experimente von entscheidender Bedeutung. Im nächsten Abschnitt sollen nun die grundlegenden Eigenschaften dieser Halbleiter-Mikroresonatoren, die auf dielektrischen Bragg-Spiegeln basieren, erläutert werden.

## 2.3 Vertikal emittierende Mikroresonatoren

### 2.3.1 Reflektivität eines Bragg-Spiegels

Vertikal emittierende Mikroresonatoren bestehen im Allgemeinen aus zwei Bragg-Spiegeln, getrennt von einer Kavität, in deren Mitte sich die aktive lichtemittierende Zone befindet. Bragg-Spiegel sind Multilagstrukturen, wobei jede Lage aus alternierenden Paaren von zwei dielektrischen Materialien mit verschiedenen Brechungsindizes besteht. Durch eine solche Anordnung lassen sich, bei gegebener Bragg-Wellenlänge  $\lambda$ , Spiegel mit einer Reflektivität von über 99 % erreichen [Iga03]. Im Gegensatz zu metallischen Spiegeln zeigen Bragg-Spiegel eine sehr kleine Absorption, da die Reflexion bei Multischichtsystemen durch Mehrfachinterferenzen erzeugt wird. Diese kleinen Absorptionsverluste sowie die Möglichkeit, die Spiegel für unterschiedliche Wellenlängen auszulegen, machen sie für optische und optoelektronische Bauelemente sehr interessant. Um Bragg-Spiegel mit hohen Reflektivitäten herstellen zu können, benötigt man neben hochreinen dielektrischen Materialien zur Minimierung von Absorption, ebenfalls sehr glatte Ober- und Grenzflächen, um Lichtstreuung zu verhindern. Weiterhin ist die Kontrolle der Schichtdicken äußerst wichtig, um den Spiegel für die Zielwellenlänge zu optimieren.



**Abbildung 2.12:** Schematische Darstellung eines Bragg-Spiegels mit alternierenden  $\frac{\lambda}{4n}$ -dicken Spiegelschichten mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ , sowie  $m$  Spiegelpaaren.

Die hohe Reflektivität der Bragg-Spiegel wird durch konstruktive Interferenz der an den aufeinander folgenden Schichten reflektierten elektromagnetischen Wellen erzielt. Hierfür verwendet man Schichtfolgen aus abwechselnd zwei Materialien mit jeweils hohem und niedrigem Brechungsindex  $n_1$  und  $n_2$ . Auf Grund der Phasendifferenzen beim Durchlaufen der Einzelschichten und der Phasensprünge bei der Reflexion an den Grenzflächen zum optisch dichteren Medium kann bei geeigneter Wahl der Schichtdicken von  $\frac{\lambda}{4n}$  durch konstruktive Interferenz eine hohe Reflektivität der Gesamtstruktur erzielt werden. Eine schematische Darstellung eines

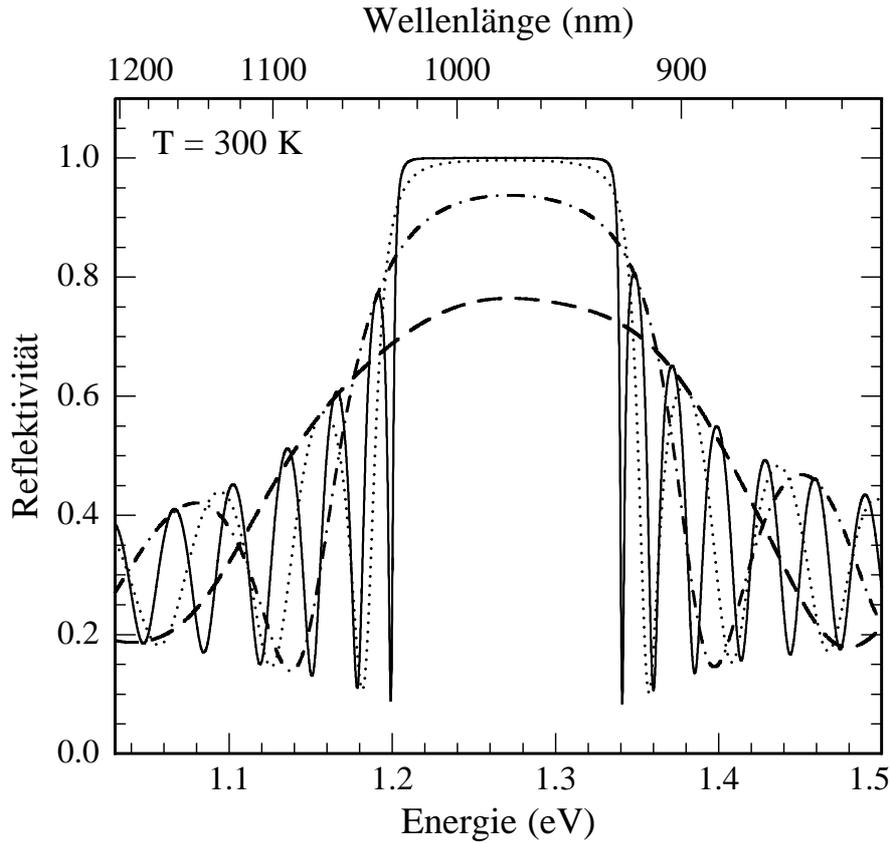
Bragg-Spiegeln mit  $m$  Spiegelpaaren ist in Abb. 2.12 zu sehen. Der Brechungsindex  $n_0$  und  $n_s$  bezieht sich auf die Medien unterhalb und oberhalb der Schichtfolge, d.h. zum Beispiel Luft und Substrat. Bei der Reflexion an einer Grenzfläche von einem optisch dünnerem Medium in ein optisch dichteres Medium erfährt die reflektierte Welle einen Phasensprung von  $\pi$  relativ zur einfallenden Welle aufgrund der positiven Brechungsindexdifferenz. Umgekehrt bleibt die Phase der propagierenden Welle bei einem negativem Indexsprung unverändert. Somit addieren sich für den Fall von  $\lambda/4$ -dicken Spiegelschichten die beiden reflektierten Wellen aufgrund der Phasenverschiebung von  $\pi$  nach einem Umlauf für die zweite Reflexion.

Die Reflektivität  $R$  eines solchen periodischen Bragg-Spiegels mit  $m$   $\lambda/4$ -dicken Schichtpaaren lässt sich bei senkrechtem Lichteinfall nach [Iga03] wie folgt darstellen:

$$\sqrt{R} = \frac{1 - \frac{n_s}{n_o} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_o} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}} \quad (2.10)$$

Wie man aus Gl. 2.10 erkennt, konvergiert die Reflektivität  $R$  mit steigender Schichtzahl  $m$  schnell gegen 1. Dieser Anstieg geht umso schneller, je größer der Brechungsindexunterschied  $n_1/n_2$  ist. D.h. bei gleicher Anzahl der Spiegelschichten ist die Reflektivität umso höher, je größer die Brechungsindexdifferenz zwischen den verwendeten Materialien ist. Die oben genannte Gleichung gibt jedoch nur den maximalen Wert der Reflektivität  $R$  bei der Bragg-Wellenlänge  $\lambda$  an.

Die vollständige mathematische Beschreibung der Eigenschaften dieser Reflektoren (Feldverteilung, sowie Reflexion und Transmission) erfolgt mittels der sogenannten Transfermatrixmethode [Sal95] [Iga03]. Abbildung 2.13 zeigt die berechneten Reflektivitäten von AlAs/GaAs-Bragg-Spiegeln mit verschiedener Anzahl von Spiegelpaaren (4 (gestrichelte Linie), 8 (Strichpunkt-Linie), 16 (punktierter Linie), sowie 32 Paare (durchgezogene Linie)). Die Simulationen wurden mit Hilfe eines C-Programms (DBR980), das auf der Transfermatrixmethode basiert, mit einer Schichtdicke von 69 nm für GaAs und 83 nm für AlAs durchgeführt. Die Reflektivität der Spiegel steigt deutlich mit der Anzahl der Spiegelpaare an und erreicht schon für 16 AlAs/GaAs-Paare bei der gewünschten Wellenlänge  $\lambda$  einen theoretischen Wert nahe 1. Des Weiteren zeigt sich ein symmetrischer Bereich um die Bragg-Wellenlänge  $\lambda$ , der ebenfalls eine Reflektivität von nahezu 1 hat. Dieser Bereich wird auch Stoppband des Spiegels genannt. Neben dem Stoppband bricht die Reflektivität der Spiegel deutlich ein und beginnt zu oszillieren.



**Abbildung 2.13:** Mit der Transfermatrixmethode berechnete Reflektivitäten von AlAs/GaAs-Bragg-Spiegeln unter senkrechtem Einfall. Die Anzahl der Spiegelpaare wurde sukzessive von 4 über 8 auf 16 bis hin zu 32 erhöht.

### 2.3.2 Stopbandbreite, effektive Resonatorlänge und Resonatorgüte

In einem verlustarmen Bragg-Spiegel mit ausreichend vielen Spiegelpaaren ist, wie bereits erwähnt, die Reflektivität in einem größeren Bereich um die gewünschte Wellenlänge annähernd gleich 1. Die Bandbreite eines Spiegels  $\Delta\lambda$ , auch Stopbandbreite genannt, lässt sich nach [Yar89] wie folgt abschätzen:

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda\Delta n}{\pi n_{eff}}. \quad (2.11)$$

In Gleichung 2.11 ist  $\Delta n$  die Differenz der Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  sowie  $n_{eff}$  der effektive Brechungsindex, der sich aus dem arithmetischen Mittel von  $n_1$  und  $n_2$  ergibt. Die in dieser Arbeit hergestellten Mikroresonatorstrukturen bestehen aus zwei Bragg-Spiegeln, die durch eine  $\lambda/n$ -dicke Kavität getrennt sind. Die stehenden Wellen, die sich in der Kavität ausbilden, dringen jedoch einen endlichen Bereich weit in die Bragg-Spiegel ein. Daher muss die Länge der Kavität  $L_K$  durch eine effektive Länge  $L_{eff}$  ersetzt werden:

$$L_{eff} = L_K + 2L_{DBR}. \quad (2.12)$$

Die Eindringtiefe  $L_{DBR}$  des elektromagnetischen Feldes lässt sich mit Hilfe der Gleichung:

$$L_{DBR} = m_{eff}(d_{AlAs} + d_{GaAs}) \quad (2.13)$$

berechnen [Sch03]. Die effektive Anzahl  $m_{eff}$  an Spiegeln, die zur Gesamtrefektivität beitragen, kann auf folgende Weise genähert werden:

$$m_{eff} \approx \frac{1}{2} \frac{n_{GaAs} + n_{AlAs}}{n_{GaAs} - n_{AlAs}}. \quad (2.14)$$

Mit GaAs und AlAs als Spiegelschichten ergibt sich somit eine effektive Spiegelanzahl von ca. 6,5. Die Güte eines Resonators, die experimentell mit  $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  oder  $Q = \frac{E}{\Delta E}$  aus der Breite der Kavitätsresonanz bestimmt werden kann, lässt sich theoretisch unter Vernachlässigung der Absorption nach folgender Formel näherungsweise berechnen:

$$Q = \frac{2L_{eff}}{\lambda} \frac{\pi}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}, \quad (2.15)$$

wobei  $L_{eff}$  die effektive Resonatorlänge ist und  $R_1$  und  $R_2$  die Reflektivitäten von oberem und unterem DBR (engl.: **D**istributed **B**ragg **R**eflector) sind [Sch03].

## 2.4 Schwache und starke Licht-Materie-Wechselwirkung in Mikroresonatoren

Im letzten Jahrzehnt wurde die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie in Festkörpern intensiv untersucht. Quantenpunkte in einem Mikroresonator bilden ein System, in dem es möglich ist, Licht in Form von Photonen mit Materie in Form von Elektron-Loch-Paaren (Exzitonen) miteinander zu verschränken. Abhängig von der Kopplungsstärke zwischen Emitter und elektromagnetischem Feld unterscheidet man zwei Kopplungsarten:

- **Regime der schwachen Kopplung:**

starke Erhöhung oder Unterdrückung von spontaner Emission aufgrund der Kopplung mit der Resonatormode (Fermis Goldene Regel)

⇒ Purcell-Effekt

- **Regime der starken Kopplung:**

spontane Emission wird reversibel (Energieaustausch zwischen Emitter und elektromagnetischen Feld in der Resonatormode)

⇒ Vakuum-Rabi-Oszillationen und -Aufspaltung

Bei der schwachen Kopplung von einem QP-Exziton mit einer optischen Mode eines Mikroresonators handelt es sich um einen irreversiblen Prozess. Durch den Purcell-Effekt erhöht sich in Resonanz mit der Resonatormode die Rekombinationsrate des Exzitons. Somit nimmt die integrierte Intensität der Exzitonlinie bei Annäherung an die Resonanz der optischen Mode zu. Im Vergleich hierzu handelt es sich bei der starken Kopplung um einen reversiblen Prozess. Ein Photon der Resonatormode wird vernichtet und erzeugt ein Elektron-Loch-Paar im QP, beziehungsweise ein Elektron-Loch-Paar im QP rekombiniert und erzeugt so ein Photon in der Resonatormode. Dieser Prozess wiederholt sich bis das Photon oder Exziton durch einen der verschiedenen Verlustkanäle verloren geht. Dieser Vorgang ist theoretisch mit dem Modell von zwei gekoppelten harmonischen Oszillatoren zu beschreiben. Anhand dieses Modells lassen sich die Energien der wechselwirkenden Moden im Resonanzfall nach [And99] [Rud99] wie folgt beschreiben:

$$E_{1,2} = E_0 - i\frac{\gamma_C + \gamma_X}{4} \pm \sqrt{g^2 - \frac{(\gamma_C - \gamma_X)^2}{16}} \quad (2.16)$$

wobei  $E_0$  die Energie der ungekoppelten Moden,  $\gamma_{C,X}$  die energetische Halbwertsbreite der Resonator- (C) und Exzitonmode (X), und  $g$  der Kopplungsfaktor für die Wechselwirkung

zwischen Exziton und Photon ist. Somit kann die Schwelle zur starken Wechselwirkung überschritten werden, wenn die Bedingung:

$$g^2 > \frac{(\gamma_C - \gamma_X)^2}{16} \quad (2.17)$$

erfüllt ist. Ist die Schwelle überschritten, so kann in Resonanz eine Aufspaltung zwischen den beiden Energien  $E_{1,2}$  mit einer Energielücke, welche der Vakuum-Rabi-Aufspaltung entspricht, beobachtet werden. Für kleine Kopplungsfaktoren und/oder für hohe Verluste im System, d.h. wenn  $g^2 \leq (\gamma_C - \gamma_X)^2/16$  sind die Realteile der Energien  $E_{1,2}$  entartet. Dies entspricht dem Regime der schwachen Kopplung, bei welchem eine Erhöhung der spontanen Emissionrate in Resonanz durch den Purcell-Effekt beobachtet werden kann [Pur46]. Ein vereinfachtes Kriterium für starke Kopplung  $g > \gamma_C/4$  kann aus Gleichung 2.17 für  $\gamma_C \gg \gamma_X$  abgeleitet werden.  $\gamma_C \gg \gamma_X$  ist üblicherweise eine gute Näherung, da die intrinsische Linienbreite des QP-Exzitons  $\gamma_X$  in der Größenordnung von wenigen  $\mu eV$  liegt [Bay02], wobei typische Werte für  $\gamma_C$  im Bereich von 100  $\mu eV$  für aktuelle Mikroresonatoren liegen.

Eine starke Kopplung zwischen dem Photon und dem Exziton des Quantenpunktes kann beobachtet werden, wenn die Aufenthaltsdauer (Lebensdauer) des Photons im Resonator größer ist als die charakteristische Wechselwirkungszeit zwischen Exziton und Photon [Mey04] [Ger98] [Sol01]. Ist dies erfüllt, kommt es zu einem periodischen Energieaustausch zwischen Emitter und Photon in Form von Rabi-Oszillationen. Spektroskopisch äußert sich dies im Resonanzfall in einer Energieaufspaltung und somit einem Antikreuzen zwischen dem oberen und unteren Polaritonast. Die beiden entscheidenden Parameter zum Erreichen des Regimes der starken Wechselwirkung sind

- die Maximierung der Lebensdauer des Photons im Resonator und
- die Maximierung der Kopplungsstärke zwischen Photon und Exziton.

Die Photonenlebensdauer ( $Q/\omega$ ) steigt linear mit der Güte des Resonators. Somit muss der Q-Faktor der Strukturen maximiert werden. Ein Q-Faktor von beispielsweise 10000 entspricht einer Photonenlebensdauer von ca. 5 ps, d.h. das Photon verweilt für einige tausend Zyklen der Photonenfrequenz im Resonator. Der Kopplungsfaktor für die Wechselwirkung zwischen der Resonatormode und dem Quantenpunkt-Exziton ist  $g = | \langle d \cdot E \rangle |$  und ergibt sich nach [And99] zu:

$$g = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{\pi e^2 f}{m_0 \tilde{V}}}, \quad (2.18)$$

wobei  $\tilde{V}$  das effektive Modenvolumen ist,  $m_0$  die Masse des freien Elektrons,  $\epsilon_{r,0}$  die Dielektrizitätskonstante des Resonatormaterials (r) sowie des Vakuums (0) und  $f$  die Oszillatorstärke des Quantenpunkt-Exzitons. Zur Maximierung der Kopplungsstärke muss dementsprechend der Quotient  $f/\tilde{V}$  maximiert werden. Fasst man nun beide Aspekte zusammen, so muss (für eine starke Exziton-Photon-Kopplung) eine möglichst hohe Oszillatorstärke der Quantenpunkte erreicht, die Q-Faktoren der Resonatoren maximiert und das Modenvolumen der Kavitäten minimiert werden. Dies stellt technologische Anforderungen sowohl an das Wachstum der Quantenpunkte und der Resonatorstrukturen als auch an deren Prozessierung.

# Kapitel 3

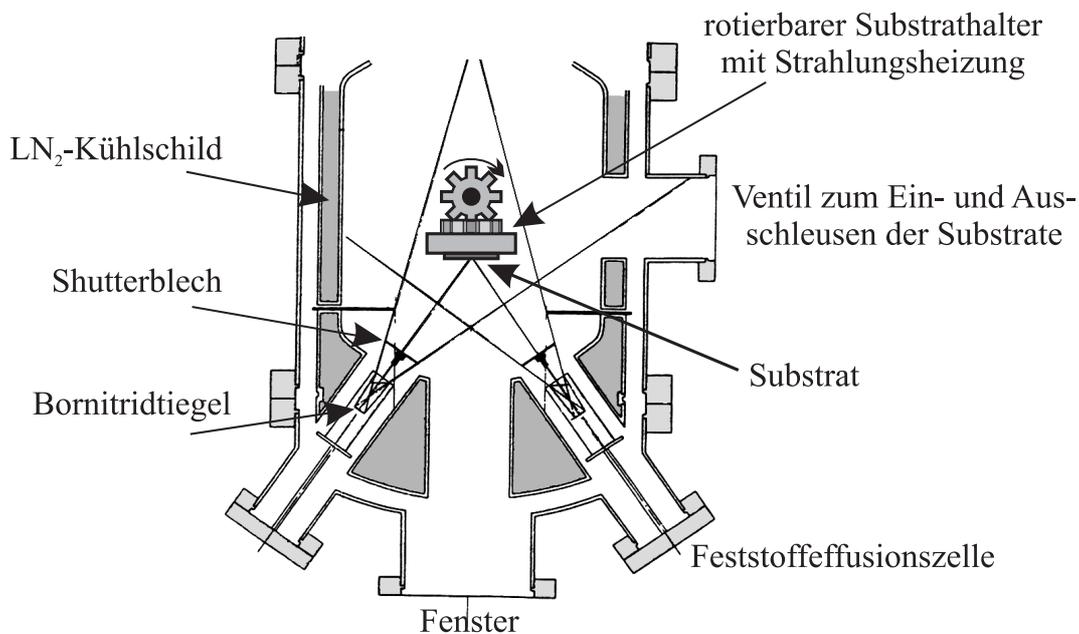
## Technologische Grundlagen

### 3.1 Molekularstrahlepitaxie

#### 3.1.1 Funktionsprinzip und Schichtwachstum

Die Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist ein Verfahren zur Herstellung von dünnen epitaktischen Schichten aus Metallen, Halbleitern und Isolatoren, das bereits Ende der 60er Jahre entwickelt wurde [Art68]. Mit Hilfe dieses Verfahrens ist es möglich, Schichten von höchster Qualität sowie definierter Zusammensetzung und Dicke epitaktisch herzustellen, indem man die Atom- bzw. Molekularstrahlflüsse geeignet einstellt. Zur Herstellung der in dieser Arbeit charakterisierten Proben wurde eine MBE-Anlage der Firma *EIKO* verwendet. Ein Prinzipbild dieser Anlage ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die verwendeten hochreinen Materialien sind in unserem Fall Gallium, Aluminium und Indium (III. Hauptgruppe), sowie Arsen (V. Hauptgruppe). Als n-Dotierstoff wird Silizium (IV. Hauptgruppe) verwendet. Diese Materialien befinden sich in Tiegeln aus pyrolytischem Bornitrid, die wiederum in Effusionszellen eingepasst sind. Die Temperatur dieser Zellen kann man mittels einer Widerstandsheizung auf bis zu 1200 °C einstellen. Der Materialfluss hängt nach  $F_M \propto \frac{e^{aT}}{v_F}$  ( $a$ : Konstante,  $v_F$ : Teilchengeschwindigkeit) exponentiell von der Zellentemperatur ab und ist somit über eine präzise Temperaturkontrolle genau einstellbar. Der Fluss lässt sich auch mechanisch durch ein Shutterblech, das sich am Ende jeder Effusionszelle befindet, unterbrechen. Eine Besonderheit stellt die As-Effusionszelle dar. Die verwendete As-Cracker-Zelle verfügt über ein Nadelventil, so dass der Fluss aus dieser Zelle in einem gewissen Bereich kontinuierlich über den Öffnungsgrad dieses Ventils und nicht, wie bei den anderen Zellen, über die Temperatur gesteuert wird. Dies bietet den Vorteil, den As-Fluss sehr schnell ändern zu können, was aufgrund der thermischen Trägheit bei den anderen Zellen nicht möglich ist. Als Substrate dienen einkristalline, in (100)-Richtung orientierte, GaAs-Wafer. Diese werden, eingespannt in entsprechende Halter, in der MBE-Anlage auf einem heiz- und drehbaren Teller befestigt, von dem alle Effusionszellen gleich weit entfernt sind. Die Temperatur des

Substrats lässt sich mittels eines Pyrometers, das an einem Fenster der Anlage befestigt wird, nach dem Prinzip der Graukörperstrahlung bestimmen. Zudem dreht sich der Halter während des Wachstums, um eine homogene Verteilung des Materials über die Substratoberfläche zu erreichen. Um nun dafür zu sorgen, dass sich möglichst nur die zu verdampfenden Materialien in der MBE-Kammer befinden, darf der von Verunreinigungen verursachte Hintergrunddruck in der MBE-Kammer nicht mehr als etwa  $10^{-10}$  -  $10^{-9}$  mbar (Ultrahochvakuum (UHV)) betragen.

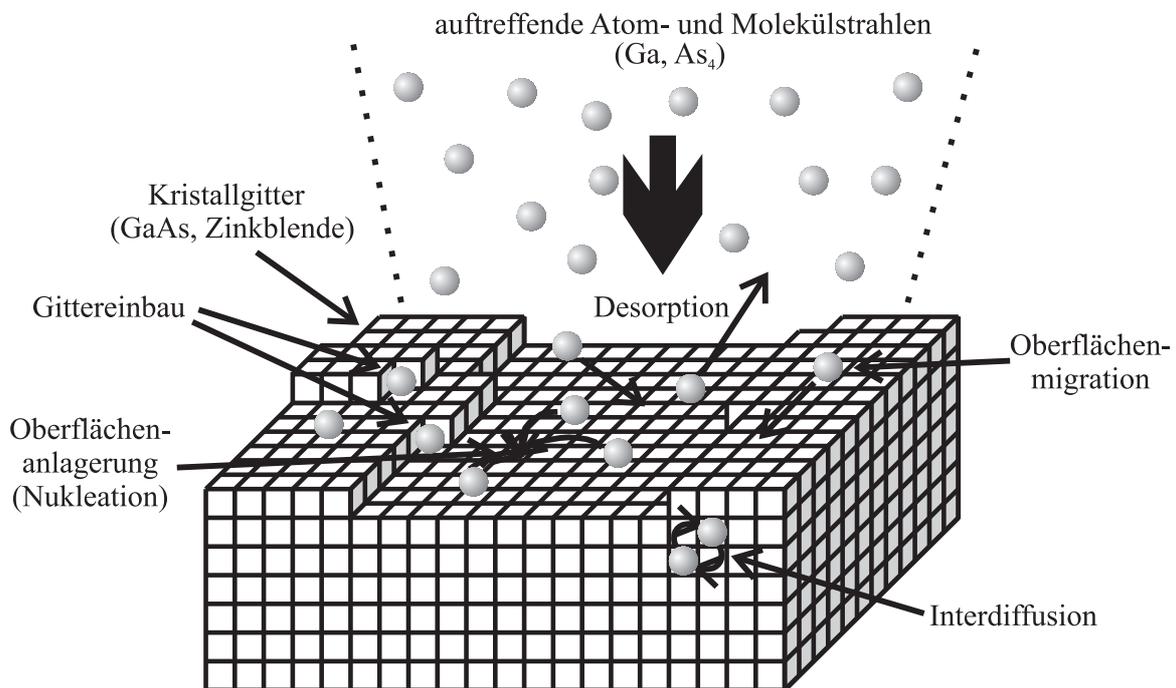


**Abbildung 3.1:** Aufbau der Molekularstrahlepitanlage (nach [Sch00])

Dies wird erreicht durch die angeschlossene Ionengetterpumpe und das LN<sub>2</sub>-Kühlschild, das die Atome und Moleküle an der Kammer-Innenwand ausfrieren lässt. Der Prozessdruck, d.h. der Druck, der von den verdampften bzw. sublimierten Materialien herrührt, liegt dabei im Bereich von  $10^{-7}$  mbar.

Beim Kristallwachstum finden an der Oberfläche der Probe verschiedene Prozesse statt, die kurz erläutert werden sollen. Aus einer Effusionszelle sublimiert tetrameres As<sub>4</sub>, das an der Oberfläche nur schwach gebunden wird. Hierbei handelt es sich um Physisorption, d.h., es findet kein Elektronenaustausch zwischen Adsorbat und Adsorbent statt, sondern es wirken hauptsächlich Van-der-Waals Kräfte. Dagegen laufen bei der Chemisorption zwischen Adsorbat und Adsorbent chemische Prozesse durch Elektronenaustausch ab [Her96]. Dieser Prozess findet statt, wenn das hochbewegliche As<sub>4</sub>-Molekül einen geeigneten Bindungspartner aus der III. Hauptgruppe auf der Oberfläche findet. Bei diesem Vorgang wird das As<sub>4</sub>-Molekül in vier monoatomare Bestandteile aufgespaltet und chemisch gebunden. Findet es aber kein Element aus der III. Hauptgruppe und ist die Oberfläche ausreichend heiß, so desorbiert es wieder. Experimentell wurde bestätigt, dass stets maximal die Hälfte der auftreffenden As<sub>4</sub>-Moleküle als

As-Atome gebunden werden, während der Rest als Moleküle wieder desorbieren [Rei90]. Wählt man aufgrund dieser Tatsache den Arsen-Fluss etwa doppelt so groß wie den Gallium-Fluss, spricht man von dem sogenannten Gallium-reichen Wachstum, das allerdings die Gefahr der Bildung von Galliumtröpfchen auf der Oberfläche birgt. Um diesen Effekt zu umgehen und somit eine bessere Schichtqualität zu erreichen, bietet man üblicherweise  $\text{As}_4$  im Überschuss an (Arsen-reiches Wachstum). Des Weiteren kann bei diesem Wachstumsmodus die Wachstumsrate leicht geregelt werden, da sie lediglich vom Gallium-Fluss abhängt. Zusammenfassend kann man sagen, dass das Verhältnis von  $\text{As}_4$ - zu Ga-Fluss, das sogenannte V/III-Verhältnis, ausschlaggebend für die Schichtqualität ist.



**Abbildung 3.2:** Bei der Molekularstrahlepitaxie ablaufende Prozesse (nach [Her86])

Von wesentlicher Bedeutung für die Güte des gewachsenen Kristalls ist neben der Reinheit der verwendeten Materialien (keine Oxidation, keine Verunreinigungen) die mittlere Weglänge (Migrationslänge), die die Atome auf der Oberfläche zurücklegen. Je größer diese ist, umso höher ist auch die Wahrscheinlichkeit, dass sie auf eine atomare Stufe oder Kante auf der Oberfläche treffen und in das Kristallgitter eingebaut werden. Da an solchen Stellen die Bindungsmöglichkeiten zu Nachbaratomen größer sind, ist dort auch die Bindungsenergie gewöhnlich höher als auf glatten Oberflächen. Daher erfolgt an Kanten und Wachstumsinseln bevorzugt Gittereinbau, was ein ebenes 2D-Wachstum begünstigt. Die Migrationslänge wird im Wesentlichen von der Substrattemperatur, dem V/III-Verhältnis und von der Wachstumsrate beeinflusst [Shi02]. Aus der Erhöhung der Substrattemperatur bzw. aus einer größeren kinetischen Energie folgt eine Erhöhung der Migrationslänge, was jedoch, abhängig von der Temperatur, die Desorption

von Atomen aus der III. Hauptgruppe zur Folge haben kann [Rei92]. Der zweite Punkt ist das V/III-Verhältnis. Falls beim Wachstum zu viel Arsen angeboten wird, ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass Elemente aus der III. Hauptgruppe während der Migration auf ein As-Atom treffen. Durch Nukleationen bilden sich somit an der Oberfläche neue Wachstumsinseln. Eine zu starke Verringerung des Arsen-Flusses kann jedoch wie schon erwähnt zu einer Aufrauung der Oberfläche führen. Eine weitere Möglichkeit die Migrationslänge zu erhöhen ist die Verringerung der Wachstumsrate. Allerdings besteht somit auch eine größere Wahrscheinlichkeit, dass Fremdatome aus der Kammer in das Kristallgitter eingebaut werden und die Schicht- bzw. Kristallqualität sinkt.

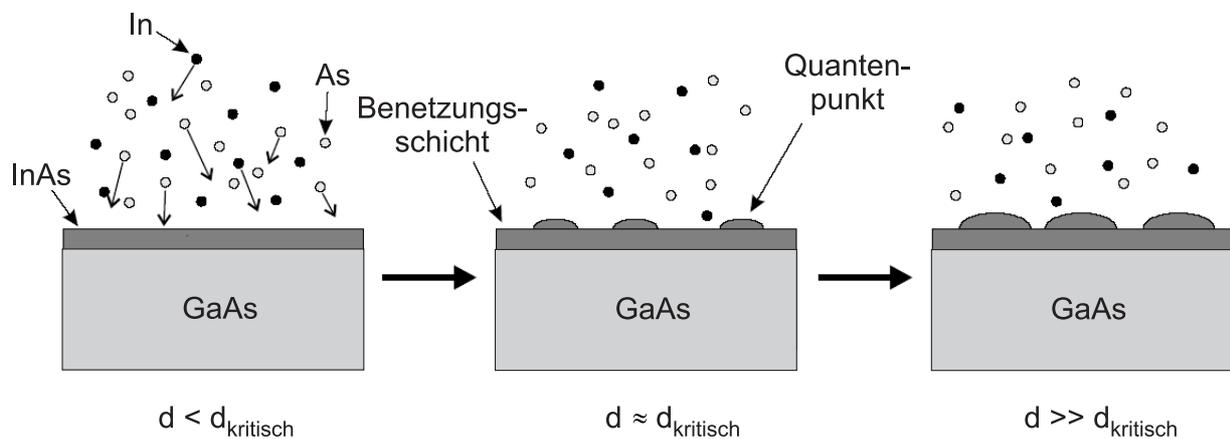
In Abb. 3.2 sind die während des MBE-Wachstums auf der Oberfläche ablaufenden Prozesse dargestellt. Als Beispiel wurde das Wachstum von GaAs auf GaAs gewählt. Da es hier keine Gitterfehlpassung gibt, erfolgt das Wachstum verspannungsfrei. Das hat zur Folge, dass der Einbau in das Kristallgitter an Ecken und Kanten stattfinden kann, was zu glatten Schichten führt. Anders ist es beim Wachstum von GaInAs auf GaAs oder von InAs auf GaInAs. Aufgrund der Verspannung benötigen die auftreffenden Indium-Atome mehr Platz. Dies erschwert den Einbau an Ecken und Kanten, was wiederum zu einem Aufrauen der Schicht führen kann [Rei90].

### 3.1.2 Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus

Verspannungseffekte beeinflussen auch maßgeblich die Art des Wachstums. Man unterscheidet drei mögliche Wachstumsmodi, den Frank-van-der-Merve-Modus, den Volmer-Weber-Modus und den Stranski-Krastanov-Modus. Im Frank-van-der-Merve-Modus sind die Atome stärker an das Substrat als untereinander gebunden. Die Atome kondensieren derart, dass sich eine Monolage nach der anderen auf dem Substrat abscheidet. Ist die starke Substratbindung gestört, z.B. durch Verspannungseffekte und überwiegt die Bindung der Atome untereinander, stellt sich der Volmer-Weber-Modus ein. Die ersten Atome kondensieren durch Nukleation auf der Substratoberfläche zu Clustern. Diese wachsen dann zu Inseln heran. Der Stranski-Krastanov-Modus ist die Mischform der beiden anderen Modi. Es bildet sich zuerst eine Benetzungsschicht aus einer oder mehreren Monolagen bis die Verspannungseffekte so stark werden, dass Inselwachstum einsetzt [Her96].

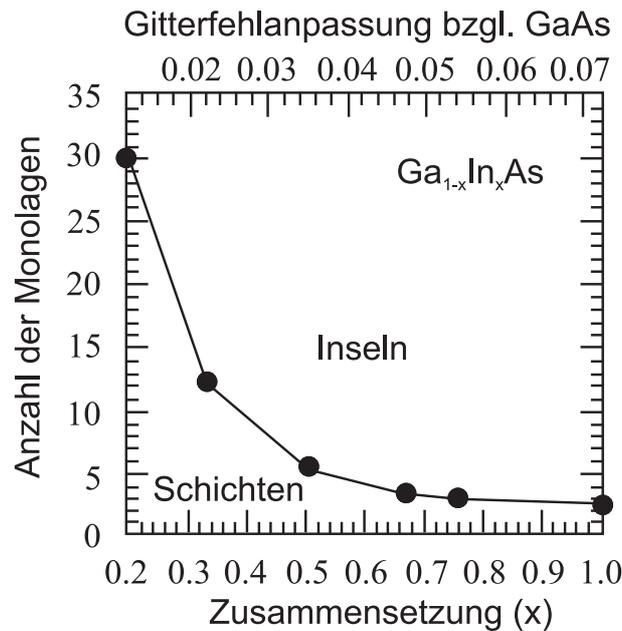
Im Rahmen dieser Arbeit kam für die Herstellung der Quantenpunkte der Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus zum Tragen [Str39], dessen schematischer Ablauf in Abb. 3.3 gezeigt ist. Im Fall von GaAs und InAs betragen die Gitterkonstanten  $a_{\text{GaAs}} = 0,5653 \text{ nm}$  und  $a_{\text{InAs}} = 0,6058 \text{ nm}$ , das heißt die Materialien haben eine Gitterfehlpassung von ca. 7 %. Zunächst

bildet sich eine zweidimensionale Schicht auf dem Substrat, die als Benetzungsschicht (engl.: *wetting layer*) bezeichnet wird (siehe Abb. 3.3). Sie besitzt etwa die Schichtdicke von 1,7 Monolagen (ML) [Moi94]. Aufgrund der größeren Gitterkonstante von InAs im Vergleich zu GaAs ist die Schicht druckverspannt. Das System ist bestrebt in einen energetisch günstigeren Zustand zu wechseln, was zu einem Abbau der Verspannung führt. Während dies im Allgemeinen auch durch die Bildungen von Versetzungen geschehen kann, bilden sich auf in [100]-Richtung orientierten GaAs-Substraten bei geeigneten Wachstumsparametern InAs-Inseln mit Durchmessern im Bereich von 10 - 20 nm [Joy97] [Jac98] [Moi94]. Zur Bildung der sogenannten Quantenpunkte kommt es beim Überschreiten der kritischen Schichtdicke von etwa 1,7 ML [Moi94] (Abb. 3.3). Dabei bleibt jedoch eine Benetzungsschicht bestehen. Bietet man nun weiterhin InAs an, nimmt der Durchmesser der QP bei konstanter Flächendichte zu [Moi94], was nach einer gewissen Zeit zur Relaxation und schließlich zum Verschmelzen der QP führt.



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung des Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus (aus [Jac98])

Die Flächendichte der Quantenpunkte kann durch die angebotene Materialmenge nicht beeinflusst werden. Vielmehr ist sie abhängig von den Wachstumsbedingungen beim Überschreiten der kritischen Schichtdicke, wie z.B. der Temperatur und dem V/III-Verhältnis. Jedoch ebenfalls von der Beschaffenheit der Schicht, auf der die Quantenpunkte gewachsen werden. Der entscheidende Parameter für die Flächendichte ist die Migrationslänge der Teilchen, die auf die Oberfläche auftreffen. Eine kleine Migrationslänge führt dazu, dass die Teilchen schon kurz nach dem Auftreffen in das Kristallgitter eingebaut werden. So bilden sich an vielen Stellen Nukleationszentren, an denen Quantenpunkte entstehen, was zu relativ kleinen Quantenpunkten mit einer großen Flächendichte führt. Ist die Migrationslänge dagegen groß, dann haben die Teilchen die Möglichkeit, sich über größere Entfernungen auf der Oberfläche zu bewegen. So können sie sich an vorhandene Nukleationszentren anlagern ohne selbst zu einem neuen Zentrum zu werden. Dies hat relativ große Quantenpunkte mit geringer Flächendichte zur Folge.



**Abbildung 3.4:** *Abhängigkeit des Wachstumsmodus von der Anzahl der Monolagen und der Zusammensetzung beim Wachstum von GaInAs auf GaAs (nach [Pet94])*

Die Größe (und damit auch die Emissionsenergie) der Quantenpunkte kann man im Falle von InAs/GaAs in gewissen Grenzen durch die aufgewachsene Materialmenge kontrollieren. Die Grenze stellt hierbei die Dicke dar, bei der die Quantenpunkte relaxieren und schließlich lateral verschmelzen, wodurch die Lumineszenzausbeute sehr stark abfällt. Da man aber beim Wachstum von InAs auf GaAs für die Kontrolle der Größe im Wesentlichen nur den Parameter der Schichtdicke hat und die möglichen Werte sich in relativ engen Grenzen bewegen, wäre es wünschenswert, den Parameterraum zu erweitern. Dies ist möglich, indem man InAs durch GaInAs ersetzt. Dadurch bekommt man den In-Gehalt im GaInAs als weiteren Parameter, mit dem man die kritische Schichtdicke und damit die Größe der Quantenpunkte über einen größeren Bereich verändern kann [Kam97]. Der Zusammenhang zwischen abgeschiedener Schichtdicke bzw. In-Gehalt und dem Wachstumsmodus (Schichtwachstum oder Inselbildung) ist in Abb. 3.4 graphisch dargestellt.

## 3.2 Prozessierung von Mikroresonatoren

In diesem Abschnitt wird die Prozesstechnologie zur Herstellung von Mikroresonatoren, wie sie in den letzten Jahren am Lehrstuhl für Technische Physik entwickelt wurde näher erläutert. Im ersten Teil wird die laterale Strukturierung von Kavitäten auf der Basis von dielektrischen Bragg-Spiegeln beschrieben. Der zweite Teil befasst sich mit der Herstellung von Resonatoren basierend auf photonischen Kristallen.

### 3.2.1 Resonatoren basierend auf dielektrischen Bragg-Spiegeln

Die Herstellung von lateral strukturierten Mikroresonatortürmchen beinhaltet mehrere Prozessschritte, die im Folgenden aufgelistet sind:

- Belacken
- Belichten
- Entwickeln und Fixieren
- Aufdampfen der Ätzmaske
- Abhebeschritt (engl.: lift-off)
- Ätzen

Zur Veranschaulichung sind die einzelnen Prozessschritte noch einmal in Abbildung 3.5 dargestellt. Der erste Schritt ist die Belackung des Probenstückes. Dafür wird die Probe mittels einer Spritze mit Polymethylmetacrylat (PMMA) auf einer Zentrifuge benetzt. Durch die Zentrifuge wird das PMMA auf dem Probenstück mit 6000 Umdrehungen pro Minute homogen ( $1\ \mu\text{m}$  dick nach 30 Sekunden) verteilt.

Der zweite Punkt ist die Belichtung der Probe. PMMA wird als Positivlack verwendet. Er ist auf Elektronenstrahlen und UV-Strahlen empfindlich. Durch Elektronenstrahlolithographie ist es möglich das Probendesign jederzeit auf aktuelle Bedürfnisse umzustellen. Es wurden runde Strukturen mit Durchmessern zwischen  $0,9$  und  $4\ \mu\text{m}$  definiert, d.h. die geometrischen Größen lagen im Bereich der optischen Wellenlänge (zwischen  $0,9$  und  $1\ \mu\text{m}$ ).

Der dritte Schritt ist die Entwicklung und Fixierung. Um eine unveränderliche, von äußeren Einflüssen weitgehend geschützte Positivmaske des Designs zu erhalten, muss der belichtete Lack entwickelt werden. Die Entwicklung erfolgt bei Raumtemperatur in Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol im Verhältnis 1:3. Diese Entwicklerlösung löst und entfernt die belichteten Gebiete des Lackes. Die Entwicklung dauert 40 Sekunden. Danach wird der Lack auf dem Probenstück 30 Sekunden lang in einer aus Isopropanol bestehenden Lösung fixiert.

Der vierte Schritt ist das Aufdampfen der Ätzmaske. Durch Elektronenstrahlverdampfung wird eine Nickel-Maske von ca. 120 - 150 nm, je nach erforderlicher Ätztiefe, auf die gesamte Probenoberfläche aufgedampft. Das verdampfte Material scheidet sich zu einem Teil auf der Probenoberfläche und zu einem anderen Teil auf einem Schwingquarz ab. Über die Eigenfrequenz des Schwingquarzes lässt sich die aufgedampfte Schichtdicke bestimmen. Der ganze Prozess findet unter Hochvakuum-Bedingungen statt.

Der fünfte Schritt ist der Abhebeschritt (engl.: lift-off). Dieser Schritt dient zur Entfernung der restlichen Lackstellen mit der sich darauf befindlichen Ni-Schicht. Er findet in einem 80 °C warmen Methylpyrrolidon-Ultraschallbad statt und dauert zwei bis drei Minuten.

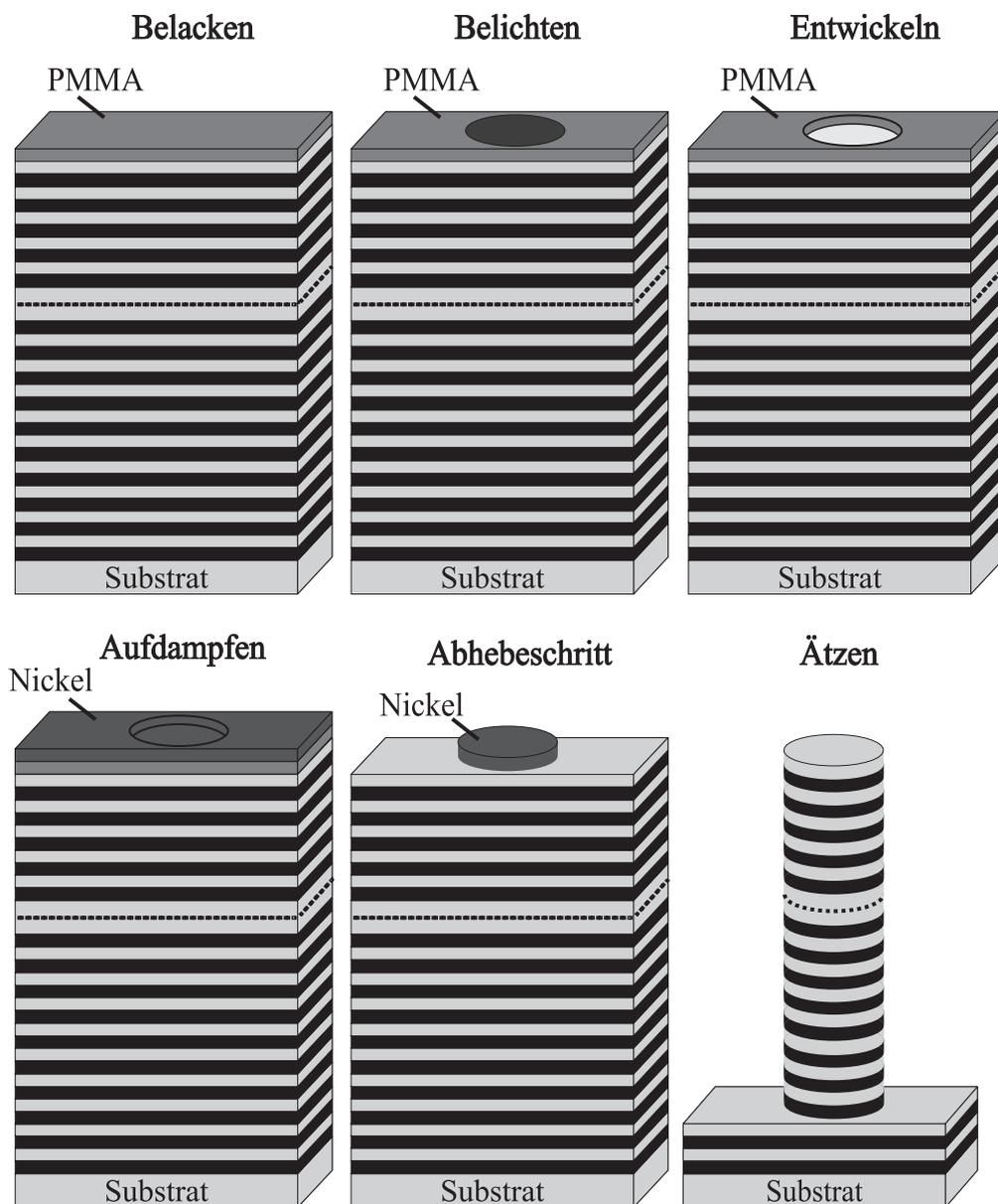
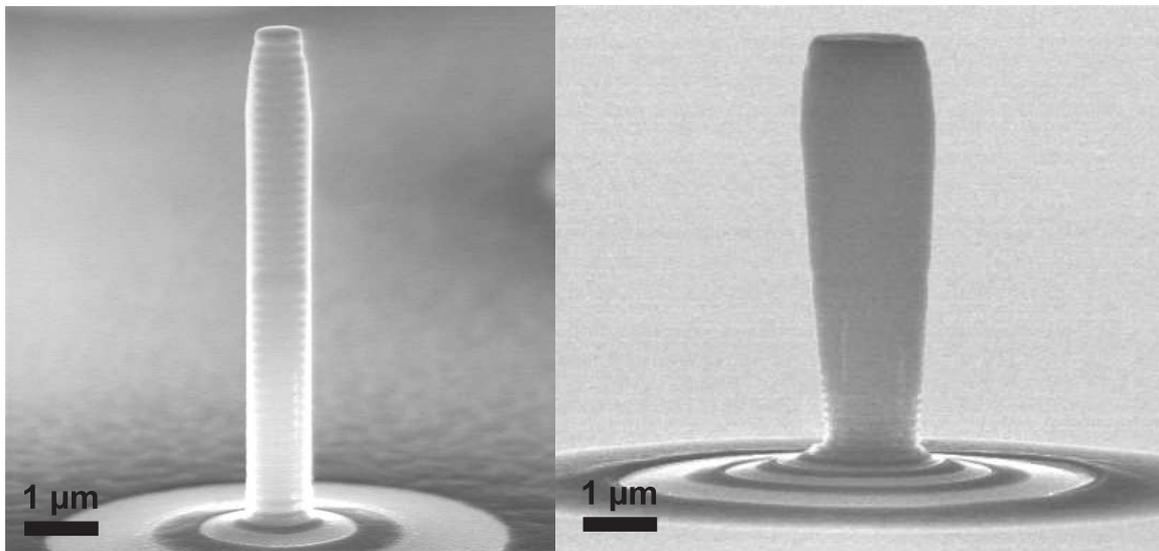


Abbildung 3.5: Prozessschritte zur Herstellung der Mikroresonatortürmchen

Der letzte Schritt ist der Ätzprozess. Für die Übertragung der so definierten Strukturen in das Halbleitermaterial standen zwei verschiedene Trockenätzanlagen zur Verfügung. Entweder mit Hilfe einer ECR-RIE-Anlage (engl.: **e**lectron **c**yclotron **r**esonance **r**eactive **i**on **e**tching) oder einer ICP-Ätzanlage auf der Basis eines induktiv gekoppelten Ar/ $Cl_2$ -Plasmas (ICP, engl.: **i**nductively **c**oupled **p**lasma). Zu Beginn dieser Arbeit wurden die Strukturen in einem induktiv gekoppelten Ar/ $Cl_2$ -Plasma geätzt. Das Verhältnis von Ar- zu Cl-Fluss war 4:1, die Gesamtleistung betrug 230 W und die Ätzrate  $0,28 \mu\text{m}/\text{min}$ . Wegen des starken Unterätzens beim induktiv gekoppelten Plasma wurden am Ende der Arbeit die Türmchen mittels ECR-RIE strukturiert. Das Verhältnis von Ar- zu Cl-Fluss war in diesem Fall 9:1, die Gesamtleistung betrug 320 W und die Ätzrate  $0,27 \mu\text{m}/\text{min}$ . Es wurde dabei so tief geätzt, dass vom unteren DBR noch etwa zwei bis fünf Spiegelpaare erhalten blieben. In Abb. 3.6 sind REM-Aufnahmen von derartig strukturierten Mikroresonatoren zu sehen. Die linke Aufnahme zeigt einen Resonator, der mittels ECR-RIE geätzt wurde. Der Durchmesser beträgt  $0,8 \mu\text{m}$  und seine Höhe ungefähr  $6 \mu\text{m}$ . Die rechte Struktur wurde durch reaktives Ionenätzen mit einem induktiv gekoppelten Plasma geätzt. Sie besitzt einen nominellen Durchmesser von  $2 \mu\text{m}$ ,  $1,7 \mu\text{m}$  gemessen an der Stelle der  $\lambda$ -Kavität, und ebenfalls eine Höhe von ca.  $6 \mu\text{m}$ .



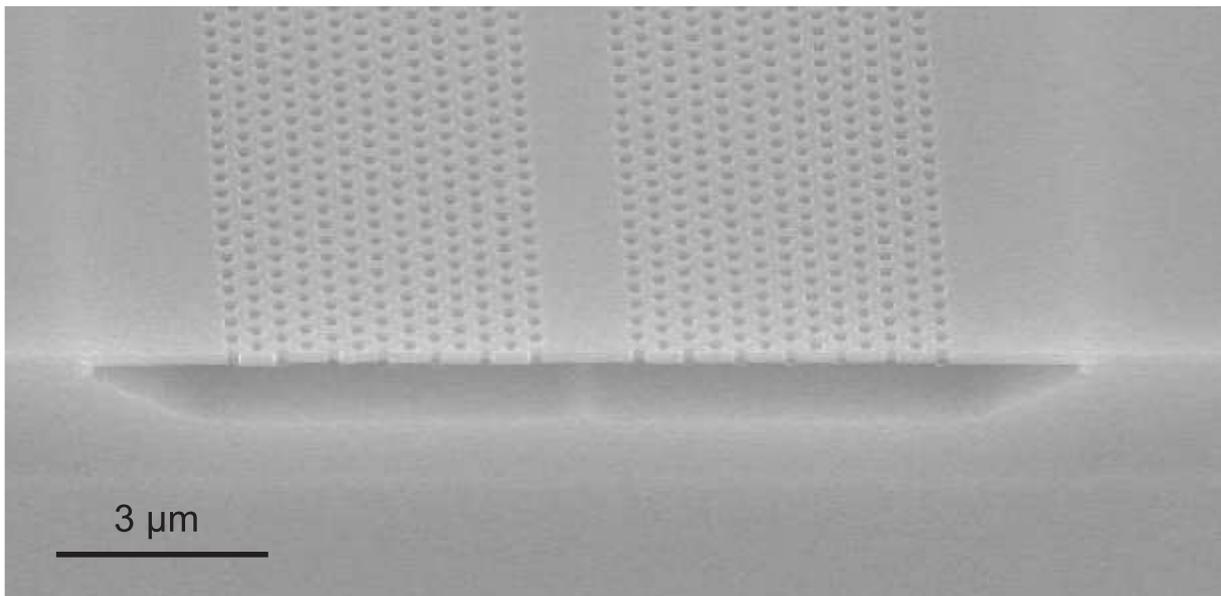
**Abbildung 3.6:** REM-Aufnahmen von prozessierten Mikroresonatoren: geätzt mit Hilfe von einer ECR-RIE-Anlage (links) und ICP-Anlage (rechts)

Der Ätzprozess wurde so optimiert, um möglichst glatte und senkrechte Seitenwände zu erhalten. Dies verringert die optischen Streu- und Beugungsverluste an Oberflächenrauigkeiten und bietet einen starken und homogenen optischen Einschluss in den Mikroresonatoren. Die restliche Ni-Maske auf dem Resonator wurde bei den ersten Strukturen nach dem Ätzen mit 15-prozentiger  $\text{HNO}_3$  entfernt, um eine glatte Oberfläche des oberen DBRs zu realisieren und den Einfluss auf dessen Reflektivität zu minimieren. Jedoch verschlechtert dieser zusätzliche

Schritt die Oberflächenqualität der Seitenwände der strukturierten Resonatoren und limitiert den maximalen Q-Faktor. Um diesen Maskenentfernungsschritt einzusparen, wurde die Dicke der Ni-Maske bei allen weiteren Proben so an die nötige Ätztiefe angepasst, dass nur eine dünne und glatte Ni-Schicht (unter 10 nm) nach dem Ätzprozess übrig blieb.

### 3.2.2 Photonische Kristalle basierend auf Membran-Strukturen

Das Ziel bei der Herstellung photonischer Kristalle (PK) ist es, eine möglichst große Bandlücke für alle Polarisationsrichtungen zu erreichen. Ein idealer Lichteinschluss ließe sich durch einen dreidimensionalen (3D) photonischen Kristall erreichen. Die technologischen Anforderungen zur Herstellung solcher Systeme sind jedoch sehr hoch. Durch die seit Jahren etablierte planare Herstellungstechnologie lassen sich zweidimensionale photonische Kristalle viel einfacher herstellen und mit vorhandenen Elementen, wie z.B. Halbleiterlasern, integrieren. Dabei hat sich das trianguläre Gitter aus Luftzylindern als besonders geeignet erwiesen [Pic92]. Eine Bandlücke entsteht bereits ab einem Brechungsindexunterschied von 1,4, wohingegen bei einem quadratischen Gitter dieser Unterschied 1,75 beträgt.

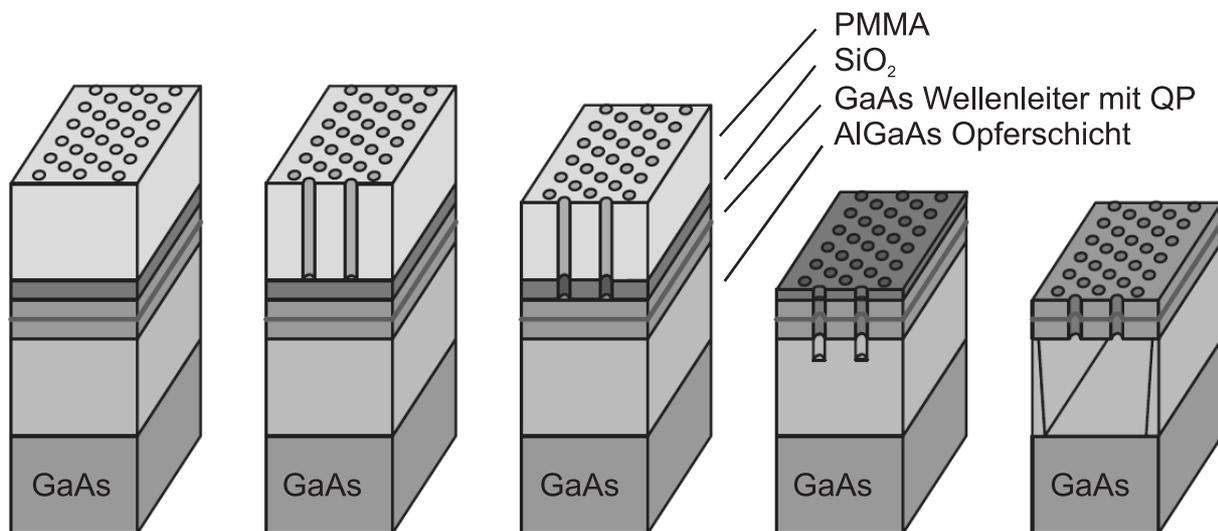


**Abbildung 3.7:** REM-Aufnahme eines prozessierten zweidimensionalen PK-Wellenleiters basierend auf einer Membran-Struktur aus GaAs

Um den Lichteinschluss in der vertikalen Richtung zu erzielen, wurde in dieser Arbeit eine Membran-Struktur verwendet (siehe Abbildung 3.7). Durch den großen Brechungsindexunterschied zwischen der Membran aus GaAs und Luft kann ein sehr guter Einschluss der Mode durch Totalreflexion erzielt werden (Indexführung).

Die Herstellung photonischer Kristalle für Telekommunikationswellenlängen erfordert Strukturen im Nanometer-Bereich. Die typischen Gitterperioden der in dieser Arbeit hergestellten PK sind 200 bis 400 nm und die Strukturgrößen sind ca. 60 nm klein. Zur Herstellung von Resonatoren mit hohen Güten waren sogar Strukturänderungen im Bereich von einem Nanometer nötig, was bereits an die Grenzen der derzeitigen Technologie stößt. In Abb. 3.8 sind die einzelnen Prozessschritte, sowie der schematische Aufbau der verwendeten Proben dargestellt. Zur Vorbereitung der Probe wurden 100 nm  $\text{SiO}_2$  aufgebracht und die Probe mit 500 nm PMMA belackt. Nach der Definition der Strukturen mittels Elektronenstrahlolithographie wird die Probe in einer 1:3 Lösung von Methylisobutylketon und Isopropanol für zweieinhalb Minuten entwickelt. Dabei wird der Lack an den belichteten Stellen entfernt.

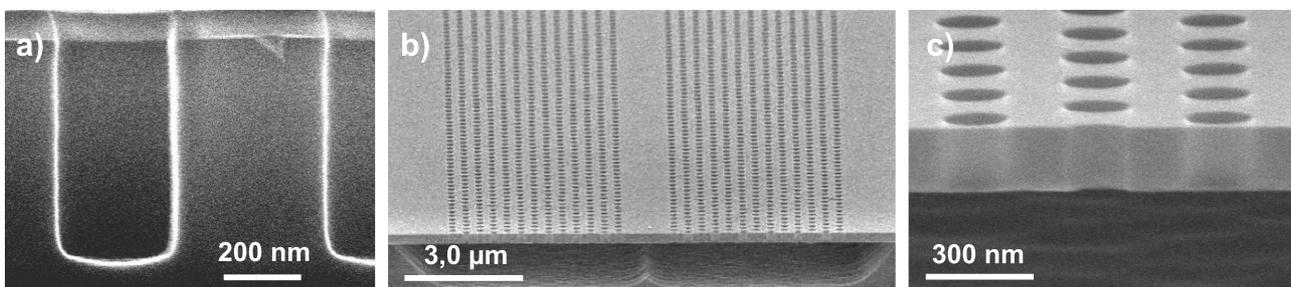
Nachfolgend wird die Struktur durch einen Ätzschritt in einer ECR-RIE-Ätzanlage in die  $\text{SiO}_2$ -Maske übertragen. Die Probe wird hierzu für 1400 Sekunden einem  $\text{CHF}_3/\text{Ar}$ -Plasma ausgesetzt. Die optimierten Prozessparameter waren Gasflüsse von 14,2 sccm für  $\text{CHF}_3$  und 7,2 sccm für Argon bei einem Druck von etwa  $2,6 \times 10^{-3}$  mbar. Es wurde eine Leistung von 30 W verwendet. Die resultierende Biasspannung lag bei etwa 200 V. Um eine saubere Musterübertragung zu gewährleisten, wurde die Probe stark überätzt. Dabei wurde ausgenutzt, dass die GaAs-Schicht bei diesem Verfahren kaum angegriffen wird.



**Abbildung 3.8:** Die einzelnen Prozessschritte zur Herstellung eines membranbasierten photonischen Kristalls. Nach der Deposition der  $\text{SiO}_2$ -Maske und dem Belacken mit PMMA-Lack wird die PK-Struktur durch Elektronenstrahlolithographie in den Lack geschrieben. Die Probe wird danach entwickelt und das Muster durch einen Ätzschritt in einer RIE-Ätzanlage in die  $\text{SiO}_2$ -Schicht übertragen. Um die Struktur in den Wellenleiter aus GaAs zu ätzen, wurde eine ECR-RIE-Ätzanlage verwendet. Im letzten Prozessschritt wird durch nasschemisches Ätzen in konzentrierter Flusssäure die Membran-Struktur geformt.

Mit der erhaltenen Maske folgte ein ECR-RIE-Ätzschritt, um das Muster in die 250 nm dicke Membran aus GaAs zu übertragen. Dabei muss für den nachfolgenden nasschemischen Ätzschritt die AlGaAs-Schicht erreicht werden. Der optimierte Ätzprozess wurde in einem  $\text{Cl}_2/\text{Ar}$ -Plasma bei Flüssen von 27 sccm für Argon und 3 sccm für  $\text{Cl}_2$  erreicht. Der resultierende Druck während des Ätzprozesses lag bei etwa  $3,6 \times 10^{-3}$  mbar. Die Gesamtleistung betrug ca. 320 W, was eine Biasspannung von ungefähr 250 V zur Folge hatte. Die mit diesem Prozess erreichten Ätzraten lagen bei etwa 90 nm pro Minute. Die Selektivität des Ätzprozesses gegenüber der  $\text{SiO}_2$ -Maske liegt bei 10:1.

Im letzten Prozessschritt wurde die Probe gespalten und nasschemisch mit konzentrierter Flusssäure (HF) geätzt. HF greift dabei sehr selektiv nur die  $\text{SiO}_2$ -Restschicht und aluminiumhaltige Schichten an. Die dadurch geformte Membran aus reinem GaAs wird nicht geätzt (Abbildung 3.9 b). Je nach Al-Gehalt wurden sehr schwache HF-Lösungen von 0,05 % für  $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$  bis hin zu stark konzentrierter HF-Säure von 10 % für  $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$  verwendet. Die Probe wurde für die Dauer von einigen Sekunden bis Minuten in der Säure geschwenkt und anschließend gründlich mit Reinstwasser gespült. Es hat sich herausgestellt, dass die Ätzrate der Al-haltigen Schicht sehr stark vom Al-Gehalt abhängt. Da die mittels MBE hergestellten Proben teilweise einen leichten von der Mitte aus abfallenden Verlaufgradienten der Al-Konzentration aufwiesen, musste die Herkunft der Probe sehr genau protokolliert werden, um einen Anhaltspunkt für die Ätzrate zu erhalten. Für jedes prozessierte Probenstück musste so ein Teil der Probe als Teststück verwendet werden, um die optimale Ätzzeit und HF-Konzentration zu bestimmen. In Abbildung 3.9 c ist eine vergrößerte Aufnahme des geätzten GaAs-Wellenleiters dargestellt. Hier spiegelt sich die hohe Qualität des Ätzprozesses wider. Die Oberfläche des Wellenleiters, sowie die der Seitenwände der geätzten Löcher weisen keine sichtbaren Rauigkeiten auf.



**Abbildung 3.9:** REM-Aufnahmen zu den einzelnen Prozessschritten: Nach dem Ätzschritt in den GaAs-Wellenleiter geätzte Löcher (a). Nach dem Unterätzen mit Flusssäure gespaltener Wellenleiter (b). Vergrößerte Aufnahme des GaAs-Wellenleiters (c).

# Kapitel 4

## Grundlagenuntersuchungen zu (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkten

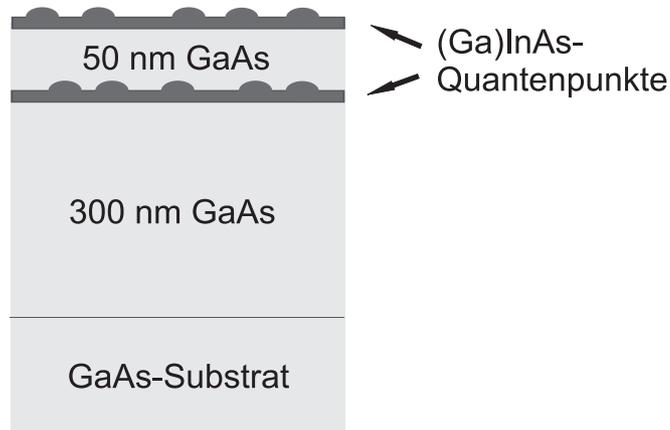
In diesem Kapitel werden die morphologischen und optischen Eigenschaften von selbstorganisierten (Ga)InAs-Quantenpunkten auf GaAs untersucht. Im Hinblick auf einen späteren Einsatz im Bereich der Grundlagenforschung mussten die Quantenpunkteigenschaften gezielt optimiert werden. Um zum Beispiel eine starke Wechselwirkung zwischen der optischen Mode in einem Halbleiterresonator und einem Quantenpunkt zu erreichen, sind zwei Anforderungen zu erfüllen. Der erste Punkt ist ein Mikroresonator mit einer hohen Güte in Kombination mit einem kleinen Modenvolumen, und als zweites werden Quantenpunktstrukturen mit einer möglichst hohen Oszillatorstärke, d.h. möglichst große Quantenpunktstrukturen, benötigt. Des Weiteren sollte die Dichte der Quantenpunkte für Untersuchungen an einem einzelnen Quantenpunkt möglichst gering sein.

### 4.1 Wachstum der Quantenpunktproben

Alle Proben wurden in einer Feststoffquellen-Molekularstrahlepitaxieanlage der Firma Eiko hergestellt. Details über die Technologie der Molekularstrahlepitaxie wurden bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben. Der Probenaufbau wurde so optimiert, dass es möglich ist, die morphologischen und optischen Eigenschaften an ein und derselben Probe zu untersuchen (siehe Abb. 4.1).

Die Quantenpunktproben wurden auf semi-isolierenden Viertel-3"-GaAs-Substraten gewachsen. Nach einer 300 nm-dicken GaAs-Pufferschicht wurde die erste Quantenpunktschicht abgeschieden. Diese wurde für die optische Spektroskopie (Photolumineszenz- und Photoreflexionsmessungen) mit einer 50 nm GaAs-Schicht überwachsen. Diese vergrabenen Quantenpunktstrukturen wurden ebenfalls mittels Transmissionselektronenspektroskopie charakterisiert. Für weitere Untersuchungen der morphologischen Eigenschaften mittels Rasterelektronenmikrosko-

pie wurde auf die GaAs-Deckschicht eine zweite identische Quantenpunktschicht aufgewachsen. Die GaAs-Pufferschicht wurde bei einer Substrattemperatur von 590 °C gewachsen. Beide Quantenpunktschichten sowie die 50 nm-dicke GaAs-Barriere zwischen den Quantenpunktschichten wurden bei konstanter Temperatur, die jeweils für die verschiedenen Quantenpunkte optimiert wurde, gewachsen.



**Abbildung 4.1:** Schematischer Aufbau der hergestellten (Ga)InAs-Quantenpunktproben

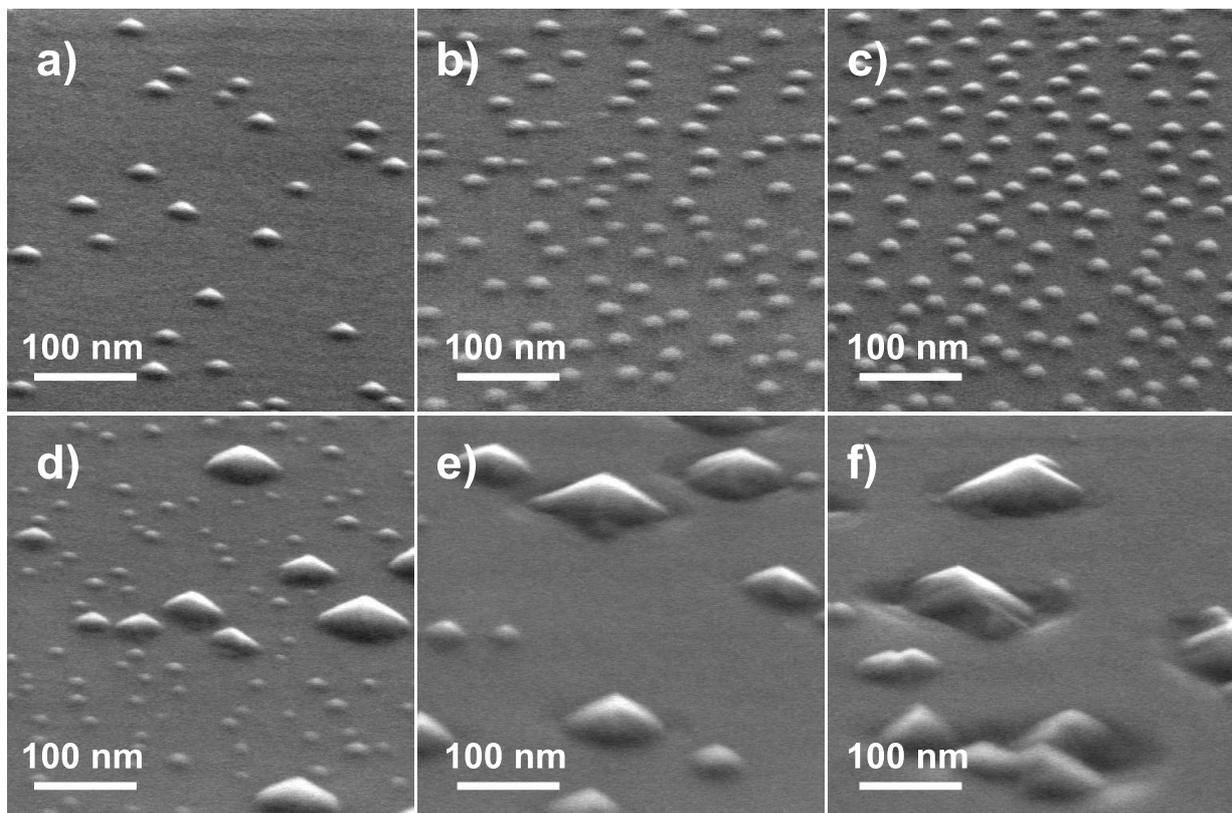
## 4.2 Morphologische Untersuchungen mit Hilfe von Raster- und Transmissionselektronenmikroskopie

Dieser Abschnitt befasst sich mit den geometrischen Eigenschaften der hergestellten Quantenpunkte. Die QP-Proben wurden mit Hilfe von einem Raster- und Transmissionselektronenmikroskop analysiert.

### 4.2.1 InAs/GaAs-Quantenpunkte

In einer ersten Serie (Variation der abgeschiedene Materialmenge zwischen 0,6 und 1,8 nm) wurden reine InAs-Quantenpunkte gewachsen. Die Wachstumstemperatur der Quantenpunkte lag bei 510 °C und die verwendete Indiumwachstumsrate betrug 0,05 nm/s. REM-Aufnahmen der Oberflächen dieser Proben sind in Abbildung 4.2 zu sehen. Bei einer Schichtdicke von 0,6 nm bildet sich noch kein typisches Quantenpunktensemble. Die abgeschiedene Materialmenge liegt leicht unterhalb der kritischen Schichtdicke von 1,7 Monolagen beim Wachstum von InAs auf GaAs [Leo94]. Es sind auf der Oberfläche nur sehr vereinzelt Quantenpunkte sichtbar. Dass bereits erste Quantenpunkte entstehen liegt daran, dass die Punkte nicht überwachsen wurden. Dadurch wird die Migrationslänge der Atome auf der Oberfläche erhöht und die Quantenpunktbildung unterstützt. Erhöht man die Materialmenge auf 0,75 nm, so ist die kritische Schichtdi-

cke für Inselwachstum gerade überschritten und es bilden sich flächendeckend Quantenpunkte mit einer Dichte von  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Ihre Durchmesser liegen im Bereich von 15 bis 25 nm. Bei einer Schichtdicke von 0,9 nm entstehen Quantenpunkte mit einer leicht erhöhten Dichte von  $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  und Durchmessern zwischen 20 und 25 nm. Die reduzierte Größenverteilung zeigt sich in einer deutlich verbesserten Homogenität des Ensembles im Vergleich zur Probe mit 0,75 nm InAs. Erhöht man die abgeschiedene Menge von InAs weiter, so bilden sich vereinzelt große pyramidenförmige Quantenpunkte mit Durchmessern von bis zu ca. 100 nm. Gleichzeitig verkleinern sich durch Umlagerungen von InAs andere Quantenpunkte auf Durchmesser von bis zu 5 nm. Manche Quantenpunkte bilden sich sogar vollständig zurück, was zu einer reduzierten Flächendichte führt [Ras05]. Durch diesen Effekt der Umlagerung von InAs und der erhöhten Materialmenge wird die Bildung der großen pyramidenförmigen Quantenpunkte noch verstärkt. Die Homogenität des Ensembles hat sich durch die erhöhte Größenverteilung deutlich verschlechtert (siehe Abb. 4.2 d).



**Abbildung 4.2:** REM-Oberflächenaufnahmen von InAs-Quantenpunkten mit einer nominellen Schichtdicke von 0,6 nm (a), 0,75 nm (b), 0,9 nm (c), 1,2 nm (d), 1,5 nm (e) und 1,8 nm (f). Die Proben wurden um  $70^\circ$  zur Senkrechten verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken.

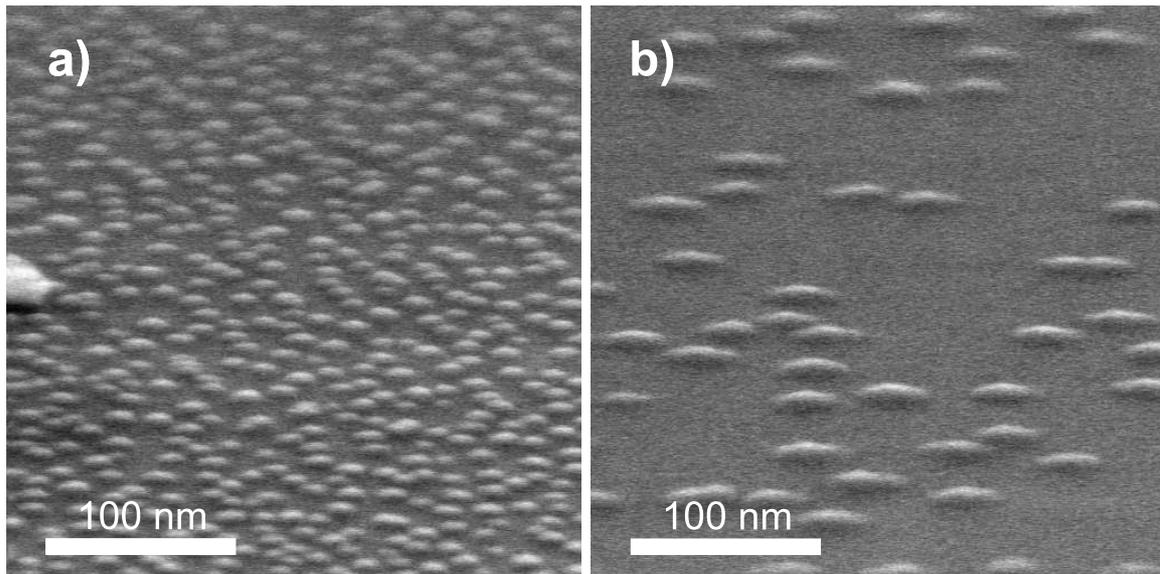
Bei den Proben mit 1,5 und 1,8 nm InAs ist dieser Effekt noch verstärkt. Bei diesen Schichtdicken haben sich fast alle kleineren Quantenpunkte vollständig zurückgebildet und zu größeren Punkten umgelagert. Dadurch ist die Quantenpunktdichte stark reduziert. Die großen pyramidenförmigen Quantenpunkte variieren stark in ihren Abmessungen und es bilden sich kom-

plexere Quantenpunktstrukturen (siehe Abb. 4.2 f). Dies ist auf die starke Verspannung ab diesen Schichtdicken zurückzuführen, und das Quantenpunktensemble relaxiert. Reine InAs-Quantenpunkte sind durch ihre starke Verspannung in ihrer Größe limitiert, und ab einer gewissen Materialmenge relaxiert das Ensemble. InAs-Quantenpunkte mit typischen Durchmessern von ca. 25 nm besitzen eine relativ geringe Oszillatorstärke von ca. 10 [War97]. Für den späteren Einsatz im Bereich der Grundlagenforschung zum Beispiel für die Untersuchung der Licht-Materie-Wechselwirkung werden größere Quantenpunkte mit einer höheren Oszillatorstärke bevorzugt. Des Weiteren liegt die Emissionswellenlänge von InAs-Quantenpunkten oberhalb von 1  $\mu\text{m}$ , jedoch sollte die Emission der aktiven Schicht wegen der Sensitivität der Si-Detektoren bei der späteren Spektroskopie bevorzugt im Bereich von 950 nm liegen. Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurde beim Wachstum der Quantenpunkte nicht nur Indium, sondern zusätzlich auch Gallium abgeschieden.

### 4.2.2 Stark verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte

Durch das Einbringen von Gallium beim Quantenpunkt看stum erhält man einen zusätzlichen Parameter, um die Eigenschaften der Quantenpunkte zu optimieren und gezielt einzustellen. Ausgangspunkt der Arbeiten waren stark verspannte  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantenpunkte mit einem hohen Indiumgehalt, die vor allem in kantenemittierenden Laserstrukturen im Bereich von 980 nm eingesetzt werden. Die Quantenpunkte wurden mit einem speziellen Shutterzyklus, der sogenannten Submonolagenabscheidung, hergestellt. Abgeschieden wurden jeweils 7 Zyklen von 0,1 nm  $\text{Ga}_{0,80}\text{In}_{0,20}\text{As}$  und 0,1 nm InAs. Dies resultiert in einer nominellen Schichtdicke von 1,4 nm und einem Indiumgehalt von 60 %. Die Wachstumstemperatur betrug 470 °C.

Die Submonolagenabscheidung ist eine Methode, Schichten mit hohem Indiumgehalt zu wachsen ohne die Temperatur der Indium-Zelle stark erhöhen zu müssen. Denn die Temperatur und damit der Fluss der Zelle entspricht normalerweise einem Indiumgehalt beim Abscheiden von GaInAs bei einer GaAs-Wachstumsrate von 1  $\mu\text{m}/\text{h}$  von maximal 20 %. Um einen Indiumgehalt von 60 % zu erreichen, müsste die Temperatur der In-Zelle also stark erhöht werden, was wegen drohender Hystereseffekte im Fluss und dem Materialverbrauch nicht wünschenswert ist. Aufgrund der Shutterzeiten im Bereich von 1/10 Sekunden treten bei der Submonolagenabscheidung Unsicherheiten bezüglich der abgeschiedenen Materialmenge auf, und es besteht auch keine vollständige Sicherheit darüber, dass eine optimale Durchmischung vorliegt. Daher sind die angegebenen Werte sowohl für die Schichtdicke der Quantenpunkte als auch für den Indiumgehalt nur als nominelle Werte anzusehen.

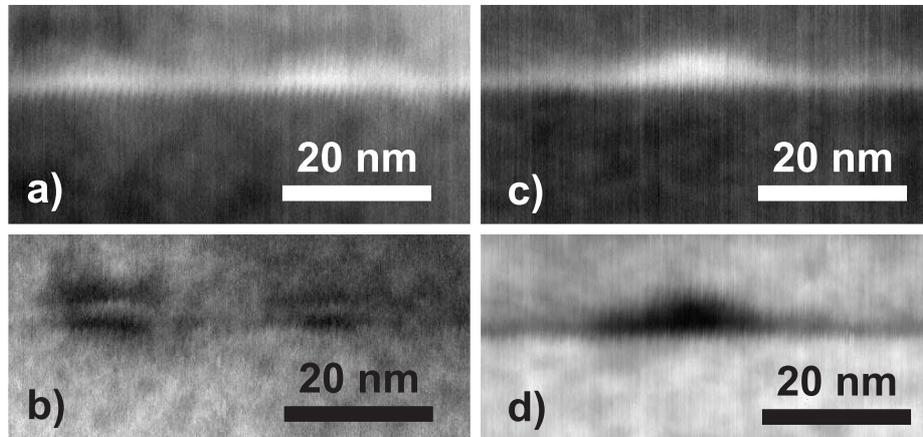


**Abbildung 4.3:** REM-Oberflächenaufnahmen von GaInAs-Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 60 % (a) und 45% (b). Die Proben wurden um  $70^\circ$  zur Senkrechten verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken.

Abbildung 4.3 a zeigt eine REM-Aufnahme einer unüberwachsenen QP-Struktur mit einem In-Gehalt von 60 %. Die Probe wurde um  $70^\circ$  verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken. Es bilden sich Quantenpunkte mit einem Durchmesser von 10 - 15 nm und einer Flächendichte von ca.  $1 - 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Für die Einzelquantenpunktspektroskopie und Grundlagenuntersuchungen im Bereich der Quantenelektrodynamik sollte jedoch die Dichte der Quantenpunkte geringer und ihre Abmessungen größer sein. Um größere Quantenpunkte mit geringerer Dichte herzustellen, wurde nun die Verspannung, d.h. der Indiumgehalt von 60 % auf 45 % verringert. Die Quantenpunkte wurden ebenfalls durch Submonolagenabscheidung von in diesem Fall 11 Zyklen von 0,12 nm  $\text{Ga}_{0,875}\text{In}_{0,125}\text{As}$  und 0,07 nm InAs gewachsen. Dies resultiert in einer nominalen Schichtdicke von 2,1 nm und einem Indiumgehalt von 45 %. Die Wachstumstemperatur wurde von  $470^\circ\text{C}$  auf  $510^\circ\text{C}$  erhöht, um nochmals die Migrationslänge der Atome auf der Oberfläche zu erhöhen. Das Resultat sind Quantenpunkte mit einem Durchmesser von 20 - 25 nm und einer Flächendichte von  $1 - 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  vor einem abschließenden Überwachserschritt (siehe Abbildung 4.3 b). Durch die Reduzierung des Indiumgehaltes und somit der Verspannung konnte die Quantenpunktgröße um ca. einen Faktor 2 erhöht und die Quantenpunktdichte um eine Größenordnung reduziert werden.

Um den Einfluss des Überwachsens auf die morphologischen Eigenschaften der Quantenpunkte festzustellen, wurde die überwachsene Quantenpunktschicht der  $\text{Ga}_{0,55}\text{In}_{0,45}\text{As}$ -Probe mittels Transmissionselektronenmikroskopie (STEM) an der Universität Duisburg-Essen untersucht [Loe06]. Die Proben wurden durch mechanisches Vordünnen mittels Sägen, Schleifen und

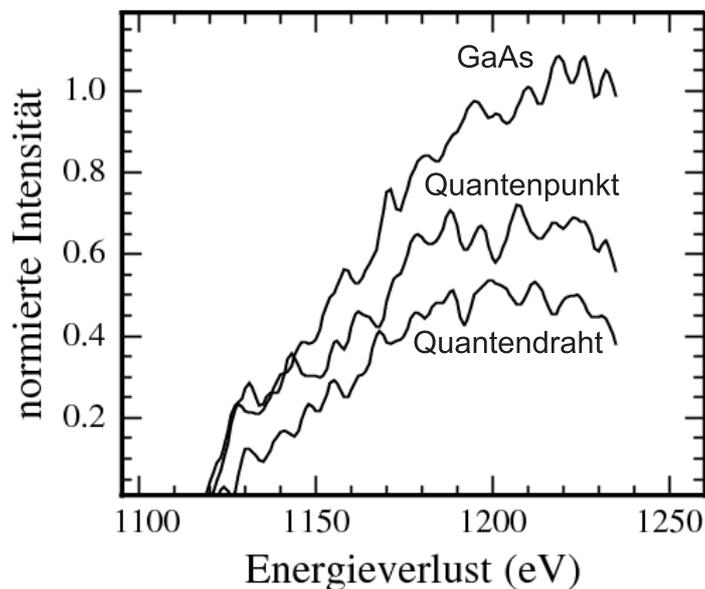
Polieren sowie durch  $\text{Ar}^+$ -Ionenätzen präpariert. Dies führt zu Probendicken von unter 50 nm. In Abbildung 4.4 sind Querschnitts-STEM-Aufnahmen der vergrabenen Quantenpunktschicht der  $\text{Ga}_{0,55}\text{In}_{0,45}\text{As}$ -Probe zu sehen.



**Abbildung 4.4:** Querschnitts-STEM-Aufnahmen der  $\text{Ga}_{0,55}\text{In}_{0,45}\text{As}$ -Probe aufgenommen in  $[110]$ -Richtung: Z-Kontrastaufnahmen (a, c) und Hellfeldaufnahmen (b, d) [Loe06]

Die chemisch-sensitiven Z-Kontrastaufnahmen zeigen die Indiumverteilung innerhalb der Quantenpunktstrukturen. Selbstorganisierte GaInAs-Anlagerungen sind in Abb. 4.4 a und c zu sehen und zeigen die Form der Quantenpunktstrukturen im Querschnitt. Die zugehörigen Hellfeldaufnahmen sind in Abb. 4.4 b und d abgebildet. Die Hellfeldaufnahme in Abb. 4.4 b zeigt typische Merkmale für kreisrunde Quantenpunkte in Form von hellen Gebieten, die jeweils zwischen zwei dunklen Bereiche eingeschlossen sind. Dieser Effekt wird durch die starke Variation der Gitterkonstante entlang der Beobachtungsachse, die durch die inhomogenen Verspannungsfelder um die Quantenpunkte entsteht, verursacht [Bim99] [Kue05]. Im Vergleich hierzu zeigt Abb. 4.4 d eine deutlich unterschiedliche Hellfeldaufnahme, die typisch ist für quantendrahtähnliche Strukturen bei Querschnittsaufnahmen. Für längliche, drahtähnliche Strukturen gibt es keine Variation der Gitterkonstante entlang der Beobachtungsachse, und somit ist die Aufnahme nahezu identisch zu der zugehörigen Z-Kontrastaufnahme. Im Gegensatz zur unüberwachsenen Quantenpunktschicht konnten wir in der vergrabenen Schicht zwei verschiedene Arten von Quantenstrukturen finden. Dies zeigt die Formation von zusätzlichen drahtähnlichen Strukturen während des Überwachsens. Die durchschnittlichen Abmessungen beider Quantenstrukturen konnte anhand der Z-Kontrastaufnahmen auf ca. 24,5 nm für die Quantenpunkte und ca. 29,5 nm für die drahtähnlichen Strukturen bestimmt werden. Diese asymmetrische Veränderung der Quantenpunktform, verursacht durch das Überwachsen, ist konsistent mit Berichten in der Literatur [Man02] [Man04].

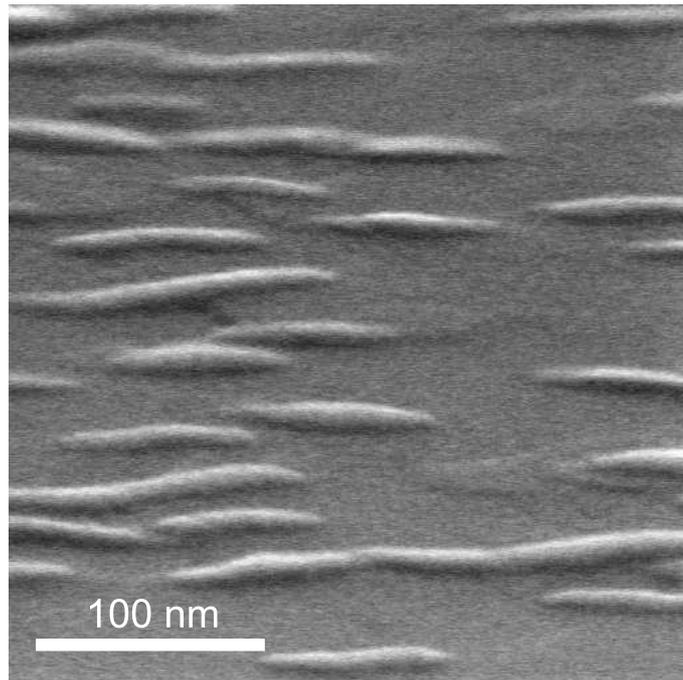
Um diese Erkenntnisse zu bestätigen, wurde Elektronen-Energieverlustspektroskopie (EELS, engl.: **E**lectron **E**nergy **L**oss **S**pectroscopy) an der Probe durchgeführt. Um die chemische Zusammensetzung zu bestimmen, wurden EELS-Spektren der Gallium-L-Kante für die verschiedenen Quantenpunktstrukturen der  $\text{Ga}_{0,55}\text{In}_{0,45}\text{As}$ -Probe sowie auch für die GaAs-Barrierenschicht aufgenommen. Die gemessenen normalisierten Intensitäten sind in Abb. 4.5 dargestellt. Wertet man nun die Spektren mit Hilfe der Intensität der GaAs-Barriere als Referenz und der Annahme, dass es sich um  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ -Material handelt, aus, so erhält man einen Galliumgehalt von  $x_{\text{Ga}} = 0,55$  für die quantendrahtähnlichen Strukturen und  $x_{\text{Ga}} = 0,75$  für die Quantenpunktstrukturen. Im Vergleich zu dem nominellen Galliumgehalt der aktiven Schicht von 55 % bestätigt das Ergebnis, dass es sich tatsächlich um eindimensionale längliche Quantendrähte handelt, die aus dem identischen nominellen Galliumgehalt der aktiven Schicht bestehen. Der höhere durchschnittliche Galliumgehalt im zweiten Fall kann durch GaInAs-Inseln eingebettet in einer GaAs-Matrix, die zu einem höheren durchschnittlichen Ga-Gehalt führt, erklärt werden. Somit konnte ein Übergang in der Geometrie der Quantenpunkte während des Überwachungsprozesses beobachtet werden. Dies resultiert in der Koexistenz von kreisrunden und länglichen quantendrahtähnlichen Strukturen in der vergrabenen Quantenpunktschicht.



**Abbildung 4.5:** EELS-Spektren der Gallium-L-Kante der beiden Quantenpunktstrukturen der GaInAs-Probe mit einem Indiumgehalt von 45 %, sowie der GaAs-Barrierenschicht als Referenz [Loe06].

### 4.2.3 Gering verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte

Um die QP-Abmessungen bei gleichzeitig verringerter Dichte noch weiter zu vergrößern, wurde die Migrationslänge der Atome beim Wachstum der Quantenpunkte noch einmal erhöht. Hierfür wurde die Gitterfehlpassung zwischen dem QP-Material und der umgebenden GaAs-Matrix durch Verringerung des In-Gehaltes der Quantenpunkte auf 30 % weiter reduziert. Die Quantenpunkte wurden wiederum mittels Submonolagenabscheidung von in diesem Fall 30 Zyklen von 0,12 nm  $\text{Ga}_{0,88}\text{In}_{0,12}\text{As}$  und 0,03 nm InAs hergestellt. Dies resultiert in einer nominellen Schichtdicke von 4,5 nm und einem Indiumgehalt von 30 %. Die Wachstumstemperatur betrug 510 °C. Durch die geringe Gitterfehlpassung von ca. 2 % und somit geringen Verspannung findet das QP-Wachstum bevorzugt entlang von Kristallstufen auf der Oberfläche statt. Dies bewirkt die Bildung von länglichen Quantenpunktstrukturen, die hauptsächlich entlang der  $[0\bar{1}1]$ -Richtung orientiert sind, mit typischen Längen von 50 bis 100 nm und Breiten von ca. 30 nm (siehe Abbildung 4.6). Dieser Effekt des Übergangs von kreisrunden zu länglichen Quantenpunktstrukturen wurde ebenfalls von Ma et al. für einen Indiumgehalt von 35 % beobachtet [Ma01].

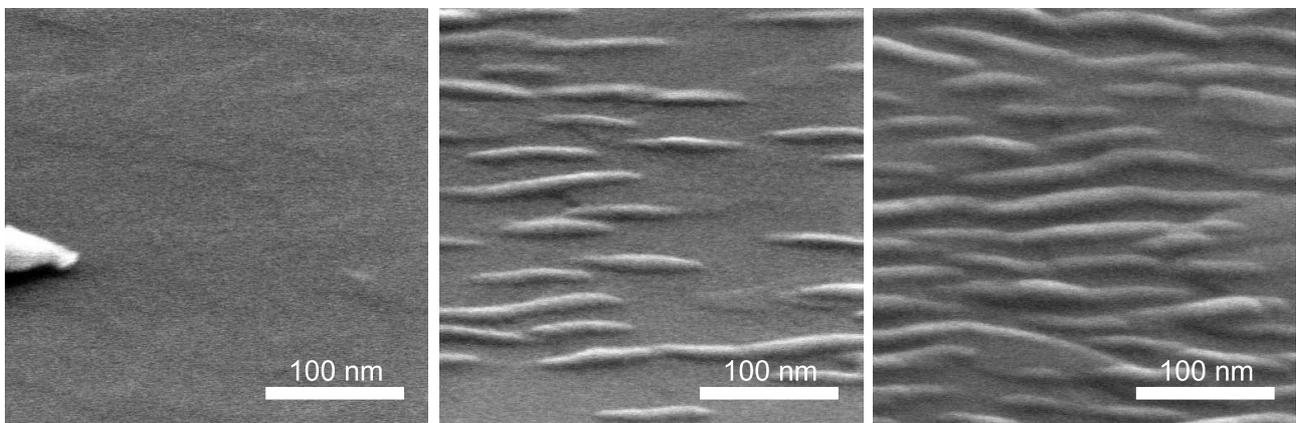


**Abbildung 4.6:** REM-Aufnahme der Oberfläche von unüberwachsenen  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkten. Die Probe wurde um  $70^\circ$  zur Senkrechten verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken.

Die Ausdehnung der Quantenpunkte in der (100)-Ebene konnte im Vergleich zu den stark verspannten Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 60 % um eine Größenordnung erhöht werden. Eine Abschätzung der Oszillatorstärke dieser Strukturen aus Messungen zur starken Kopplung zwischen Exziton und Photon in einem Mikroresonator ergab einen Wert von

ca. 50 (siehe Diskussion in Abschnitt 6.2.6). Zum Vergleich dazu beträgt die Oszillatorstärke von selbstorganisierten InAs/GaAs-Quantenpunkten ca. 10 [War97] und von "natürlichen" GaAs/AlGaAs-Quantenpunkten (Grenzflächenrauigkeiten) zwischen 45 und 180 [Gue02]. Die Dichte der Quantenpunkte ist mit  $6 - 9 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  ebenfalls sehr gering. Dies hat auch einen wichtigen Einfluss auf die Güte des Resonators, da es die optischen Verluste durch die Bandlückenabsorption der aktiven Schicht verringert. Diese Quantenpunkte erfüllen durch ihre geringe Dichte sowie vergrößerten Abmessungen und somit erhöhten Oszillatorstärke besonders gut die Anforderungen für Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik und wurden später als aktive Schicht in den Mikroresonatoren eingesetzt.

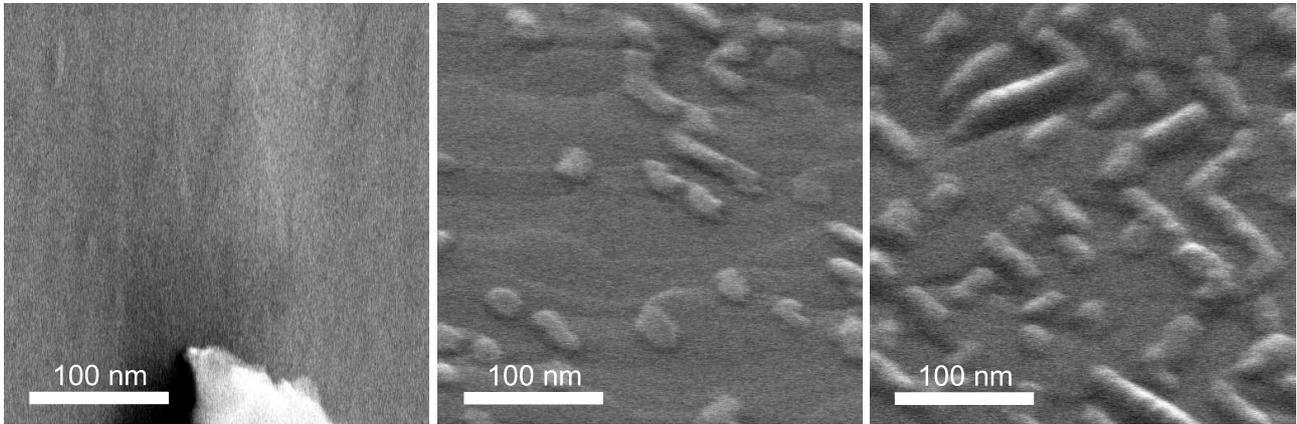
Um die Bildung der gering verspannten Quantenpunktstrukturen genauer zu untersuchen, wurde der Indiumgehalt in kleineren Schritten um 30 % variiert. Es wurden überwachsene und unüberwachsene Proben mit einem Indiumgehalt von 27, 30, 33 und 36 Prozent hergestellt. Die Schichtdicke von 4,5 nm wurde konstant gehalten. REM-Aufnahmen der Oberflächen von unüberwachsenen Strukturen mit zwei unterschiedlichen Orientierungen sind in Abbildung 4.7 und 4.8 dargestellt. Die Proben wurden um  $70^\circ$  zur Senkrechten verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken.



**Abbildung 4.7:** REM-Aufnahmen von GaInAs-Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 27 % (links), 30 % (Mitte) und 33 % (rechts). Orientierung von links nach rechts parallel zur  $[0\bar{1}1]$ -Richtung. Die Proben wurden um  $70^\circ$  verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken.

Abbildung 4.7 ist von links nach rechts in  $[0\bar{1}1]$ -Richtung orientiert, bei Abb. 4.8 stellt dies die  $[011]$ -Richtung dar. Dies entspricht einer Drehung der Proben um  $90^\circ$  zwischen beiden Aufnahmen. Der Indiumgehalt der Proben beträgt 27 % im linken Bild, 30 % in der Mitte und 33 % im rechten Bild. Bei einem In-Gehalt von 27 % ist in beiden Abbildungen keine QP-Bildung zu erkennen. Die Verspannung ist zu gering, um die kritische Schichtdicke bei einer Materialmenge von 4,5 nm zu überschreiten. Es ist nur eine leichte Aufrauung der Oberfläche im

Monolagenbereich zu erkennen. Mit einem Indiumgehalt von 30 % (siehe Abbildung 4.7 Mitte) erhalten wir die in Abbildung 4.6 bereits vorgestellten länglichen Quantenpunktstrukturen mit geringer Dichte, deren längere Achse hauptsächlich entlang der  $[0\bar{1}1]$ -Richtung orientiert ist.

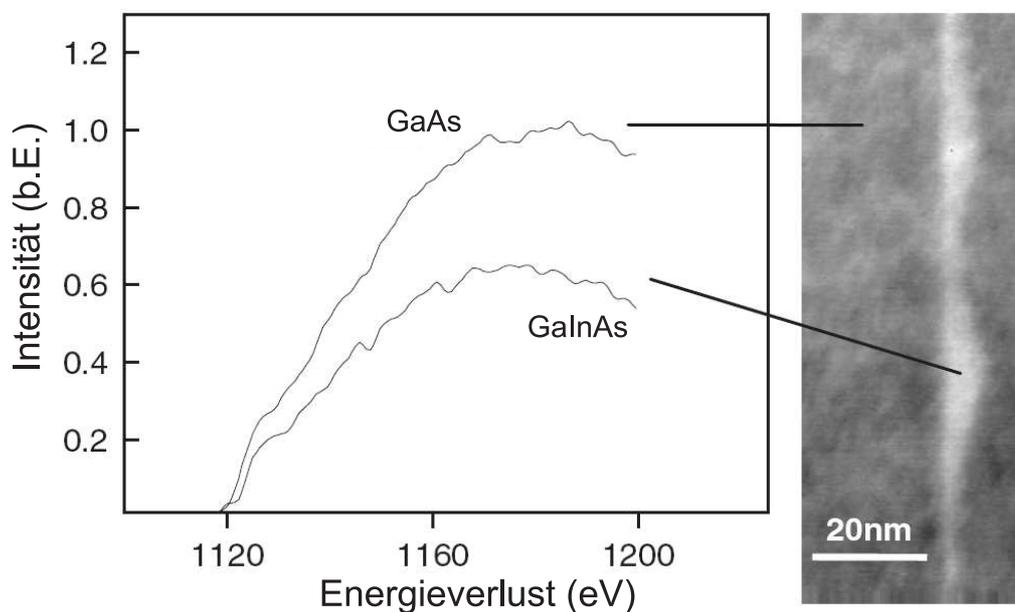


**Abbildung 4.8:** REM-Oberflächenaufnahmen von GaInAs-Quantenpunkten mit einem In-Gehalt von 27 % (links), 30 % (Mitte) und 33 % (rechts). Orientierung von links nach rechts parallel zur  $[011]$ -Richtung. Die Proben wurden um  $70^\circ$  verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken.

Betrachtet man die Probe jedoch in Abbildung 4.8 bei einer um  $90^\circ$  gedrehten Orientierung, ist ein zick-zack-förmiger Verlauf der Quantenpunktstrukturen zu erkennen. Unter Berücksichtigung der Verkipfung der Probe um  $70^\circ$  ergibt sich eine Orientierung der Quantenpunktstrukturen unter einem Winkel von  $\pm 20^\circ$  entlang der  $[0\bar{1}1]$ -Richtung. Dies ist bei einem Indiumgehalt von 33 % (rechtes Bild in Abbildung 4.7 und 4.8) noch deutlicher zu erkennen. Hier bilden sich durch die höhere Verspannung größere Quantenpunktstrukturen mit einer höheren Dichte aus. Der zick-zack-förmige Verlauf der Quantenpunktstrukturen entlang der  $[0\bar{1}1]$ -Richtung wurde ebenfalls durch Polarisationsmessungen bestätigt. Hier wurde eine starke lineare Polarisierung in einem Winkel von  $\pm (20^\circ - 30^\circ)$  entlang der  $[0\bar{1}1]$ -Richtung gemessen, die sich mit der Richtung der längsten Achse der drahtähnlichen Quantenpunktstrukturen deckt [Men06].

Um Informationen über die morphologischen Eigenschaften der vergrabenen Strukturen zu erhalten, wurden ebenfalls STEM- und EELS-Messungen an der Quantenpunktprobe mit 33 % Indium durchgeführt. In Abbildung 4.9 rechts ist die Querschnitts-Z-Kontrastaufnahme der  $\text{Ga}_{0,67}\text{In}_{0,33}\text{As}$ -Probe zu sehen. Die Aufnahme wurde in  $[1\bar{1}0]$ -Richtung aufgenommen. Bei den chemisch-sensitiven Z-Kontrastaufnahmen ist die Signalintensität abhängig von der Atomzahl. Deshalb erscheinen Zonen mit höherem Indiumgehalt heller als Bereiche mit geringerem Indiumgehalt. Somit stellt die Aufnahme eine "chemische Karte" der Indiumverteilung dar. Eine präzise Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der Strukturen ist mittels EELS-Messungen möglich. Die EELS-Spektren der Ga-L-Kante der Quantenpunkte sowie der

umgebenden GaAs-Barriere sind in Abbildung 4.9 links dargestellt. Die Positionen, bei denen die EELS-Spektren aufgenommen wurden, sind zur Veranschaulichung in der Querschnittsaufnahme markiert. Vergleicht man die Intensität der Ga-Kante mit dem Referenzwert des GaAs-Barrierenmaterials ( $x = 1$ ) erhält man einen Galliumgehalt von  $x = 0,67$  innerhalb der drahtähnlichen Strukturen. Dies entspricht exakt dem realisierten nominellen Indiumgehalt von 33 % der Quantenpunkte. Die Zusammensetzung der Strukturen wird offensichtlich während des Wachstums und des Überwachsens kaum beeinflusst. Die EELS-Messungen zeigen, dass die Zentren der drahtähnlichen Strukturen ausschließlich aus dem Material, das für die aktive Schicht abegeschieden wurde, bestehen. D.h., während des Überwachsens gibt es für den Fall der gering verspannten Strukturen keine Durchmischung zwischen dem Barrierenmaterial und den länglichen Quantenpunkten.

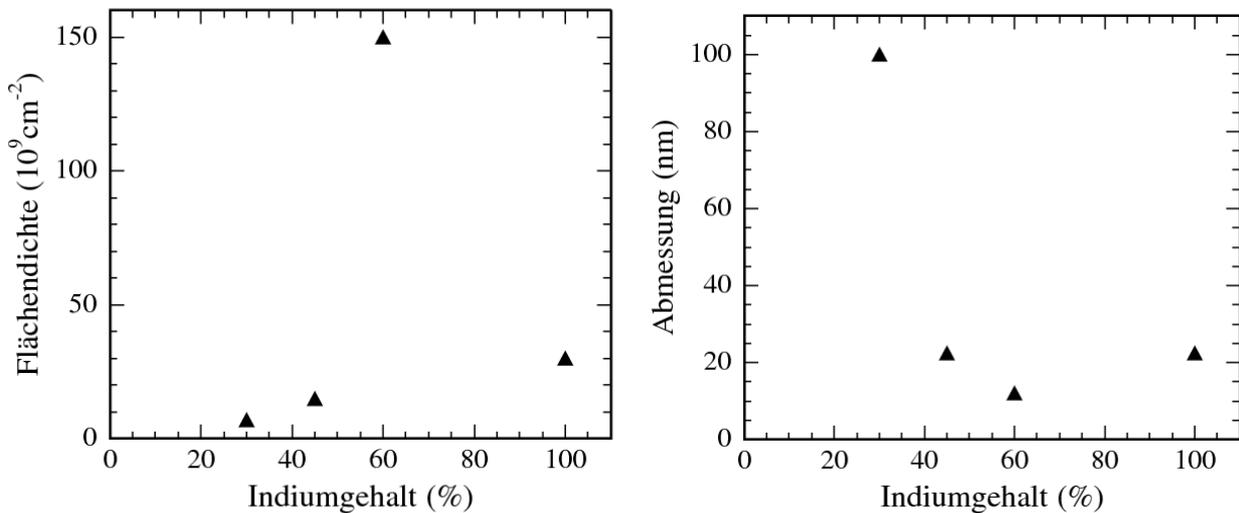


**Abbildung 4.9:** Querschnitts-Z-Kontrastaufnahme der länglichen  $Ga_{0,67}In_{0,33}As$ -Quantenpunkte (rechts), sowie EELS-Spektren der Gallium-L-Kante der Quantenpunkte und des GaAs-Barrierenmaterials (links) [Kue06].

#### 4.2.4 Einfluss der Verspannung auf die geometrischen Eigenschaften

In diesem Abschnitt sollen nun noch einmal alle Erkenntnisse über die Abhängigkeiten der morphologischen Eigenschaften der Quantenpunkte von ihrer Verspannung zusammengefasst werden. Es konnte gezeigt werden, dass zum Beispiel die Abmessungen der Quantenpunkte sowie ihre Dichte über den Indiumgehalt eingestellt werden können. Durch die Reduzierung des Indiumgehaltes beim Wachstum von GaInAs-Quantenpunkten auf GaAs wird die Gitterfehl-anpassung und somit die Verspannung verringert. Durch die kleinere Bindungsenergie wird die

Migrationslänge der Atome auf der Oberfläche erhöht, was zu einer geringeren Flächendichte sowie zu größeren Quantenpunkt-Abmessungen führt. In Abb. 4.10 ist die Flächendichte der Quantenpunkte (links) sowie ihre größte Abmessung (rechts) in Abhängigkeit vom Indiumgehalt der Quantenpunkte dargestellt. Die Dichte der Quantenpunkte nimmt wie erwartet mit sinkendem Indiumgehalt ab. Die einzige Ausnahme sind hier die reinen InAs-Quantenpunkte, die trotz höherem Indiumgehalt eine niedrigere Dichte als die  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Quantenpunkte aufweisen. Dies wird durch die deutlich reduzierte Wachstumsrate von  $0,05 \text{ nm/s}$  bei den InAs-Quantenpunkten anstatt von ca.  $0,30 \text{ nm/s}$  für den Fall der GaInAs-Quantenpunkte verursacht. Durch die um fast eine Größenordnung reduzierte Wachstumsrate wird die Migrationslänge deutlich erhöht, was wiederum zu einer reduzierten Flächendichte führt.



**Abbildung 4.10:** Abhängigkeit der Flächendichte (links) sowie der größten Abmessung (rechts) der Quantenpunkte von ihrem Indiumgehalt

Betrachtet man die Abhängigkeit der Quantenpunkt-Abmessungen von ihrem Indiumgehalt (siehe Abb. 4.10 rechts) so erkennt man, dass die Größe der Quantenpunkte mit abnehmendem In-Gehalt zunimmt. Dieser Effekt ist ebenfalls auf die reduzierte Verspannung, die die Migrationslänge erhöht, zurückzuführen. Die Ausnahme bilden hier wieder nur die reinen InAs-Quantenpunkte, die mit Durchmessern von ca. 20 bis 25 nm größer sind als die  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Quantenpunkte mit Durchmessern von ca. 10 bis 15 nm. Hierfür ist wiederum die deutlich reduzierte Wachstumsrate und somit erhöhte Migrationslänge bei den InAs-Quantenpunkten verantwortlich.

Die Quantenpunkte mit dem geringsten Indiumgehalt von 30 % sind die erfolgversprechendsten Kandidaten für den späteren Einsatz im Bereich der Quantenelektrodynamik sowie der Einzelquantenpunktspektroskopie. Die  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkte weisen mit  $6 - 9 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$

die niedrigste Dichte auf. Des Weiteren haben die drahtähnlichen Strukturen mit Längen von 50 bis 100 nm und Breiten von ca. 30 nm die größten Abmessungen und somit die größte Oszillatorstärke.

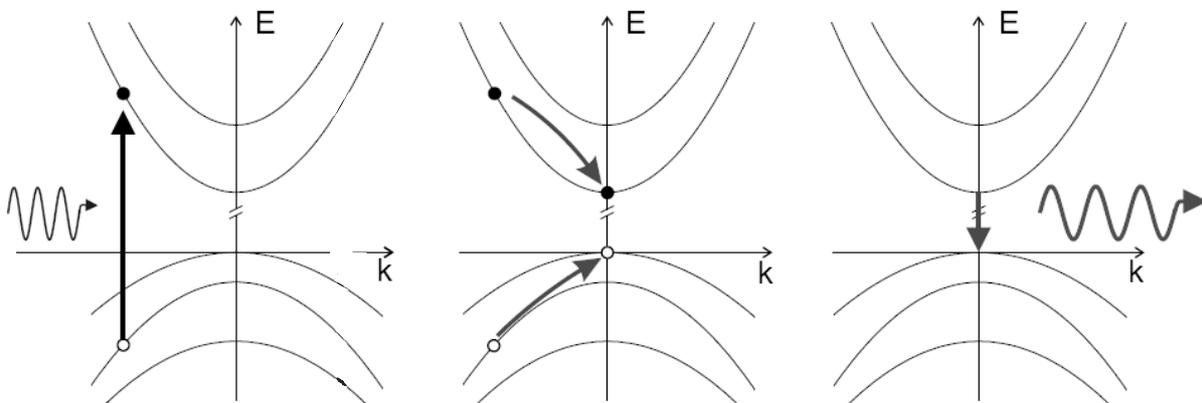
In den nächsten beiden Abschnitten werden nun die optischen Eigenschaften der Quantenpunkte in Abhängigkeit von ihrem Indiumgehalt diskutiert. Hierfür wurden die Proben mittels Photolumineszenzspektroskopie und Photoreflexionsmessungen charakterisiert.

### 4.3 Photolumineszenzspektroskopie

Allgemein versteht man unter der Lumineszenz eines Halbleiters die Lichtemission nach energetischer Anregung von außen. Eine Anregung von Elektronen über die Bandlücke der zu untersuchenden Halbleiterprobe kann durch folgende Prozesse erreicht werden:

- Lichteinstrahlung (Photolumineszenz),
- Elektroneneinstrahlung (Kathodolumineszenz),
- Thermische Anregung (Thermolumineszenz),
- Elektrische Injektion - beispielsweise an pn-Übergängen (Elektrolumineszenz).

Bei der Photolumineszenz (PL) erfolgt die Anregung durch Bestrahlung mit Licht, das eine Quantenenergie größer als die Bandlücke besitzen muss. Das von der Probe ausgesandte Licht entsteht durch einen dreistufigen Prozess, der in Abbildung 4.11 dargestellt ist. Im ersten Schritt wird ein Elektron aus einem Valenzband in ein Leitungsband angeregt. Im Folgenden werden die wesentlichen Prozesse der Photolumineszenz vorgestellt.

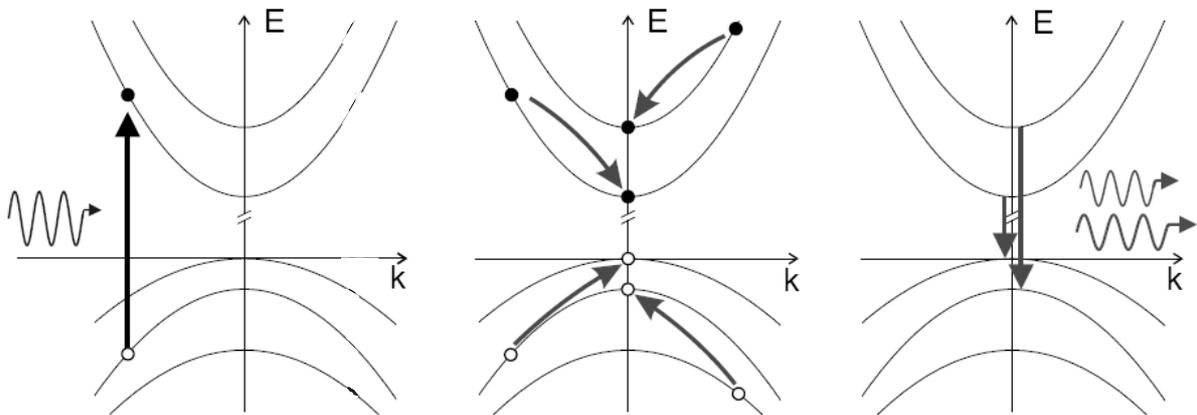


**Abbildung 4.11:** Schematische Darstellung der Teilschritte der Photolumineszenz

Zunächst wird ein Elektron durch Absorption eines Photons aus einem Valenzband in ein Leitungsband angeregt. Dabei muss die Energie des absorbierten Photons größer oder gleich sein als die Bandlücke der zu untersuchenden Halbleiter-Probe. In dem Valenzband wird dabei ein Loch erzeugt. Anschließend wird das System versuchen, einen Zustand minimaler Energie zu erreichen. Hierfür gibt es mehrere konkurrierende Prozesse: Zum einen könnte das System die zugeführte Energie durch Emission eines Photons derselben Energie des eingestrahlt Lichtes abgeben. Zum anderen können das Elektron und das Loch durch Streuprozesse an Phononen, Defekten, Störstellen, Grenzflächen und anderen Ladungsträgern Energie abgeben [Rid88]. Da diese Streuprozesse wesentlich wahrscheinlicher sind, relaxieren das Elektron und das Loch

meist bis an die Kante des jeweiligen Bandes. Damit stellen sich Quasi-Fermiverteilungen ein, d.h. eine Fermiverteilung der Elektronen und Löcher mit den dazugehörigen getrennten Quasi-Ferminiveaus. Aufgrund der Tatsache, dass keiner der genannten Streuprozesse in der Lage ist, Energien in der Größe der Bandlücke aufzunehmen, kommt es zu einer strahlenden Rekombination von Elektron und Loch. Die Energie des emittierten Photons entspricht in erster Näherung der der Bandlücke.

Bei genauerer Betrachtung besitzt das emittierte Photon nicht exakt die Energie der Bandlücke, da die beiden an der Rekombination beteiligten Teilchen elektrisch geladen sind und somit der Coulombwechselwirkung unterliegen. Kurz vor der Rekombination bilden das Elektron und das Loch ein Quasi-Teilchen, das Exziton. Daher wird die Energie des Photons um die Bindungsenergie des Exzitons abgesenkt.



**Abbildung 4.12:** Sobald genügend Elektronen in höhere Leitungsbänder angeregt wurden, kann neben der Rekombination aus dem Grundzustand auch die aus angeregten Energieniveaus beobachtet werden.

Mit Hilfe der Photolumineszenzspektroskopie ist man nicht nur in der Lage, Aussagen über die Größe der Bandlücke zu treffen, sondern sie kann darüber hinaus noch Informationen über höhere Energieniveaus liefern. Hierzu muss die Rekombination aus angeregten, also energetisch höheren Niveaus erfolgen. Das wiederum bedeutet, dass die Relaxation der Elektronen in das energetisch niedrigste Leitungsband (für die Löcher entsprechend das energetisch höchste Valenzband) "verhindert" werden muss. Dies kann dadurch erreicht werden, dass so viele Elektronen in höhere Leitungsbänder angeregt werden, dass es hier mehr Elektronen als Plätze im untersten Leitungsband gibt (für die Löcher gilt entsprechend das gleiche). Jetzt rekombinieren auch Elektronen aus angeregten Zuständen mit den entsprechenden Lochniveaus unter Aussendung von Photonen höherer Energie (vgl. Abb. 4.12).

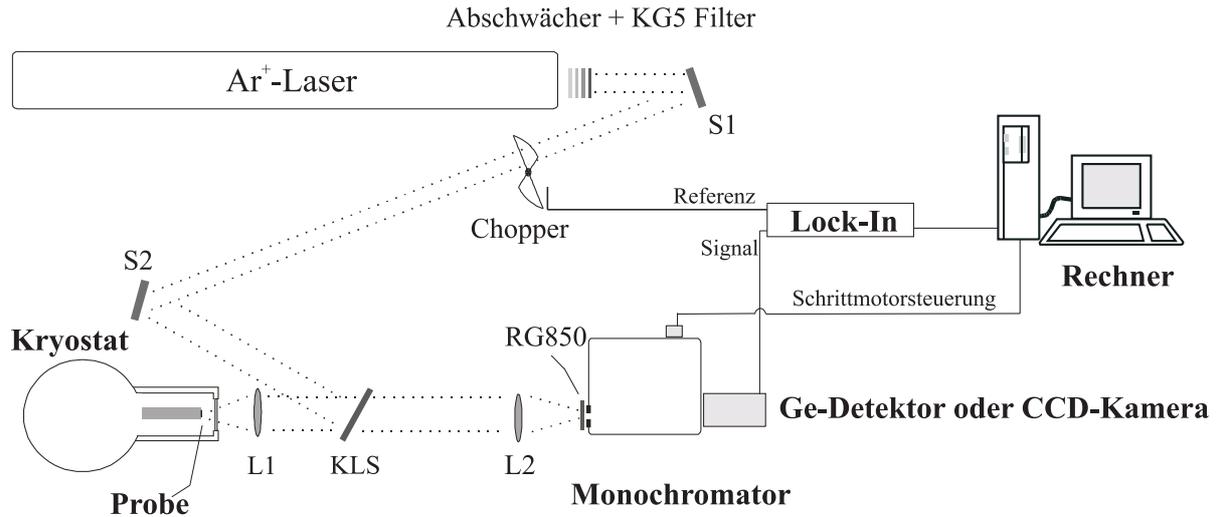


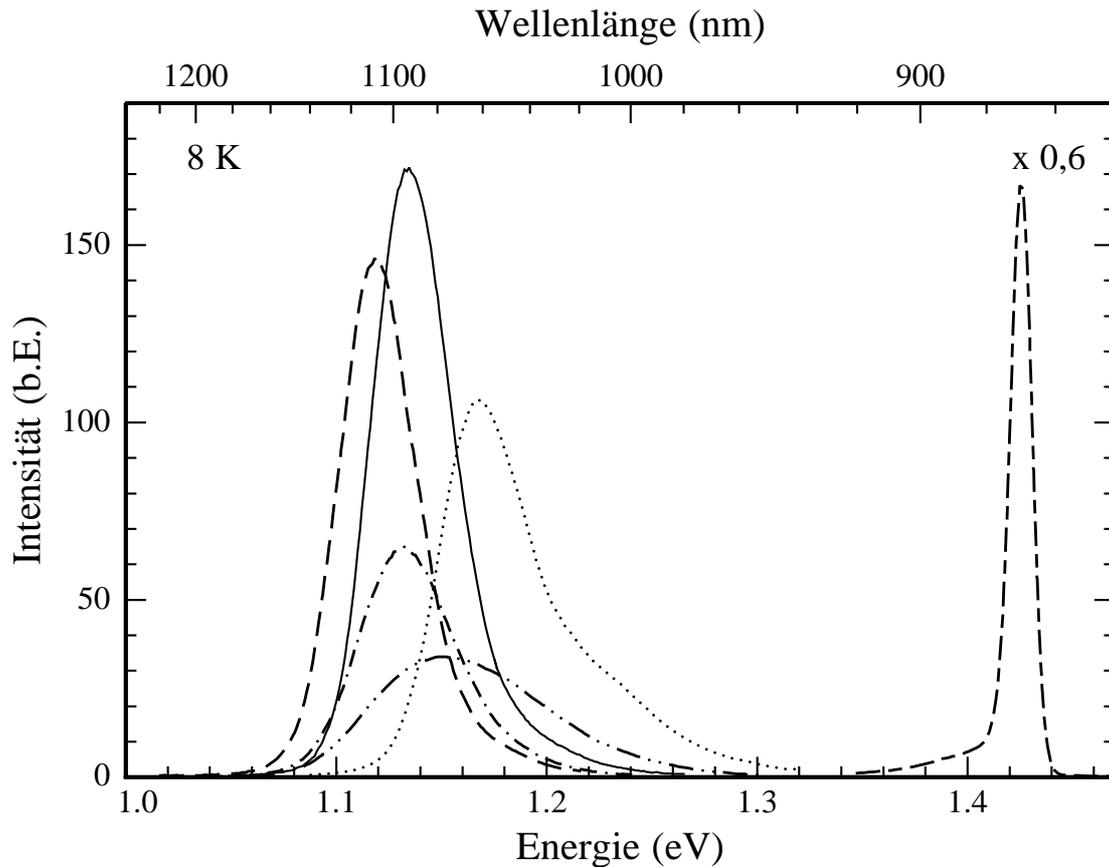
Abbildung 4.13: Aufbau des Photolumineszenz-Messplatzes

In Abbildung 4.13 ist die verwendete Photolumineszenz-Apparatur schematisch dargestellt. Die zu untersuchende Probe befindet sich in einem LHe-Kryostaten, der sich auf 8 K herunterkühlen lässt. Als Anregungsquelle dient Laserlicht eines  $\text{Ar}^+$ -Lasers, das mit Hilfe eines Spiegelsystems auf die Probe gelenkt wird. Das von der Probe emittierte Licht wird über zwei Linsen in einen Monochromator eingekoppelt. An ihm sind eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte CCD-Kamera (CCD, engl.: **C**harged **C**oupled **D**evice) und ein Germanium-Photodetektor angebracht. Über die Ansteuerung durch einen Computer kann man den gewünschten Wellenlängenbereich einstellen.

Des Weiteren stand ein Mikrophotolumineszenzmessplatz zur Verfügung. Er besteht aus einem Mikroskopobjektiv mit einer Ortsauflösung von  $3 \mu\text{m}$ , einem Doppelmonochromator (Brennweite 1 m) mit einer spektralen Auflösung von  $30 \mu\text{eV}$  in diesem spektralen Bereich und einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten CCD-Detektor. Zur optischen Anregung stand der Strahl eines frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser bei 532 nm im Dauerstrichbetrieb zur Verfügung.

### 4.3.1 InAs/GaAs-Quantenpunkte

Nachdem im vorherigen Abschnitt die morphologischen Eigenschaften der Quantenpunkte diskutiert wurden, werden nun die Quantenpunktproben mittels optischer Spektroskopie untersucht. Zuerst wird der Einfluss der Verspannung auf Eigenschaften der Quantenpunkte mittels Tieftemperatur-Photolumineszenzmessungen analysiert. In Abb. 4.14 sind die PL-Spektren der InAs-Quantenpunktserie bei 8 K abgebildet. Die identischen Proben wurden bereits in Abschnitt 4.2.1 morphologisch charakterisiert.



**Abbildung 4.14:** *PL-Spektren von InAs-Quantenpunkten mit einer nominellen Schichtdicke von 0,6 nm (zweifach gestrichelt), 0,75 nm (gepunktet), 0,9 nm (durchgezogen), 1,2 nm (gestrichelt), 1,5 nm (Strich-Punkt) und 1,8 nm (Strich und zweifach gepunktet)*

Das Spektrum der Probe mit 0,6 nm InAs (zweifach gestrichelte Kurve) zeigt eine typische Quantenfilmemission in Form einer Gaußkurve mit einer geringen Halbwertsbreite von 11 meV und einem Maximum bei 1,425 eV (870 nm). Wie erwartet bilden sich bei einer Schichtdicke von 0,6 nm noch keine Quantenpunkte aus, da die kritische Schichtdicke noch nicht erreicht ist. Erhöht man die Materialmenge jedoch auf 0,75 nm (gepunktete Kurve) so ist die kritische Schichtdicke überschritten und es entstehen InAs-Quantenpunkte. Durch den dreidimensionalen Einschluss der Ladungsträger in den Quantenpunkten verschiebt sich die Emission auf 1,17 eV stark ins Rote im Vergleich zur Quantenfilmemission der ersten Probe. Des Weiteren ist das Quantenpunktspektrum eine Überlagerung von zwei Gaußkurven. Durch leistungsabhängige Messungen konnte die Emission auf der hochenergetischen Seite des Spektrums dem ersten angeregten Zustand der Quantenpunkte zugeordnet werden. Jedoch vergrößert sich die Halbwertsbreite durch die Bildung der Quantenpunkte und ihrer inhomogenen Größenverteilung im Vergleich zum Quantenfilm auf 53 meV. Bei einer Schichtdicke von 0,9 nm bildet sich, wie bereits aus den REM-Oberflächenaufnahmen zu erkennen war (siehe Abb. 4.2 c), ein deutlich homogeneres Quantenpunktensemble (durchgezogene Linie). Die reduzierte Größenverteilung

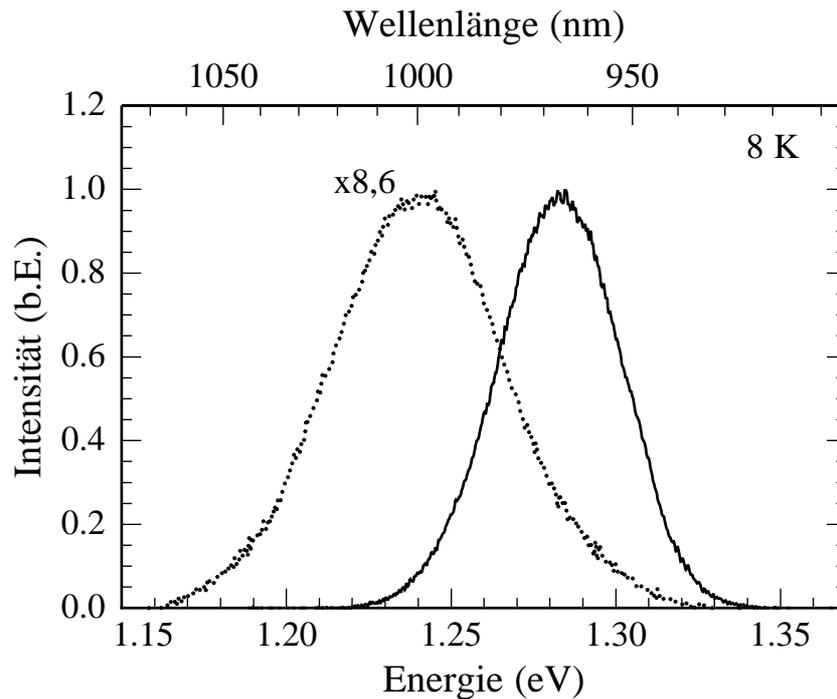
spiegelt sich ebenfalls direkt in der Linienbreite des PL-Spektrums wieder, die auf 37 meV verringert ist. Die Emissionswellenlänge ist durch die erhöhte Materialmenge auf 1,14 eV leicht rot verschoben. Wird die Schichtdicke auf 1,2 nm InAs erhöht (gestrichelte Kurve), so verschiebt sich die Emission bei nahezu gleichbleibender Linienbreite von 36 meV durch die vergrößerten Abmessungen der Quantenpunkte weiter ins Rote auf 1,12 eV. Erhöht man die Materialmenge weiter auf 1,5 nm (Strich-Punkt-Linie) oder 1,8 nm (Strich und zweifach gepunktet) so nimmt die Linienbreite der Spektren über 45 meV bis hin zu 78 meV kontinuierlich zu. Diese Verbreiterung ist auf die Bildung von größeren pyramidenförmigen Quantenpunkten bis hin zu verschmolzenen komplexeren Quantenpunktstrukturen zurückzuführen, und ist in guter Übereinstimmung mit den morphologischen Ergebnissen aus den REM-Oberflächenaufnahmen (siehe Abb. 4.2 e und f). Neben der inhomogeneren Größenverteilung verschiebt sich die Emission mit steigender Schichtdicke wieder zu kürzeren Wellenlängen (auf 1,13 eV bei 1,5 nm und 1,15 eV bei 1,8 nm). Ab diesen Schichtdicken ist die Verspannung im System so groß, dass das Quantenpunktensemble relaxiert. Die verschmolzenen komplexen Strukturen haben eine sehr schlechte kristalline Qualität. Dadurch gehen die Ladungsträger durch nichtstrahlende Rekombinationszentren verloren, und diese Strukturen sind nicht mehr optisch aktiv. Dies führt dazu, dass nur noch die wenigen kleineren Quantenpunkte zur Emission beitragen, was sich in einer geringeren PL-Intensität sowie in einer Blauverschiebung widerspiegelt.

### 4.3.2 Stark verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte

Um die Emissionswellenlänge der Quantenpunkte für das spätere Anwendungsgebiet auf unter 1  $\mu\text{m}$  zu schieben, wurde beim Wachstum der Quantenpunkte neben Indium auch Gallium angeboten und somit die Bandkante erhöht. Durch den Indiumgehalt erhält man zusätzlich noch einen weiteren Parameter zum Einstellen der Eigenschaften der Quantenpunkte. Der Einfluss des Galliumgehaltes der Quantenpunkte auf ihre morphologischen Eigenschaften wurde bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert. Als Nächstes soll nun dessen Einfluss auf die optischen Eigenschaften analysiert werden.

Die Ergebnisse der Photoluminszenzmessungen bei 8 K sind in Abb. 4.15 abgebildet. Betrachtet man das Spektrum der  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Quantenpunkte (durchgezogene Kurve), so erkennt man deutlich die Blauverschiebung durch die Erhöhung der Bandkante durch die Einbringung von Gallium im Vergleich zu den reinen InAs-Quantenpunkten (siehe Abb. 4.14). Die Emissionsenergie liegt nun bei 1,283 eV mit einer Halbwertsbreite von 45 meV. Wird der Indiumgehalt weiter auf 45 % reduziert, so bilden sich größere Quantenpunkte mit einer geringeren Dichte aus (siehe Abschnitt 4.2.2). Die reduzierte Flächendichte spiegelt sich in einer geringeren PL-Intensität wider (gepunktete Kurve). Jedoch ist ihre Energie trotz reduziertem

Indiumgehalt, was eine Erhöhung der Bandkante zur Folge hat, mit 1,242 eV zu niedrigeren Energien verschoben. Dies liegt daran, dass der dominierende Effekt hier nicht die Erhöhung der Bandkante ist, sondern die vergrößerten Quantenpunktabmessungen, was hingegen eine Rotverschiebung verursacht. Des Weiteren ergibt sich aus der Formation von einigen länglichen drahtähnlichen Quantenpunktstrukturen während des Überwachens (siehe STEM- und EELS-Analyse aus Abschnitt 4.2.2) eine sehr inhomogene Größenverteilung und eine Vergrößerung der Linienbreite auf 62 meV.

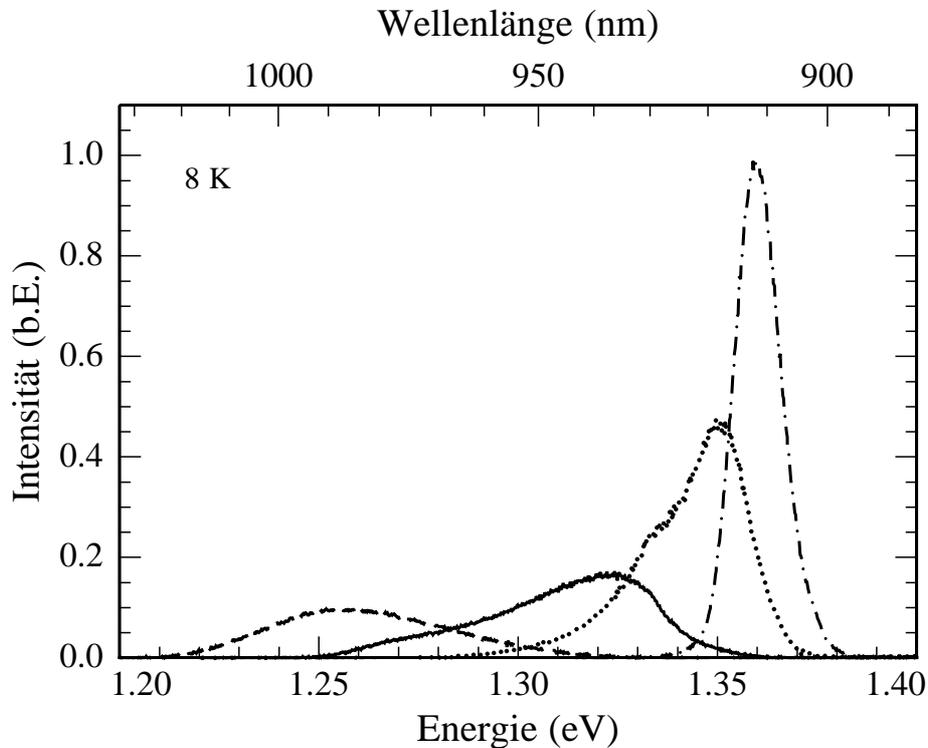


**Abbildung 4.15:** PL-Spektren von GaInAs-Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 60 % (durchgezogene Kurve) und 45 % (gepunktete Kurve) aufgenommen bei 8 K.

### 4.3.3 Gering verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte

In diesem Abschnitt werden nun die gering verspannten GaInAs-Quantenpunktstrukturen, die in Abschnitt 4.2.3 schon morphologisch untersucht wurden, optisch charakterisiert. In Abbildung 4.16 sind die PL-Spektren von überwachsenen Quantenpunktstrukturen mit einem Indiumgehalt von 27 % (Strich-Punkt-Linie), 30 % (punktierte Linie), 33 % (durchgezogene Linie) und 36 % (gestrichelte Linie) abgebildet. Die Messungen wurden bei 8 K durchgeführt. Das Spektrum der Probe mit einem Indiumgehalt von 27 % zeigt ein Maximum der Lumineszenz bei 1,360 eV (912 nm) und eine Linienbreite von ca. 13 meV. Der Indiumgehalt von 27 % ist zu gering, um die kritische Schichtdicke für die Quantenpunktbildung mit einer Schichtdicke von 4,5 nm zu überschreiten. Das PL-Spektrum zeigt die Emission eines Quantenfilms mit rauen

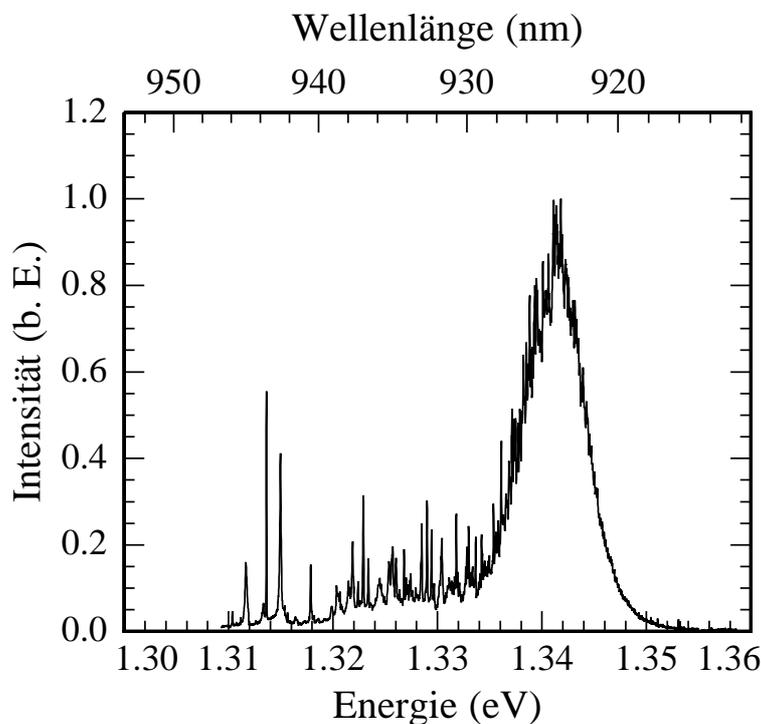
Grenzflächen. Die schlechte Qualität des Quantenfilms spiegelt sich in einer Halbwertsbreite von ca. 13 meV wider. Dies bestätigen ebenfalls die REM-Resultate der unüberwachsenen Punktschicht, die keine Quantenpunkte, sondern nur eine Oberflächenrauigkeit im Monolagenbereich zeigte (siehe Abb. 4.7 links und Abb. 4.8 links).



**Abbildung 4.16:** Tieftemperatur-PL-Spektren von GaInAs-Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 27 % (Strich-Punkt-Kurve), 30 % (punktierte Kurve), 33 % (durchgezogene Kurve) und 36 % (gestrichelte Kurve)

Die Probe mit einem Indiumgehalt von 30 % überschreitet gerade die kritische Schichtdicke für die Quantenpunktbildung. Dies resultiert in einer Rotverschiebung auf 1,351 eV (918 nm). Gleichzeitig ist eine Verbreiterung des Spektrums auf 26,0 meV beobachtbar. Das Spektrum ist stark asymmetrisch und zeigt einen langen niederenergetischen Ausläufer, der auf die Bildung von größeren Quantenpunktstrukturen zurückzuführen ist (siehe Abb. 4.7 Mitte). Bei einer weiteren Erhöhung des Indiumgehaltes auf 33 % (36 %) verschiebt sich die Emission auf 1,324 eV (1,256 eV) deutlich ins Rote, und die Halbwertsbreite verschlechtert sich auf ca. 43 meV (54 meV). Dies ist auf den höheren Indiumgehalt zurückzuführen. Des Weiteren führt die stärkere Verspannung bei einer identisch abgeschiedenen Materialmenge zu größeren Quantenpunktstrukturen, was eine zusätzliche Rotverschiebung verursacht (siehe Abb. 4.7 Mitte und rechts). Dies führt ebenfalls zu einer stärkeren Variation der Größenverteilung des Quantenpunktensembles (vergleiche Abb. 4.7 Mitte und rechts) und somit zu einer größeren Linienbreite.

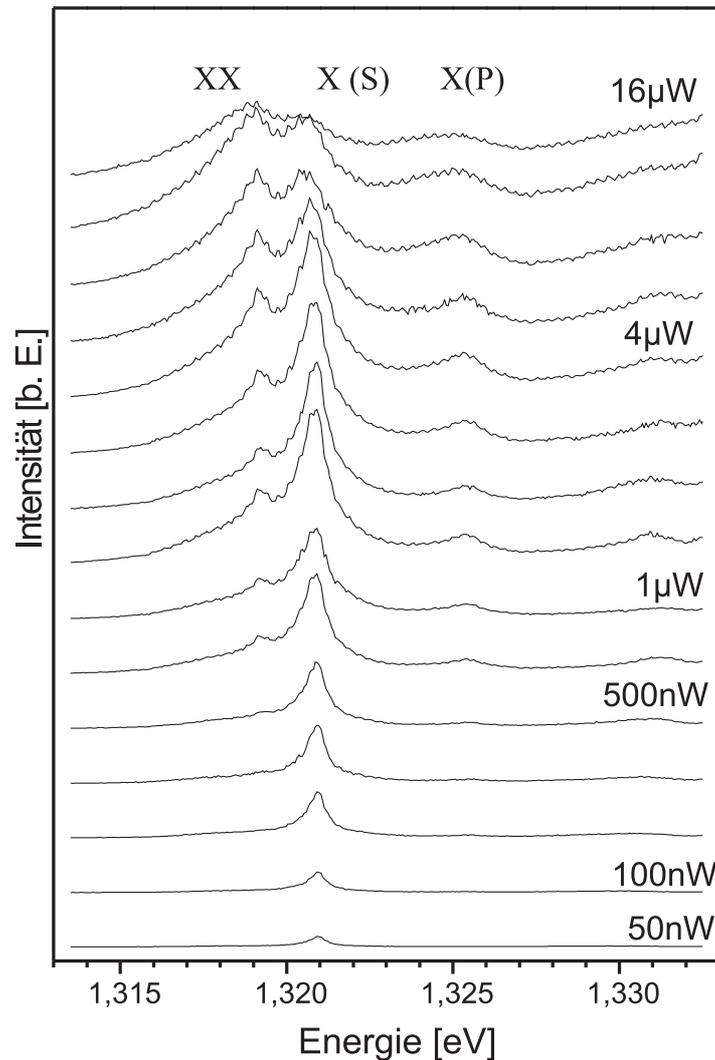
Des Weiteren wurden die GaInAs-Quantenpunkte mit einem Indiumgehalt von 30 % mit Hilfe eines Mikro-Photolumineszenzmessplatzes mit einer Ortsauflösung von  $3 \mu\text{m}$  charakterisiert. Abbildung 4.17 zeigt ein solches Mikro-PL-Spektrum aufgenommen bei 4 K. Wiederum zeigt sich eine Hauptemission bei ca. 1,34 eV, die auf den Schwerlochübergang der Benetzungsschicht zurückzuführen ist (siehe Diskussion in Abschnitt 4.4.1.). Durch die sehr geringe Quantenpunktdichte ist die Rekombination über die Benetzungsschicht immer noch äußerst effizient und somit noch mittels Photolumineszenzspektroskopie messbar. Weiterhin erkennt man einen langen niederenergetischen Ausläufer, der durch die Emission von Quantenpunkten verursacht wird. Durch die geringe Quantenpunktdichte von  $6 - 9 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  und der hohen Ortsauflösung des verwendeten Mikro-PL-Messplatzes von  $3 \mu\text{m}$  konnten bereits ohne zusätzliche Mesenstrukturierung einzelne Quantenpunktlinien auf der Niederenergieseite des Spektrums detektiert werden.



**Abbildung 4.17:** Mikro-PL-Spektrum der  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Probe aufgenommen bei 4 K

Um die Einzelquantenpunkteigenschaften der länglichen drahtähnlichen Quantenpunktstrukturen genauer zu untersuchen, wurden auf einer  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Probe für die Einzelquantenpunktspektroskopie Mesen mit Durchmessern von 500 nm strukturiert. Die Proben wurden ebenfalls am Mikro-PL-Messplatz bei einer Temperatur von 4 K charakterisiert. In Abb. 4.18 sind die gemessenen Einzelquantenpunktspektren in Abhängigkeit von ihrer Anregungsleistung dargestellt. Bei geringer Anregungsleistung erkennt man den Grundzustand des Quantenpunktes (X(S)) bei 1,321 eV mit einer auflösungsbegrenzten exzitonischen Linienbreite von unter

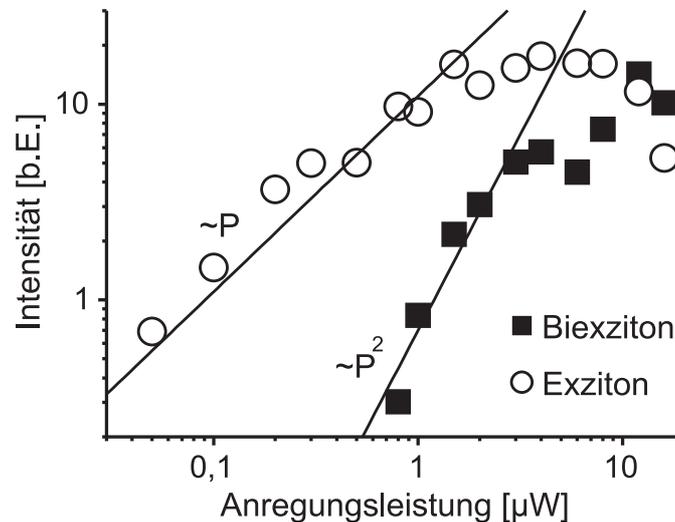
200  $\mu\text{eV}$ . Erhöht man die Anregungsleistung, so zeigt sich der erste angeregte Zustand (X(P)) sowie das Biexziton (XX) mit einer Bindungsenergie von 1,7 meV.



**Abbildung 4.18:** Einzelquantenpunktspektren der  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Probe in Abhängigkeit von der Anregungsleistung

Die Abhängigkeiten der PL-Intensitäten von Exziton und Biexziton von der Anregungsleistung sind in Abb. 4.19 gezeigt. Beide Übergänge lassen sich über ihre unterschiedliche Abhängigkeit von der Anregungsleistung unterscheiden. Die Intensität des Exzitons nimmt linear mit der Anregungsleistung zu, im Gegensatz zum quadratischen Anstieg im Fall des Biexzitons. Die Energiedifferenz zwischen dem ersten angeregten Zustand und dem Grundzustand beträgt ca. 4 bis 5 meV durch die Quantisierung parallel zur langen Quantenpunktachse. Aus mehreren Einzelquantenpunktspektren lässt sich eine Aufspaltung zwischen X(P) und X(S) von 2 bis 5 meV angeben. Aus dieser Quantisierung lässt sich nun mit Hilfe eines einfachen Modells und unter Verwendung der effektiven Elektronenmasse in  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$  ( $m_e^*$ ) von  $0,051 \times m_0$  sowie die effektive Schwerlochmasse ( $m_h^*$ ) von  $0,480 \times m_0$  [Gol99] die Größe der Quantenpunkte

abschätzen. Es ergibt sich für die beobachteten Quantisierungsenergien Abmessungen für die größte Dimension der länglichen Quantenpunkte von 55 bis 90 nm. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den REM-Ergebnissen der unüberwachsenen Quantenpunktschicht, die Längen zwischen 50 und 100 nm zeigten.



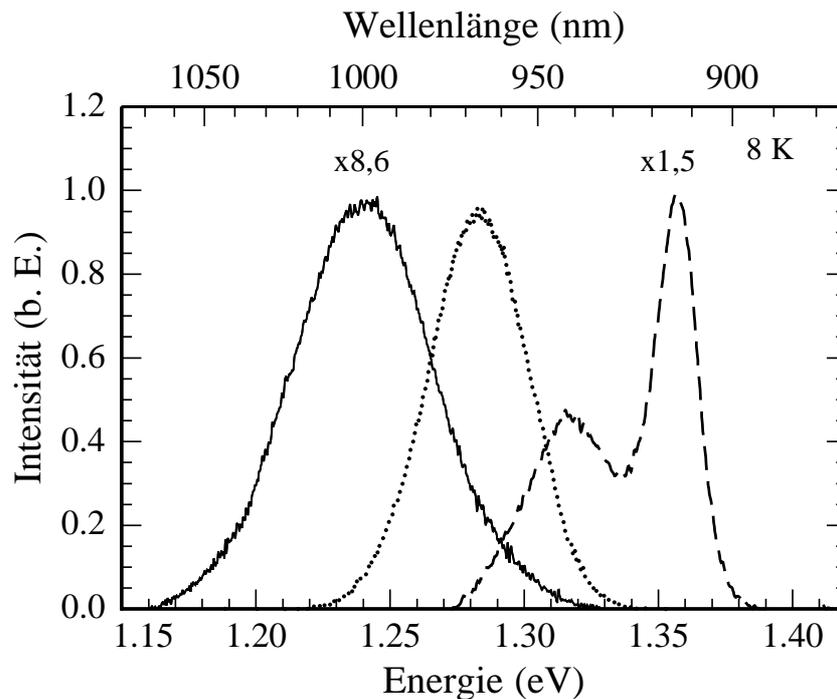
**Abbildung 4.19:** Exziton- (Kreise) und Biexziton-PL-Intensitäten (Quadrate) in Abhängigkeit von der Anregungsleistung

#### 4.3.4 Einfluss der Verspannung auf die optischen Eigenschaften

In diesem Abschnitt sollen nun noch einmal alle Erkenntnisse über die Abhängigkeiten der optischen Eigenschaften der Quantenpunkte von ihrer Verspannung zusammengefasst werden. In Abschnitt 4.2.4 wurde gezeigt, dass z.B. die Abmessungen der Quantenpunkte sowie ihre Dichte über den Indiumgehalt eingestellt werden können. Durch die Reduzierung des Indiumgehaltes beim Wachstum von GaInAs-Quantenpunkten auf GaAs wird die Gitterfehlpassung und somit die Verspannung verringert. Dadurch wird die Migrationslänge der Atome auf der Oberfläche erhöht, was zu einer geringeren Flächendichte sowie zu größeren Quantenpunkt-Abmessungen führt. Die Variation des Indiumgehaltes sowie die vergrößerten Abmessungen und geringeren Dichten der Quantenpunkte haben einen direkten Einfluss auf ihre optischen Eigenschaften.

Abbildung 4.20 zeigt die PL-Spektren von GaInAs-Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 60 % (gepunktete Kurve), 45 % (durchgezogene Kurve) und 30 % (gestrichelte Kurve). Die Emission der Probe mit einem Indiumgehalt von 60 % liegt bei 1,28 eV mit einer Linienbreite von 45 meV. Diese haben mit  $1 - 2 \times 10^{11}$  Quantenpunkte pro Quadratzentimeter die höchste Dichte und zeigen die höchste Intensität bei der PL-Messung. Wird nun der Indiumgehalt auf 45 % verringert, so verschiebt sich das Spektrum auf ca. 1,24 eV hin zu niedrigeren

Energien (Halbwertsbreite 62 meV). Durch den geringeren Indiumgehalt erwartet man durch die Erhöhung der Bandkante eine Verschiebung der Emissionswellenlänge zu höheren Energien. Jedoch ist hier der dominierende Effekt die Vergrößerung der Quantenpunkt-Abmessungen durch die geringere Verspannung und somit höhere Migrationslänge, die eine Verschiebung zu höheren Wellenlängen verursacht. Des Weiteren spiegelt sich die verringerte Quantenpunktdichte in einer reduzierten PL-Intensität im Vergleich zur  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Probe wider.



**Abbildung 4.20:** PL-Spektren von GaInAs-Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 60 % (gepunktete Kurve), 45 % (durchgezogene Kurve) und 30 % (gestrichelte Kurve)

Verringert man den Indiumgehalt weiter auf 30 % erhält man, wie bereits diskutiert, ein überlagertes Spektrum von einer Film- und Punktemission. Die Hauptemission bei ca. 1,36 eV ist auf den Schwerlochübergang der Benetzungsschicht der Quantenpunkte zurückzuführen. Die strahlende Rekombination über die Benetzungsschicht ist wegen der sehr geringen Quantenpunktdichte immer noch effizient und somit in der PL-Messung auflösbar. Die Emission der Quantenpunkte zeigt sich als zusätzliche Gaußkurve auf der Niederenergieseite der Benetzungsschicht. Hier ist nun der dominierende Effekt die Erhöhung der Bandkante durch den höheren Galliumgehalt, und somit verschiebt sich das Maximum der QP-Emission wieder zu höheren Energien (1,32 eV). Die spektrale Lage der gering verspannten  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkte von unter 950 nm in Kombination mit ihren geringen Dichten und vergrößerten Abmessungen und somit höheren Oszillatorstärke machen diese Quantenpunktstrukturen zu idealen Kandidaten für spätere Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik.

## 4.4 Photoreflexionsspektroskopie

Bei der optischen Spektroskopie mittels Photolumineszenz sind nicht alle Übergänge in den Quantenpunktstrukturen spektroskopierbar. Um Informationen über alle optischen Übergänge des Systems zu bekommen, sind zusätzlich Messungen nötig. Hierfür wurden an den Proben Photoreflexionsmessungen [Asp82], eine kontaktlose Form der Modulationsspektroskopie, an der Technischen Universität in Wrocław durchgeführt. Im Gegensatz zur Elektroreflexion, bei der die Modulation des elektrischen Feldes über aufgebraute Kontakte und ein extern moduliertes Feld realisiert wird, nutzt man bei der Photoreflexion (PR) einen intensitätsmodulierten Laser. Bei einem Halbleiter sind das Leitungs- bzw. das Valenzband nahe der Oberfläche gekrümmt, d.h. bereits ohne äußere Einflüsse liegt ein permanentes elektrisches Feld innerhalb der Probe vor. Beleuchtet man die Probe mit einem modulierten Laser, werden periodisch Elektron-Loch-Paare, die das innere elektrische Feld abschwächen, erzeugt. Diese periodische Modulation des internen Feldes ändert die Reflektivität der Probe mit der gleichen Modulationsfrequenz wie die der Anregungsquelle. Die Messgröße der Photoreflexion entspricht der Änderung der Reflektivität  $\Delta R$  bezogen auf die Reflektivität  $R$ . Durch die Normierung auf die Reflektivität werden Intensitätsschwankungen, Streuungen, Einflüsse der optischen Komponenten in der Messanordnung und die spektrale Empfindlichkeit des Detektors im Messsignal ausgeglichen, weil diese in die Messung von  $\Delta R$  und  $R$  einfließen.

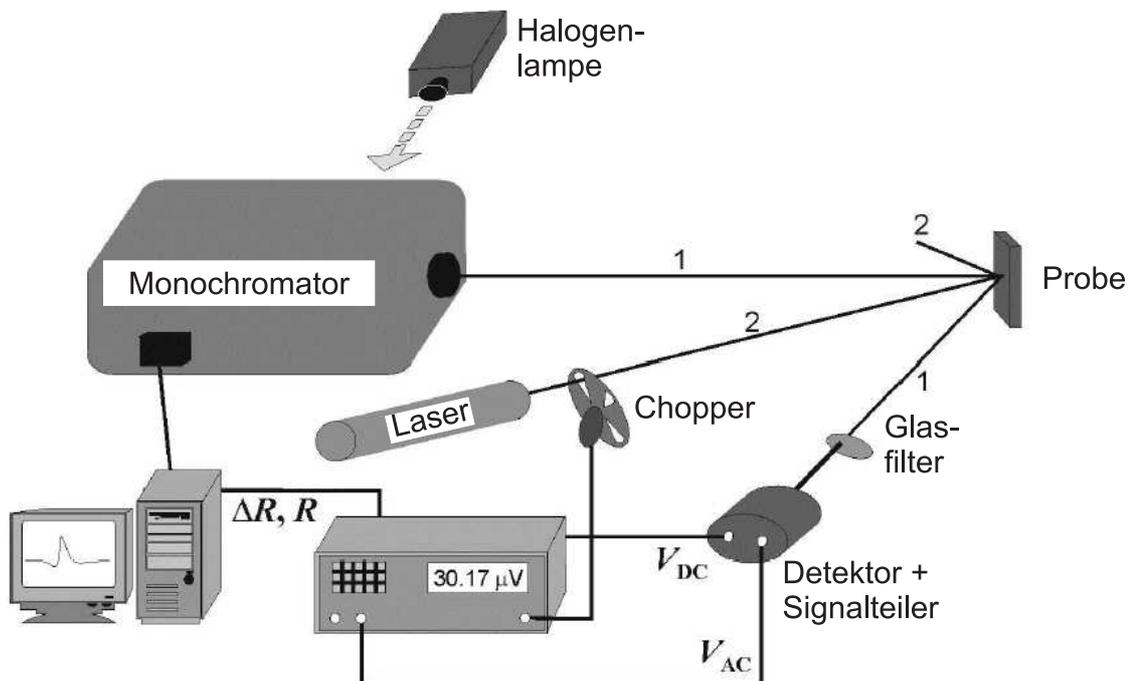


Abbildung 4.21: Schematische Darstellung des Photoreflexionsmessplatzes (nach [Mis03])

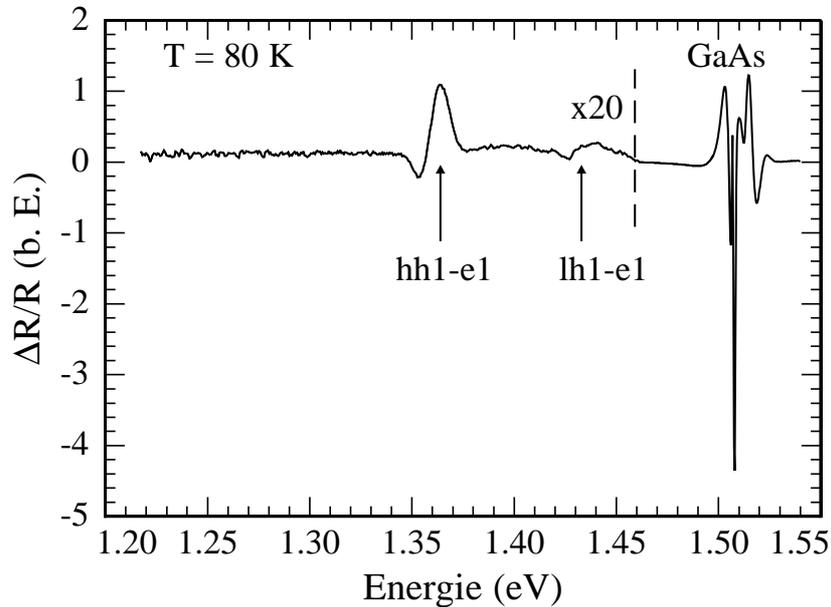
In Abb. 4.21 ist eine schematische Darstellung des verwendeten Photoreflexionsmessplatzes zu sehen. Das Probenlicht ist ein monochromatischer Strahl von einer Quartz-Halogenlampe spektral aufgespaltet von einem Monochromator. Dieser Intensitätsstrahl  $I_0$  wird auf die Probe fokussiert. Der Pumplaser, der mit einer Frequenz von 125 Hertz gechoppt ist, bestrahlt den identischen Bereich der Probe. Die Photonenenergie der Pumpquelle sollte generell oberhalb der Bandkante des untersuchten Halbleiters liegen. Als eine typische Pumpquelle wird im Energiebereich unter 1,96 eV ein He-Ne-Laser und unter 4,5 eV ein  $\text{Ar}^+$ -Ionenlaser eingesetzt. Die Intensität des Laserlichtes kann anhand von einem variablen neutralen Dichtefilter eingestellt werden. Das reflektierte Licht wird von einer Silizium-, einer GaInAs-Diode oder von einem Photomultiplier detektiert. Um eine Detektion des gestreuten Laserlichtes zu verhindern, wird ein geeigneter Langpass-Glasfilter vor dem Photodetektor verwendet. Der Signalteiler, der mit dem Detektor verbunden ist, teilt das Signal in zwei Komponenten. Der Gleichstromanteil ist proportional zu  $I_0 R$  und der Wechselstromanteil ist dagegen proportional zu  $I_0 \Delta R$ . Die Wechselstromkomponente wird mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers gemessen. Ein Computer teilt das Wechselstromsignal durch den Gleichstromanteil, und man erhält das Photoreflexionsspektrum,  $\frac{\Delta R}{R}(\hbar\omega)$  mit  $\hbar\omega$  als Photonenenergie des einfallenden Strahls.

Bei der PR-Messung ist eine effiziente Filterung des Streulichtes nötig, da es die identische Frequenz als das zu messende Signal hat und leicht detektiert werden kann. Das gestreute Pumplicht kann durch einen geeigneten Langpassfilter vor dem Detektor reduziert werden. Des Weiteren kann die Laseranregung eine Bandkantenphotolumineszenz erzeugen, die unter bestimmten Bedingungen intensiver als das interessierende Signal sein kann. Dieses Problem kann durch den Einsatz von Optiken mit einer langen Brennweite oder durch einen zweiten Monochromator, der identisch zum ersten eingesetzt wird, gelöst werden [The88]. Für zwei Monochromatoren werden zwei Messungen durchgeführt, eine mit und eine ohne Probenlicht. Bildet man die Differenz beider Messungen so wird die Photolumineszenz effizient kompensiert.

#### 4.4.1 Gering verspannte GaInAs/GaAs-Quantenpunkte

Zu Beginn wurden die optischen Eigenschaften der gering verspannten GaInAs-Quantenpunkte im Bereich um 30 % Indium und einer Gitterfehlpassung von ca. 2 %, die bis dahin kaum bekannt sind, mittels PR untersucht. Die Proben wurden auf einem Kupferfinger in einem Durchfluss-Kryostaten, der Messungen bei Flüssig-Stickstoff- und Flüssig-Helium-Temperaturen ermöglicht, montiert. In Abbildung 4.22 ist das PR-Spektrum der  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$ -Probe abgebildet. Das Spektrum zeigt zwei Übergänge (markiert mit Pfeilen) auf der niederenergetischen Seite, die auf den Quantenfilm zurückzuführen sind, neben dem Hauptübergang bei 1,51 eV verursacht durch den Bandkantenübergang des GaAs-Volumenmaterials bei tiefen Temperatu-

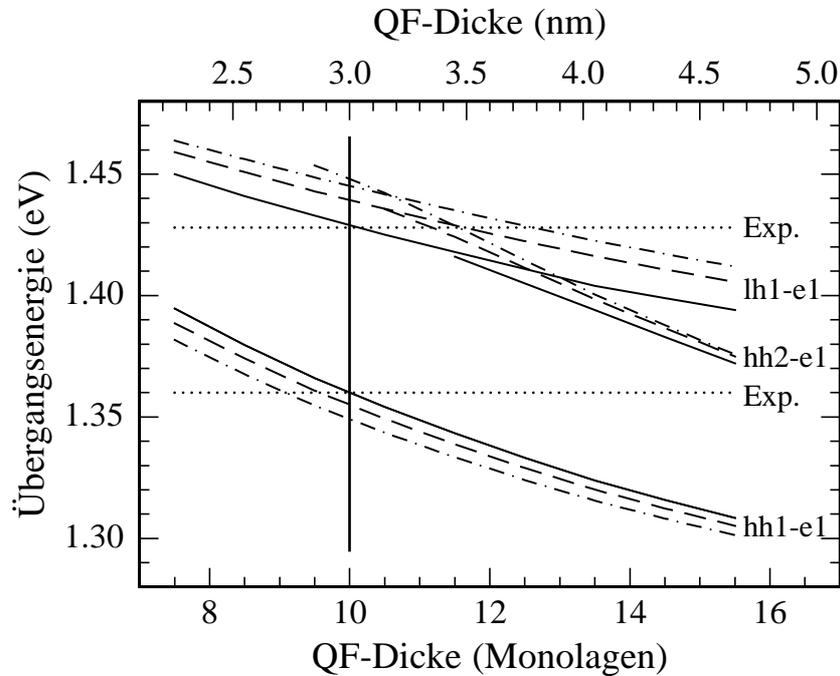
ren. Die Energien der Übergänge wurden basierend auf der "first derivative Gaussian functional form", die am besten geeignete PR-Linienform für Übergänge von inhomogen verbreiterten gebundenen Zuständen, angefitet und berechnet [Mis03].



**Abbildung 4.22:** Photoreflexionsspektrum des  $Ga_{0,73}In_{0,27}As/GaAs$ -Quantenfilms

Um den Ursprung der beiden Übergänge zu klären, wurden die Energieniveaus in einem rechteckigen Quantenfilm (QF) mittels effektiver Massennäherung unter Berücksichtigung von Verspannungseffekten berechnet. Als Indiumgehalt wurde der nominelle Wert aus dem Wachstumsprozess angenommen, und alle Effekte bezüglich der Quantenfilmdurchmischung wurden vernachlässigt, da sie nur einen kleinen Einfluss auf die Übergangenergien eines sehr schmalen Potentialtopfes haben. Die meisten der verbleibenden Materialparameter sind bekannt und wurden aus einer weit akzeptierten Veröffentlichung entnommen [Vur01]. Jedoch müssen zwei wichtige Parameter wegen Ungenauigkeiten bei ihren Werten als halbwegs frei behandelt werden und zwar die Dicke des Quantenfilms, die nur durch die Wachstumsbedingungen bestimmt ist, und die Bandkanten-Diskontinuitäten zwischen unverspannten Film und Barrierenmaterial, den sogenannten unverspannten oder theoretischen Bandoffset  $Q_C$ . Der letztere kann auf einen kleinen Bereich eingegrenzt werden. Gewöhnlich beziehen sich die experimentell bestimmten Werte der Bandkantendiskontinuitäten auf verspanntes Material oder, in anderen Worten, auf den praktischen Bandoffset (existierend in der realen Struktur, die von der Verspannung beeinflusst und verspannungsabhängig ist). Das verspannte Leitungsbandoffset-Verhältnis für das  $Ga_{1-x}In_xAs/GaAs$ -Materialsystem hängt für Kompositionen mit  $x \geq 0,1$  nur sehr schwach vom Indiumgehalt ab und ist ungefähr 0,6. Dies ist äquivalent zu einem Wert von ca. 0,8 für den unverspannten Bandoffset für diese Materialzusammensetzung [Rei90b] [Dis97]. Auf

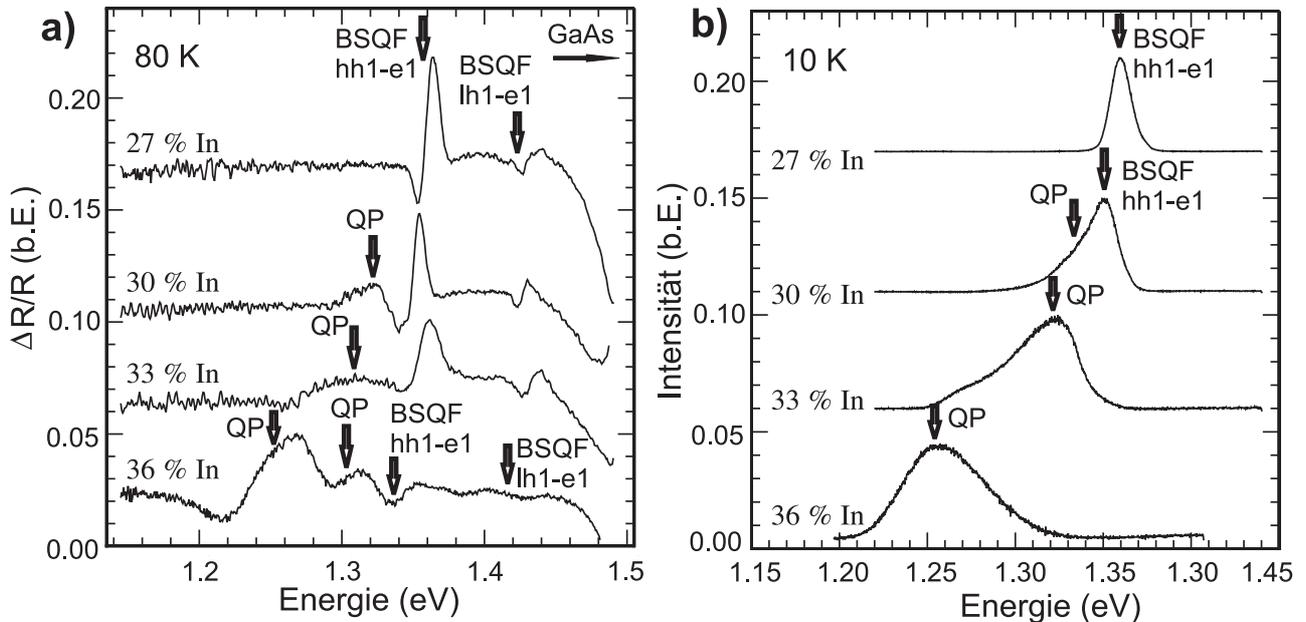
der anderen Seite wurde theoretisch und experimentell nachgewiesen, dass das unverspannte Leitungsbandoffset-Verhältnis für eine reine InAs/GaAs-Grenzfläche im Bereich zwischen 83 % und 92 % liegt [Dis97] [Sti99] [Wei98]. Darum wurden die Berechnungen nur für einige  $Q_C$  Werte um 80 % durchgeführt.



**Abbildung 4.23:** Berechnete Energieniveaus eines  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantenfilms in Abhängigkeit von der Filmdicke für drei verschiedene Bandoffset-Verhältnisse  $Q_C$ : 85 % (durchgezogene Linie), 80 % (gestrichelte Linie) und 75 % (Strich-Punkt-Linie). Die experimentell bestimmten Energiewerte sind gepunktet dargestellt.

Ein Beispiel für die Berechnung für einen  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$ -Quantenfilm und eine Methode für die Bestimmung der Quantenfilmdicke und des unverspannten Bandooffsets für die in Abb. 4.22 experimentell bestimmten Übergangsenergien ist in Abb. 4.23 dargestellt. Erstens erkennt man deutlich, dass die beste Übereinstimmung für eine Dicke von 10 Monolagen (3 nm) und einem theoretischen Leitungsbandoffset-Verhältnis von ca. 85 %, was einem verspannten Wert von 64 % entspricht, erzielt wird. Dies ist in guter Übereinstimmung mit bisher publizierten Werten [Rei90b] [Dis97] [Rei90c]. Zweitens erkennt man, dass die beiden Übergänge, die im PR-Spektrum beobachtet wurden, dem Grundzustand des Schwerloch- (hh1-e1) sowie des Leichtloch-Übergangs (lh1-e1) entsprechen und dass für diese Quantenfilmdicke und dem zugehörigen Bandooffset diese beiden Übergänge die einzig Möglichen sind, d.h. es gibt nur einen gebundenen Zustand für Elektronen, schwere (hh) und leichte Löcher (lh). Die Diskrepanz zwischen dem berechneten und dem technologischen Wert der Quantenfilmdicke kann durch die limitierte Genauigkeit beim Wachstum der Quantenpunktproben mittels Submonolagenabschei-

dung erklärt werden. Es wurden bei den Wachstumszyklen Shutteröffnungszeiten im Bereich von Zehntelsekunden verwendet. Für eine genaue Schichtdickenberechnung müsste man die Zeiten, die der Shutter zum Öffnen und Schließen benötigt, die sogenannten Shutter-Transienten, mit einbeziehen. So erhält man die effektive Gesamtzeit, die der Shutter geöffnet war und die sicherlich kleiner ist, als der nominelle Wert. Somit sind die technologischen Dicken tendenziell überschätzt.



**Abbildung 4.24:** PR- (a) und PL-Spektren (b) für Quantenpunktstrukturen mit einem Indiumgehalt zwischen 27 % und 36 % bei tiefen Temperaturen

Abbildung 4.24 zeigt die PR- (a) und PL-Spektren (b) der gering verspannten GaInAs-Proben mit Indiumgehalten von 27 % bis 36 % im Energiebereich unterhalb der GaAs-Bandkante. Die Spektren wurden bei Flüssig-Helium-Temperaturen für PL und Flüssig-Stickstoff-Temperaturen für PR gemessen. Vergleicht man die Ergebnisse, so kann man ausgehend von der GaAs-Bandkante hin zu höheren Energien zwischen zwei Merkmalen, die durch Quantenfilm- und Quantenpunkt-Übergänge verursacht werden, unterscheiden. Man sieht, dass für den Fall des GaInAs-Films mit einem In-Gehalt von 27 % eine relativ schmale PL-Emission von 13 meV, die in guter Übereinstimmung mit der PR-Linienbreite von 12 meV ist, bei der energetischen Position des Schwerlochüberganges im PR-Spektrum gemessen wurde. Dies bestätigt die vorherige Interpretation. Erhöht man den Indiumgehalt auf 30 %, so bilden sich die ersten länglichen Quantenpunkte aus, da die kritische Schichtdicke gerade überschritten wurde. Bei dieser Struktur ist im PR-Spektrum der Quantenfilmübergang der Benetzungsschicht (BSQF) sowie die Quantenpunktübergänge messbar. Das PL-Spektrum zeigt eine überlagerte Emission von zwei Kurven mit dem Hauptmaximum bei 1,35 eV in Übereinstimmung mit der gemessenen PR-Kurve. Es stellt den Grundzustand des Schwerlochüberganges der Benetzungsschicht

schicht (hh1-e1) dar. Der Leichtlochübergang (lh1-e1) ist nur im PR-Spektrum sichtbar und liegt bei einer Energie von 1,425 eV. Die breite niederenergetische Schulter des PL-Spektrums ist auf die Emission der Quantenpunkte zurückzuführen, deren Dichte so gering ist, dass die strahlende Rekombination über die Benetzungsschicht noch effizient und somit der Schwerlochübergang mittels PL noch auflösbar ist. Durch ihre geringe Dichte kann jedoch kein klares unabhängiges PR-Merkmal für die Quantenpunkte detektiert werden. In Photoreflexion wird die normierte Änderung im Reflektivitätskoeffizienten gemessen und stellt die Absorption der Probe dar. Deshalb ist die PR-Signalintensität für Quantenpunkte immer sehr gering, da diese nur einen sehr kleinen Teil der insgesamt bestrahlten Oberfläche der Probe abdecken, und sie kann sogar für sehr geringe Flächendichten unmessbar sein. Jedoch ist vergleichbar zu den PL-Ergebnissen auch im PR-Spektrum neben dem Schwerlochübergang der Benetzungsschicht eine niederenergetische Schulter zu erkennen, was ein Anzeichen für die gemessene Änderung der Reflektivität eines Quantenpunktensembles mit sehr geringer Dichte ist. Dagegen sind die Quantenpunkte bei der Probe mit 33 % Indium durch die erhöhte Flächendichte sehr deutlich mittels PR messbar. In der PL zeigt sich mit einer inhomogen verbreiterten Gaußkurve ein typisches Quantenpunktspektrum. Die Emission über die Benetzungsschicht ist wegen der hohen Quantenpunktdichte nicht mehr effektiv und somit nicht mehr messbar. Die Energieposition der Quantenpunkte stimmt mit dem beobachteten PR-Merkmal überein. Die PR-Spektren der Proben mit 30 % und 33 % Indium beinhalten beide zusätzlich den Übergang, der auf die Benetzungsschicht (BS) zurückzuführen ist. Dies ermöglicht die Berechnung der Dicke der Benetzungsschicht mit der bereits erwähnten Methode (siehe Abb. 4.23). Eine analoge Situation ergibt sich für die Quantenpunktschicht mit einem Indiumgehalt von 36 %. Die Quantenpunkt-Emission in PL ist in guter Übereinstimmung mit den PR-Ergebnissen. Des Weiteren sind ebenfalls die Übergänge der Benetzungsschicht im PR-Spektrum beobachtbar.

Eine Bemerkung sollte noch über die Linienform des PL-Spektrums der Probe mit einem In-Gehalt von 33 % hinzugefügt werden. Das PL-Spektrum ist eine Überlagerung von zwei Gaußkurven. Die Energie der ersten Emissionskurve liegt nahe an der Quantenpunktmission der  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Probe und wurde vorhin auf die Emission der Quantenpunkte zurückgeführt. Des Weiteren beinhaltet das PL-Spektrum eine zweite schwächere Kurve mit einer Emissionsenergie nahe an der QP-Linie der Probe mit 36 % Indium. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass im QP-Ensemble der Probe mit 33 % Indium zwei bevorzugte QP-Größen mit stark unterschiedlichen Abmessungen vorkommen. Die Ähnlichkeiten in ihren Emissionsenergien zu Proben mit einem geringeren und höheren In-Gehalt erklären sich wie folgt. Für den Fall von 30 % Indium existiert nur ein QP-Ensemble mit geringer Dichte und kleineren Quantenpunkten. Bei einem In-Gehalt von 33 % bilden sich dagegen nicht nur dichtere Quantenpunkte, sondern ebenfalls

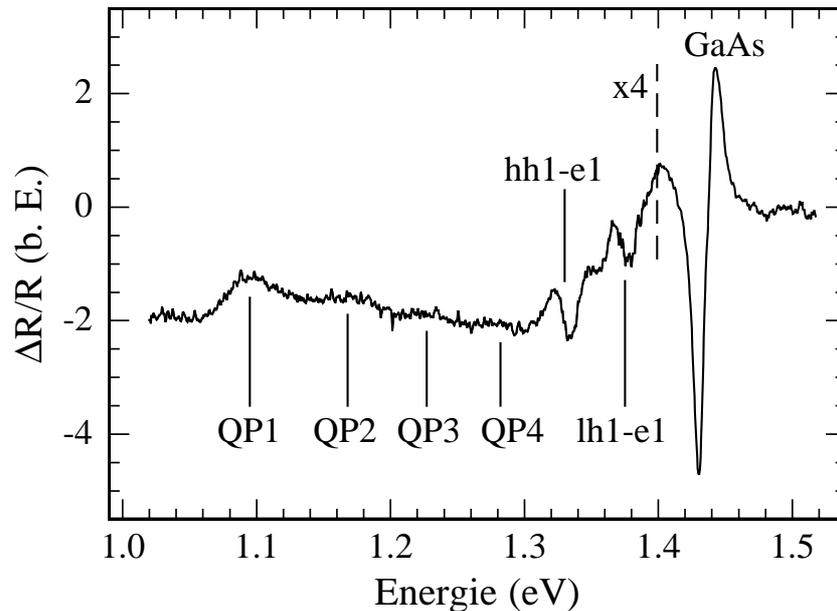
einige größere QP-Strukturen aus, die bei einer niedrigeren Energie emittieren. Dies führt zur Bildung von zwei dominierenden QP-Größen für diesen In-Gehalt. Wird der In-Gehalt weiter auf 36 % erhöht, so entsteht letztendlich ein relativ dichtes QP-Ensemble, das hauptsächlich aus größeren Quantenpunkten besteht. Die Existenz von zwei dominierenden Quantenpunktgrößen der  $\text{Ga}_{0,67}\text{In}_{0,33}\text{As}$ -Probe spiegelt sich jedoch nur in den PL-Messungen und nicht in den PR-Messungen wider. Dies erklärt sich durch den absorptionsähnlichen Charakter des PR-Spektrums. Das PR-Signal einer geringen Anzahl von größeren Quantenpunkten hat im Vergleich zum Signal eines dichteren Ensemble mit kleineren Quantenpunkten nur einen vernachlässigbaren Beitrag (siehe Diskussion im vorherigen Absatz) und verschwindet vollständig in der inhomogenen Verbreiterung. Daher muss das Fehlen eines ausgeprägten PR-Merkmals auf der niederenergetischen Seite nicht im Widerspruch mit den Ergebnissen der PL-Messungen stehen. Die gesamte Absorption, die von diesen Quantenpunkten verursacht wird, ist sehr klein. Wohingegen ein beträchtlicher Anteil der gesamten strahlenden Rekombination immer noch durch diesen Kanal gehen kann, da dieser der niedrigste energetische Zustand im System ist.

In-Gehalt (%)	BS-Dicke (nm)	BS-Dicke (ML)
30	2,7	9,0
33	2,3	7,7
36	2,2	7,3

**Tabelle 4.1:** Berechnete Dicke der Benetzungsschicht (BS) basierend auf PR-Spektren von  $\text{GaInAs}/\text{GaAs}$ -Quantenpunktstrukturen mit verschiedenen In-Gehältern.

Die Übergänge der Benetzungsschicht aus den PR-Spektren wurden in gleicher Weise wie im Fall der  $\text{Ga}_{0,73}\text{In}_{0,27}\text{As}$ -Probe analysiert. Auch für die leicht erhöhten Indiumgehalte wurde wie erwartet wieder die beste Übereinstimmung für ein unverspanntes Leitungsbandoffset-Verhältnis von ca. 85 % erreicht. Hierdurch konnte nun die Dicke der Quantenfilme bestimmt werden. Da sich diese Filme in Proben mit selbstorganisierten Quantenpunkten gebildet haben, entsprechen die berechneten Werte der Dicke der Benetzungsschicht (kritische Schichtdicke für den 2D - 3D Wachstumsübergang) für die drei verschiedenen Indiumgehalte im Bereich der gering verspannten  $\text{GaInAs}$ -Quantenpunkte. Ihre Werte sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Es zeigt sich eine korrekte Tendenz: Die Werte sind größer als jene, die für  $\text{InAs}/\text{GaAs}$ - oder  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantenpunkte veröffentlicht wurden [Sek01] [Faf99] [Leo94], und sie nehmen mit steigendem Indiumgehalt ab, was die höhere Verspannung in den Strukturen widerspiegelt.

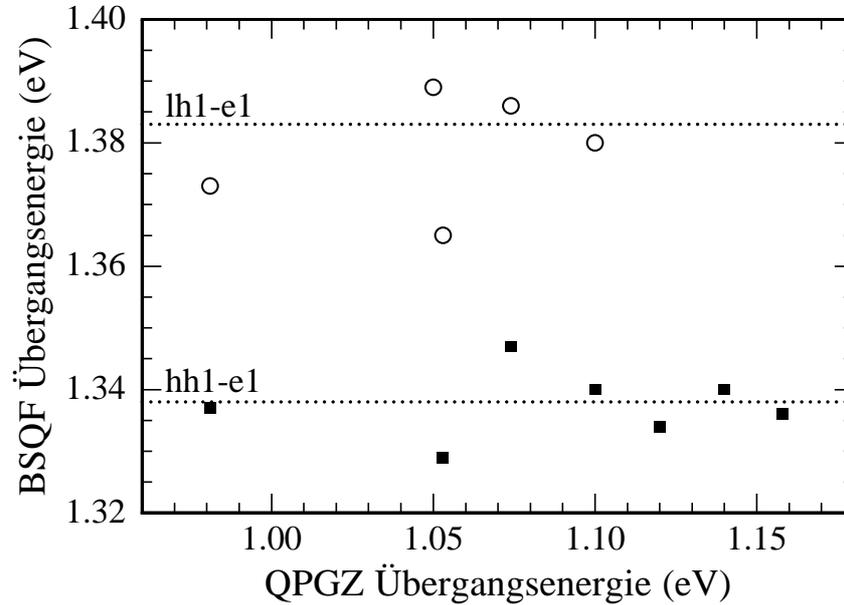
#### 4.4.2 Stark verspannte (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkte



**Abbildung 4.25:** Raumtemperatur-PR-Spektrum der InAs/GaAs-Quantenpunktprobe inklusive der Übergänge der Benetzungsschicht

Neben den gering verspannten Quantenpunkten wurden ebenfalls die Proben mit höheren Indiumgehalten mittels PR-Messungen charakterisiert. Abbildung 4.25 zeigt ein Raumtemperatur-PR-Spektrum der InAs/GaAs-Quantenpunktprobe für einen großen Energiebereich. Die stärkste Signalintensität ist auf den bulk-artigen Bandkantenübergang von Galliumarsenid zurückzuführen. Die Reihe von breiten und schwachen PR-Linien auf der Niederenergieseite stellt Quantenpunktübergänge dar und beginnt mit dem Schwerlochübergang des Grundzustandes bei einer Energie von ca. 1,08 eV, die typisch ist für selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte. Daneben können mindestens drei angeregte Quantenpunktzustände bei höheren Energien beobachtet werden. Jedoch sind die beiden schmalen und scharfen Übergänge bei den Energien von 1,33 eV und 1,375 eV durch den dünnen Quantenfilm, den die Benetzungsschicht bildet, verursacht. Diese können, nicht nur wegen ihrer Linienform, die sich von all den anderen Merkmalen unterscheidet, sogar auch ohne Berechnung zugeordnet werden. Die Energien der Übergänge der Benetzungsschicht für diese Materialzusammensetzung wurden schon von verschiedenen Gruppen veröffentlicht und überraschenderweise variieren sie kaum zwischen den Veröffentlichungen [Sit05] [Aig97] [Che06] [Lee01] [Row98] [Ged98]. In Abbildung 4.26 sind die Übergangsenergien der Benetzungsschicht in Abhängigkeit von der Energie des Quantenpunktgrundzustandes (QPGZ) zusammengefasst. Betrachtet man die Grundzustandsenergien der Quantenpunkte, so erkennt man, dass trotz Unterschiede in den Wachstumsbedingungen, die die Quantenpunkteigenschaften deutlich ändern, alle Energien der BS für beide Übergänge (schwere und leichte

Löcher) nahezu identisch sind. Der Energiebereich der Übergänge der Benetzungsschicht kann auf eine sehr schmale Verteilung von ca. 20 meV eingeschränkt werden, mit Durchschnittswerten, die sehr nah an den in Abb. 4.25 experimentell erzielten Werten liegen.

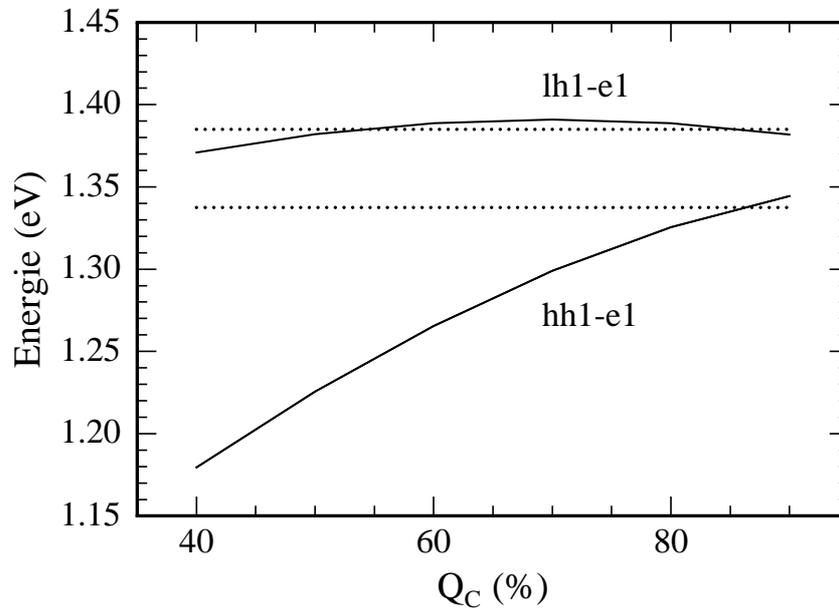


**Abbildung 4.26:** Übergangsenergien des Quantenfilms der Benetzungsschicht (BSQF) von InAs-Quantenpunktproben in Abhängigkeit von der Energie des Quantenpunktgrundzustandes (QPGZ). Die punktierten Linien stellen den Mittelwert dar.

Die Dicke der Benetzungsschicht (kritische Schichtdicke für die 3D Inselbildung) ist hauptsächlich abhängig von der Verspannung. Diese ist nur bedingt gleich in den verschiedenen InAs/GaAs-Quantenpunktstrukturen z.B. durch vertikales Stapeln und ist teilweise für die Verteilung der Übergangsenergien verantwortlich. Schließt man diese Strukturen in den Betrachtungen aus, so sind die Übergangsenergien der Verbliebenen bis auf eine kleine Abweichung konstant. Im Gegensatz zu den Erwartungen, dass sogar eine kleine Änderung der effektiven Dicke eines sehr dünnen Quantenfilms einen großen Einfluss auf die Energieniveaus haben sollte, sind diese unabhängig von verschiedenen Wachstumsbedingungen, Durchmischungsprozessen und anderen Unterschieden, die sicher vorhanden sind.

Die experimentell beobachteten Übergänge sind in guter Übereinstimmung mit Berechnungen basierend auf einem rechteckigen Quantenfilm mit einer Dicke von ca. 1,6 Monolagen [Aig97] [Lee01] [Ged98]. Die Ergebnisse der Berechnung mittels effektiver Massennäherung für einen solchen Quantenfilm in Abhängigkeit des Leitungsbandoffset-Verhältnisses  $Q_C$  zwischen InAs und GaAs sind in Abbildung 4.27 dargestellt. Hierbei handelt es sich um den sogenannten theoretischen oder chemischen Bandoffset, der zum Beispiel bei den Berechnungen von unverspannten Schichten vor der Berücksichtigung der Verspannung verwendet wird. Die beste Übereinstim-

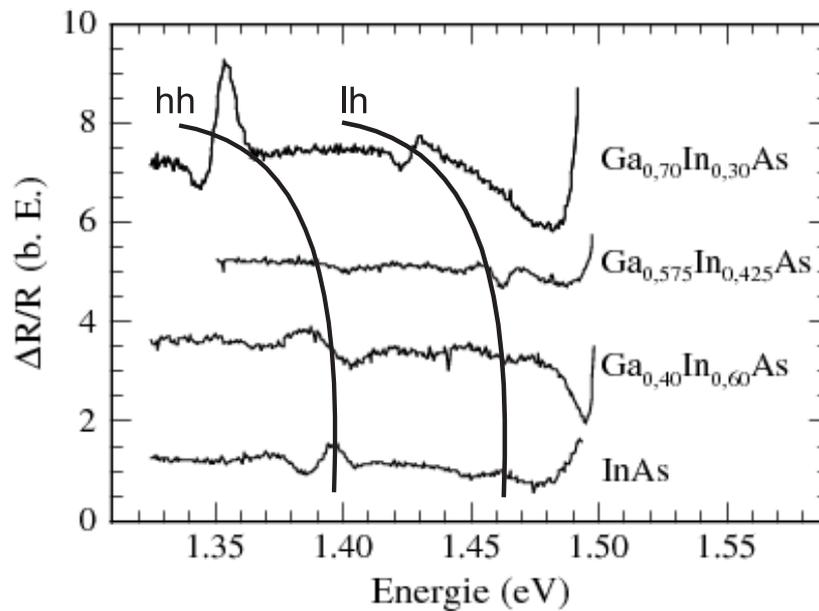
mung wurde für einen Bandoffset von ca. 87 % erreicht, was einem Wert von ca. 65 % des verspannten Bandoffsets entspricht (berechnet nach der Berücksichtigung der Verspannung) und in guter Übereinstimmung mit bisher publizierten Werten für das InAs/GaAs-Materialsystem ist [Sti99] [Wei98] [Dis97].



**Abbildung 4.27:** Berechnete Schwer- und Leichtlochübergangsenergien (durchgezogene Linien) in einem 1,6 ML dünnen rechteckigen InAs/GaAs-Quantenfilm in Abhängigkeit des Leitungsbandoffset-Verhältnisses  $Q_C$ . Die punktierten Linien markieren die durchschnittlichen Energien von Abb. 4.26.

### 4.4.3 Abhängigkeit der kritischen Schichtdicke vom Indiumgehalt der Quantenpunkte

Die Tieftemperatur-PR-Spektren von allen (Ga)InAs-Quantenpunktproben mit verschiedenen In-Gehältern von 30 % bis hin zu 100 % sind noch einmal in Abb. 4.28 zusammengefasst. Der Energiebereich der Spektren beschränkt sich auf die Quantenfilmübergänge der Benetzungsschicht. Es kann eine generelle Tendenz der Energieverschiebung des Schwer- und Leichtlochübergangs beobachtet werden.

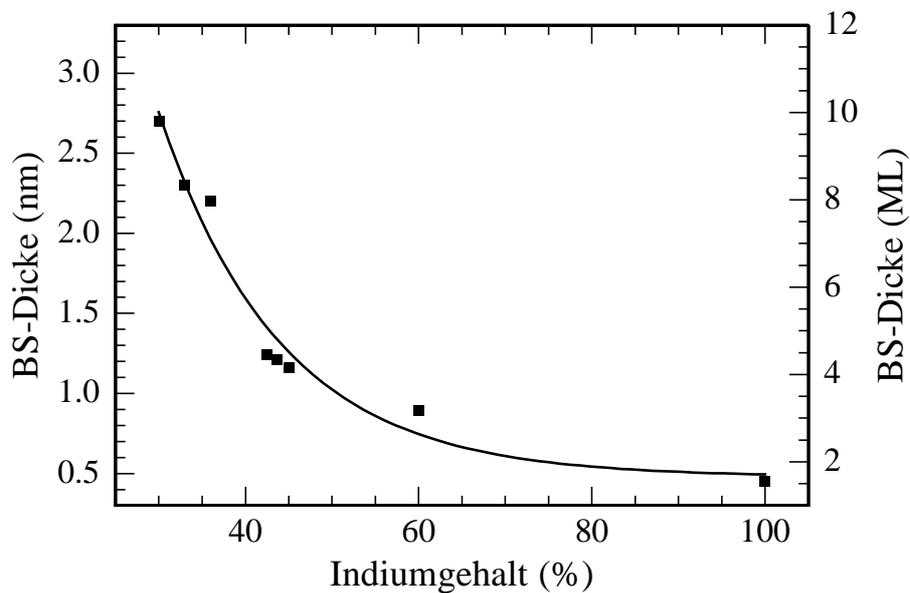


**Abbildung 4.28:** Tieftemperatur-PR-Spektren von (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkten mit verschiedenen In-Gehältern. Der Energiebereich der Spektren wurden auf die Schwer- und Leichtlochübergänge der Benetzungsschichten beschränkt.

Die PR-Spektren wurden analog zu den Berechnungen für die gering verspannten Quantenpunktstrukturen in Abschnitt 4.4.1 analysiert. Die berechneten Dicken der Benetzungsschicht in Abhängigkeit vom nominellen Indiumgehalt sind in Abbildung 4.29 dargestellt. Die experimentell bestimmte Kurve zeigt wie stark die kritische Schichtdicke vom nominellen Indiumgehalt abhängt. Erhöht man den Indiumgehalt von 30 % auf 100 % und somit ebenfalls die Verspannung, so nimmt die kritische Schichtdicke nahezu exponentiell ab.

Die Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit bisher veröffentlichten theoretischen Kurven, die die Abhängigkeit der kritischen Schichtdicke für einen weiten In-Bereich in diesem Materialsystem angeben [Tu04] [Cul02] [Pet94]. Die kritische Schichtdicke ist ebenfalls stark abhängig von der Wachstumsrate der Quantenpunkte. Durch eine reduzierte Wachstumsrate wird die Migrationslänge der Atome auf der Oberfläche erhöht, was ein längeres zweidimensio-

nales Wachstum fördert und somit sich in höheren kritischen Schichtdicken widerspiegelt. Die experimentellen Werte aus den PR-Spektren liegen zwischen den bisher veröffentlichten theoretischen Vorhersagen. Die ermittelten Schichtdicken sind minimal dünner als von Petroff et al. 1994 veröffentlicht [Pet94] [Tu04], jedoch liegen die Werte über denen von Cullis et al. aus dem Jahr 2002 [Cul02] [Tu04]. Die Abweichungen lassen sich durch die unterschiedliche Wachstumsrate der Quantenpunkte erklären, die einen deutlichen Einfluss auf die kritische Schichtdicke hat. Durch die Submonolagenabscheidung bei den hier realisierten Quantenpunkten werden die Wachstumsraten gemittelt und liegen zwischen den Raten für GaAs ( $1 \mu\text{m/h}$ ) und InAs ( $0,18 \mu\text{m/h}$ ).

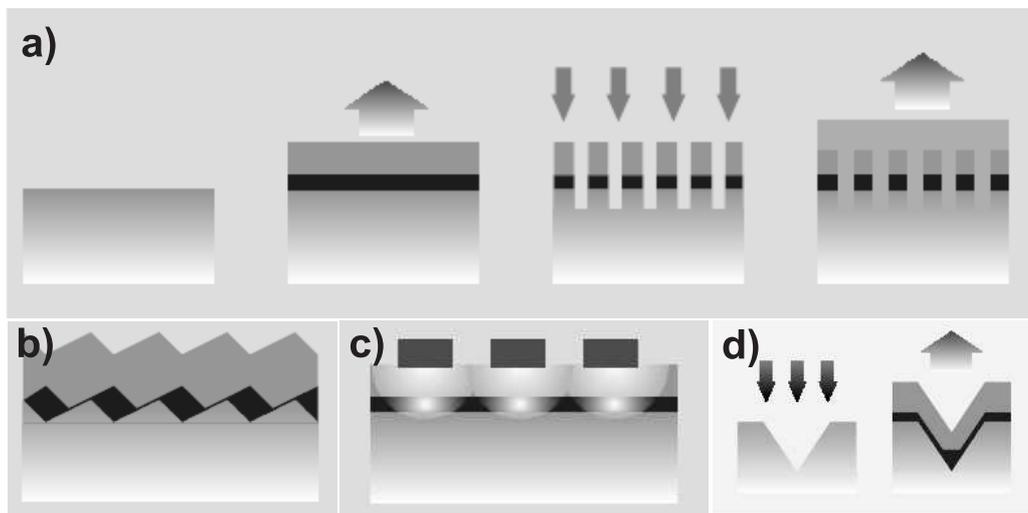


**Abbildung 4.29:** Experimentell bestimmte Dicken der Benetzungsschicht in Abhängigkeit vom nominellen Indiumgehalt von selbstorganisierten GaInAs-Quantenpunktstrukturen in einer GaAs-Matrix

# Kapitel 5

## Methoden zur Kontrolle der Quantenpunkteigenschaften

Die Kontrolle über die optischen und morphologischen Eigenschaften von Quantenpunkten ist für viele Einsatzgebiete essentiell. Hierfür wurden in den letzten Jahren verschiedenste Methoden entwickelt (siehe Abb. 5.1).



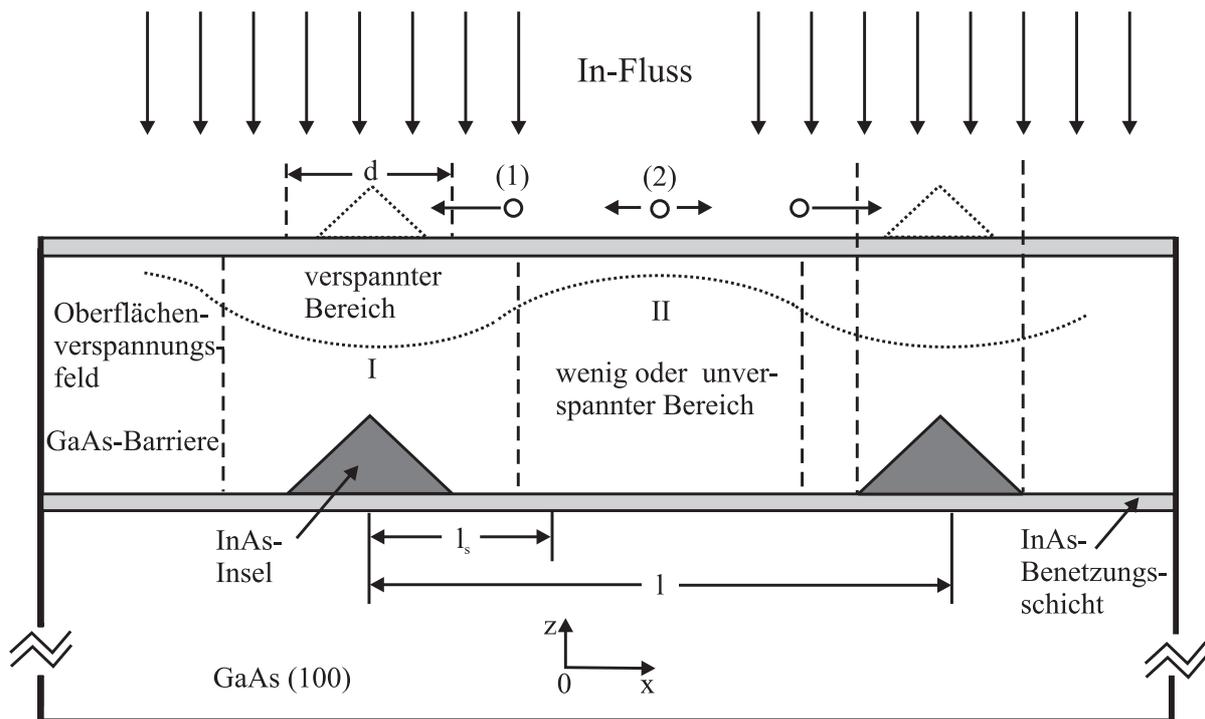
**Abbildung 5.1:** Methoden zur Kontrolle der Quantenpunkteigenschaften: lithographisch hergestellte Quantenpunkte (a), verkippte Substrate (b), verspannungsgekoppelte Quantenpunkte (c), vorstrukturierte Substrate (d)

Eine Möglichkeit ist die Herstellung von Quantenpunkten aus Quantenfilmmaterial durch Lithographie, Ätzen und anschließendem Überwachsen. Jedoch haben diese Quantenpunktstrukturen einige Nachteile, wie zum Beispiel schlechte optische Eigenschaften, da die kristalline Qualität der Halbleiterschichten durch die Prozessschritte deutlich verschlechtert wird. Des Weiteren ist der Herstellungsprozess sehr aufwändig. Andere Möglichkeiten sind das Wachstum auf verkippten Substraten oder vertikal verspannungsgekoppelte Quantenpunktschichten. Da-

bei kann man allerdings nur einen relativ geringen Einfluss auf die Eigenschaften der Punkte nehmen. Ihre Position zum Beispiel lässt sich nicht kontrollieren. Eine weitere Methode ist die Verwendung von vorstrukturierten Substraten. Hierbei werden die Quantenpunkte auf ein mittels Elektronenstrahl vorstrukturiertes Lochgitter aufgewachsen. Durch das Lochgitter lassen sich nicht nur die Eigenschaften der Punkte Maßschneiden, sondern es lässt sich ebenfalls ihre Position gezielt vorbestimmen.

## 5.1 Verspannungsgekoppelte Quantenpunkte

Mit vertikal verspannungsgekoppelten Quantenpunktschichten kann man in gewissem Maße Einfluss auf die Entstehung der Quantenpunkte nehmen, da die erste Schicht als Nukleationsschicht dient, die die Position der Quantenpunkte in den darüber liegenden Schichten und damit auch deren Flächendichte festlegt. Der kinetische Prozess, der dem selbstorganisierten Wachstum unter vertikaler Verspannungskopplung zugrunde liegt, ist in Abb. 5.2 dargestellt.

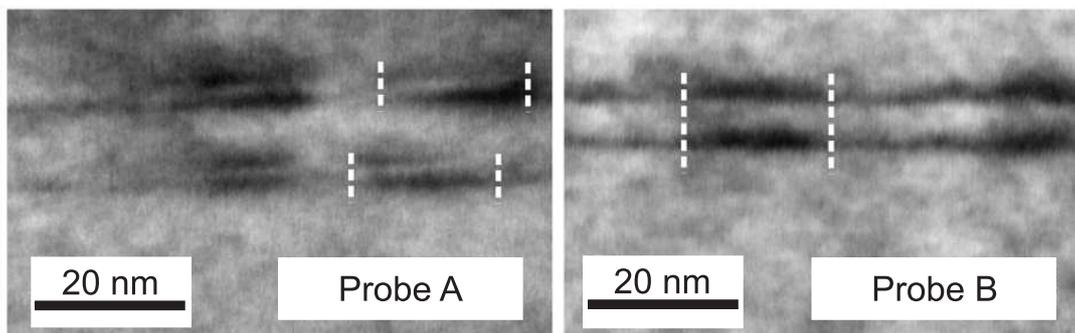


**Abbildung 5.2:** Schematische Darstellung der zwei Hauptprozesse bei der Indium-Migration auf der verspannten Oberfläche: (1) gerichtete Diffusion in einem Potentialgradienten, die zur vertikalen Selbstorganisation beiträgt und (2) symmetrische thermische Migration in Bereiche außerhalb der Inseln, was zur Bildung neuer nicht korrelierter Inseln führt (nach [Xie95]).

Die Inseln in der ersten Schicht erzeugen eine Zugverspannung im GaAs über den Inseln (Bereich I), während im Bereich II wenig oder keine Verspannung herrscht, abhängig von der mittleren Distanz  $l$  der Inseln in der ersten Quantenpunktschicht und der Reichweite  $l_s$  des Ver-

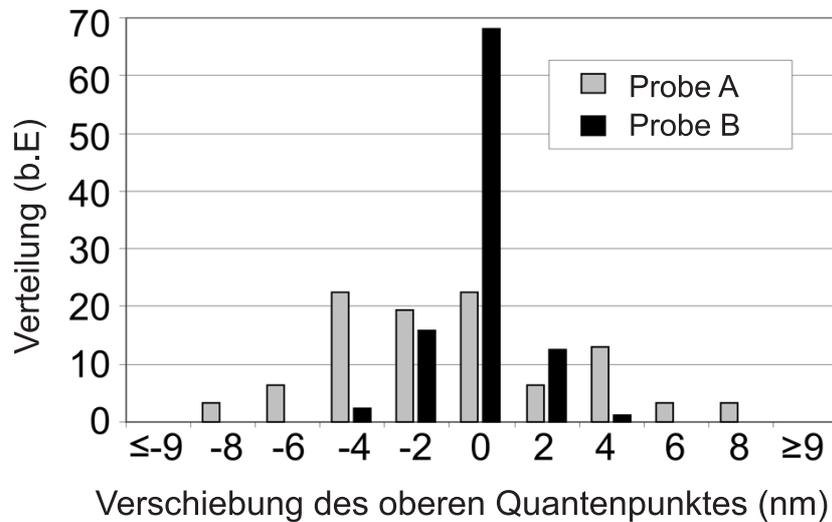
spannungsfeldes, die abhängig von der Dicke der GaAs-Schicht zwischen den Schichten ist. Die im Bereich I auftreffenden In-Atome werden aufgrund des Spannungsfeldes dazu gezwungen, sich bevorzugt oberhalb der Inseln der unteren Quantenpunktschicht anzusammeln. Dort können die Atome, wegen der geringeren Gitterfehlanpassung des InAs mit dem an dieser Stelle verspannten GaAs, auch den niedrigsten thermodynamischen Zustand einnehmen. Andererseits können die In-Atome, die im Bereich II auftreffen, die Nukleation von neuen Inseln in diesem Bereich hervorrufen, was für effiziente vertikale Organisation nicht wünschenswert ist. Falls die Barrierendicke geeignet gewählt wird, d.h.  $2l_s > l$ , dann wird die Inselbildung im Bereich II unterdrückt und das selbstorganisierte vertikal verspannungsinduzierte Wachstum findet statt [Xie95].

Um den Einfluss der Barrierendicke auf die Verspannungskopplung zu untersuchen, wurden Proben mit unterschiedlicher Barrierendicke realisiert. Die Proben wurden auf undotierten (001)-GaAs-Substraten gewachsen. Nach einer 300 nm dicken GaAs-Pufferschicht, einem zwölf-fachem  $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Übergitter und einer 60 nm GaAs-Schicht wurde die erste Quantenpunktschicht abgeschieden. Gefolgt von einer GaAs-Barriere, deren Dicke von nominell 8 nm (Probe A) auf 4 nm (Probe B) variiert wurde. Die zweite Quantenpunktschicht wurde unter identischen Bedingungen wie die erste gewachsen und mit einer 50 nm GaAs-Schicht abgedeckt. Als Referenz wurde auch eine Quantenpunktprobe mit nur einer einzelnen Punktschicht realisiert. Die Quantenpunkte wurden durch Submonolagenabscheidung von 5 Zyklen von 0,17 nm  $\text{Ga}_{0,82}\text{In}_{0,18}\text{As}$  und 0,11 nm InAs hergestellt. Daraus ergibt sich eine nominelle Schichtdicke von 1,4 nm und ein Indiumgehalt von 50 %. Die Wachstumstemperatur für die GaAs-Pufferschicht, das Übergitter und die Deckschicht betrug 590 °C, sowie 470 °C für die Quantenpunktschichten und GaAs-Barrieren.



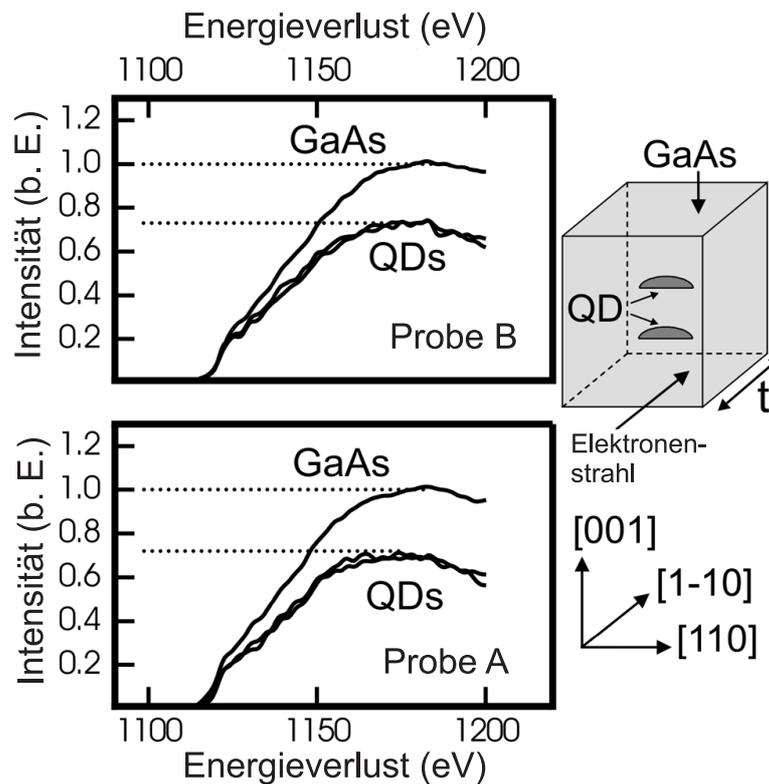
**Abbildung 5.3:** Hellfeldaufnahmen der gekoppelten Quantenpunktschichten mit einer Barrierendicke von 8 nm (Probe A) und von 4 nm (Probe B) [Sau06]

Die STEM-Messungen an den QP-Proben wurden wiederum an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt. In einem ersten Experiment wurde die örtliche Korrelation der Quantenpunkte in Abhängigkeit ihres vertikalen Abstandes untersucht. Um eine statistische Aussage treffen zu können, wurde die relative Position des oberen Quantenpunktes in Bezug auf den unteren Quantenpunkt für mehr als 100 Quantenpunkte gemessen. Die Information über die laterale Verschiebung beider Quantenpunkte wurde aus Hellfeldaufnahmen (siehe Abb. 5.3) gewonnen. In den beiden Graphen in Abb. 5.3 ist deutlich eine kleinere laterale Verschiebung zwischen oberer und unterer Quantenpunktschicht für die Probe B zu erkennen, d.h. Probe B zeigt eine stärkere Korrelation zwischen den Quantenpunktschichten als Probe A.



**Abbildung 5.4:** Histogramm der lateralen Verschiebung des oberen Quantenpunktes relativ zum unteren Quantenpunkt für Barrierendicken von 8 nm (grau) und 4 nm (schwarz). Das Histogramm ist in 2 nm weite Bereiche aufgeteilt, z.B. repräsentiert der 0 nm Balken alle Quantenpunkte mit einer lateralen Verschiebung zwischen -1 und 1 nm [Sau06].

Die Verteilung der lateralen Verschiebung zeigt Abb. 5.4 für die Probe A mit 8 nm Barriere (graue Balken) und Probe B mit 4 nm Barriere (schwarze Balken). Die Verschiebung der Quantenpunkte bei der Probe A ist nahezu zufällig zwischen  $\pm 5$  nm verteilt. Nur 20 % von allen Quantenpunkten sind vertikal gekoppelt, d.h. mit einer Verschiebung von weniger als 1 nm. Im Gegensatz hierzu zeigt die Probe B eine vertikale Kopplung von nahezu 70 % mit einer Verschiebung von weniger als 1 nm. Die Ergebnisse bestätigen den starken Einfluss der Barrierendicke auf die laterale Wachstumsposition [Gol85] [Che02] [Pet02] [Ila03] und stimmt mit theoretischen Vorhersagen basierend auf Monte-Carlo-Simulationen überein [Mei03]. Diese Berechnungen sagen eine maximale Korrelation von 80 % bei einer Barrierendicke von 10 - 12 ML (ca. 4 nm in GaAs) und eine erhebliche Reduktion der Korrelation für eine Barrierendicke von 25 - 35 ML (ca. 8 - 11 nm in GaAs) voraus, was in guter Übereinstimmung mit den erzielten experimentellen Ergebnissen ist.



**Abbildung 5.5:** Links: EELS-Spektren der Gallium-L-Kante der Quantenpunkte in den verschiedenen Schichten und der umgebenden GaAs-Matrix der Probe A (unten) und B (oben). Rechts: Verwendete Geometrie für Querschnitts-EELS-Messungen [Sau06].

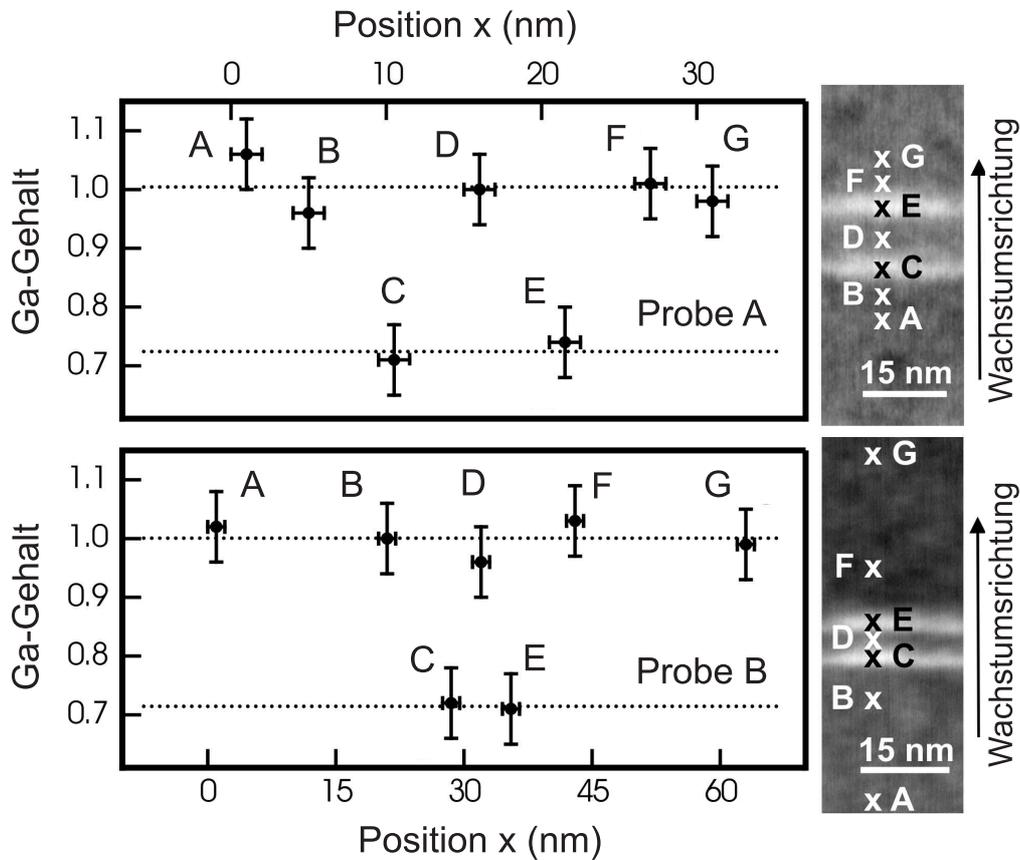
Um die strukturellen Unterschiede zwischen den Quantenpunkten in den einzelnen Stapeln zu untersuchen, wurde die Größe und chemische Zusammensetzung der vertikal gekoppelten Quantenpunkte bestimmt. Hierfür wurden Z-Kontrastaufnahmen (aufgenommen in  $[1\bar{1}0]$ -Richtung) der Proben A und B angefertigt, um die Verspannungsartefakte in den Hellfeldaufnahmen auszublenden, die die exakte Bestimmung der Quantenpunkt-Abmessungen beeinträchtigen [Kue05]. In diesen chemisch sensitiven Aufnahmen ist die Signalintensität abhängig von der Atomzahl und somit fast nur sensitiv auf die Materialzusammensetzung und nicht auf die Verspannung: Indiumreiche Zonen erscheinen heller als Bereiche mit weniger oder ohne Indium. Aus der systematischen Auswertung der Z-Kontrastaufnahmen ergaben sich Quantenpunkthöhen von  $4,2 \pm 0,5$  nm für die Probe A und  $4,3 \pm 0,5$  nm für die Probe B sowie der Probe mit einer einzelnen Quantenpunktschicht. Die lateralen Abmessungen betragen bei allen drei Proben  $14,5 \pm 2$  nm. Betrachtet man die geringen Größenunterschiede zwischen den Proben, kann man darauf schließen, dass die Barrierendicke zwischen den Quantenpunktschichten keinen großen Einfluss auf die Größe und Form der untersuchten Strukturen hat.

Um Quantenpunktpaare mit definierter vertikaler Kopplung zu erhalten, ist nicht nur eine verstärkte örtliche Korrelation und ähnliche Quantenpunktgröße nötig, sondern ebenfalls auch

vergleichbare Verbindungskonzentrationen innerhalb der Quantenpunkte. Deshalb wurde an allen Proben Elektronenenergieverlustspektroskopie (EELS) durchgeführt, um die durchschnittliche Materialzusammensetzung der Proben mit einer Ortsauflösung von 1 - 2 nm zu bestimmen. Die Intensität des EELS-Spektrums gibt quantitativen Aufschluss über den chemischen Gehalt und somit direkten Einblick in die chemische Zusammensetzung von z.B. Quantenfilmen oder drahtähnlichen Strukturen. Wie in Abb. 5.5 dargestellt, liefert die EELS-Methode im Fall von Quantenpunkten die durchschnittliche chemische Zusammensetzung der Quantenpunkte und der umgebenden Matrix in Querschnittsrichtung entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Kristallachse mit einer lateralen Auflösung von 1 - 2 nm. Diese Erkenntnisse sind sehr wichtig, um die chemische Zusammensetzung der oberen und unteren Quantenpunktschicht innerhalb eines gekoppelten Paares auf einem direkten und realisierbaren Weg zu vergleichen. Die einzige nötige Voraussetzung, um beide Proben miteinander vergleichen zu können, ist die identische Probendicke bei beiden Messpositionen. Dies kann mit guter Genauigkeit von verlustarmen EELS-Spektren bestätigt werden [Cro01] [Wil96]. Für beide Proben ergaben sich an den Messpositionen Dicken von  $45 \pm 10$  nm.

Abb. 5.5 zeigt die EELS-Spektren der Ga-L-Kante an der Position der Quantenpunkte im Querschnitt der Proben. Die Intensitäten sind auf das EELS-Spektrum von reinem GaAs im Bereich der Barrieren normiert. Die EELS-Kanten für den Galliumgehalt in den Quantenpunkten sind durch die Beimischung von Indium um nahezu 30 % reduziert. Am wichtigsten ist die Tatsache, dass beide unteren und oberen Quantenpunkte keine messbaren Unterschiede in der EELS-Intensität bei beiden Proben (A und B) zeigen. Dies wird noch deutlicher, wenn man den Ga-Gehalt, der durch die EELS-Messungen bestimmt wurde, bei einer Messung entlang einer Linie, die die Zentren der gekoppelten Punkte durchläuft, darstellt. Die Positionen der EELS-Messungen sind als Punkte A bis G in den Z-Kontrastaufnahmen in Abb. 5.6 (rechts) markiert. Der Ga-Gehalt der EELS-Linienanalysen ist in den Diagrammen in Abb. 5.6 (links) gezeigt. Die Punkte C und E zeigen einen ähnlichen durchschnittlichen Ga-Gehalt von 72 % für beide Quantenpunkte. Der Absolutwert des Indiumgehaltes kann mit Hilfe eines einfachen Modells berechnet werden. Misst man die durchschnittliche chemische Zusammensetzung der Benetzungsschicht und berücksichtigt die gemessene Probendicke sowie die laterale Abmessung der Quantenpunkte, so kann man einen Indiumgehalt von 48 % innerhalb der Quantenpunkte berechnen. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem nominellen Indiumgehalt von 50 %, der durch die Submonolagenabscheidung im Wachstumsprozess erzielt werden sollte. Für all die anderen Punkte erhielten wir Werte von nahezu 100 % Ga, d.h. reines Galliumarsenid. Sogar in den GaAs-Barrieren zwischen den gekoppelten Quantenpunkten konnte keine wesentliche Indiumkonzentration innerhalb der Messgenauigkeit von ca.  $\pm 6$  % (siehe Fehlerbalken in Abb. 5.6) gemessen werden. Von dem gemessenen, gleichen Ga-Gehalt können wir darauf schließen, dass

die Quantenpunkte in den verschiedenen Schichten innerhalb der Messgenauigkeit identisch sind bezüglich ihrer Größe und chemischen Zusammensetzung.



**Abbildung 5.6:** EELS-Messungen der Gallium-Konzentration der Probe A (oben) und B (unten) entlang einer Linie. Die einzelnen Messpunkte sind in den zugehörigen Z-Kontrastaufnahmen gekennzeichnet (rechter Teil der Abbildung) [Sau06].

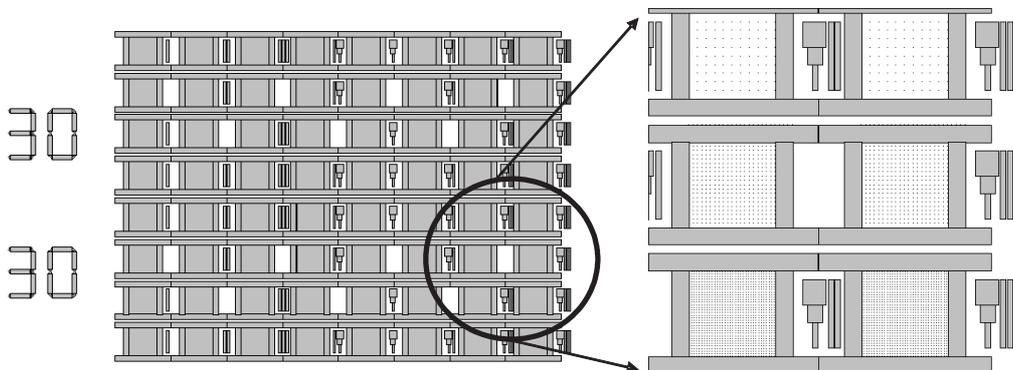
Vergleicht man die verschiedenen Proben (A, B sowie die einzelne Quantenpunktschicht) wird deutlich, dass die Dicke der Barriere keinen großen Einfluss auf die Größe und chemische Zusammensetzung der Quantenpunkte hat. In allen drei Proben bildeten sich nahezu identische Quantenpunkte. Jedoch resultiert die Veränderung der Verspannung in der Heterostruktur in einer verstärkten vertikalen Korrelation der Quantenpunktpaare mit reduzierter Barriendicke zwischen den Punktschichten. Ein vertikaler Abstand von weniger als 5 nm ist nötig, um einen signifikanten Anteil von gekoppelten Quantenpunkten zu erzielen. Es ist bemerkenswert, dass sogar die Quantenpunkte in den verschiedenen Schichten derselben Probe (A oder B) nahezu identisch in Größe und Zusammensetzung sind, obwohl normalerweise das Wachstum von einer großen Anzahl an gekoppelten Quantenpunktschichten nötig ist, um eine solche Gleichgewichtsbedingung mit nahezu identischen Eigenschaften zwischen den gekoppelten Quantenpunkten zu erreichen [Sol97] [Ter96] [Sol96]. Jedoch sind weitere Experimente nötig, um festzustellen, ob die hier verwendete Monolagenabscheidung verantwortlich für die hohe Gleichmäßigkeit ist.

## 5.2 Quantenpunktpositionierung an vorstrukturierten Lochgittern

In diesem Abschnitt soll nun eine weitere Methode zur Kontrolle der Eigenschaften von Quantenpunkten vorgestellt werden. Bei den verspannungsgekoppelten Quantenpunkten diente die erste Quantenpunktschicht selbst als Nukleationsschicht für die zweite Quantenpunktschicht. Im Gegensatz hierzu werden nun vorstrukturierte Lochgitter als Nukleationszentren für die Quantenpunkte eingesetzt. Durch diesen Technologieschritt ist es nicht nur möglich die Quantenpunkteigenschaften maßzuschneidern, sondern man kann zusätzlich die Punkte durch das Lochgitter gezielt positionieren.

### 5.2.1 Layout der vorstrukturierten Proben

Die Eigenschaften der Quantenpunkte sind nun nicht mehr nur abhängig von ihrer Zusammensetzung und den Wachstumsparametern, sondern auch von dem eingesetzten Lochgitter. Das verwendete Probendesign wurde für eine möglichst leichte und schnelle Charakterisierung mittels eines Rasterelektronenmikroskops optimiert.



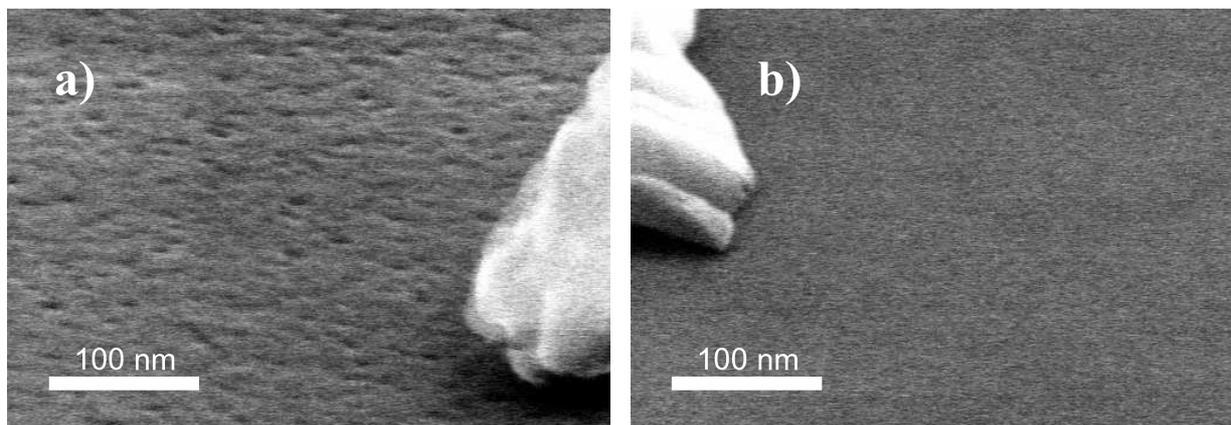
**Abbildung 5.7:** Layout der vorstrukturierten Proben. Links ist ein Feld mit 30 nm Lochdurchmesser dargestellt. Die Lochperiode nimmt von unten nach oben zu (steigende Dosiswerte von links nach rechts). Rechts sind die einzelnen  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  Felder vergrößert dargestellt.

Es wurden Lochgitter mit Lochdurchmessern von 30, 40 und 50 nm realisiert. Die einzelnen Felder haben Abmessungen von  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  und sind von H-förmigen Mustern, die aus einzelnen dünnen Linien bestehen, umgeben. Dieses Linienmuster erleichtert das Wiederfinden der Felder im REM, da es schon bei kleinen Vergrößerungen ein Moiré-Muster zeigt und somit im REM wesentlich besser zu erkennen ist, als die kontrastschwachen flach geätzten Lochfelder. In Abb. 5.7 ist das verwendete Probendesign exemplarisch für einen 30 nm Lochdurchmesser abgebildet. Neben dem Lochdurchmesser wurde auch noch die Periode des Lochgitters variiert. Insgesamt wurden acht verschiedene Perioden realisiert, beginnend von 150 nm über 200 nm,

300 nm, 500 nm, 1  $\mu\text{m}$ , 3  $\mu\text{m}$ , 5  $\mu\text{m}$  bis maximal 10  $\mu\text{m}$ . Des Weiteren wurde die Dosis in acht Schritten variiert (steigend von links nach rechts in Abb. 5.7), um sicher zu stellen, dass selbst bei leichten Stromschwankungen während der Belichtung das Lochgitter nicht unterbelichtet wird oder sogar ganz verloren geht. Zur Orientierung auf der Probe und zur sicheren Zuordnung der einzelnen Felder wurden zusätzlich römische Zahlen zwischen den Feldern eingefügt. Diese bestehen ebenfalls aus einzelnen dünnen Linien und sind somit ebenfalls wegen ihrer Moiré-Interferenz im REM besser zu erkennen.

### 5.2.2 Prozessierung des Lochgitters

Ein sehr entscheidender Punkt im Prozess ist die Herstellung des Lochgitters. Dies wurde mittels Elektronenstrahlolithographie und einem Trockenätzschritt in den Halbleiter übertragen. Jedoch kann der Prozess nicht direkt auf einem polierten GaAs-Substrat durchgeführt werden, da dessen Oberfläche zu rau ist (siehe Abb. 5.8 a).



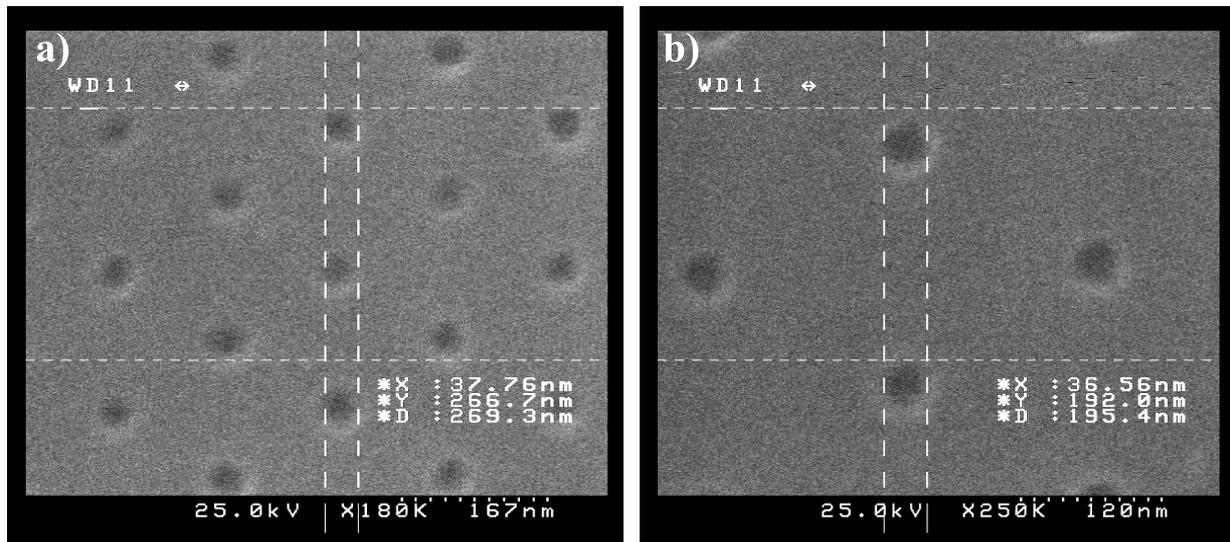
**Abbildung 5.8:** REM-Oberflächenaufnahmen von einem undotierten GaAs-Substrat (a) und einer 500 nm-dicken GaAs-Pufferschicht (b)

Um die Oberfläche zu glätten wurde zuerst eine 500 nm-dicke GaAs-Pufferschicht auf das undotierte GaAs-Substrat aufgewachsen. In Abb. 5.8 sind REM-Oberflächenaufnahmen von einem semi-isolierenden GaAs-Substrat (a) und einer 500 nm-dicken gewachsenen GaAs-Pufferschicht (b) dargestellt. Das unüberwachsene polierte GaAs-Substrat zeigt eine deutliche Rauigkeit im Bereich von einigen Nanometern. Durch das Überwachsen mit einer dicken GaAs-Pufferschicht wird die Oberfläche wesentlich geglättet. Nach einer 500 nm GaAs-Schicht ist bis auf vereinzelte Monolagenfluktuationen eine nahezu perfekt glatte Oberfläche zu erkennen.

Die bewachsenen GaAs-Substrate wurden nun bei 6500 Umdrehungen pro Minute mit 100 nm PMMA belackt und mittels Elektronenstrahlolithographie belichtet. Danach wurden die Proben bei Raumtemperatur für 25 Sekunden in einer MIBK:Isopropanol Lösung im Verhältnis von 1:3 entwickelt. Nach dem Entwickeln wurden die Proben nun auf 10,5 x 10,5 mm<sup>2</sup>

große Stücke gespalten. Diese Probengröße ist für das spätere Überwachsen in der MBE-Anlage nötig, da die Proben in Adapterscheiben mit einem Fenster von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  eingebaut werden. Die maximal verarbeitbare Probengröße beträgt mit diesen Adapterscheiben  $11 \times 11 \text{ mm}^2$ .

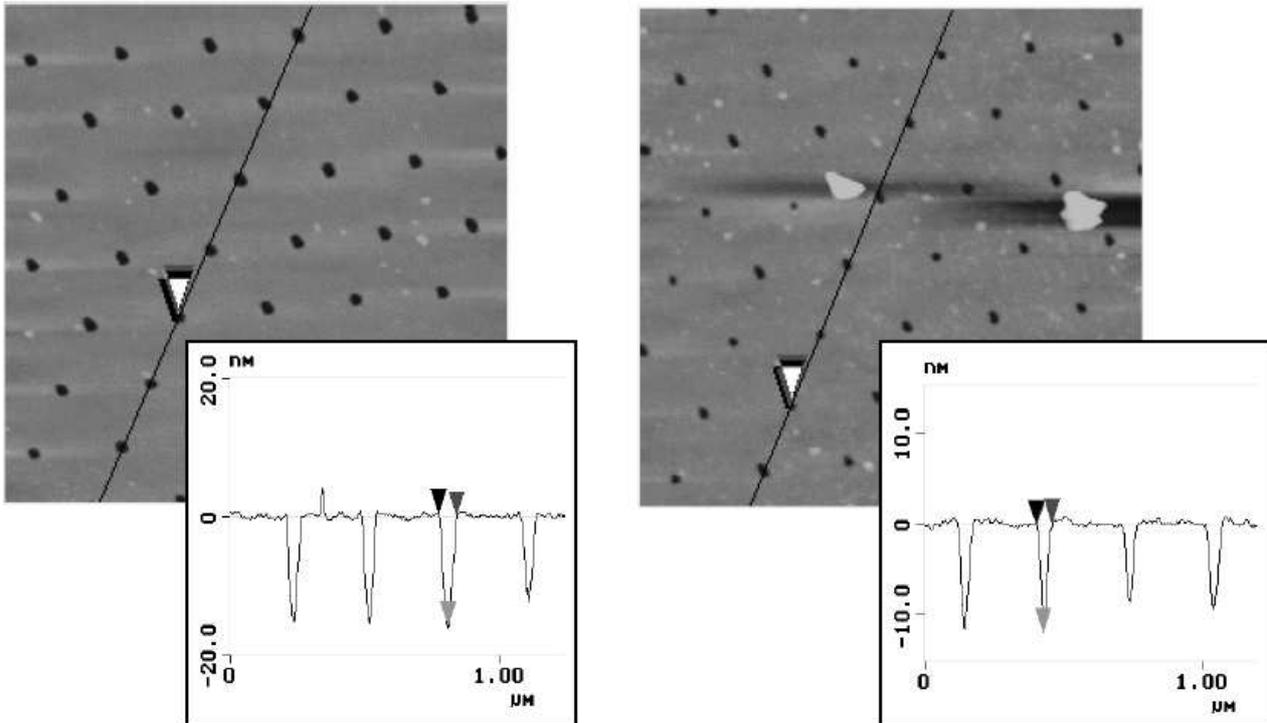
Das Muster selbst wurde durch reaktives Ionenätzen in den Halbleiter übertragen. Die Ätzzeit betrug 40 Sekunden bei einem  $\text{Cl}_2/\text{Ar}$ -Verhältnis von 1:10, einer Gesamtleistung von ca. 130 W. Dies resultiert in einer Ätztiefe zwischen 10 und 15 nm. Durch die geringe Ätztiefe konnte der PMMA-Lack selbst als Ätzmaske verwendet werden. Somit konnte der zusätzliche Prozessschritt des Maskenaufdampfens eingespart werden. Nach dem Ätzen wurde die Maske durch Kochen in Pyrrolidon für 2 - 5 Minuten bei  $60 \text{ }^\circ\text{C}$  entfernt. Um sicherzustellen, dass keine mit Lack verunreinigten Proben in die MBE-Anlage eingeschleust werden, wurde ein zusätzlicher organischer Reinigungsschritt durchgeführt. Die Proben wurden bei Raumtemperatur für fünf Minuten in konzentrierte Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) getaucht und danach gründlich mit viel Wasser gespült. Zur Entfernung der nach dem Prozess entstandenen Oxidschicht auf der Oberfläche wurde die Probe unmittelbar vor dem Einbau in die MBE-Anlage noch für 2 Minuten mit rauchender Salzsäure ( $\text{H}_2\text{O} : \text{HCL} (37 \%)$  im Verhältnis von 1:1) behandelt.



**Abbildung 5.9:** REM-Oberflächenaufnahmen von strukturierten Lochgittern mit Perioden von 150 nm (a) und 200 nm (b)

REM-Aufnahmen der Oberfläche eines prozessierten Lochgitters mit verschiedenen Perioden sind in Abb. 5.9 zu sehen. Die Lochperioden betragen 150 nm (a) und 200 nm (b). Der Lochdurchmesser ist abhängig von der Belichtungsdosis und liegt zwischen 35 und 50 nm bei einem angestrebten Solldurchmesser von 40 nm. Um eine Information über die Ätztiefe zu erhalten wurden die Proben ebenfalls mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops (RKM) an der Universität in Kassel untersucht. Die Oberflächenaufnahmen von zwei Lochgittern mit verschiedener Belich-

tungsdosis sowie ihr Höhenprofil sind in Abb. 5.10 dargestellt. Die höhere Dosis (Dosiswert 6) ist auf der linken Seite zu sehen. Dagegen wurde auf der rechten Seite nur ein Dosiswert von 4 eingesetzt. Die höhere Belichtungsdosis resultiert in einem größeren Lochdurchmesser. Dies wiederum ergibt eine minimal größere Ätztiefe von ca. 15 nm mit einem Dosiswert von 6, im Vergleich zu ca. 10 nm bei einer Dosis von 4.



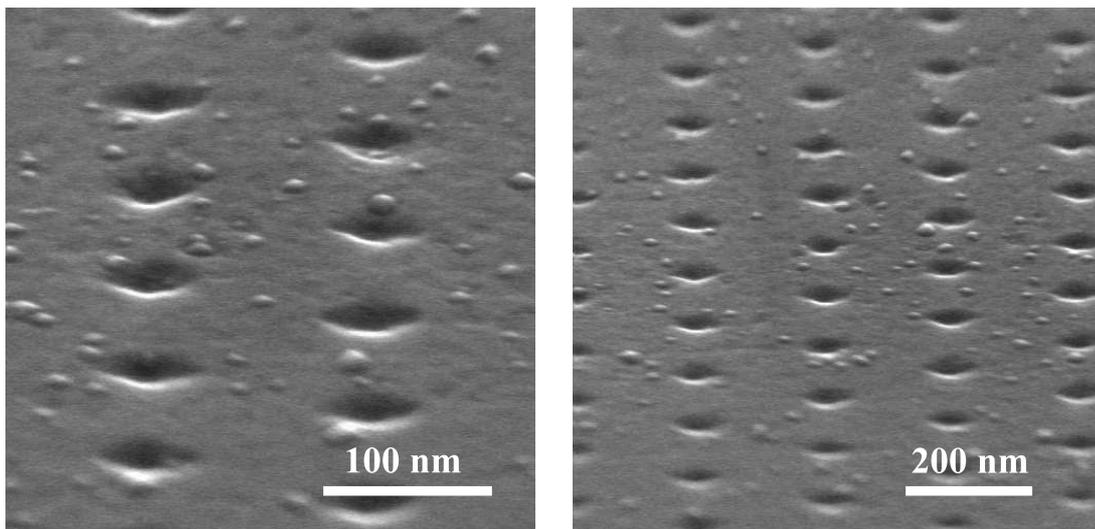
**Abbildung 5.10:** RKM-Oberflächenaufnahmen sowie Höhenprofile von strukturierten Lochgittern mit verschiedenen Dosiswerten: Dosis 6 (links) und Dosis 4 (rechts)

Des Weiteren ist zu erkennen, dass bei der kleineren Dosis manche Löcher einen sehr kleinen Durchmesser aufweisen. Diese sind durch Stromschwankungen während der Belichtung stark unterbelichtet. Im schlechtesten Fall werden einzelne Löcher im Muster so stark unterbelichtet, dass sie beim Entwickeln und Ätzen nicht in den Halbleiter übertragen werden und verloren gehen. Darum sollte für einen reproduzierbaren Prozess die höhere Dosis bevorzugt werden.

### 5.2.3 Variation der GaAs-Pufferschicht zum Glätten der Oberfläche

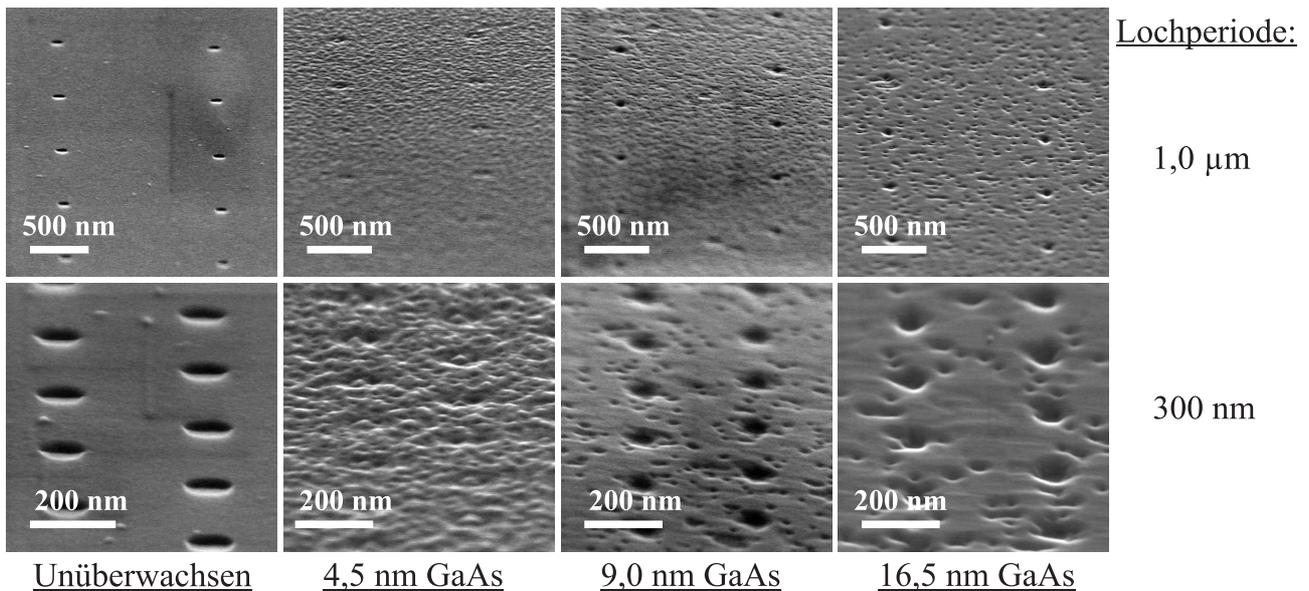
Nach erfolgreich durchlaufenem Prozess sind die vorstrukturierten Proben nun bereit zum Überwachen. Nach dem Einbau in die MBE-Anlage werden die Proben für eine Stunde bei 400 °C in der Ladekammer ausgeheizt, um Verunreinigungen, vor allem Wasser, von den Proben und Probenhaltern zu entfernen, bevor sie in die hochreine Wachstumskammer eingeschleust werden. Des Weiteren wurden die Proben in der Hauptkammer für 60 Sekunden auf 630 °C erhitzt, um die vorhandene Oxidschicht von der Oberfläche zu desorbieren.

Als Quantenpunkte für die Vorstrukturierung wurden reine InAs-Quantenpunkte gewählt, da diese durch ihre geringere Wachstumsrate eine höhere Migrationslänge im Vergleich zu GaInAs-Quantenpunkten haben und leichter zu reproduzieren sind. In Abb. 5.11 sind Oberflächenaufnahmen von reinen InAs-Quantenpunkten, die direkt auf das vorstrukturierte Lochgitter (Lochperiode 150 nm (links) und 200 nm (rechts)) gewachsen wurden, zu sehen. Die Löcher haben einen Durchmesser von ca. 50 nm und eine Tiefe von ungefähr 15 nm. Die abgeschiedene Materialmenge betrug 0,9 nm InAs bei einer Wachstumstemperatur von 510 °C. Die Quantenpunkte ordnen sich nicht an dem vorstrukturierten Lochgitter an, sondern sind zufällig über die Probe verteilt. Die Oberfläche zwischen dem Lochmuster ist zu rau und bietet somit überall auf der Oberfläche Nukleationszentren für die Indiumatome an. Dadurch hat das prozessierte Lochgitter keinen entscheidenden Einfluss auf die Quantenpunktbildung, und es entstehen auch zwischen den Löchern Punkte. Deshalb muss vor dem Quantenpunktwachstum die Oberfläche zwischen den Löchern mit Hilfe einer zusätzlichen GaAs-Schicht geglättet werden.



**Abbildung 5.11:** REM-Oberflächenaufnahmen von InAs-Quantenpunkten, die direkt auf das vorstrukturierte Lochgitter gewachsen wurden: Lochperiode von 150 nm (links) und 200 nm (rechts)

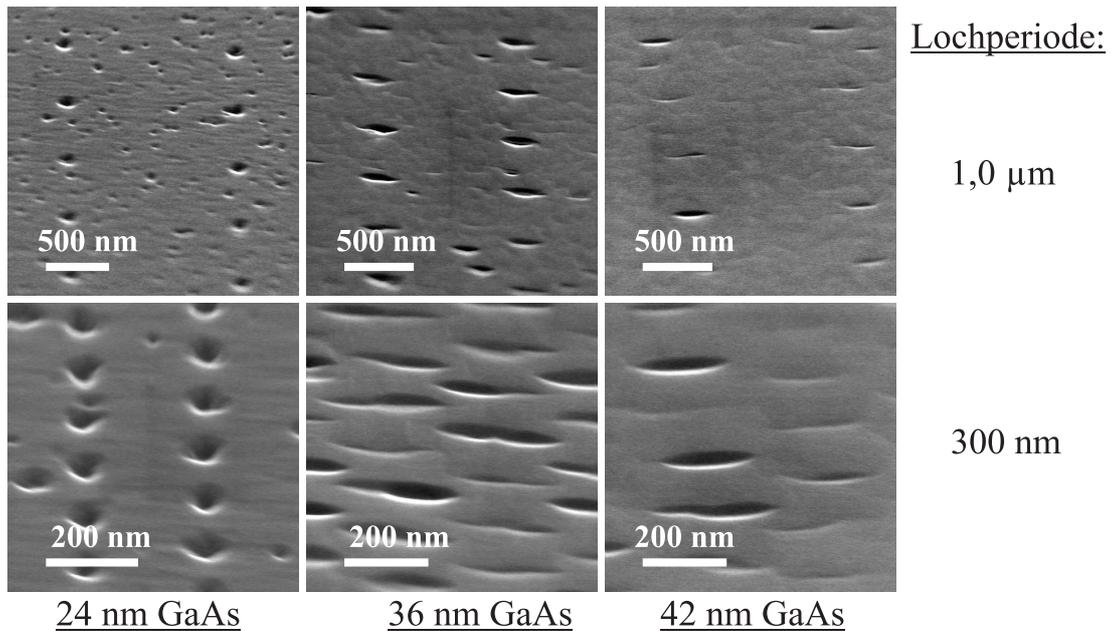
Hierfür wurde eine Probenserie gewachsen, bei der die Dicke der GaAs-Schicht in kleinen Schritten variiert wurde. Alle Proben wurden wiederum in der Ladekammer bei 400 °C ausgeheizt, sowie einer Oxiddesorption bei 630 °C in der Hauptkammer unterzogen. Die Wachstumstemperatur der GaAs-Pufferschicht selbst betrug 510 °C. In Abb. 5.12 sind die REM-Aufnahmen der Oberfläche dieser Serie abgebildet. Es sind Lochgitter mit zwei verschiedenen Perioden gezeigt, oben mit einer Periode von 1,0  $\mu\text{m}$  und unten mit 300 nm. Ganz links ist jeweils das unüberwachsene Lochgitter direkt nach dem Prozess dargestellt.



**Abbildung 5.12:** REM-Oberflächenaufnahmen von Lochgittern mit einer Periode von 1,0 µm (oben) und 300 nm (unten). Von links nach rechts wurde die Dicke der gewachsenen GaAs-Pufferschicht von 0 nm bis auf 16,5 nm erhöht.

Überwächst man nun die Probe mit 4,5 nm GaAs so erkennt man deutlich eine Verschlechterung der Oberflächenqualität. Ab einer Schichtdicke von 9,0 nm bis hin zu 16,5 nm wird die Oberfläche langsam wieder geglättet, jedoch sind immer noch sehr viele Defekte zwischen dem strukturierten Lochgitter vorhanden, die alle als Nukleationszentren wirken und eine gezielte Positionierung am Lochgitter verhindern.

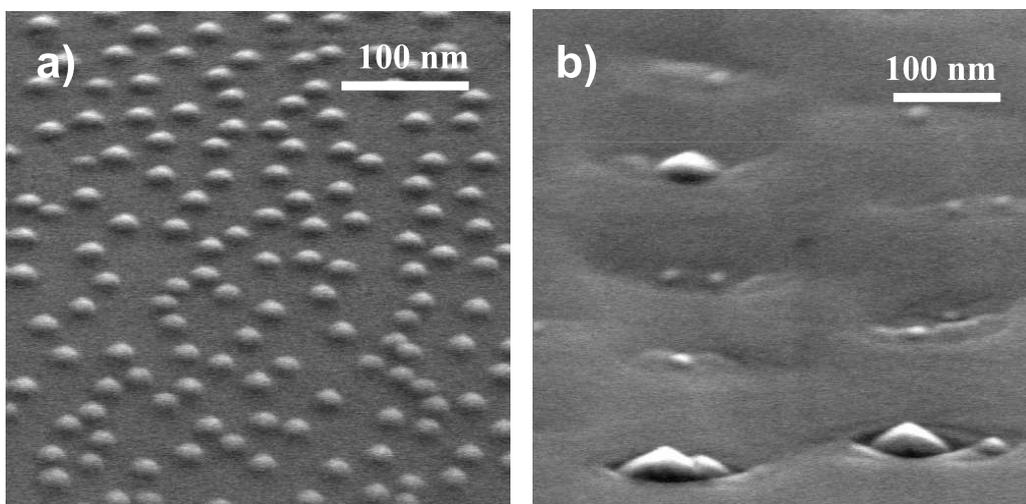
Um diese Defekte zu reduzieren oder im besten Fall vollständig zu eliminieren, wurde die Dicke der GaAs-Schicht weiter bis auf maximal 42 nm erhöht (siehe Abb. 5.13). Bei einer GaAs-Schichtdicke von 24 nm ist die Oberfläche zwischen dem Lochmuster ausreichend geglättet, jedoch sind noch immer vereinzelte Defektlöcher zwischen dem prozessierten Muster erkennbar. Erhöht man nun die Schichtdicke auf 36 nm so beginnen die Löcher kristallrichtungsabhängig zuzuwachsen. Dies resultiert in verschmälerten und länglichen Löchern. Wird die abgeschiedene Materialmenge weiter erhöht (z.B. auf 42 nm) so sind manche Löcher schon vollständig überwachsen und es ist nur noch eine leichte Modulation der Oberfläche sichtbar. Hier gilt es nun einen Kompromiss zwischen ausreichend geglätteter Oberfläche zwischen den Löchern und einem nicht vollständig überwachsenen Lochmuster zu finden. Der beste Kompromiss liegt bei einer GaAs-Schichtdicke von 36 nm. Hier ist die Oberfläche zwischen dem Lochgitter ausreichend geglättet und das Lochmuster noch nicht vollständig überwachsen. Die Löcher sind lediglich leicht von zwei Kristallrichtungen her zugewachsen, was sich in verschmälerten und länglichen Löchern widerspiegelt.



**Abbildung 5.13:** REM-Oberflächenaufnahmen von Lochgittern mit einer Periode von 1,0 µm (oben) und 300 nm (unten). Von links nach rechts wurde die Dicke der gewachsenen GaAs-Pufferschicht von 24 nm bis auf 42 nm erhöht.

#### 5.2.4 Vorstrukturierte InAs-Quantenpunkte

Auf die optimierte GaAs-Pufferschicht mit einer Dicke von 36 nm werden nun die InAs-Quantenpunkte gewachsen. Die abgeschiedene Materialmenge beträgt wiederum 0,9 nm InAs. Die Wachstumstemperatur für die GaAs-Schicht, sowie für die Quantenpunkte war 510 °C. In Abbildung 5.14 sind zum Vergleich die Oberflächenaufnahmen von selbstorganisierten (a) und vorstrukturierten InAs-Quantenpunkten (b) dargestellt.



**Abbildung 5.14:** REM-Oberflächenaufnahmen von selbstorganisierten (a) und vorstrukturierten InAs-Quantenpunkten auf einer 36 nm GaAs-Pufferschicht (b).

Die abgeschiedene Materialmenge betrug bei den selbstorganisierten Quantenpunkten ebenfalls 0,9 nm InAs bei einer identischen Wachstumstemperatur von 510 °C. Die selbstorganisierten Quantenpunkte zeigen ein typisches Ensemble mit einer Dichte von ca.  $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Bei den vorstrukturierten Punkten ist ein Feld mit einem Lochgitter mit einer Periode von 300 nm und einem Lochdurchmesser von 40 nm dargestellt.

Man kann deutlich den Einfluss des Lochgitters auf die Quantenpunktbildung erkennen. Diese bilden sich nur noch innerhalb der prozessierten Löcher aus. Die Dichte und Position kann durch die gewählte Periode und Anordnung der Löcher kontrolliert werden, jedoch unterscheiden sich die Quantenpunkte stark in ihrer Größe und es entsteht nicht in jedem vorstrukturierten Loch ein Quantenpunkt. Ebenfalls bilden sich durch die länglichen Löcher nach dem Überwachsen mit GaAs manchmal mehrerer Punkte in einem einzelnen Loch. Im Vergleich zu Angaben in der Literatur wird mit 36 nm eine relativ dicke GaAs-Schicht benötigt, um die Oberfläche zwischen den Löchern zu glätten. Die nötige Schichtdicke ist mit ca. 5 - 10 nm bei anderen Gruppen deutlich geringer [Kir05] [Atk06]. Der entscheidende Punkt vor dem Überwachsen der Proben ist die Entfernung der Oxidschicht, die sich unvermeidbar während des Herstellungsprozesses bildet. Die chemische Behandlung unmittelbar vor dem Einbau in die UHV-Anlage in Kombination mit einer Oxiddesorption bei 630 °C in der Hauptkammer der MBE-Anlage ist nicht ausreichend, um die vorhandene Oxidschicht zu entfernen. Durch die immer noch bestehende Oxidschicht raut nun beim Überwachsen mit GaAs die Schicht während den ersten wenigen Nanometern auf. Es ist kein Wachstum mit hoher kristalliner Qualität auf einem Halbleiter mit Oxidschicht möglich. Dadurch benötigen wir eine relativ dicke GaAs-Schicht, bis die Oberfläche zwischen dem Lochmuster wieder geglättet ist. Die einzige Möglichkeit, dieses Problem zu lösen, ist die Einführung eines zusätzlichen Oxidreduktionsschrittes im UHV-Bereich der MBE-Anlage. Hierfür bietet sich eine In-Situ-Reinigung mit atomarem Wasserstoff an.

### 5.2.5 Optimierte Probenherstellung durch eine UHV-Reinigung mit atomarem Wasserstoff

Um das bereits diskutierte Problem der Entfernung der Oxidschicht vor dem Überwachsen zu lösen, wurde eine In-Situ-Reinigungseinrichtung mit atomarem Wasserstoff in die Ladekammer der MBE-Anlage eingebaut. In Abb. 5.15 ist die verwendete Crackerzelle TGC-H von der Firma Specs abgebildet. Die Quelle erzeugt monoatomaren Wasserstoff aus molekularem gasförmigen Wasserstoff, der über ein Feindosierventil zugeführt wird. Dies wird durch thermische Behandlung in einer durch Elektronenbeschuss erhitzten Wolfram-Kapillare erreicht. Der Wasserstofffluss wird über den Gesamtdruck in der Ladekammer geregelt. Die Cracking-Effizienz beträgt nahezu 100 % bei einer vernachlässigbaren Ionenemission, die die zu behandelnde Probe

vor Beschädigung schützt. Die Quelle besitzt eine integrierte Wasserkühlung, und es besteht die Möglichkeit für die Wasserstoffreinigung folgende Parameter zu variieren:

- einstellbarer Wasserstofffluss von  $10^{-5}$  bis 1 sccm
- Cracking-Temperatur  $> 2000$  °C
- Hochspannung bis zu 1,2 kV, Emissionsstrom bis zu 50 mA, Leistung des Elektronenstrahls: 0 bis 60 W
- Substrat-/Probentemperatur während des Reinigungsprozesses
- Dauer des Reinigungsschrittes



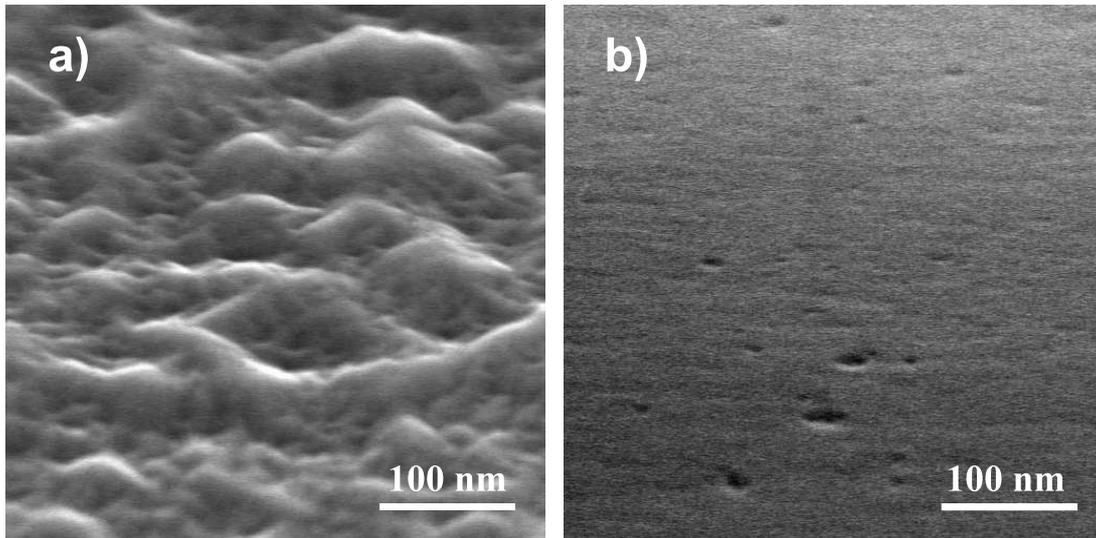
**Abbildung 5.15:** *Abbildung einer Crackerzelle für atomaren Wasserstoff [Specs]*

Die Proben durchlaufen den identischen Herstellungsprozess wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben. Der einzige Unterschied liegt in der Oxidbehandlung in der MBE-Anlage. Die Reinigung im atomaren Wasserstoffplasma im UHV der Ladekammer ersetzt die thermische Oxidreduktion bei 630 °C für 60 Sekunden in der Hauptkammer. Während des Reinigens werden Kontaminationen aus Kohlenstoff und ebenfalls das natürliche Oxid des GaAs von der Probe entfernt [Hey99]. Die ersten Testproben wurden wie folgt in der Ladekammer behandelt:

- Ausheizen der Proben auf 400 °C für 10 Minuten
- Reinigung mit atomarem Wasserstoff für 30 Minuten bei einer Temperatur von 400 °C
- Wasserstofffluss über den Druck in der Ladekammer auf  $p_{LLCH} = 1,0 \times 10^{-4}$  Torr eingestellt

- Hochspannung/Emissionsstrom beträgt 1,1 kV / 40 mA
- Abschließendes Ausheizen der Probe für 10 Minuten bei 400 °C

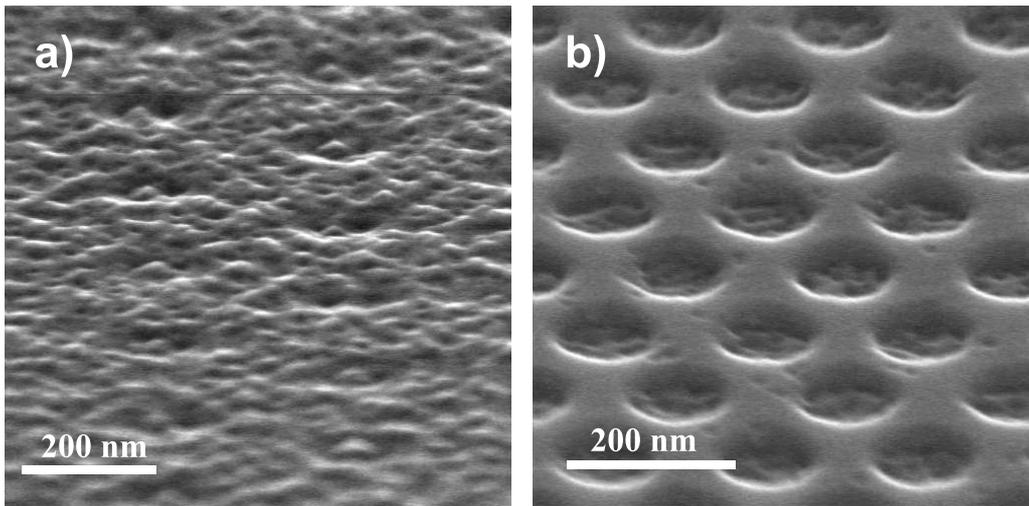
Nach Abkühlen der Probe auf 300 °C wurde diese in die Wachstumskammer eingeschleust, ohne noch einmal mit Luft in Berührung zu kommen. In der Hauptkammer wurde die Probe dann bis auf die jeweils gewählte Wachstumstemperatur erhitzt und überwachsen.



**Abbildung 5.16:** REM-Oberflächenaufnahmen von einer 5 nm GaAs-Schicht: Mit thermischer Oxidbehandlung bei 630 °C in der Hauptkammer (a) und mit In-Situ-Wasserstoffreinigung bei 400 °C in der Ladekammer (b)

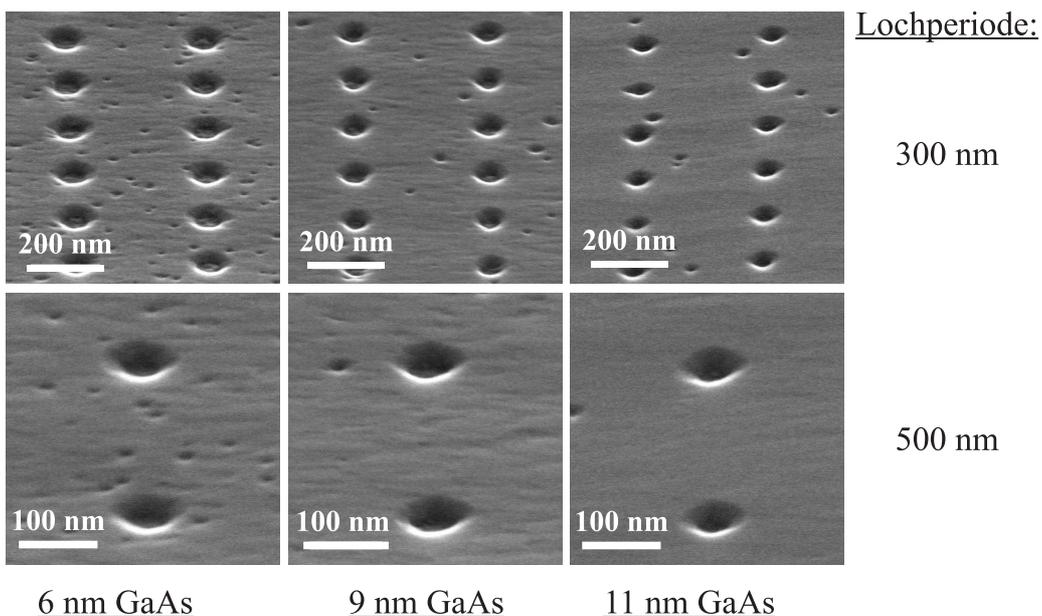
Zum Vergleich wurden zwei unstrukturierte GaAs-Pufferschichten dem vollständigen Prozess unterzogen und jeweils mit 5 nm GaAs überwachsen (siehe Abb. 5.16). Die Proben unterscheiden sich lediglich in der Art der Oxidbehandlung. Eine Probe wurde wie gehabt in der Hauptkammer für 60 Sekunden auf 630 °C erhitzt (Abb. 5.16 a). Die andere wurde mittels atomarem Wasserstoff wie oben beschrieben gereinigt und ohne die thermische Oxidreduktion in der Hauptkammer überwachsen. Wegen der immer noch vorhandenen Oxidschicht bei der thermischen Behandlung bei 630 °C raut die 5 nm GaAs-Schicht stark auf. Im Vergleich hierzu zeigt sich bei der Probe mit In-Situ-Wasserstoffreinigung eine deutliche Verbesserung der Oberflächequalität. Durch die Wasserstoffreinigung im UHV-Bereich wurde die Oxidschicht und sonstige Kontaminationen vollständig entfernt. Somit ist ein sofortiges Wachstum mit hoher kristalliner Qualität möglich, was sich in einer deutlich reduzierten Oberflächenrauigkeit widerspiegelt.

Die Verbesserung durch die In-Situ-Wasserstoffreinigung wird noch deutlicher, wenn man überwachsene Lochgitter betrachtet. Abbildung 5.17 zeigt mit GaAs überwachsene Lochgitter mit thermischer Oxidbehandlung (a) und mit Wasserstoffreinigung (b).



**Abbildung 5.17:** REM-Oberflächenaufnahmen von mit GaAs überwachsenen Lochgittern mit thermischer Oxidreduktion (a) sowie mit Wasserstoffreinigung (b)

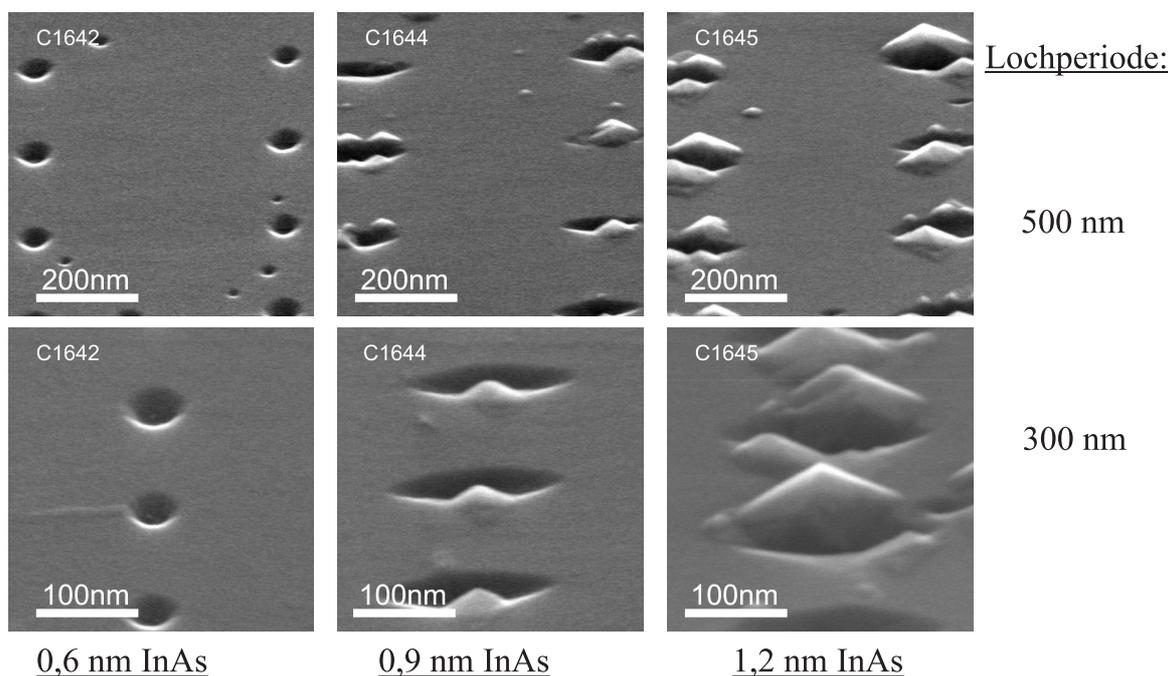
Die Probe auf der Basis der thermischen Oxidbehandlung wurde mit 4,5 nm GaAs überwachsen und die Probe mittels Wasserstoffreinigung mit 5,0 nm GaAs. Die Wachstumstemperatur betrug in beiden Fällen 510 °C. Durch die vorhandene Oxidschicht bei der thermischen Oxidreduktion ist kein glattes Wachstum von GaAs möglich und man erkennt die bereits erwähnte Verschlechterung der Oberflächenqualität. Bei der Probe, die mittels atomarem Wasserstoff behandelt wurde, zeigt sich eine erhebliche Reduktion der Oberflächenrauigkeit zwischen den Lochmustern. Dies ist essentiell für eine spätere kontrollierte Positionierung der Quantenpunkte.



**Abbildung 5.18:** REM-Oberflächenaufnahmen von überwachsenen Lochgittern mit einer Periode von 300 nm (oben) und 500 nm (unten). Von links nach rechts wurde die Dicke der gewachsenen GaAs-Pufferschicht von 6 nm bis auf 11 nm erhöht.

Um eine optimale Schichtdicke für die GaAs-Pufferschicht zu finden, wurde eine Serie gewachsen, bei der die Dicke der GaAs-Schicht minimal variiert wurde. Bei der Serie wurden GaAs-Schichtdicken von 6 nm, 9 nm und 11 nm realisiert. Die zugehörigen Oberflächenaufnahmen sind in Abbildung 5.18 mit jeweils zwei verschiedenen Vergrößerungen dargestellt. Die Oberfläche zwischen den Lochmustern zeigt mit steigender GaAs-Schichtdicke eine umso geringere Rauigkeit. Des Weiteren beginnen die Löcher ab einer Dicke von 11 nm langsam zu wachsen. Bei einer Schichtdicke von 11 nm ist die Oberfläche ausreichend geglättet, lediglich vereinzelt sind noch Defekte sichtbar.

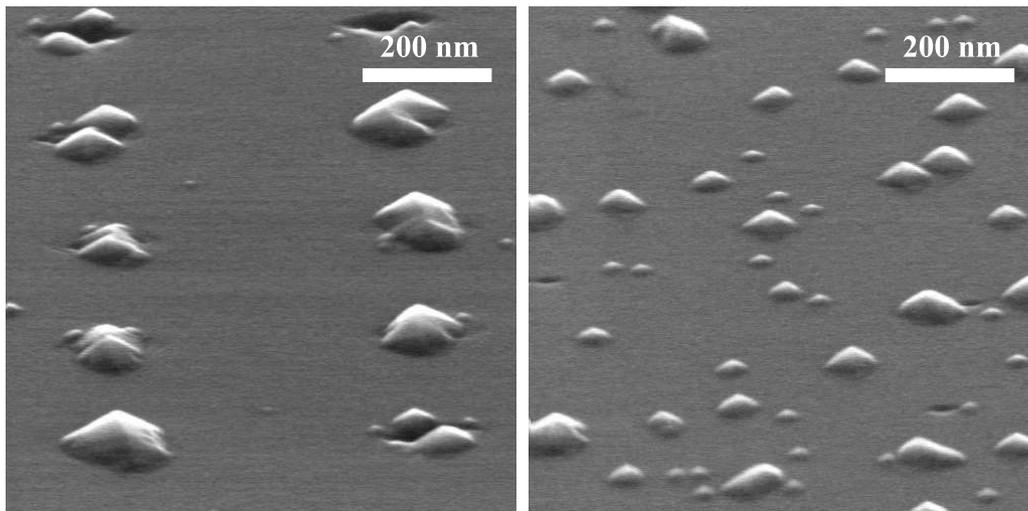
Für das weitere Wachstum wurde die optimierte GaAs-Schichtdicke von 11 nm verwendet. In einer zweiten Serie wurden nun InAs-Quantenpunkte aufgewachsen. Nach der 11 nm-dicken GaAs-Schicht wurde vor dem Abscheiden der Quantenpunkte eine Wachstumspause von 30 Sekunden eingeführt. Diese diente dazu die GaAs-Oberfläche vor dem Quantenpunktwachstum zusätzlich zu glätten. In Abbildung 5.19 sind die Oberflächenaufnahmen der unüberwachsenen Proben für zwei verschiedene Perioden von 500 nm (oben) und 300 nm (unten) dargestellt. Die abgeschiedene InAs-Materialmenge wurde von 0,6 nm über 0,9 nm bis auf 1,2 nm erhöht.



**Abbildung 5.19:** REM-Oberflächenaufnahmen von vorstrukturierten InAs-Quantenpunkten mit einer Periode von 500 nm (oben) und 300 nm (unten). Die Quantenpunkte wurden jeweils auf eine 11 nm-dicke GaAs-Pufferschicht gewachsen und die abgeschiedene Materialmenge von InAs steigt von links nach rechts an.

Die Probe mit 0,6 nm InAs zeigt noch keine Quantenpunktbildung, da die kritische Schichtdicke für ein dreidimensionales Wachstum noch nicht erreicht wurde. Wird die Materialmenge

auf 0,9 nm erhöht, ist die kritische Schichtdicke überschritten und es bilden sich Quantenpunkte aus. Die Quantenpunkte ordnen sich hauptsächlich an dem prozessierten Lochgitter an und es gibt fast keine Quantenpunktbildung zwischen dem Lochmuster. Jedoch ist die Anzahl der Quantenpunkte pro Loch unterschiedlich und variiert von null bis hin zu drei. Dies ist damit zu begründen, dass sich die Punkte am Rand der Löcher anordnen und nicht im Loch selbst, da der Lochdurchmesser zu groß sowie die Ätztiefe in diesem Fall mit 30 nm zu tief ist. Erhöht man die Materialmenge weiter auf 1,2 nm, so bilden sich größere und komplexere Quantenpunktstrukturen aus, dennoch zeigen sich keine Quantenpunkte zwischen dem Lochmuster.



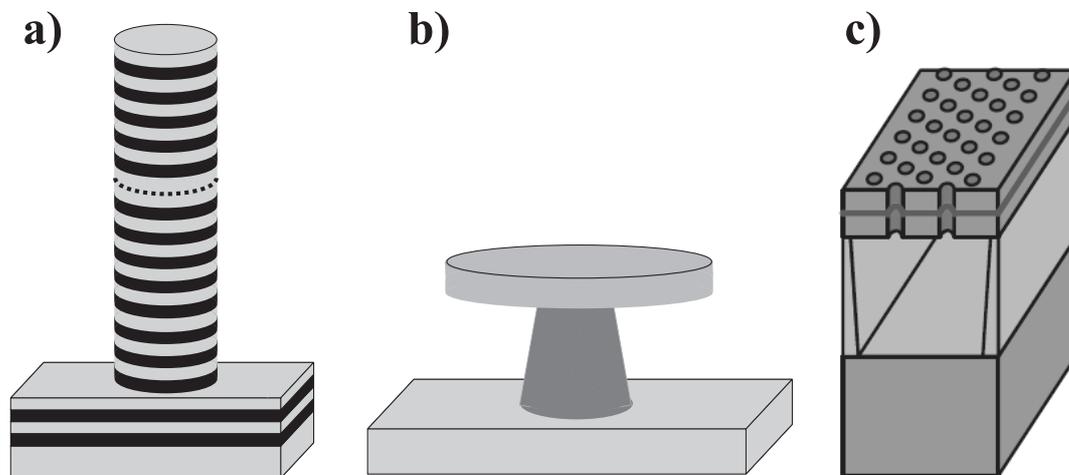
**Abbildung 5.20:** REM-Oberflächenaufnahmen von vorstrukturierten (links) und selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten (rechts)

Vergleicht man den strukturierten mit dem unstrukturierten Bereich der Probe mit 0,9 nm InAs, so erkennt man deutlich den Effekt des Lochgitters auf die Quantenpunktbildung. Neben den prozessierten Feldern zeigen sich typische selbstorganisierte Quantenpunkte (Abb. 5.20 rechts) mit sehr starker Größenfluktuation. Betrachtet man dagegen zum Beispiel Quantenpunkte, die auf ein Lochgitter mit einer Periode von 500 nm gewachsen wurden, zeigt sich deutlich eine Verbesserung der Homogenität des Quantenpunktensembles. Des Weiteren kann die Dichte und Position der Quantenpunkte durch das gewählte Lochmuster frei vorbestimmt werden. Die Kontrolle der Quantenpunkteigenschaften sowie ihrer Position ist von großer Bedeutung im Bereich der Grundlagenforschung, zum Beispiel bei der Einzelquantenpunktspektroskopie oder der gezielten Einbettung eines einzelnen Quantenpunktes in einen optischen Resonator. In weiterführenden Arbeiten am Lehrstuhl für Technische Physik konnte die absolute Position von InAs-Quantenpunkten durch den Einsatz von geätzten Markierungen mit einer Abweichung von unter 50 nm vorgegeben werden [Sch08]. Des Weiteren ermöglichte diese Technologie die Strukturierung von einzelnen Türmchen um einzelne Quantenpunkte, die Einzelquantenpunktmissionen von genau vorbestimmten Positionen zeigten [Sch08].

# Kapitel 6

## Herstellung und Eigenschaften von Mikroresonatoren hoher Güte

In diesem Kapitel wird die Herstellung und Charakterisierung der Halbleiter-Mikroresonatoren diskutiert. Zur Realisierung eines dreidimensionalen optischen Einschlusses werden heutzutage hauptsächlich drei verschiedene Ansätze verfolgt (siehe Abb. 6.1): Fabry-Pérot-Resonatoren (a), Whispering-Gallery-Resonatoren (b) und photonische Kristalle (c).



**Abbildung 6.1:** *Verschiedene Ansätze zur Realisierung eines dreidimensionalen photonischen Einschlusses: Fabry-Pérot-Resonatoren (a), Mikrodisk-Resonatoren (b) und photonische Kristalle (c).*

Bei ersteren bilden zwei Bragg-Spiegel den Resonator und eine laterale Strukturierung sorgt für einen dreidimensionalen Einschluss. Bei Whispering-Gallery-Resonatoren verwendet man im Wesentlichen dielektrische Scheiben, sogenannte Mikrodisk. Bei photonischen Kristallen nutzt man die Brechungsindexvariation durch gezielt in den Halbleiter-Wellenleiter geätzte Löcher zum Einschluss in lateraler Richtung aus. In Wachstumsrichtung erzeugt auf der Oberseite der Struktur der Brechungsindexsprung von Luft zum Halbleiter den Einschluss. Auf der Unterseite

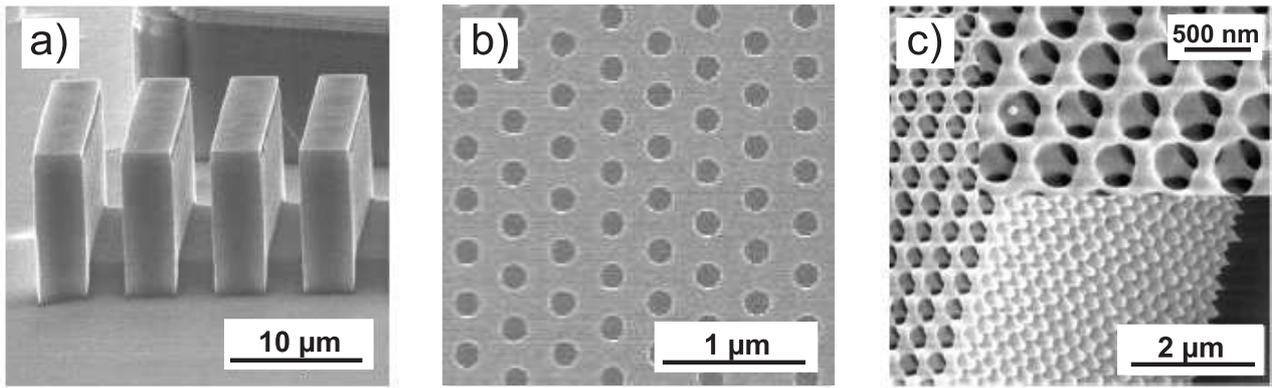
kann ein solcher Brechungsindexsprung durch gezieltes Unterätzen in eine Opferschicht hergestellt werden. Daneben gibt es noch weitere Ansätze, wie zum Beispiel Mikrotoroide [Arm03] oder Mikrosphären [Ver98]. Diese sind jedoch wegen ihrer schwierigeren Realisierbarkeit und Integration für spätere Anwendungen praktisch nicht einsetzbar.

Die Resonatoren im Rahmen dieser Arbeit wurden im Hinblick auf die Grundlagenforschung hergestellt. Verwendet man Quantenpunkte als optisch aktives Material, dann ist es bei Selektion kleiner Oberflächenbereiche mit Abmessungen von einigen 100 nm möglich, einzelne Quantenpunkte im Resonator spektroskopisch zu untersuchen (siehe z.B. [Bay01] [Pel02]). Optische Resonatoren bieten eine Möglichkeit, Licht in allen drei Raumrichtungen einzuschließen. Dieser dreidimensionale Einschluss der optischen Mode ermöglicht zum Beispiel die Kopplung zwischen einer diskreten optischen Mode und einem Elektron-Loch-Paar in einem Quantenpunkt in der aktiven Schicht. Durch diese Kopplung ist es möglich, die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie zu kontrollieren, was von großer Bedeutung für verschiedene Anwendungsgebiete ist, wie zum Beispiel für die Quantenkryptographie [Lüt00], für Einzelphotonenquellen [Mor01] [Vuc03] oder als Grundbaustein im Hinblick auf spätere Quantencomputer [Ima99].

## 6.1 Resonatoren basierend auf photonischen Kristallen

Im ersten Abschnitt wird auf Resonatoren basierend auf photonischen Kristallen eingegangen. Photonische Kristalle (PK) sind Materialien mit einer periodischen Modulation des Brechungsindex in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichts. In Abbildung 6.2 sind Beispiele für 1D (a), 2D (b) und 3D (c) photonische Kristalle dargestellt. Die Dimension bezeichnet hierbei die Anzahl der Raumrichtungen der Periodizität. Geätzte Bragg-Spiegel eines Mikrolasers stellen den eindimensionalen Fall dar. Als Beispiel für den zweidimensionalen Fall ist ein trianguläres Gitter aus Luftzylindern abgebildet und ein 3D fcc-Gitter in entwickeltem Fotolack als dreidimensionaler photonischer Kristall.

Durch die periodische Strukturierung des Materials entstehen unter geeigneten Bedingungen Frequenzbereiche in denen, trotz der optischen Transparenz des Materials, keine Propagation des Lichtes stattfinden kann. Fallen diese Bereiche für alle Polarisationsrichtungen zusammen, so entsteht eine vollständige photonische Bandlücke. Um diese zentrale Eigenschaft herauszuheben, werden photonische Kristalle oft "Photonic Bandgap Materials" (PBG) genannt. Qualitativ kann die Entstehung der Bandlücke durch Reflexion der Wellen an den Grenzflächen zwischen den beiden Dielektrika verstanden werden. Die destruktiv miteinander interferierenden Wellen führen dann zur Ausbildung einer Bandlücke.



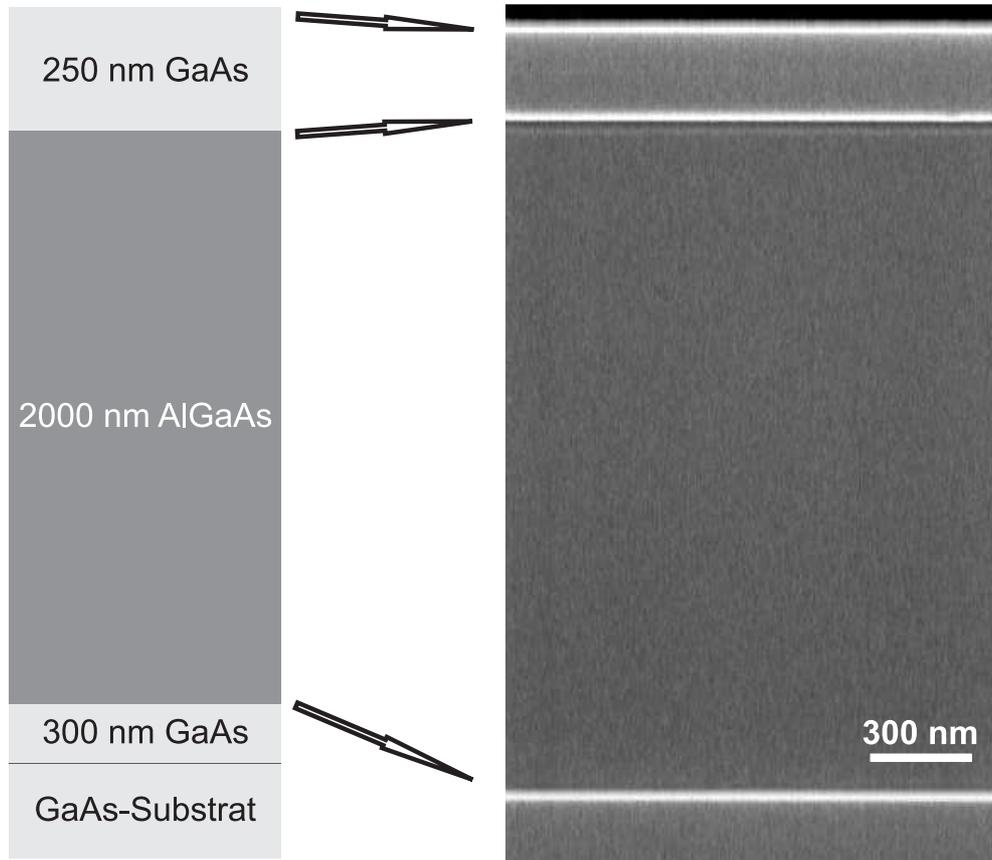
**Abbildung 6.2:** *Photonische Kristalle mit verschiedener Dimension: (a) Bragg-Spiegel eines Mikrolasers [Hoe05], (b) Trianguläres Gitter aus Luftzylindern, (c) Dreidimensionales fcc-Gitter in entwickeltem Fotolack [Mik03]*

Für den eindimensionalen Fall eines PK wurde die verschwindende Transmission und die daraus folgende hohe Reflektivität bereits früh in Bragg-Spiegeln eingesetzt (Abb. 6.2 a). Theoretisch wurden zwei- und dreidimensionale PK erstmals von Eli Yablonovitch [Eli87] und Sajeev John [Joh87] im Jahr 1987 behandelt. Im Prinzip kann der PK analog zur Festkörperphysik der Halbleiter behandelt werden. In beiden Fällen hat die Periodizität, in einem Fall die der Atomrümpfe im anderen die des Brechungsindex, eine Bandstruktur für die propagierenden Wellen zur Folge. Die theoretische Behandlung des PK erweist sich sogar als unkomplizierter, da keine Wechselwirkungen der Wellen untereinander berücksichtigt werden müssen. Dagegen führen die starken Wechselwirkungen der Kristallelektronen untereinander zu komplexen Näherungen.

### 6.1.1 Wachstum der Wellenleiterstrukturen

Die Wellenleiter wurden auf undotierten 3"-GaAs-Substraten gewachsen. Nach einer 300 nm-dicken GaAs-Pufferschicht wurde eine 2 µm-dicke AlGaAs-Opferschicht mit einem Aluminiumgehalt von ca. 70 % abgeschieden. Auf die Opferschicht wurde nun der eigentliche GaAs-Wellenleiter mit Dicken zwischen 180 und 260 nm gewachsen. Wahlweise wurden passive Strukturen ohne aktive Schicht oder Strukturen mit GaInAs-Quantenpunkten in der Mitte des Wellenleiters hergestellt. In Abb. 6.3 ist der verwendete Probenaufbau schematisch (links), sowie eine REM-Aufnahme des Querschnitts der gesamten Struktur (rechts) dargestellt. Die REM-Aufnahme zeigt homogene Schichten mit sehr glatten Grenzflächen, was auf eine hohe kristalline Güte der abgeschiedenen Schichten hindeutet. Um den Al-Gehalt von 70 % zu verwirklichen, wurde die GaAs-Wachstumsrate von 1 µm pro Stunde auf 0,75 µm/h verringert. Des Weiteren wurde die Opferschicht bei einer Substrattemperatur von 710 °C (heiß) gewachsen, um eine möglichst hohe kristalline Güte der AlGaAs-Schicht zu gewährleisten. Durch die Galliumdesorption bei Wachstumstemperaturen jenseits von 650 °C wurde die GaAs-Wachstumsrate

weiter reduziert, was beim Einstellen des Al-Gehaltes sowie der Dicke der Opferschicht berücksichtigt werden muss [Rei92]. Die GaAs-Pufferschicht sowie der eigentliche GaAs-Wellenleiter wurden bei 590 °C gewachsen. Das eingestellte V/III-Verhältnis lag bei ungefähr 30.



**Abbildung 6.3:** Schematische Darstellung der realisierten Wellenleiterproben (links), sowie REM-Aufnahme des Querschnitts eines AlGaAs/GaAs-Wellenleiters (rechts)

### 6.1.2 Grundcharakterisierung der Wellenleiterstrukturen

Vor der weiteren Prozessierung wurden die planaren Wellenleiterstrukturen mittels Rasterelektronenmikroskopie sowie Röntgendiffraktometrie (XRD) charakterisiert. In Abbildung 6.4 ist ein XRD-Spektrum eines 250 nm GaAs-Wellenleiters auf einer 1,9  $\mu\text{m}$ -dicken AlGaAs-Opferschicht zu sehen. Aufgrund der hohen Schichtqualität und der glatten Grenzflächen sind viele übergeordnete Strukturen, sogenannte Fringes, erkennbar. Die Analyse des Spektrums durch Simulation des Abstandes der beiden GaAs- und AlGaAs-Peaks ergibt einen Aluminiumgehalt der Opferschicht von 71 %. Die benötigten Schichtdicken, um das XRD-Spektrum anzufitten, wurden mittels REM-Messungen bestimmt.

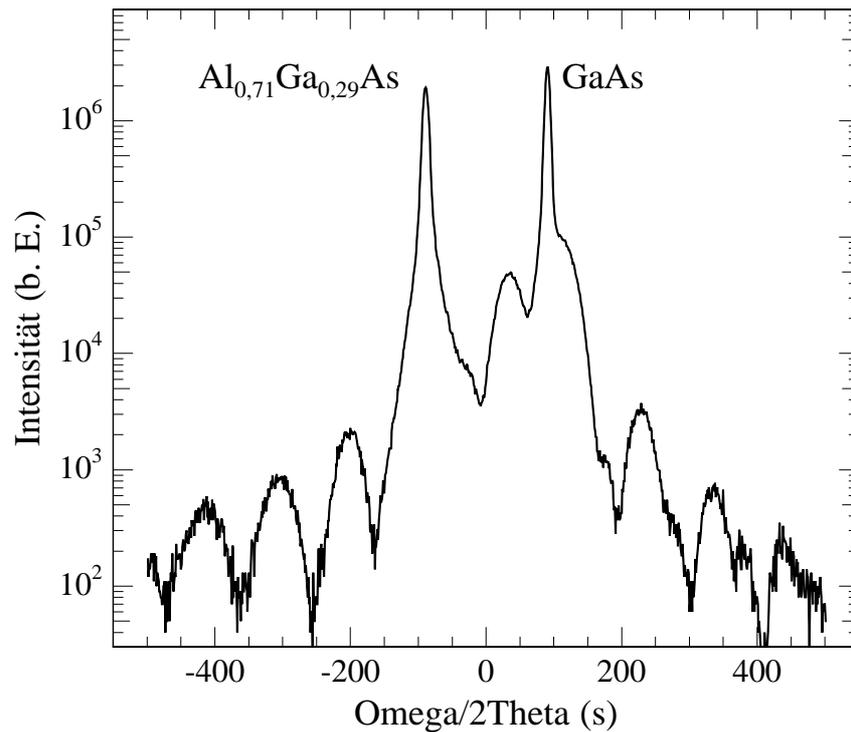


Abbildung 6.4: Röntgendiffraktometriespektrum eines AlGaAs/GaAs-Wellenleiters

### 6.1.3 Güten der prozessierten Kavitäten

Fällt die Grundcharakterisierung positiv aus, d.h. wurden die geforderten Eigenschaften des planaren Wellenleiters (Schichtdicken, Al-Gehalt und kristalline Qualität) erreicht, wurden die Proben wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben weiter prozessiert. Der Prozess wurde auf besonders glatte und senkrechte Seitenwände der geätzten Löcher optimiert.

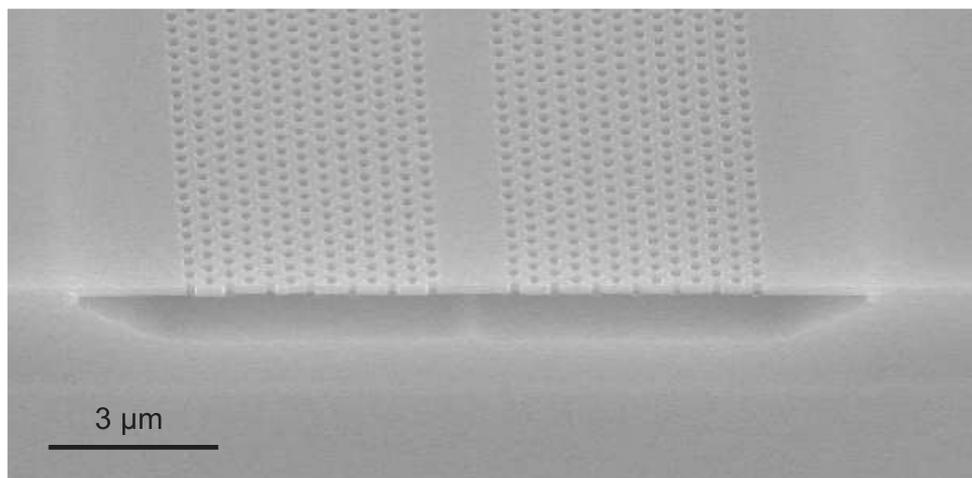
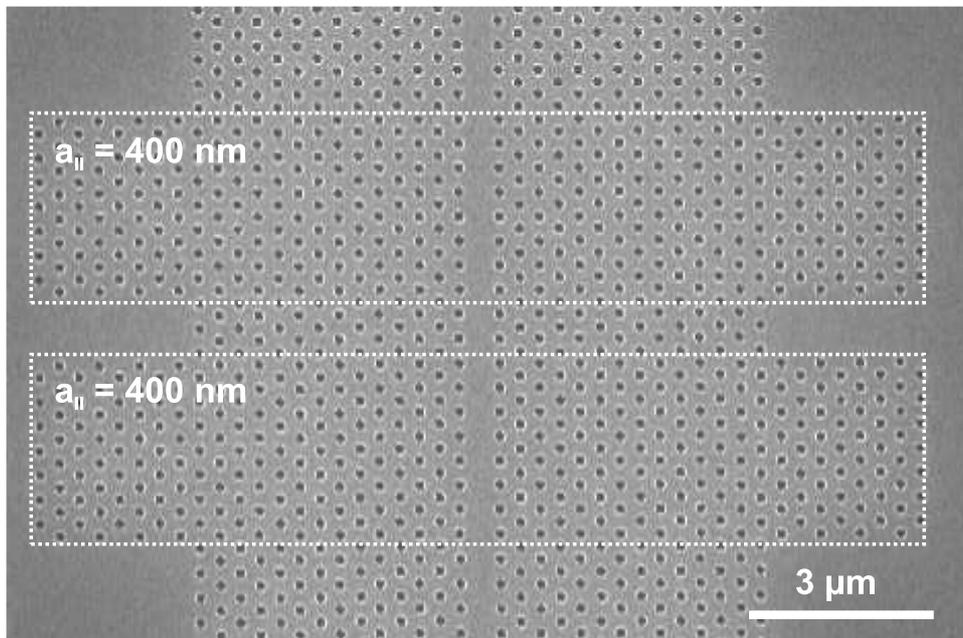


Abbildung 6.5: REM-Aufnahme einer prozessierten AlGaAs/GaAs-Wellenleiterstruktur

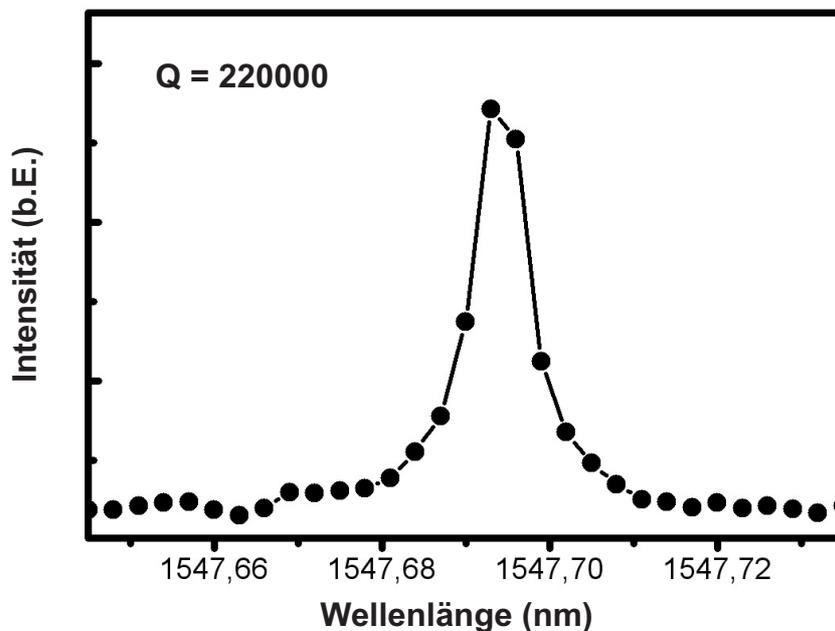
Eine REM-Aufnahme einer prozessierten PK-Membran-Struktur ist in Abb. 6.5 abgebildet. Als Resonator dient eine Doppel-Heterostruktur, bei der mehrere photonische Kristalle mit zwei verschiedenen Gitterperioden kombiniert werden [Son05]. Die Periode des hexagonalen Gitters ist nur in Richtung des Wellenleiters verändert. Der Zuführwellenleiter und der Resonator selbst haben eine Gitterperiode von 410 nm (siehe Abb. 6.6). Die Spiegel bestehen ebenfalls aus einem W1-Wellenleiter (eine Lochreihe fehlt), jedoch mit einer Gitterperiode von 400 nm. Senkrecht zum Wellenleiter bleibt die Gitterperiode konstant. Um die Einkoppeleffizienz zu erhöhen, wurde die Kavität und der W3-Wellenleiter mit Hilfe eines PK-Tapers verbunden [Tal02]. Auf einer Länge von 10 Perioden wird hierbei der Radius der inneren Löcher erniedrigt und ein kontinuierlicher Übergang vom W1- zum W3-Wellenleiter realisiert. Die reflektierte Leistung beträgt weniger als 1 %. Der gesamte PK-Wellenleiter ist 1,2 mm lang.



**Abbildung 6.6:** REM-Aufnahme einer PK-Heterostruktur. Die Gitterperiode der PKs außerhalb der markierten Bereiche ist 410 nm.

Die prozessierten Strukturen wurden mit einem abstimmbaren Halbleiterlaser im Dauerstrich-Betrieb (Wellenlänge abstimmbare zwischen 1460 und 1580 nm, Auflösung von 0,1 pm, Ausgangsleistung von 0,1 mW bis 5 mW), dessen Licht mit Hilfe einer Glasfaser in den PK-Wellenleiter eingekoppelt wird, charakterisiert. Diese spezielle Glasfaser ist am Ende verjüngt und an der Spitze linsenförmig abgeschlossen. Dadurch wird ein Lichtpunkt von wenigen  $\mu\text{m}$  erreicht. Die Polarisation des Lichtes wurde unter Verwendung eines Faser-Polarisators auf TE (elektrisches Feld parallel zur Membran) eingestellt. Das transmittierte Licht der Wellenleiterstruktur wird über ein Mikroskopobjektiv mit einer numerischen Apertur von 0,35 gebündelt und mit einer GaInAs-Photodiode detektiert.

Um die Güten (engl.: quality (Q) factor) der PK-Resonatoren zu bestimmen, wurden die Resonanzen von verschiedenen PK-Wellenleitern gemessen. Aus den experimentell bestimmten Resonanzen lässt sich nach  $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  mit Hilfe der Wellenlänge und Linienbreite die Güte der Kavitäten bestimmen. Ein gemessenes Transmissionsspektrum eines PK-Resonators ist in Abb. 6.7 dargestellt. Ein Lorentzfit ergibt eine spektrale Lage der Resonanz der Grundmode bei ca. 1548 nm und eine Halbwertsbreite von ca. 7 pm. Dies entspricht einem Q-Faktor von ca. 220000. Der Q-Faktor ist ein Maß für die Güte des Resonators. Je höher der Q-Faktor ist, desto besser ist der dreidimensionale photonische Einschluss des Resonators. Ein Q-Faktor von 220000 für PK-Resonatoren auf der Basis von GaAs stellte im Jahr 2005 einen Rekordwert dar. Erst im Jahr 2006 wurde von einer weiteren Forschergruppe eine Güte von 250000 für PK-Kavitäten in GaAs erreicht und veröffentlicht [Wei06]. Somit sind die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Kavitäten auf der Basis von GaAs mit Q-Faktoren von max. 220000 konkurrenzfähig mit den bisher veröffentlichten Rekordwerten.



**Abbildung 6.7:** Transmissionsspektrum der Resonanz eines PK-Resonators mit einem Q-Faktor von 220000

## 6.2 Optisch gepumpte Resonatoren auf der Basis von vertikalen Bragg-Spiegeln

In diesem Abschnitt wird die Herstellung und Charakterisierung der Mikroresonatoren basierend auf dielektrischen Bragg-Spiegeln diskutiert. Solche Mikroresonatortürmchen haben einige Vorteile im Vergleich zu anderen Ansätzen wie zum Beispiel die einfache Kontrolle der einzelnen Moden und den hohen Überlapp zwischen der optischen Mode und den Quantenpunkten. Des Weiteren kann in strukturierten Mikroresonatoren das Spektrum der eingeschlossenen Moden direkt über den Durchmesser kontrolliert werden [Rei97] [Gut98]. Zusätzlich können durch die Möglichkeit der optischen Anregung und Detektion senkrecht zur Probenoberfläche optische Experimente sehr leicht realisiert werden.

### 6.2.1 Wachstum der Resonatorstrukturen

Die Resonatoren wurden auf dotierten 3"-GaAs-Substraten gewachsen. Vor dem Wachstum des eigentlichen Resonators wurde eine 400 nm-dicke GaAs-Pufferschicht abgeschieden, um die Substratoberfläche zu glätten. Der schematische Aufbau eines Mikroresonators ist in Abb. 6.8 dargestellt. Die Strukturen bestanden aus 24 - 30  $\frac{\lambda}{4n}$ -dicken Spiegelpaaren aus AlAs und GaAs im unteren DBR, einer  $\frac{\lambda}{n}$ -dicken Kavität aus GaAs, in deren Mitte die Quantenpunktschicht platziert wurde, und 20 - 26 Spiegelpaaren im oberen DBR.

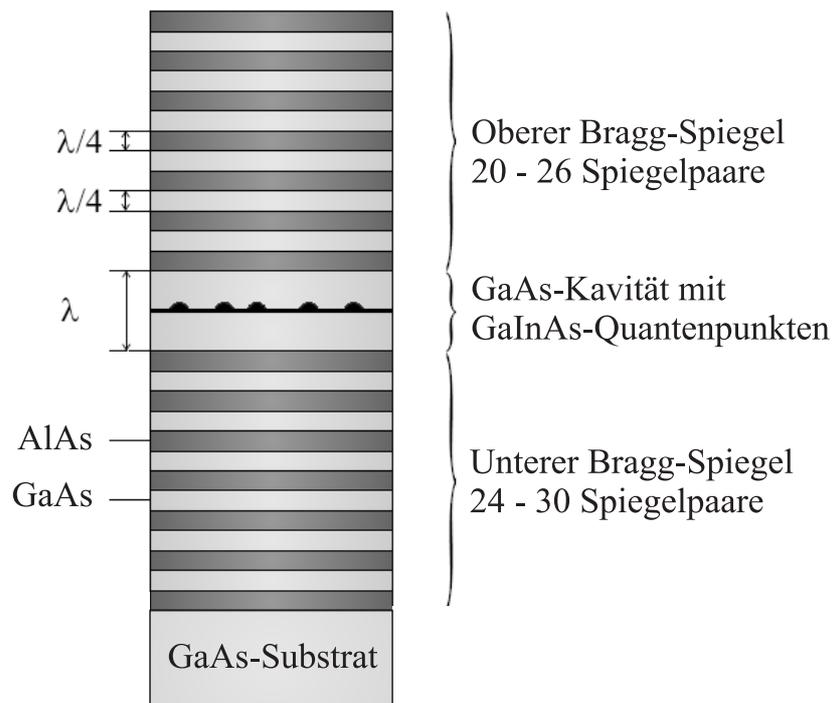


Abbildung 6.8: Schemazeichnung eines AlAs/GaAs-Mikroresonators

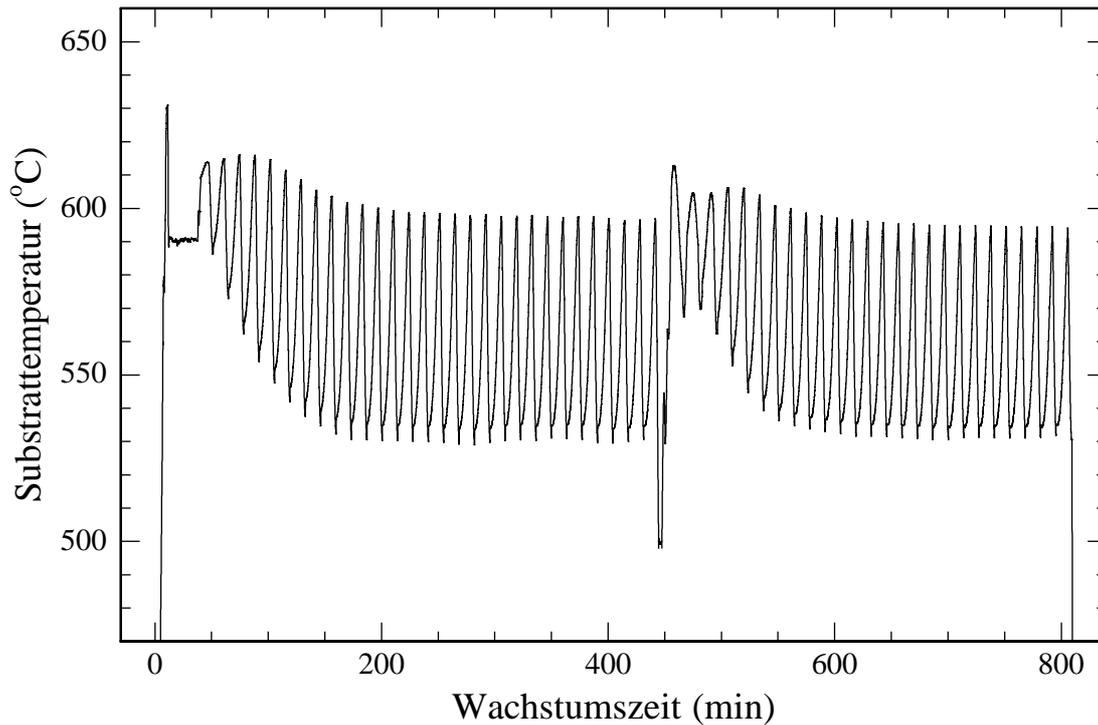
Die Wachstumsraten von AlAs und GaAs wurden jeweils vor dem Wachstum mittels eines Testresonators kalibriert. Aus dessen Reflexionsspektrum lassen sich die Raten für GaAs und AlAs sehr exakt bestimmen. Eine Kalibrierung anhand von Schichtdickenmessungen mittels REM oder durch das Wachstum von einem Testspiegel ist nicht ausreichend für die erforderliche Genauigkeit in den Schichtdicken des Resonators. Des Weiteren sollten die verwendeten Zellen (Gallium und Aluminium) nach der Kalibrierung bis zum Wachstum des Mikroresonators nicht mehr in der Temperatur verfahren werden. Ein zwischenzeitliches Herabsetzen der Zellen um zum Beispiel 50 °C, um Material zu sparen, kann zu minimalen Materialumlagerungen und somit zu Fluss-Schwankungen in den Zellen führen, was wiederum eine Abweichung in den kalibrierten Wachstumsraten/Schichtdicken zur Folge hätte. Die eingestellten Wachstumsraten betragen für GaAs zwischen 0,250 und 0,278 nm/s beziehungsweise zwischen 0,135 und 0,153 nm/s für AlAs. Damit ergibt sich eine Wachstumszeit abhängig von der Anzahl der Spiegelpaare zwischen 10 und 16 Stunden pro Resonatorstruktur.

Um den optischen Einschluss zu verbessern, wurden unsere Kavitäten im Gegensatz zu Resonatorstrukturen in der Literatur [Ger96] [Lal04] [Sol01] mit nahezu identischen Reflektivitäten im unteren und oberen Bragg-Spiegel konstruiert (siehe Tabelle 6.1).

Spiegelpaare im unteren DBR	Spiegelpaare im oberen DBR	Reflektivität des unteren DBRs	Reflektivität des oberen DBRs
24	20	0,9995650	0,9994990
27	23	0,9996480	0,9996260
30	26	0,9998076	0,9997799

**Tabelle 6.1:** Theoretische Spiegelreflektivitäten der realisierten planaren Resonatorstrukturen nach Gleichung 2.10

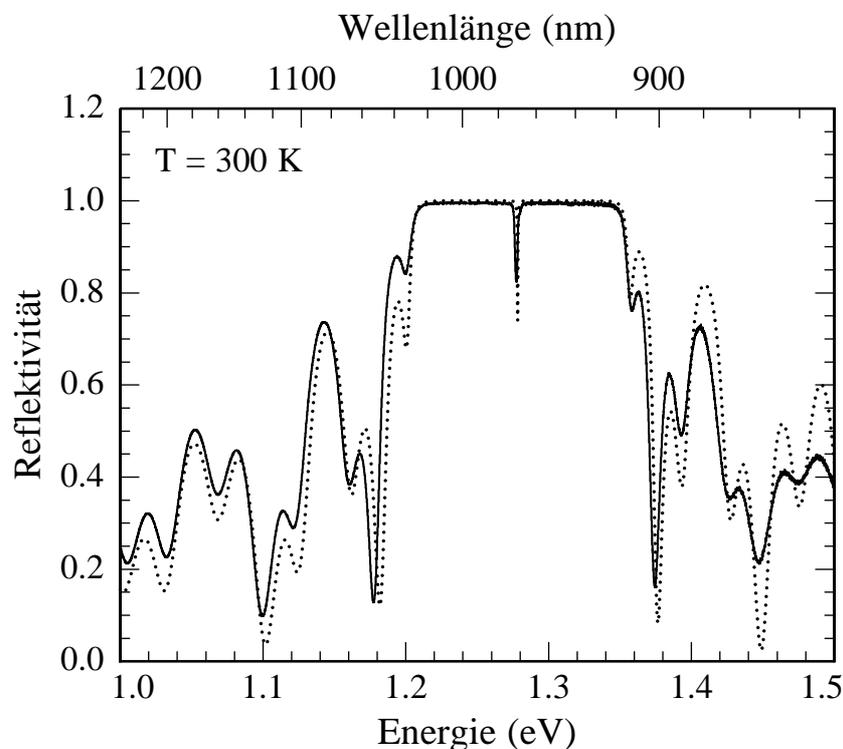
Die optisch gepumpten Strukturen sind komplett undotiert. Die Substrattemperatur betrug 590 °C für die GaAs-Pufferschicht und für den unteren sowie oberen DBR. In der Kavität wurde die Temperatur für das Quantenpunktwachstum 1 Minute vor der aktiven Schicht in einer Rampe von 590 auf 510 °C heruntersetzt. Direkt nach dem Abscheiden der Quantenpunkte wurde die Temperatur wieder in einer Rampe von 510 auf 590 °C erhöht. Die Oszillationen bei der Temperaturmessung, die durch die AlAs/GaAs-Grenzflächen verursacht werden, stellen ein Problem dar und erschweren eine exakte Temperaturmessung. Abbildung 6.9 zeigt das Pyrometersignal, das während des Wachstums eines Mikroresonators aufgezeichnet wurde.



**Abbildung 6.9:** Pyrometersignal während des Wachstums eines Mikroresonators mit 26 (30) Spiegelpaaren im oberen (unteren) DBR

Zu Beginn ist die thermische Oxiddesorption für 1 Minute bei 630 °C gefolgt von einer 400 nm GaAs-Pufferschicht bei 590 °C zu erkennen. Beim Öffnen des Shutters der deutlich heißeren Aluminiumzelle springt das Pyrometersignal um einen gewissen Betrag. Dieser Sprung ist auch jeweils während des Wachstums der einzelnen Spiegelpaare an der Grenzschicht zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schichten zu beobachten. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, dass, sobald ein Zellenshutter geöffnet wird, nicht nur Molekularstrahlen, sondern auch Wärmestrahlen die Effusionszelle verlassen. Diese Wärmestrahlen werden an der Substratoberfläche reflektiert und schließlich vom Pyrometer als zusätzliche Wärme registriert. Zusätzlich fängt das Pyrometersignal schon während der ersten AlAs-Spiegelschicht langsam an zu oszillieren. Diese überlagerte Oszillation bleibt auch während des kompletten Wachstums erhalten. Nach einem Einschwingen, bei dem die Temperatur um ca. 10 °C abfällt (abhängig vom verwendeten Probenhalter), bleibt die Substrattemperatur bis auf die überlagerte Oszillation konstant. Nach 30 gewachsenen Spiegelpaaren im unteren DBR (entspricht 30 Perioden der Pyrometeroszillation) wird die Temperatur auf 500 °C reduziert und die Quantenpunktschicht abgeschieden. Danach wird die Temperatur wieder auf 590 °C für den oberen DBR erhöht. Wiederum bleibt die Substrattemperatur nach einem kurzen Einschwingen bis auf die überlagerte Oszillation konstant. Nach 26 Perioden der Pyrometeroszillation (26 Spiegelpaare) ist das Programm beendet und die Substrattemperatur wird auf 0 °C gesetzt.

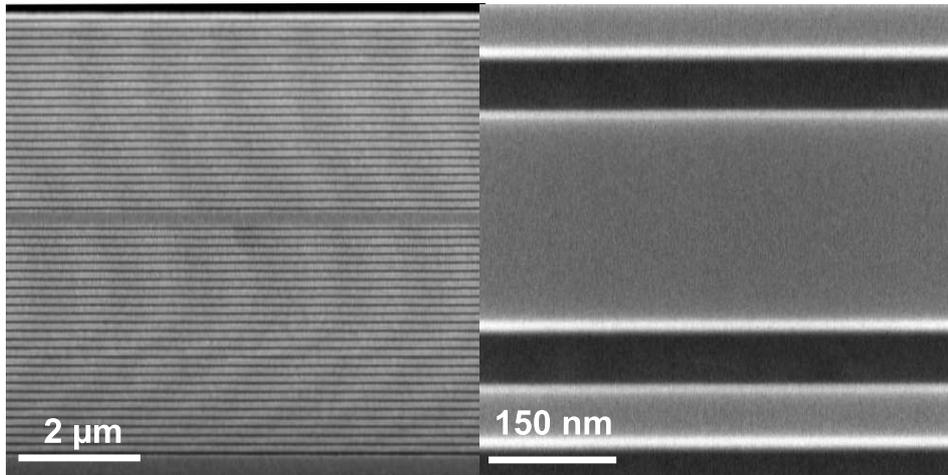
Vor dem Wachstum wurde für die jeweilige Struktur das Reflexionsspektrum mit einem C-Programm, das auf der Transfermatrixmethode basiert und das auch die Energieabhängigkeit der Brechungsindizes berücksichtigt, simuliert ("VCUndot.exe" für undotierte AlAs/GaAs-Resonatoren). Da bei der Simulation keine Absorption berücksichtigt wurde, konnte aus den berechneten Reflexionsspektren allerdings weder die maximalen Reflektivitäten noch die Güten der simulierten Strukturen, sondern nur die jeweilige spektrale Lage abgeleitet werden. Für die jeweilige Struktur wurden dazu die Dicken der Spiegelschichten und der Kavität eingegeben. Die benötigten energieabhängigen Brechungsindizes wurden dabei durch Interpolation aus den in [Ada93] veröffentlichten Werten ermittelt. Ein gemessenes (durchgezogene Kurve) und simuliertes (gepunktete Kurve) Reflexionsspektrum eines AlAs/GaAs-Mikroresonators bei Raumtemperatur ist in Abb. 6.10 zu sehen.



**Abbildung 6.10:** Gemessenes (durchgezogene Kurve) und simuliertes (gepunktete Kurve) Reflexionsspektrum eines AlAs/GaAs-Mikroresonators bei Raumtemperatur

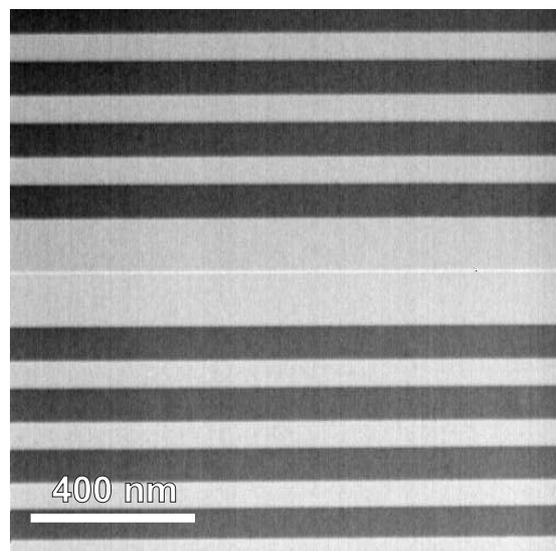
Die Simulation ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Reflexionsspektrum. Die Stoppbandbreite und die Lage des Stoppbandes sowie der Resonanz sind identisch. Des Weiteren sind alle Fringes bis auf leichte Abweichungen in der Intensität nahezu deckungsgleich. Die geringen Abweichungen beruhen darauf, dass bei der Simulation keine Absorption berücksichtigt wurde. Auf der hochenergetischen Seite ab ca. 1,4 eV werden die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment größer. Dies ist auf den verwendeten Germanium-Detektor zurückzuführen. Bei diesen Energien ist die untere Grenze des Messbe-

reiches des Detektors erreicht und unterschritten. Die Empfindlichkeit geht ab 1,4 eV drastisch zurück und verfälscht das Signal.



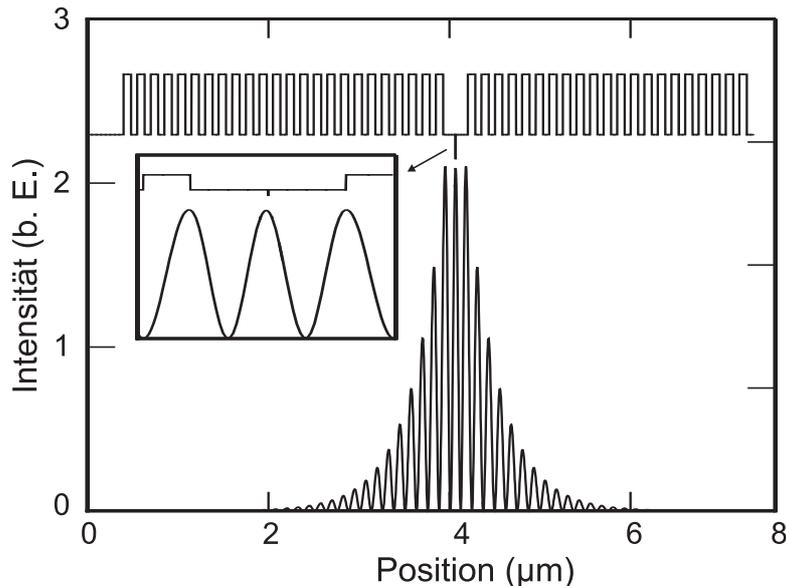
**Abbildung 6.11:** REM-Aufnahme des Querschnitts eines Mikroresonators: Gesamte Struktur (links) sowie Kavität und erste Spiegelpaare (rechts)

In Abb. 6.11 sind REM-Aufnahmen einer Mikroresonatorstruktur mit 23/27 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR gezeigt. Links ist die komplette Struktur, und rechts ist die Kavität mit jeweils ca. einem Spiegelpaar zu sehen. Die Strukturen sind - je nach Dicke der Spiegelschichten und der Kavität - etwa 7 bis 9  $\mu\text{m}$  dick. Die Grenzflächen zwischen den GaAs- und AlAs-Spiegelschichten weisen keine signifikanten Rauigkeiten auf, was auf eine hohe Kristallqualität schließen lässt. Dies wurde durch STEM-Messungen, die ebenfalls keinerlei Defekte, Versetzungen oder Grenzflächenrauigkeiten in den DBRs zeigten (siehe Abb. 6.12), bestätigt. Des Weiteren konnte bei der STEM-Messung auch die einzelne QP-Schicht in der Mitte der  $\lambda$ -dicken Kavität, d.h. im Feldmaximum der optischen Grundmode, aufgelöst werden.



**Abbildung 6.12:** Querschnitts-Z-Kontrastaufnahme eines AlAs/GaAs-Mikroresonators

Mit einem weiteren C-basierten Simulationsprogramm lässt sich für den zweidimensionalen Fall berechnen, wie sich die Intensität der optischen Grundmode in Abhängigkeit von der Position in der Struktur verhält. Dies ist in Abb. 6.13 dargestellt. Man sieht, dass die drei Maxima in der Mitte und an den Rändern der  $\lambda$ -Kavität und die Minima an den Grenzflächen zwischen AlAs und GaAs liegen. Die aktive Schicht wurde in der Mitte der Kavität, d.h. im Feldmaximum der Grundmode, platziert. Außerdem ist deutlich der Abfall der Intensität im unteren und oberen DBR zu erkennen.

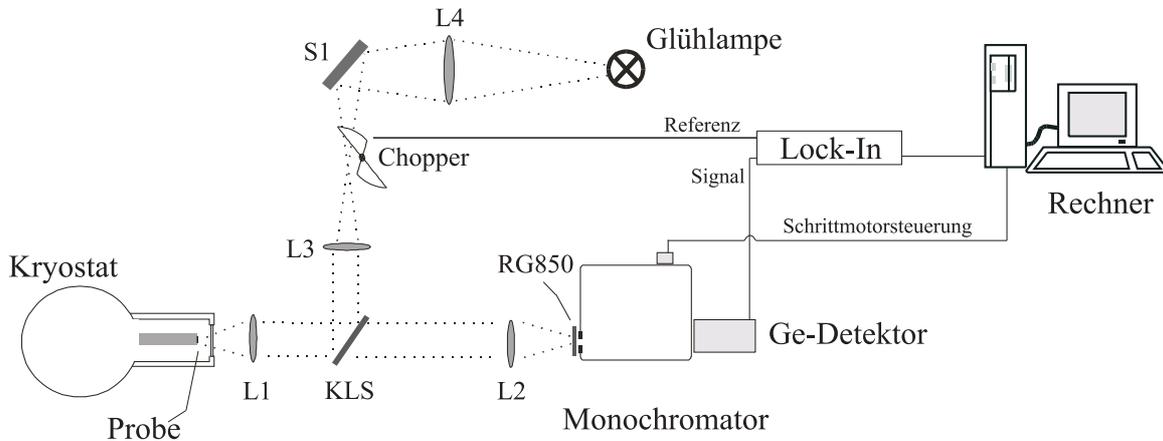


**Abbildung 6.13:** Intensität der optischen Mode in Abhängigkeit von der Position in einer Mikroresonatorstruktur

### 6.2.2 Charakterisierung der planaren Strukturen

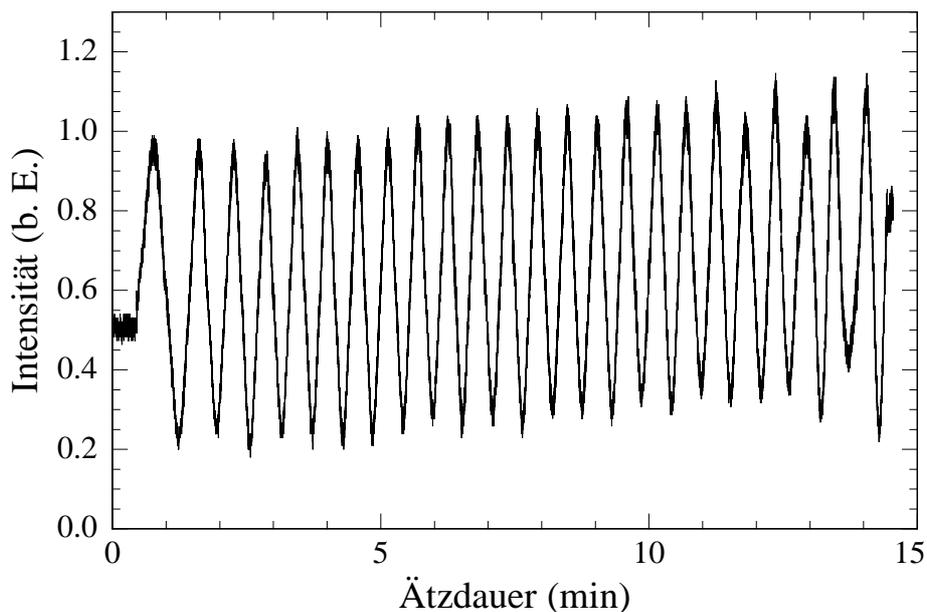
Vor der Strukturierung der Resonatoren wurden diese planar mittels Reflexions- und Photolumineszenzmessungen charakterisiert. Hierfür stand, neben den bereits in Abschnitt 4.3 vorgestellten Photolumineszenzmessplätzen, ein Reflexionsmessplatz zur Verfügung. Der Aufbau zur Reflexionsmessung (siehe Abb. 6.14) ist dem bereits vorgestellten Photolumineszenzmessplatz ähnlich. Anstatt Laserlicht wird hier jedoch das kontinuierliche Licht einer Halogen-Lampe auf die Probe gelenkt. Das reflektierte Licht wird dann auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert und schließlich mittels Ge-Detektor und Lock-In-Verstärker (oder der CCD-Kamera) spektral aufgelöst aufgenommen. Eine Überlagerung verschiedener Beugungsordnungen im gemessenen Wellenlängenbereich wird dabei von einem Filter (RG850 oder RG645) vor dem Monochromator verhindert. Vor der Untersuchung der eigentlichen Probe bestimmt man zunächst die spektrale Intensitätsverteilung  $I_0(E)$  eines Goldplättchens, für das man im betrachteten Wellenlängenbereich eine Reflektivität von 100 % annimmt. Dabei enthält die Verteilung  $I_0(E)$

neben der Lampen- und Detektorcharakteristik auch die Blaze-Charakteristik des Monochromators. Nach der Messung der Reflexion  $I(E)$  der Probe erhält man das Reflexionsspektrum aus  $R(E) = I(E)/I_0(E)$ .



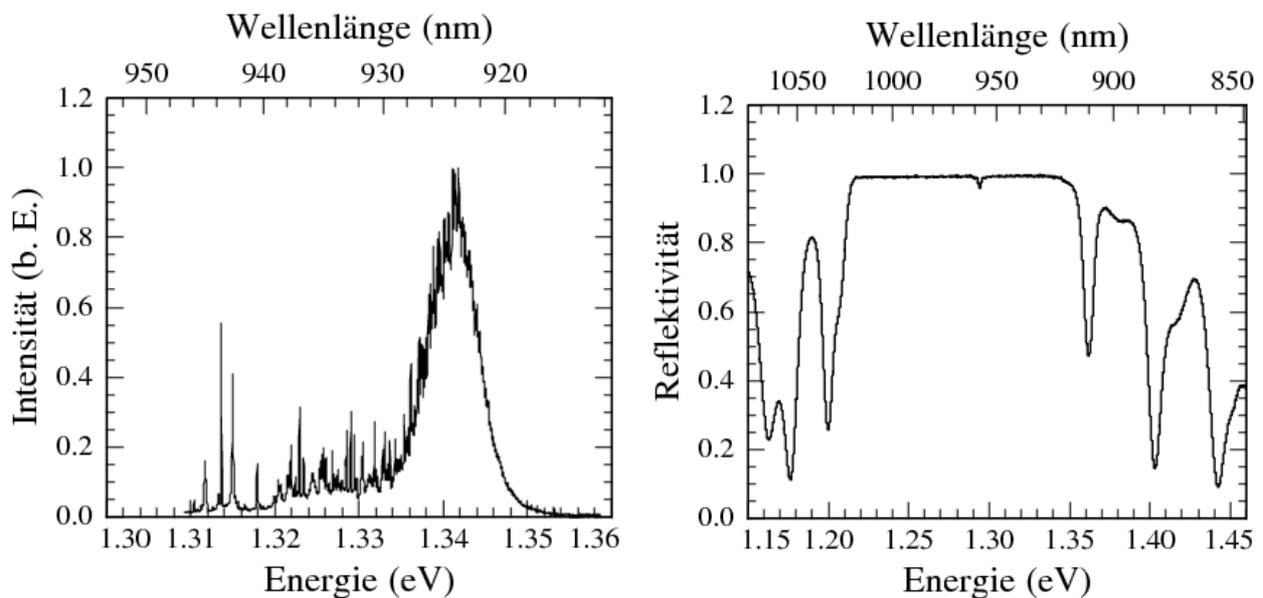
**Abbildung 6.14:** Aufbau des Messplatzes für Reflexionsmessungen (nach [Fis02])

Alternativ stand ebenfalls ein Fouriertransform-Spektrometer für die Reflexionsmessungen zur Verfügung. Eine breitbandige NIR-Quelle bestrahlt die auf der Reflexionseinheit angebrachte Probe. Das von der Probe reflektierte Licht wird anschließend ebenfalls mit einer Ge-Diode detektiert. Die Spektren werden aufgenommen, indem ein Spiegel des Michelson-Interferometers verfahren und danach eine Fouriertransformation durchgeführt wird. Der große Vorteil dieser Methode ist die deutlich reduzierte Messzeit von ein paar wenigen Minuten im Vergleich zu einer Messzeit von ca. einer Stunde am herkömmlichen Messplatz.



**Abbildung 6.15:** Signalintensität des Laserinterferometers während eines Ätzprozesses. Es wurden 24 - 25 Spiegelpaare des oberen DBRs abgeätzt.

Für die Photolumineszenzmessungen wurde der obere DBR bis auf ca. 1 bis 3 Spiegelpaare abgeätzt, um die Unterdrückung der Lumineszenz durch das Stoppband zu verhindern. Für den gezielten Ätzprozess stand an der ICP-Ätzanlage ein Laserinterferometer zur Verfügung. Dies ermöglicht ein Abätzen des oberen Spiegels mit einer Genauigkeit von einer einzelnen Spiegelschicht. Über eine Optik wird der Unterschied in der Reflexion des Mikroresonators während des Ätzprozesses detektiert. Diese periodische Modulation der Reflektivität, wobei jede Signalperiode einem AlAs/GaAs-Spiegelpaar entspricht, ist in Abb. 6.15 abgebildet. Bei diesem Beispiel wurde der obere DBR eines Resonators mit 26/30 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR entfernt. Es wurden hierbei ca. 24 - 25 Paare des oberen Spiegels innerhalb von 14,5 Minuten abgeätzt. Die Messung der Reflektivität in Abhängigkeit von der Ätztiefe ermöglicht selbst bei abweichenden Schichtdicken und variierender Leistung der Ätzanlage ein exaktes und reproduzierbares Abätzen des oberen DBRs.

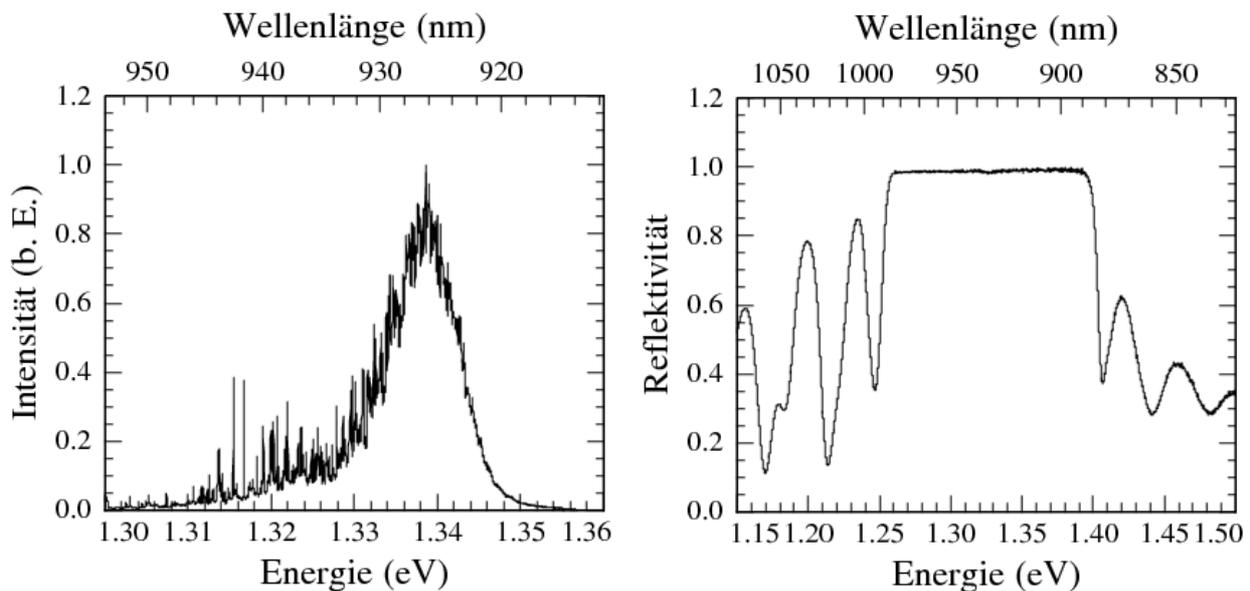


**Abbildung 6.16:** Mikro-PL-Spektrum eines abgeätzten Resonators mit 20 (24) Paaren im oberen (unteren) Spiegel (links) und Reflexionsspektrum der planaren Struktur (rechts)

Die abgeätzten Proben wurden an einem Mikro-PL-Messplatz mit einer Ortsauflösung von  $3 \mu\text{m}$  bei einer Temperatur von 8 K gemessen. In den Resonatorstrukturen wurden gering verspannte GaInAs-Quantenpunkte mit einem In-Gehalt von 30 % eingewachsen. Diese Quantenpunkte weisen wegen ihrer Größe eine erhöhte Oszillatorstärke auf und sind deshalb ideale Kandidaten für Experimente im Bereich der Grundlagenforschung (siehe Abschnitt 4.2.3). Abbildung 6.16 links zeigt das Mikro-PL-Spektrum der abgeätzten Resonatorstruktur mit 20/24 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR. Die Hauptemission der aktiven Schicht, die auf den Schwerlochübergang der Benetzungsschicht zurückzuführen ist (siehe Abschnitt 4.4.1), liegt bei ca. 1,34 eV und zeigt einen langen niederenergetischen Ausläufer verursacht durch größere Quan-

tenpunktstrukturen. Durch die hohe Ortsauflösung des Messplatzes und der geringen Dichte der Quantenpunkte können bereits ohne weitere Strukturierung einzelne Quantenpunktlinien auf dem niederenergetischen Ausläufer des Spektrums aufgelöst werden.

Das Reflexionsspektrum dieser Resonatorstruktur mit 20 (24) Spiegelpaaren im oberen (unteren) DBR ist in Abbildung 6.16 rechts dargestellt. Die Messung fand bei einer Temperatur von 300 K statt. Unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes wurde das Reflexionsspektrum um 12 meV zu höheren Energien verschoben, um es energetisch mit der Tieftemperatur-PL-Messung vergleichen zu können. Die Resonanz der Spiegel liegt bei ca. 960 nm. Man erkennt ein schön ausgeprägtes Stoppband mit einer Breite von 113 nm (140 meV). Die Verstimmung von 35 nm zwischen der Emission der Quantenpunkte und des DBRs wurde gezielt realisiert. Die optische Mode wird durch den dreidimensionalen Einschluss in einem lateral strukturierten Resonator in Abhängigkeit von dessen Durchmesser zu höheren Energien verschoben [Rei97]. Die Verstimmung wurde so groß gewählt, dass auch bei kleinen Mesendurchmessern die Resonanz auf der Niederenergieseite der PL liegt. Somit können bei allen Durchmessern die größeren Quantenpunkte mit geringerer örtlicher und spektraler Dichte spektroskopisch in Wechselwirkung mit der Resonatormode untersucht werden.

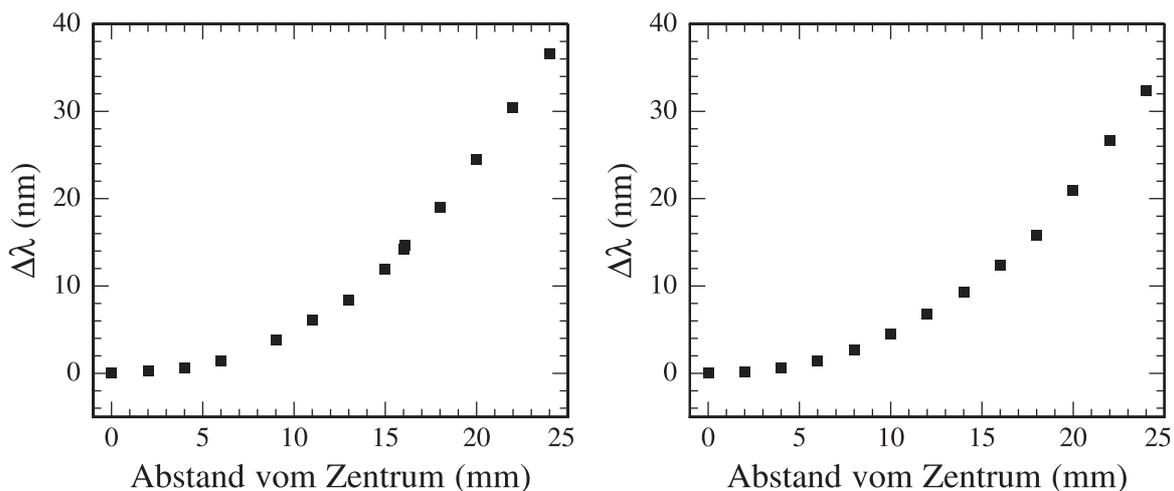


**Abbildung 6.17:** Mikro-PL-Spektrum eines abgeätzten Resonators mit 23 (27) Paaren im oberen (unteren) Spiegel (links) und Reflexionsspektrum der planaren Struktur (rechts)

Um den optischen Einschluss der Mikroresonatoren zu erhöhen, wurde ein weiterer Resonator gewachsen. Um die Güte zu erhöhen, wurde bei diesem die Reflektivität der Spiegel erhöht. D.h., die Anzahl der Spiegelpaare im oberen und unteren DBR wurde jeweils um 3 erhöht. Als aktive Schicht wurden wiederum leicht verspannte  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkte eingesetzt.

Das Mikro-PL-Spektrum der abgeätzten Resonatorstruktur (23/27 Paare im oberen/unteren DBR) und das Reflexionsspektrum der planaren Struktur sind in Abb. 6.17 abgebildet. Die PL der aktiven Schicht ist nahezu identisch zur Resonatorstruktur mit 20/24 Spiegelpaaren. Die Hauptemission, verursacht durch den Schwerlochübergang der Benetzungsschicht, liegt wiederum bei ca. 1,34 eV. Des Weiteren zeigt sich ebenfalls ein langer niederenergetischer Ausläufer mit einzelnen Quantenpunktlinien, der auf die Emission von größeren Quantenpunktstrukturen zurückzuführen ist. Die Resonanz der Kavität liegt bei ca. 940 nm, und die Breite des Stoppbandes beträgt 101 nm (143 meV). Diese Struktur besitzt eine Verstimmung zwischen Quantenpunktemission und der Resonanz des Resonators von ca. 15 nm.

Die Verstimmung zwischen der QP-Emission und der Resonanz des Resonators kann auch durch geeignete Wahl der Position des Probenstückes auf der Epitaxiescheibe eingestellt werden. Die Abhängigkeit der Wellenlänge der Resonanz beider Resonatorstrukturen von der Probenposition auf der Epitaxiescheibe ist in Abb. 6.18 dargestellt (20/24 (links) und 23/27 Spiegelpaare (rechts)).



**Abbildung 6.18:** Wellenlängenänderung der Resonanz in Abhängigkeit von der Position auf der Epitaxiescheibe eines Resonators mit 20/24 Spiegelpaaren (links) und 23/27 Spiegelpaaren (rechts) im oberen/unteren DBR

Die Dicke der abgeschiedenen Schichten nimmt vom Zentrum zum Rand der 3"-großen Scheibe durch die geometrische Anordnung und die Bauart der verwendeten Effusionszellen der MBE-Anlage ab [Was91]. Da die Resonanz sehr sensitiv auf die Schichtdicke ist, verschiebt diese vom Zentrum zum Rand der Epitaxiescheibe zu höheren Energien. Bei der verwendeten MBE-Anlage ergibt sich bei beiden Strukturen eine nahezu identische quadratische Abhängigkeit (siehe Abb. 6.18). Der Resonator mit 20/24 Spiegelpaaren zeigt eine maximale Verschiebung der Resonanz von 39 nm bei einem Abstand von 24 mm vom Zentrum der Epitaxiescheibe. Im Vergleich hierzu zeigt der Resonator mit 23/27 Spiegelpaaren nur eine Verschiebung der

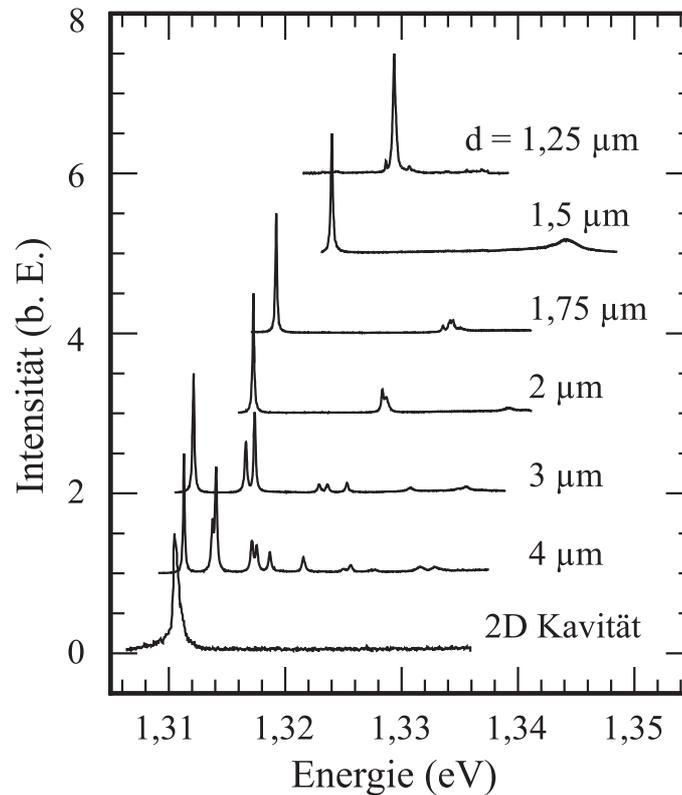
Resonanz um 33 nm bei der gleichen Probenposition. Diese minimalen Abweichungen sind auf verschiedene Zellenkonfigurationen beim Wachstum zurückzuführen. In der verwendeten MBE-Anlage standen jeweils zwei Aluminium- und zwei Galliumzellen zur Verfügung, die sich in ihrer Flusscharakteristik leicht unterscheiden. Eine größere Wellenlängenverschiebung durch eine noch weiter außen gewählte Probenposition ist nicht ratsam, da im Randbereich die Homogenität und kristalline Qualität der gewachsenen Schichten deutlich abnimmt und somit der dreidimensionale optische Einschluss der Resonatoren durch zusätzliche Verlustkanäle verschlechtert wird. Diese Möglichkeit die Verschiebung der Resonanz im Bereich von ca. 35 nm durch die Inhomogenität der Zellenflüsse über die Epitaxiescheibe ist ein entscheidender Punkt, um die Wellenlänge der optischen Grundmode des Resonators so einzustellen, dass diese in Resonanz mit den eingebetteten Quantenpunkten gebracht werden kann.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, wie schon erwähnt, die Güte der Resonatoren, der sogenannte Qualitäts(Q)-Faktor. Er berechnet sich aus der spektralen Lage der Resonanz dividiert durch die Halbwertsbreite der Resonanz (siehe Abschnitt 2.3.2) und ist ein Maß für den optischen Einschluss eines Mikroresonators. Je höher die Güte der Resonatoren, desto besser ist der optische Einschluss. Durch die kontinuierliche Winkeldispersion bei planaren Strukturen wird die Resonanz verbreitert und die Bestimmung der realen Güte des Resonators über die Linienbreite der Resonanz ist nicht möglich. Für die Bestimmung des Q-Faktors ist somit eine laterale Strukturierung nötig. Durch diesen dreidimensionalen Einschluss der optischen Moden spalten die Moden in verschiedene resonante Moden auf. Zum Beispiel wird bei einem Mikroresonator mit einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  eine Aufspaltungsenergie von über 2 meV erreicht, welche deutlich größer ist als die Linienbreite der Moden [Rei97]. Somit kann nach einer lateralen Strukturierung die vertikale Grundmode gemessen und der reale Q-Faktor der Resonatoren berechnet werden.

### 6.2.3 Grundcharakterisierung der Mikroresonatortürmchen

Neben hohen Güten sind für Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik wie zum Beispiel der starken Licht-Materie-Wechselwirkung ebenfalls geringe Modenvolumen nötig (siehe Diskussion in Abschnitt 2.4.). Um ein möglichst kleines Modenvolumen zu realisieren, wurden die planaren Resonatoren lateral strukturiert. Hierfür wurden mittels Elektronenstrahlolithographie kreisrunde Strukturen mit Durchmessern zwischen 0,8 und 4  $\mu\text{m}$  definiert und mittels eines Trockenätzprozesses in den Halbleiter übertragen (siehe Abschnitt 3.2.1). Durch die Strukturierung dieser Türmchen ist es möglich, das Licht in allen drei Raumrichtungen einzuschließen: Vertikal durch die DBRs und lateral durch die Brechungsindexdifferenz des Halbleiter-Luft-Übergangs, welcher eine Reflektivität von ca. 30 % ergibt.

Wie bereits erwähnt sind PL und Resonanz in den planaren Strukturen zueinander verstimmt. Der Grund dafür ist, dass in den prozessierten Mikroresonatortürmchen der Modeneinschluss in allen drei Raumrichtungen erfolgt. Abhängig vom Durchmesser des Resonators verschiebt dabei die Resonanz zu höheren Energien. Die Verstimmung wurde so gewählt, dass die Resonanz auch bei den kleinsten Strukturen noch auf der Niederenergieseite der PL liegt, so dass immer die größeren Quantenpunkte im Ensemble untersucht werden können. In Abbildung 6.19 sind die PL-Spektren der Grundmoden der Resonatorstruktur mit 20/24 Spiegelpaaren für verschiedene Durchmesser gezeigt. Als Referenz wurde auch die PL der Grundmode der planaren Struktur gemessen. Die Grundmode verschiebt bei kleineren Durchmessern zu höheren Energien, ebenso nimmt die Aufspaltung der einzelnen Moden bei kleineren Durchmessern zu [Rei97]. Bei dieser Resonatorstruktur (20/24 Spiegelpaare) wurde eine Verschiebung von 18 meV von einer Kavität mit einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  zu einem Durchmesser von 1,25  $\mu\text{m}$  beobachtet.

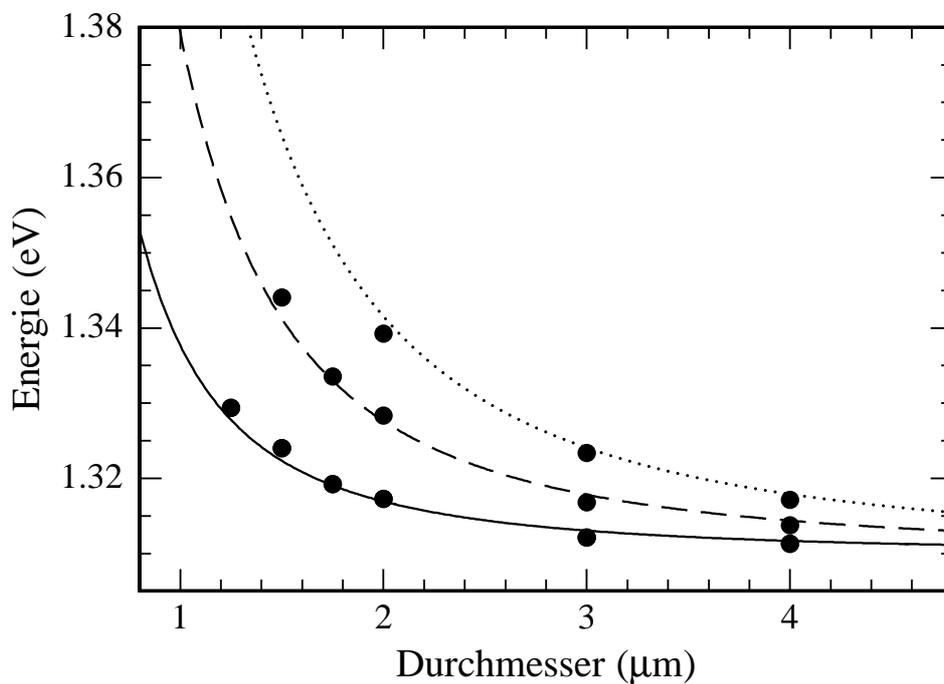


**Abbildung 6.19:** Mikro-PL-Spektren der optischen Moden eines Resonators mit 20/24 Spiegelpaaren in Abhängigkeit vom Resonatordurchmesser sowie der planaren Struktur

Die Energien der optischen Moden in zylindrischen Resonatoren lassen sich unter der Annahme von ideal reflektierenden Seitenwänden nach [Gut98] wie folgt berechnen:

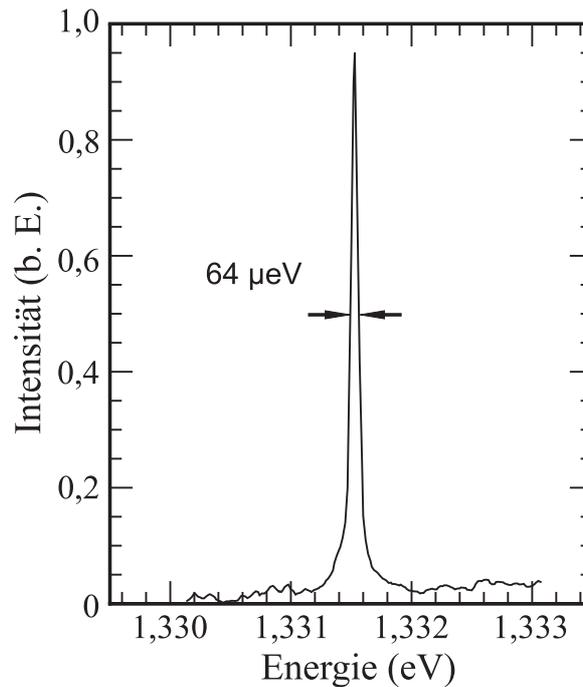
$$E = \sqrt{E_0^2 + \frac{\hbar^2 c^2 X_{n_\phi, n_r}^2}{\epsilon R^2}}. \quad (6.1)$$

wobei  $X_{n_\phi, n_r}^2$  die  $n$ -te Nullstelle der Besselfunktion  $J_{n_\phi}(X_{n_\phi, n_r}^2 r/R)$  und  $R$  der Radius der Mikroresonatortürmchen ist.  $E_0 = \hbar c k_0 / \sqrt{\epsilon}$  stellt die Energie der ungeätzten, planaren Struktur mit einem zugehörigen Wellenvektor  $k_0$  dar. Abbildung 6.20 zeigt die Energien der optischen Moden in Abhängigkeit vom Resonatordurchmesser. Die experimentell bestimmten Energiewerte aus Abb. 6.19 sind durch Kreise dargestellt. Des Weiteren ist der theoretische Verlauf der Energien nach Gleichung 6.1 abgebildet. Die durchgezogene Linie stellt die erste Nullstelle der Besselfunktion dar, die gestrichelte Linie die zweite Nullstelle und die gepunktete Linie die dritte Nullstelle. Die experimentell bestimmten Modenenergien sind in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Berechnungen nach Gleichung 6.1.



**Abbildung 6.20:** *Energien der optischen Moden von Mikrokavitäten in Abhängigkeit ihrer Durchmesser: Experimentell bestimmte Werte (Kreise), sowie theoretisch berechnete Energiewerte (Linien)*

Die Lumineszenz der Grundmode eines Resonators mit 23/27 Spiegelpaaren und einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$  ist in Abb. 6.21 dargestellt. Die Messung wurde an einem Mikro-PL-Messplatz mit einer spektralen Auflösung von 30  $\mu\text{eV}$  bei einer Temperatur von ca. 8 K durchgeführt. Die Linienbreite beträgt 64  $\mu\text{eV}$ . Dies entspricht bei einer Energie von 1,3315 eV einem Q-Faktor von 20800. Durch die schmale Linienbreite von 64  $\mu\text{eV}$  ist die Bestimmung des Q-Faktors bereits von der Auflösung des Monochromators limitiert. Durch Berücksichtigung der spektralen Übertragungsfunktion des Messplatzes, berechnet durch Kalibrierungsmessungen, können die realen Q-Faktoren entfaltet werden. Somit ergibt sich ein maximaler Q-Faktor von 27700 für einen Resonator mit einem Durchmesser von 4  $\mu\text{m}$ .

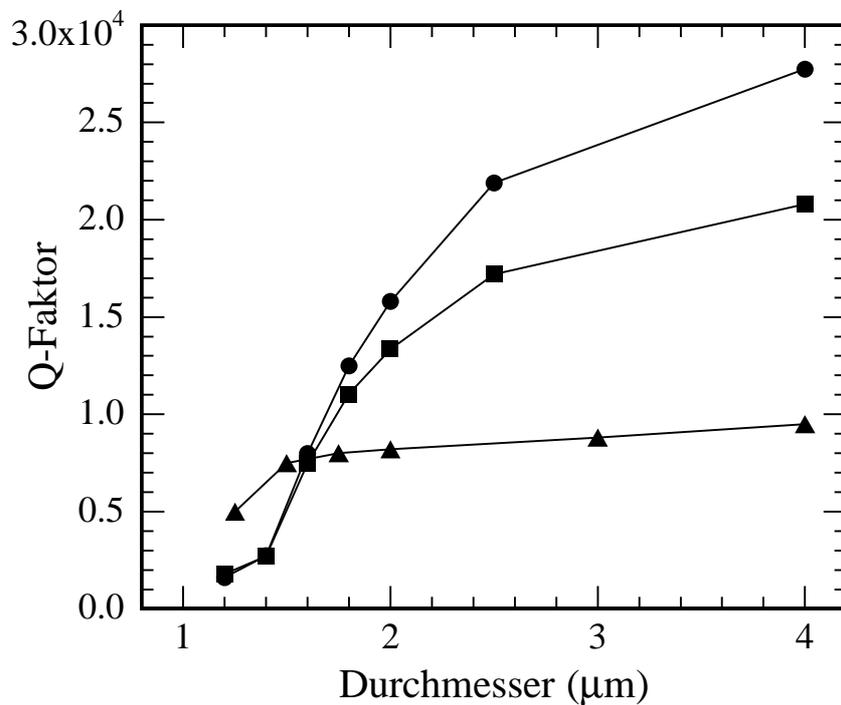


**Abbildung 6.21:** Mikro-PL-Spektrum der Grundmode eines Resonators mit 23/27 Spiegelpaare und einem Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$  bei  $8 \text{ K}$

#### 6.2.4 Abhängigkeit der Güte vom Resonatordurchmesser

Um den Einfluss der Geometrie der Mikroresonatoren auf die Linienbreite der Resonanz und somit auf ihre Güten zu analysieren, wurde der Q-Faktor verschiedener Strukturen in Abhängigkeit von ihren nominellen Mesendurchmessern untersucht. Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung 6.22 zu sehen. Es wurden zwei Resonatoren mit 20/24 (Dreiecke) und 23/27 Spiegelpaaren (Rechtecke (direkt gemessen) und Kreise (entfaltet)) im oberen/unteren DBR charakterisiert. Der Resonator mit 20/24 Spiegelpaaren zeigt einen maximalen Q-Faktor von 9500 bei einem Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$ . Der Q-Faktor bleibt nahezu konstant bis zu einer Größe von  $1,5 \mu\text{m}$  ( $Q = 8000$ ). Für kleinere Resonatoren verschlechtert sich der Q-Faktor erheblich auf ca. 5000 bei einem Durchmesser von  $1,2 \mu\text{m}$ . Dies ist hauptsächlich auf erhöhte Beugungsverluste, die durch den unterätzten unteren DBR verursacht werden, zurückzuführen. Der Q-Faktor konnte durch einen verbesserten Herstellungsprozess weiter erhöht werden. Hierzu wurden Spiegel mit einer höheren Reflektivität und eine optimierte Maskentechnologie eingesetzt. Die Anzahl der Spiegelpaare wurde auf jeder Seite um drei Paare auf 23/27 erhöht. Dieser Resonator zeigt eine starke Verbesserung des Q-Faktors mit einem direkt gemessenen Wert von 20800 für einen Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$ . Für Q-Faktoren über 10000 ist das gemessene Spektrum durch die Auflösung des Monochromators limitiert und eine Entfaltung ist notwendig. Die korrigierten Q-Faktoren sind in Abb. 6.22 als Kreise gekennzeichnet und weisen einen maximalen Wert von 27700 für einen Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$  auf. Der Q-Faktor verschlechtert sich auf 12500 für

einen  $1,8 \mu\text{m}$  Resonator und liegt für kleinere Durchmesser unter den Werten der ersten Struktur mit 20/24 Spiegelpaaren. Dieses Verhalten ist hauptsächlich auf das stärkere Unterätzen, verursacht durch eine ca.  $1 \mu\text{m}$  höhere Ätztiefe im Vergleich zum ersten Resonator, zurückzuführen. Dadurch werden besonders bei kleineren Strukturen die Streu- und Beugungsverluste an den Seitenwänden der Türmchen erhöht. Durch das Erhöhen der Reflektivität der Spiegel konnten somit die Güten der Mikroresonatoren für Durchmesser größer als  $1,5 \mu\text{m}$  deutlich verbessert werden. Zum Beispiel entspricht ein Q-Faktor von 20000 einer Photonlebensdauer ( $Q/\omega$ ) von 10 ps, d.h. das Photon verweilt für mehrere tausend Zyklen der Photonenfrequenz in der Kavität.



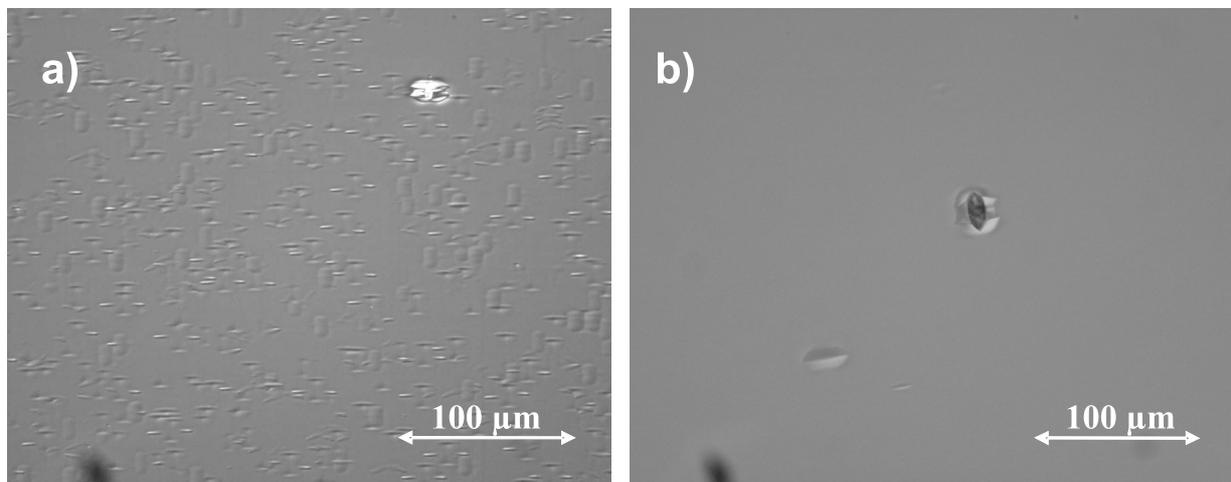
**Abbildung 6.22:** *Q-Faktoren in Abhängigkeit vom Durchmesser der Mikroresonatoren: 20/24 Spiegelpaare (Dreiecke) und 23/27 Spiegelpaare (Rechtecke (direkt gemessen) und Kreise (entfaltet))*

Theoretisch kann der Q-Faktor einer planaren Kavität nach Formel 2.15 berechnet werden. Bei Verwendung von 3,544 als Brechungsindex für GaAs, 2,973 als Brechungsindex für AlAs, 150 nm (142 nm) als Dicke eines Spiegelpaares, 270 nm (260 nm) als Dicke der Kavität, 960 nm (940 nm) als Wellenlänge des Resonators und  $6,49 \mu\text{m}$  ( $6,16 \mu\text{m}$ ) als effektive Länge der Kavität (nach Formel 2.12) ergibt sich ein theoretischer Q-Faktor von 45400 (126000) für einen Mikroresonator mit 20/24 (23/27) Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR. Im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen sind die berechneten Q-Faktoren immer noch höher. Der Unterschied ist hauptsächlich auf die verbleibenden optischen Verluste durch die Bandlückenabsorp-

tion der aktiven Schicht und Defekte in den lateral strukturierten Türmchen zurückzuführen. Deshalb sind noch höhere Güten der Mikroresonatoren durch eine weitere Verbesserung des Herstellungsprozesses realisierbar.

### 6.2.5 Verbesserter optischer Einschluss durch optimierten Wachstums- und Herstellungsprozess

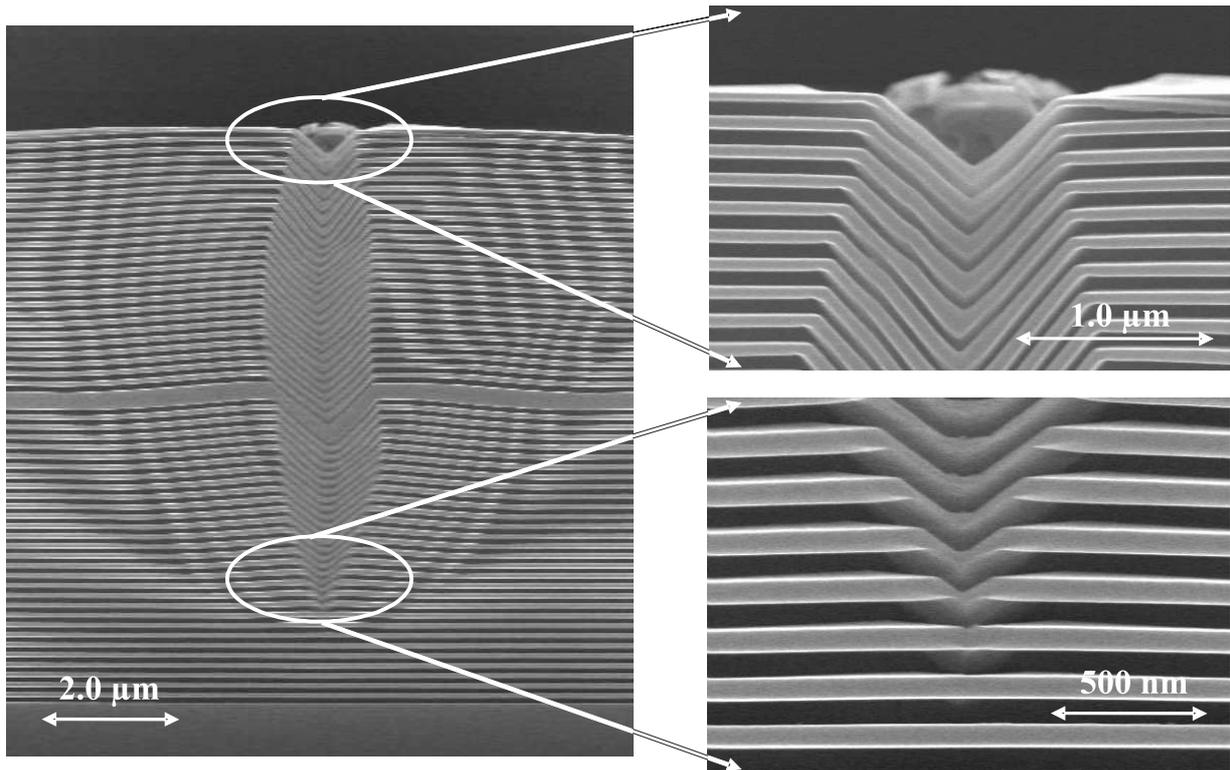
Um den dreidimensionalen optischen Einschluss der Strukturen weiter zu verbessern, wurde der Wachstum- und Herstellungsprozess der Resonatoren optimiert. Bei beiden Resonatoren (20/24 und 23/27 Spiegelpaare) wurden die Spiegelschichten mit einem konstanten Arsenfluss gewachsen, der für die GaAs-Wachstumsrate bei  $1 \mu\text{m}/\text{h}$  optimiert wurde. Die AlAs-Wachstumsrate ist mit  $0,5 \mu\text{m}/\text{h}$  jedoch nur halb so groß wie die GaAs-Wachstumsrate. Das für GaAs optimierte V/III-Verhältnis entspricht daher einem zu hohen Arsenfluss für das Wachstum von AlAs, was sich in einer reduzierten kristallinen Qualität widerspiegelt. Dies führt besonders in Strukturen mit hohen Schichtdicken im Zusammenhang mit verschiedenen Wachstumsraten wie z.B. Mikroresonatoren zu einer erhöhten Ausbildung von Defekten und Grenzflächenrauigkeiten (siehe Abb. 6.23 a).



**Abbildung 6.23:** Lichtmikroskopaufnahmen der Oberfläche von Resonatoren mit konstantem (a) und optimiertem V/III-Verhältnis (b) in den AlAs/GaAs-Spiegelschichten

Durch die Verwendung einer Arsen-Crackerzelle und der Automatisierung des Nadelventils konnten nun verschiedene V/III-Verhältnisse für die GaAs- und AlAs-Spiegelschichten eingestellt werden. Dies wurde beim Wachstum eines weiteren Resonators ausgenutzt, indem der Arsenfluss in den AlAs-Schichten auf 75 % reduziert wurde. In Abbildung 6.23 sind lichtmikroskopische Aufnahmen der Oberfläche von Mikroresonatoren mit konstantem (a) und optimiertem V/III-Verhältnis (b) in den AlAs/GaAs-Spiegelschichten dargestellt. Bei konstantem V/III-Verhältnis bilden sich durch den zu hohen Arsenfluss in den AlAs-Schichten sehr viele

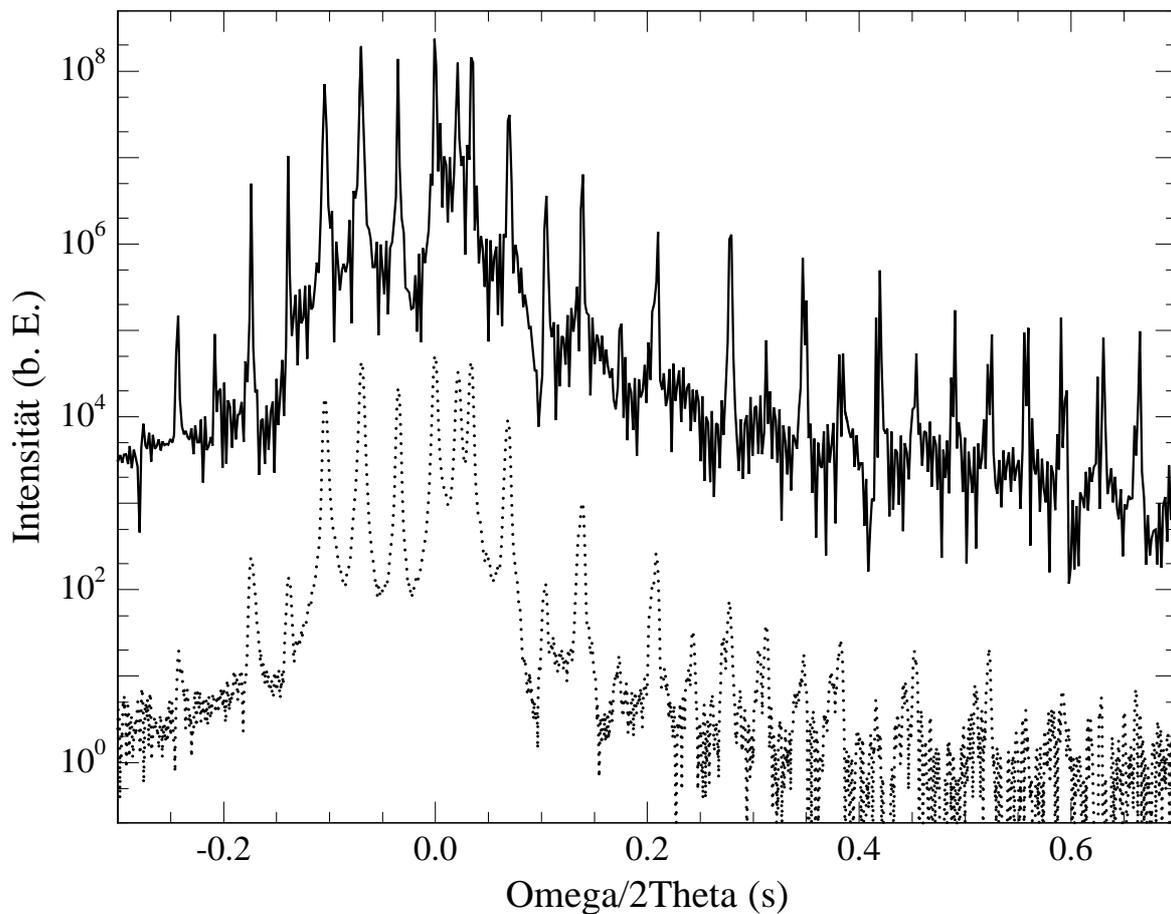
makroskopische ovale Defekte aus. Auf den Proben können zwei Arten von ovalen Defekten unterschieden werden. Defekte in rein kristalliner Qualität und vereinzelt solche mit einem makroskopischen und amorphen Kern. Ihre Länge variiert zwischen einigen wenigen  $\mu\text{m}$  bis hin zu ca.  $25 \mu\text{m}$ . Im Vergleich hierzu erkennt man deutlich die verbesserte kristalline Qualität und reduzierte Defektdichte durch den angepassten Arsenfluss in den AlAs-Spiegelschichten (Abb. 6.23 b). Die erhöhte kristalline Qualität und Reduzierung der Defektdichte ist essentiell für das Wachstum von Mikroresonatoren mit hohen Güten.



**Abbildung 6.24:** REM-Aufnahmen des Querschnitts eines Mikroresonators. Die Aufnahmen zeigen die Entstehung und Fortpflanzung eines makroskopischen ovalen Defektes durch die AlAs/GaAs-Spiegelschichten.

Die ovalen Defekte ziehen sich meist durch die gesamte Struktur und wirken als nichtstrahlende Rekombinationszentren. Solche zusätzlichen Verlustkanäle verschlechtern den optischen Einschluss und wirken sich negativ auf den Q-Faktor der Resonatoren aus. In Abbildung 6.24 sind REM-Aufnahmen des Querschnitts eines Mikroresonators abgebildet. Die Aufnahmen zeigen die Entstehung und Fortpflanzung eines makroskopischen ovalen Defektes durch die AlAs/GaAs-Spiegelschichten. Es ist zu erkennen, dass selbst ein kleiner Defekt von der Größe von ca.  $1 \mu\text{m}$  innerhalb eines großen Bereiches um den Defekt einen großen Einfluss auf die Homogenität der Spiegelschichten hat. Deshalb ist es für das Wachstum von Resonatorstrukturen mit hoher Güte wichtig, die Dichte der ovalen Defekte so gering wie möglich zu halten. Dies konnte durch die Reduktion des Arsenflusses in den AlAs-Spiegelschichten erreicht werden.

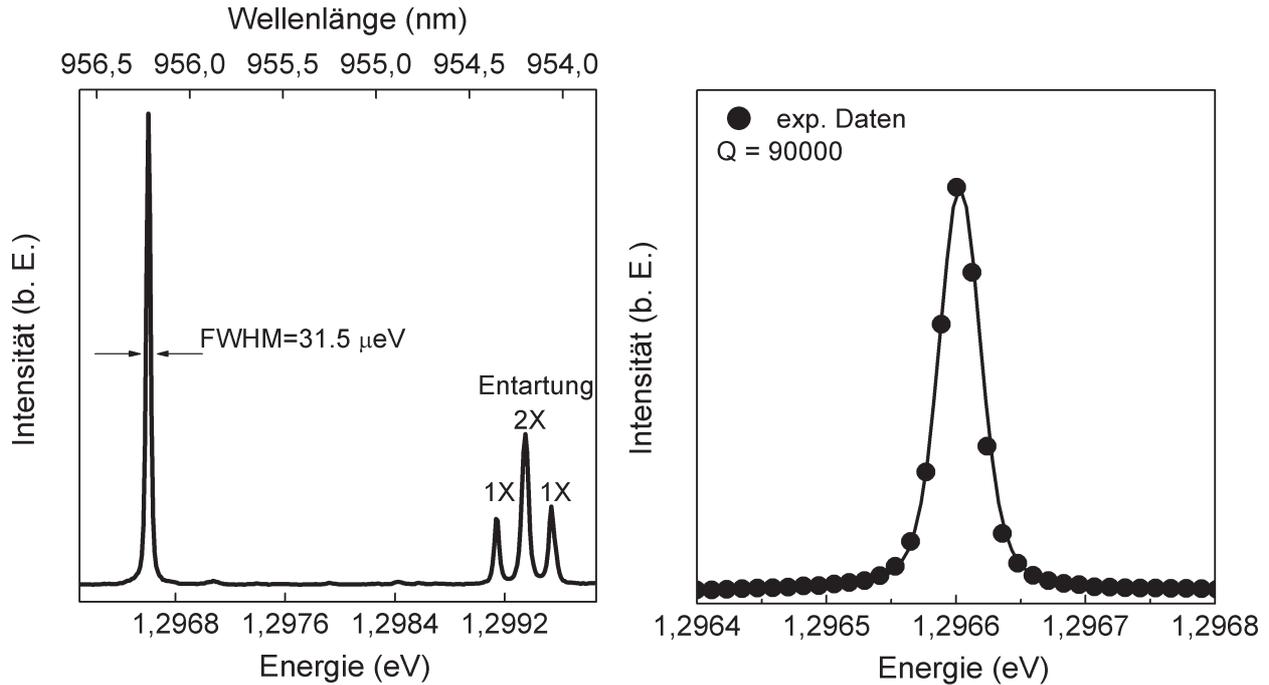
Ein XRD-Spektrum eines planaren AlAs/GaAs-Mikroresonators mit 26/30 Spiegelpaaren ist in Abb. 6.25 dargestellt. Neben dem gemessenen (gepunktete Kurve) ist auch das berechnete Spektrum (durchgezogene Kurve) abgebildet. Zur besseren Übersicht sind die Spektren vertikal verschoben. Die nötigen Schichtdicken des Mikroresonators für das berechnete XRD-Spektrum wurden aus dem Vergleich des gemessenen und simulierten Reflexionsspektrums gewonnen. Das gemessene Spektrum des Resonators zeigt eine hohe Übereinstimmung mit der Simulation. Des Weiteren enthält das Spektrum sehr viele Nebenmaxima, sogenannte Fringes, was die hohe kristalline Qualität der gewachsenen Schichten widerspiegelt.



**Abbildung 6.25:** Röntgendiffraktometriespektrum (gepunktete Kurve) und Simulation (durchgezogene Kurve) eines AlAs/GaAs-Mikroresonators mit 26/30 Spiegelpaaren. Zur besseren Übersicht sind die Spektren vertikal verschoben.

Um den optischen Einschluss weiter zu verbessern, wurde neben dem optimierten V/III-Verhältnis auch die Reflektivität der Spiegel weiter erhöht. In Abbildung 6.26 (links) ist das Tieftemperatur-PL-Spektrum eines Mikroresonators mit 26/30 Spiegelpaaren abgebildet. Der Durchmesser des Türmchens beträgt  $4 \mu\text{m}$ . Die sehr schmale Emission bei  $1,29660 \text{ eV}$  mit einer gemessenen auflösungsbegrenzten Linienbreite von  $32 \mu\text{eV}$  entspricht der Grundmode des Mikroresonators. Eine Entfaltung der Rohdaten unter Berücksichtigung der spektralen Übertra-

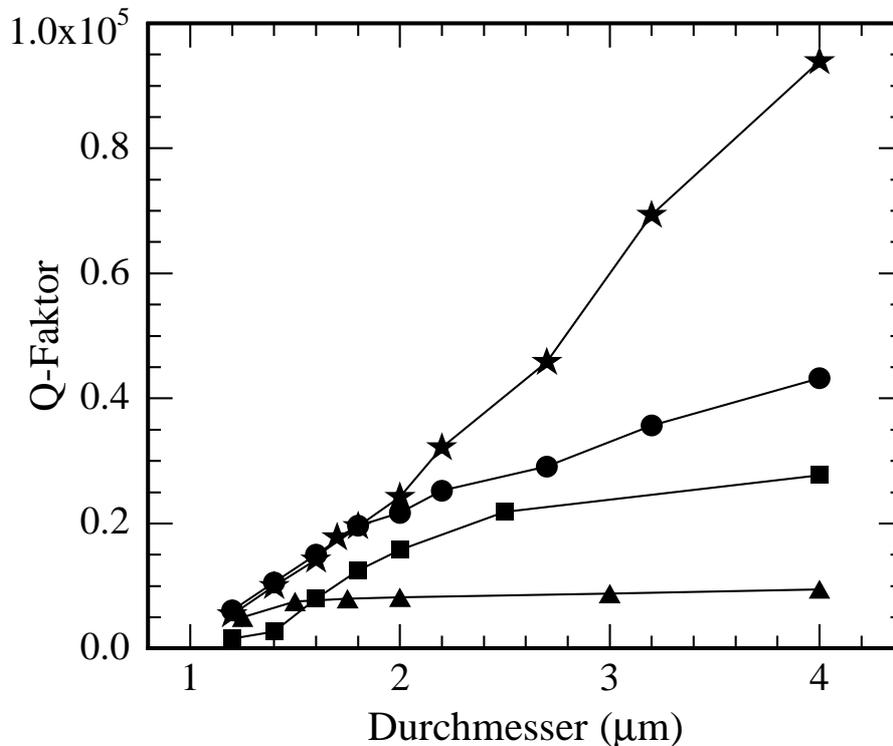
gungsfunktion des verwendeten Mikro-PL-Messplatzes ergibt einen Q-Faktor von  $90000 \pm 4000$  für dieses Türmchen. Eine vergrößerte Darstellung der entfalteten Grundmode mit einer realen Linienbreite der Kavität von  $15 \mu\text{eV}$  ( $Q = 90000 \pm 4000$ ) ist in Abb. 6.26 (rechts) zu sehen. Zusätzlich zur Grundmode sind im PL-Spektrum weitere transversale Moden des Mikroresonators bei ca. 1,29935 eV zu sehen. Theoretisch wird eine zweifache Entartung der zentralen Mode erwartet. Dies konnte ebenfalls im Experiment durch die doppelte Intensität dieser Mode gegenüber den Seitenmoden bestätigt werden.



**Abbildung 6.26:** Mikro-PL-Spektrum eines Mikroresonatortürmchens (26/30 Spiegelpaare) mit  $4 \mu\text{m}$  Durchmesser aufgenommen bei 8 K (links) sowie vergrößerte und entfaltete Darstellung der Grundmode (rechts)

Des Weiteren wurde der Ätzprozess optimiert. Die Türmchen des Resonators mit 26/30 Spiegelpaaren wurden nun mittels ECR-RIE anstatt in einem induktiv gekoppelten Plasma geätzt. Dadurch konnte das starke Unterätzen der Türmchen, das beim Ätzprozess mittels ICP auftritt, verhindert werden (siehe Abschnitt 3.2.1). Die senkrechten Seitenwände reduzieren die Streu- und Beugungsverluste besonders bei kleinen Resonatordurchmessern und verbessern somit deutlich den optischen Einschluss, d.h. die Güte der kleinen Mikroresonatoren. Der Q-Faktor von verschiedenen Mikroresonatoren ist in Abb. 6.27 in Abhängigkeit von ihren Durchmessern abgebildet (20/24 (Dreiecke), 23/27 (Quadrate) und 26/30 Spiegelpaare (Kreise und Sterne)). Die Güten der Resonatoren steigen kontinuierlich mit erhöhter Reflektivität der Spiegel für Durchmesser größer als  $1,5 \mu\text{m}$ . Dadurch konnte bei einem Resonator mit 26/30 Spiegelpaare der Q-Faktor auf ca. 43000 bei einem  $4 \mu\text{m}$  Türmchen erhöht werden. Durch den

optimierten Ätzprozess konnten zusätzlich die Güten der kleineren Resonatoren unter  $2 \mu\text{m}$  deutlich gesteigert werden (siehe Abb. 6.27 Kreise). Zum Beispiel wurde der Q-Faktor eines Resonators mit  $1,8 \mu\text{m}$  Durchmesser auf ca. 20000 verbessert.



**Abbildung 6.27:** *Q-Faktoren in Abhängigkeit vom Resonatordurchmesser für verschiedene Reflektivitäten der Spiegel: 20/24 (Dreiecke), 23/27 (Rechtecke) und 26/30 (Kreise und Sterne) Spiegelpaare im oberen/unteren DBR.*

Zusätzlich wurde an dieser Struktur der Einfluss der Verstimmung zwischen Resonatormode und Quantenpunktensemble auf den Q-Faktor deutlich. Die beiden Symbole Kreise und Sterne in Abb. 6.27 unterscheiden sich lediglich in der Verstimmung der Resonanz im Bezug auf die Quantenpunktemission. Dies wurde durch unterschiedliche Probenpositionen auf der Epitaxiescheibe realisiert. Die Abhängigkeit der Resonanz der Kavität von der Probenposition auf der Epitaxiescheibe wurde bereits in Abschnitt 6.2.2 erläutert. Der Resonator mit einer größeren Verstimmung, d.h. mit Resonanz im niederenergetischen Ausläufer der Quantenpunktemission (Sterne) zeigt für große Durchmesser deutlich höhere Güten als der Resonator mit einer Resonanz nahe am Hauptmaximum der Quantenpunktemission (Kreise). Dieser Effekt ist auf die geringere Bandlückenabsorption der aktiven Schicht durch die größere Verstimmung zwischen Resonanz der Resonatormode und dem Maximum Quantenpunktemission zurückzuführen. Der limitierende Faktor für die Güte von Resonatoren mit großen Durchmessern ist somit neben den Reflektivitäten der gewachsenen Spiegeln auch die Bandlückenabsorption der aktiven Schicht.

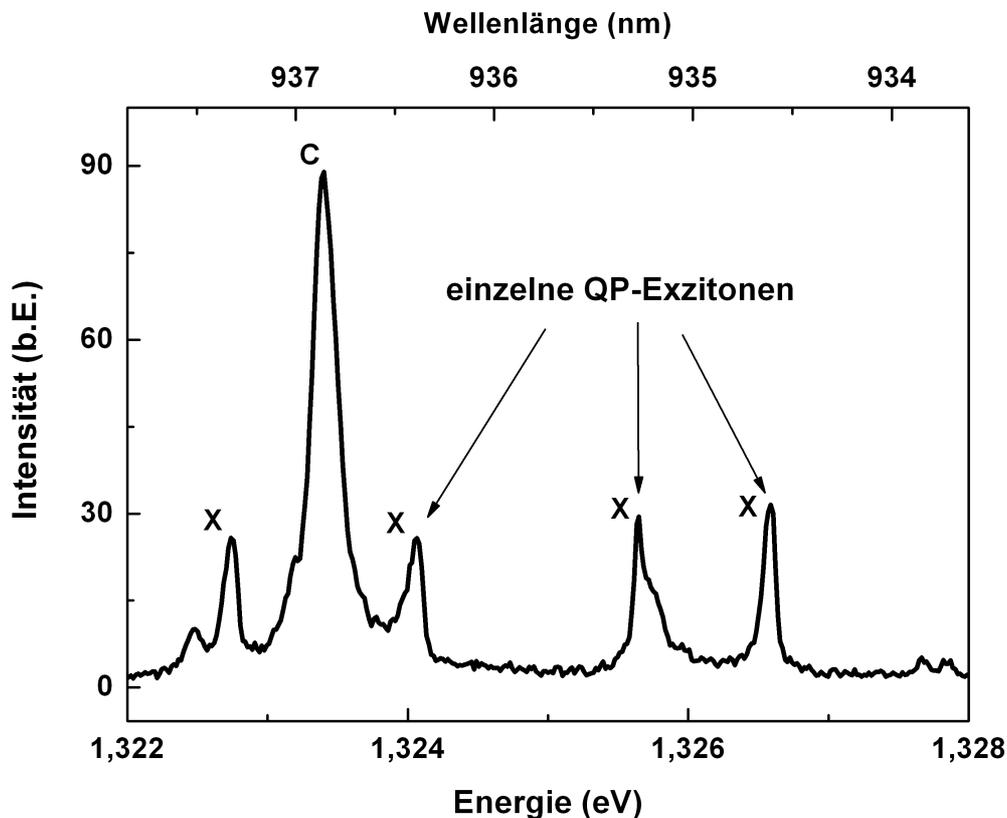
Für kleinere Durchmesser sind jedoch die limitierenden Faktoren für den optischen Einschluss die Streu- und Beugungsverluste an den Seitenwänden der Türmchen. Deshalb ist für kleine Resonatoren mit hohen Q-Faktoren ein optimierter Ätzprozess von großer Bedeutung.

Durch den verbesserten Ätzprozess, dem optimierten defektfreien Wachstum sowie der weiteren Erhöhung der Reflektivitäten der Spiegel konnte ein maximaler Q-Faktor von 94000 für einen Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$  bei einer Struktur mit 26/30 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR erzielt werden. Der bisher höchste veröffentlichte Q-Faktor für aktive Mikroresonatortürmchen von anderen Forschergruppen beträgt 48000 [Sto05]. Somit stellen die Güten der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Kavitäten Rekordwerte für aktive Mikroresonatoren basierend auf dielektrischen Bragg-Spiegeln dar. In weiterführenden Arbeiten am Lehrstuhl für Technische Physik wurde die Reflektivität der Spiegel weiter erhöht (32/36 Spiegelpaare im oberen/unteren DBR) und maximale Güten von 165000 für Türmchen mit einem Durchmesser von  $4 \mu\text{m}$  erzielt [Rei07]. Die hohen Güten der optischen Resonatoren in Kombination mit gering verspannten Quantenpunkten mit vergrößerten Abmessungen und somit erhöhter Oszillatorstärke stellen ideale Voraussetzungen für Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik dar.

### 6.2.6 Schwache und starke Exziton-Photon-Kopplung in Mikroresonatoren

Dieser Abschnitt beinhaltet die weiterführende Spektroskopie zur schwachen und starken Licht-Materie-Wechselwirkung in Mikroresonatoren. Die Untersuchungen zur schwachen und starken Exziton-Photon-Kopplung wurden von der Arbeitsgruppe III/V-Spektroskopie unter der Leitung von Herrn Dr. S. Reitzenstein durchgeführt. Um spektroskopische Untersuchungen zur schwachen und starken Kopplung unternehmen zu können, ist es notwendig, die Resonatormode und das QP-Exziton in Resonanz zu bringen. Dies ist durch Variation der Temperatur realisierbar. Hierbei spielen zwei Faktoren eine entscheidende Rolle. Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur und die Änderung der Gitterkonstanten und somit der Bandlücke mit der Temperatur. Eine Steigerung der Temperatur bewirkt eine Erhöhung des Brechungsindex und somit eine Verschiebung der Resonatormode zu höheren Wellenlängen. Bei tiefen Temperaturen von ca. 4 K verschiebt die Resonatormode kaum, bei höheren Temperaturen um 50 K ändert sich die Mode um ca.  $30 \mu\text{eV}$  pro K. Die Bandlücke dagegen ist stärker temperaturabhängig, mit steigender Temperatur wird die Bandlücke kleiner und demnach verschiebt die Energieposition der QP-Exzitonen stärker rot. Bei hohen Temperaturen (50 K) verändert sich die Energieposition der Exzitonlinien um ca.  $140 \mu\text{eV}$  pro K. Durch diese unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten ist es unter der Bedingung, dass die Exzitonlinie spektral um ca.

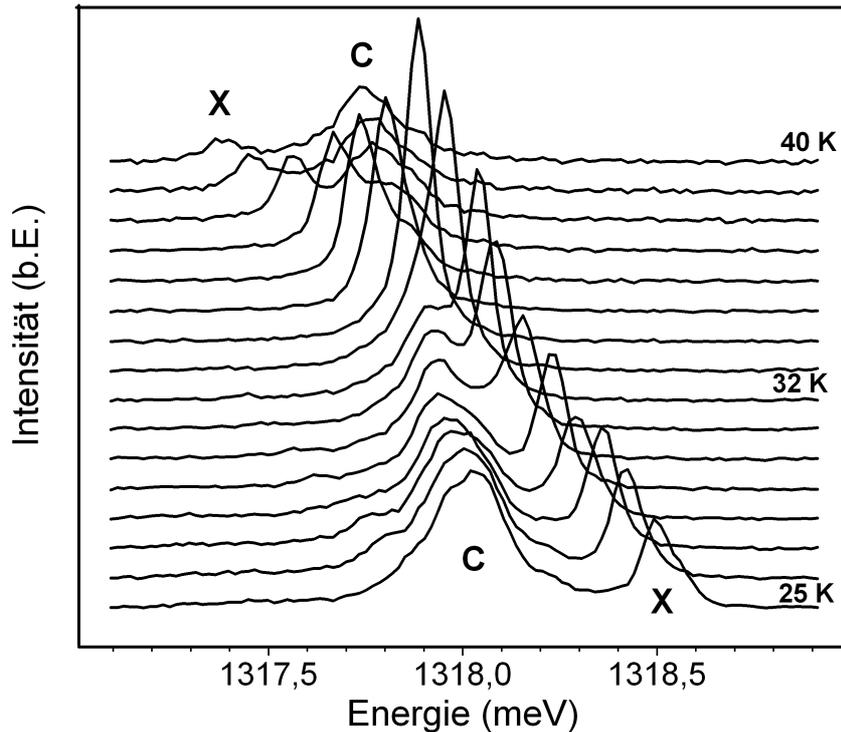
1 meV hochenergetischer als die Resonatormode liegt möglich, QP-Exziton und Resonatormode durch Variation der Temperatur in Resonanz zu bringen. Das Mikro-PL-Spektrum eines Resonators mit einem Durchmesser von  $1,5 \mu\text{m}$  ist in Abbildung 6.28 dargestellt.



**Abbildung 6.28:** Mikro-PL-Spektrum eines Resonators mit  $1,5 \mu\text{m}$  Durchmesser bei 5 K. Das Spektrum zeigt die Grundmode der Kavität bei ca.  $1,3234 \text{ eV}$  (C), sowie einzelne QP-Exzitonlinien (X).

Die Messung wurde bei 5 K und geringer Anregungsleistung durchgeführt. Das Spektrum zeigt einige sehr schmale Emissionslinien, deren Breiten durch die Auflösung des verwendeten Messplatzes begrenzt sind, und die einzelnen Quantenpunkten zugeordnet werden können. Die etwas breitere Linie (C) ist die Grundmode des Resonators. Einzelne QP-Exzitonen, welche sich auf der Hochenergieseite der Resonatormode befinden, können nun für Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik durch Temperaturerhöhung in Resonanz gebracht werden.

Zuerst wird die schwache Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem QP-Exziton in einem Mikroresonatortürmchen behandelt. In Abbildung 6.29 sind die Mikro-PL-Spektren eines Mikroresonators mit  $1,5 \mu\text{m}$  Durchmesser in Abhängigkeit von der Temperatur abgebildet. Diese wurde im Bereich von 25 bis 40 K in Schritten von je einem K erhöht. Die untersuchte Struktur hat einen Q-Faktor von 7300. Das Spektrum bei 25 K zeigt ein QP-Exziton (X) bei  $1,3185 \text{ eV}$  sowie die optische Grundmode des Resonators (C) bei  $1,3180 \text{ eV}$ .



**Abbildung 6.29:** Mikro-PL-Spektren eines  $1,5 \mu\text{m}$  Türmchens in Abhängigkeit von der Temperatur. Ein QP-Exziton (X) wird durch Temperaturerhöhung in Wechselwirkung mit der optischen Mode (C) des Resonators gebracht [Rei04].

Durch die unterschiedlichen Temperaturabhängigkeiten der Bandlücke und des Brechungsindex verschiebt sich das QP-Exziton bei Temperaturerhöhung stärker ins Rote als die optische Mode des Resonators. Somit kann durch Erhöhung der Temperatur auf 34 K die QP-Linie in Resonanz mit der Resonatormode gebracht werden. Die Energiedispersion zeigt ein deutliches Kreuzen zwischen der Resonatormode und dem QP-Exziton. Es kommt nicht zu einer Energieaufspaltung der Energieverteilungen in Resonanz, sondern nur zu einer ausgeprägten Erhöhung der Intensität des QP-Exzitons. Die veränderte Emissionscharakteristik ist durch die Erhöhung der Rekombinationswahrscheinlichkeit und der spontanen Emissionsrate, dem sogenannten Purcell-Effekt [Pur46], verursacht. Des Weiteren vertauschen die Resonatormode und das Exziton des Quantenpunktes auch nicht ihre Eigenschaften, wie zum Beispiel ihre Linienbreite. Dies sind alles typische Merkmale für eine schwache Licht-Materie-Wechselwirkung.

Das Erreichen der Resonanzbedingung durch Variation der Temperatur stellt die experimentelle Anforderung, dass die Resonatormode auf der niederenergetischen Seite der QP liegen muss, um durch Temperaturerhöhung den Resonanzfall zu erreichen. Jedoch gibt es weitere experimentelle Anforderungen, um das Regime der starken Licht-Materie-Wechselwirkung zu erreichen. Einige notwendige Bedingungen für Untersuchungen zur starken Kopplung sind im folgendem zusammengefasst:

- Resonatoren mit hohen Q-Faktoren (in Kombination mit einem kleinen Modenvolumen) und Quantenpunkte mit einer hohen Oszillatorstärke.
- Die Resonatormode muss auf der niederenergetischen Seite der QP liegen, und der energetische Abstand sollte im Bereich von 1 meV liegen, um durch Temperaturerhöhung in Resonanz zu kommen.
- Es dürfen nur wenige Quantenpunkte spektral in der Nähe der Resonatormode sein, um einzelne QP-Linien durchstimmen zu können.
- Der untersuchte Quantenpunkt sollte räumlich gesehen nah am Maximum des elektrischen Feldes im Resonator liegen, d.h. möglichst im Zentrum des Resonators.
- Eine hohe spektrale Auflösung des gesamten Messaufbaus, um die erwartete sehr kleine Vakuum-Rabi-Aufspaltung des QP-Resonator-Systems auflösen zu können.

Eine erhöhte Oszillatorstärke der exzitonischen Emitter konnte durch das Wachstum von gering verspannten Quantenpunkten erreicht werden. Im Vergleich zu stark verspannten InAs-Quantenpunkten mit Durchmessern von 10 - 20 nm konnten die Quantenpunktstrukturen durch die Verwendung einer gering verspannten Nukleationsschicht mit einem Indiumgehalt von 30 % auf typische Längen von 50 - 100 nm und Breiten von ca. 30 nm vergrößert werden (siehe Abschnitt 4.2). Die Quantenpunkt-Abmessungen konnten dadurch um ca. eine Größenordnung vergrößert werden. Somit erhöht sich ihre Oszillatorstärke um ca. einen Faktor 4. Zusätzlich ist noch das Verhältnis von Q-Faktor zu Modenvolumen  $\tilde{V}$ , das mit dem Durchmesser des Mikroresonators korreliert, zu maximieren. Der dreidimensionale optische Einschluss und somit die Güte der Mikroresonatoren konnte durch einen verbesserten Wachstumsprozess, der Realisierung von Spiegeln mit erhöhter Reflektivität sowie einem optimierten Ätzprozess deutlich gesteigert werden (siehe Abschnitt 6.2.5). Der Q-Faktor der Kavitäten ist besonders bei kleinen Türmchen stark abhängig vom Resonatordurchmesser und nimmt bei Strukturen unter  $1,5 \mu\text{m}$  deutlich ab. Es gilt einen Kompromiss zwischen einem kleinem Modenvolumen, das direkt proportional zum Durchmesser des Resonators ist, und einer hohen Güte der Kavität zu finden, d.h. das Verhältnis von  $Q/d$  muss optimiert werden. Hierzu sind in Tabelle 6.2 die Q-Faktoren und das Verhältnis  $Q/d$  des Resonators mit 20/24 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR für verschiedene Durchmesser aufgelistet.

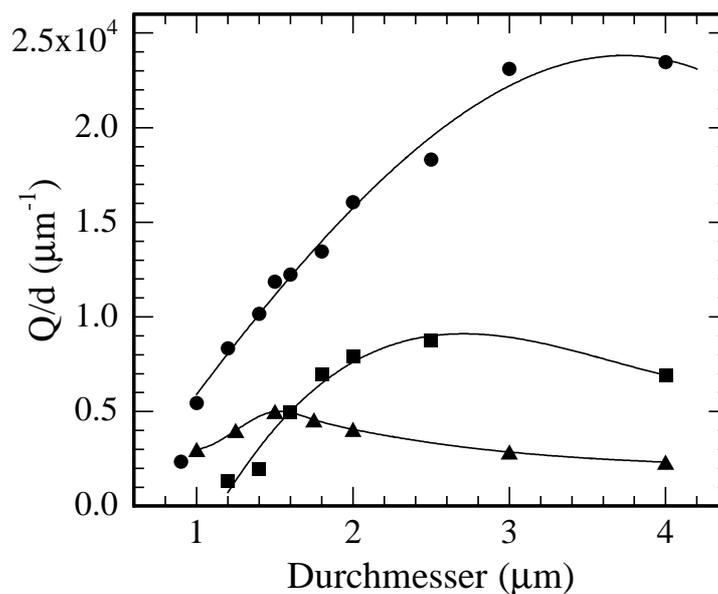
Der Q-Faktor ist maximal für die größten Strukturen ( $Q = 9500$  für  $d = 4 \mu\text{m}$ , siehe Abschnitt 6.2.4), jedoch ist für die Untersuchung der starken Kopplung der Quotient  $Q/d$  zu optimieren. Die Untersuchungen zur starken Wechselwirkung wurden an Türmchen mit

einem Durchmesser von  $1,5 \mu\text{m}$  durchgeführt, da für Resonatoren mit 20/24 Spiegelpaaren das Maximum des Quotienten  $Q/d$  bei einem Durchmesser von ca.  $1,5 \mu\text{m}$  liegt.

Durchmesser ( $\mu\text{m}$ )	Q-Faktor	Q/d
4	9500	2375
3	8800	2930
2	8200	4100
1,75	8000	4570
1,5	7500	5000
1,25	5000	4000

**Tabelle 6.2:** *Q-Faktoren und das Verhältnis  $Q/d$  der Kavität mit 20/24 Spiegelpaaren für verschiedene Durchmesser  $d$*

Das Verhältnis  $Q/d$  in Abhängigkeit vom Resonatordurchmesser für Kavitäten mit erhöhter Spiegelanzahl ist in Abb. 6.30 dargestellt. Das Maximum für eine Spiegelanzahl von 20/24 (Dreiecke) liegt wie schon aus Tabelle 6.2 ersichtlich bei einem Durchmesser von ca.  $1,5 \mu\text{m}$ . Wird die Spiegelanzahl erhöht, so konnte durch die höhere Reflektivität der DBRs besonders für größere Durchmesser der Q-Faktor deutlich verbessert werden. Somit verschiebt sich das Maximum des Quotienten  $Q/d$  mit steigender Anzahl der Spiegelpaare zu größeren Durchmessern (siehe Abb. 6.30).

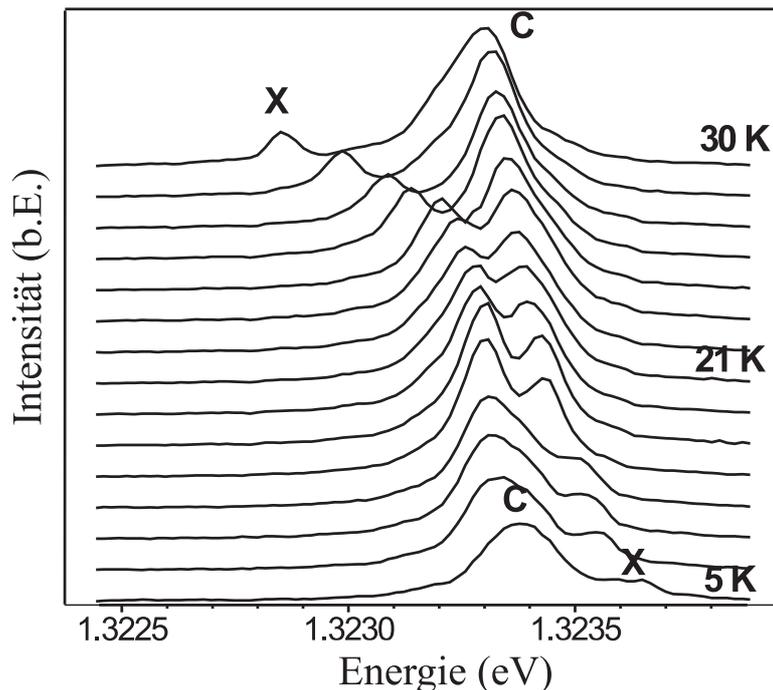


**Abbildung 6.30:**  *$Q/d$ -Verhältnis für verschiedene Resonatordurchmesser von Kavitäten mit 20/24 (Dreiecke), 23/27 (Rechtecke) und 26/30 Paaren (Kreise) im oberen/unteren Spiegel*

In einem Resonator mit dem Durchmesser von  $1,5 \mu\text{m}$  befinden sich ca. 100 Quantenpunkte. Dennoch ist es möglich, die Kopplung von einzelnen QP-Exzitonen zu untersuchen, da sich im Energiebereich der Grundmode eines  $1,5 \mu\text{m}$  Türmchens typischerweise weniger als eine QP-Linie pro meV befindet. Die Wahrscheinlichkeit, zwei Quantenpunkte mit identischer Energie (innerhalb der spektralen Auflösung von  $50 \mu\text{eV}$ ) und zugleich nahe am Feldmaximum des elektromagnetischen Feldes des Photons zu finden, ist kleiner als 1 Prozent. Um sicher zu sein, dass höchstens ein Photon zur Kopplung beiträgt, wurden zunächst einige Abschätzungen vorgenommen. Im Resonator hält sich demnach nur ein Photon und kein Exziton oder ein Exziton und kein Photon auf. Im Experiment zur starken Kopplung wurde eine Laserleistung von  $1 \mu\text{W}$  bei einer Wellenlänge von  $532 \text{ nm}$  verwendet. Verluste durch Reflexion am Fenster des Kryostaten und an der Probenoberfläche wurden vernachlässigt, um eine obere Grenze für die eingestrahlte Leistung abzuschätzen. Der größte Teil der eingestrahlten Leistung wird im oberen DBR absorbiert. Der Absorptionskoeffizient von GaAs in diesem Wellenlängenbereich beträgt  $6 \cdot 10^4 \text{ 1/cm}$  [Stu62]. Somit erreicht nur eine Leistung von  $0,3 \text{ nW}$  die Kavität. Unter der Annahme, dass alle Photonen in der Kavität Elektronen-Loch-Paare erzeugen, erhält man eine Exziton-Erzeugungsrate von ca.  $10^9$  pro Sekunde bei einer Lebensdauer der Photonen im Resonator von  $5 \text{ ps}$ . Multipliziert man nun beide Werte, so erhält man eine durchschnittliche Wahrscheinlichkeit der Bevölkerung der Kavität mit einem Photon pro Zeiteinheit von  $0,5$  Prozent. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich somit zwei Photonen zeitgleich in der Kavität befinden, ist daher vernachlässigbar klein.

Abb. 6.31 zeigt verschiedene Mikro-PL-Spektren eines  $1,5 \mu\text{m}$  Mikroresonators in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei  $5 \text{ K}$  liegt das QP-Exziton (X) bei einer Energie von  $1,3237 \text{ eV}$ . Die Position der Resonatormode (C) ist minimal darunter bei  $1,3234 \text{ eV}$ . Durch die stärkere Temperaturabhängigkeit der Bandlücke im Vergleich zum Brechungsindex ist es nun möglich, durch Temperaturerhöhung das QP-Exziton durch die Resonanz des Resonators zu schieben. Die Emissionspektren zeichnen sich durch zwei Eigenschaften aus. Zum einen durch ein klares Antikreuzen der Energiedispersionen mit einer Vakuum-Rabi-Aufspaltung von ca.  $140 \mu\text{eV}$  im Resonanzfall bei  $21 \text{ K}$ . Zum anderen vertauschen QP-Exziton und Resonatormode im Resonanzfall ihre Linienbreite und Intensität. Beides ist typisch für das Regime der starken Kopplung zwischen dem QP-Exziton und der Resonatormode. Die beobachteten Ergebnisse unterscheiden sich deutlich von dem Fall der schwachen Wechselwirkung (siehe Abb. 6.29), der sich durch ein Kreuzen der Energiedispersionen ohne ein Anzeichen einer Aufspaltung auszeichnet. Des Weiteren gibt es auch keinen Austausch der Linienbreiten und Intensitäten der Resonatormode und des QP-Exzitons bei schwacher Kopplung. Es ist nur eine Erhöhung der QP-Emission in Resonanz durch den Purcell-Effekt zu beobachten. Im Gegensatz hierzu zeichnet sich das Re-

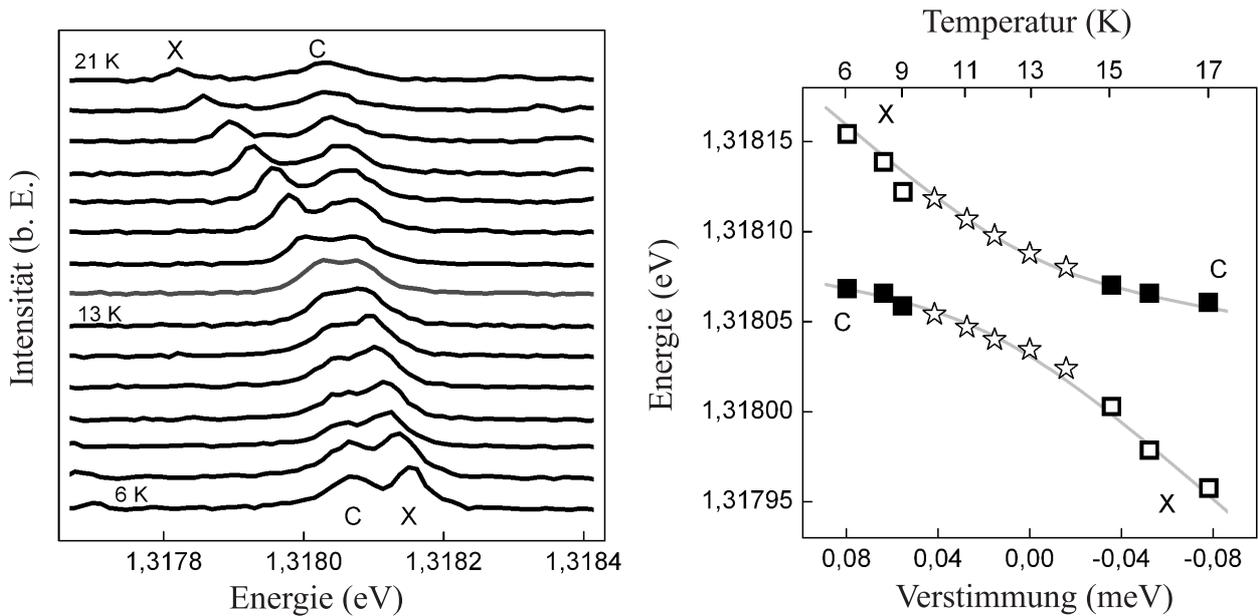
gime der starken Kopplung (siehe Abb. 6.31) durch das Antikreuzen der Energiedispersionen von Resonatormode und QP-Exziton sowie durch den Austausch ihrer Linienbreiten und Intensitäten im Resonanzfall aus [Rei04]. Da die Energieaufspaltung nach Gleichung 2.16 abhängig vom Kopplungsfaktor  $g$  ist, kann man diesen aus der gemessenen Rabi-Aufspaltung mit Hilfe der experimentellen Werte der Halbwertsbreite der Resonatormode außer Resonanz bestimmen. Die gemessene Vakuum-Rabi-Aufspaltung der beiden gekoppelten Moden von ca.  $140 \mu\text{eV}$  entspricht einem Kopplungsfaktors von  $g \approx 0,08 \text{ meV}$ , d.h. die Schwelle zum Erreichen der starken Kopplung, welche nach Gleichung 2.17 bei  $g = 0,045 \text{ meV}$  liegt, wurde deutlich überschritten.



**Abbildung 6.31:** Temperaturabhängige Mikro-PL-Spektren eines  $1,5 \mu\text{m}$  Mikroresonators zeigen das Durchstimmen eines einzelnen QP-Exzitons durch Resonanz mit der Resonatormode [Rei04].

Durch das verbesserte Wachstum der Quantenpunkte in Kombination mit einem optimierten Wachstums- und Herstellungsprozess der Mikroresonatortürmchen war es möglich, die Schwelle zur starken Kopplung zwischen einem QP-Exziton und einem Photon der Resonatormode in einem Festkörper zu überschreiten. Dies war im Jahre 2004 der erste Nachweis einer starken Licht-Materie-Wechselwirkung in einem Halbleiter-QP-Mikroresonator-System [Rei04]. In der Zwischenzeit wurde das Regime der starken Wechselwirkung in einem Festkörper ebenfalls von anderen Forschergruppen erreicht. Yoshie et al. gelang der Nachweis mit Hilfe von photonischen Kristallen im Jahre 2004 [Yos04], Peter et al. auf der Basis von Mikrodiskens im Jahre 2005 [Pet05] sowie mit Halbleiter-Nanokristallen in Kombination mit Mikrokugeln im Jahre 2006 [Tho06] [Par06].

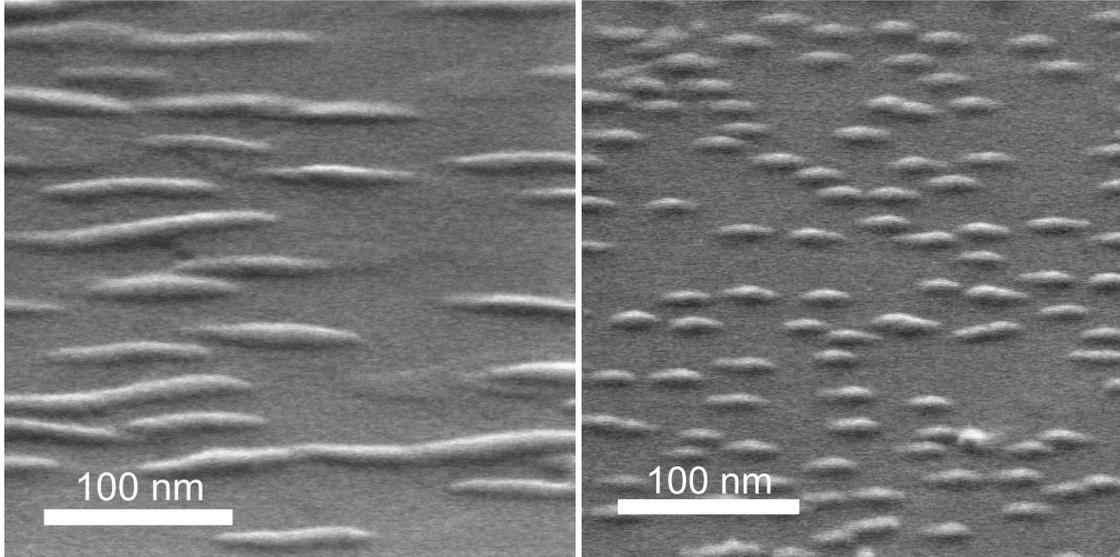
Die Messungen zur schwachen und starken Kopplung wurden an der identischen Resonatorstruktur durchgeführt. Die Ursache für das Auftreten beider Regimes ist der geometrische Ort des jeweils untersuchten QP-Exzitons. Die Messungen zur starken Kopplung wurden an einem QP durchgeführt, der sich nahe am Maximum des elektromagnetischen Feldes, d.h. im Zentrum des Mikroresonators, befindet. Dagegen zeigt ein QP am Rand des Resonators nur eine schwache Wechselwirkung.



**Abbildung 6.32:** Temperaturabhängige Mikro-PL-Spektren eines  $1,6 \mu\text{m}$  Mikroresonators mit 26/30 Spiegelpaaren (links) sowie die ausgewerteten Energiepositionen der optischen Mode (C) und des QP-Exzitons (X) (rechts).

Durch die verbesserten Güten der Mikroavitäten konnte das Regime der starken Kopplung ebenfalls in Kombination mit kleineren QP erreicht werden. So war es möglich bei einer Struktur mit 26/30 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR eine starke Wechselwirkung mit Hilfe von  $\text{Ga}_{0,57}\text{In}_{0,43}\text{As}$ -Quantenpunkten mit Durchmessern von ca. 20 - 25 nm zu erreichen. Die temperaturabhängigen Mikro-PL-Spektren eines Resonators mit  $1,6 \mu\text{m}$  Durchmesser sind in Abbildung 6.32 (links) dargestellt. Der Q-Faktor der Kavität betrug 14000. Zur weiteren Analyse der Spektrenserie wurden die Einzelspektren über Lorentzlinien angepasst, um die Energieposition, Linienbreite und integrierte Intensität der Resonatormode und des QP-Exzitons zu erhalten. In Abb. 6.32 (rechts) sind die Energiepositionen der optischen Mode (C) und des QP-Exzitons (X) über ihre Verstimmung aufgetragen. Die obere Skala stellt die nichtlineare Temperaturachse dar. Die Energiedispersionen von Exziton und Photon zeigen ein klares antikreuzendes Verhalten, was typisch für den Fall der starken Wechselwirkung ist. Dies wird beim Betrachten der ausgewerteten Energiepositionen in Abb. 6.32 (rechts) besonders deutlich. Im Resonanzfall bei 13 K kann eine Rabi-Aufspaltung von ca.  $60 \mu\text{eV}$  zwischen der optischen

Mode des Resonators und dem QP-Exziton gemessen werden. Dies entspricht nach Gleichung 2.16 einem Kopplungsfaktor von  $g = 35 \mu\text{eV}$ . Der Kopplungsfaktor  $g$  ist nach Gleichung 2.18 direkt proportional zur Oszillatorstärke  $f$  der exzitonischen Emitter. Somit ermöglichen die experimentell bestimmten Kopplungsfaktoren bei bekannten Modenvolumen nach Gleichung 2.18 Rückschlüsse auf die Oszillatorstärke der verwendeten Quantenpunkte.



**Abbildung 6.33:** REM-Oberflächenaufnahmen von GaInAs-Quantenpunkten mit einem Indiumgehalt von 30 % (links) und 43 % (rechts). Die Oberfläche wurde um  $70^\circ$  verkippt, um den Höhenkontrast zu verstärken.

Im Folgenden soll nun die Oszillatorstärke der verwendeten Quantenpunkte abgeschätzt werden. Durch die experimentell bestimmten Werte für die Kopplungsfaktoren  $g$  kann nach Gleichung 2.18 die Oszillatorstärke der Emitter berechnet werden. Das Regime der starken Wechselwirkung wurde in Kombination mit zwei verschiedenen QP-Arten erreicht. REM-Oberflächenaufnahmen der beiden QP-Arten sind in Abb. 6.33 dargestellt. Zuerst wurden große drahtähnliche GaInAs-Quantenpunkte mit einem Indiumgehalt von 30 % (siehe Abb. 6.33 links) in einem Resonator mit 20/24 Spiegelpaaren eingebettet und untersucht. Die gemessene Vakuum-Rabi-Aufspaltung betrug ca.  $140 \mu\text{eV}$ , was einem Kopplungsfaktor von  $g \approx 0,08 \text{ meV}$  entspricht. Die Messungen wurden an einem Resonator mit  $1,5 \mu\text{m}$  Durchmesser durchgeführt. Somit betrug das effektive Modenvolumen des Türmchens ca.  $0,3 \mu\text{m}^3$ . Mit Hilfe von Gleichung 2.18 lässt sich nun die Oszillatorstärke der eingewachsenen Quantenpunkte berechnen. Im Fall der gering verspannten  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkte ergibt sich eine Oszillatorstärke von ca. 40 - 50. Die Berechnung basiert auf der Annahme, dass sich der Quantenpunkt exakt im Zentrum des Resonators und somit im Feldmaximum befindet. Da es sich um selbstorganisierte Quantenpunkte handelt, die statistisch über die Probe verteilt sind, ist davon auszugehen, dass sich

der Quantenpunkt nicht exakt in der Mitte des Resonators befindet. Deshalb ist der bei dieser Abschätzung bestimmte Wert für die Oszillatorstärke eher als untere Grenze zu sehen.

Durch den optimierten Herstellungsprozess der Mikroresonatoren konnte ebenfalls mit kleineren Quantenpunkten (siehe Abb. 6.33 rechts) das Regime der starken Kopplung erreicht werden.  $\text{Ga}_{0,57}\text{In}_{0,43}\text{As}$ -Quantenpunkte eingewachsen in einen Resonator mit 26/30 Spiegelpaaren und einem Q-Faktor von 14000 zeigten in Resonanz eine Rabi-Aufspaltung von ca.  $60 \mu\text{eV}$ . Dies entspricht nach Gleichung 2.16 einem Kopplungsfaktor von ca.  $35 \mu\text{eV}$ . Die spektroskopischen Untersuchungen wurden an einem Türrchen mit  $1,6 \mu\text{m}$  Durchmesser und einem effektivem Modenvolumen von ca.  $0,43 \mu\text{m}^3$  durchgeführt. Nach Gleichung 2.18 ergibt sich unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten Werte eine Oszillatorstärke von ca. 15 - 20 für die GaInAs-Quantenpunkte mit einem Indiumgehalt von 43 %.

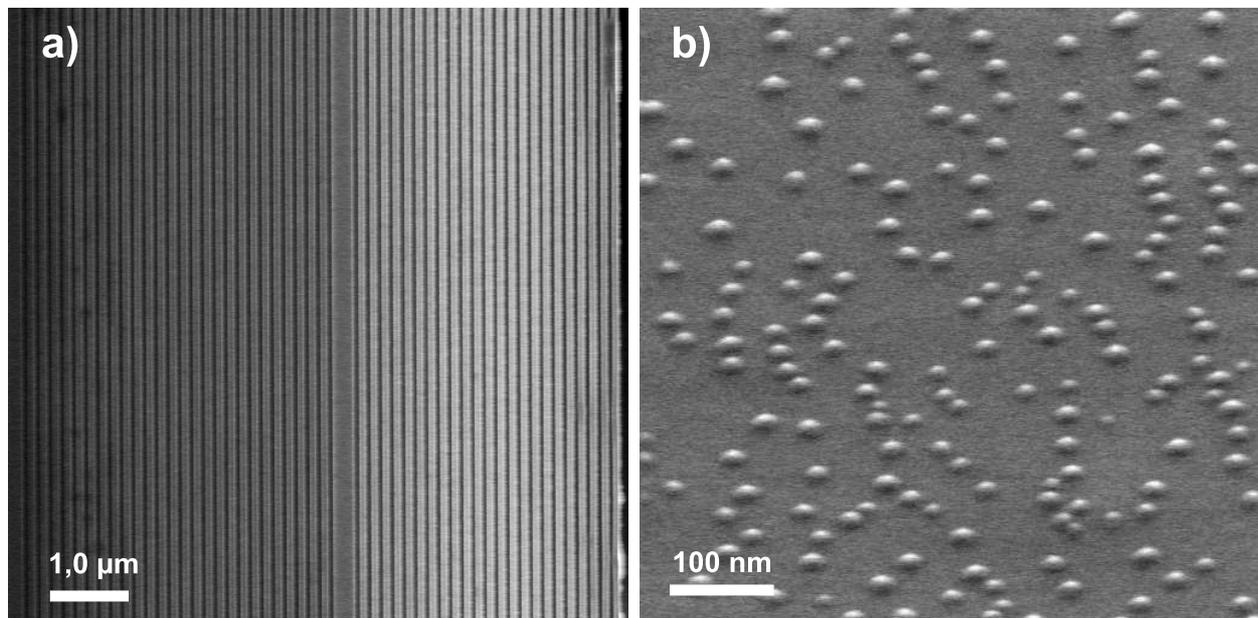
Die ermittelten Werte für die Oszillatorstärke der beiden verwendeten QP-Arten reihen sich sehr gut in bisher veröffentlichte Werte ein. Durch die vergrößerten QP-Abmessungen liegen die Werte über denen von selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten mit einer Oszillatorstärke von ca. 10 [War97]. Die gering verspannten drahtähnliche Strukturen mit ihren deutlich vergrößerten Abmessungen und somit einer erhöhten Oszillatorstärke von ca. 40 - 50 liegen im unteren Bereich bzw. unterhalb von bisher veröffentlichten Werten von 45 - 180 für Grenzflächenrauigkeiten von Quantenfilmen im GaAs/AlGaAs-Materialsystem, sogenannten "natürlichen" Quantenpunkten [Gue02].

## 6.3 Elektrisch betriebene Mikroresonatoren

Aus praktischen Gründen im Hinblick auf spätere Anwendungen ist es äußerst erstrebenswert, die hergestellten QP-Mikroresonatoren ebenfalls elektrisch zu betreiben. Dies ermöglicht die Realisierung von kompakten Photonenemittern wie zum Beispiel Einzelphotonenquellen oder Mikroresonator-Lasern mit sehr geringen Schwellenströmen.

### 6.3.1 Herstellung von dotierten Resonatorstrukturen

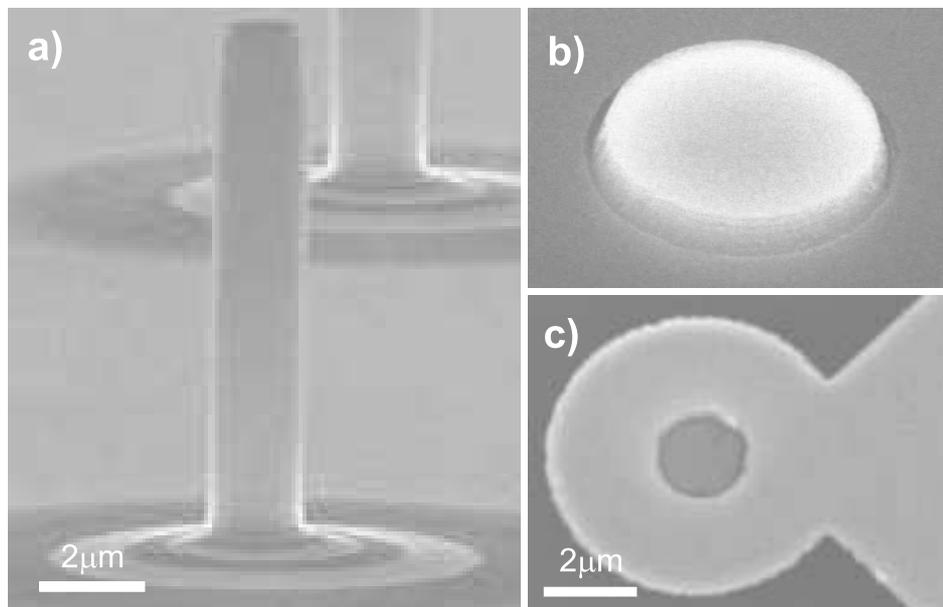
Elektrisch betriebene Einzelphotonenquellen in verschiedenster Bauart wurden bereits von mehreren Forschergruppen veröffentlicht [Yua02] [Fio02] [Ell07]. Jedoch gibt es bis heute noch keine Berichte über elektrisch gepumpte Mikrokavitäten, die deutliche Effekte im Bereich der Licht-Materie-Wechselwirkung auf der Basis von einem einzelnen QP-Emitter zeigen.



**Abbildung 6.34:** (a) REM-Aufnahme des Querschnitts eines dotierten Mikroresonators (Wachstumsrichtung von links nach rechts). (b) REM-Oberflächenaufnahme der eingewachsenen  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Quantenpunkte. Um den Höhenkontrast zu verbessern, wurde die Probe um  $70^\circ$  zur Senkrechten verkippt.

Die Resonatoren wurden auf n-dotierten GaAs-Substraten gewachsen. Als aktive Schicht wurden  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Quantenpunkte mit geringer Dichte in die Mitte einer undotierten  $\lambda$ -Kavität eingebettet. Eine REM-Oberflächenaufnahme der eingewachsenen Quantenpunkte ist in Abbildung 6.34 b zu sehen. Die Anzahl der AlAs/GaAs-Spiegelpaare betrug 23 im oberen und 27 im unteren DBR. Im Gegensatz zu den bisher diskutierten Kavitäten wurden beide Spiegel dotiert. Das Dotierprofil wurde so optimiert, dass die freie Ladungsträgerabsorption der eingeschlossenen Moden in den dotierten Spiegeln minimal ist, aber gleichzeitig eine ef-

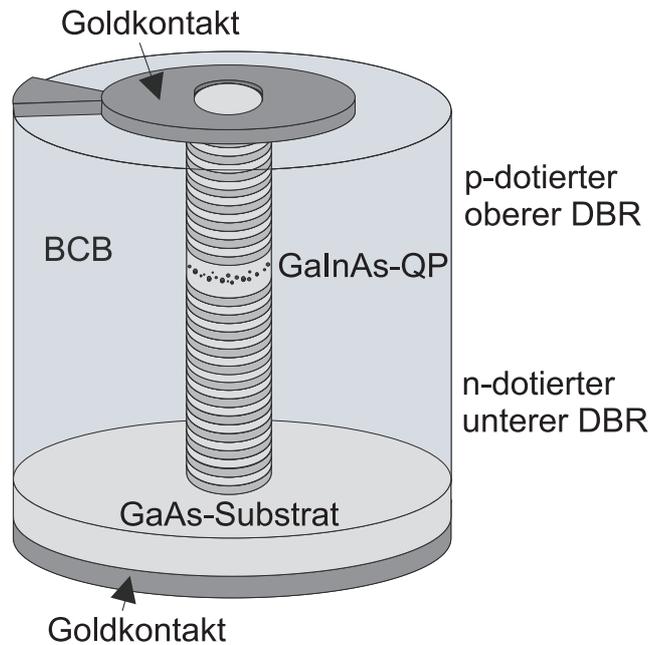
fiziente Strominjektion ermöglicht. Um beide Punkte zu erfüllen, wurden die beiden obersten Spiegelpaare am Kontakt entartet dotiert ( $p = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) während die Dotierkonzentration stufenweise von  $n,p = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  bis hin zu  $n,p = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  in der Nähe der undotierten Kavität reduziert wurde. Des Weiteren wurde, um den elektrischen Widerstand der DBRs zu reduzieren, eine  $\delta$ -Dotierung ( $n,p = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) an jeder GaAs/AlAs-Grenzfläche der Spiegel, d.h. am Knoten des elektromagnetischen Feldes eingeführt. Abbildung 6.34 a zeigt die REM-Aufnahme des Querschnitts eines dotierten Resonators. Die Wachstumsrichtung verläuft von links nach rechts. Es sind deutlich beide Spiegel bestehend aus alternierenden AlAs- und GaAs-Schichten getrennt von einer  $\lambda$ -dicken GaAs-Kavität zu erkennen. Der unterschiedliche Kontrast zwischen den beiden DBRs ist auf deren Dotierung zurückzuführen. Die GaAs-Pufferschicht sowie der untere Spiegel besitzen durch die n-Dotierung mit Silizium einen dunkleren Kontrast im Vergleich zum mit Kohlenstoff p-dotierten oberen Spiegel.



**Abbildung 6.35:** REM-Aufnahme eines geätzten Mikroresonatortürmchens mit  $1,4 \mu\text{m}$  Durchmesser vor (a) sowie nach der Planarisierung mit Benzocyclobuten (b). Die Draufsicht eines komplett prozessierten Bauteils (c) zeigt die unbedeckte Oberfläche des Türmchens im Zentrum des ringförmigen Goldkontaktes.

Die Herstellung des Bauteils beinhaltet einige sehr aufwendige Nanoprozessschritte. Nach dem Aufdampfen des n-Kontaktes auf der Probenunterseite werden mittels Elektronenstrahl-lithographie und reaktivem Ionenätzen (ECR-RIE) runde Mikroresonatortürmchen mit verschiedenen Durchmessern definiert. Als Ätzmaske dient eine  $450 \text{ nm}$ -dicke  $\text{BaF}_2/\text{Cr}$ -Schicht. Diese Prozessierung ermöglicht die Herstellung von Resonatoren mit sehr glatten und senkrechten Seitenwänden. Abbildung 6.35 a zeigt ein geätztes Türmchen mit einem Durchmesser von  $1,4 \mu\text{m}$ . Im Anschluss an das Plasma-Ätzen der Türmchen wurde die Probe mit Benzocy-

clobuten (BCB), was einen Brechungsindex von 1,54 besitzt und als Isolator wirkt, planarisiert (siehe Abb. 6.35 b). Während dieses Prozessschrittes bildet sich eine kleine Lücke an dem leicht konisch verjüngten oberen Teil des Türmchens, die entscheidend für die laterale Strominjektion ist. Diese Lücke wird mit einer dünnen Schicht Titan und einer ca. 300 nm-dicken Goldschicht während des Aufdampfens des ringförmigen p-Kontaktes, der mittels Elektronenstrahlolithographie und eines Ablöseschrittes definiert wurde, abgedeckt.



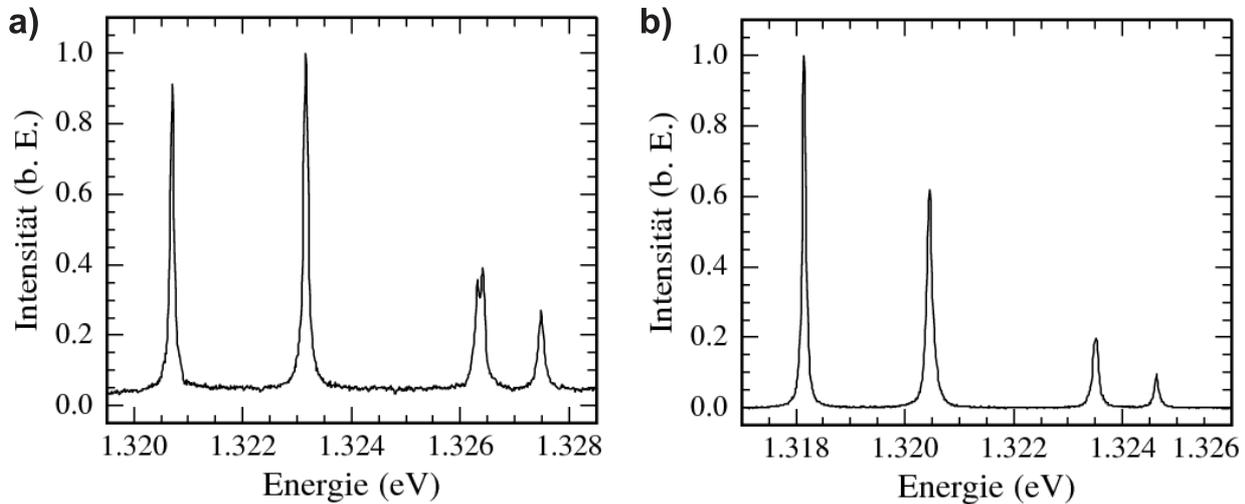
**Abbildung 6.36:** Schematische Darstellung einer elektrisch betriebenen Mikrokapazität

Unsere spezielle Art der Strominjektion hat den entscheidenden Vorteil, dass die Oberfläche des Resonatortürmchens frei von jeglicher absorbierender Kontaktschicht bleibt (siehe Abb. 6.35 c). Des Weiteren unterdrückt der ringförmige p-Kontakt mit einem Außendurchmesser von ca.  $6 \mu\text{m}$  deutlich die Detektion von Streulicht von den Seitenwänden der Resonatoren bei Mikro-Elektrolumineszenz(EL)-Messungen. Der Ringkontakt selbst verläuft in einen größeren dreiecksförmigen Kontakt, an dem später die elektrischen Zuleitungen angebracht werden. Eine schematische Darstellung des kompletten Bauteils ist in Abbildung 6.36 dargestellt.

### 6.3.2 Eigenschaften von elektrisch gepumpten Resonatoren

Die elektrischen und optischen Eigenschaften der Resonatoren wurden an einem Mikrolumineszenzmessplatz mit einer spektralen Auflösung von  $16 \mu\text{eV}$  und einer Ortsauflösung von ca.  $3 \mu\text{m}$  bei Tieftemperatur charakterisiert. Um einen möglichen Einfluss des aufwendigen Herstellungsprozesses (Planarisierung mit BCB, Aufdampfen des Goldkontaktes) auf die Güten zu untersuchen, wurden die Türmchen direkt nach dem Ätzschritt (siehe Abb. 6.35 a) zuerst optisch charakterisiert. Als Anregungsquelle diente ein Laser mit einer Wellenlänge von 514 nm.

Ein dazugehöriges Mikro-PL-Spektrum eines Türmchens mit  $4 \mu\text{m}$  Durchmesser ist in Abbildung 6.37 a zu sehen. Das Spektrum wurde bei einer Temperatur von 5 K aufgenommen. Die Grundmode bei 1,3207 eV zeigt einen Q-Faktor von 16000. Des Weiteren sind Moden höherer Ordnung auf der Hochenergieseite der Grundmode sichtbar.

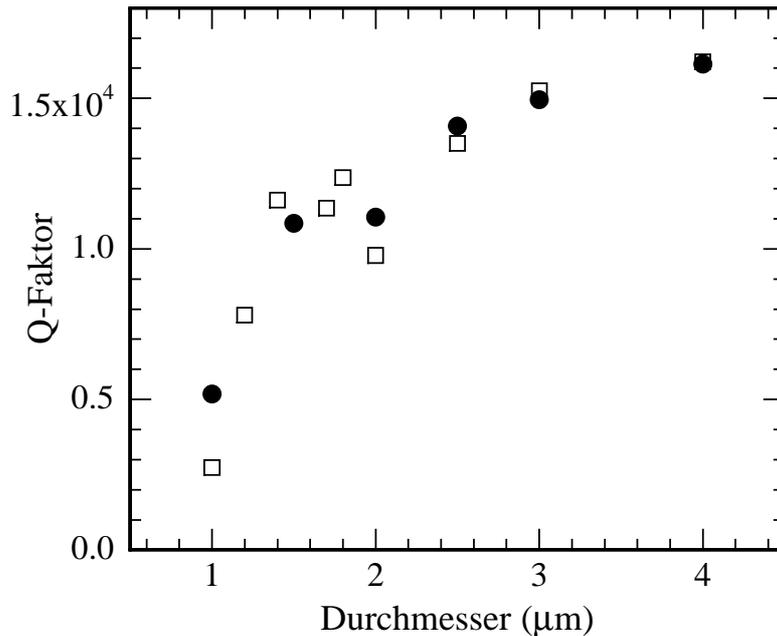


**Abbildung 6.37:** Mikro-PL-Spektrum eines optisch gepumpten Mikroresonators (a) und Mikro-EL-Spektrum eines elektrisch betriebenen Türmchens (b) mit  $4 \mu\text{m}$  Durchmesser.

Für Resonatoren mit  $4 \mu\text{m}$  Durchmesser sind die Streu- und Beugungsverluste an den Seitenwänden vernachlässigbar, und der Q-Faktor ist üblicherweise nur durch intrinsische Verluste und Absorptionsverluste limitiert. Zusammenfassend kann der Q-Faktor somit wie folgt ausgedrückt werden:  $1/Q = 1/Q_{int} + 1/Q_{abs,QD} + 1/Q_{abs,DBR}$ , wobei  $Q_{int}$  abhängig von der Anzahl der Spiegelpaare ist,  $Q_{abs,QD}$  und  $Q_{abs,DBR}$  stehen für die Verluste in der aktiven Schicht und den DBRs [Riv99]. Vergleichbare undotierte Strukturen mit identischer Anzahl von Spiegelpaaren (siehe Abschnitt 6.2.4) weisen Q-Faktoren von bis zu 30000 auf. Die Resonanz der elektrisch betriebenen Kavität ist stark verstimmt bezüglich zur Quantenpunktemission. Somit können Verluste durch Absorption in der aktiven Schicht vernachlässigt werden, und die Differenz in der Güte der Strukturen ist auf erhöhte Absorptionsverluste durch die Dotierung zurückzuführen. Dies ermöglicht eine Abschätzung des Absorptionskoeffizienten  $\alpha = \frac{4\pi n}{\lambda Q_{abs}}$  von ca.  $18 \text{ cm}^{-1}$ , was in guter Übereinstimmung mit veröffentlichten Werten von dotierten GaAs-Schichten ist [Cas74].

Nun stellt sich die Frage, ob die Güten, die bei optischer Anregung erzielt wurden, auch für den Fall des elektrischen Betriebes erreicht werden. Das Modenspektrum eines elektrisch betriebenen Mikroresonators mit  $4 \mu\text{m}$  Durchmesser ist in Abbildung 6.37 b zu sehen. Das Mikro-EL-Spektrum wurde bei einem Injektionsstrom von  $4 \mu\text{A}$  aufgenommen. Das Spektrum reproduziert vollständig die Modenstruktur des optisch gepumpten Resonators (siehe Abb. 6.37 a), und es

lässt sich ein nahezu identischer Q-Faktor von 16000 für die Grundmode extrahieren. Diese Beobachtung bestätigt sich ebenfalls für kleinere Resonatordurchmesser, und es zeigt sich lediglich eine kleine Abweichung zwischen den Güten von elektrisch und optisch gepumpten Strukturen. Abbildung 6.38 zeigt den Q-Faktor von optisch (Kreise) und elektrisch gepumpten Resonatoren (Rechtecke) in Abhängigkeit von ihrem Durchmesser. Vergleichbar zu Abschnitt 6.2.4 verringert sich die Güte der Kavitäten für kleinere Durchmesser, da die Gesamtverluste hauptsächlich durch erhöhte Streu- und Beugungsverluste an den Seitenwänden der Türmchen steigen.

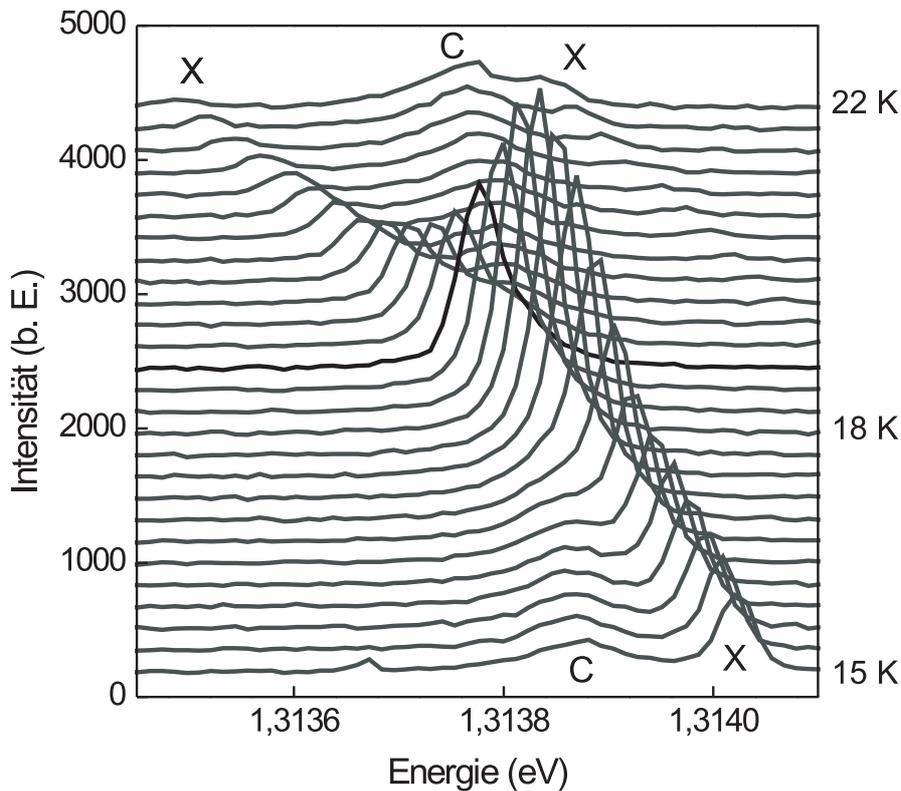


**Abbildung 6.38:** *Q-Faktoren der dotierten Resonatoren in Abhängigkeit vom Resonatordurchmesser für zwei verschiedene Anregungsarten: Optisch gepumpt (Kreise) sowie elektrisch betrieben (Rechtecke)*

Dies zeigt deutlich, dass die Planarisierung und das Aufdampfen des Goldkontaktes keinen nachteiligen Einfluss auf die Güten der elektrisch betriebenen Mikroresonatoren hat. Jedoch wurde ein leicht geringerer optischer Einschluss bei den planarisierten Türmchen durch den kleineren Brechungsindexsprung an der Grenzfläche von Halbleiter und BCB beobachtet. Vergleicht man beide Modenspektren in Abb. 6.37, so zeigt sich deutlich der Einfluss des BCBs. Dieser reduziert die Aufspaltung zwischen der Grundmode und den lateralen Moden höherer Ordnung im Fall der elektrisch betriebenen Türmchen um ca. 5 %.

Die hohen Güten der dotierten Strukturen im Zusammenhang mit ihren geringen Modenvolumen bei kleineren Resonatordurchmessern ermöglichen nun ebenfalls Experimente im Bereich der Quantenelektrodynamik mit Hilfe von elektrisch betriebenen Kavitäten.

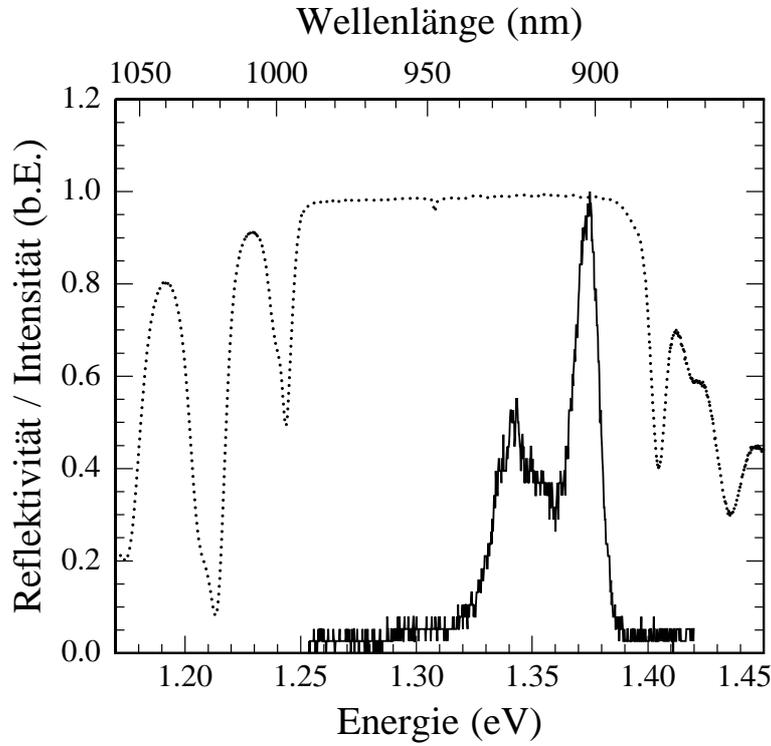
Elektrisch betriebene QP-Mikroresonatoren haben neben den anwendungsbezogenen Einsatzgebieten wie zum Beispiel als Mikro-Laser oder Einzelphotonenquelle auch weitaus interessantere Anwendungsgebiete im Bereich von effizienten nicht-klassischen Photonenemittern. Diese erfordern üblicherweise klare quantendynamische Effekte auf der Basis eines einzelnen Emitters [Ger99]. In Abbildung 6.39 sind die temperaturabhängigen Mikro-EL-Spektren eines elektrisch betriebenen Resonatortürmchens mit  $2,5 \mu\text{m}$  Durchmesser abgebildet. Ein einzelnes QP-Exziton (X) wird durch Temperaturerhöhung von 15 bis 22 K in Resonanz mit der Grundmode des Resonators (C) gebracht. Die Grundmode des Türmchens besitzt eine Linienbreite von ca.  $\gamma_c = 100 \mu\text{eV}$ , was einem Q-Faktor von 13000 entspricht. Bei 18 K ist das Exziton in Resonanz mit der optischen Mode. Im Resonanzfall ist eine starke Erhöhung der Intensität des Exzitons zu erkennen, d.h. das System befindet sich im Regime der schwachen Kopplung und zeigt einen deutlichen Purcell-Effekt mit einem Purcell-Faktor von ca. 10 [Boe08].



**Abbildung 6.39:** Mikro-EL-Spektren eines  $2,5 \mu\text{m}$  Türmchens mit einem Q-Faktor von 13000 in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei einer Temperatur von 18 K ist das QP-Exziton (X) in Resonanz mit der Resonatormode (C).

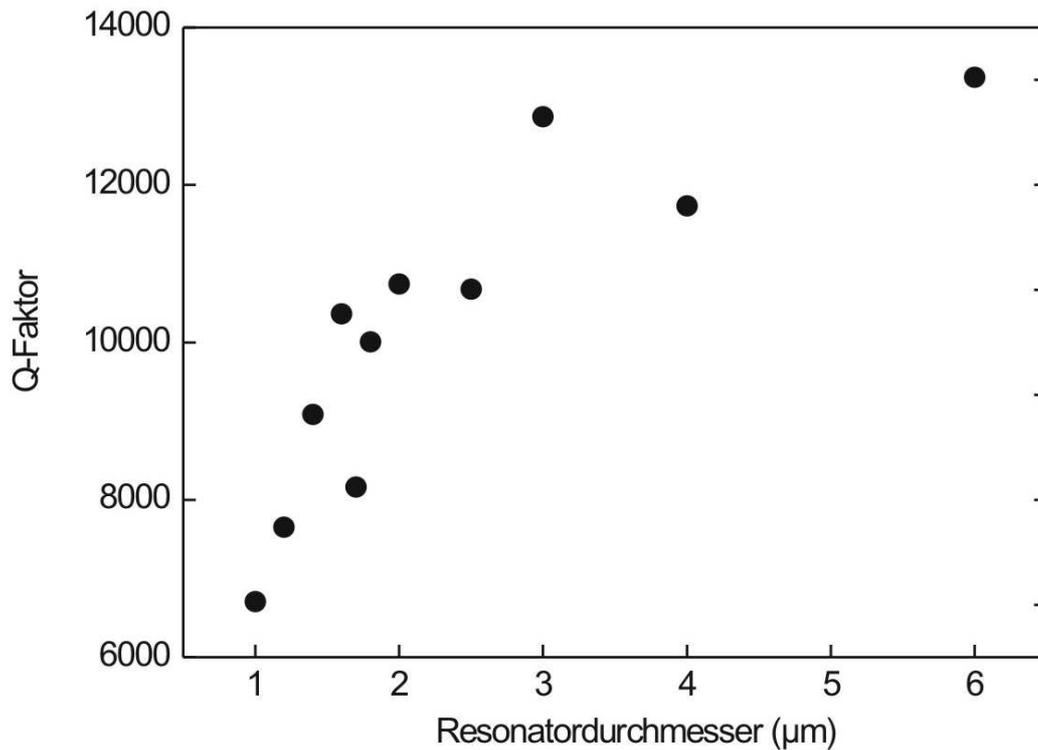
Die verwendeten  $\text{Ga}_{0,40}\text{In}_{0,60}\text{As}$ -Quantenpunkte haben eine relativ geringe Größe (siehe Abb. 6.34 b) und somit eine geringe Oszillatorstärke. Dadurch ist mit dieser Struktur nur eine schwache Licht-Materie-Wechselwirkung zu beobachten. Um selbst für elektrisch betriebene Mikroresonatoren in das Regime der starken Wechselwirkung vorzustoßen, wurde ein identi-

scher Resonator gewachsen, in dessen Mitte größere drahtähnliche QP-Strukturen mit einem Indiumgehalt von 30 % eingebettet wurden. Die Grundcharakterisierung dieser Kavität ist in Abb. 6.40 zu sehen.



**Abbildung 6.40:** Grundcharakterisierung einer dotierten Resonatorstruktur mit 23/27 Spiegelpaaren: Reflexionsspektrum bei 300 K (gepunktete Kurve) sowie PL-Spektrum der eingewachsenen  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkte bei 8 K (durchgezogene Kurve).

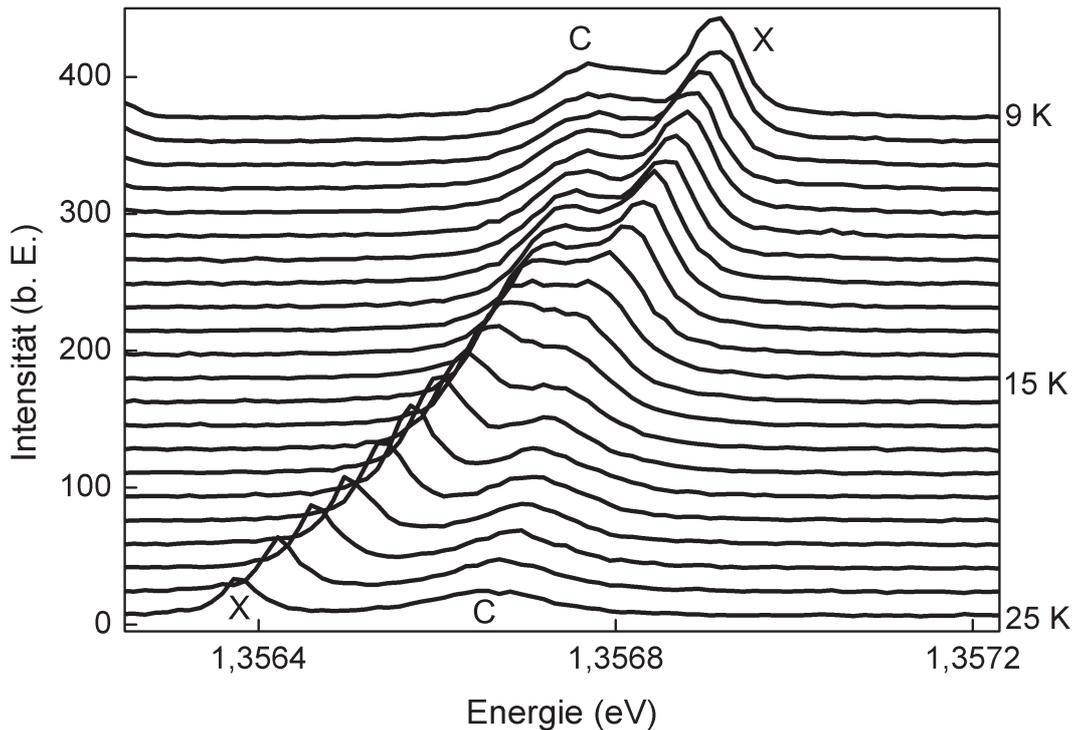
Das Reflexionsspektrum (punktierte Kurve) wurde bei 300 K aufgenommen und zeigt eine Resonanz der Kavität bei ca. 948 nm. Des Weiteren ist ein PL-Spektrum der aktiven Schicht (durchgezogene Kurve) bei 8 K abgebildet. Hierfür wurde der obere DBR des Resonators abgeätzt. Das PL-Spektrum zeigt typisch Merkmale der gering verspannten GaInAs-Quantenpunkte (siehe Abschnitt 4.3.3 und 4.4.1). Es sind deutlich zwei Emissionen zu erkennen. Eine relativ schmale Lumineszenz bei ca. 905 nm, die auf den Schwerlochübergang der Benetzungsschicht zurückzuführen ist (siehe Diskussion in Abschnitt 4.4.1), sowie eine QP-Emission auf der niedere energetischen Seite des Spektrums. Die Anzahl der Spiegelpaare blieb unverändert zur vorherigen Probe und lag bei 23/27 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR. Die Güten der Kavität sind in Abhängigkeit vom Durchmesser der Türmchen in Abb. 6.41 dargestellt. Vergleicht man die Q-Faktoren mit der Kavität mit  $\text{Ga}_{0,57}\text{In}_{0,43}\text{As}$ -Quantenpunkten (siehe Abb. 6.38), so erkennt man, dass bis auf minimale Abweichungen beide Kavitäten nahezu identische Güten aufweisen. Dies spiegelt die hohe Qualität und Reproduzierbarkeit des Herstellungsprozesses wider.



**Abbildung 6.41:** *Q-Faktor in Abhängigkeit vom Resonatordurchmesser der elektrisch betriebenen Kavität mit gering verspannten  $Ga_{0,70}In_{0,30}As$ -Quantenpunkten.*

Jedoch war es nun durch die vergrößerten Quantenpunktstrukturen mit einem Indiumgehalt von 30 % (siehe Abschnitt 4.2.3.) selbst bei identischen Güten möglich, eine starke Kopplung zwischen Licht und Materie ebenfalls im elektrischen Betrieb zu beobachten. Die zugehörigen temperaturabhängigen Mikro-EL-Spektren der dotierten Kavität sind in Abb. 6.42 zu sehen. Bei der Mikro-EL-Messung wurde die Temperatur von 9 auf 25 K erhöht. Die Energiedispersionen der optischen Mode (C) und des QP-Exzitons (X) zeigen ein klares antikreuzendes Verhalten mit einer Aufspaltung ihrer Energien in Resonanz. Im Resonanzfall bei ca. 15 K kann eine Vakuum-Rabi-Aufspaltung von ca.  $85 \mu eV$  ermittelt werden.

Die hohen Güten der elektrisch betriebenen Bauteile spiegeln sich in der deutlichen Licht-Materie-Wechselwirkung eines einzelnen Quantenpunktes im Regime der schwachen und starken Kopplung wider. Das Erreichen des Regimes der schwachen und starken Wechselwirkung in diesen Strukturen ermöglicht die Realisierung von verschiedenen äußerst kompakten elektrisch betriebenen Lichtquellen, wie zum Beispiel Mikro-Lasern mit sehr geringen Schwellenströmen oder hocheffiziente Einzelphotonenquellen, die auf der Basis von quantendynamischen Effekten operieren.



**Abbildung 6.42:** Temperaturabhängige Mikro-EL-Spektren des dotierten Resonators mit vergrößerten  $\text{Ga}_{0,70}\text{In}_{0,30}\text{As}$ -Quantenpunkten und einer Rabi-Aufspaltung von ca.  $85 \mu\text{eV}$  im Resonanzfall.

Neben der fundamentalen Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem einzelnen QP-Exziton im Regime der schwachen und starken Kopplung wurden anhand der in dieser Arbeit realisierten Strukturen weiterführende Experimente durchgeführt. Auf der Basis von Mikroresonatortürmchen konnte zum Beispiel eine kohärente Kopplung von zwei Quantenpunkten über das Lichtfeld in einem Mikroresonator realisiert werden [Rei06]. Die kohärente Kopplung zwischen zwei QP-Exzitonen über das elektromagnetische Feld in einem Mikroresonator mit hoher Güte ist ein neuer Ansatz zur Realisierung von QP-Molekülen.

Die photonische Kopplung über das Lichtfeld bietet einige Vorteile, wie zum Beispiel einen größeren Wechselwirkungsbereich im Vergleich zur elektronischen Kopplung von Quantenpunkten, die große technologische Anforderungen beinhaltet. Diese Anforderungen der elektronischen Kopplung durch Coulomb-Wechselwirkung oder Tunneln von QP-Exzitonen sind durch den kleinen Wechselwirkungsbereich der Kopplungsmechanismen verursacht. Um eine effiziente elektronische Kopplung zu erreichen, müssen sich beide Quantenpunkte innerhalb weniger Nanometer befinden und ihre Energieniveaus identisch sein. Somit sind photonisch gekoppelten Quantenpunktmoleküle durch die stark reduzierten Anforderungen an die örtliche Trennung der Quantenpunkte von wenigen 100 nm (in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes) ideale Kandidaten für Experimente im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung [Ima99].

Des Weiteren konnten Mikroresonator-Laser mit hohen  $\beta$ -Faktoren und verschwindenden Schwellenströmen [Ate07] [Rei08] sowie hocheffiziente Einzelphotonenquellen [Pre07] hergestellt werden. Mit Hilfe von Mikrokavitäten basierend auf photonischen Kristallen konnte z.B. die Gruppenlaufzeit des Lichtes um maximal 132 ps verzögert werden [Sue07].



# Anhang A: Probenaufbau

## Mikroresonatorstrukturen:

C798

Pufferschicht	400 nm GaAs
unterer DBR: 23 x	81 nm AlAs
	69 nm GaAs
	81 nm AlAs
Kavität aktive Schicht:	135 nm GaAs
	4,5 nm Ga <sub>0,70</sub> In <sub>0,30</sub> As
	135 nm GaAs
oberer DBR: 20 ×	81 nm AlAs
	69 nm GaAs

C807

Pufferschicht	400 nm GaAs
unterer DBR: 26 x	76 nm AlAs
	66 nm GaAs
	76 nm AlAs
Kavität aktive Schicht:	130 nm GaAs
	4,5 nm Ga <sub>0,70</sub> In <sub>0,30</sub> As
	130 nm GaAs
oberer DBR: 23 ×	76 nm AlAs
	66 nm GaAs

## C1188

Pufferschicht	400 nm GaAs
unterer DBR: 29x	79 nm AlAs
	72 nm GaAs
	79 nm AlAs
Kavität	146 nm GaAs
aktive Schicht:	2.1 nm $Ga_{57}In_{0,43}As$
	146 nm GaAs
oberer DBR: 26 ×	79 nm AlAs
	72 nm GaAs

## M2883

Pufferschicht	400 nm Si:GaAs ( $3 \times 10^{18}$ )
unterer DBR: 17 ×	69 nm Si:AlAs ( $3 \times 10^{18}$ )
	61 nm Si:GaAs ( $3 \times 10^{18}$ )
5 ×	69 nm Si:AlAs ( $2 \times 10^{18}$ )
	61 nm Si:GaAs ( $2 \times 10^{18}$ )
4 ×	69 nm Si:AlAs ( $1 \times 10^{18}$ )
	61 nm Si:GaAs ( $1 \times 10^{18}$ )
	69 nm AlAs
Kavität	134 nm GaAs
aktive Schicht:	1,4 nm $Ga_{0,40}In_{0,60}As$
	134 nm GaAs
oberer DBR: 7 ×	69 nm C:AlAs ( $1 \times 10^{18}$ )
	61 nm C:GaAs ( $1 \times 10^{18}$ )
5 ×	69 nm C:AlAs ( $2 \times 10^{18}$ )
	61 nm C:GaAs ( $2 \times 10^{18}$ )
9 ×	69 nm C:AlAs ( $3 \times 10^{18}$ )
	61 nm C:GaAs ( $3 \times 10^{18}$ )
2 ×	69 nm C:AlAs ( $2 \times 10^{19}$ )
	61 nm C:GaAs ( $2 \times 10^{19}$ )

Zusätzliche  $\delta$ -Dotierung von  $1 \times 10^{12} cm^{-2}$  an jeder Grenzfläche von GaAs zu AlAs.

## M2976

Pufferschicht	400 nm Si:GaAs ( $3 \times 10^{18}$ )
unterer DBR: $17 \times$	77 nm Si:AlAs ( $3 \times 10^{18}$ ) 68 nm Si:GaAs ( $3 \times 10^{18}$ )
$5 \times$	77 nm Si:AlAs ( $2 \times 10^{18}$ ) 68 nm Si:GaAs ( $2 \times 10^{18}$ )
$4 \times$	77 nm Si:AlAs ( $1 \times 10^{18}$ ) 68 nm Si:GaAs ( $1 \times 10^{18}$ )
	77 nm AlAs
Kavität	136 nm GaAs
aktive Schicht:	4,5 nm Ga <sub>0,70</sub> In <sub>0,30</sub> As 136 nm GaAs
oberer DBR: $7 \times$	77 nm C:AlAs ( $1 \times 10^{18}$ ) 68 nm C:GaAs ( $1 \times 10^{18}$ )
$5 \times$	77 nm C:AlAs ( $2 \times 10^{18}$ ) 68 nm C:GaAs ( $2 \times 10^{18}$ )
$9 \times$	77 nm C:AlAs ( $3 \times 10^{18}$ ) 68 nm C:GaAs ( $3 \times 10^{18}$ )
$2 \times$	77 nm C:AlAs ( $2 \times 10^{19}$ ) 68 nm C:GaAs ( $2 \times 10^{19}$ )

Zusätzliche  $\delta$ -Dotierung von  $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  an jeder Grenzfläche von GaAs zu AlAs.

## C1233

Pufferschicht	400 nm GaAs
Opferschicht	2027 nm Al <sub>0,73</sub> Ga <sub>0,27</sub> As
Wellenleiter	222 nm GaAs

## Quantenpunktstrukturen:

### C944

Pufferschicht	100 nm GaAs
Übergitter: 5 ×	10 nm AlAs, 5 nm GaAs
	200 nm GaAs
aktive Schicht: 7 ×	0.10 nm Ga <sub>0.80</sub> In <sub>0.20</sub> As, 0.10 nm InAs

### C846

Pufferschicht	100 nm GaAs
aktive Schicht: 11 ×	0.12 nm Ga <sub>0.875</sub> In <sub>0.125</sub> As, 0.07 nm InAs

### C1006

Pufferschicht	250 nm GaAs
aktive Schicht: 30 ×	0.12 nm Ga <sub>0.88</sub> In <sub>0.12</sub> As, 0.03 nm InAs

### C1003

Pufferschicht	250 nm GaAs
aktive Schicht: 30 ×	0.12 nm Ga <sub>0.91</sub> In <sub>0.09</sub> As, 0.03 nm InAs

### C1004

Pufferschicht	250 nm GaAs
aktive Schicht: 30 ×	0.12 nm Ga <sub>0.84</sub> In <sub>0.16</sub> As, 0.03 nm InAs

### C998

Pufferschicht	300 nm GaAs
aktive Schicht: 30 ×	0.12 nm Ga <sub>0.91</sub> In <sub>0.09</sub> As, 0.03 nm InAs
Deckschicht:	50 nm GaAs

### C1001

Pufferschicht	300 nm GaAs
aktive Schicht: 30 ×	0.12 nm Ga <sub>0.80</sub> In <sub>0.20</sub> As, 0.03 nm InAs
Deckschicht:	50 nm GaAs

## C1002

Pufferschicht	300 nm GaAs
Übergitter: 12 ×	2 nm AlAs, 2.4 nm GaAs 80 nm GaAs
aktive Schicht: 30 ×	0.12 nm Ga <sub>0.88</sub> In <sub>0.12</sub> As, 0.03 nm InAs
Deckschicht:	50 nm GaAs

## C1005

Pufferschicht	300 nm GaAs
Übergitter: 12 ×	2 nm AlAs, 2.4 nm GaAs 80 nm GaAs
aktive Schicht: 30 ×	0.12 nm Ga <sub>0.84</sub> In <sub>0.16</sub> As, 0.03 nm InAs
Deckschicht:	50 nm GaAs



# Anhang B: Abkürzungen und Symbole

## Abkürzungen:

OD	nulldimensional
1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
BCB	Bencocyclobuten
BS	Benetzungsschicht
BZ	Brillouin-Zone
C	optische Mode eines Mikroresonatortürmchens
CCD	charge coupled device
DBR	distributed Bragg reflector
ECR	electron cyclotron resonance
EL	Elektrolumineszenz
F	Purcell-Faktor
fcc	face centered cubic
FT	Fouriertransformation
HF	konzentrierte Flußsäure
hh	heavy hole
hh1-e1	Grundzustand des Schwerlochübergangs der Benetzungsschicht
ICP	inductively coupled plasma
lh	light hole
lh1-e1	Grundzustand des Leichtlochübergangs der Benetzungsschicht
$LN_2$	liquid nitrogen
MBE	molecular beam epitaxy
MBIK	Methylisobutylketon
MEE	migration enhanced epitaxy
ML	Monolage
PBG	photonic bandgap materials

---

PK	photonische Kristalle
PL	Photolumineszenz
PMMA	Polymethylmetacrylat
PR	Photoreflexion
QED	Quantenelektrodynamik
Q-Faktor	Qualitätsfaktor (engl.: quality factor)
QF	Quantenfilm
QP	Quantenpunkt
QPGZ	Quantenpunkt Grundzustand
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	reactive ion etching
RKM	Rasterkraftmikroskop
UHV	Ultrahochvakuum
UV	ultraviolett
VCSEL	vertical cavity surface emitting laser
X	Exziton
X(P)	Grundzustand
X(S)	erster angeregter Zustand
XRD	Röntgendiffraktometrie
XX	Biexziton

## Symbole:

$a$	Gitterkonstante
$a_B$	exzitonischer Bohrradius
$b$	Defektradius
$D$	Zustandsdichte
$d$	Durchmesser der Mikroresonatoren
$d_{kritisch}$	kritische Schichtdicke
$e$	Elementarladung ( $1,602 \cdot 10^{-19}$ C)
$E$	Energie
$E_g$	Bandlücke
$f$	Oszillatorstärke
$F_M$	Materialfluss
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$\hbar k$	Quasi-Impuls
$g$	Kopplungsfaktor
$I$	Intensität
$l$	mittlere Distanz
$l_B$	Reichweite des Spannungsfeldes
$L$	Breite des Quantenfilms
$L_{DBR}$	Eindringtiefe
$L_{eff}$	effektive Resonatorlänge
$L_K$	Dicke der Kavität
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons ( $9,31 \cdot 10^{-31}$ kg)
$m_e^*$	effektive Masse des Elektrons
$m_{eff}$	effektive Spiegelanzahl
$m_h^*$	effektive Masse der Löcher
$n$	Brechungsindex
$n_{eff}$	effektiver Brechungsindex
$N(E)$	Anzahl der Zustände
$p$	Impulsoperator
$p_{LLCH}$	Druck in der Ladekammer
$Q_C$	theoretischer Bandoffset
$R$	Reflektivität
$T$	Temperatur

$V_{eff}$	effektives Modenvolumen
$v_F$	Flussgeschwindigkeit
$\alpha$	Absorptionskoeffizient
$\Gamma$	Linienbreite
$\epsilon$	Dielektrizitätskonstante
$\lambda_{dB}$	de Broglie Wellenlänge
$\Delta\lambda$	Stoppbandbreite
$\tau$	Lebensdauer
$\omega$	Kreisfrequenz

# Publikationen des Autors

## Veröffentlichungen als Erstautor

- A. Löffler, J.P. Reithmaier, G. Sek, C. Hofmann, S. Reitzenstein, M. Kamp und A. Forchel. Semiconductor quantum dot microcavity pillars with high quality factors and enlarged dot dimensions. *Appl. Phys. Letters* **86**, 111105 (2005).
- A. Löffler, J.P. Reithmaier, G. Sek, C. Hofmann, S. Reitzenstein, M. Kamp, und A. Forchel . High-Q semiconductor micropillars with embedded quantum dots of enlarged dimensions. *IEEE Conference Proceedings - European Quantum Electronics Conference*, 361 (2005).
- A. Löffler, C. Hofmann, S. Reitzenstein, M. Kamp, J.P. Reithmaier und A. Forchel. Semiconductor Quantum Dot Micropillar Cavities for Quantum Electrodynamical Experiments. *IEEE Conference Proceedings - The 18th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, 529 (2005).
- A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Sauerwald, D. Peskes, T. Kümmell, G. Bacher und A. Forchel. Influence of the strain on the formation of GaInAs/GaAs quantum structures. *J. Cryst. Growth* **286**, 6 (2006).
- A. Löffler, P. Poloczek, G. Sek, J. Misiewicz, J.P. Reithmaier, und A. Forchel. Optical characteristics of lowly strained GaInAs quantum dots. *Phys. Stat. Sol. C* **3**, 3815 (2006).

## Veröffentlichungen als Koautor

- J.P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. *Nature* **432**, 197 (2004).
- H. Scherer, K. Namje, S. Deubert, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp und A. Forchel. GaAs-based 4-channel photonic crystal quantum dot laser module operating at 1.3  $\mu\text{m}$ . *Electronics Letters* **41**, 1121 (2005).
- G. Sek, J.P. Reithmaier, S. Reitzenstein, M. Kamp, A. Löffler, C. Hofmann, A. Forchel, V.D. Kulakovskii, L.V. Keldysh, und T.L. Reinecke. Strong coupling effects in quantum dot microcavities. *IEEE Conference Proceedings - International Quantum Electronics Conference*, 390 (2005).
- H. Scherer, K. Namje, S. Deubert, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp und A. Forchel. Integrated four-channel GaAs-based QDot Laser module with photonic crystals. *Journal of Vacuum Science & Technology B* **23**, 3193 (2005).
- J.P. Reithmaier, S. Deubert, A. Somers, W. Kaiser, S. Höfling, A. Löffler, S. Reitzenstein, G. Sek, C. Hofmann, M. Kamp, und A. Forchel. Nanostructured semiconductors for optoelectronic applications. *SPIE Proceed. - Photonic West*, 6127 (2006).
- S. Reitzenstein, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, J.P. Reithmaier, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong coupling in a single quantum dot semiconductor microcavity system. *SPIE Proceed. - Photonic West*, 6115 (2006).
- R. Herrmann, T. Süner, T. Hein, A. Löffler, M. Kamp, und A. Forchel. Ultrahigh-quality photonic crystal cavity in GaAs. *Optics Letters* **31**, 1229 (2006).
- A. Sauerwald, T. Kümmell, D. Peskes, G. Bacher, A. Löffler, J.P. Reithmaier, und A. Forchel. Scanning transmission electron microscope study on vertically correlated In-GaAs/GaAs quantum dots. *Appl. Phys. Letters* **89**, 023121 (2006).
- S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, C. Hofmann, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, und A. Forchel. Lasing in high Q quantum dot micropillar cavities. *Appl. Phys. Letters* **89**, 051107 (2006).
- S. Reitzenstein, A. Löffler, C. Hofmann, J.P. Reithmaier, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, L.V. Keldysh, I. Ponomarev, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Coherent photonic coupling of semiconductor quantum dots. *Optics Letters* **31**, 1738 (2006).

- P. Poloczek, G. Sek, J. Misiewicz, A. Löffler, J.P. Reithmaier, und A. Forchel. Optical properties low-strained  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  quantum dot structures at the 2D - 3D growth transition. *Journal of Appl. Physics* **100**, 013503 (2006).
- A. Sauerwald, T. Kümmell, D. Peskes, G. Bacher, A. Löffler, A. Somers, J.P. Reithmaier, und A. Forchel. Scanning transmission electron microscopy of vertically stacked self organized quantum structures. *Phys. Stat. Sol. C* **3**, 3947 (2006).
- T. Mensing, S. Reitzenstein, A. Löffler, J. P. Reithmaier, and A. Forchel. Magneto-optical investigations of single self assembled  $In_{0.3}Ga_{0.7}As$  quantum dots. *Physica E*, **32**, 131 (2006).
- G. Sek, C. Hofmann, J. P. Reithmaier, A. Löffler, S. Reitzenstein, M. Kamp, L. Keldysh, V. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel. Investigation of strong coupling between single quantum dot excitons and single photons in pillar microcavities. *Physica E*, **32**, 471 (2006).
- T. Kümmell, A. Sauerwald, A. Somers, A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, und G. Bacher. Structural and optical analysis of size-controlled InAs quantum dashes. *Physica E* **32**, 108 (2006).
- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Kubanek, J.P. Reithmaier, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, L.V. Keldysh, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong and weak coupling of quantum dot excitons in pillar microcavities. *Phys. Stat. Sol. B* **243**, 2224 (2006).
- P. Poloczek, G. Sek, J. Misiewicz, A. Löffler, J.P. Reithmaier, und A. Forchel. Photoreflectance 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. *Journal of Appl. Physics* **100**, 103529 (2006).
- T. Süner, R. Herrmann, A. Löffler, M. Kamp, und A. Forchel. Fine-tuning of GaAs photonic crystal cavities by digital etching. *Microelectronic Engineering* **84**, 1405 (2007).
- S.M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, und P. Michler. Photon Statistics of Semiconductor Microcavity Lasers. *Phys. Rev. Letters* **98**, 043906 (2007).
- D.L. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel und Y. Yamamoto. Photon Antibunching from a Quantum Dot-Microcavity System in the Strong Coupling Regime *Physical Review Letters* **98**, 117402 (2007).

- T. Süner, M. Gellner, A. Löffler, M. Kamp und A. Forchel. Group delay measurements on photonic crystal resonators. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 151117 (2007).
- S. Ates, S.M. Ulrich, P. Michler, S. Reitzenstein, A. Löffler, und A. Forchel. Coherence properties of high- $\beta$  elliptical semiconductor micropillar lasers. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 161111 (2007).
- S. Götzinger, D.L. Press, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel und Y. Yamamoto. Strong coupling of single quantum dots to micropillars. *SPIE Proceed. - Europe Microtechnologies for the New Millennium*, 6593 (2007).
- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S.-H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel. AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 251109 (2007).
- T. Süner, M. Gellner, M. Scholz, A. Löffler, M. Kamp und A. Forchel. Dispersive Properties of Photonic Crystal Waveguide Resonators. *Phys. Stat. Sol. A* **204**, 3727 (2007).
- S. M. Ulrich, S. Ates, P. Michler, C. Gies, J. Wiersig, F. Jahnke, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, and A. Forchel. Emission characteristics, photon statistics and coherence properties of high-beta semiconductor micropillar lasers. *Book Chapter: Advances in Solid State Physics* **47**, 3 - 15 (2008).
- C. Böckler, S. Reitzenstein, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Höfling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon, und J.M. Gerard. Electrically driven high-Q quantum dot - micropillar cavities. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 091107 (2008).
- S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V. D. Kulakovskii, und A. Forchel. Single quantum dot controlled lasing effects in high-Q micropillar cavities. *Optics Express* **16**, 4848 (2008).
- S. Utsunomiya, L. Tian, G. Roumpos, C. W. Lai, N. Kumada, T. Fujisawa, M. Kuwata-Gonokami, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel, und Y. Yamamoto. Observation of Bogoliubov excitations in exciton-polariton condensates. *Nature Physics* **4**, 700 (2008).
- S. Ates, C. Gies, S. M. Ulrich, J. Wiersig, S. Reitzenstein, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, and P. Michler. Influence of the spontaneous optical emission factor  $\beta$  on the first-order coherence of a semiconductor microcavity laser. *Phys. Rev. B* **78**, 155319 (2008).
- Y. Kodriano, D. Gershoni, B. Shapiro, M. E. Raikh, J. P. Reithmaier, S. Reitzenstein, A. Löffler, und A. Forchel. Spontaneously Localized Photonic Modes Due to Disorder in the Dielectric Constant. submitted (2008).

## Tagungsbeiträge als Erstautor

- A. Löffler, G. Sek, C. Hofmann, J.P. Reithmaier und A. Forchel. Integration of low density quantum dot structures in vertical emitting high quality resonators. *4<sup>th</sup> MBE Workshop*, 11. - 12. Oktober 2004, Braunschweig (Deutschland)
- A. Löffler, T. Mensing, J.P. Reithmaier, A. Forchel, A. Sauerwald, T. Kümmell, und G. Bacher. Einfluss der Verspannung auf die Bildung von GaInAs/GaAs Quantenpunkten. *69. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 4. - 9. März 2005, Berlin (Deutschland)
- A. Löffler, J.P. Reithmaier, G. Sek, C. Hofmann, S. Reitzenstein, M. Kamp und A. Forchel. High-Q semiconductor micropillars with embedded quantum dots of enlarged dimensions. *European Quantum Electronics Conference*, 12. - 17. Juni 2005, München (Deutschland)
- A. Löffler, J.P. Reithmaier, G. Sek, C. Hofmann, T. Mensing, S. Reitzenstein, M. Kamp und A. Forchel. High-Q Semiconductor Microcavities. *BaCaTeC-Summer School Würzburg*, 26. Juni - 01. Juli 2005, Würzburg (Deutschland)
- A. Löffler, C. Hofmann, S. Reitzenstein, M. Kamp, J.P. Reithmaier und A. Forchel. Semiconductor Quantum Dot Micropillar Cavities for Quantum Electrodynamical Experiments. *18th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, 23. - 27. Oktober 2005, Sydney (Australien)
- A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, P. Poloczek, G. Sek, und J. Misiewicz. Optical properties of lowly strained GaInAs/GaAs quantum dot structures at the 2D - 3D growth transition. *4th International Conference on Quantum Dots*, 1. - 5. Mai 2006, Chamonix-Mont Blanc (Frankreich)
- A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, P. Poloczek, G. Sek, und J. Misiewicz. Morphological and optical characteristics of lowly strained GaInAs quantum dots. *14th International Conference on Molecular Beam Epitaxy*, 3. - 8. September 2006, Tokio (Japan)

## Tagungsbeiträge als Koautor

- V.D. Kulakovskii, M.N. Mahonin, D.N. Krizhanovskii, G. Sek, C. Hofmann, R. Krebs, A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, L.V. Keldysh. Emission of semiconductor microcavities with quantum dots: the regime of strong interaction of a single quantum dot with a photon. *Seminar of strongly correlated electronic systems and the quantum critical phenomena, Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences*, 11. Juni 2004, Troitsk (Russland)
- G. Landwehr, G. Sek, A. Löffler, J.P. Reithmaier, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Quantum dots in high quality microcavities. *11th Advanced Heterostructure Workshop*, 5. - 10. Dezember 2004, Kohala Coast Hawaii (USA)
- G. Landwehr, G. Sek, A. Löffler, J.P. Reithmaier, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Quantum dots in high quality microcavities. *4th Akasaki Research Center Symposium*, 13. Dezember 2004, Nagoya University Akasaki Research Center (Japan)
- C. Hofmann, J.P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong coupling in a quantum dot microcavity system. *69. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 4. - 9. März 2005, Berlin (Deutschland)
- H. Scherer, K. Namje, S. Deubert, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp und A. Forchel. Integrated four-channel GaAs-based QDot Laser module with photonic crystals. *49th international conference on electron, ion, and photon beam technology and nanofabrication*, 31. Mai - 03. Juni 2005, Florida (USA)
- H. Scherer, S. Deubert, D. Gollub, A. Löffler, K. Namje, F. Gerschütz, J.P. Reithmaier, M. Kamp und A. Forchel. Photonic crystal lasers for the optical telecommunication at  $1.3\mu\text{m}$  based on GaAs. *BaCaTeC-Summer School Würzburg*, 26. Juni - 01. Juli 2005, Würzburg (Deutschland)
- A. Kubanek, S. Reitzenstein, C. Hofmann, G. Sek, A. Löffler, J.P. Reithmaier, V. Kulakovskii, L.V. Keldysh und A. Forchel. Strong coupling of single InGaAs quantum dots with the cavity mode of high quality AlAs/GaAs microcavities. *BaCaTeC-Summer School Würzburg*, 26. Juni - 01. Juli 2005, Würzburg (Deutschland)

- T. Mensing, S. Reitzenstein, A. Löffler, J.P. Reithmaier und A. Forchel. Magneto-optical studies of single self assembled  $In_{0.3}Ga_{0.7}As$  quantum dots. *BaCaTeC-Summer School Würzburg*, 26. Juni - 01. Juli 2005, Würzburg (Deutschland)
- R. Herrmann, M. Kamp, A. Löffler, S. Reitzenstein, S. Zaitzev und A. Forchel. Membrane based photonic crystal cavities. *BaCaTeC-Summer School Würzburg*, 26. Juni - 01. Juli 2005, Würzburg (Deutschland)
- C. Hofmann, S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, und A. Forchel. Lasing effects of InGaAs quantum dots in high quality AlAs/GaAs micropillar cavities. *BaCaTeC-Summer School Würzburg*, 26. Juni - 01. Juli 2005, Würzburg (Deutschland)
- T. Mensing, S. Reitzenstein, A. Löffler, J.P. Reithmaier und A. Forchel. Magneto-optical investigations of single self assembled  $In_{0.3}Ga_{0.7}As$  quantum dots. *12th International Conference on Modulated Semiconductor Structures*, 10. - 15. Juli 2005, Albuquerque (USA)
- S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, C. Hofmann, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, und A. Forchel. Lasing effects of InGaAs quantum dots in high quality AlAs/GaAs micropillar cavities. *12th International Conference on Modulated Semiconductor Structures*, 10. - 15. Juli 2005, Albuquerque (USA)
- T. Kümmell, A. Sauerwald, A. Somers, A. Löffler, J.P. Reithmaier, A. Forchel, und G. Bacher. Structural and optical analysis of size-controlled InAs quantum dashes. *12th International Conference on Modulated Semiconductor Structures*, 10. - 15. Juli 2005, Albuquerque (USA)
- G. Sek, C. Hofmann, J.P. Reithmaier, A. Löffler, S. Reitzenstein, M. Kamp, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Investigation of strong coupling between single quantum dot excitons and single photons in pillar microcavities. *Invited talk: 12th International Conference on Modulated Semiconductor Structures*, 10. - 15. Juli 2005, Albuquerque (USA)
- G. Sek, J.P. Reithmaier, S. Reitzenstein, M. Kamp, A. Löffler, C. Hofmann, A. Forchel, V.D. Kulakovskii, L.V. Keldysh, und T.L. Reinecke. Strong coupling effects in quantum dot microcavities. *International Quantum Electronics Conference and the Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (IQEC/CLEO-PR)*, 11. - 15. July 2005, Tokio (Japan)

- S.M. Ulrich, P. Michler, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, C. Gies, J. Wiersig, und F. Jahnke. Direct Observation of strong Photon Field Fluctuations in high-Q Semiconductor Microcavity Laser Structures. *357. Wilhelm und Else Heraeus-Seminar: "The Photon: Generation, Detection, and Applications"* 6. - 9. November 2005, Bad Honnef (Deutschland)
- J.P. Reithmaier, S. Deubert, A. Somers, W. Kaiser, S. Höfling, A. Löffler, S. Reitzenstein, G. Sek, C. Hofmann, M. Kamp, und A. Forchel. Nanostructured semiconductors for optoelectronic applications. *Photonics West*, 21. - 26. Januar 2006, San Jose (USA)
- A. Forchel, S. Reitzenstein, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, J.P. Reithmaier, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, und T.L. Reinecke. Strong coupling in a single quantum dot semiconductor microcavity system. *Photonics West*, 21. - 26. Januar 2006, San Jose (USA)
- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Kubanek, J.P. Reithmaier, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, L.V. Keldysh, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong and weak coupling of quantum dot excitons in pillar microcavities. *8th International Workshop on Nonlinear Optics and Excitation Kinetics in Semiconductors*, 20. - 24. Februar 2006, Münster (Deutschland)
- S.M. Ulrich, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, C. Gies, J. Wiersig, F. Jahnke, A. Forchel, und P. Michler. Direct observation of strong photon field fluctuations in high-Q semiconductor microcavity laser structures. *8th International Workshop on Nonlinear Optics and Excitation Kinetics in Semiconductors*, 20. - 24. Februar 2006, Münster (Deutschland)
- T. Süner, R. Herrmann, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, und A. Forchel. Photonic crystal cavities with high quality factors on GaAs membranes. *70. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Atome, Moleküle, Quantenoptik und Plasmen*, 13. - 17. März 2006, Frankfurt (Deutschland)
- C. Hofmann, S. Reitzenstein, S. Münch, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, und A. Forchel. Lasing effects in high quality AlAs/GaAs micropillar cavities. *70. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik zusammen mit der Condensed Matter Division der EPS*, 26. - 31. März 2006, Dresden (Deutschland)

- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, A. Forchel, G. Sek, V.D. Kulakovskii, A. Bazhenov, A. Gorbunov, L.V. Keldysh, und T.L. Reinecke. Light matter interaction effects in quantum dot microcavities. *70. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik zusammen mit der Condensed Matter Division der EPS*, 26. - 31. März 2006, Dresden (Deutschland)
- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Kubanek, J.P. Reithmaier, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, L.V. Keldysh, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong and weak coupling of quantum dot excitons in pillar microcavities. *70. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik zusammen mit der Condensed Matter Division der EPS*, 26. - 31. März 2006, Dresden (Deutschland)
- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Kubanek, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong exciton-photon coupling of single InGaAs quantum dots in high-Q micropillar cavities. *4th International Conference on Quantum Dots*, 1. - 5. Mai 2006, Chamonix-Mont Blanc (Frankreich)
- P. Poloczek, G. Sek, J. Misiewicz, A. Löffler, J.P. Reithmaier, und A. Forchel. Optical determination of the wetting layer thickness in  $In_xGa_{1-x}As$ /GaAs quantum dot structures for a wide range of In content. *4th International Conference on Quantum Dots*, 1. - 5. Mai 2006, Chamonix-Mont Blanc (Frankreich)
- A. Sauerwald, T. Kümmell, D. Peskes, G. Bacher, A. Löffler, J.P. Reithmaier, und A. Forchel. Analysis of vertically correlated InGaAs/GaAs quantum dots via scanning transmission electron microscopy. *4th International Conference on Quantum Dots*, 1. - 5. Mai 2006, Chamonix-Mont Blanc (Frankreich)
- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Kubanek, M. Kamp, J.P. Reithmaier, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, und A. Forchel. Strong exciton-photon coupling of  $In_{0.43}Ga_{0.57}As$  quantum dots in high quality micropillar cavities. *Conference on Lasers and Electro-Optics, Quantum Electronics and Laser Science Conference*, 21. - 26. Mai 2006, Long Beach (USA)
- V.D. Kulakovskii, G. Sek, C. Hofmann, M.N. Makhonin, R. Krebs, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, L.V. Keldysh, T.L. Reinecke und A. Forchel. Effect of cavity mode excitation on emission spectra from pillar microcavity with quantum dots in the active layer. *14th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, 26 - 30. Juni 2006, St. Petersburg (Russland)

- C. Gies, J. Wiersig, F. Jahnke, S. Ulrich, P. Michler, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, und A. Forchel. Photon Statistics of Semiconductor Microcavity Lasers. *28th International Conference on the Physics of Semiconductors*, 24 - 28. Juli 2006, Wien (Österreich)
- E. Poem, D. Galushko, D. Gershoni, S. Reitzenstein, A. Löffler, C. Hofmann und A. Forchel. Spontaneous lateral confinement of the electromagnetic field in planar semiconductor microcavities containing quantum dots. *14th International Conference on Superlattices, Nano-Structures and Nano-Devices*, 30. Juli - 4. August 2006, Istanbul (Türkei)
- T. Süner, M. Gellner, A. Löffler, M. Kamp, und A. Forchel. Slowing the light in photonic crystal cavities. *CONSRT Nano-Optoelectronic Workshop and BaCaTeC: Summer School of Advances in Photonics*, 13. - 18. August 2006, Berkley (USA)
- C. Hofmann, S. Reitzenstein, A. Löffler, A. Kubanek, M. Kamp, J.P. Reithmaier, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke und A. Forchel. Strong exciton-photon coupling of InGaAs quantum dots in high quality micropillar cavities. *377th WE-Heraeus-Seminar Strong Coupling of Light and Matter*, 13. - 16. September 2006, Bad Honnef (Deutschland)
- T. Süner, R. Herrmann, A. Löffler, M. Kamp und A. Forchel. Fine-tuning of GaAs photonic crystal cavities by digital etching. *32nd International Conference on Micro- and Nano-Engineering 2006*, 17. - 20. September 2006, Barcelona (Spanien)
- D.L. Press, S. Götzinger, Y. Yamamoto, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, und A. Forchel. Resonant pumping of a single quantum dot-microcavity system in the strong coupling regime. *2006 SPRC Symposium*, 18. - 20. September 2006, Stanford (USA).
- D.L. Press, S. Götzinger, Y. Yamamoto, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp und A. Forchel. Photon Antibunching from a Single Quantum Dot-Microcavity System in the Strong Coupling Regime. *MURI Center for Photonic Quantum Information Systems Annual Meeting*, 4. - 5. Oktober 2006, Stanford (USA).
- C. Hofmann, S. Reitzenstein, A. Löffler, G. Sek, D. Press, J.P. Reithmaier, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, L.V. Keldysh, T.L. Reinecke, Y. Yamamoto und A. Forchel. Strong coupling studies on single quantum dots in micropillar cavities. *3rd International Workshop Quantum Optics in Semiconductor Nanostructures*, 5. - 6. Oktober 2006, Würzburg und Rothenburg ob der Tauber (Deutschland)

- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, und A. Forchel. Single dot controlled lasing effects in micropillars. *3rd International Workshop Quantum Optics in Semiconductor Nanostructures*, 5. - 6. Oktober 2006, Würzburg und Rothenburg ob der Tauber (Deutschland)
- S.M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, und P. Michler. Photon Emission Statistics and Coherence Properties in high-beta Semiconductor Microcavity Lasers. *3rd International Workshop Quantum Optics in Semiconductor Nanostructures*, 5. - 6. Oktober 2006, Würzburg und Rothenburg ob der Tauber (Deutschland)
- D.L. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, und Y. Yamamoto. Strong coupling between a single quantum dot and a pillar microcavity. *Harrington Symposium on Solid State Cavity Quantum Electrodynamics*, 6. - 7. Oktober 2006, Austin (USA).
- D.L. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, und Y. Yamamoto. Photon Antibunching from a Single Quantum Dot-Microcavity System in the Strong Coupling Regime. *The opt ETH Winter School*, 27. Februar 2007, Zürich (Schweiz).
- S. Götzinger, D.L. Press, Y. Yamamoto, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, und A. Forchel. Photon antibunching from a single quantum dot-microcavity system in the strong coupling regime. *71. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 19. - 23. März 2007, Düsseldorf (Deutschland).
- P. Michler, G. Beirne, C. Hermannstädter, S.M. Ulrich, S. Ates, L. Wang, A. Rastelli, O.G. Schmidt, C. Gies, J. Wiersig, F. Jahnke, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, und A. Forchel. Quantum optical studies on laterally coupled quantum dots and pillar microcavities. *71. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 26. - 30. März 2007, Regensburg (Deutschland)
- S. Ates, S.M. Ulrich, S. Reitzenstein, A. Löffler, A. Forchel, und P. Michler. Coherence properties of high- $\beta$  semiconductor micropillar lasers. *71. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 26. - 30. März 2007, Regensburg (Deutschland)
- C. Hofmann, S. Reitzenstein, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, A. Bazhenov, A. Gorbunov, V. Kulakovskii, und A. Forchel. Single quantum dot lasing effects in high quality AlAs/GaAs micropillar cavities. *71. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 26. - 30. März 2007, Regensburg (Deutschland)

- M. Gellner, T. Sünner, A. Löffler, M. Kamp, und A. Forchel. Group delay measurements on photonic crystal resonators. *71. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft*, 26. - 30. März 2007, Regensburg (Deutschland)
- D.L. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, und Y. Yamamoto. Photon Antibunching from a Single Quantum Dot-Microcavity System in the Strong Coupling Regime. *Gordon Conference on Quantum Information Science*, 15. - 20. April 2007, Ciocco (Italien).
- S. Götzinger, D.L. Press, Y. Yamamoto, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp und A. Forchel. Photon Antibunching from a single Quantum Dot-Microcavity System in the Strong Coupling Regime. *SPIE Europe Microtechnologies for the New Millennium*, 2. - 4. Mai 2007, Maspalomas (Spanien).
- S.M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, und P. Michler. Photon Emission Statistics and Coherence Properties of high-beta Semiconductor Microcavity Lasers. *Conference on Lasers and Electro-Optics, Quantum Electronics and Laser Science Conference*, 6. - 11. Mai 2007, Baltimore (USA)
- S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Bazhenov, A. Gorbunov, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, und A. Forchel. Lasing Emission from Quantum Dots in high-Q Micropillar Cavities. *Conference on Lasers and Electro-Optics, Quantum Electronics and Laser Science Conference*, 6. - 11. Mai 2007, Baltimore (USA)
- J.P. Reithmaier, S. Deubert, A. Somers, W. Kaiser, S. Höfling, A. Löffler, S. Reitzenstein, G. Sek, C. Hofmann, M. Kamp, und A. Forchel. Nanostructured Semiconductors for Optoelectronic Applications. *EMRS conference*, 28. Mai - 1. Juni 2007, Strasbourg (Frankreich).
- S. Ates, S. M. Ulrich, S. Reitzenstein, A. Löffler, A. Forchel, und P. Michler. Coherence Properties of High-Beta Semiconductor Micropillar Lasers. *NanoTR III - Nanoscience & Nanotechnology Conference*, 11. - 14. Juni 2007, Ankara (Türkei).
- M. Strauss, A. Löffler, S. Reitzenstein, C. Hofmann, M. Kamp, S. Höfling, und A. Forchel. Vertically emitting AlAs/GaAs microcavities with quality factors exceeding 110.000. *Conference on Lasers and Electro-Optics, International Quantum Electronics Conference*, 17. - 22. Juni 2007, München (Deutschland)

- C. Hofmann, S. Reitzenstein, A. Löffler, M. Strauß, M. Kamp, A. Forchel, D. Press, S. Götzinger, und Y. Yamamoto. Photon antibunching from a single quantum dot-microcavity system in the strong coupling regime. *Conference on Lasers and Electro-Optics, International Quantum Electronics Conference*, 17. - 22. Juni 2007, München (Deutschland)
- C. Böckler, S. Reitzenstein, S. Münch, A. Löffler, C. Schneider, M. Strauss, M. Kamp, A. Forchel, A. Bazhenov, A. Gorbunov, und V.D. Kulakovskii. Single dot controlled lasing effects in micropillars. *International Workshop on Quantum Dots and Laser Applications*, 12. - 14. Juli 2007, Wroclaw (Polen)
- C. Hofmann, S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V.D. Kulakovskii, und A. Forchel. Single Quantum Dot Lasing Effects in high-Q Micropillar Cavities. *17th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems and 13th International Conference on Modulated Semiconductor structures*, 15. - 20. Juli 2007, Genua (Italien)
- S. Reitzenstein, D.L. Press, S. Götzinger, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, und Y. Yamamoto. Photon statistics of a strongly coupled single quantum dot-microcavity system. *17th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems and 13th International Conference on Modulated Semiconductor structures*, 15. - 20. Juli 2007, Genua (Italien)
- C. Schneider, A. Löffler, S. Reitzenstein, S. Höfling, und A. Forchel. Low strain AlGaInAs Quantum Dots for Cavity Quantum Electrodynamics Experiments. *72. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft und Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik*, 25. - 29. Februar 2008, Berlin (Deutschland)
- C. Kistner, C. Böckler, S. Reitzenstein, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Höfling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon, und J. M. Gerard. Electrically driven high-Q quantum dot-micropillar cavities. *72. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft und Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik*, 25. - 29. Februar 2008, Berlin (Deutschland)
- S. Ates, C. Gies, S. M. Ulrich, J. Wiersig, S. Reitzenstein, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, und P. Michler. Influence of the Spontaneous Emission Factor  $\beta$  on the Coherence Time of Semiconductor Microcavity Lasers. *72. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft und Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik*, 25. - 29. Februar 2008, Berlin (Deutschland)

- D. Zingelmann, J. Renner, L. Worschech, A. Löffler, M. Schäfer, C. Becker, L. Molenkamp, und A. Forchel. Hybrid microcavities with embedded CdHgTe quantum dots. *72. Jahrestagung der deutschen physikalischen Gesellschaft und Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik*, 25. - 29. Februar 2008, Berlin (Deutschland)
- S. Utsunomiya, H. Deng, N.Y. Kim, C.W. Lai, G. Roumpos, L. Tian, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel, und Y. Yamamoto. Dynamical condensation of exciton-polaritons. *8th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures*, 7. - 11. April 2008, Tokyo (Japan)
- N.Y. Kim, G. Roumpos, C.W. Lai, S. Utsunomiya, N. Kumada, T. Fujisawa, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel, und Y. Yamamoto. The effect of an electrostatic lateral potential on GaAs microcavity exciton-polaritons. *8th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures*, 7. - 11. April 2008, Tokyo (Japan)
- S. Stobbe, J. Johansen, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel, J.M. Hvam, und P. Lodahl. Breakdown of the Dipole Approximation for Large Quantum Dot Emitters Coupled to an Interface. *Conference on Lasers and Electro-Optics, Quantum Electronics and Laser Science Conference, Conference on Photonic Applications, Systems and Technologies*, 4. - 9. Mai 2008, San Jose (USA)
- S. Reitzenstein, C. Böckler, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, J. Claudon, L. Grenouillet, S. Höfling, J. M. Gerard, und A. Forchel. Electrically Driven high-Q Quantum Dot-Micropillar Cavities. *Conference on Lasers and Electro-Optics, Quantum Electronics and Laser Science Conference, Conference on Photonic Applications, Systems and Technologies*, 4. - 9. Mai 2008, San Jose (USA)
- S. Reitzenstein, C. Böckler, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, J. Claudon, L. Grenouillet, S. Höfling, J. M. Gerard, und A. Forchel. Electrically Driven high-Q Quantum Dot-Micropillar Cavities. *The 5th International Conference on Semiconductor Quantum Dots*, 11. - 16. Mai 2008, Gyeongju (Korea)
- S. Höfling, S. Reitzenstein, C. Böckler, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, J. Claudon, L. Grenouillet, J. M. Gerard, und A. Forchel. Electrically Driven Quantum Dot High Quality Faktor Micropillar Cavities. *20th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, 25. - 29. Mai 2008, Versailles (Frankreich)
- Y. Yamamoto, S. Utsunomiya, H. Deng, C.W. Lai, G. Roumpos, A. Löffler, S. Höfling, und A. Forchel. Exciton-polariton condensation in semiconductor microcavities. *21st International Conference on Atomic Physics*, 27. Juli - 1. August 2008, Connecticut (USA)

# Literaturverzeichnis

- [Ada85] S. Adachi, J. Appl. Phys. R1-R29 (1985)
- [Ada93] S. Adachi (Ed.), *Properties of Aluminum Gallium Arsenide*, INSPEC Short Run Press Ltd. (1993)
- [Aig97] L. Aigouy, T. Holden, F. H. Pollak, N. N. Ledentsov, W. M. Ustinov, P. S. Kopev, und D. Bimberg, Appl. Phys. Lett. **70**, 3329 (1997)
- [And99] L. C. Andreani, G. Panzarini, und J. M. Gerard, Phys. Rev. B **60**, 13276 (1999)
- [Arm03] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, K. J. Vahala, Nature **421**, 925 (2003)
- [Art68] J. R. Arthur, J. Appl. Phys. **39**, 4032 (1968)
- [Asp82] D. E. Aspnes, *Handbook on Semiconductors*, volume 2, 111-150, Modulation Spectroscopy, North-Holland Publ. Co., Amsterdam (1982)
- [Ate07] S. Ates, S. M. Ulrich, P. Michler, S. Reitzenstein, A. Löffler, und A. Forchel, Appl. Phys. Lett. **90**, 161111 (2007)
- [Atk06] P. Atkinson, S. P. Bremner, D. Anderson, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie, J. Vac. Sci. Technol. B **24/3**, 1523 (2006)
- [Bay01] M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner, A. Larionov, A. McDonald, A. Forchel, Phys. Rev. Lett. **86**, 3168 (2001)
- [Bay01b] M. Bayer et al., Science **291**, 451 (2001)
- [Bay02] M. Bayer, und A. Forchel, Phys. Rev. B **65**, 041308-1-4(R) (2002)
- [Bim99] D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley (1999)
- [Boe08] C. Böckler, S. Reitzenstein, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Höfling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon, und J. M. Gerard, Appl. Phys. Lett. **92**, 091107 (2008)

- [Bri00] W. F. Brinkman, T. L. Koch, D. V. Lang, und D. P. Wilt, *Bell Labs Tech. J.* **5**, 150 (2000)
- [Bou01] D. Bouwmeester, A. Ekert, und A. Zeilinger, *The physics of quantum information: quantum cryptography, quantum teleportation, quantum computation*, Springer, Berlin, (2001)
- [Cas74] H. C. Casey, D. D. Shell, und K. W. Wecht, *J. Appl. Phys.* **46**, 250 (1974)
- [Che02] J. X. Chen, A. Markus, A. Fiore, U. Oesterle, R. P. Stanley, J.F. Carlin, R. Houdré, M. Ilegems, L. Lazzarini, L. Nasi, M. T. Todaro, E. Piscopiello, R. Cingolani, M. Catalano, J. Katcki, J. Ratajczak, *J. Appl. Phys.* **91**, 6710 (2002).
- [Che06] Y. H. Chen, J. Sun, P. Jin, Z. G. Wang, und Z. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 071903 (2006)
- [Col95] L. A. Coldren, S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, New York, (1995)
- [Cro01] P. A. Crozier, M. Catalano, R. Cingolani, A. Passaseo, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3170 (2001)
- [Cul02] A.G. Cullis, D.J. Norris, T. Walther, M.A. Migliorato, und M. Hopkinson, *Phys. Rev. B* **66** 081305R (2002)
- [Dis97] P. Disseix, J. Leymarie, A. Vasson, A. M. Vasson, C. Monier, N. Grandjean, M. Leroux, und J. Massis, *Phys. Rev. B* **55**, 2406 (1997)
- [Eke87] U. Ekenberg und M. Altarelli, *Phys. Rev. B.* **35**, 7585-7595 (1987)
- [Ell07] D. J. P. Ellis, A. J. Bennett, A. J. Shields, P. Atkinson, und D. A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 233514 (2007)
- [Eli87] Y. Eli, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987)
- [Faf99] S. Fafard, Z. R. Wasilewski, und M. Spanner, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1866 (1999)
- [Fio02] A. Fiore, J. X. Chen, und M. Ilegems, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1758 (2002)
- [Fis02] M. Fischer, *Wachstum und Charakterisierung von kanten- und vertikalemittierenden Laserstrukturen im GaInAsN-Materialsystem*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 2002

- [Gam96] D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer, D. Park, *Science* **273**, 87 (1996)
- [Gay99] B. Gayral, J. M. Gérard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin, und J.L. Pelouard, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1908 (1999)
- [Ged98] M. Geddo, M. Capizzi, A. Patane, und F. Martelli, *J. Appl. Phys.* **84**, 3374 (1998)
- [Ger96] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry-Mieg, und T. Rivera, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 449 (1996)
- [Ger98] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, und V. Thierry-Mieg, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1110 (1998)
- [Ger99] J. M. Gérard, B. Gayral, *IEEE J. Lightw. Technol.* **17**, 2089 (1999)
- [Gis02] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, und H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002)
- [Gla00] A. M. Glass, D. J. DiGiovanni, T. A. Strasser, A. J. Stentz, R. E. Slusher, A. E. White, A. Refik Kortan, und B. J. Eggleton, *Bell Labs Tech. J.* **5**, 168 (2000)
- [Gol85] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse, G. LeRoux, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 1099 (1985)
- [Gol99] Y. A. Goldberg und N. M. Schmidt, *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, World Scientific, London, (1999)
- [Gro97] R. Grousson, V. Voliotis, N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux, und C. Deparis, *Phys. Rev. B* **55**, 5253 (1997)
- [Gue02] J. R. Guest, T. H. Stievater, X. Li, J. Cheng, D.G. Steel, D. Gammon, D.S. Katzer, D. Park, C. Ell, A. Thränhardt, G. Khitrova, und H.M. Gibbs, *Phys. Rev. B* **65**, 241310 (2002)
- [Gut98] T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, T.L. Reinecke, S. Rudin, P.A. Knipp, *Phys. Rev. B* **57**, 9950 (1998)
- [Han88a] E. Hanamura, *Phys. Rev. B* **37**, 1273 (1988)
- [Han88b] E. Hanamura, *Phys. Rev. B* **38**, 1228 (1988)
- [Her86] M. A. Herman, *Semiconductor Superlattices*, Akademie-Verlag, Berlin (1986)
- [Her96] M. A. Herman, H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (1996)

- [Hey99] R. Hey, M. Wassermeier, M. Höricke, E. Wiebicke, und H. Kostial, *J. Crystal Growth* **201**, 582 (1999)
- [Hoe05] S. Höfling, J. P. Reithmaier, und A. Forchel, *J. Sel. Top. Quant. Electr.* **11**, 1048 (2005)
- [Hri89] L. Hrivnák, *Phys. Stat. Sol. (a)* **116**, K73 (1989)
- [Iba02] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*, Springer-Verlag, Berlin, (2002)
- [Iga88] K. Iga, F. Koyama und S. Kinoshita, *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 1845-1855 (1988)
- [Iga03] H. Li, K. Iga, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, Springer-Verlag, (2003)
- [Ila03] B. Ilahi, L. Sfaxi, F. Hassen, L. Bouzaiene, H. Maaref, B. Salem, G. Bremond, O. Marty, *Phys. Stat. Sol. A* **199**, 457 (2003).
- [Ima99] A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. DiVincenzo, D. Loss, M. Sherwin, und A. Small, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4204 (1999)
- [Jac98] L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wójs, *Quantum Dots*, Springer-Verlag, Warschau, 1998
- [Joh87] S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2486 (1987)
- [Joy97] B. A. Joyce, J. L. Sudijono, J. G. Belk, H. Yamaguchi, X. M. Zhang, H. T. Dobbs, A. Zangwill, D. D. Vvedensky, T. S. Jones, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 4111 (1997)
- [Kam97] K. Kamath, P. Bhattacharya, J. Philips, *J. Cryst. Growth* **175/176**, 720 (1997)
- [Kay88] Y. Kayanuma, *Phys. Rev. B* **38**, 9797 (1988)
- [Kir05] S. Kirabittaya, A. Rastelli, O. G. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 243112 (2005)
- [Kit02] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, München, (2002)
- [Kni01] E. Knill, R. Laflamme, und G. J. Milburn, *Nature* **409**, 46 (2001)
- [Kok07] P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, und G. J. Milburn, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 135 (2007)
- [Kre05] H. J. Krenner et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057402 (2005)
- [Kue05] T. Kümmell, A. Sauerwald, D. Spranger, G. Bacher, R. Krebs, J. P. Reithmaier, A. Forchel, *Physica E* **26**, 241 (2005)

- [Kue06] T. Kümmell, A. Sauerwald, A. Somers, A. Löffler, J. P. Reithmaier, A. Forchel, und G. Bacher, *Physica E* **32**, 108 (2006)
- [Kur06] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe und T. Watanabe, *Appl. Phys. Lett. B* **88**, 041112 (2006)
- [Lal04] P. Lalanne, J. P. Hugonin, J. M. Gerard, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4726 (2004)
- [Lee01] H. Lee, S. M. Kim, Y. J. Park, und E. K. Kim, *J. Appl. Phys.* **90**, 2290 (2001)
- [Leo94] D. Leonard, K. Pond, P. M. Petroff, *Phys. Rev. B* **50**, 11687 (1994)
- [Loe06] A. Löffler, J. P. Reithmaier, A. Sauerwald, D. Peskes, T. Kümmell, G. Bacher, und A. Forchel, *J. Cryst. Growth* **286**, 6 (2006)
- [Li03] X. Li et al., *Science* **301**, 809 (2003)
- [Lüt00] N. Lütkenhaus, *Phys. Rev. A* **61**, 052304 (2000)
- [Ma01] W. Ma, R. Nötzel, H. P. Schönherr, K. H. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 4219 (2001)
- [Man02] T. Mano, R. Nötzel, G. J. Hamhuis, T. J. Eijkemans, J. H. Wolter, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1705 (2002)
- [Man04] T. Mano, R. Nötzel, G. J. Hamhuis, T. J. Eijkemans, J. H. Wolter, *J. Appl. Phys.* **95**, 109 (2004)
- [Mei03] M. Meixner, E. Schöll, *Phys. Rev. B* **67**, 121202R (2003)
- [Men06] T. Mensing, S. Reitzenstein, A. Löffler, J.P. Reithmaier, und A. Forchel, *Physica E* **32**, 131 (2006)
- [Mey04] A. Meyer, *C'T Magazin für Computer und Technik* **25**, 59 (2004)
- [Mic00] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, und A. Imamoglu, *Science* **290**, 2282 (2000)
- [Mic00b] P. Michler, A. Kiraz, L. Zhang, C. Becher, E. Hu, und A. Imamoglu, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 184 (2000)
- [Mik03] Y. V. Miklyaev, D. C. Meisel, A. Blanco, G. von Freymann, K. Busch, W. Koch, C. Enkrich, M. Deubel, und M. Wegener, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1284 (2003)
- [Mis03] J. Misiewicz, P. Sitarek, G. Sek, und R. Kudrawiec, *Mater. Sci.* **21**, 263 (2003)

- [Moi94] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André, O. Vatel, Appl. Phys. Lett. **64**, 196 (1994)
- [Mor01] E. Moreau, I. Robert, J.M. Gerard, I. Abram, L. Manin, und V. Thierry-Mieg, Appl. Phys. Lett. **79**, 2865 (2001)
- [Nak89] A. Nakamura, H. Yamada, und T. Tokizaki, Phys. Rev. B **40**, 8585 (1989)
- [Ort05] G. Ortner et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 157401 (2005)
- [Par06] Y. S. Park, A. K. Cook, und H. Wang, Nano Letters **6**, 2075 (2006)
- [Pav94] L. Pavesi und M. Guzzi, J. Appl. Phys. **75**, 4779 (1994)
- [Pel02] M. Pelton, C. Santori, J. Vuckovic, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant, Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **89**, 233602 (2002)
- [Pet94] P. Petroff, und M. Denbaars, Superlattices Microstruct. **15** 15 (1994)
- [Pet02] E. Petitprez, E. Marega, Phys. Stat. Sol. B **232** 164 (2002)
- [Pet05] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaitre, J. Hours, J. M. Gerard, und J. Bloch, Phys. Rev. Lett. **95** 95 (2005)
- [Pic92] M. Piche, P. R. Villeneuve, Phys. Rev. B **46** 4969 (1992)
- [Pre07] D. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, und Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **98**, 117402 (2007)
- [Pur46] E.M. Purcell, American Physical Society, 681 (1946)
- [Ras05] A. Rastelli, M. Stoffel, J. Tersoff, G.S. Kar, und O.G. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **95**, 026103 (2005)
- [Rei90] J. P. Reithmaier, *Pseudomorphe InGaAs/Ga(Al)As Heterostrukturen: Wachstum und Charakterisierung*, Dissertation, TU München, 1990
- [Rei90b] J. P. Reithmaier, R. Höger, H. Riechert, A. Heberle, G. Abstreiter, und G. Weimann, Appl. Phys. Lett. **56**, 536 (1990)
- [Rei90c] J. P. Reithmaier, R. Höger, H. Riechert, P. Hiergeist, und G. Abstreiter, Appl. Phys. Lett. **57**, 957 (1990)
- [Rei92] J. P. Reithmaier, R. F. Bloom, H. P. Meier, Appl. Phys. Lett. **61**, 1222 (1992)

- [Rei97] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, und A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 378 (1997)
- [Rei04] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, und A. Forchel, *Nature* **432**, 197 (2004)
- [Rei06] S. Reitzenstein, A. Löffler, C. Hofmann, J. P. Reithmaier, M. Kamp, V. D. Kulakovskii, L. V. Keldysh, I. Ponomarev, T. L. Reinecke, und A. Forchel, *Opt. Express* **31**, 1738 (2006)
- [Rei07] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S.H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp, und A. Forchel, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 251109 (2007)
- [Rei08] S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V. D. Kulakovskii, und A. Forchel, *Opt. Express* **16**, 4848 (2008)
- [Rid88] B. K. Ridley, *Quantum Processes in Semiconductors*, Clarendon, Oxford, (1988)
- [Riv99] R. Rivera, J. P. Debray, J. M. Gerard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo, und J. L. Oudar, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 911 (1999)
- [Row98] G. L. Rowland, T. J. C. Hosea, S. Malik, D. Childs, und R. Murray, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3268 (1998)
- [Rud99] S. Rudin, T. L. Reinecke, *Phys. Rev. B* **59**, 10227 (1999)
- [Sal95] T. E. Sale, *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, John Wiley & Sons, Somerset, 1995
- [Sau06] A. Sauerwald, T. Kümmell, D. Peskes, A. Löffler, J. P. Reithmaier, A. Forchel, und G. Bacher, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 023121 (2006)
- [Sch00] F. Schäfer, *Wachstum und Charakterisierung von GaInAs/AlGaAs-Quantenfilm- und Quantenpunkt-Laserstrukturen mit kurzperiodischen Übergittern*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 2000
- [Sch03] E. F. Schubert, *Light-Emitting Diodes*, Cambridge University Press, Cambridge, (2003)
- [Sch08] C. Schneider, M. Strauß, T. Sünner, A. Huggenberger, D. Wiener, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, und A. Forchel, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 183101 (2008)
- [Sek01] G. Sek, K. Ryczko, J. Misiewicz, M. Bayer, F. Klopff, J. P. Reithmaier, und A. Forchel, *Solid State Commun.* **117**, 401 (2001)

- [Shi02] K. Shiramine, T. Itoh, S. Muto, T. Kozaki und S. Sato, *J. Crystal Growth* **242**, 3-4 (2002)
- [Sit05] P. Sitarek et al., *Proceedings of the Fifth IEEE Conference on Nanotechnology* **1**, 324 (2005)
- [Sol96] G. S. Solomon, J. A. Trezza, A. F. Marshall, J. S. Harris, *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 2208 (1996)
- [Sol97] G. S. Solomon, S. Komarov, J. S. Harris, Y. Yamamoto, *J. Cryst. Growth* **175/176**, 707 (1997)
- [Sol01] G. S. Solomon, M. Pelton, und Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3903 (2001)
- [Son05] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, Y. Akahane, *Nature Materials* **4**, 207 (2005)
- [Specs] [www.specs.de](http://www.specs.de)
- [Ste06] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, und A. J. Shields, *Nature* **439**, 179 (2006)
- [Sti99] O. Stier, M. Grundmann, und D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **59**, 5688 (1999)
- [Sto05] N. G. Stoltz, M. Rakher, S. Strauf, A. Badolato, D. D. Lofgreen, P. M. Petroff, L. A. Coldren, und D. Bouwmeester, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 031105 (2005)
- [Str39] I. N. Stranski, L. Krastanov, *Akad. Wiss. Lett. Mainz Math. Natur K1 IIb* **146**, 797 (1939)
- [Str06] S. Strauf, K. Hennessy, M. T. Rakher, Y. S. Choi, A. Badolato, L. C. Andreani, E. L. Hu, P. M. Petroff, und D. Bouwmeester, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 127404-1 (2006)
- [Stu62] M. D. Sturge, *Phys. Rev.* **127**, 769 (1962)
- [Sue07] T. Süner, M. Gellner, M. Scholz, A. Löffler, M. Kamp, und A. Forchel, *Phys. Stat. Sol. A* **204**, 3727 (2007)
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York, (1981)
- [Tak87] T. Takagahara, *Phys. Rev. B* **36**, 9293 (1987)
- [Tal02] A. Talneau, P. Lalanne, M. Agio, und C. M. Soukoulis, *Optics Letters* **27**, 1522 (2002)
- [Ter96] J. Tersoff, C. Teichert, M. G. Lagally, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1675 (1996)

- [The88] W. Theis, M. Sanders, G. D. Leak, C. E. Bajaj, H. Morkoc, Phys. Rev. B **37**, 3042 (1988)
- [Tho06] N. Le Thomas, U. Woggon, O. Schöps, M. V. Artemyev, M. Kazes, und U. Banin, Nano Letters **6**, 557 (2006)
- [Thu75] C. D. Thurmond, J. Electrochem. Soc. 1133-1141 (1975)
- [Tu04] Y. Tu, und J. Tersoff, Phys. Rev. Lett. **93** 216101 (2004)
- [Vah03] K. J. Vahala, Nature **424**, 839 (2003)
- [Veg21] L. Vegard, Z. für Physik. **5**, 17-21 (1921)
- [Ver98] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed, H. J. Kimble, Opt. Lett. **23**, 247 (1998)
- [Vre68] Q. H. F. Vrehen, J. Phys. Chem. Solids. 129-141 (1968)
- [Vuc03] J. Vuckovic, D. Fattal, C. Santori, G. S. Solomon, und Y. Yamamoto, Appl. Phys. Lett. **82**, 3596 (2003)
- [Vur01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, und L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001)
- [War97] R. J. Warburton, C. S. Dürr, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, und P.M. Petroff, Phys. Rev. Lett. **79**, 5282 (1997)
- [Was91] Z. R. Wasilewski, G. C. Aers, A. J. Spring Thorpe, und C. J. Miner, J. Vac. Sci. Technol. B. **9**, 120 (1991)
- [Wei98] S. H. Wei, und A. Zunger, Appl. Phys. Lett. **72**, 2011 (1998)
- [Wei06] E. Weidner, S. Combrie, N. V. Q. Tran, A. de Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, und H. Benisty, Appl. Phys. Lett. **89**, 221104 (2006)
- [Wil96] D. B. Williams, C. B. Carter, *Transmission Electron Microscopy*, Plenum, New York, (1996)
- [Xie95] Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen, und N. P. Kobayashi, Phys. Rev. Lett. **75**, 2542 (1995)
- [Yam00] Y. Yamamoto, F. Tassone, und H. Cao, *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, (2000)
- [Yar89] A. Yariv, *Quantum Electronics*, John Wiley & Sons, New York, (1989)

- [Yok90] H. Yokoyama, K. Nishi, T. Anan, H. Yamada, S. D. Brorson und E. P. Ippen, Appl. Phys. Lett. **57**, 2814-2816 (1990)
- [Yos04] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shcckin, und D. G. Deppe, Nature **432**, 200 (2004)
- [Yua02] Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson, A. J. Shields, C. J. Lobo, K. Cooper, N. S. Beattle, D. A. Ritchie, und M. Pepper, Science **95**, 102 (2002)
- [Zre94] A. Zrenner, L.V. Butov, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm, und G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **72**, 3382 (1994)

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen herzlichst bedanken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. A. Forchel danke ich für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die freundliche Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik mit seinen hervorragenden technologischen Möglichkeiten.
- Herrn Prof. Dr. J.P. Reithmaier für die Betreuung während der Erstellung dieser Arbeit. Er war immer offen für Fragen und Probleme und stand auch für weiterführende Diskussionen stets zur Verfügung.
- Den technischen Assistenten Frau A. Wolf, Frau S. Kuhn, Frau M. Emmerling und Herrn T. Demarczyk für die Entwicklung und die Durchführung der Prozesse, sowie Frau M. Wagenbrenner und Herrn A. Tiem-Riebe für die Charakterisierung der Epitaxiestrukturen und die Pflege der MBE-Anlage.
- Herrn Dipl. Ing. G. Heller für die prompte Lösung technischer Probleme zu jeder Zeit.
- Herrn Dr. S. Reitzenstein und der Arbeitsgruppe III/V-Spektroskopie vor allem Frau C. Böckler für die weiterführende spektroskopische Charakterisierung der hergestellten Strukturen.
- Allen weiteren Mitarbeitern des Lehrstuhls für technische Physik, darunter insbesondere T. Sünner, S. Deubert, R. Schwertberger, A. Somers, S. Höfling, R. Krebs, W. Kaiser, C. Schuller und K. Röfner, sowie meinem ehemaligen Bürokollegen M. Strauß, T. Schlereth, J. Heinrich und C. Schneider für das angenehme Arbeitsklima und ihre Unterstützung.
- Dem Gastwissenschaftler Herrn Dr. G. Sek für die vielen Diskussionen sowie die hilf- und ergebnisreiche Zusammenarbeit.
- Meinem Praktikanten Colin Enderud für seine Unterstützung bei der Messtechnik.
- Meinen Eltern und meinem Bruder.



# 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 21.02.2003 wurde mir von der Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt der akademische Grad „Diplom-Ingenieur Elektrotechnik (FH)“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 24. Juli 2008

Andreas Löffler

