





# Technische Universität München

Walter Schottky Institut  
Lehrstuhl für Halbleitertechnologie

## Technologieentwicklung für eine Einzelphotonenquelle

Roland Enzmann

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität  
München zu Erlangung des akademischen Grades eines

**Doktors der Naturwissenschaften**

genehmigten Dissertation

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. H. Friedrich

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. M.-Chr. Amann
2. Univ.-Prof. J. J. Finley, Ph.D.

Die Dissertation wurde am 21.07.2010 bei der Technischen Universität München  
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 02.08.2011 angenommen.

1. Auflage August 2011

Copyright 2011 by

Verein zur Förderung des Walter Schottky Instituts der Technischen Universität München e.V., Am Coulombwall 4, 85748 Garching.

Alle Rechte vorbehalten. Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die Vervielfältigung des Buches oder von Teilen daraus ist nur in den Grenzen der geltenden gesetzlichen Bestimmungen zulässig und grundsätzlich vergütungspflichtig.

**Titelbild:** Bauteil für Einzelphotonenerzeugung aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop. Die gelbe Kurve zeigt das Spektrum eines einzelnen Quantenpunktes, der im optischen C-Band (1,53  $\mu\text{m}$ -1,65  $\mu\text{m}$ ) emittiert.

**Druck:** Printy Digitaldruck, München (<http://www.printy.de>)

**ISBN:** 978-3-941650-32-9

# Summary

This research deals with the fabrication of a single photon emitting device at the telecommunication relevant wavelength regimes of 1.3 and 1.55  $\mu\text{m}$ . To realize that, the growth of quantum dots based on InP-substrates with low surface density and a fabrication process for photonic crystals on the same material system was developed.

The Stranski-Krastanov growth mode on non structured substrates is at this time the best possibility to fabricate quantum dots with high optical quality using molecular beam epitaxy. The growth of InAs-quantum dots on GaAs-substrate is established concerning low quantum dot densities (ca. 1 pro  $\mu\text{m}^2$ ), as required for single photon generation, and high densities ( $> 100$  pro  $\mu\text{m}^2$ ) as required for laser applications. However it is not possible to reach the telecommunication wavelength regime around 1.55  $\mu\text{m}$  with InAs-quantum dots on GaAs-substrate. In contrast to this, InP based materials, in general, provide the emission wavelength of 1.55  $\mu\text{m}$ . But the effort to fabricate InAs nanostructures on InP based material system by molecular beam epitaxy does not lead to quantum dots but in general to quantum dashes, which arise in high surface densities. To enable the growth of InAs-quantum dots based on InP several detailed growth studies on to InP-substrate lattice matched matrix material  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  were performed. Thereby the influence of growth rate, growth temperature, InAs coverage and the indium content on the growth surface have been investigated. Several options to fabricate InAs quantum dots on  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  were developed: Due to the fact that indium in the uppermost layer of the matrix material has a major influence on the growth of the InAs nanostructures, in particular it benefits the formation of quantum dashes, InAs has been deposited on a thin indiumfree „sublayer“. The corresponding growth studies showed that a 0.6 nm thick GaSb sublayer is the best choice. Indium will not segregate through the compressively strained sublayer, because the emerging InGaSb alloy would hold much more strain energy. Using this technique quantum dots with surface densities from 1 to 150 per  $\mu\text{m}^2$  could be realized. Also a reduction of the growth temperature is beneficial concerning less indium segregation from the matrix material. To obtain a simultaneously large migration length of the arriving Indium atoms on the surface, ultra low growth rates down to 0.006 monolayers per second were used for the quantum dot growth. This growth rate is about a factor of 100 lower than the rate used for the surrounding barrier material. This growth mode also allows low quantum dot densities down to 1 per  $\mu\text{m}^2$ . To make low quantum dot densities also on layers containing much aluminum possible, the  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  alloy was grown

in the *digital alloy* growth mode, that is to say the pseudo binaries  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  and  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  are grown by the second. Because the mobility of the indium atoms is much higher on  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  than on  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  the layer between the matrix material and the quantum dots was always a two monolayer (0.6 nm) thick  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  layer. By varying the bandgap of the matrix material, viz. by varying the aluminum content, single quantum dots emitting in the range from 1100 nm to 1560 nm could be realized. This way as well the optical O-band (1.3  $\mu\text{m}$ ) with an aluminum content of 13% as the optical C-band (1.55  $\mu\text{m}$ ) with an aluminum content of 4% could be realized. Another possibility to tailor the emission wavelength of quantum dots are so called *stacked dots*. In the process two layer of quantum dots, separated with a thin spacer layer, were deposited upon each other. In the ideal case these quantum dots are vertically aligned and form one taller quantum dot. This way a redshift of the emission from 1.3  $\mu\text{m}$  to 1.5  $\mu\text{m}$  was obtained.

To achieve high collection efficiency, the quantum dots should be embedded into photonic crystals. Photonic crystals offer the possibility to tailor the photonic density of states and provide high-Q-resonators. This way the emission into the semiconductor can be suppressed and the emission into the resonator mode will be enhanced. Photonic crystals will be structured using electron beam lithography. Therefore a electron beam sensitive PMMA-resist will be illuminated and converted into a  $\text{Si}_3\text{N}_4$  hard-mask using a dry chemical etch-process. The problem to transfer into the semiconductor is the poor volatile  $\text{InCl}_3$ . Using a low process pressure and not a completely „etched through“  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -mask, a  $\text{ArCl}_2$ -etch-process was developed which enables the etch of small features in  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  material system to transfer the  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -pattern into the semiconductor. Using this process the fabricated photonic crystals with L3-cavities had Q-factors around 2200.

Any concept using a cavity needs a mechanism to control the frequency-detuning between the mode and the quantum dots, due to the inhomogeneous frequency broadening of the quantum dots. Thus an in-situ tuning mechanism is required for adjusting the emission wavelength of the quantum dot or cavity mode, respectively. This concept intends to use the quantum confined Stark effect (*QCSE*) to force the emission of a single photon out of a quantum dot into the photonic crystal mode. This is realized using a reversed biased Schottky contact to cause a red-shift of the emission of a single quantum dot. Due to the fact that at the same time an electrical injection of charge carriers into the quantum dot is not possible, the quantum dot should be filled with charge carriers using an optical pulse. The device concept intends to use a monolithically integrated LED to realize the optical excitation. This concept was realized on GaAs-substrate, because the fabrication of quantum dots as well as photonic crystals on this material system is well known. To realize the concept on InP-substrate is a challenge relating to epitaxy and process technology. It could be realized in a three step epitaxy device. On both material systems the realization of devices was carried out and single quantum dots could be electro-optically pumped as well as the emission wavelength could be shifted using the *QCSE*. Electroluminescence measurements on the device show, that even with very low currents of 14.5  $\mu\text{A}$  the saturation

intensity of single quantum dots could be reached.



# Inhaltsverzeichnis

Summary	i
<b>1 Zusammenfassung</b>	<b>3</b>
<b>2 Einleitung</b>	<b>7</b>
2.1 Anwendungen für Einzelphotonen . . . . .	7
2.2 Erzeugung von einzelnen Photonen . . . . .	7
2.3 Quantenpunkte als Einzelphotonenemitter . . . . .	9
2.4 Photonische Kristalle . . . . .	10
2.5 Konzept eines elektrisch betriebenen Bauteils: Elektro-optisches Pumpen .	11
2.6 Überblick . . . . .	12
<b>3 Grundlagen für das Wachstum und die Charakterisierung von Quanten-</b>	<b>15</b>
<b>  punkten</b>	
3.1 Elektronische Eigenschaften . . . . .	15
3.1.1 Schalenmodell . . . . .	17
3.1.2 Quantum Confined Stark Effect . . . . .	18
3.2 Optische Eigenschaften . . . . .	19
3.2.1 Einzelne Quantenpunkte . . . . .	20
3.2.2 Das Quantenpunktensemble . . . . .	22
3.3 Herstellung der Quantenpunkte . . . . .	24
3.3.1 Stranski-Krastanov-Wachstum . . . . .	24
3.3.2 Molekularstrahlepitaxie . . . . .	25
3.3.3 Charakterisierung von Heteroschichten mittels Röntgendiffraktometrie	26
3.3.4 Unrotiertes Wachstum . . . . .	29
3.3.5 Probenaufbau . . . . .	29
3.4 Charakterisierung der Quantenpunkte . . . . .	31
3.4.1 Charakterisierung der Morphologie . . . . .	31
3.4.2 Charakterisierung der optischen Eigenschaften . . . . .	33
3.4.3 Fouriertransformierte Infrarotspektroskopie . . . . .	33
3.4.4 Mikrophotolumineszenz . . . . .	34
3.4.5 Zeitaufgelöste Lumineszenz . . . . .	36

<b>4</b>	<b>Quantenpunkte auf GaAs-Substrat</b>	<b>41</b>
4.1	Einfluß der InAs-Bedeckung . . . . .	41
4.2	Einfluß der Temperatur . . . . .	43
4.3	Einflüsse der Rate . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Epitaxie von InAs auf InP-Substrat</b>	<b>47</b>
5.1	Eigenschaften von Quanten-Dashes . . . . .	47
5.1.1	Strukturelle Eigenschaften . . . . .	48
5.1.2	Optische Eigenschaften . . . . .	49
5.1.3	Ursache der Dashbildung . . . . .	49
5.2	Indiumfreie Wachstumsoberflächen . . . . .	50
5.2.1	Einfluss der Verspannung . . . . .	50
5.2.2	Einfluss der InAs-Bedeckung . . . . .	51
5.2.3	Elektronische und optische Eigenschaften . . . . .	53
5.3	Herstellung von Quantenpunkten mit äußerst niedrigen Wachstumsraten . . . . .	57
5.3.1	Einfluss der Wachstumsrate . . . . .	57
5.3.2	Einfluss der Wachstumstemperatur . . . . .	58
5.3.3	Einfluss der InAs-Bedeckung . . . . .	59
5.3.4	Optische und elektronische Eigenschaften . . . . .	59
5.3.5	Zeitaufgelöste Messungen . . . . .	61
5.4	Gestapelte Quantenpunkte . . . . .	63
5.4.1	Probendesign . . . . .	64
5.4.2	Einfluss der Spacer-Dicke . . . . .	64
5.4.3	Einfluss der InAs-Bedeckung der zweiten Quantenpunktlage . . . . .	65
5.4.4	Optische Eigenschaften . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Photonische Kristalle auf InP-Basis</b>	<b>71</b>
6.1	Die Bandstruktur photonischer Kristalle . . . . .	71
6.2	Beeinflussung der spontanen Emision mittels Purcell-Effekt . . . . .	74
6.3	Simulation der Bandstruktur . . . . .	77
6.4	Simulation der Kavität . . . . .	79
6.5	Herstellung von photonischen Kristallen . . . . .	79
6.5.1	Schichtstruktur . . . . .	81
6.5.2	Fabrikationsprozess . . . . .	82
6.6	Photolumineszenzmessungen . . . . .	86
<b>7</b>	<b>Bauelement für eine Einzelphotonenquelle</b>	<b>89</b>
7.1	Die Leuchtdiode . . . . .	90
7.2	Konzept des elektro-optischen Pumpens . . . . .	91
7.3	Umsetzung auf GaAs-Substrat . . . . .	93
7.3.1	Schichtstruktur und Herstellung . . . . .	94
7.3.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	94
7.4	Umsetzung auf InP-Substrat . . . . .	97

---

7.4.1	Schichtstruktur und Herstellung . . . . .	97
7.4.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	98
7.5	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	102
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>107</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>109</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>110</b>
	<b>Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge</b>	<b>121</b>
	<b>Prozessplan Bauteil GaAs</b>	<b>125</b>
	<b>Prozessplan Bauteil InP</b>	<b>133</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>141</b>



# Kapitel 1

## Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Herstellung eines Bauelements für effiziente Einzelphotonenerzeugung bei der für die Telekommunikation wichtigen Wellenlängen von  $1,3\ \mu\text{m}$  und  $1,55\ \mu\text{m}$ . Dazu war die Entwicklung von Quantenpunkten auf InP-Basis nötig. Diese müssen in geringer Oberflächendichte vorliegen und bei diesen Wellenlängen emittieren. Ebenso war für eine hohe Effizienz die Entwicklung eines Herstellungsprozesses für photonische Kristalle auf diesem Materialsystem erforderlich.

Der Stranski-Krastanow-Wachstumsmodus auf unstrukturierten Substraten bietet zur Zeit die beste Möglichkeit Quantenpunkte mit hoher optischer Qualität mittels Molekularstrahlepitaxie herzustellen. Überdies ist die Epitaxie von InAs-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat bereits eine etablierte Technologie, die sowohl die Abscheidung niedriger Dichten (ca. 1 pro  $\mu\text{m}^2$ ), wie sie für Einzelphotonenexperimente benötigt werden, als auch die Abscheidung hoher Dichten ( $> 100$  pro  $\mu\text{m}^2$ ), z.B. für Laseranwendungen erlaubt. Allerdings ist mit InAs-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat der Wellenlängenbereich um  $1,55\ \mu\text{m}$  nicht zugänglich. Auf dem InP-Materialsystem hingegen ist dieser für die Telekommunikation wichtige Bereich zugänglich, aber die Abscheidung von Quantenpunkten auf diesem Materialsystem führt in der Regel zu elongierten Strukturen, den sogenannten Quanten-Dashes, die in hoher Oberflächendichte auftreten. Um InAs-Quantenpunkte in geringer Oberflächendichte auf InP-Basis herzustellen, wurden detaillierte Wachstumsuntersuchungen auf dem zu InP-Substrat gitterangepassten Matrixmaterial  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  durchgeführt. Dabei wurden die Einflüsse von Wachstumsrate, Temperatur, InAs-Bedeckung und des Indiumgehalts der Wachstumsoberfläche auf die Bildung der InAs-Nanostrukturen untersucht. Es wurden mehrere Methoden entwickelt um auf  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  Quantenpunkte abzuscheiden: Da Oberflächenindium einen entscheidenden Einfluss auf die Bildung der Nanostrukturen hat, insbesondere die Bildung von Quanten-Dashes begünstigt, wurde InAs auf dünnen indiumfreien „Sublayern“ abgeschieden. Die hierbei angestellten Wachstumsuntersuchungen zeigten, dass sich dafür am besten ein  $0,6\ \text{nm}$  dicker GaSb-Sublayer eignet. Indium segregiert nicht durch den ohnehin schon sehr stark verspannten GaSb-Sublayer, da sich dabei eine Verbindung aus GaInSb ausbilden würde, deren Verspannungsenergie wesentlich höher wäre. Mit

dieser Technik konnten Quantenpunkte mit Oberflächendichten von 1 bis 150 pro  $\mu\text{m}^2$  hergestellt werden. Aber auch eine Absenkung der Wachstumstemperatur ist vorteilhaft in Bezug auf die Indiumsegregation aus dem Matrixmaterial. Um gleichzeitig eine hohe Migrationslänge der ankommenden Indiumatome auf der Oberfläche zu ermöglichen, wurden extrem niedrige Wachstumsraten um 0,006 Atomlagen pro Sekunde für das Quantenpunktwachstum eingesetzt. Diese Rate ist etwa um den Faktor 100 geringer als die Wachstumsrate des umgebenden Matrixmaterials. Auch dieser Epitaxieprozess ermöglicht geringe Oberflächendichten im Bereich von 1 pro  $\mu\text{m}^2$  auf dem gesamten Wafer.

Um auch auf Schichten mit hohem Aluminiumgehalt Quantenpunktproben niedriger Dichte herzustellen, wurde das umgebende  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ -Matrixmaterial als sog. digital alloy hergestellt. Da die Beweglichkeit der ankommenden Indiumatome auf  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  wesentlich höher ist als auf  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ , wurde abwechselnd im Sekundentakt  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  und  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  epitaxiert. Als letzte Schicht unter den Quantenpunkten wurde immer eine zwei Monolagen (0,6 nm) dicke  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Schicht aufgebracht um höchste Migrationslängen der Indiumatome zu erreichen. Durch Variation der Bandlücke, also des Aluminiumgehaltes des umgebenden Matrixmaterials, konnten Quantenpunkte im Bereich von 1100 nm bis 1560 nm hergestellt werden.

Somit waren sowohl das optische O-Band (um  $1,3\ \mu\text{m}$ ) bei einem Aluminiumanteil von 13 Prozent, als auch das optische C-Band (um  $1,55\ \mu\text{m}$ ) mit einem Aluminiumanteil von 4 Prozent in der Barriere zugänglich. Ein wichtiges Kriterium für die strahlende Effizienz ist die Lebensdauer der exzitonischen Zustände. Diese wurde mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz zu 0,7 ns bestimmt und liegt damit im Bereich, der für Quantenpunkte dieser Geometrie erwartet wird.

Bei hohen Quantenpunkten tunneln die Ladungsträger erst bei höheren elektrischen Feldern aus dem Quantenpunkt. Eine Möglichkeit höhere Quantenpunkte herzustellen sind die sog. *stacked dots*. Dabei werden zwei oder mehrere Lagen Quantenpunkte durch eine dünne Separationsschicht getrennt, aufeinander abgeschieden. Im Idealfall sind diese Quantenpunkte direkt übereinander und können bei geeigneten Bedingungen einen einzigen, höheren Quantenpunkt bilden. Auf diese Weise könnte eine Rotverschiebung der Emission von  $1,3\ \mu\text{m}$  auf  $1,5\ \mu\text{m}$  erreicht werden, bei einem gleichbleibenden Aluminiumgehalt in der Barriere von 20 %.

Um eine hohe Sammlungseffizienz des Lichtes zu ermöglichen, sollen diese Quantenpunkte in photonische Kristalle eingebettet werden. Photonische Kristalle bieten die Möglichkeit die photonische Umgebung des Quantenpunktes maßzuschneidern und stellen gleichzeitig Resonatoren hoher Güte dar. Auf diese Weise kann die Emission in den Halbleiter unterdrückt und gleichzeitig die Abstrahlung in die Resonatormode verstärkt werden. Die photonischen Kristalle wurden mittels Elektronenstrahlithographie strukturiert. Dafür wird elektronenstrahlsensitiver PMMA-Lack belichtet und mittels eines trockenchemischen Ätzprozesses in eine  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Maske übertragen. Das Problem bei dem

---

Übertrag in die Halbleiterschicht mit einem trockenchemischen Argon-Chlor Ätzprozess stellt vor allem das schwer flüchtige  $\text{InCl}_3$  dar. Für die Übertragung dieser Hartmaske in den Halbleiter wurde ein trockenchemischer Argon-Chlor-Ätzprozess entwickelt, der die Ätzung von kleinen Löchern auf dem  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ -Materialsystem ermöglicht, indem bei niedrigen Prozessdrücken und nur teilweise strukturierten  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Masken gearbeitet wird. Die mit diesem Prozess hergestellten L3-Kavitäten hatten Q-Faktoren um 2200.

Jedes Konzept, das mit Resonatoren und Quantenpunkten arbeitet, benötigt einen Abstimmmechanismus zwischen Quantenpunktemission und Resonatormode. Im Rahmen des in dieser Arbeit entwickelten Konzepts soll mit einem schnellen Abstimmmechanismus die Quantenpunktemission auf die optische Mode abgestimmt werden, damit so auch dynamisch eine schnelle und deterministische Emission der einzelnen Photonen erzwungen werden kann. Dieser Mechanismus kann elektrisch, mittels Quanten Confined Stark Effekt (*QCSE*), implementiert werden. Dabei wird ein elektrisches Feld über einen Schottky-Kontakt in Sperrrichtung angelegt und so die Emission des Quantenpunktes zu längeren Wellenlängen hin verschoben. Da aber dadurch eine gleichzeitige elektrische Befüllung des Quantenpunktes mit Ladungsträgern nicht möglich ist, soll diese optisch erzeugt werden. Das Bauteilkonzept sieht vor, diesen optischen Pumpprozess mittels einer monolithisch integrierten LED zu realisieren (*elektro-optisch*).

Dafür wurde das Konzept des elektro-optischen Pumpens der Quantenpunkte technologisch auf GaAs-Substrat umgesetzt, da die Herstellung von Quantenpunkten und photonischen Kristallen und damit zwei wichtige Komponenten des Bauelements bereits etabliert waren. Für die Umsetzung des Konzepts auf InP-Substrat mussten zuerst die oben bereits beschriebenen Quantenpunkte, photonische Kristalle und die Prozesstechnologie für das Bauteil entwickelt werden. Auf beiden Materialsystemen konnten erfolgreich Bauelemente hergestellt werden, mit denen sich einzelne Quantenpunkte elektro-optisch anregen und die Quantenpunktemissionswellenlänge mittels *QCSE* verschieben lassen. Elektrolumineszenzmessungen an den InP-basierenden Bauteilen zeigten, dass einzelne Quantenpunkte schon bei sehr geringen LED-Pumpströmen von  $14,5\ \mu\text{A}$  in Sättigung gebracht werden können.



# Kapitel 2

## Einleitung

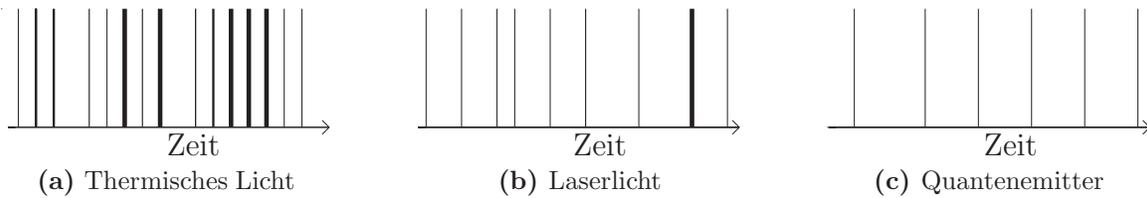
Die Natur des Lichts wird seit Albert Einsteins Lichtquantenhypothese als Welle-Teilchen-Dualismus beschrieben, bei der die Energie des Lichts nicht gleichmäßig verteilt ist wie von den Feldgleichungen der Elektrodynamik beschrieben, sondern immer in Portionen zu je  $\hbar\omega$  aufgeteilt ist. Diese kleinste verfügbare Menge an Licht wird als Photon bezeichnet. Die gezielte Erzeugung einzelner Photonen bei der für die Telekommunikation wichtigen Wellenlänge, ist Ziel dieser Arbeit.

### 2.1 Anwendungen für Einzelphotonen

Eine effiziente Einzelphotonenquelle ermöglicht Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung, zum Beispiel bei Konzepten zum Quantencomputer mit linearer Optik [1] oder der abhörsicheren Datenübertragung, der sogenannten Quantenkryptographie [2]. Das erste Protokoll für Quantenkryptographie, das sog. BB84 Protokoll [3] wurde 1984 von Charles Bennett und Gilles Brassard vorgestellt. Voraussetzung hierfür ist ein quantenmechanisches Zweiniveausystem: Das lässt sich zum Beispiel über die Polarisierung von Photonen realisieren. Die Sicherheit des Protokolls basiert einerseits auf der Tatsache, dass ein quantenmechanisches System nicht definierte Zustände besitzt, sofern es in der falschen Messbasis gemessen wird. Als Ergebnis dieses Messprozesses in der falschen Messbasis wird das System mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in einen bestimmten Eigenzustand der verwendeten Messbasis übergehen. Die Messung selbst verändert also den Zustand. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn bei einem zirkular polarisierten Photon die lineare Polarisierung gemessen wird. Da aber ein einzelner Quantenzustand nicht vorher kopiert werden kann [4], beeinflusst der Messversuch selbst den Zustand, somit bliebe ein Abhörversuch nicht unbemerkt.

### 2.2 Erzeugung von einzelnen Photonen

Für die Erzeugung einzelner Photonen gibt es im Prinzip mehrere Möglichkeiten: Jede gepulste Lichtquelle kann derart abgeschwächt werden, dass nur noch ein Photon pro Puls



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung einer Photonenfolge. (a) thermisch erzeugte Photonen, (b) kohärentes Licht (c) Quantenemitter.

enthalten ist. Allerdings zeigt sich aufgrund deren Photonenstatistik, dass solche Lichtquellen im Gegensatz zu echten Quantenemittern in Bezug auf die Einzelphotonenerzeugung ungeeignet sind, wie in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Bei thermischen Lichtquellen haben die Photonen die Tendenz, zusammengeballt, d.h. in Clustern anzukommen (Abbildung 2.1a). Im Gegensatz dazu gilt für Photonen aus kohärenten Lichtquellen wie Lasern, dass für den zeitlichen Abstand zweier Photonen kein bevorzugtes Intervall existiert (Abbildung 2.1b). Photonen aus einem einzelnen Quantenemitter hingegen zeigen Anti-bunching. Gemeint ist damit, dass es einem Quantenemitter zu einem Zeitpunkt nur möglich ist, lediglich ein einziges Photon bestimmter Wellenlänge zu emittieren (dargestellt in Abbildung 2.1c). Das Prinzip des Anti-bunchings kann einfach anhand des Modells eines quantenmechanischen Zweiniveausystems verstanden werden. Dabei geht der angeregte Zustand in den Grundzustand, unter Aussendung eines Photons über. Aus diesem Zustand kann nicht sofort wieder ein Photon emittiert werden, solange das Zweiniveausystem nicht wieder angeregt wird. Dies benötigt eine Zeitspanne, innerhalb derer kein weiteres Photon emittiert werden kann. Als Quantenemitter können einzelne Atome oder Moleküle, Defekte in einem Kristall oder Quantenpunkte dienen.

Experimentell wurde Antibunching aus einzelnen Atomen zuerst 1977 von Kimble et al. [5] an Natriumatomen nachgewiesen, die Emission einzelner Photonen aus Farbstoffmolekülen zuerst 1992 von Basche et al. [6]. Optisch aktive Defekte sind zum Beispiel sogenannte *nitrogen vacancies*. Diese optisch aktiven Defekte entstehen, wenn im Diamantgitter eine Gitterposition (d.h. zwei Kohlenstoffatome) durch Stickstoff und einer Fehlstelle ersetzt wird [7]. Mit diesem Defekt ist es möglich einzelne Photonen bei 637 nm zu erzeugen [8]. Auch selbstorganisierte Quantenpunkte eignen sich zur Einzelphotonenerzeugung [9–11]. Aufgrund der atomartigen elektronischen Struktur werden diese auch als künstliche Atome bezeichnet. Das besondere an Quantenpunkten ist, dass deren Emissionswellenlänge durch Variation der Größe und Materialkomposition eingestellt werden kann.

Der Messung von Einzelphotonenemission erfolgt mit kommerziell erhältlichen Avalanche-Dioden die in Sperrichtung überhalb der Durchbruchspannung im sogenannten Geigermodus betrieben werden, sogenannten *single photon avalanche diodes* (SPAD). Insbesondere sind solche Detektoren auf InGaAs-Basis auch für den Wellenlängenbereich im optischen

C-Band erhältlich. Zwar reicht die Sensitivität der Detektoren aus, um einzelne Photonen zu detektieren, aber aufgrund des Lawinendurchbruchs bzw. der langen Totzeit nach Ende des Durchbruchs, ist es nicht möglich die Photonenzahl aufzulösen. Für den Nachweis einzelner Photonen wird daher ein Hanbury-Brown-Twiss-Ausbau (HBT) verwendet [12]. Dabei wird der Lichtstrahl mittels eines 50/50 Strahlteilers in zwei Strahlen aufgeteilt und mit zwei Detektoren gemessen. Detektiert einer der beiden Detektoren zum Zeitpunkt  $t$  ein Signal, wird dann die Zeitdifferenz  $\tau$  bis zum Detektionsereignis des anderen Detektors gemessen. Auf diese Weise wird die Wahrscheinlichkeit ermittelt, ein Photon zur Zeit  $t + \tau$  zu messen, sofern zum Zeitpunkt  $t$  bereits eines gemessen wurde. Bei genügend vielen Messungen ergibt sich so die normierte Korrelationsfunktion zweiter Ordnung:

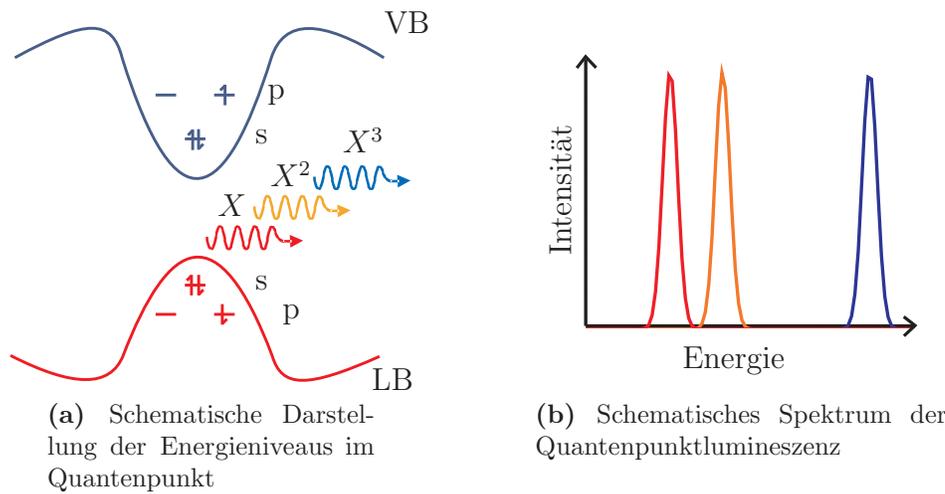
$$g^2(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t + \tau) \rangle} \quad (2.1)$$

$I(t)$  stellt die Intensität zur Zeit  $t$  dar. Bei idealer Einzelphotonenemission sollte die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung daher zur Zeitpunkt  $\tau = 0$  Null sein.

## 2.3 Quantenpunkte als Einzelphotonenemitter

Quantenpunkte eignen sich aufgrund ihrer atomartigen elektronischen Struktur zur Einzelphotonenerzeugung. Die selbstorganisierten Quantenpunkte in dieser Arbeit wurden mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt und können so einfach in Halbleiterheterostrukturen integriert werden. Damit können die Eigenschaften der Quantenpunkte mit bekannter Halbleitertechnologie kombiniert werden. Das Konzept dieser Arbeit, nutzt die Möglichkeit mit Quantenpunkten und bekannter Halbleiterprozesstechnologie ein Bauteil herzustellen.

Quantenpunkte sind eine Materialstruktur im Nanometerbereich. Elektronen und Löcher können so in einem kleinen Potenzialtopf eingeschlossen werden. Durch die Einschränkung der Bewegungsfreiheit in allen drei Raumrichtungen entsteht ein diskretes Energiespektrum, wie in Abbildung 2.2 gezeigt. Wird der Quantenpunkt mit Elektronen und Löchern (Exzitonen) befüllt, zerfällt dieser angeregte Zustand schrittweise unter Aussendung mehrerer Photonen unterschiedlicher Energie wieder in den Grundzustand. Die Abbildung zeigt einen Quantenpunkt, der mit drei Exzitonen befüllt ist. In diesem Fall zerfällt das Triexziton in ein Photon und ein Biexziton, dieses wiederum in ein Photon und ein Exziton. Zum Schluss zerfällt das Exziton unter Aussendung eines Photons in den Grundzustand. Mit einem Filter kann nun eine Linie herausgefiltert werden und man erhält so einzelne Photonen.

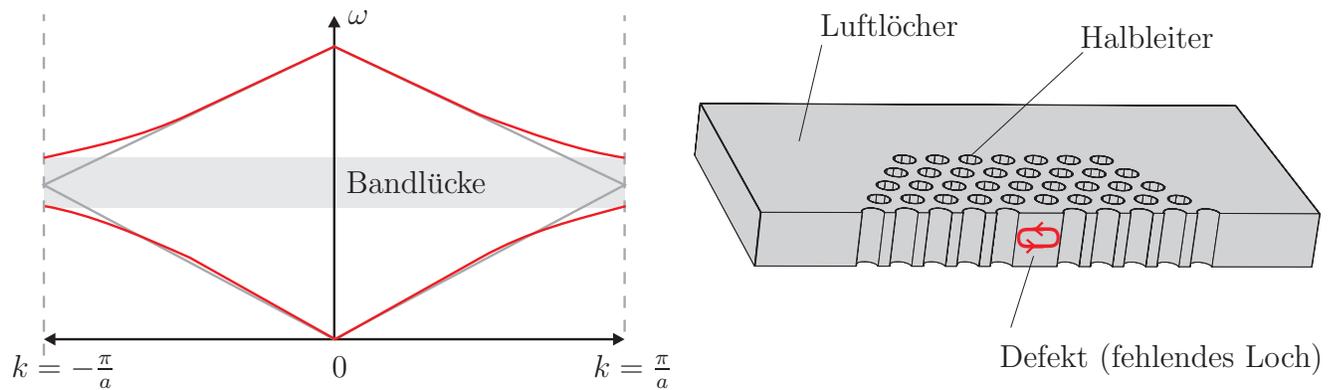


**Abbildung 2.2:** Der angeregte Zustand des Quantenpunktes  $X^3$  zerfällt unter Aussendung eines Photons in den Zustand  $X^2$ , welcher wiederum unter Aussendung eines Photons in den Zustand  $X$  zerfällt. Das letzte Exziton  $X$  zerfällt schließlich unter Aussendung eines Photons in den Grundzustand.

## 2.4 Photonische Kristalle

Die Halbleitertechnologie, insbesondere die Molekularstrahlepitaxie, erlaubt die Manipulation der elektronischen Eigenschaften durch Dotierung und Variation der Bandlücke in Halbleiterheterostrukturen. Ähnlich kann durch Variation der dielektrischen Eigenschaften die *photonische* Zustandsdichte manipuliert werden. Periodische Modulationen der dielektrischen Funktion können energetisch verbotene Bereiche für Licht schaffen und gezielte Störungen dieser Periodizität können Resonatoren hoher Güte bereitstellen, wie in Abbildung 2.3 gezeigt ist. Auf diese Weise lassen sich *Cavity quantenelektrodynamische* (CQED) Phänomene in Halbleiterstrukturen untersuchen. Insbesondere der Purcell Effekt [13] im Regime der schwachen Kopplung soll für die effiziente Einzelphotonenerzeugung genutzt werden. Der Purcell-Faktor beschreibt die Verkürzung der spontanen Emissionszeit, also das Verhältnis aus der Lebensdauer eines Zustandes im freien Raum und der Lebensdauer in der Kavität. Voraussetzung dafür sind Resonatoren hoher Güte (Q-Faktor), bzw. eine lange Verweildauer des Photons in der Kavität und eine hohe elektrische Feldstärke am Ort des Emitters, d.h. des Quantenpunktes. Hohe Feldstärken werden durch kleine Modenvolumina erreicht, die Modenvolumina bei Kavitäten aus photonischen Kristallen befinden sich im Subkubikmikrometer-Bereich. Purcell-Verstärkungen in Nanokavitäten im Bereich von Faktor 15 wurde in Mikropillars und Mikrodisks gemessen [14, 15]. Auch in photonischen Kristallen konnte eine Lebensdauerverkürzung um den Faktor 5-10 [16, 17] beobachtet werden.

Die Effizienz eines Emitters wird dabei nicht nur aufgrund des Purcellfaktors erhöht,

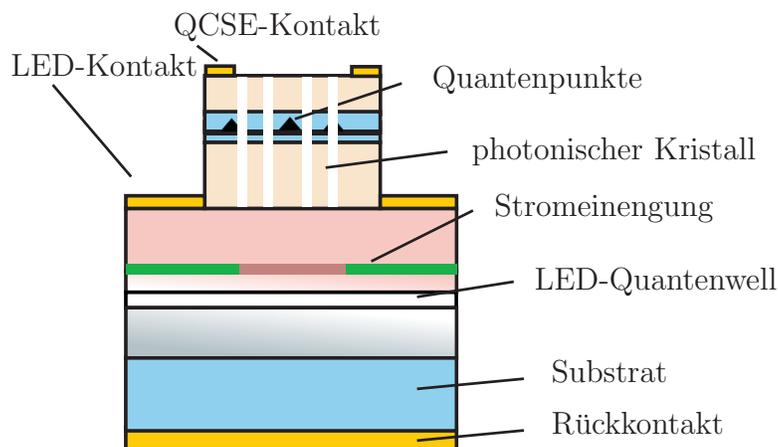


**Abbildung 2.3:** links: Schematisch dargestellt ist die Dispersionsrelation eines eindimensionalen photonischen Kristalls (rote Kurve) und die Dispersionsrelation im isotropen Medium (graue Kurve). rechts: Ein zweidimensionaler photonischer Kristall, bestehend aus Luftlöchern im Halbleiter. Das fehlende Loch bildet eine Kavität.

sondern auch aufgrund der photonischen Bandlücke. Sie verhindert die Ausbreitung des Lichts in der Ebene und obwohl sich dadurch die Lebensdauer des Zustandes erhöht, steigt aufgrund dieses Umverteilungseffektes die Effizienz an, da weniger Photonen ins Substrat bzw. in den Halbleiter verloren gehen [18, 19]. Beide Effekte sollen für effiziente Einzelphotonenerzeugung genutzt werden.

## 2.5 Konzept eines elektrisch betriebenen Bauteils: Elektro-optisches Pumpen

Wie schon oben in Abschnitt 2.3 beschrieben, bietet ein halbleiterbasierender Quantenpunkt angesichts seiner atomartigen elektronischen Struktur die Möglichkeit der Einzelphotonenemission und soll daher die Grundlage der Einzelphotonenquelle bilden. Da eine punktförmige, isotrope Lichtquelle in alle Raumrichtungen abstrahlt, aber nur wenige Photonen aufgrund des hohen Brechungsindexunterschieds zwischen Halbleiter und Luft den Halbleiter verlassen können, ist es zur Effizienzsteigerung notwendig, den Quantenpunkt in eine geeignete photonische Umgebung einzubetten, um so die Emission richten zu können. Im vorigen Abschnitt 2.4 wurde kurz dargelegt, dass photonische Kristalle die Möglichkeit bieten die photonische Umgebung des Quantenpunktes maßzuschneidern und Resonatoren hoher Güte bereitstellen. Auf diese Weise kann die Emission in den Halbleiter unterdrückt und gleichzeitig die Abstrahlung in die Resonatormode verstärkt werden. Dabei sind allerdings die Emission des Quantenpunktes wie auch die Resonatormode spektral äußerst scharf definiert. Die verschiedenen Fertigungstoleranzen erlauben es jedoch nicht, dass die Quantenpunkte und der photonische Kristall so präzise zu fertigen sind, dass ihre Resonanz garantiert ist. Es muss daher eine Möglichkeit bestehen die beiden Teile, Emittor und



**Abbildung 2.4:** Schematisches Bauteilkonzept einer Einzelphotonenquelle.

Resonator, nachträglich spektral aufeinander abzustimmen. Dazu wurden bisher sowohl thermische Abstimmung, als auch eine Abstimmung des Resonators über Gaskondensation eingesetzt [20–22]. Im Gegensatz zu diesen eher statischen Ansätzen soll in unserem Konzept, mit einem schnellen Mechanismus die Quantenpunktemission in die optische Mode des Resonators geschoben werden, um so dynamisch eine schnelle und deterministische Emission der einzelnen Photonen zu erzwingen. Zu diesem Zweck soll der Quantum Confined Stark Effects (QCSE) [23] ausgenutzt werden. Hierbei wird ein elektrisches Feld über einen Schottky-Kontakt in Sperrrichtung angelegt und so die Emission des Quantenpunktes zu längeren Wellenlängen hin verschoben. Da aber dadurch eine gleichzeitige elektrische Befüllung des Quantenpunktes mit Ladungsträgern nicht möglich ist, sollen diese optisch, direkt am Ort des Quantenpunktes, mittels eines Lichtpulses erzeugt werden. Das Konzept sieht vor, diesen Lichtpuls in einer darunterliegenden, monolithisch integrierten LED zu erzeugen wie in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt.

## 2.6 Überblick

**Kapitel 3 und 4** behandelt den Herstellungsprozess, den Aufbau der Teststrukturen und die Charakterisierungsmethoden der selbstorganisierten Quantenpunkte. Das Kapitel führt in die die grundlegenden elektronischen und optischen Eigenschaften der Quantenpunkte ein und behandelt ferner grundlegende Wachstumsuntersuchungen auf dem InAs/GaAs Materialsystem.

**Kapitel 5** zeigt die Herstellung von Nanostrukturen auf InP(001)-Substrat bzw. dessen gitterangepassten Matrixmaterialien  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ . In diesem Kapitel werden Methoden vorgestellt, um Quantenpunkte in geringer Oberflächendichte und der Emission im optischen C-Band zu ermöglichen.

**Kapitel 6** behandelt photonische Kristalle und Resonatoren auf InP-Basis. Das Kapitel stellt das Design des Kristalls, des Resonators und der Probenstruktur sowie einen Her-

stellungsprozess vor.

**Kapitel 7** stellt das Bauteilkonzept und die Realisierungsmöglichkeiten auf GaAs- und InP-basierenden Materialsystemen vor. Beginnend vom Design über die Prozesstechnologie zu den experimentellen Ergebnissen.



# Kapitel 3

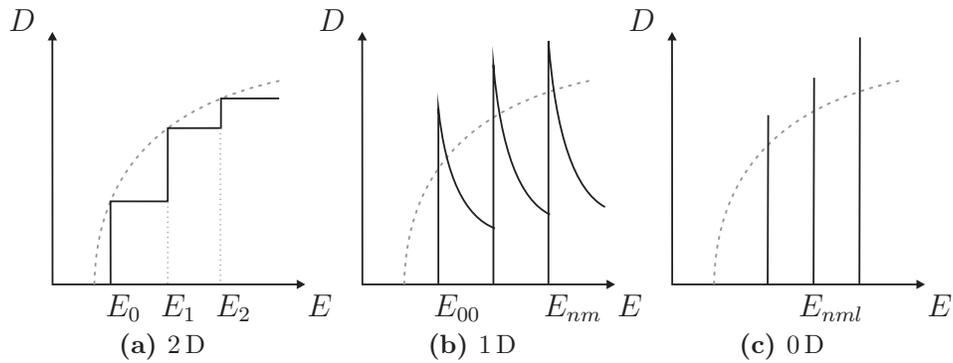
## Grundlagen für das Wachstum und die Charakterisierung von Quantenpunkten

Als Quantenpunkt wird eine Halbleiterheterostruktur bezeichnet, die so klein dimensioniert ist, dass die Bewegung der Ladungsträger in alle drei Raumrichtungen eingeschränkt ist. Für die Herstellung gibt es zwei Ansätze: Zum einen *top-down*, dabei wird eine große Struktur so lange verkleinert, bis sie einen dreidimensionalen Ladungsträgereinschluß gewährleistet. Ein Beispiel hierfür wäre die laterale Strukturierung eines Quantenfilms [24]. Der *bottom-up*-Ansatz hingegen beginnt mit einer kleinen Struktur oder einem Keim, woraus sich aufgrund weiterer Materialanlagerung ein Quantenpunkt bildet. Auf II-VI-Halbleitern basierende Quantenpunkte, die in Lösung wachsen oder III-V basierende Quantenpunkte, die mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt werden, sind Beispiele für den *bottom-up*-Ansatz.

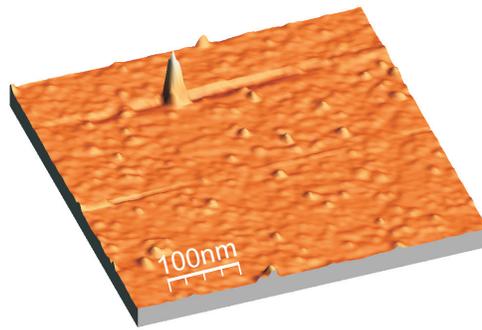
### 3.1 Elektronische Eigenschaften

Das Ergebnis der Einsperrung der Ladungsträger in allen drei Raumrichtungen ist eine vollständige Quantisierung der Energieniveaus und damit eine 0-dimensionale Zustandsdichte wie in Abbildung 3.1c zu sehen ist.

Aufgrund der 0-dimensionalen Zustandsdichte bilden sich nur diskrete Energieniveaus aus. Deshalb werden Quantenpunkte auch als *künstliche Atome* bezeichnet. Da sie in Halbleiterheterostrukturen eingebunden und mit bekannter Halbleitertechnologie bearbeitet werden können, sind die Einsatzmöglichkeiten für Quantenpunkte vielfältig. Sie reichen von Verstärkungsmedium in Lasern oder SOAs [25], über die Erzeugung einzelner Photonen [26] bis hin zur Speicherung und Manipulation von einzelnen Elektronen in elektrischen und magnetischen Feldern. Die Tatsache, dass die Emissionswellenlänge von Quantenpunkten je nach deren Größe und Materialzusammensetzung maßgeschneidert werden



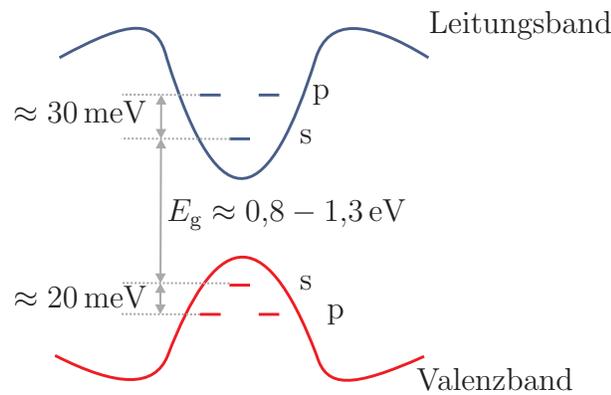
**Abbildung 3.1:** Durch die Einschränkung der räumlichen Freiheitsgrade der Ladungsträger verändert sich die Zustandsdichte  $D(E)$  des Systems. Dargestellt sind die Zustandsdichten für (a) zweidimensionale Quantum Wells, (b) eindimensionale Quantum Wires und (c) nulldimensionale Quantum Dots. Gestrichelt ist jeweils die dreidimensionale Zustandsdichte eingezeichnet.



**Abbildung 3.2:** InAs-Quantenpunkt auf InP-Substrat.

kann, bietet einen großen Vorteil. Die Abbildung 3.2 zeigt eine AFM-Aufnahme einer im Rahmen dieser Arbeit hergestellten InAs/AlGaInAs/InP-Quantenpunktheterostruktur.

Die Lage der elektronischen Energieniveaus von Quantenpunkten hängt von vielen Faktoren ab: Hierbei legen vor allem die Materialverteilung im Quantenpunkt und der Barriere die Energielücke  $E_g$  und die Bandoffsets fest. Des Weiteren wirken sich bei Verspannungen die mechanischen Eigenschaften des Materials aus, welche Gitterdeformationen verursachen und so Einfluss auf die Bandlücke nehmen. Darüber hinaus bestimmt besonders die Größe und Geometrie der Quantenpunkte die Lage der Energieniveaus. Zahlreiche Publikationen beschäftigen sich mit der Modellierung von Quantenpunkten [27–30]. Meist wird dabei von idealen geometrischen Formen wie Pyramiden, Kugeln [31, 32] oder Linsen [33] ausgegangen. Sind Materialverteilung und Geometrie bekannt, können mittels Kontinuumsmechanik



**Abbildung 3.3:** Skizze des Verlaufs der Bandstruktur im Bereich des Quantenpunktes.

oder Valance-Force-Field-Modell die Verspannungen und daraus die piezoelektrischen Felder berechnet werden und damit letztlich das Potenzial in Abhängigkeit des Ortes. Damit ist schließlich die Berechnung der Energieniveaus mittels Effektiver-Massen-Näherung oder Acht-Band- $k \cdot p$ -Theorie möglich. In der Regel ist weder die Geometrie noch die Materialverteilung genau bekannt. Daher ist nicht zu erwarten, dass eine korrekte theoretische Beschreibung für die experimentellen Ergebnisse möglich ist. Allerdings können viele optische Eigenschaften von Quantenpunkten auch anhand einfacherer Modelle verstanden werden.

### 3.1.1 Schalenmodell

Ein Modell, welches am besten die linsenförmige Geometrie der Quantenpunkte im InAs/GaAs-System oder auch die in dieser Arbeit vorgestellten Quantenpunkte im InAs/(GaSb)/AlGaInAs/InP-System berücksichtigt, ist das sog. Schalenmodell [34]. Dabei wird für die  $z$ -Richtung (kleinste Halbachse) ein Kastenpotenzial angenommen und in  $x$ - und  $y$ -Richtung ein parabolisches Potenzial. Diese Annahmen spiegeln qualitativ die Geometrie der Quantenpunkte wieder, welche eine geringe Höhe von je nach Materialsystem 3-12 nm und einen Durchmesser von 20-60 nm besitzen. Die Energieabstände, die durch das Kastenpotenzial gegeben sind, sind dabei viel größer als die des parabolischen Potenzials. In  $z$  Richtung wird daher nur der Grundzustand des Kastenpotenzials berücksichtigt. Die Zustände des harmonischen Oszillators sind in Abbildung 3.3 gezeigt.

Ausgehend von diesem Potenzial kann nun die Schrödingergleichung gelöst werden.

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + \phi(x,y,z) \right) \Psi = E\Psi \quad (3.1)$$

Weil das Potenzial  $\phi(x,y,z)$  als Produkt  $\phi(x,y) \cdot \phi(z)$  geschrieben werden kann, lässt sich auch die Wellenfunktion  $\psi$  als Produkt einer Funktion, die nur von  $z$  abhängt und eines

Teils, der nur von  $x$ - und  $y$  abhängt, darstellen. Für ein parabolisches Potenzial wie:

$$\phi(x,y) = \frac{1}{2}m^*\omega^2(x^2 + y^2). \quad (3.2)$$

ergeben sich dann Energieeigenwerte  $E_{m,n}$  zu

$$E_{n,m} = \hbar\omega(1 + n + m), \quad n,m = 0,1,2\dots \quad (3.3)$$

Diese sind bereits aus der Problemstellung des zweidimensionalen harmonischen Oszillators bekannt. Die Quantenzahlen  $n$  und  $m$  werden zusammengefasst zu  $N = n + m$ . Bezüglich des Drehimpulses sind die Quantenpunktzustände  $(N + 1)$ -fach entartet. Bezüglich des Spins ist jeder dieser Zustände wiederum mit *Spin-up* und *Spin-down* zweifach entartet. Jede dieser Schalen ist somit  $2(N + 1)$ -fach entartet. Analog zur Atomphysik werden die Zustände  $N = 0, 1, 2, \dots$  als  $s, p, d, \dots$ -Schalen bezeichnet.

Aufgrund der oben erwähnten Tatsache, dass die laterale Ausdehnung von Quantenpunkten bei ca. 20-60 nm liegt, wohingegen ihre Höhe etwa um den Faktor 10 kleiner ist, können einfache Abschätzungen über die Lage der Energieniveaus in Abhängigkeit der Quantenpunkthöhe und der Materialzusammensetzung, besonders der Zusammensetzung des Barrierenmaterials (Aluminium zu Galliumverhältnis), über schnelle eindimensionale Simulationen mittels nextnano<sup>3</sup> [35] durchgeführt werden. Die Unsicherheit dieser Berechnung liegt dabei im Bereich der Quantisierungsenergie des harmonischen Oszillators und der Coulombenergie. Er ist aber mit etwa 30 meV geringer als die inhomogene Ensembleverbreiterung des Quantenpunktspektrums, das je nach Emissionswellenlänge bei etwa 100 meV liegt.

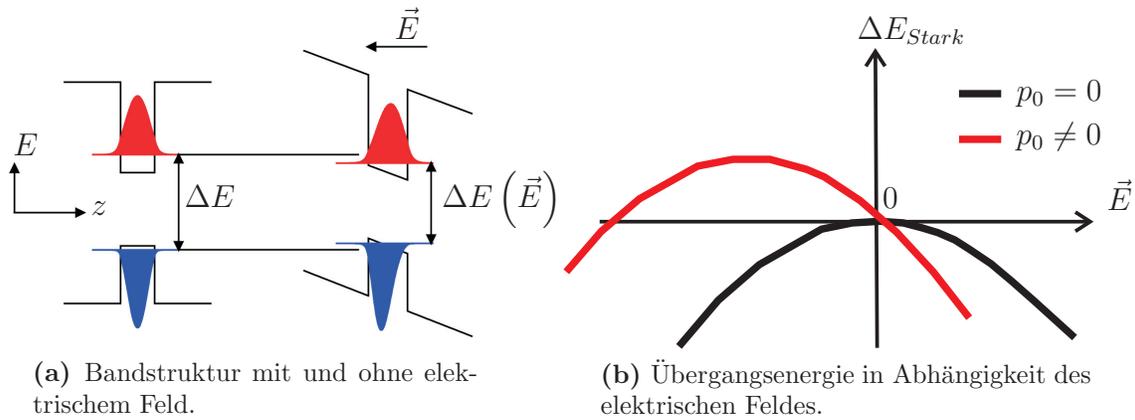
### 3.1.2 Quantum Confined Stark Effect

Die Übergangsenergie im Quantenpunkt kann mit einem elektrischen Feld beeinflusst werden. Dieser Effekt wird als *Quantum Confined Stark Effect (QCSE)* [36] bezeichnet und bietet einen schnellen Mechanismus, um die Quantenpunktemissionswellenlänge zu manipulieren [22, 37]. Die Energie eines Dipols in einem elektrischen Feld und somit die Verschiebung der Übergangsenergie beträgt:

$$\Delta E_{\text{Stark}} = -\vec{p}\vec{E}, \quad (3.4)$$

$\vec{p}$  entspricht dabei dem Dipolmoment und  $\vec{E}$  dem äußeren elektrischen Feld. Ist der Schwerpunkt der Elektron- und der Lochwellenfunktion im feldfreien Fall um  $\vec{s}_0$  gegeneinander verschoben, so besitzt das Exziton ein Dipolmoment  $\vec{p}_0$ . Zum Dipolmoment addiert sich aufgrund der Polarisierbarkeit  $\beta$  des Elektron-Loch-Paares ein zweiter Term:

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \beta\vec{E} \quad (3.5)$$



**Abbildung 3.4:** Der Quantum Confined Stark Effect: Beim Anlegen eines elektrischen Feldes ändert sich die Übergangsenergie des Exzitons.

Das Dipolmoment des Exzitons folgt damit dem elektrischen Feld linear. Für die Energieverschiebung ergibt sich daraus:

$$\Delta E_{Stark} = -\vec{p}_0 \vec{E} - \beta \vec{E}^2. \quad (3.6)$$

Ist kein Dipolmoment vorhanden, ändert sich die Übergangsenergie quadratisch mit dem elektrischen Feld. Dieser Zusammenhang ist schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt. Abbildung 3.4a zeigt die Bandstruktur einmal mit und einmal ohne elektrischem Feld und der dazugehörigen Bandverkipfung. Der Schwerpunkt der Elektron- und Lochwellenfunktion verschiebt sich bei angelegtem elektrischem Feld ins jeweilige Minimum. Je nach Richtung des intrinsischen Dipolmoments des Exzitons bezüglich des äußeren elektrischen Feldes ergibt sich zunächst eine Rot- oder Blauverschiebung wie in Abbildung 3.4b gezeigt.

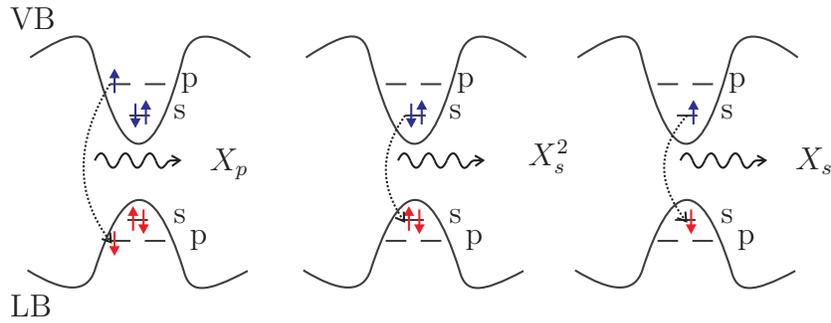
Entscheidend für die Polarisierbarkeit  $\beta$  des Exzitons ist die Höhe  $L$  des Quantenpunktes. Für die Polarisierbarkeit gilt:

$$\beta = \frac{(m_e^* + m_h^*) e^2 \cdot L^4}{\hbar^2} \quad (3.7)$$

Aufgrund der starken Abhängigkeit von der Quantenpunkthöhe, sind möglichst hohe Quantenpunkte vorteilhaft, um einen möglichst großen Abstimmbereich zu realisieren und damit die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, die Quantenpunktemission an die optische Mode zu koppeln.

## 3.2 Optische Eigenschaften

Optische Übergänge finden statt, wenn ein Elektron im Leitungsband mit einem Loch im Valenzband rekombiniert. Letztlich gilt auch hier die bekannte Auswahlregel für den



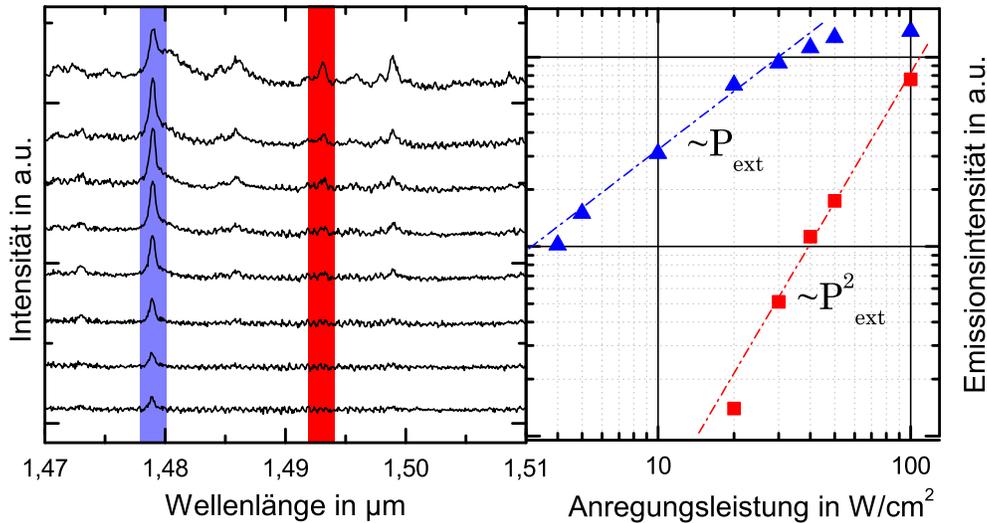
**Abbildung 3.5:** Links emittiert der triexzitonische Zustand der  $p$ -Schale. In der Mitte ist die biexzitonische Emission und rechts die exzitonische Emission aus der  $s$ -Schale dargestellt. Vernachlässigt sind geladene Exzitonen.

Bahndrehimpuls  $l = m - n$  die Regel:  $\Delta l = \pm 1$  [38]. Sie ist schon durch den  $s$ -artigen Charakter der gitterperiodischen Blochwellen im Leitungsband und des  $p$ -artigen Charakters im Valenzband erfüllt. Daher muss für die einhüllende Wellenfunktion, die sich aus dem in Abbildung 3.3 gezeigten Potenzial ergibt, gelten:  $\Delta l = 0$ . Unter Berücksichtigung des Spins ergibt sich für den Gesamtbahndrehimpuls eines Elektrons im untersten Niveau die beiden Einstellungsmöglichkeiten  $J_z = \pm 1/2$  und für das schwere Loch  $J_z = \pm 3/2$ .  $J_z$  bezeichnet dabei die  $z$ -Komponente des Gesamtdrehimpulses, die sich aus der Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls ergibt. So ergeben sich zwei erlaubte Übergänge: Aus  $\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$  ergibt sich jeweils ein  $\sigma^\pm$  zirkular polarisiertes Photon [39]. Diese Auswahlregeln zusammen mit dem Vielteilchenzustand im Quantenpunkt führen zu einer Kaskade von Zerfällen, die, aufgrund unterschiedlicher Coulombwechselwirkung, welche abhängig vom Besetzungszustand ist, alle bei unterschiedlichen Energien stattfinden. An dessen Ende steht der exzitonische Zerfall des letzten Elektron-Loch-Paares. Aufgrund der endlichen Relaxationszeit neuer Ladungsträger in den Quantenpunkt kann jeweils nur ein Zustand innerhalb einer bestimmten Zeit zerfallen, was als *Antibunching* bezeichnet wird. Schematisch ist dieser Zerfall in Abbildung 3.5 gezeigt.

### 3.2.1 Einzelne Quantenpunkte

Je nach Anregungsleistung werden verschieden viele Elektron-Loch-Paare pro Zeiteinheit im Halbleiter erzeugt. Daher ist auch eine unterschiedliche Charakteristik der einzelnen Emissionslinien zu erwarten, je nachdem welches Exziton zerfällt. Ein typisches Mikrophotolumineszenzspektrum einer InAs/AlGaInAs/InP Quantenpunktprobe bei  $1,5 \mu\text{m}$  ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

Die Abbildung 3.6 zeigt mehrere Spektren, aufgenommen bei verschiedenen Anregungsleistungen. Die Lumineszenzintensität zweier ausgewählter Linien in Abhängigkeit der Anregungsleistung ist im rechten Teil der Abbildung gezeigt. Die doppelt logarith-



**Abbildung 3.6:** Spektrum einzelner Quantenpunkte bei verschiedenen Anregungsleistungen und dessen Intensität in Abhängigkeit der Anregungsleistung.

mische Auftragung zeigt zwei verschiedene Charakteristiken für die Linien. Die Exzitonlinie bei 1479 nm steigt linear mit der Anregungsleistung, geht anschließend in Sättigung und nimmt bei hohen Leistungen wieder ab. Die Intensität der Biexzitonlinie bei 1499 nm steigt hingegen quadratisch mit der Anregungsleistung. Dieses Verhalten kann anhand eines einfachen Modells verstanden werden: Es wird davon ausgegangen, dass der Einfang eines Elektron-Loch-Paares unabhängig von den bereits im Quantenpunkt gebundenen Exzitonen ist und ein Quantenpunkt nur mit einer geringen Wahrscheinlichkeit ein Elektron-Loch-Paar einfängt. Dann muss für die Wahrscheinlichkeit  $P$  (in Abhängigkeit der mittleren Besetzung  $\lambda$ ) genau  $n$  Elektron-Loch-Paare im Quantenpunkt zu finden die Poissonverteilung gelten. Die *mittlere* Anzahl der Elektron-Loch-Paare im Quantenpunkt  $\lambda$  ist proportional zur mittleren Anzahl der Elektron-Loch-Paare im Halbleiter und damit auch proportional zur Anregungsleistung.

$$P(n) = \frac{\lambda^n}{n!} \exp(-\lambda) \quad (3.8)$$

Im Falle geringer Anregungsleistung bzw. kleiner mittlerer Exzitonenzahl im Quantenpunkt kann die Gleichung 3.8 um  $\lambda = 0$  entwickelt werden. Daraus ergibt sich, dass die Wahrscheinlichkeit *ein* Exziton zu finden, linear mit der Anregungsleistung ansteigt:  $P(1) \propto \lambda$ . Die Wahrscheinlichkeit  $P(2)$  ein Biexziton zu finden, steigt demnach dann quadratisch mit der Anregungsleistung an:  $P(2) \propto \frac{\lambda^2}{2!}$ .

Ist die Anregungsleistung bzw. die Ladungsträgerdichte im Halbleiter so hoch, dass nach einem Exzitonzerfall, dessen Lebensdauer im ns-Bereich liegt, gleich wieder ein Ladungsträgerpaar in den Quantenpunkt eingefangen wird (die Einfangzeit und

Relaxationzeit liegt im ps-Bereich [40]), so geht die Emissionslinie in Sättigung. Bei noch höheren Anregungsleistungen wird der Quantenpunkt so schnell befüllt, dass er sich immer in einem Multiexzitonenzustand befindet und der reine Exzitonenzustand gar nicht mehr vorkommt. Dies führt zu einem Intensitätsabfall der Exzitonlinie (*Quenchen*). Analoge Überlegungen gelten auch für Biexziton oder Triexziton, allerdings haben solche Multiexzitonenzustände geringere Lebensdauern, wodurch die Effekte der Sättigung und des Quenchens später eintreten.

Entscheidend für das Emissionsspektrum ist auch die Art der Anregung. Der oben genannte Fall gilt für cw-Anregung, d.h. der Quantenpunkt wird ständig neu mit Ladungsträgern befüllt. Wird nun gepulst angeregt, so wird der Quantenpunkt nur einmal mit einem entsprechenden Multiexzitonenzustand befüllt (dessen Mittelwert wie im cw-Fall auch proportional zur Anregungsleistung ist). Danach zerfällt dieser Zustand schrittweise in den Grundzustand. Im Falle hoher Anregungsleistungen sind daher alle Emissionslinien gleich stark und keine Linien werden gequenchet, da jeder Zustand genau einmal unter Aussendung eines Photons zerfällt.

Auch wenn sich aufgrund der  $\delta$ -förmigen Zustandsdichte die Energieniveaus des Quantenpunktes nicht thermisch verbreitern [41], so unterliegt die Emissionslinie doch einigen Verbreiterungen. Die Mindestbreite ist durch die Heisenberg'sche Unschärferelation gegeben, die die endliche Lebensdauer  $\Delta\tau$  des Zustandes mit einer Energieunschärfe  $\Delta E$  verbindet. Diese befindet sich im  $\mu\text{eV}$ -Bereich. Zusätzliche Linienverbreiterungen können durch Temperaturfluktuationen, welche zu einer ständigen Änderung der Lage der Energieniveaus führen [42], Streuung in angeregte Zustände oder fluktuierende elektrische Felder auftreten [43–45]. Solche elektrischen Felder können durch Störstellen im Kristall oder an Halbleiter-Luft-Grenzschichten, wie sie an Mesastrukturen oder photonischen Kristallen auftreten, erzeugt werden. Bei steigender Temperatur tritt eine Verbreiterung der Linien aufgrund der reduzierten Lebensdauer der Zustände wegen Exziton-Phonon-Streuung auf. Die Linienbreite eines GaInAs/GaAs-Quantenpunktes bei Raumtemperatur liegt zwischen 5 und 15 meV [43]. Letztlich ist dies auch die Ursache dafür, dass die Einzelphotonenerzeugung mittels Quantenpunkten nur bei tiefen Temperaturen möglich ist, da bei Verbreiterungen im meV-Bereich die einzelnen Emissionslinien überlappen und daher keine Einzelphotonenemission gewährleistet werden kann. Letztlich sind die Linienverbreiterungen bei tiefen Temperaturen aber meist kleiner als die spektrale Auflösung der in Kapitel 3.4.4 beschriebenen Messapparatur.

### 3.2.2 Das Quantenpunktensemble

Für die Verbreiterung des Photolumineszenzspektrums eines Quantenpunktensembles ist vor allem die Größenfluktuation der Quantenpunkte verantwortlich. Das Photolumineszenzspektrum eines Ensembles von Quantenpunkten kann anhand des folgenden einfachen Modells verstanden werden:

Ausgegangen wird hierbei von einem (unendlich tiefen) sphärischen Potenzialtopf, die Summe der Quantisierungsenergie von Elektron und Loch ist durch folgenden Ausdruck gegeben [46]:

$$E_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu} \frac{1}{r^2} \quad (3.9)$$

$\mu$  stellt dabei die reduzierte effektive Masse von Elektron und Loch dar und  $r$  den Radius des Potenzialtopfes. Unterliegen die Quantenpunkte nun einer Größenfluktuation, kann diese meist mit einer gaußförmigen Verteilung beschrieben werden [47]:

$$P(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_r} \exp \left[ -\frac{(r - R_0)^2}{2\sigma_r^2} \right] \quad (3.10)$$

Dabei ist  $R_0$  der mittlere Radius und errechnet sich aus  $\hbar\omega - E_g - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m} \frac{1}{R_0^2} = 0$ . Letztlich unterliegen die einzelnen Emissionslinien der Quantenpunkte zwar der in Kap. 3.2.1 erwähnten Verbreiterungen, aber diese sind etwa um den Faktor 100 kleiner als die inhomogene Ensembleverbreiterung. Daher kann die Linie eines einzelnen Quantenpunktes  $i$  näherungsweise als  $\delta$ -Funktion dargestellt werden.

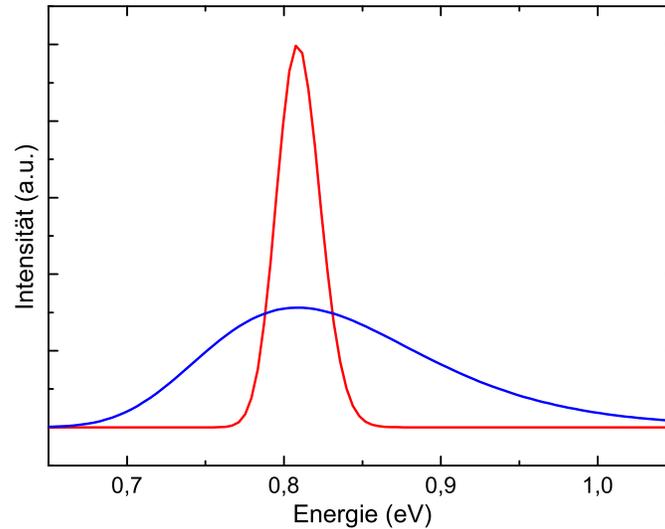
$$i(\omega, r) = \delta(\hbar\omega - E_g - E_0) \quad (3.11)$$

Dabei ist  $\hbar\omega$  die Photonenenergie,  $E_g$  die Bandlücke des Quantenpunktmaterials und  $E_0$  die in Gleichung 3.9 erwähnte Quantisierungsenergie für den sphärischen Potenzialtopf.

Das Spektrum für das gesamte Quantenpunktensemble ergibt sich so aus der Faltung der einzelnen Emissionslinie aus Gleichung 3.11 mit der inhomogenen Verbreiterung aus Gleichung 3.10:

$$I(\omega) \propto \exp \left[ -\frac{\left( \sqrt{\frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu(\hbar\omega - E_g)}} - R_0 \right)^2}{2\sigma_r^2} \right] \quad (3.12)$$

Aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen Quantisierungsenergie und Radius ist nur für kleine Größenfluktuationen das Emissionsspektrum gaußförmig und wird bei größeren Fluktuationen sehr asymmetrisch. Die Abbildung 3.7 zeigt zwei nach Gleichung 3.12 inhomogen verbreiterte Spektren. Deutlich zu erkennen ist, dass für sehr homogene Quantenpunkte die inhomogene Verbreiterung gaußförmig ist. Bei einem Quantenpunktensemble mit einer ausgedehnteren Höhenverteilung hingegen wird das Spektrum sehr asymmetrisch. Darin liegt auch der Grund, warum die einzelnen Schalen  $s, p, d$  nur bei sehr homogenen Quantenpunkten im Ensemble gemessen werden können. Die Quantenpunkte im InAs/GaAs Materialsystem haben Größenfluktuationen unterhalb eines Nanometers und die inhomogene Verbreiterung der  $s$ -Schale liegt bei etwa 10 meV, was wesentlich geringer ist als der energetische Abstand von  $s$ - und  $p$ -Schale von ca. 30 meV. Im



**Abbildung 3.7:** Inhomogene Verbreiterung des Quantenpunktspektrums bei verschiedenen breiten Verteilungen:  $\sigma_r = 0,3$  nm (rot) und  $\sigma_r = 0,7$  nm (blau).

InAs/AlGaInAs/InP Materialsystem hingegen sind die einzelnen Schalen in der Ensemblemessung nicht zu erkennen.

### 3.3 Herstellung der Quantenpunkte

Für die Herstellung von Halbleiterheterostrukturen haben sich vor allem zwei Systeme etabliert. Die metallorganische Gasphasenepitaxie (*Metal Organic Vapour Phase Epitaxy, MOVPE*) und die Molekularstrahlepitaxie (*Molecular Beam Epitaxy, MBE*). MOVPE-Systeme finden aufgrund ihres höheren Durchsatzes vor allem in der Industrie Anwendung. MBE-Anlagen werden wegen ihrer hohen Genauigkeit und der besseren Analysemöglichkeiten vor allem in der Forschung eingesetzt.

#### 3.3.1 Stranski-Krastanov-Wachstum

Quantenpunkte werden im Gegensatz zu den meisten anderen Heterostrukturen, bei denen Schichtwachstum erwünscht ist, im Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus hergestellt [48]. Im Prinzip können mittels Molekularstrahlepitaxie Kristalle in beliebiger Dicke hergestellt werden, sofern die Gitterkonstante von Substrat und epitaxiertem Material identisch ist. Sind die Gitterkonstanten von Substrat ( $a_s$ ) und aufzubringendem Material ( $a$ ) unterschiedlich, passt sich das Gitter dem Substratgitter an, wird aber dabei deformiert. Daher ist die Gitterkonstante des aufgebracht Materials in lateraler Richtung die des Substrates. Die Gitterkonstante in Wachstumsrichtung ( $a_{\perp}$ ) ist je nach Art der Verspannung größer oder kleiner. Die Gitterfehlpassung wird typischerweise angegeben als:

$$\epsilon = \frac{a - a_s}{a_s} \quad (3.13)$$

Die sich dabei aufbauende Verspannungsenergie ist proportional zur Dicke:

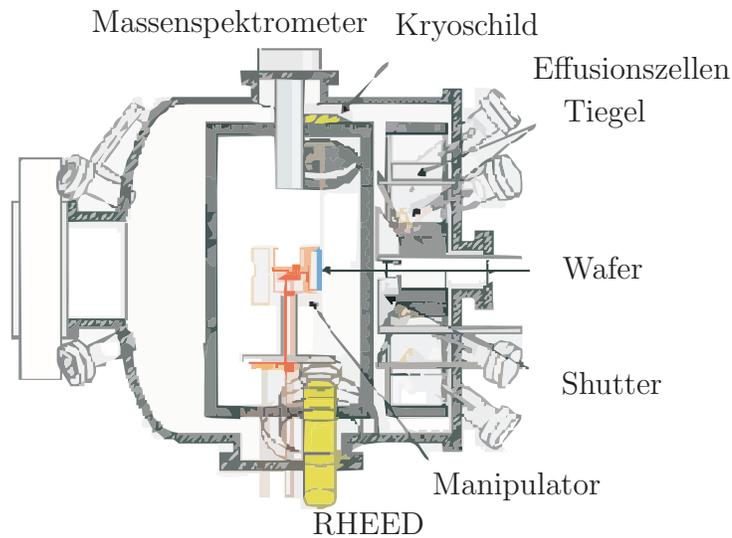
$$E_s \propto \epsilon^2 \cdot d \quad (3.14)$$

Übersteigt die Verspannungsenergie einen gewissen kritischen Wert, können Versetzungen generiert werden, um die Verspannungsenergie abzubauen. Unter bestimmten Wachstumsbedingungen kann es aber auch zu Inselbildung und damit einer versetzungsfreien, d.h. elastischen Relaxation kommen. Besonders niedrige Wachstumsraten und hohe Temperaturen ermöglichen hohe Migrationslängen der ankommenden Atome und begünstigen so die Inselbildung. Auch die im Stranski-Krastanov-Modus hergestellten Inseln sind zumindest bei Beginn der Inselbildung versetzungsfrei [49]. Bei sehr großen Unterschieden in der Gitterkonstante wie im InAs/GaAs-Materialsystem (7%) oder im InAs/InP-Materialsystem (3%) [50], befindet sich die kritische Schichtdicke, d.h. die Dicke bei der die Inselbildung beginnt, im Bereich einiger Monolagen.

### 3.3.2 Molekularstrahlepitaxie

Die im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Proben wurden mittels MBE hergestellt. Bei der verwendeten Anlage handelte es sich um eine Varian MOD GEN 2, der prinzipielle Aufbau einer solchen Anlage ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Bei der Molekularstrahlepitaxie werden verschiedene Metalle und Halbmetalle aus Effusionszellen verdampft und auf einem Substrat abgeschieden [51]. Dieser Prozess findet im Ultrahochvakuum statt ( $10^{-9}$  -  $10^{-11}$  mbar). Aufgrund des niedrigen Druckes ist die mittlere freie Weglänge der Teilchen so groß, dass sie keine Stöße auf dem Weg von der Quelle zum Substrat ausführen. Der niedrige Druck erlaubt außerdem eine hohe Reinheit der Proben ( $< 10^{13} \text{cm}^{-3}$  Verunreinigungen).

Als Materialien befinden sich in der Anlage Al, Ga, In, As, Sb, Te und Si. Durch gesteuertes Öffnen der Shutter wird der Molekularstrahl aus den einzelnen Tiegeln geregelt und es können aus den Rohmaterialien Materialkompositionen in den gewünschten Verhältnissen hergestellt werden. So können Dünnschichten mit genau definierten Übergängen ( $\approx 0,3 \text{ nm}$  Genauigkeit) hergestellt werden. Wichtig dafür ist die Wahl optimaler Wachstumsparameter, wie die Wachstumstemperatur, die Wachstumsrate oder die Bedeckung der Oberfläche mit einem bestimmten Material. Diese können je nach herzustellender Struktur variieren. Eine Besonderheit der hier verwendeten MBE-Anlage ist das Vorhandensein von zwei unterschiedlichen Indiumzellen. Wie sich hier noch zeigen wird, erfordert die Herstellung von InAs-Quantenpunkten auf InP-Substraten sehr kleine Wachstumsraten. Für das Barrierenwachstum kann so eine Indiumzelle mit einer höheren Rate verwendet werden und für das Quantenpunktwachstum die zweite, bei Raten, die um einen Faktor 100 geringer sind als die, die für das Barrierenwachstum notwendig sind. Die gesamte Struktur kann deshalb ohne eine Wachstumsunterbrechung durchgeführt werden, was für eine gute optische



**Abbildung 3.8:** Schematischer Aufbau einer MBE-Anlage [52] mit in-situ-Elektronenbeugungsdiffraktometer (RHEED).

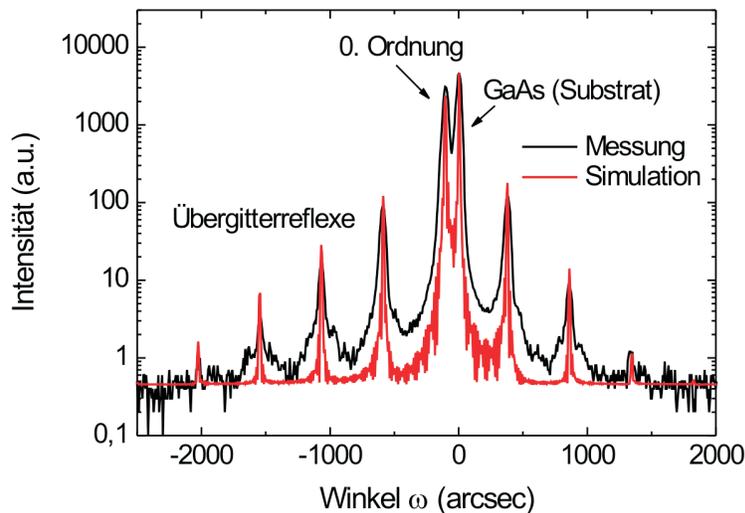
Struktur	Material	Rate
Barriere	In	0,64 ML/s
Barriere	Ga	0,58 ML/s
Barriere	Al	0,55 ML/s
Barriere	As	$13,5 \cdot 10^{-6}$ Torr
Quantenpunkt	In	0,006 ML/s
Quantenpunkt	As	$7,05 \cdot 10^{-6}$ Torr

**Tabelle 3.1:** Typische Wachstumsraten für die Quantenpunktherstellung.

Qualität wichtig ist. Gerade bei den hier verwendeten Wachstumstemperaturen von etwa  $500^{\circ}\text{C}$  würde bei längeren (ab 30 s) Wachstumsunterbrechungen Indium wieder teilweise desorbieren. In Tabelle 3.1 sind die üblichen verwendeten Wachstumsraten für die Epitaxie des Barrierenmaterials und des Quantenpunktmaterials angegeben.

### 3.3.3 Charakterisierung von Heteroschichten mittels Röntgendiffraktometrie

Um die Wachstumsraten der einzelnen Materialien zu bestimmen, bietet sich die Röntgenbeugung (*x-ray diffraction*, *XRD*) an. Ein Röntgendiffraktometer besteht im Wesentlichen aus einer Röntgenröhre und Monochromatoren, die eine möglichst scharfe Linie aus dem Röntgenstrahlungsspektrum filtern sollen. Der Probenstisch und der Detektor können geschwenkt werden, so dass der Auftreffwinkel des Röntgenstrahls variiert. Die aus solchen Messungen erhaltenen Winkel-Röntgenintensität-Diffraktogramme zeigen In-



**Abbildung 3.9:** Röntgendiffraktogramm eines GaInAs/GaAs-Übergitters zur Eichung der Indium- und Galliumwachstumsrate.

terferenzerscheinungen, die Rückschlüsse auf Dicke, Zusammensetzung und Verspannung der Schichten geben. Konstruktive Interferenz der Röntgenstrahlen, die an verschiedenen Netzebenen reflektiert werden, tritt auf, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist.

$$n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin(\Theta_B) \quad (3.15)$$

$\Theta_B$  ist der Winkel zwischen Strahlrichtung und Netzebene,  $d$  bezeichnet den Abstand der Netzebenen.

Für genaue Schichtdickenbestimmungen ist es vorteilhaft, wenn statt Reflektion an wenigen Grenzflächen viele reflektierende Schichten zur Verfügung stehen, da die Messgenauigkeit verbessert werden kann. Daher sind die Eichpegel für die Bestimmung der Wachstumsraten für gewöhnlich Übergitterstrukturen. Für die Bestimmung der Indium- und Galliumrate wird ein Pegel mit einem Übergitter aus GaAs und GaInAs auf GaAs-Substrat epitaxiert. In Abbildung 3.9 ist das entsprechende Diffraktogramm zu sehen. Zu sehen sind die verschiedenen Ordnungen des Übergitters und der Substratpeak, der auf den Nullpunkt festgelegt ist.

Eine wichtige Größe, die sich aus den Übergitterreflexen ermitteln lässt, ist die Übergitterperiodenlänge  $d_{SL}$  [53]:

$$d_{SL} = \frac{\lambda \cdot \sin(\Theta_B + \phi)}{\Delta\omega \cdot \sin(2\Theta_B)} \quad (3.16)$$

Hier bezeichnet  $\phi$  den Winkel zwischen Oberfläche und Netzebenenchar,  $\lambda$  die Röntgenwellenlänge und  $\Delta\omega$  den Abstand zweier Übergitterpeaks.

Aus der 0. Ordnung des Übergitters lässt sich aus der abgeleiteten Bragg-Bedingung eine mittlere, in Wachstumsrichtung verspannte Gitterkonstante  $\overline{a_{\perp}} = \frac{m \cdot a_{\perp GaInAs} + n \cdot a_{GaAs}}{m+n}$  einer Periode mit  $m \cdot a_{\perp GaInAs} + n \cdot a_{GaAs} = d_{GaInAs} + d_{GaAs} = d_{SL}$  des Übergitters aus dem Abstand zum Substratpeak  $\Delta\Theta$  ableiten.

$$\frac{\overline{a_{\perp}} - a_s}{a_s} = -\Delta\Theta \cdot \cot\Theta_B \quad (3.17)$$

Aus  $\overline{a_{\perp}}$  lässt sich wiederum eine relaxierte, mittlere Gitterkonstante  $\overline{a_{rel}}$  mit Hilfe der Elastizitätstheorie ( $\overline{a_{\perp}} = a_{GaAs} + (\overline{a_{rel}} - a_{GaAs}) \frac{C_{11}+2 \cdot C_{12}}{C_{11}}$  mit elastischen Konstanten  $C_{11}$  und  $C_{12}$ ) berechnen. Mittels des Vegardschen Gesetzes kann der Indiumgehalt  $\overline{x_{In}}$  berechnet werden.

$$\overline{a_{rel}} = a_{GaAs} \cdot (1 - \overline{x_{In}}) + a_{GaInAs} \cdot \overline{x_{In}} \quad (3.18)$$

Aus den beiden Größen  $d_{SL}$  und  $\overline{x_{In}}$  kann noch nicht auf die verwendeten Wachstumsraten geschlossen werden. Weil die Dicke der Einzelschichten nicht bekannt ist, ist die Gleichung  $d_{SL} = d_{GaInAs} + d_{GaAs}$  alleine und damit auch  $x_{In}$  nicht eindeutig. Die Röntgenmessung liefert nur eine Speziallösung der Gleichung:

$$\overline{x_{In}} = x_{in,XRD} \frac{d_{GaInAs,XRD}}{d_{SL}} \quad (3.19)$$

Werden die einzelnen Wachstumszeiten berücksichtigt, vervollständigt sich das System. Es werden also die Gleichungen für  $d_{GaInAs} = d_{GaInAs}(x_{In})$  und  $d_{GaAs} = d_{GaAs}(x_{In})$  aufgestellt.

$$d_{GaInAs} = (r_{Ga} + r_{In}) \cdot t_{GaInAs} \cdot a_{GaInAs,\perp} / 2 \quad (3.20)$$

$$d_{GaAs} = r_{Ga} \cdot t_{GaAs} \cdot a_{GaAs} / 2 \quad (3.21)$$

Hier bezeichnen  $r_{Ga}$  bzw.  $r_{In}$  die jeweiligen Wachstumsraten in Monolagen pro Sekunde,  $t$  ist die Wachstumszeit,  $a_{GaInAs,\perp}$  die verspannte Gitterkonstante in Wachstumsrichtung von GaInAs und der Faktor 2 resultiert daraus, dass die Elementarzelle zwei Monolagen hoch ist.

Die Indium- und Galliumgehalte lassen sich als Funktionen der Wachstumsraten in der GaInAs-Schicht darstellen. Aus der Gleichheit der Verhältnisse von Raten und Gehalte:

$$\frac{r_{Ga}}{r_{In}} = \frac{x_{Ga}}{x_{In}} \quad (3.22)$$

zusammen mit

$$x_{Ga} + x_{In} = 1 \quad (3.23)$$

folgt

$$r_{In} = r_{Ga} \cdot \frac{x_{In}}{1 - x_{In}} \quad (3.24)$$

Und damit aus

$$d_{SL} = \frac{1}{2} \left( (r_{Ga} + r_{Ga} \cdot \frac{x_{In}}{1 - x_{In}}) \cdot t_{GaInAs} \cdot a_{GaInAs,\perp} + r_{Ga} \cdot t_{GaAs} \cdot a_{GaAs} \right) \quad (3.25)$$

auch eine Gleichung für die Galliumrate

$$r_{Ga} = \frac{2d_{SL}}{(t_{GaInAs} \cdot a_{GaInAs,\perp} + t_{GaAs} \cdot a_{GaAs}) \cdot \frac{x_{In}}{1 - x_{In}}} \quad (3.26)$$

Diese Gleichung wird unter der Randbedingung, dass

$$\overline{x_{in}} = x_{in} \frac{d_{GaInAs}(x_{in})}{d_{SL}} \quad (3.27)$$

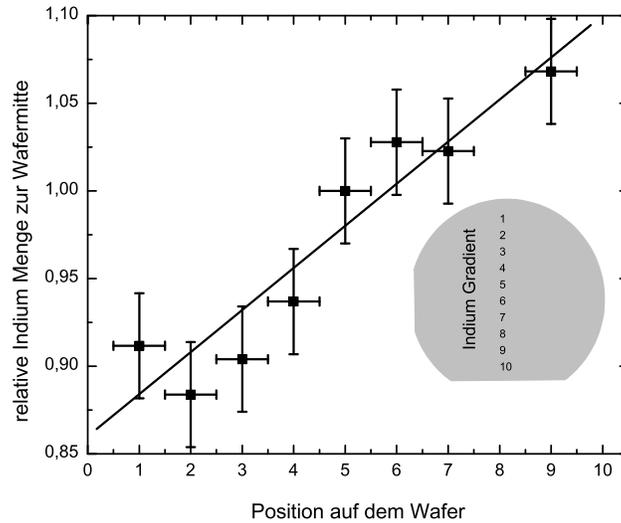
erfüllt sein muss, iterativ durch Wahl der Unbekannten  $x_{in}$  gelöst.  $x_{in}$  führt zur Lösung von  $r_{Ga}$  bzw.  $d_{GaInAs}$  und wird in obige Gleichung eingesetzt und mit dem Ergebnis der Röntgenmessung  $\overline{x_{in}}$  verglichen. Die aus der Röntgenmessung bestimmten Wachstumsraten werden mit den Flüssen, die beim Wachstum der Eichstruktur ermittelt wurden, im sogenannten Fluss-Raten-Verhältnis  $F/R$  zusammengefasst. Die Eichung mittels XRD führt zu einem Fehler von etwa 1 bis 2%, was jedoch ausreichend ist, um reproduzierbar Quantenpunkte herzustellen.

### 3.3.4 Unrotiertes Wachstum

Eine Besonderheit bei der Quantenpunktherstellung ist das unrotierte Wachstum. Während bei der Epitaxie üblicherweise das Substrat rotiert, um eine möglichst homogene Bedeckung über den gesamten Wafer zu erreichen, ist es beim Quantenpunktwachstum aus zwei Gründen von Vorteil die Rotation während des Wachstums anzuhalten. Zum einen kann so der Einfluß verschiedener InAs-Bedeckungen auf einem einzigen Wafer untersucht werden, zum anderen bildet sich gerade bei der Verwendung von höheren Wachstumsraten ein sehr schneller Übergang (einige Prozent des abgeschiedenen Materials, bzw. einige Millimeter auf dem Wafer) zwischen sehr hoher Quantenpunktdichte ( $> 100$  pro  $\mu\text{m}^2$ ) und gar keinen Quantenpunkten. Allerdings sind für die Untersuchung einzelner Quantenpunkte und die Einbettung dieser in Resonatoren nur niedrige Quantenpunktdichten ( $\approx 3$  pro  $\mu\text{m}^2$ ) interessant. Da eine solche Genauigkeit beim Wachstum der Quantenpunktschicht nur schwer zu erreichen ist, kann mit dem unrotierenden Wachstum trotzdem sichergestellt werden, dass auf der Probe eine geringe Quantenpunktdichte vorhanden ist. Die Röntgendiffraktometrieauswertung einer Eichstruktur um den Bedeckungsgradienten zu bestimmen, ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Die Grafik zeigt eine XRD-Auswertung der Indiumverteilung einer unrotiert hergestellten Probe. Zu erkennen ist, dass die Indiumverteilung bei unrotiertem Wachstum um ca. 20% über den Wafer variiert.

### 3.3.5 Probenaufbau

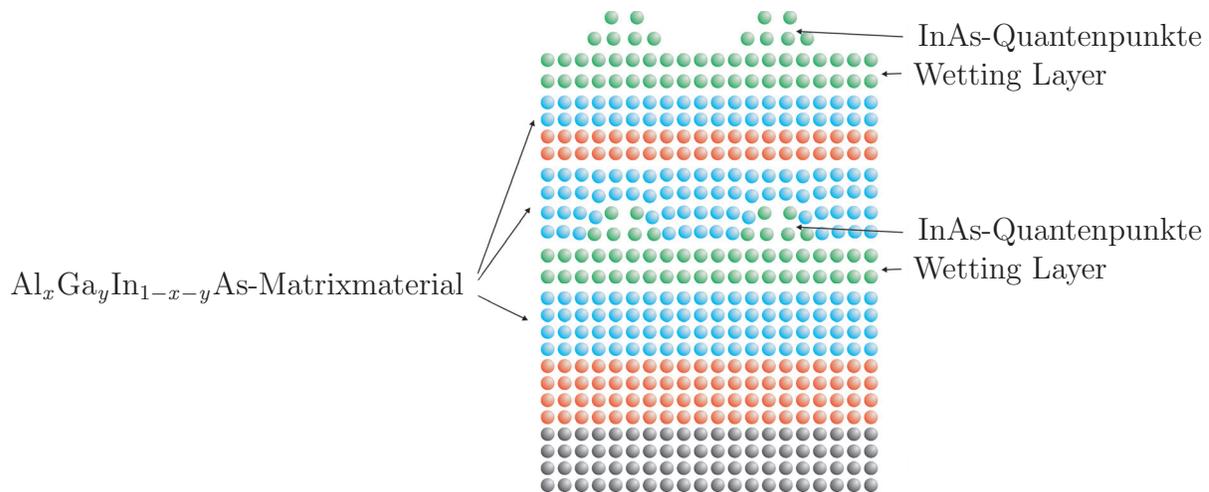
Für die Untersuchung des Quantenpunktwachstums wurde der in Abbildung 3.11 gezeigte Schichtaufbau verwendet. Die Probenstruktur enthält zwei Lagen Quantenpunkte. Die



**Abbildung 3.10:** Eichmessung der Indium2-Quelle auf unrotiertem Substrat.

untere Quantenpunktlage, eingebettet in das Matrixmaterial wird für Photolumineszenzmessungen (PL) verwendet, die Quantenpunktlage an der Oberfläche kann mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) vermessen werden. Mit diesem Design können sowohl optische als auch strukturelle Eigenschaften der Quantenpunkte an der selben Probe vermessen werden. So kann ein Zusammenhang zwischen optischen und strukturellen Eigenschaften festgestellt werden.

Auf das InP-Substrat wird zunächst ein 400 nm dicker  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ -Buffer epitaxiert, um Defekte auf der Waferoberfläche zu bedecken. Anschließend wird als Barrierenmaterial quaternäres  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  gitterangepasst zu InP abgeschieden. Diese Komposition wird im *Digital Alloy*-Modus hergestellt [54]. Dabei werden die beiden ternären Halbleiterverbindungen  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  und  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  mit unterschiedlichen Dicken in kurzen Zeitabständen alternierend aufgewachsen. Dieses Herstellungsverfahren hat den Vorteil, dass auch bei unterschiedlichen Aluminiumgehalten im Buffer und in der Barriere die Temperatur der Aluminiumzelle während des Wachstums nicht verändert werden muss. Um die Mobilität der Indium-Atome zu verbessern, wird als letzte Schicht vor dem Quantenpunktwachstum eine nicht-aluminiumhaltige Schicht aufgebracht [55]. Für einen vollständigen Einschluss der Ladungsträger folgt nach der InAs-Quantenpunktschicht das Barrierenmaterial  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  mit den gleichen Parametern wie zuvor, gefolgt von einer 50 nm dicken Schicht  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ . Diese verhindert ein Abwandern der Ladungsträger an die Oberfläche. Damit die Quantenpunkte an der Oberfläche mit den exakt gleichen Wachstumsbedingungen wie die optisch aktiven Quantenpunkte hergestellt werden, wird ebenfalls das Barrierenmaterial in gleicher Komposition wie zuvor unter die obere InAs-Lage epitaxiert.



**Abbildung 3.11:** Aufbau der Probenstruktur: InP-Substrat (schwarz),  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ -Buffer (rot), gitterangepasste  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ -Barriere und InAs-Quantenpunkte.

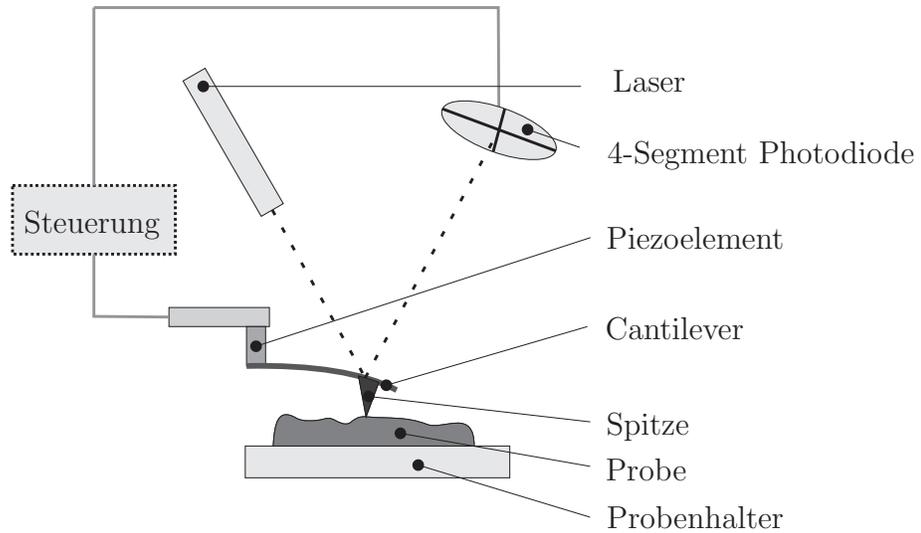
## 3.4 Charakterisierung der Quantenpunkte

Zur morphologischen Untersuchung müssen Strukturen untersucht werden, deren Abmessungen einige Nanometer betragen. Eine mögliche Messtechnik ist die Rasterkraftmikroskopie (*atomic force microscopy*, AFM) [56]. Die optischen Eigenschaften lassen sich durch Photolumineszenzspektroskopie charakterisieren. Die räumliche Auflösung von gewöhnlichen Photolumineszenzmessplätzen liegt allerdings nur im Bereich einiger hundert Mikrometer. Damit wird ein ganzes Ensemble von Quantenpunkten erfasst. Um jedoch einzelne Quantenpunkte oder die Kavität von Nano-Resonatoren zu messen, muss der optische Messbereich stark fokussiert werden. Mit speziellen Objektiven kann das Messfenster bis auf die Größenordnung der Wellenlänge fokussiert werden. Solche Messtechniken werden Mikro-photolumineszenz genannt.

### 3.4.1 Charakterisierung der Morphologie

Die Rasterkraftmikroskopie ermöglicht die Untersuchung von nicht-leitenden Oberflächen mit einer Höhenauflösung im sub-Nanometerbereich. Die laterale Auflösung hängt von der Geometrie der verwendeten Spitze ab und liegt im Bereich von 5-10 nm. Bei den verwendeten AFMs handelt es sich um ein *Scanning Probe Microscope* der Firma *Veeco* und ein *MFP-3D-TM* der Firma *Asylum Research*.

Der Aufbau der AFMs ist schematisch in Abbildung 3.12 dargestellt. Die Krafteinwirkung auf die Probenoberfläche wird über die Spitze aufgenommen, welche aus Silizi-



**Abbildung 3.12:** Schematischer Aufbau eines AFMs.

um besteht und einen Radius von 10 nm an der Stelle der Probe aufweist. Diese Spitze befindet sich auf einem Cantilever, der als Feder wirkt. Die Federkonstante der tapping-mode-Cantilever beträgt typischerweise zwischen 20 N/m und die Resonanzfrequenz liegt bei etwa 250 kHz. Wird nun die Spitze an die Oberfläche angenähert, so wird das ursprünglich harmonische Federpotenzial aufgrund der wirkenden Oberflächenkräfte anharmonisch. Mathematisch werden die zusätzlich wirkenden Oberflächenkräfte durch das *Lenard-Jones-Potenzial* angenähert. Wobei der anziehende Teil die attraktive Van-der-Waals Wechselwirkung zwischen Probe und Spitze beschreibt und der repulsive Teil die abstoßende Wechselwirkung der Elektronenhüllen bei sehr kleinen Abständen.

$$V(r) = \frac{a}{(r - r_0)^{12}} - \frac{b}{(r - r_0)^6}. \quad (3.28)$$

Durch die Annäherung der Spitze wird das Potenzial zunächst erniedrigt und die rücktreibende Kraft geringer. Dies führt zu einer Absenkung der Resonanzfrequenz. Nähert sich die Spitze weiter der Oberfläche, so verursacht der repulsive Anteil des Potenzials eine Erhöhung der Resonanzfrequenz. Die Frequenzverschiebung kann somit als Regelgröße benutzt werden. Dadurch können Kräfte ab  $10^{-12}$  N, was einer Höhendifferenz von  $10^{-12}$  m entspricht, wahrgenommen werden. Letztlich ist die vertikale Auflösung durch das thermische Rauschen der Spitze limitiert, welches größer als 20 pm ist. Die Auflösung in lateraler Richtung wird durch den Radius der Spitze bestimmt und liegt damit bei  $\approx 10$  nm. Diese Eigenschaften zeichnen das AFM für die Oberflächencharakterisierung im Nanometerbereich aus.

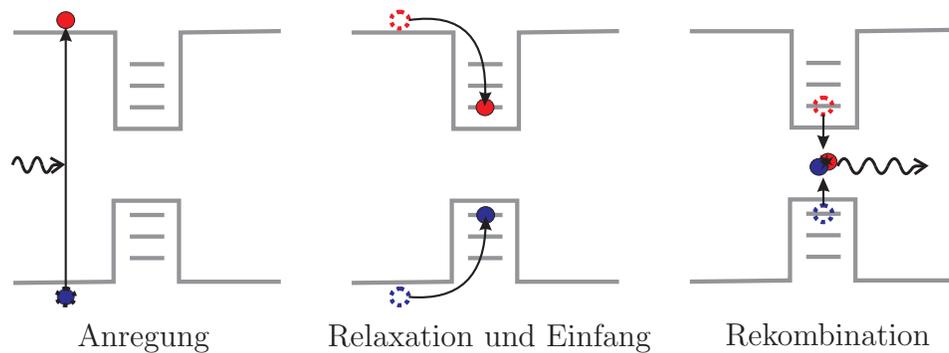


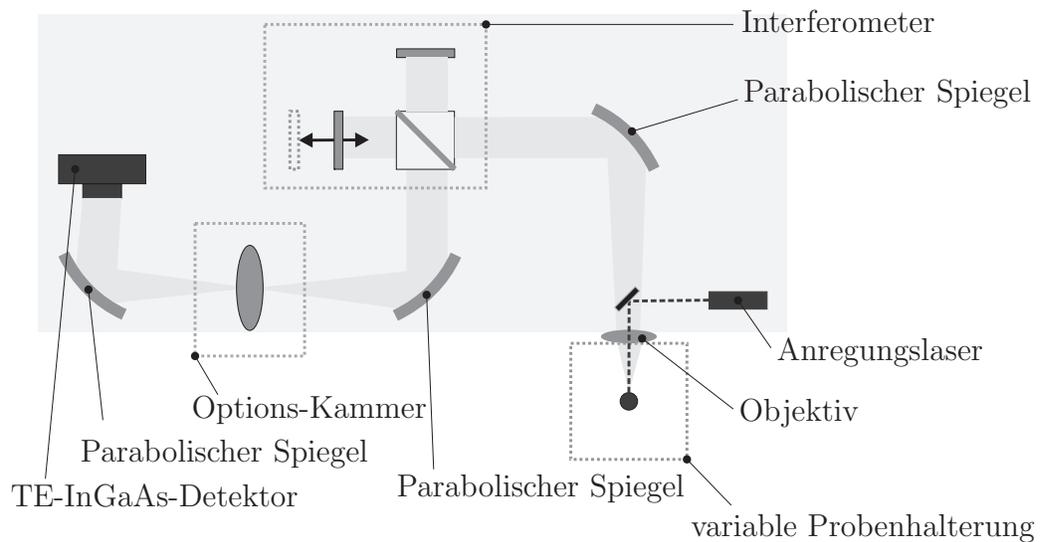
Abbildung 3.13: Der Photolumineszenzprozess.

### 3.4.2 Charakterisierung der optischen Eigenschaften

Bei Photolumineszenz-Experimenten wird die zu messende Probe mit Licht, meist aus einem Laser, bestrahlt. Wenn die Photonenenergie der eintreffenden Photonen größer ist als die Bandlücke der Probe, werden die Photonen absorbiert und erzeugen Elektron-Loch-Paare. Diese Quasiteilchen relaxieren dann in das niedrigste Energieniveau des Halbleiters. Nach der Lebensdauer zerfällt das Exziton und emittiert dabei ein Photon. Der Photolumineszenzprozess besteht also aus Anregung, Relaxation sowie Rekombination und ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Das emittierte Licht, die Lumineszenz, kann spektral analysiert werden und gibt Aufschluss über die Energieniveaus im Quantenpunkt.

### 3.4.3 Fouriertransformierte Infrarotspektroskopie

Für die Charakterisierung von Halbleiterheterostrukturen wie Quantenpunkt-Ensembles oder dielektrische Spiegel kann unter anderem die Fouriertransformierte Infrarotspektroskopie verwendet. Der hier verwendete Messaufbau ist ein *Vertex 70* der Firma *Bruker*, umgebaut für Photolumineszenzspektroskopie. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.14 gezeigt. Als Anregungslaser wird ein frequenzverdoppelter Nd-YAG-Laser eingesetzt, der bei 532 nm emittiert. Die Anregungsleistung kann in 0,5 mW Schritten von 0,5 mW bis 50 mW eingestellt werden. Die von der Probe emittierte Lumineszenz wird in ein Michelson-Interferometer gelenkt. Dort werden die beiden Spiegel verfahren. Die entstehenden Interferenzen werden am Detektor zeitabhängig gemessen und mit der Information der Spiegelposition und Geschwindigkeit wird das Interferenzmuster in das Frequenzspektrum transformiert [57]. Als Detektor wird ein peltiergekühlter TE-InGaAs-Detektor verwendet. Dieser detektiert Licht mit Wellenlängen von 0,78  $\mu\text{m}$  bis 2,5  $\mu\text{m}$ . In dieser Arbeit wird als Probenhalterung sowohl ein Helium-Durchflusskryostat als auch ein Motor-gesteuerter *x-y*-Tisch verwendet. Der Durchflusskryostat ermöglicht Messungen bei tiefen Temperaturen bis hinunter zu 4 K. Wird der Kryostat durch den *x-y*-Tisch ersetzt, können Proben ortsabhängig gemessen werden. Dabei liegt die Auflösung der

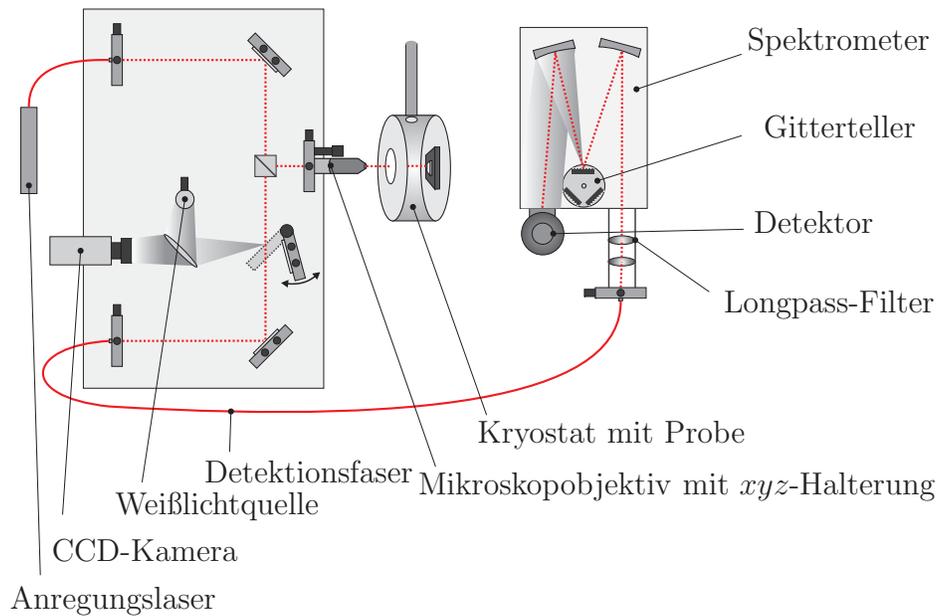


**Abbildung 3.14:** Anordnung der wichtigsten Komponenten des Vertex 70. Sowohl die Probenhalterung als auch die Options-Kammer sind modular konstruiert. Verschiedene Optionen für unterschiedliche Messkonzepte können in kurzer Zeit eingebaut werden.

Tischbewegung im Sub-Millimeter-Bereich. Der Tisch nimmt ganze 2"-Wafer auf, die Software gesteuert gemessen werden können. Die örtliche Auflösung des Messaufbaus ist dabei durch die Fokussierung des Strahles beschränkt. Das Objektiv fokussiert den Lichtkegel der Anregung bis auf einige Hundert  $\mu\text{m}^2$ . Bei Messungen an selbstorganisierten Quantenpunkten bedeutet dies, dass mit dem Aufbau keine einzelnen Quantenpunkte gemessen werden können, sondern nur Quantenpunk-Ensembles.

### 3.4.4 Mikrophotolumineszenz

Ein Mikrolumineszenzaufbau ist die grundlegende Charakterisierungsmethode für die Bestimmung der optischen Eigenschaften von Resonatoren und Quantenpunkten. Schematisch gezeigt wird der verwendete Messplatz in Abbildung 3.15. Der Aufbau ist modular gehalten und ist eine Kombination aus Faser- und Freistrahloptik. Der Anregungslaser ist über eine einmodige Siliziumfaser mit  $6,6 \mu\text{m}$  Kerndurchmesser mit der Freistrahloptik verbunden. Dies ermöglicht ein einfaches Austauschen des Lasers (*cw*-Helium-Neon-Laser mit  $632,8 \text{ nm}$  oder gepulstes *mode-locked*-Lasersystem *Mira Opus* von der Firma *Coherent* mit variabler Wellenlänge im Bereich von  $750 \text{ nm}$  bis etwa  $1000 \text{ nm}$  und fester Pulsfrequenz von  $80 \text{ MHz}$  bei Pulsbreiten im Femtosekundenbereich). Über einen Justierspiegel und den Strahlteiler wird das Licht des Anregungsstrahles durch das Mikroskopobjektiv gelenkt. Das Objektiv ist ein *M Plan NIR* von der Firma *Mitutoyo* und hat eine 100-fache Vergrößerung und eine numerische Apertur von  $NA = 0,55$ . Die hohe numerische Apertur ermöglicht hohe örtliche Auflösungen von etwa  $0,6 \mu\text{m}$  bei  $1 \mu\text{m}$  Wellenlänge und damit

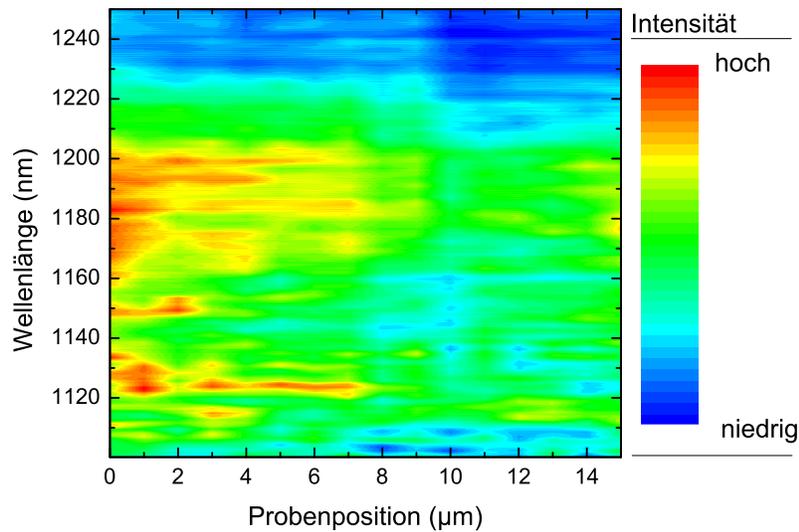


**Abbildung 3.15:** Schematischer Aufbau des Raster-Mikrolumineszenz-Messplatzes.

nah am Bereich der Auflösungsbeschränkung von  $\lambda/2$  in der Fernfeldspektroskopie. Das Objektiv ist in einem Piezo-Modul gelagert, so dass in alle drei Raumrichtungen verstellt werden kann. Dadurch kann die Probe in  $0,5\ \mu\text{m}$  Schritten über einen Bereich von  $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$  im Raster gemessen werden.

Die Probe wird in einem Durchfluss-Kryostaten gelagert und kann bis auf 8 K mit flüssigem Helium abgekühlt werden. Die erzeugte Lumineszenz wird wiederum mit dem Mikroskop eingefangen und über Strahlteiler und einen Justierspiegel in den Auskoppler gelenkt. Als Detektionsfaser wird eine multimodige Siliziumfaser mit  $62,5\ \mu\text{m}$  Kerndurchmesser verwendet. Diese endet in der Einkopplung des Spektrometers, ein *TRIAx* der Firma *Jobin Yvon*. Vor dem Spektrometer wird der Anteil des Laserlichtes, der an der Probenoberfläche reflektiert wird, über einen *Longpass-Filter* herausgefiltert. Im Spektrometer wird das Licht durch ein Gitter spektral zerlegt und über den Detektor, bestehend aus einer Pixelzeile mit 1024 Pixel, gemessen. Die Pixel sind GaInAs-Photodioden, die mit flüssigem Stickstoff auf 172 K gekühlt werden. Dadurch ergibt sich ein Messbereich von 800 nm bis 1580 nm Wellenlänge bei einer Quanteneffizienz von bis zu 80 %.

Die Gitter sind auf einem Drehteller gelagert, der mit drei verschiedenen holographischen Gittern ausgestattet ist. Ein Gitter mit 1200 Strichen/mm mit maximaler Reflexion bei 900 nm Wellenlänge (Blaze-Wellenlänge) für hohe Auflösungen bis zu 0,045 nm. Dieses Gitter bildet 30 nm auf die Detektorzeile ab. Allerdings nimmt die Effizienz bei Wellenlängen größer als 1200 nm stark ab, bedingt durch die Blaze-Wellenlänge. Das zweite Gitter hat 150 Striche/mm und bildet damit einen weiten Wellenlängenbereich

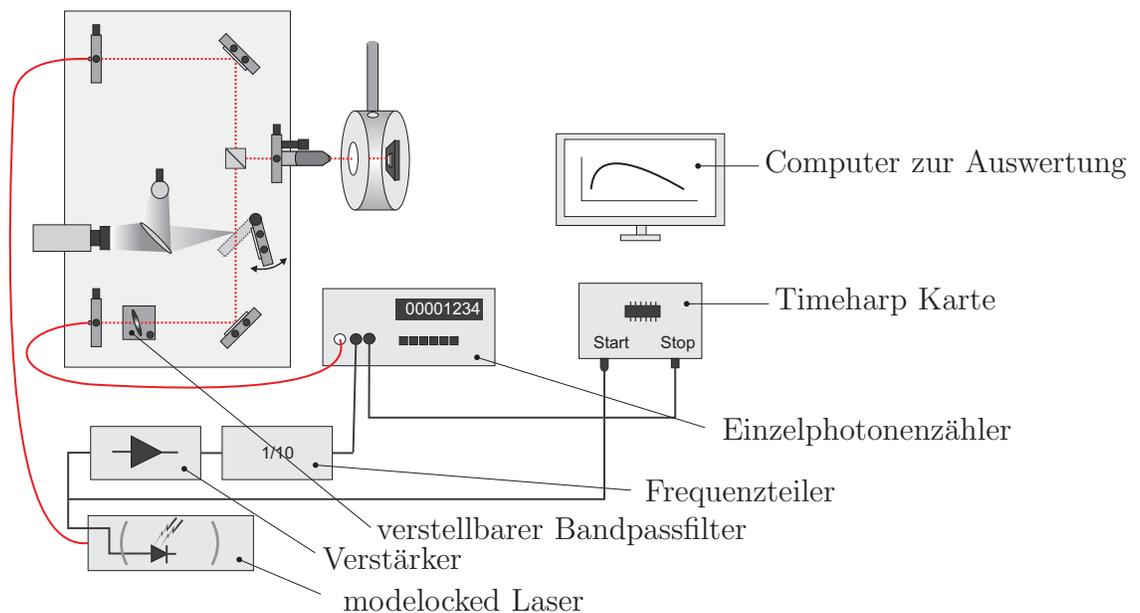


**Abbildung 3.16:** Kartographische Photolumineszenz einer InP-basierten Quantenpunktprobe entlang einer Richtung. Ersichtlich werden verschiedene Emissionszentren der Lumineszenz mit verschiedenen Wellenlängen abhängig von der Position.

(300 nm) auf der Detektorzeile ab. Durch eine Blaze-Wellenlänge von 1200 nm ist auch der vollständige Messbereich des GaInAs-Detektors erschlossen. Für hohe spektrale Auflösungen ist noch ein Gitter mit 600 Strichen/mm eingebaut. Es besitzt seine maximale Reflexion bei 1500 nm. Nominelle Auflösungen von 0,06 nm sind damit erreichbar. Der komplette Aufbau befindet sich auf einem schwingungsgedämpften Tisch und ist mit *Blackout*-Material gegen Streulicht geschützt. Zusammen mit hochstabilen Komponentenhalterungen bleibt der Messaufbau so über eine Stunde örtlich bis auf 1 µm stabil. Als Beispiel ist eine kartographische Messung in Abbildung 3.16, gemessen mit diesem Raster-Photolumineszenzaufbau, gezeigt. Die Abbildung zeigt einzelne Messkurven welche im Abstand von 0,5 µm gemacht wurden. Deutlich zu erkennen sind einzelne Emissionszentren (Quantenpunkte), deren Lumineszenz verschwindet sofern die Probenposition um mehr als 2 µm verändert wird.

### 3.4.5 Zeitaufgelöste Lumineszenz

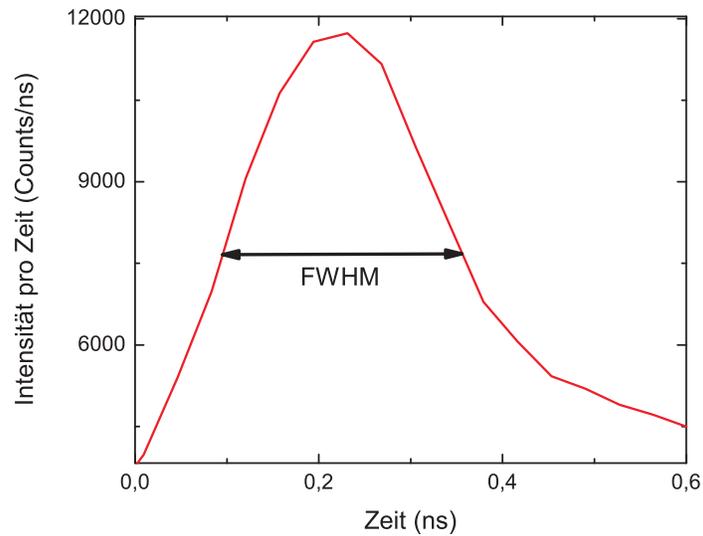
Eine ausschlaggebende Eigenschaft von Quantenpunkten als Applikation für die Einzelphotonenerzeugung ist die Lebensdauer der exzitonischen Zustände. Diese kann über zeitaufgelöste Lumineszenzmessungen bestimmt werden. Dazu wird der Mikrophotolumineszenzaufbau aus Kapitel 3.4.4 modifiziert. Dargestellt ist das modifizierte System in Abbildung 3.17. Angeregt wird die Probe nun mit dem *mode-locked*-Laser bei fester Pulsfrequenz von 80 MHz. Die Lumineszenz wird jetzt aber nicht mehr durch das Spektrometer monochromatisiert, sondern über einer Kombination aus Longpass, Bandpass



**Abbildung 3.17:** Schematischer Messaufbau für zeitaufgelöste Messungen.

und durchstimmbaren Bandpassfiltern. Als Detektionsfaser wird nun eine monomodige Faser verwendet. Die hohen Einkopplungsverluste in Kombination mit den Spektrometerverlusten sind die Gründe warum nicht mit dem Spektrometer monochromatisiert werden kann. Experimentell wurden Verluste von 99% für das Spektrometer mit monomodiger Auskopplung gemessen, welche das Vermessen von einzelnen Quantenpunkten praktisch unmöglich machen.

Die Detektionsfaser endet im Einzelphotonenzähler (*Single Photon Avalanche Diode*, SPAD). Das verwendete Modell ist ein *Id201*, der Firma *Id Quantique*. Für Wellenlängen von 1300 nm oder 1550 nm ist die etablierte Siliziumtechnik nicht mehr geeignet. Diese weist aufgrund der Bandlücke von Silizium nur eine akzeptable Empfindlichkeit bis zu einer Wellenlänge von 1000 nm auf. Die Avalanchediode des *Id201* bestehen dagegen aus GaInAs. Mit Peltierkühlung ist der Bereich maximaler Detektionseffizienz von 25% zwischen 1300 nm und 1600 nm. Das Problem der GaInAs-Detektoren ist das Dunkelrauschen. Um das Rauschen zu verringern, wird der Detektor nicht immer mit Spannung versorgt, sondern nur in einem Zeitfenster, in dem auch ein Photon erwartet wird. Um dieses Zeitfenster zu ermitteln, wird eine im Laser interne Photodiode verwendet, die das optische 80 MHz Signal elektrisch darstellt. Das mit einer Photodiode gemessene Signal hat allerdings eine zu hohe Frequenz und eine zu geringe Amplitude um vom Detektor verarbeitet zu werden. Deswegen wird es zuerst durch einen Operationsverstärker und einem 1 : 10 Frequenteiler geleitet und kommt als 8 MHz *TTL-Signal* an dem Triggereingang des Detektors an. Die Jittereffekte des Operationsverstärkers übersteigen die benötigte Zeitaufösung des Experimentes. Deswegen wird zur Messung des Lasersignals der direkte 80 MHz Ausgang an die



**Abbildung 3.18:** Gemessenes zeitliches Ansprechverhalten des Messaufbaus für zeitaufgelöste Lumineszenzmessungen. Das zeitliche Ansprechverhalten weist eine Breite von 290 ps (FWHM) auf.

Messkarte, eine *Timeharp* der Firma *Picoquant*, angeschlossen. Der Eingang an der Karte wird mit *Start* benannt. Der *Stop*-Eingang wird an den Photonenzählaustrag der SPAD angeschlossen. Diese *Start*- und *Stop*-Impulse werden nun über einen Computer ausgewertet. Der Laser sendet alle 12,5 ns einen Lichtpuls aus. Gleichzeitig gibt die Photodiode im Laser ein Startsignal an die Messkarte. In der Karte läuft die Uhr los und wartet auf das Stoppsignal. In der Zeit regt der Laserpuls mit gewisser Wahrscheinlichkeit ein Exziton an, wie in Abbildung 3.13 gezeigt ist. Wird das Photon ausgesendet und von der SPAD detektiert, so sendet die SPAD das erwartete Stoppsignal an die Messkarte. Die gemessene Zeit wird im Computer gespeichert. Nach 125 ns kann die Messkarte das nächste Stoppsignal vom Detektor erhalten und der Prozess beginnt von vorne. Werden nun alle Ergebnisse aufintegriert, ist zu erwarten, dass ein Zerfall der Form

$$F(t) = F_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.29)$$

resultiert. Hier ist  $\tau$  die Lebensdauer der Exzitonen im Quantenpunkt. Der gemessene zeitabhängige Zerfall besteht aus zwei Teilen: Das zeitliche Ansprechverhalten (*instrumental response function*, IRF) des Messaufbaus und die Lebensdauer des zu messenden Zerfalls. Wichtig dabei ist, dass die Breite der IRF wesentlich kleiner als die Lebensdauer des zu messenden Zerfalls ist. Ein entscheidender Faktor dabei ist zum Beispiel das Jittern der SPAD. Um die IRF zu messen, werden einfach die Laserpulse an der SPAD detektiert. Der Laser selber hat Pulsbreiten im Femtosekundenbereich, die mit diesem Messaufbau nicht auflösbar sind. Die gemessene IRF, dargestellt in Abbildung 3.18, zeigt eine Breite von 290 ps (FWHM) und ist damit unter der Relevanz der zu messenden exponentiellen Zerfallskurve.





# Kapitel 4

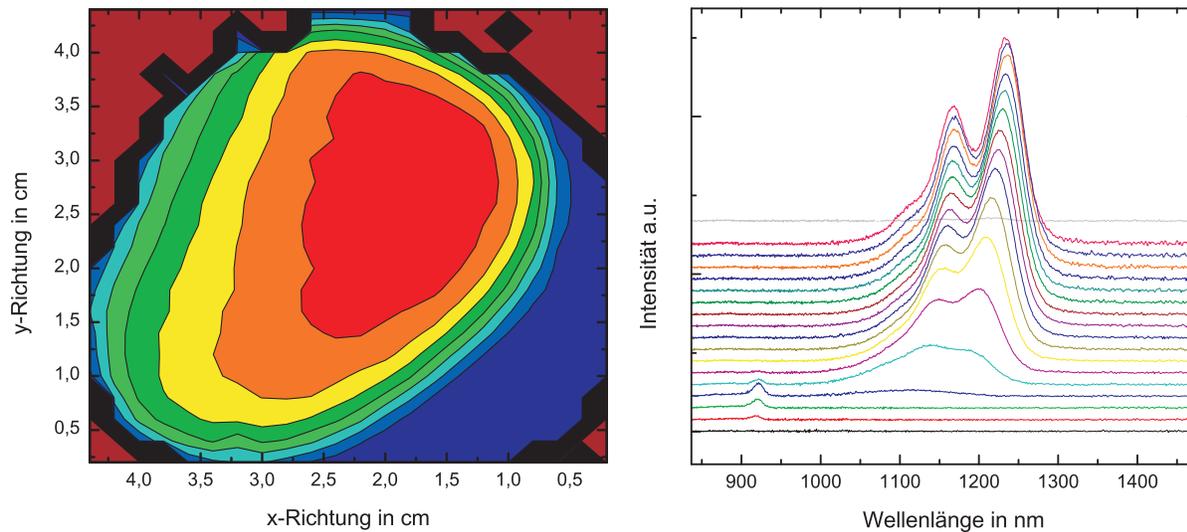
## Quantenpunkte auf GaAs-Substrat

Die Herstellung selbstorganisierter In(Ga)As-Quantenpunkte auf GaAs-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie gehört mittlerweile zur etablierten Halbleitertechnologie [58]. Auf diesem Materialsystem lassen sich sowohl hohe als auch geringe Oberflächendichten je nach Wachstumsparameter herstellen [59, 60]. Aus diesem Grund wurde für die erste Umsetzung des in Kapitel 7 beschriebenen Konzeptes dieses etablierte Materialsystem verwendet, auch wenn es keine Emission bei den für die Telekommunikation wichtigen Wellenlängen von 1,3 bzw. 1,55  $\mu\text{m}$  ermöglicht.

Bei der Herstellung von Bauelementen sollte ein möglichst großer Bereich auf der Waferoberfläche den spezifizierten Anforderungen genügen. Daher wurden auch auf diesem Materialsystem zunächst grundlegende Wachstumsuntersuchungen durchgeführt, um im Gegensatz zu früheren Arbeiten [60–62], eine geringe Quantenpunktdichte auf einem möglichst großen Bereich des Wafers zu erzielen. Im Folgenden werden die Einflüsse der Epitaxieparameter wie InAs-Bedeckung, InAs-Rate und Wachstumstemperatur untersucht. Es wird gezeigt, dass der wichtigste Parameter für einen möglichst großen Bereich geringer Dichte die Wachstumsrate ist. Wird eine sehr geringe Rate verwendet, so kann auf GaAs ein gegenüber Temperatur- und Bedeckungsschwankungen großer stabiler Bereich mit geringer Quantenpunktdichte hergestellt werden.

### 4.1 Einfluß der InAs-Bedeckung

Die InAs-Bedeckung errechnet sich aus der Wachstumsrate multipliziert mit der Epitaxiedauer. Es erscheint auf den ersten Blick naheliegend, dass mit weniger Bedeckung eine geringere Quantenpunktdichte erreicht wird. Kobayashi et al. [63] untersuchten den Zusammenhang zwischen InAs-Bedeckung und der Oberflächendichte der Quantenpunkte. Es zeigte sich, dass ab einer kritischen InAs-Schichtdicke die Quantenpunktdichte sprunghaft ansteigt und in Sättigung geht. Bisher wurden daher die InAs-Quantenpunkte im unrotierten (siehe Kap.3.3.4) Wachstumsmodus mit Bedeckungen im Bereich der kritischen Schichtdicke hergestellt. Aufgrund des sprunghaften Anstiegs der Quantenpunktdichte



**Abbildung 4.1:** Ortsaufgelöste Photolumineszenz. Links ist zweidimensionales Wafermapping einer Quantenpunktprobe gezeigt. Gemessen wurde die Lumineszenzintensität der Quantenpunkte (Rot: hohe Intensität; Blau: keine Intensität). Der Bereich geringer Quantenpunktdichte (hellblau) ist mit Hilfe des zweidimensionalen Wafermappings lokalisierbar. Das Flat des Wafers ist oben. Rechts sind die einzelnen Spektren entlang der Messrichtung vom Flat zur gegenüberliegenden Seite gezeigt.

passiert der Übergang des Bereichs sehr hoher Dichte ( $\approx 100$  pro  $\mu\text{m}^2$ ) zu gar keinen Quantenpunkten auf wenigen Millimetern [60–62].

Die Abbildung 4.1 zeigt ein zweidimensionales Wafermapping einer Quantenpunktprobe, hergestellt mit einer Wachstumsrate von 0,03 ML/s und einer mittleren Bedeckung von 2,5 ML. Die Abbildung zeigt die integrierte Lumineszenzintensität der Quantenpunkte in Abhängigkeit der Position auf der Waferoberfläche. Bei dieser Messung ist deutlich zu erkennen, dass die integrierte Intensität zu den Rändern hin abnimmt und ein schneller Übergang von oben (hoher Intensität) nach rechts unten (keine Intensität) stattfindet. Die integrierte Intensität korrespondiert zur Quantenpunktdichte: Der rot eingezeichnete Bereich hat eine Oberflächenquantenpunktdichte von 60 Quantenpunkten pro Quadratmikrometer und der grün eingezeichnete Bereich eine Dichte von ca. 12 pro Quadratmikrometer. Bei dem hellblauen Bereich ist kaum noch Intensität und im dunkelblauen Bereich ist keine Intensität des QP-Ensembles messbar. In hellblauen Bereich liegt die Dichte bei ein bis drei Quantenpunkten pro Quadratmikrometern und wäre daher für ein entsprechendes Bauteil geeignet. Der Abfall der Quantenpunktdichte zum Waferrand ist dabei auf einen Temperaturgradienten zurückzuführen. Da der Wafer mit Klammern am Rand am Waferhalter befestigt wird, ist der Wafer am Rand ca.  $5^\circ\text{C}$  wärmer als in der Mitte. Der Abfall der Quantenpunktdichte zum unteren Rand ist auf den InAs-Bedeckungsgradienten zurückzuführen. Mittels eines Bedeckungsgradienten durch unrotiertes Wachstum kann zwar ein

Bereich geringer Quantenpunktdichte hergestellt werden, allerdings ist nur ein kleiner Bereich des Wafers nutzbar.

## 4.2 Einfluß der Temperatur

Eine Möglichkeit niedrige Quantenpunktdichten zu erreichen, ist die Migrationslänge der ankommenden Indiumatome zu erhöhen. Unter der Annahme, dass sich innerhalb eines Kreises mit dem Radius der Migrationslänge nur ein Quantenpunkt bildet [59], ergibt sich als Sättigungsquantenpunktdichte:

$$n = \frac{1}{l^2 \pi} \quad (4.1)$$

Die Migrationslänge  $l_{(D)}$  hängt von der Diffusionskonstanten  $D$  und der Diffusionszeit  $\tau$  ab, d.h. der Zeit, die das Indiumatom auf der Probe migrieren kann. Es gilt:

$$l_{(D)} = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (4.2)$$

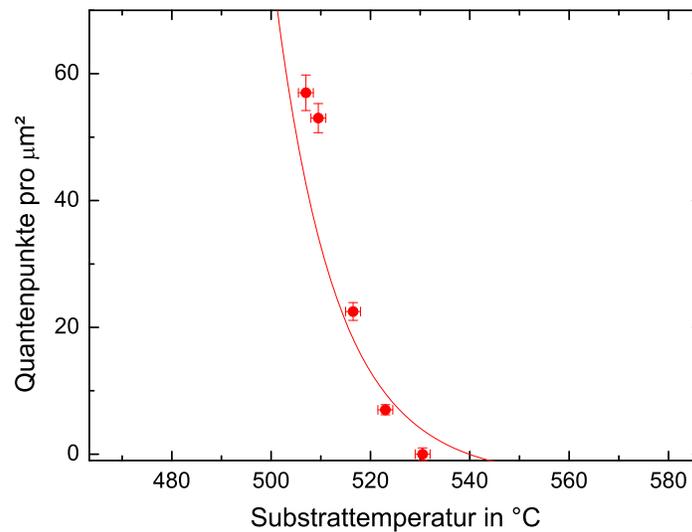
Die Diffusionskonstante  $D$  hängt exponentiell von der Temperatur ab [64]:

$$D = \frac{2k_B T}{h} \cdot e^{\frac{-E_A}{k_B T}} \cdot \frac{a^2}{2}, \quad (4.3)$$

$h$  bezeichnet das Plancksche Wirkungsquantum,  $a$  die Gitterkonstante der Wachstumsoberfläche.  $E_A$  ist die Energiebarriere, die von einem Adatom zum nächsten Gitterplatz überwunden werden muss. Typische Werte für  $E_A$  liegen zwischen 1,3 eV und 2 eV [65]. Der erste Faktor  $\frac{2k_B T}{h}$  wird auch als Vibrationsfrequenz der Adatome bezeichnet. Er berücksichtigt die Temperaturabhängigkeit (Zeit zwischen zwei Gittersprüngen) des Diffusionskoeffizienten [66]. Für die Quantenpunktsättigungsdichte ergibt sich somit:

$$n = \frac{e^{\frac{E_A}{k_B T}}}{\frac{1}{r_{InAs}} 2\pi \frac{k_B T}{h} a^2}. \quad (4.4)$$

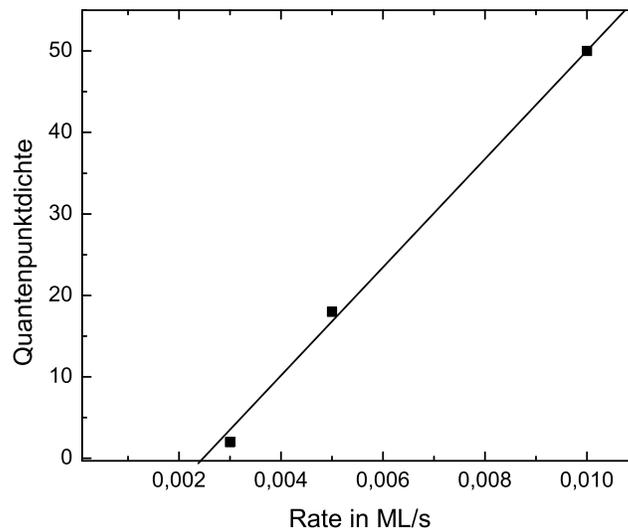
Da aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit kleine Temperaturschwankungen große Änderungen in der Quantenpunktsättigungsdichte zur Folge haben, ist die Temperatur als Regelparame-ter eher ungeeignet. Die Grafik 4.2 zeigt den experimentellen Verlauf der Quantenpunktsättigungsdichte in Abhängigkeit der Temperatur. Der Verlauf wird für höhere Quantenpunktdichten durch dieses einfache Modell wiedergegeben ( $E_A$  angepasst), bei kleineren Quantenpunktdichten und höheren Temperaturen ist der Abfall der Quantenpunktdichte noch stärker, was auf die stärker werdende Desorption zurückzuführen ist, die in der einfachen Betrachtung nicht berücksichtigt wurde. Aufgrund der ansteigenden Desorptionsrate ist es nicht möglich eine Quantenpunktsättigungsdichte mit der Temperatur im Bereich von ein bis drei Quantenpunkten pro Quadratmikrometern einzustellen. Die Desorptionsrate ist auch ein thermisch aktivierter Prozess, der exponentiell mit der Temperatur anwächst und liegt bei ca. 535°C im Bereich der Wachstumsrate von 0,01 ML/s.



**Abbildung 4.2:** Abhängigkeit der Quantenpunktdichte von der Substrattemperatur. Die Durchgezogene Linie ist der Zusammenhang für die Quantenpunktsättigungsdichte aus Gleichung 4.4. Die Bedeckung war bei allen Proben 2,3 ML und die Indiumrate 0,01 ML/s.

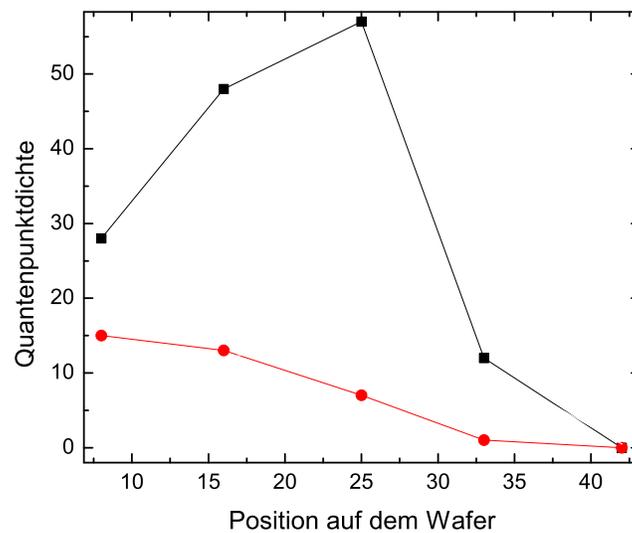
### 4.3 Einflüsse der Rate

Auch die Verwendung niedrigerer Wachstumsraten führen zu längeren Migrationszeiten für die ankommenden Indiumatome und damit zu höheren Migrationslängen. Daher sollte bei niedrigeren Wachstumsraten auch niedrigere Quantenpunktdichten erreicht werden [67]. Die Abbildung 4.3 zeigt den Zusammenhang zwischen verwendeter Wachstumsrate und der Quantenpunktdichte. Die verwendeten Proben haben alle eine Bedeckung von 2,3 Monolagen und wurden bei einer Substrattemperatur von 507°C hergestellt. Wie zu erwarten, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Wachstumsrate und Quantenpunktdichte. Wie bereits im Kapitel 4.1 erwähnt, besitzt der Wafer selbst aufgrund der Art seiner Montage auf den Halter einen Temperaturgradienten von etwa 5°C. Auch ist die genaue Substrattemperatur vom verwendeten Waferhalter abhängig. Da bei niedrigeren Wachstumsraten auch bei niedrigeren Substrattemperaturen gearbeitet werden kann, wirken sich dann kleine Temperaturänderungen weniger stark auf die Quantenpunktdichte aus. Bei der Rate von 0,03 ML/s sinkt bei einer Temperaturerhöhung von 5°C die Quantenpunktdichte von 55 pro  $\mu\text{m}^2$  auf 0 ab, während bei der Wachstumsrate von 0,01 ML/s (siehe Abbildung 4.2) für den selben Abfall eine Temperaturerhöhung von 20°C nötig ist. Letztlich führen niedrigere Wachstumsraten daher zu reproduzierbareren Proben geringer Dichte, da die Wachstumstemperatur immer mit einer Schwankung von einigen °C behaftet ist. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 4.4 deutlich gezeigt. Die Grafik zeigt, dass bei einer Wachstumsrate von 0,03 ML/s (schwarze Kurve) die Quantenpunktdichte aufgrund des Temperaturgradienten (hervorgerufen durch die Waferklammern) vom Waferrand sprunghaft ansteigt und anschliessend aufgrund des InAs-Materialgradienten



**Abbildung 4.3:** Linearer Anstieg der Quantenpunktdichte mit der In-Rate: Substrattemperatur  $T=507^{\circ}\text{C}$ , Bedeckung konstant (2,3 ML), der Schnittpunkt der Geraden mit der  $x$ -Achse bei deutlich höheren Werten als 0 kennzeichnet den Einfluss der Desorption.

siehe Kapitel 4.1 und 3.3.4) im Bereich von 5 Millimetern von 60 auf 10 Quantenpunkte pro  $\mu\text{m}^2$  abfällt. Eine geringe Wachstumsrate (rote Kurve) erlaubt hingegen gleichmäßigeren Abfall der Quantenpunktdichte bei geringer werdender Materialmenge im Bereich von 25-35 Millimetern auf dem Wafer und ist daher auch auf GaAs-Substrat zu bevorzugen. Auch auf InP-Substrat konnten mit der Verwendung niedriger Raten auf großen Bereichen des Wafers niedrige Quantenpunktdichten erzielt werden.



**Abbildung 4.4:** Änderung der Quantenpunktdichte über dem Substrat: Position 0 bezeichnet den Substratrand, der der In-Zelle am nächsten ist. Die schwarze Kurve wurde bei einer Rate von 0,03 ML/s und einer Temperatur von 530 °C hergestellt. Die rote Kurve bei einer geringeren Rate und Temperatur (Rate: 0,01 ML/s; Temperatur 520 °C). Die nominelle Bedeckung ist bei den zwei Proben gleich 2,3 ML.

# Kapitel 5

## Epitaxie von InAs auf InP-Substrat

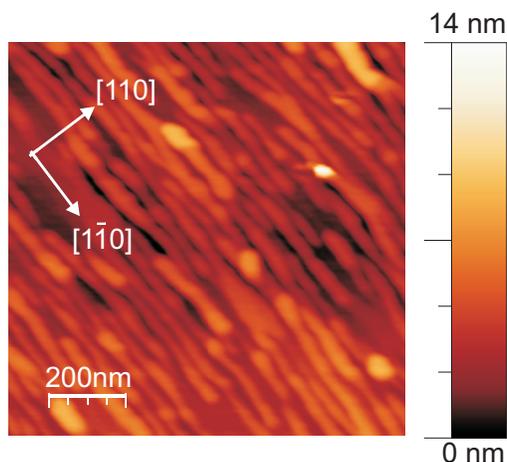
Für eine Einzelphotonenquelle im optischen C-Band ( $1,530\ \mu\text{m} - 1,565\ \mu\text{m}$ ) sind verschiedene Anforderungen an die Quantenpunkte zu stellen:

- Geringe Dichte der Quantenpunkte (ungefähr ein bis drei Quantenpunkte pro  $\mu\text{m}^2$ )
- Emissionswellenlänge zwischen  $1,530\ \mu\text{m}$  und  $1,565\ \mu\text{m}$
- Genügend hohes Einschlusspotenzial der Ladungsträger im Quantenpunkt

Für Emission bei  $1,5\ \mu\text{m}$  ist InP das Substratmaterial der Wahl. InP-basierende Heterostrukturen ermöglichen Emission bei  $1,5\ \mu\text{m}$  [68, 69], allerdings führt die Abscheidung von InAs in der Regel nicht zu den gewünschten Nanostrukturen, wie in Kapitel 5.1 ausführlich dargestellt ist. Eine geringe Oberflächendichte der Quantenpunkte ist Voraussetzung, um gezielt ohne weitere Strukturierung einzelne Quantenpunkte spektroskopisch untersuchen zu können und um einzelne Quantenpunkte an Resonatormoden photonischer Kristalle zu koppeln. Ein hohes Einschlusspotential für die Ladungsträger führt zu einem größeren Abstimmbereich mittels *QCSE*, da die Ladungsträger erst bei höheren elektrischen Feldern aus dem Quantenpunkt tunneln. Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit Wachstumsuntersuchungen, um die optimalen Parameter für geeignete Quantenpunkte zu finden.

### 5.1 Eigenschaften von Quanten-Dashes

Bei der Epitaxie von InAs-Quantenpunkten auf InP(001)-Substrat oder den dazu gitterangepassten Materialien  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  und  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ , bilden sich im Allgemeinen keine Quantenpunkte, sondern sog. Quanten-Dashes, wie in Abbildung 5.1 gezeigt. Sowohl auf InP [70–72], als auch auf  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  und  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  [73–75], relaxiert InAs zu diesen länglichen Strukturen. Die InAs-Quanten-Dash-Strukturen sind für den Einsatz in einer Einzelphotonenquelle ungeeignet, da sie in einer hohen Dichte auftreten und eine starke Größenfluktuation und damit eine große inhomogene Verbreiterung des Emissionsspektrums aufweisen. Zwar besitzen auch einzelne Quanten-Dashes scharfe Emissionslinien,



**Abbildung 5.1:** AFM-Messung einer Probe mit Quantum Dashes. InAs-Bedeckung: 3 ML, Matrixmaterial:  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ .

doch sind solche Spektren nur zu erhalten, wenn sehr kleine Mesostrukturen verwendet werden [76]. Aufgrund der hohen Dichte und des breiten Emissionsspektrums sind die Quanten-Dashes aber als breitbandiger Emitter für die Charakterisierung photonischer Kristallstrukturen geeignet.

### 5.1.1 Strukturelle Eigenschaften

Abbildung 5.1 zeigt eine  $1\ \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahme von InAs-Quanten-Dashes. Gut zu erkennen ist die hohe Liniendichte. Quanten-Dashes entstehen auf indiumhaltigen Oberflächen wie der  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ -Barriere. Auf stark indiumhaltigen Oberflächen [77] relaxiert InAs nicht zu Quantenpunkten, sondern zu elongierten Strukturen, welche entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Kristallrichtung ausgedehnt sind. Die Länge der Quanten-Dashes liegt bei ein bis mehreren hundert Nanometern. Die Breite und Höhe der Quanten-Dashes hängt sehr vom verwendeten Matrixmaterial ab, besonders vom Aluminiumgehalt. So haben Quantum Dashes auf  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  bei einer InAs-Bedeckung von 3 ML eine mittlere Höhe von 12 nm und eine Breite von 40 nm. Wird hingegen  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  als Matrixmaterial verwendet, so besitzen die Strukturen nur etwa die halbe Höhe und Breite. Der Grund für die unterschiedliche Geometrie auf den verschiedenen Matrixmaterialien liegt zum einen in der geringeren Beweglichkeit der ankommenden Indium-Atome auf aluminiumhaltigen Oberflächen, zum anderen wirken sich auch Legierungseffekte aus [74, 78]. Unter anderem spielt der Austausch der Gruppe-III-Elemente eine große Rolle. Da Indium einen höheren Dampfdruck als Aluminium besitzt, reichert sich beim MBE-Wachstum Indium an der Oberfläche von  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  an. Diese Anreicherung wirkt einer Durchmischung mit dem für die Quantenpunkte epitaxierten InAs mit dem Matrixmaterial entgegen. Das Material aus dem sich also die Quanten-Dashes bilden, ist hier fast ausschließlich InAs. Daraus

resultiert eine höhere Gitterfehlpassung zwischen Matrixmaterial und Quantenpunktmaterial, folglich entstehen kleine Strukturen. Da der Dampfdruckunterschied zwischen Gallium und Indium deutlich geringer als zwischen Aluminium und Indium ist, reichert sich Indium an der  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Oberfläche weniger stark an als bei der  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ -Oberfläche. Daher ist die Durchmischung des InAs mit  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  höher. Es ergeben sich Quanten-Dashes, die sich aus GaInAs mit hohem In-Anteil bilden. Die Gitterfehlpassung zwischen Quanten-Dash und Matrixmaterial ist geringer, die Strukturen somit größer.

### 5.1.2 Optische Eigenschaften

Die elektronische Struktur von InAs-Quanten-Dashes auf InP-Substrat kann anhand des Schalenmodells (siehe Kap. 3.1.1) verstanden werden [79]. Entscheidend ist hierbei, dass sich die Krümmungen der parabolischen Potenziale in  $x$ - und  $y$ -Richtung aufgrund der Asymmetrie der Quanten-Dashes unterscheiden. Deshalb sind die  $p$ -Zustände nicht entartet, sondern weichen um einige zehn meV voneinander ab. Die Photolumineszenz von Quanten-Dash-Ensembles weist auch die für Quantenpunktstrukturen typische inhomogene Verbreiterung auf (siehe Kap. 3.2.2). Die Emissionswellenlänge der Quanten-Dashes kann über die Menge des abgeschiedenen Materials oder den Aluminiumgehalt des Matrixmaterials eingestellt werden.

### 5.1.3 Ursache der Dashbildung

Der Bildung von elongierten Strukturen muss eine Asymmetrie in den beiden senkrecht zueinander stehenden Kristallrichtungen (011) und (0 $\bar{1}$ 1) zugrunde liegen. Die in der Literatur gegebenen Begründungen für die asymmetrische Verspannung sind jedoch teils widersprüchlich und erklären nicht alle experimentellen Ergebnisse.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Materialsystemen InAs/GaAs und InAs/InP ist die Gitterfehlpassung: 7% bzw. 3%. Aber diese Diskrepanz kann nicht die alleinige Ursache sein, da mit anderen Herstellungsmethoden (MOVPE) und auf anderen Kristalloberflächen auf InP Quantenpunkt看stum induziert werden kann [73, 80, 81].

Teilweise wird im InAs/InP-Materialsystem der asymmetrische Aufbau der Verspannung auf die Bildung von Gruppe-V-Dimeren an der Oberfläche zurückgeführt [72, 82]. Sowohl an InAs/InP-Grenzflächen, als auch an Oberflächen mit nur einem Gruppe-V-Element, ist die Bildung solcher Dimere bekannt. Unter Arsen-armen Wachstumsbedingungen kann eine teilweise Verbesserung der Morphologie hin zu Quantenpunktähnlicheren Strukturen stattfinden [83]. Allerdings findet im InAs/GaAs-Materialsystem kein richtungsabhängiges Wachstum statt, obwohl auch dort die Bildung solcher Dimere vorkommt.

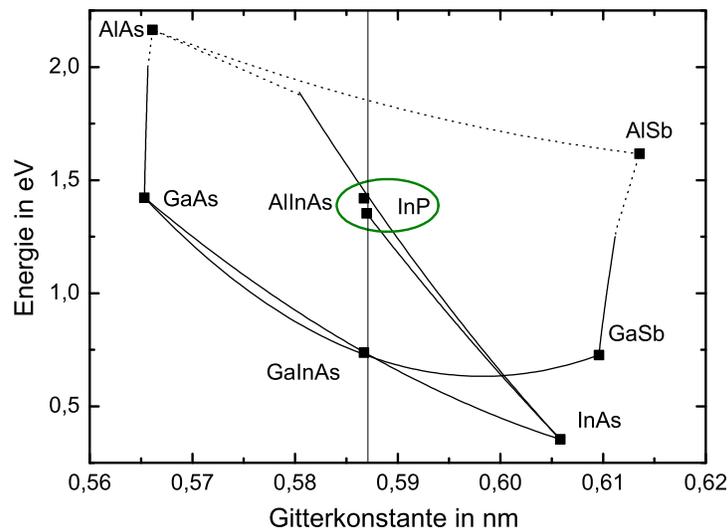
Ein weiterer Unterschied betrifft die Gruppe-III-Elemente. Materialien, die für die Dash-Bildung prädestiniert sind, enthalten Indium. Auch auf GaAs konnte die Dash-Bildung auf stark indiumhaltigen Sublayern nachgewiesen werden [77]. Indium könnte somit eine Hauptursache für das richtungsabhängige Wachstum sein. Aus einigen wissenschaftlichen Veröffentlichungen ist sowohl von InP-Oberflächen als auch von  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  und  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  Oberflächen bekannt, dass Indium dazu neigt anisotrop über die Wachstumsoberfläche zu migrieren und sich als Ketten entlang der  $(0\bar{1}1)$ -Richtung auf der Wachstumsoberfläche anzuordnen [84]. Der hohe Indiumgehalt im Matrixmaterial, der in allen diesen Materialsystemen vorhanden ist, kann daher als Hauptursache für die Dashbildung angesehen werden.

## 5.2 Indiumfreie Wachstumsoberflächen

Um die Bildung von Quanten-Dashes zu verhindern, wäre also eine indiumfreie Wachstumsoberfläche förderlich. Nun stellt sich die Frage, welche Materialien dafür in Frage kommen. Die Abbildung 5.2 zeigt einige ausgewählte III-V-Halbleiterverbindungen in Abhängigkeit ihrer Bandlücke (vertikale Achse) und Gitterkonstanten (horizontale Achse). Das Substrat InP ist grün umrandet. Darauf können nun  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  und  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  als high- bzw. low-Band-Gap-Materialien aufgebracht werden bzw. je nach Aluminium- und Galliumgehalt der  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Legierung, das jeweilige Material mit der Bandlücke zwischen  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  und  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ . Als indiumfreie Wachstumsoberflächen wären gitterangepasste Verbindungen aus AlGaAsSb geeignet. Das folgende Kapitel befasst sich nun mit dem Einfluss dünner indiumfreier Schichten als Wachstumsoberfläche im folgenden *Sublayer* genannt. Sowohl der Einfluss der Verspannung des *sublayers*, als auch der Einfluss der Indiumfreiheit, werden in den folgenden Epitaxieserien analysiert.

### 5.2.1 Einfluss der Verspannung

Um den Einfluss der Indiumfreiheit und der Verspannung der Wachstumsoberflächen auf das Quantenpunktwachstum zu untersuchen, wurden vier Proben mit der in Kapitel 3.3.5 gezeigten Probenstruktur hergestellt. Die Abbildung 5.3 zeigt  $1 \times 1 \mu\text{m}$  große AFM-Messungen von vier Proben hergestellt unter gleichen Wachstumsbedingungen (Thermoelement  $515^\circ\text{C}$ , InAs-Rate  $0,03 \text{ ML/s}$ , InAs-Bedeckung:  $3 \text{ ML}$ , Matrixmaterial:  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ ). Die Abbildung 5.3a zeigt typische InAs-Quanten-Dashes mit einer mittleren Breite von  $45 \text{ nm}$ , einer mittleren Länge von  $250 \text{ nm}$  und einer mittleren Höhe von  $4 \text{ nm}$ . Wird nun ein nur zwei Monolagen dicker, zugverspannter GaAs-Sublayer eingefügt, (siehe Abbildung 5.3b) entstehen sowohl quanten-dashartige Strukturen mit einer mittleren Länge von  $90 \text{ nm}$  als auch quantenpunktförmige Strukturen mit einem mittleren Durchmesser von  $55 \text{ nm}$ , welche entlang der  $0\bar{1}1$ -Kristallrichtung ausgerichtet sind. Dabei ist allerdings davon auszugehen, dass bei einer solch dünnen zugverspannten Schicht die Zugverspannung durch Indiumsegregation aus dem Matrixmaterial teilweise abgebaut wird und die Wachs-

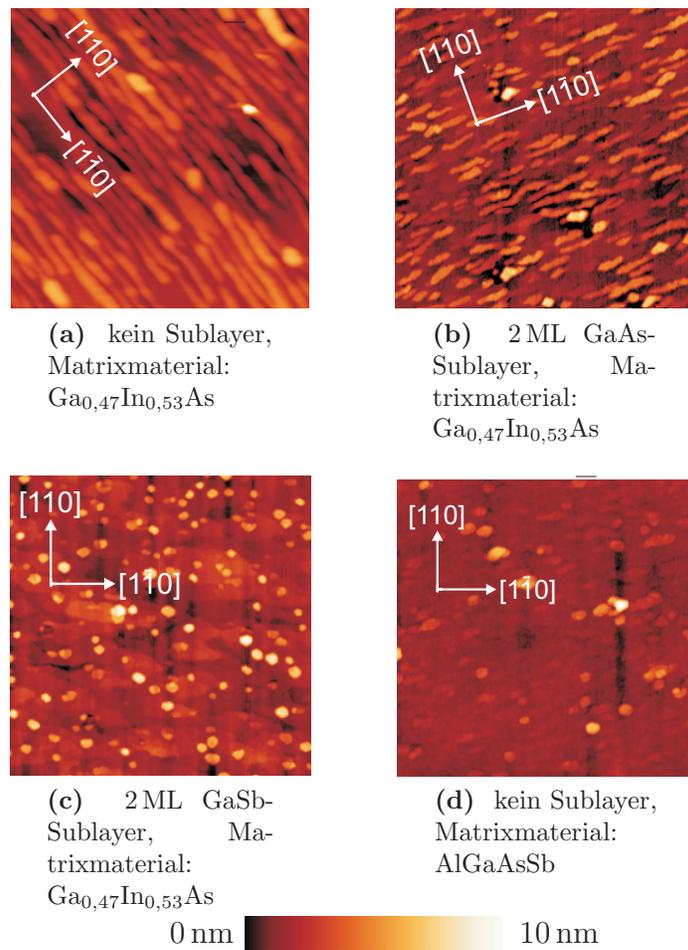


**Abbildung 5.2:** III-V Halbleiterverbindungen in Abhängigkeit von Bandlücke und Gitterkonstante.

tumsoberfläche daher nicht indiumfrei ist [78]. Im Gegensatz zu einem *zugverspannten* Sublayer ändert ein zwei Monolagen *druckverspannter* GaSb-Sublayer die Morphologie der Nanostrukturen erheblich, wie die AFM-Aufnahme in Abbildung 5.3c zeigt. Es bilden sich einzelne Quantenpunkte mit einem Durchmesser von ca. 40 nm und einer mittleren Höhe von 7 nm. Es ist davon auszugehen, dass ein druckverspannter GaSb-Sublayer die Indiumsegregation vom Matrixmaterial an die Oberfläche effektiv verhindert, da sich im Falle der Segregation eine Legierung von GaInAsSb ausbilden würde, welche noch stärker druckverspannt wäre als InAs oder GaSb. Um nun den Effekt der hohen Verspannung des *sublayers* von dem Effekt der indiumfreien Oberfläche zu separieren, wurde 3 ML InAs auf dem indiumfreien Matrixmaterial  $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$  abgeschieden, wie die Abbildung 5.3d zeigt. Auch auf dieser Probe bilden sich Quantenpunkte, die aufgrund des Aluminiumgehalts im Matrixmaterial und der dadurch reduzierten Beweglichkeit der Indiumatome den gleichen Durchmesser aber nur die halbe Höhe aufweisen. Diese Wachstumsstudie belegt, dass eine indiumfreie bzw. -arme Oberfläche die Bildung von Quantenpunkten begünstigt.

### 5.2.2 Einfluss der InAs-Bedeckung

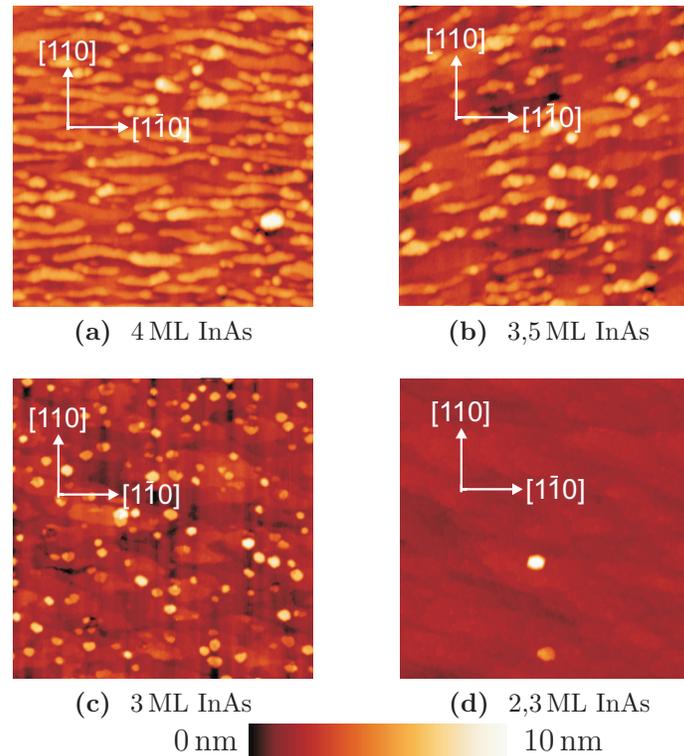
Im folgenden Kapitel wird der Einfluß der abgeschiedene InAs-Menge auf die Geometrie der Nanostrukturen untersucht. Die Abbildung 5.4 zeigt  $1 \times 1 \mu\text{m}$  große AFM-Messungen von mehreren Proben, die bis auf die InAs-Bedeckung unter den gleichen Wachstumsbedingungen hergestellt wurden (2 ML GaSb-Sublayer, Thermoelement  $515^\circ\text{C}$ , InAs-Rate 0,03 ML/s, Matrixmaterial:  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ ). Bei einer InAs-Bedeckung von mehr als 3,5 ML bilden sich zusätzlich zu den Quantenpunkten auch Quanten-Dash-artige Strukturen, wie die AFM-Aufnahme in Abbildung 5.4a zeigt. Unterhalb einer Bedeckung von 3,5 ML bil-



**Abbildung 5.3:**  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahmen von InAs-Nanostrukturen. InAs-Bedeckung: 3 ML. InAs-Wachstumsrate: 0,03 ML/s. Wachstumstemperatur: 515°C Thermoelement.

den sich vorzugweise Quantenpunkte. Die Dichte der Quantenpunkte kann über die abgeschiedene InAs-Menge von 150 Quantenpunkte pro  $\mu\text{m}^2$  (siehe Abbildung 5.4b) bis auf einen Quantenpunkt pro  $\mu\text{m}^2$  bei 2,3 ML InAs-Bedeckung zugeschnitten werden, wie die AFM-Messung in Abbildung 5.4d zeigt. Bei dieser geringe Dichte haben die Quantenpunkte einen mittleren Durchmesser von 40 nm und eine Höhe von 9 nm. Diese Erkenntnisse gelten auch für  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ -Matrixmaterial. Allerdings ist dort die Quantenpunktdichte bei gleicher Bedeckung etwa dreimal so hoch. Die Quantenpunkte weisen den selben Durchmesser bei halber Höhe wie auf  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Matrixmaterial auf. Dieser Effekt ist auch von InAs-Quanten-Dashes auf diesen Materialsystem bekannt. [74]. Die etwa doppelt so hohe Oberflächenrauigkeit von  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  (etwa 0,9 nm) und die reduzierte Beweglichkeit der ankommenden Indiumatome kann nicht komplett mit dem 2 ML dicken GaSb-Sublayer kompensiert werden. Abschließend lässt sich sagen, dass sich auf keiner Probe mit

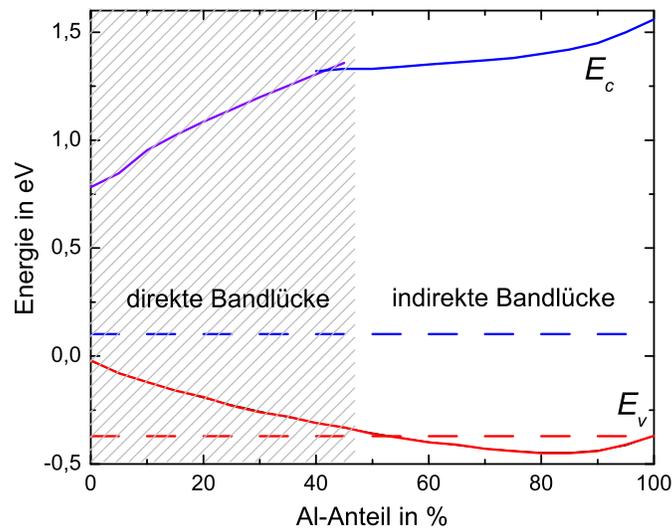
$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ - oder  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ -Matrixmaterial mit den oben genannten Wachstumsbedingungen Quantenpunkte ohne GaSb-Sublayer bildeten. Höhere InAs-Bedeckungen führten auch mit Sublayer zur Bildung Dash-artiger Strukturen. Zusammen mit der Tatsache, dass sich auf dem indiumfreien Matrixmaterial AlGaAsSb Quantenpunkte bildeten, zeigt sich, dass eine möglichst indiumarme Oberfläche für die Bildung von Quantenpunkten insbesondere in niedrigerer Oberflächendichte entscheidend ist.



**Abbildung 5.4:**  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahmen von Oberflächenquantenpunkten mit GaSb Sublayer. Matrixmaterial:  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  InAs-Wachstumsrate: 0,03 ML/s. Wachstumstemperatur:  $515^\circ\text{C}$  Thermoelement.

### 5.2.3 Elektronische und optische Eigenschaften

Zu Beginn dieses Kapitels wurde neben einer geringen Quantenpunktdichte auch die Emission im optischen C-Band ( $1,530 \mu\text{m}$ – $1,565 \mu\text{m}$ ) gefordert. Letztlich kann die Quantenpunktemission über die Bandlücke des Matrixmaterials und die Größe der Quantenpunkte eingestellt werden. Wie schon zuvor dargelegt, bilden sich auf dem indiumfreien Matrixmaterial  $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$  selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte mit einer mittleren Höhe von etwa 4 nm (siehe Abbildung 5.3d). Eine Betrachtung der Bandstruktur und der Leitungs- und Valzenbandoffsets von  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{0,55}\text{Sb}_{0,45}$  und InAs zeigen, dass wegen des hohen Antimongehalts der Barriere das Matrixmaterial einen hohen Valenzbandoffset

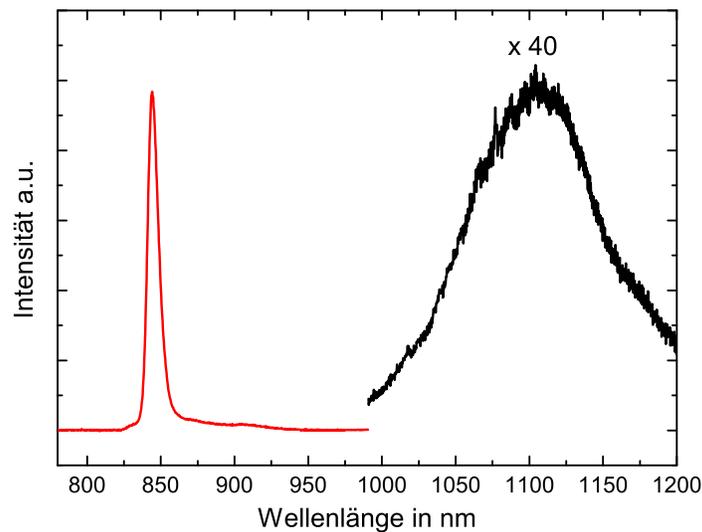


**Abbildung 5.5:** Banddiagramm von auf InP gitterangepassten AlGaAsSb in Abhängigkeit des Al-Gehaltes mit Leitungsband-(blau) und Valenzbandkante (rot). Leitungsbandkante (blau-gestrichelt) und Valenzbandkante (rot-gestrichelt) für InAs.

(relativ zu InAs) besitzt. Die Abbildung 5.5 zeigt die Bandverläufe und Bandoffsets von AlGaAsSb und InAs abhängig vom Aluminiumgehalt (nach den Materialparametern von Vurgaftman et al. [50]). Aus der Grafik geht hervor, dass Typ-I-Quantenpunkte nur bei hohen Aluminiumgehalten zu erwarten sind ( $\leq 52\%$ ). Bei niedrigeren Aluminiumgehalten liegt die Valenzbandkannte von InAs niedriger als die des umgebenden AlGaAsSb, wodurch das Loch im Valenzband und nicht mehr im Quantenpunkt gebunden ist. Bei höheren Aluminiumgehalten bilden sich aber relativ kleine Quantenpunkte bei zugleich großer Bandlücke der Barriere. Daher ist für die Quantenpunkte mit AlGaAsSb-Matrixmaterial keine Emission im optischen C-Band zu erwarten.

Mikro-Photolumineszenzmessungen an den mit GaSb-Sublayer hergestellten Quantenpunkten ergaben nur schwache Photolumineszenz. Die entsprechende Messung ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Wie aus der Messkurven ersichtlich, ist das Signal des umgebenden Matrixmaterials ( $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ ) hier ca. um den Faktor 40 stärker als das Signal der Quantenpunkte. Im Vergleich dazu ist bei InAs-Quantenpunkten in GaAs-Matrixmaterial bei gleicher Quantenpunktdichte und vergleichbarem Probenaufbau die Photolumineszenzintensität von Matrixmaterial und Quantenpunkten in dergleichen Größenordnung.

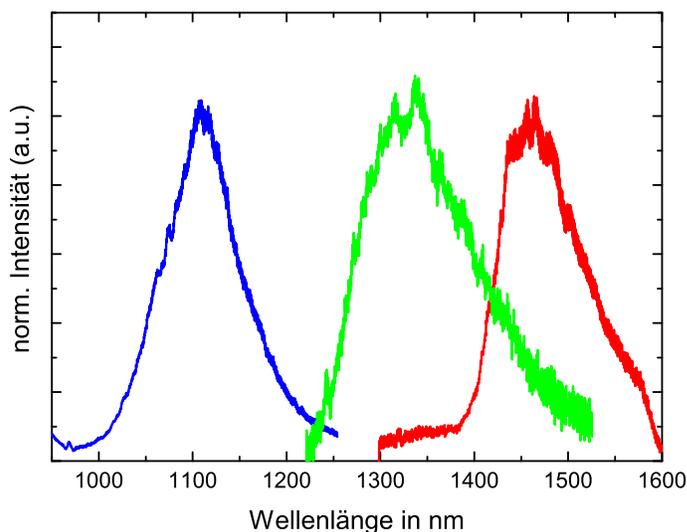
Neben der schwachen Intensität einerseits, zeigen die Emissionsspektren von Proben mit geringer Oberflächendichte nicht die erwarteten spektralen Eigenschaften, die für einzelne Quantenpunkte zu erwarten wären (siehe Abschnitt 3.2.1): spektral scharfe Emissionslinien, Exziton- und Biexzitonlinien und Sättigungsverhalten bei höheren Leistungen. Allerdings ist das Spektrum von der Messposition auf dem Wafer abhängig,



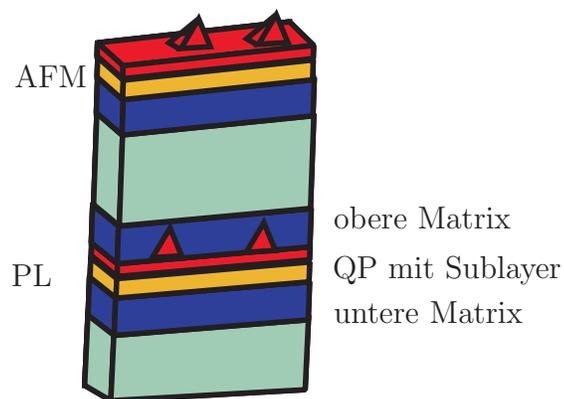
**Abbildung 5.6:** Photolumineszenz einer Quantenpunktprobe mit einer Flächendichte von ca.  $40\text{-}50\ \mu\text{m}^2$ . Die Photolumineszenzintensität der Quantenpunkte (schwarz) ist ca. um den Faktor 40 schwächer als die des AlInAs-Matrixmaterials (rot).

was für die Emission aus Quantenpunkten spricht.

Verschiedene Proben wurden hergestellt, um den Ursprung der Emission zu klären. Die Abbildung 5.7 zeigt das Emissionsspektrum von Proben mit unterschiedlichem oberem und unterem Matrixmaterial. Der Probenaufbau ist schematisch in Abbildung 5.7b gezeigt und besteht aus zwei Quantenpunktlagen für Photolumineszenzmessungen und Messungen mittels Rasterkraftmikroskopie. Die Probe ist eingebettet in  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  (grün). Jeweils 2 nm oberhalb und unterhalb der Quantenpunkte wurde als obere und untere Matrix  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  bzw.  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  verwendet. Quantenpunkte, die in  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  als oberem und unterem Matrixmaterial eingebettet sind, haben eine Emissionswellenlänge um 1500 nm. Ein Wechsel des oberen Matrixmaterials zu  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  verursacht eine Blauverschiebung von 200 nm (0,12 eV) hin zu 1300 nm. Für  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  als oberes und unteres Matrixmaterial emittieren die Quantenpunkte bei 1100 nm, was einer Blauverschiebung um weitere 200 nm (0,19 eV) entspricht. Im ersten Fall liegt der Grund für die Energieverschiebung in der größeren Bandlücke der Barriere beim Wechsel des oberen Matrixmaterials, was zu einem tieferen Potenzialtopf und damit zu einer höheren Quantisierungsenergie im Quantenpunkt und Wetting-Layer führt. Bei einem Wechsel des unteren Matrixmaterials von  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  zu  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  bilden sich darüber hinaus kleinere Quantenpunkte (siehe Abschnitt 5.2.1), was zusätzlich die Quantisierungsenergie erhöht. Zwar zeigen Mikrophotolumineszenzmessungen, dass die Form des Spektrums von der Position auf der Probe abhängt, was für Lumineszenz aus Quantenpunkten spricht. Allerdings sind alle Spektren mit einem breiten Untergrund überlagert.



(a) Photolumineszenz der Quantenpunkte für verschiedene Matrixmaterialien.  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  als oberes und unteres Matrixmaterial (blau),  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  als unteres und  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  als oberes Matrixmaterial (grün),  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  als oberes und unteres Matrixmaterial (rot).

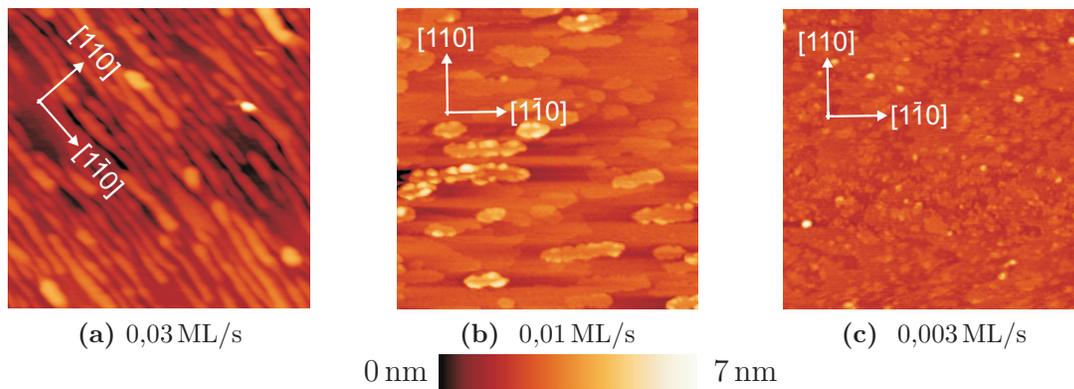


(b) schematische Probenstruktur

**Abbildung 5.7:** Photolumineszenz von GaSb-Sublayer basierenden Quantenpunkten in Abhängigkeit des Matrixmaterials mit der dazugehörigen Probenstruktur.

Die Proben zeigen zusätzlich zu der Emission, die vom Matrixmaterial abhängig ist, einen vom Matrixmaterial unabhängigen langwelligen breiten Untergrund (1500 nm,  $\text{FWHM} \approx 200$  meV), der in Mikrophotolumineszenzmessungen keine Ortsabhängigkeit zeigt und auch auf Proben ohne Quantenpunkte (InAs-Menge unterhalb der kritischen Schichtdicke) vorhanden ist. Die Ursache dieses Untergrundes könnte in Entmischungsphänomenen liegen, die im Materialsystem GaInAsSb relativ ausgeprägt sind [85]. Der Untergrund tritt nur in Proben mit reinem GaSb-Sublayer auf. Wird der GaSb-Sublayer in 4 nm  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  eingebettet (d.h. wie die Probenstruktur in Abbildung 5.7b, nur ohne InAs), so beträgt die Halbwertsbreite 250 meV. Die Halbwertsbreite nimmt bis auf 300 meV zu, sofern Aluminium als zusätzliches Element in das Matrixmaterial um den Sublayer eingebracht wird. Letztlich bildet sich bei der Zugabe von Aluminium im Mittel ein quaternäres Material, was die Entmischung begünstigt und zu einer Zunahme der Halbwertsbreite führt.

Aufgrund der oben beschriebenen optischen Eigenschaften, eignen sich die Quantenpunkte auf GaSb-Sublayer nicht für die Einzelphotonenerzeugung, da es nicht möglich ist die Lumineszenz eines einzelnen Quantenpunktes von dem Untergrund zu isolieren. Dennoch wurden durch die angestellten Wachstumsuntersuchungen wichtige Erkenntnisse bezüglich einer möglichst indiumarmen Oberfläche für das Quantenpunktwachstum



**Abbildung 5.8:**  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahmen von Oberflächenquantenpunkten hergestellt bei verschiedenen InAs-Wachstumsraten. InAs-Bedeckung: 2,5 ML.

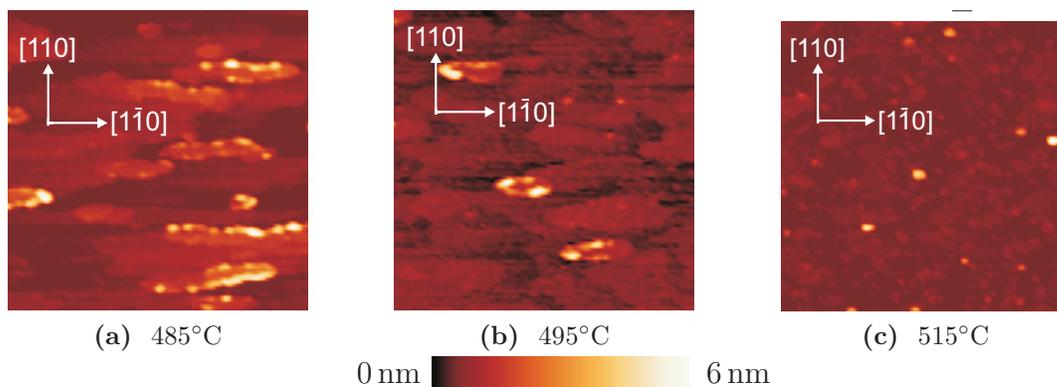
gewonnen.

## 5.3 Herstellung von Quantenpunkten mit äußerst niedrigen Wachstumsraten

Das Ziel der folgenden Wachstumsstudien (Probenaufbau siehe Abschnitt 3.3.5) war es, einen Parameterraum zu finden, der zu einer geringen Segregation von Indium aus dem Matrixmaterial an die Oberfläche führt, um eine möglichst indiumarme Oberfläche zu realisieren. Zugleich soll aber eine hohe Migrationslänge der Indium-Atome auf der Oberfläche gewährleistet sein, um eine geringe Quantenpunktdichte zu erzielen.

### 5.3.1 Einfluss der Wachstumsrate

Der Einsatz äußerst geringer Wachstumsraten erlaubt die Verwendung einer relativ geringeren Wachstumstemperatur bei gleichzeitig langer Migrationszeit und damit hoher Migrationslänge der ankommenden Indium-Atome. Die Abbildung 5.8 zeigt AFM-Messungen von drei Proben hergestellt mit unterschiedlichen InAs-Wachstumsraten, ansonsten aber gleichen Wachstumsparametern. Ein Übergang von Dash-artigen Strukturen bei hoher Rate (Abbildung 5.8a) von 0,03 ML/s hin zu quantenpunktähnlichen Strukturen, wie sie in Abbildung 5.8b gezeigt sind, ist deutlich zu erkennen. Bei der extrem niedrigen Wachstumsrate von 0,003 ML/s bilden sich schließlich Quantenpunkte in geringer Oberflächendichte von 1-3 pro  $\mu\text{m}^2$  mit einem Durchmesser von 30 nm und einer Höhe von 4 nm. Die Abbildung 5.8 zeigt auch, dass unterhalb einer Rate von 0,01 ML/s die Dichte der größeren Strukturen stark abnimmt. Da bei sehr geringen Raten der Effekt der Indiumdesorption von der Oberfläche eine immer größere Rolle spielt, hat sich als

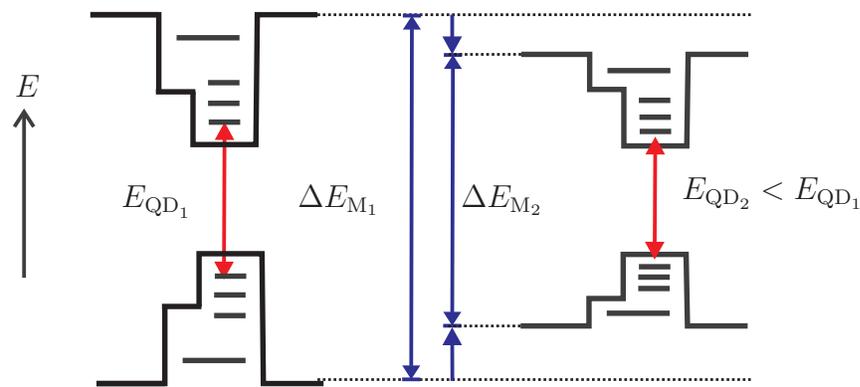


**Abbildung 5.9:**  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahmen von Oberflächenquantenpunkten hergestellt bei verschiedenen Wachstumstemperaturen. InAs-Bedeckung: 2,1 ML, Rate: 0,006 ML/s.

ideal die Wachstumsrate von 0,006 ML/s erwiesen. Die Migrationslänge der Indiumatome ist sehr groß, zugleich spielt die Desorptionsrate noch keine große Rolle.

### 5.3.2 Einfluss der Wachstumstemperatur

Wie schon bereits in Abschnitt 4.2 ausgeführt wurde, hat die Wachstumstemperatur entscheidenden Einfluss auf die Migrationslänge der Indiumatome. Die Abbildung 5.9 zeigt AFM-Messungen verschiedener Proben, hergestellt mit der optimalen Wachstumsrate von 0,006 ML/s, aber unterschiedlichen Pyrometertemperaturen. Mit Erhöhung der Temperatur steigt die Mobilität der Indium-Atome und damit ihre Migrationslänge. Bei Temperaturen um  $485^\circ\text{C}$  bilden sich hauptsächlich Dash-Strukturen mit einer Länge von einigen hundert Nanometern und einer Höhe von etwa 4 bis 5 nm aus. Die AFM-Messung zeigt aber, dass sich diese dash-artigen Strukturen, von denen, die mit hoher Wachstumsrate hergestellt wurden, unterscheiden. Die Flächendichte, der in Abbildung 5.9a gezeigten Strukturen, ist geringer, auch sind diese Quanten-Dashes in der Breite weniger homogen als die bei hohen Raten hergestellten Strukturen. Mit zunehmender Temperatur steigt die Migrationslänge der Indiumatome, demzufolge sinkt die Dichte der Nanostrukturen und es bilden sich Nanostrukturen aus mehreren aufgereihten Quantenpunkten mit einer Höhe von 4 bis 5 nm, wie die Messung in Abbildung 5.9b zeigt. Bei der Wachstumstemperatur von  $515^\circ\text{C}$  bilden sich schließlich einzelne Quantenpunkte in geringer Oberflächendichte mit einer Höhe von 4 nm und einen Durchmesser von ca. 30 nm, wie in Abbildung 5.9c zu sehen ist. Bei noch höheren Temperaturen ist eine nicht mehr zu vernachlässigende Desorptionsrate zu erwarten (siehe Kapitel 4.2) und damit kleinere Quantenpunkte. Als optimale Temperatur hat sich daher eine Pyrometertemperatur von  $515^\circ\text{C}$  herausgestellt.



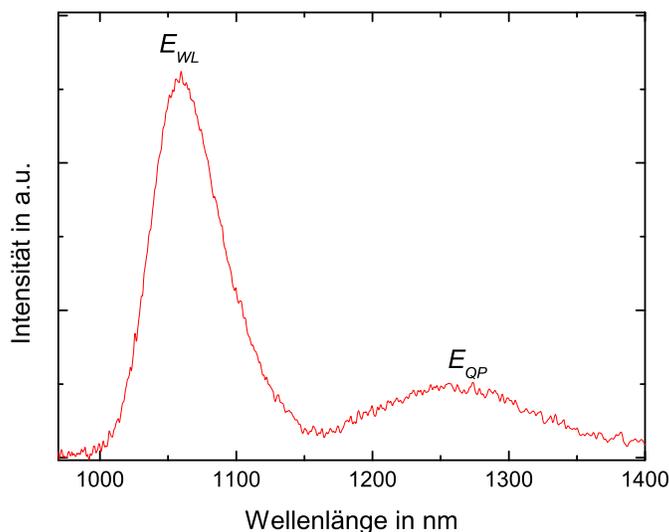
**Abbildung 5.10:** Durch die Absenkung der Bandlücke der Matrix von  $\Delta E_{M_1}$  zu  $\Delta E_{M_2}$  wird auch die Energie der Zustände in den Quantenpunkten von  $E_{QD_1}$  auf  $E_{QD_2}$  abgesenkt.

### 5.3.3 Einfluss der InAs-Bedeckung

Ähnlich wie in Kapitel 5.2.2 für die Quantenpunkte mit GaSb-Sublayer, ist auch bei den Proben die mit niedrigen Wachstumsraten hergestellt werden, die Bedeckung ein entscheidender Faktor. Wird zu viel Indium angeboten, so lagern sich die Quantenpunkte aneinander an und es bilden sich schließlich Quantum-Dashes. Andererseits darf die InAs-Menge nicht die kritische Schichtdicke (*Wetting Layer*-Dicke) unterschreiten. Die kritische Schichtdicke für das Quantenpunktwachstum liegt bei etwa 2 ML: Überhalb von 2,6 ML reihen sich die Quantenpunkte entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Kristallrichtung auf und es entstehen Quantum-Dashes. Der optimale Bedeckung für Quantenpunkte in geringer Oberflächendichte liegt bei 2,1 ML.

### 5.3.4 Optische und elektronische Eigenschaften

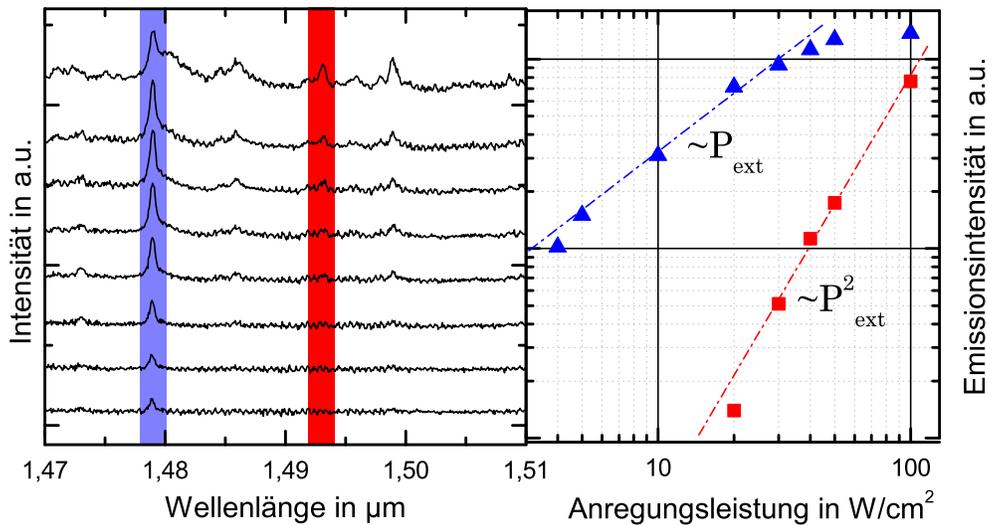
Wie schon in den vorherigen Kapiteln kurz beschrieben, hängt die Emissionswellenlänge des Quantenpunktes von der Größe des Quantenpunktes und von den Bandlücken der verwendeten Materialien ab. Im Materialsystem AlGaInAs kann durch Variation des Aluminium-zu-Gallium-Verhältnisses die Bandlücke der Barriere von  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$  (0,8 eV) bis zur Bandlücke von  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  (1,43 eV) eingestellt werden. Dies ist schematisch in Abbildung 5.10 gezeigt: Sinkt die Bandlücke der Barriere, verringert sich auch die Quantisierungsenergie im Quantenpunkt. Die Abbildung 5.11 zeigt eine Ensemblemessung mit dem in Kapitel 3.4.3 beschriebenen FTIR. Die Messkurve zeigt zwei Peaks. Der kurzwellige Peak ist der Emission aus dem Wetting-Layer zuzuordnen, der langwellige Peak ist Emission aus den Quantenpunkten. Aufgrund der großen Größenfluktuation der Quantenpunkthöhe sind anders als im InAs/GaAs-Materialsystem die einzelnen Schalen ( $s, p, d$ ) nicht zu erkennen. Auch wurden Mikrophotolumineszenzmessungen an Proben mit sehr geringer Quantenpunktdichte durchgeführt. Wie bereits in Kapitel 3.2.1 ausführlich dargestellt, zeigen einzelne Quantenpunkte scharfe Emissionslinien mit exzitonischen



**Abbildung 5.11:** Photolumineszenzmessung von einigen hundert Quantenpunkten bei tiefen Temperaturen (4 K). Die Anregungsleistung beträgt  $2,5 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$ . Es ist Emission aus den Wetting-Layer Zuständen  $E_{WL}$  und aus den Zuständen der Quantenpunkte  $E_{QP}$  zu erkennen.

(lineare Leistungscharakteristik), biexzitonischen (quadratische Leistungscharakteristik) usw. Verhalten. Genau diese Charakteristika zeigen die hier vorgestellten Quantenpunkte. Mikrophotolumineszenzmessungen bei verschiedenen Anregungsleistungen sind in Abbildung 5.12 gezeigt. Deutlich zu erkennen sind die scharfen Emissionslinien. Blau hinterlegt ist eine Emissionslinie bei 1479 nm gekennzeichnet und rot hinterlegt eine Emissionslinie bei 1493 nm. Die Intensität dieser Emissionslinien in Abhängigkeit der Anregungsleistung ist in Abbildung 5.12 rechts aufgetragen. Die Abbildung zeigt in doppeltlogarithmischer Skala die Intensität der Emissionlinien in Abhängigkeit der Anregungsleistung, wobei in dieser Auftragung die Steigung eins ein linearer Zusammenhang bedeutet und Steigung zwei eine quadratische Abhängigkeit. Deutlich zu erkennen ist die jeweils unterschiedliche Leistungscharakteristik der beiden Linien: Das lineare Verhalten der 1479-nm-Linie mit einem Sättigungsverhalten bei höheren Anregungsleistungen und dem quadratischen Verhalten der 1493-nm-Linie. Es handelt sich bei diesen Linien also um Biexziton und Exziton-Zerfälle in einem Quantenpunkt.

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, bietet dieses Materialsystem einen Freiheitsgrad in der Bandlücke des Barrierenmaterials. Die Abbildung 5.13 zeigt die Mikrophotolumineszenzmessungen von einzelnen Quantenpunkten eingebettet in Matrixmaterialien mit verschiedenem Aluminiumgehalt. Wird als Matrixmaterial  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  verwendet (mit einem 2 ML  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Sublayer) so emittieren die Quantenpunkte im Bereich von 1100 nm. Mit einem Aluminiumgehalt in der  $\text{AlGaInAs}$ -Barriere von 13 % wurde Emission im Bereich von 1330 nm erreicht (optisches O-Band). Eine weitere Reduktion des Alumi-

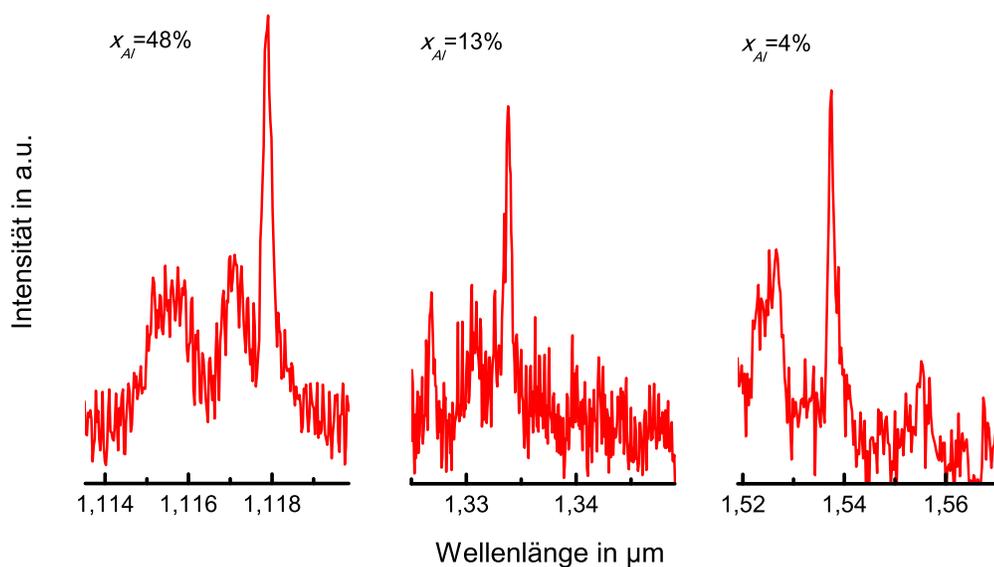


**Abbildung 5.12:** Leistungsabhängige Photolumineszenz. Links die Spektren bei verschiedenen Anregungsleistungen (von 3 bis 300 W/cm<sup>2</sup>) und rechts die Intensität der Emissionslinien in Abhängigkeit der Anregungsleistung.

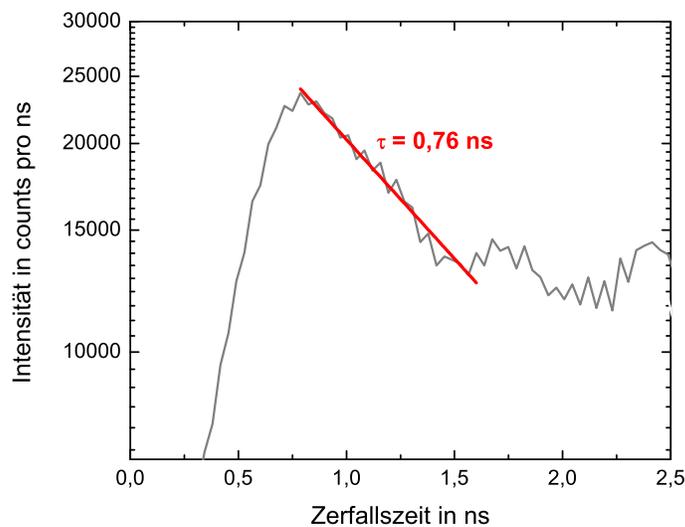
niumgehaltes auf 4% ermöglicht Quantenpunktemission im optischen C-Band (1535 nm - 1565 nm). Alle diese Quantenpunktproben zeigen eine inhomogene Ensembleverbreiterung von ca. 80 nm. Berechnungen der Bandstruktur und Energieniveaus mit nextnano<sup>3</sup> [35] zeigen, dass die Bindungsenergie des Exzitons bei den Quantenpunkten im optischen C-Band weniger als 10 meV beträgt. Um aber die Quantenpunktemission mittels Temperatur und *QCSE* zu verschieben, wären Quantenpunkte mit tieferem Einschlusspotenzial vorteilhaft.

### 5.3.5 Zeitaufgelöste Messungen

Die Quantenpunkte wurden auch mit zeitaufgelöster Photolumineszenz mit dem in Kapitel 3.4.5 beschriebenen Aufbau vermessen. Wie die übrigen Mikrophotolumineszenzmessungen wurden die Messungen bei tiefen Temperaturen (15 K) durchgeführt. Aufgrund der hohen Verluste, die bei der Wellenlängenselektion mit einem Spektrometer auftreten würden, wurde zur Wellenlängenselektion ein Bandpassfilter bei 1350 nm verwendet (FWHM  $\approx$  12 nm). Die Messung wurde an einer Probe mit etwas höherer Dichte und damit an einem kleinen Quantenpunktensemble durchgeführt. Die Anregungsleistung betrug 300 W/cm<sup>2</sup>. Die gemessene Zerfallskurve ist in Abbildung 5.14 gezeigt. Die gemessene Zerfallskurve ergibt nach Gleichung 3.29 eine Lebensdauer von 0,76 ns und liegt damit in der Größenordnung von InGaAs-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat [86]. Dies spricht daher für eine hohe optische Qualität der mit niedrigen Wachstumsraten hergestellten Quantenpunkte.



**Abbildung 5.13:** Emission aus einzelnen Quantenpunkten eingebettet in verschiedene AlGaInAs-Matrixmaterialien. Rechts: 48% Aluminium. Mitte: 13% Aluminium. Links: 4% Aluminium.



**Abbildung 5.14:** Zeitaufgelöste Lumineszenzmessung an Quantenpunkten. In grau sind die Messdaten und rot die Fit-Kurve dargestellt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit diesem Materialsystem und diesem Wachstumsmodus die Herstellung von Quantenpunkten über einen breiten Wellenlängenbereich ermöglicht wird, der beide für die Datenübertragung wichtigen Frequenzbereiche einschließt.

## 5.4 Gestapelte Quantenpunkte

Da die Quantenpunktemissionslinie mittels *QCSE* in die optische Mode eines photonischen Kristalls gebracht werden soll, sind für die Quantenpunkte zusätzliche Eigenschaften von Vorteil:

- Hohe Quantenpunkte
- Tiefes Einschlusspotenzial für die Ladungsträger

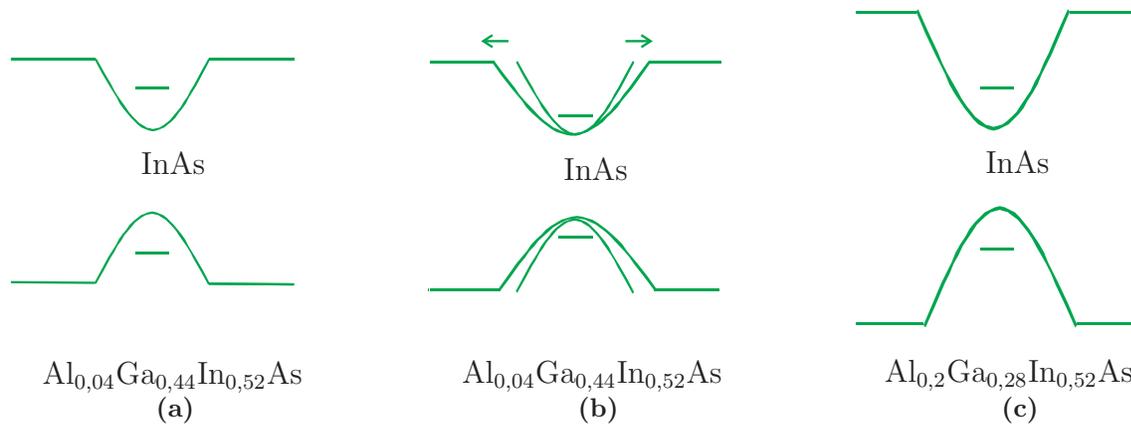
Wie schon im Kapitel 3.1.2 ausgeführt sind hohe Quantenpunkte von Vorteil, da der Betrag der Energieverschiebung mittels eines elektrischen Feldes von der vierten Potenz der Höhe abhängt [87]:

$$\Delta E \propto d^4 \quad (5.1)$$

Höhere Quantenpunkte haben eine geringere Quantisierungsenergie und emittieren somit rotverschoben. Diese Rotverschiebung kann durch ein Barrierenmaterial mit höherer Bandlücke (bzw. höherem Aluminiumanteil) kompensiert werden. Schematisch ist dieser Zusammenhang in Abbildung 5.15 gezeigt. Insgesamt führen höhere Quantenpunkte also zu einem weiteren Abstimmbereich mittels elektrischen Feldes und aufgrund des höheren Ladungsträgereinschlusses auch zu verbesserten Eigenschaften bezüglich thermischer Remission der Ladungsträger. Auch sind höhere elektrische Felder möglich, da die Ladungsträger erst bei höheren Feldern aus dem Quantenpunkt tunneln [88, 89]. Die Tunnelrate ist gegeben durch:

$$R_t = \frac{\hbar\pi}{2m^*L^2} \exp \left[ \frac{4}{3\hbar eF} \sqrt{2m^* E_I^3} \right] \quad (5.2)$$

Wobei  $L$  die Höhe des Quantenpunktes ist,  $m^*$  die effektive Masse und  $F$  die elektrische Feldstärke. Da sowohl die Höhe des Quantenpunktes invers quadratisch eingeht als auch die Ionisierungsenergie  $E_I$  exponentiell eingeht, sind tiefere Einschlusspotenziale und höhere Quantenpunkte demnach zu bevorzugen. Um nun auf diesem Material höhere Quantenpunkte zu realisieren, sollen zwei Lagen von Quantenpunkten nahe übereinander abgeschieden werden. Vom Materialsystem InAs/GaAs ist bekannt, dass aufgrund des induzierten Spannungsfeldes des ersten Quantenpunkts, sich die Quantenpunkte der zweiten Lage direkt über denen der ersten bilden [90–92].



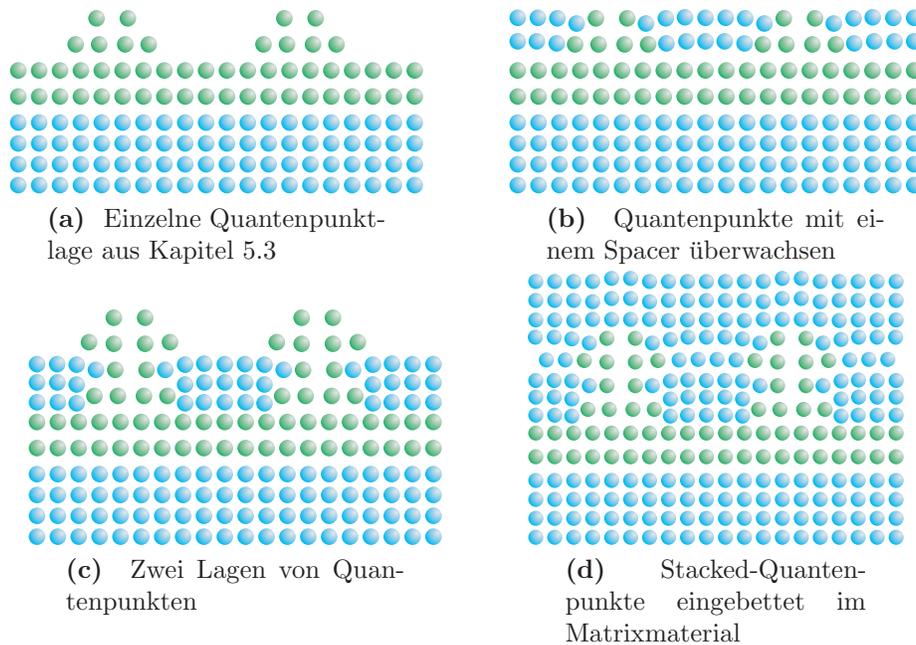
**Abbildung 5.15:** Verbesserung des Einschlusspotenzials durch höhere Quantenpunkte und höhere Bandlücke der Barriere.

### 5.4.1 Probendesign

Die entsprechende Probenstruktur bzw. der Herstellungsprozess ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Epitaxiert wird eine Lage Quantenpunkte mit den Parametern aus Kapitel 5.3 (Wachstumstemperatur von  $515^\circ\text{C}$ , eine Indium-Rate von  $0,006 \text{ ML/s}$ , eine Indium-Bedeckung von  $2,1 \text{ ML}$ , Matrixmaterial  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,28}\text{In}_{0,52}\text{As}$ ). Anschließend wird eine dünne Spacer-Schicht, die etwas dünner ist als die Quantenpunkte hoch sind, aufgebracht (siehe Abbildung 5.16b). Auf diese Schicht wird nun eine zweite Lage Quantenpunkte epitaxiert, wie in Abbildung 5.16c schematisch dargestellt. In den folgenden Wachstumsuntersuchungen sollen nun die optimalen Wachstumsparameter für gestapelte Quantenpunkte ermittelt werden. Zu bestimmen sind also die optimale Spacerdicke und die optimale InAs-Bedeckung der zweiten Quantenpunktlage. Zuviel Indium an der Oberfläche führt zur Bildung elongierter Quanten-Dashes (siehe Kapitel 5.1), demnach wirkt sich ein dickerer Spacer auf die Morphologie positiv aus. Allerdings werden mit dicker werdendem Spacer immer mehr Quantenpunkte der ersten Lage vollständig bedeckt und damit wird eine vertikale Anordnung und Kopplung unwahrscheinlicher. Bezüglich der angebotenen InAs-Materialmenge darf zum einen die Bedeckung der zweiten Schicht nicht so groß sein, dass sich Quantum-Dashes bilden und auch nicht zu gering, so dass die angebotene Materialmenge für die Bildung von hohen Nanostrukturen auch ausreicht. Der Einfluss der Spacer-Dicke und Materialmenge wird im nächsten Kapitel untersucht.

### 5.4.2 Einfluss der Spacer-Dicke

Eine Variation der Spacer-Dicke im Bereich der Quantenpunkthöhe von  $2,6$  bis  $3,6 \text{ nm}$  wurde durchgeführt. Bei diesen Spacer-Dicken ist zu erwarten, dass die Quantenpunkte nicht vollständig begraben sind und sich aufgrund des Spannungsfeldes die Quantenpunkte



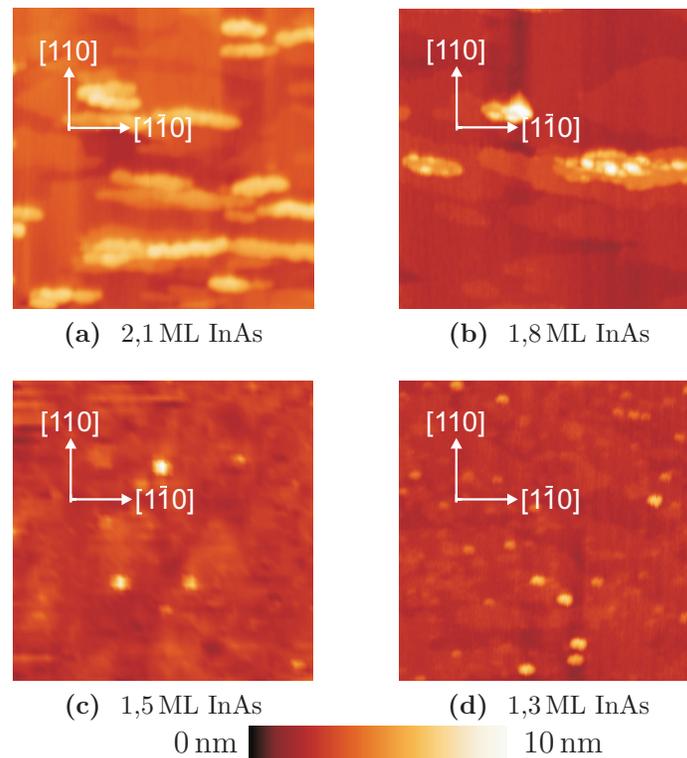
**Abbildung 5.16:** Herstellungsprozess von Stacked Dots.

der zweiten Lage über denen der ersten Lage anordnen. Die zweite Quantenpunktlage wurde mit identischen Parametern wie die erste Lage hergestellt (Wachstumstemperatur von  $505^{\circ}\text{C}$ , eine Indium-Rate von  $0,006\text{ ML/s}$ , eine Indium-Bedeckung von  $2,1\text{ ML}$ , Matrixmaterial  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,28}\text{In}_{0,52}\text{As}$ ). Es zeigte sich allerdings, dass eine Variation der Spacer-Dicke in diesem Bereich nur einen geringen Einfluss auf die Morphologie hat. Es bildeten sich bei allen Proben Quanten-Dashartige Strukturen. Zwar weist die Probe mit dem dicksten Spacer ( $3,6\text{ nm}$ ) die kürzesten Quanten-Dashes auf (mit ca.  $0,5\text{ }\mu\text{m}$  im Gegensatz zu ca.  $1\text{ }\mu\text{m}$  bei der Spacer-Dicke von  $2,6\text{ nm}$ ) allerdings ist die kritische Schichtdicke für das dreidimensionale Wachstum aufgrund des Spannungsfeldes herabgesetzt und die Bedeckungen damit zu hoch.

### 5.4.3 Einfluss der InAs-Bedeckung der zweiten Quantenpunktlage

Entscheidend für die Morphologie der Nanostrukturen ist die InAs-Bedeckung der zweiten Lage. Die Abbildung 5.17 zeigt Proben, die alle mit denselben Wachstumsparametern hergestellt wurden aber mit unterschiedlichen InAs-Bedeckungen der oberen Quantenpunktlage (Wachstumstemperatur von  $505^{\circ}\text{C}$ , eine Indium-Rate von  $0,006\text{ ML/s}$ , eine Indium-Bedeckung der ersten Quantenpunktlage von  $2,1\text{ ML}$ , Matrixmaterial  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,28}\text{In}_{0,52}\text{As}$ ). Die Bedeckung der zweiten Lage wurde in dieser Wachstumsuntersuchung sukzessive von  $2,1\text{ ML}$  in  $0,3\text{ ML}$  Schritten auf  $1,3\text{ ML}$  reduziert. Die Abbildung 5.17a zeigt die entsprechende AFM-Messung einer Probe mit  $2,1\text{ ML}$  als obere Bedeckung. Es bilden sich nur

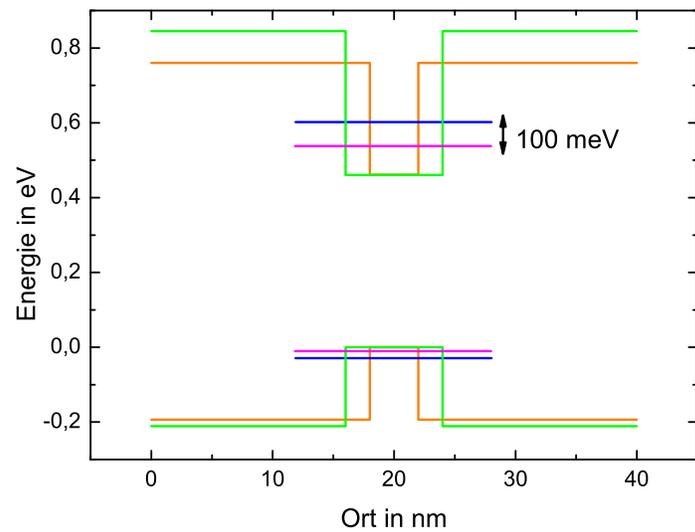
Quanten-Dashartige Strukturen mit einer Höhe von 3-4 nm und hoher Liniendichte aus. Eine AFM-Messung einer Probe mit einer reduzierten Bedeckung der zweiten InAs-Lage auf 1,8 ML ist in Abbildung 5.17b gezeigt. Es bilden sich höhere Quantenpunkte (7-8 nm) die sich entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung anordnen. Eine Reduzierung der Bedeckung führt zu einem Übergang von Quanten-Dashartigen Strukturen zu Quantenpunkten wie bereits in den Kapiteln 5.2.2 und 5.3.3 beschrieben. Der optimale Wert für möglichst hohe Quantenpunkte in geringer Oberflächendichte liegt bei 1,5 ML. Wie die AFM-Messung in Abbildung 5.17c zeigt, bilden sich Quantenpunkte mit einer Höhe 4-6 nm. Eine weitere Erniedrigung der InAs-Bedeckung führt lediglich zu kleineren Quantenpunkten (3-4 nm) wie Abbildung 5.17d zeigt.



**Abbildung 5.17:**  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große AFM-Aufnahmen der oberen Lage von gestapelten Quantenpunkten bei verschiedenen InAs-Bedeckungen. Spacer-Dicke: 3,2 nm

#### 5.4.4 Optische Eigenschaften

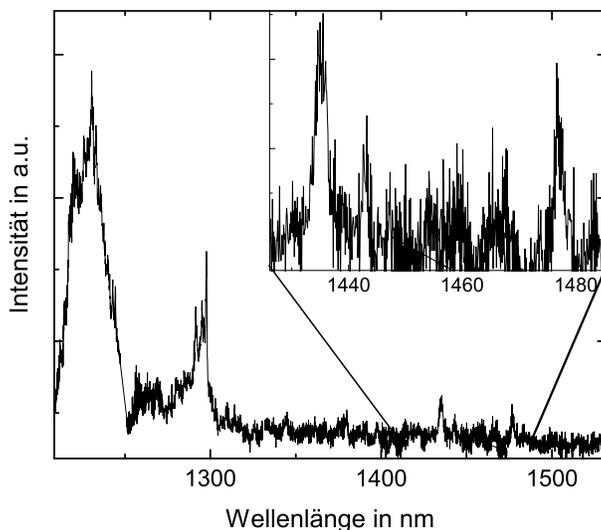
Die Abbildung 5.18 zeigt eine eindimensionale Bandstrukturrechnung durchgeführt mit nextnano<sup>3</sup> [35]. Die rot dargestellte Struktur entspricht von der Breite des Quantentopfes der Höhe der Quantenpunkte. Eine Photolumineszenzmessung solcher Quantenpunkte ist in Abbildung 5.13 gezeigt. Diese Quantenpunkte emittierten im Bereich um  $1,3 \mu\text{m}$ . Unter



**Abbildung 5.18:** Eindimensionale Bandstrukturrechnung mit nextnano<sup>3</sup> [35]. Rot dargestellt ein InAs-Quantentopf mit der Breite von 4 nm und einem Aluminiumgehalt in der Barriere von 13%. Eine Verdopplung der Quantentopfbreite und eine Erhöhung des Aluminiumgehaltes (grün) führt insgesamt zu einer Rotverschiebung des Elektronenniveaus (magenta) um 100 meV.

der Annahme, dass sich die Geometrie des Quantenpunktes bei gestapelten Quantenpunkten nicht ändert (bis auf die Höhe), ändern sich auch die Quantisierungsenergien im Bezug auf den Einschluss in lateraler-Richtung nicht. Daher reicht eine eindimensionale Betrachtung aus, um die Rotverschiebung, hervorgerufen durch einen höheren Quantenpunkt, abzuschätzen. Die grüne Bandstruktur zeigt einen Quantentopf mit doppelter Breite und einem Matrixmaterial mit 20 % Aluminium. Bei diesen Parametern wird die Quantisierungsenergie in etwa 100 meV abgesenkt, was einer Rotverschiebung von 1,3  $\mu\text{m}$  auf 1,45  $\mu\text{m}$  entspricht. Dies liegt zwar nicht im optischen C-Band, allerdings wurde aufgrund der Detektionsgrenze (Abschneiden des Detektors) von 1,58  $\mu\text{m}$  die Quantenpunktemission etwas kurzwelliger gewählt. Es wurde daher bei allen Stacked-Dot-Strukturen ein Matrixmaterial mit 20 % Aluminium verwendet. Mikrophotolumineszenzmessungen an der Probe mit einer Spacer-Dicke von 3,6 nm und einer InAs-Bedeckung der oberen Lage von 1,5 ML ist in Abbildung 5.19 gezeigt. Neben den Emissionslinien um 1,29  $\mu\text{m}$ , die für ungestapelte Quantenpunkte zu erwarten wären, ist zusätzlich eine langwellige Emission um 1,47  $\mu\text{m}$  vorhanden, was in etwa der in Abbildung 5.18 abgeschätzten Energieverschiebung entspricht.

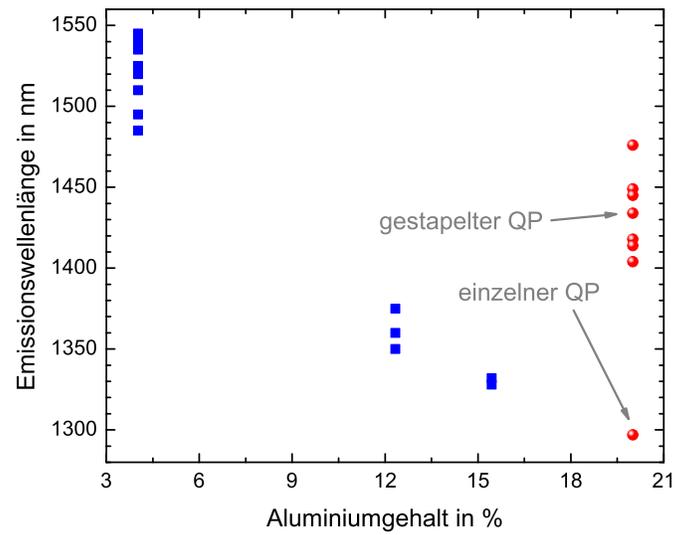
Eine Übersicht der Photolumineszenzmessungen aller beschriebenen Proben inkl. der gestapelten Quantenpunkte ist in Abbildung 5.20 gezeigt. Die Abbildung zeigt blau eingezeichnet, bei welchen Wellenlängen Emission aus einzelnen Quantenpunkten in Abhängigkeit des Aluminiumgehaltes des Matrixmaterials gemessen wurde. Die Probe



**Abbildung 5.19:** Mikrophotolumineszenz einer Stacked-Dot-Struktur: Spacker-Dicke 3,6 nm. Bedeckung der zweiten Lage: 1,5 ML. Matrixmaterial:  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,28}\text{In}_{0,52}\text{As}$ .

mit den gestapelten Quantenpunkten ist rot eingezeichnet. Das Konzept der gestapelten Quantenpunkte konnte erfolgreich umgesetzt werden und ermöglicht einen ca. 100 meV höheren Einschluss der Ladungsträger. Die höheren Quantenpunkte führen einerseits zu einem größeren Abstimmbereich pro angelegtes Feld und aufgrund des tieferen Topfes tunneln die Ladungsträger erst bei höheren Feldern aus dem Quantenpunkt.

Mit Hilfe der in diesem Kapitel gezeigten aufwändigen Wachstumsuntersuchungen an den InAs-Nanostrukturen, konnten erstmals mittels MBE Quantenpunkte in geringer Oberflächendichte auf diesem Materialsystem realisiert werden. Mit dem AlGaInAs-Materialsystem können so Quantenpunkte im Bereich von 1100 nm bis 1550 nm hergestellt werden. Weiterführende Konzepte wie die gestapelten Quantenpunkte zielen auf Eigenschaften ab, die neben der richtigen Wellenlänge für den Einsatz der Quantenpunkte für die Einzelphotonenerzeugung wünschenswert sind.



**Abbildung 5.20:** Gemessene Quantenpunktemission in bei verschiedenen Aluminiumgehalten der Barriere.



# Kapitel 6

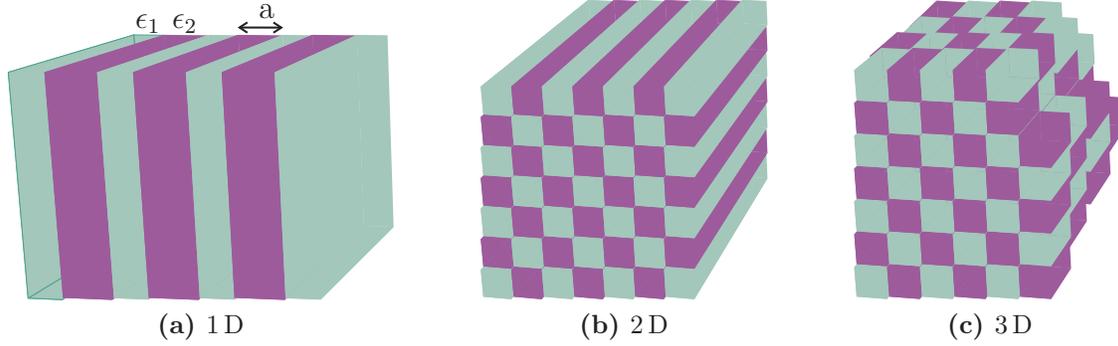
## Photonische Kristalle auf InP-Basis

Wie bereits in der Einleitung vorweggenommen (siehe 2.4) bieten photonische Kristalle die Möglichkeit, die Effizienz einer quantenpunktbasierenden Einzelphotonenquelle zu steigern. Dabei spielen zwei Effekte eine Rolle: Zum einen die *photonische Bandlücke*, die durch die periodische Modulation der dielektrischen Funktion erzeugt wird und zum anderen die Beeinflussung der spontanen Emission durch den *Purcell-Effekt* [13, 18]. Im Folgenden Kapiteln werden sowohl die Grundlagen photonischer Kristalle, also auch das Design und der Herstellungsprozess ausgeführt.

### 6.1 Die Bandstruktur photonischer Kristalle

Ein photonischer Kristall ist eine periodische Anordnung von Materialien mit verschiedenen dielektrischen Konstanten ( $\epsilon_1, \epsilon_2$ ), wobei die Periodizität im Bereich der Wellenlänge liegt. Die Abbildung 6.1 zeigt schematisch photonische Kristalle verschiedener Dimensionalität. Eindimensionale photonische Kristalle werden z.B. als hochreflektierende Spiegel in vertikal emittierenden Laserdioden (*VCSELn*) eingesetzt. Beispiele wären hier GaAs/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schichten im GaAs-Materialsystem [93] oder dielektrische Spiegel [94] bei InP-basierenden VCSELn. Die photonischen Kristalle, die in dieser Arbeit fabriziert wurden, basieren auf einer *zweidimensionalen* periodischen Variation des Brechungsindex. Eine wie in Abbildung 6.1c gezeigte dreidimensionale Variation des Brechungsindex wurde z.B. realisiert durch [95].

Um die Ursache der photonischen Bandstruktur und der verbotenen Frequenzbereiche zu verstehen, wird von den Maxwell-Gleichungen ausgegangen und diese unter der periodischen Modulation der dielektrischen Funktion gelöst. Die Maxwell-Gleichungen vereinfachen sich im ladungs- und stromfreien Fall, wie er durch ein rein dielektrisches Medium



**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung eines photonischen Kristalls in (a) einer, (b) zwei und (c) drei Dimensionen.

gegeben ist zu [96]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (6.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (6.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \quad (6.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t), \quad (6.1d)$$

mit  $\mathbf{D}$  als elektrische und  $\mathbf{B}$  als magnetische Flussdichte.  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{H}$  sind jeweils das elektrische und das magnetische Feld. Der Zusammenhang zwischen den Flussdichten und den Feldern soll linear sein:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (6.2a)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (6.2b)$$

und im Halbleiter soll die magnetische Permeabilität  $\mu$  gleich der Vakuumpermeabilität  $\mu_0$  sein. Durch Anwenden des Rotationsoperators und Division durch  $\epsilon(\mathbf{r})$  auf die Gleichungen 6.1c und 6.1d entkoppeln diese für den zeitunabhängigen Fall:

$$\left[ \nabla \times \frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \nabla \times \right] \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (6.3a)$$

$$\left[ \frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \nabla \times \nabla \times \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (6.3b)$$

Wird nun der Differenzialoperator

$$\hat{\Theta} = \frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \nabla \times \nabla \times \quad (6.4)$$

definiert, so kann die Gleichung 6.3b formuliert werden als:

$$\hat{\Theta} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (6.5)$$

In dieser Formulierung ist schnell erkennbar, dass es sich hierbei um ein *Eigenwertproblem* handelt. Ein Differenzialoperator auf ein physikalisches Feld  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  angewendet, ergibt ein Vielfaches der ursprünglichen Funktion  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ . Da  $\epsilon(\mathbf{r})$  eine reelle Funktion ist, ist der Operator aus 6.4 hermitesch und damit alle Eigenwerte reell. Im Falle einer periodischen Modulation der dielektrischen Funktion  $\epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \epsilon(\mathbf{r})$  (und der damit folgenden Translationsinvarianz von  $\hat{\Theta}$ ) folgt mit dem Bloch-Theorem, dass die Lösung  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  derselben Periodizität folgt. Daher ist die kleinste physikalisch relevante Längenskala die Periodizität der Struktur und damit reicht es für periodische Strukturen aus nur die erste Brillouin-Zone zu betrachten.

Der Ursprung der Bandlücke lässt sich am besten am eindimensionalen Fall zeigen. Das elektrische Feld hat dabei nach dem Bloch-Theorem folgende Form

$$E = e^{ik_z z - i\omega t} u_{k_z}(z), \quad (6.6)$$

und kann aufgrund der Periodizität in eine Fourier-Reihe entwickelt werden:

$$E = \sum_{m=-\infty}^{\infty} E_m \exp \left[ i \left( k_z + \frac{2\pi m}{a} \right) z - i\omega t \right], \quad (6.7)$$

wobei  $E_m$  die Fourier-Koeffizienten sind. Aufgrund der Periodizität von  $\epsilon$  ist auch  $\epsilon^{-1}$  periodisch und kann als Fourier-Reihe dargestellt werden

$$\epsilon^{-1} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \kappa_m \exp \left[ i \left( \frac{2\pi m}{a} \right) z \right], \quad (6.8)$$

mit den Fourier-Koeffizienten  $\kappa_m$ . Werden nur jeweils die drei niedrigsten Fourier-Koeffizienten aus den Gleichungen 6.7 und 6.8 in die Wellengleichung

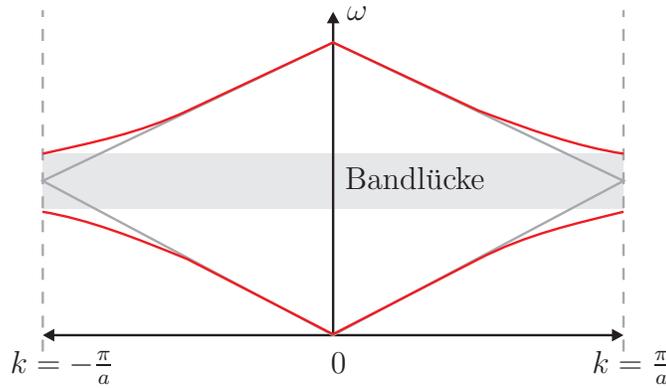
$$\frac{c^2}{\epsilon_r(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} E = \frac{\partial^2}{\partial t^2} E \quad (6.9)$$

eingesetzt. So ergibt sich:

$$\begin{aligned} \kappa_{-1} \left( k + \frac{2\pi(m+1)}{a} \right)^2 E_{m+1} + \kappa_1 \left( k + \frac{2\pi(m-1)}{a} \right)^2 E_{m-1} \\ \approx \left[ \frac{\omega_k^2}{c^2} - \kappa_0 \left( k + \frac{2\pi m}{a} \right)^2 \right] E_m. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Für Frequenzen nahe der Lichtlinie  $\omega_k \approx ck$  und am Zonenrand  $k \approx \pi/a$  verschwindet die rechte Seite der Gleichung 6.10 für  $m = -1$  und  $m = 0$ . Also sind  $E_{-1}$  und  $E_0$  die dominanten Faktoren in der Fourier-Reihe. Es ergibt sich unter Vernachlässigung der anderen Fourier-Koeffizienten ein Gleichungssystem für die Koeffizienten  $E_{-1}$  und  $E_0$

$$\begin{pmatrix} E_0 \\ E_{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega^2 - \kappa_0 c^2 k^2 & -\kappa_1 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \\ -\kappa_{-1} c^2 k^2 & \omega^2 - \kappa_0 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \end{pmatrix} = 0 \quad (6.11)$$



**Abbildung 6.2:** Schematisch ist die Dispersionsrelation eines eindimensionalen photonischen Kristalls (rote Kurve) und die Dispersionsrelation im homogenen isotropen Medium (graue Kurve) dargestellt.

welches nur eine Lösung besitzt, wenn die Determinante der Matrix gleich Null ist, d.h. falls für  $\omega$  gilt:

$$\omega_{\pm} = \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 \pm |\kappa_1|} \pm \frac{ac}{\pi |\kappa_1|} \left( \kappa_0^2 - \frac{|\kappa_1|^2}{2} \right) \left( k - \frac{\pi}{a} \right)^2. \quad (6.12)$$

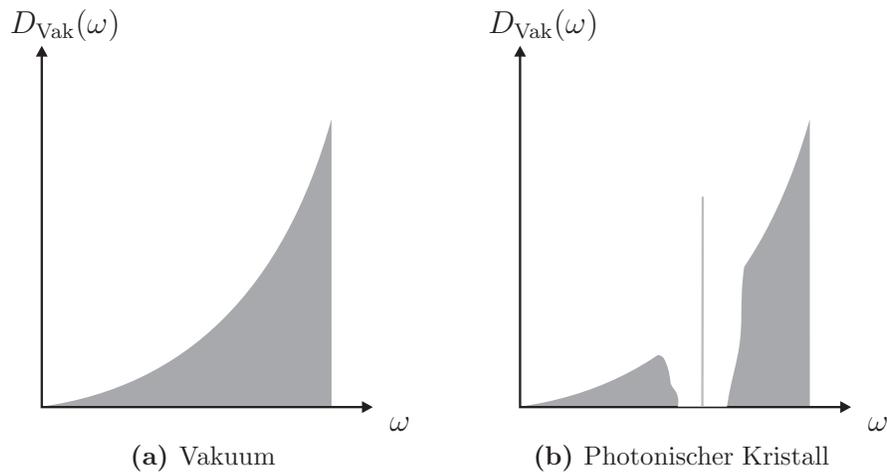
Der erste Term in Gleichung 6.12 zeigt, dass es keine Lösungen für  $\omega$  im Bereich

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 - |\kappa_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{\kappa_0 + |\kappa_1|}. \quad (6.13)$$

gibt, wenn  $\kappa_1 \neq 0$  ist. Die Dispersionsrelation für diesen Fall ist schematisch in Abbildung 6.2 dargestellt. Licht mit in dem verbotenen Frequenzbereich kann sich im Kristall ausbreiten. Der Kristall wirkt in diesem Frequenzband als Spiegel, das Licht kann in diesem Fall nur senkrecht zum Kristall emittiert werden. Mit Hilfe dieses Umverteilungseffektes kann die Effizienz der Einzelphotonenerzeugung gesteigert werden [19].

## 6.2 Beeinflussung der spontanen Emission mittels Purcell-Effekt

Neben dem Umverteilungseffekt aufgrund der photonischen Bandlücke kann die spontane Emission mit Resonatoreffekten beeinflusst werden. Die daraus resultierende verkürzte Lebensdauer eines Zustandes wird Purcell-Effekt genannt [13]. Letztlich basieren beide Effekte auf der Tatsache, dass die Zustandsdichte der Photonen mit der photonischen Bandlücke und Resonatormoden manipuliert werden. Die spontane Emissionswahrscheinlichkeit eines Quantenemitters ist proportional zu  $\omega D(\omega)$  [97]. Die spontane Emission kann als Kopplung des Zustandes mit dem Vakuumfeld verstanden werden, oder anders gesagt als durch das Vakuumfeld stimulierte Emission interpretiert werden [98]. Ändert sich also die Stärke



**Abbildung 6.3:** Schematische Darstellung der photonischen Zustandsdichte für (a) Photonen im Vakuum und (b) im photonischen Kristall mit Kavität.

des Vakuumfeldes am Ort des Emitters, so kann die Lebensdauer des Zustandes signifikant beeinflusst werden. Indem die Dimensionalität des optischen Systems verringert wird, erhöht sich die Energiedichte (der Nullpunktenergie) und damit die Vakuumfeldfluktuation. Die Abbildung 6.3a zeigt die Zustandsdichte der Photonen im Vakuum, die aufgrund der linearen Dispersion, quadratisch ist:

$$D_{\text{Vak}}(\omega) = \frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{\omega^2 V}{\pi^2 c^3}. \quad (6.14)$$

In Abbildung 6.3b ist die optische Zustandsdichte gezeigt, wie sie in einem photonischen Kristall existiert. Aufgrund der photonischen Bandlücke ist die optische Zustandsdichte in einem gewissen Bereich Null. Die Kavitätsmode erzeugt eine lokalisierte Mode und damit eine  $\delta$ -förmige Zustandsdichte in der photonischen Bandlücke. Der Einfluss auf die spontane Emission soll im Folgenden untersucht werden:

Die spontane Emissionsrate eines Zwei-Niveau-Systems  $\Gamma_{i \rightarrow f}$  in eine einzelne Mode des Vakuumfeldes ist gegeben durch Fermis Goldene Regel [99]:

$$\Gamma_{e \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\mathbf{E}(\mathbf{r}) \mathbf{e} \langle f | \mathbf{d} | i \rangle|^2 D(\omega), \quad (6.15)$$

wobei  $|i\rangle$  der Ausgangszustand (*initial state*) ist und  $|f\rangle$  der Endzustand (*final state*) des Systems ist.  $E(\mathbf{r})$  ist die elektrische Feldstärke am Ort des Übergangs,  $\mathbf{e}$  die Polarisationsrichtung der Mode,  $\mathbf{d}$  der Dipoloperator und  $D(\omega)$  die optische Zustandsdichte. Die Wechselwirkung erfolgt über das Dipol-Matrix-Element  $\langle f | \mathbf{d} | i \rangle$ .

Im Grundzustand hat ein Oszillator die Nullpunktenergie von  $\frac{\hbar\omega}{2}$ . Wie bereits erwähnt, ist das Vakuumfeld, bzw. dessen Fluktuation aufgrund der Heisenbergschen Unschärferektion für die spontane Emission verantwortlich. Die Energiedichte des Vakuumfeldes ist

umso höher, je stärker die Mode eingeschlossen ist oder anders gesagt, je kleiner das Volumen der Mode ist. Die Energiedichte eines Stehwellenfeldes ist allgemein gegeben durch:

$$U_E = \frac{\epsilon_0 E^2}{2}, \quad (6.16)$$

wobei  $\epsilon_0$  die dielektrische Konstante ist und  $Ee^2/2$  die mittlere Feldstärke einer sinusförmigen Welle ist. Für die Feldstärke  $E$  in Abhängigkeit des Modenvolumens folgt daher:

$$E = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\epsilon_0 V}} \quad (6.17)$$

Wird nun noch berücksichtigt, dass die Polarisation der Mode  $\mathbf{e}$  isotrop im Raum ist, ergibt sich für das Skalarprodukt  $\mathbf{e} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})$  der Faktor  $1/3$ . Mit Gleichung 6.14 ergibt sich für die spontane Emissionsrate im Vakuum:

$$\Gamma_{\text{frei}} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \frac{1}{3} \frac{1}{2} \frac{\hbar\omega}{\epsilon_0 V} |\langle f | \mathbf{d} | i \rangle|^2 \frac{\omega^2 V}{\pi^2 c^3} \quad (6.18)$$

Eine ideale verlustfreie optische Kavität besitzt eine  $\delta$ -förmige Zustandsdichte. In der Realität besitzen die Photonen aber nur eine endliche Verweildauer  $\tau$  in der Kavität. Die Zustandsdichte in der Kavität kann daher mit einer Lorentzkurve mit der Breite  $\Delta\omega_0 = 1/\tau$  dargestellt werden:

$$D_{\text{Kav}}(\omega) = \frac{2}{\pi\Delta\omega_0} \cdot \frac{\Delta\omega_0^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\omega_0^2} \quad (6.19)$$

Es ergibt sich für die spontane Emission in die Mode einer Kavität mit Gleichung 6.19 und Fermis goldener Regel (Gleichung 6.15):

$$\Gamma_{\text{Kav}} = \frac{\pi\omega}{\hbar\epsilon_0 V_{\text{Kav}}} |f(\mathbf{r})\mathbf{e} \langle f | \mathbf{d} | e \rangle|^2 \frac{2}{\pi\Delta\omega_0} \frac{\Delta\omega_0^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\omega_0^2} \quad (6.20)$$

Mit dem Faktor  $f(\mathbf{r})$  ist das Verhältnis aus dem elektrischen Feld am Ort des Zweiniveausystems zur maximalen Amplitude des Feldes  $\left| \frac{E^2(\mathbf{r})}{E_{\text{max}}^2} \right|$  bezeichnet. Die Gleichung 6.20 zeigt außerdem, dass die spontane Emissionsrate eines Zweiniveausystems nicht nur vom Übergangsmatrixelement und der Frequenz abhängt, sondern auch von der Position des Emitters in der Kavität. Das Verhältnis der spontanen Emissionsrate in einer Kavität bezüglich der Rate im Vakuum (Gleichung 6.18 und 6.20) ergibt sich dann zu:

$$\frac{\Gamma_{\text{Kav}}}{\Gamma_{\text{frei}}} = \frac{6\pi c^3}{V_{\text{Kav}}\omega^2\Delta\omega_0} \left| f(\mathbf{r})\mathbf{e} \frac{\langle f | \mathbf{d} | i \rangle}{|\langle f | \mathbf{d} | i \rangle|} \right|^2 \frac{\Delta\omega_0^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\omega_0^2}. \quad (6.21)$$

Die Änderung der spontanen Emission hängt also von der Verstimmung von Emitter und Kavitätsmode ab  $\omega - \omega_0$ , sowie von der relativen Feldstärke am Ort der Kavität  $f(\mathbf{r})$  und der Orientierung des Dipolmatrixelementes zur Kavitätsmode. Für den resonanten Fall  $\omega = \omega_0$ ,  $f(\mathbf{r}) = 1$  und paralleler Ausrichtung von Dipolmatrixelement und optischer Mode

ergibt sich als Verstärkungsfaktor der Emission der sogenannte *Purcell-Faktor*: Mit dem Faktor ist das Verhältnis aus dem elektrischen Feld am Ort des Zweiniveau-Systems zur maximalen Amplitude  $\left| \frac{E^2(\mathbf{r})}{E_{max}^2} \right|$  gemeint. Das Verhältnis der spontanen Emissionsrate in einer Kavität (Gleichung 6.20) und der im Vakuum (Gleichung 6.18) ergibt sich dann zu:

$$\mathcal{F}_P = \frac{6\pi c^3}{V_{\text{Kav}} \omega_0^2 \Delta\omega_0} = \frac{6}{\pi^2} \frac{Q}{V'}, \quad (6.22)$$

$$\text{mit } V' = \frac{V_{\text{Kav}}}{\left(\frac{\lambda_0}{2n}\right)^3}. \quad (6.23)$$

Wobei  $V'$  das auf die Modenwellenlänge normierte Modenvolumen ist. Der Qualitätsfaktor des Resonators (*Q-Faktor*) ist dabei  $Q = \omega/\omega_0$  und ergibt sich mit Hilfe der Energie-Zeit-Unschärfe anschaulich als Verweildauer des Photons in der Kavität. Letztlich bieten viele Resonatortypen hohe Q-Faktoren und kleine Modenvolumina, zu erwähnen wären hierbei z.B. Mikropillars, Mikrodisk und photonische Kristalle [100]. Im folgenden Kapitel soll auf das entsprechende Design photonischer Kristalle und deren Kavität eingegangen werden.

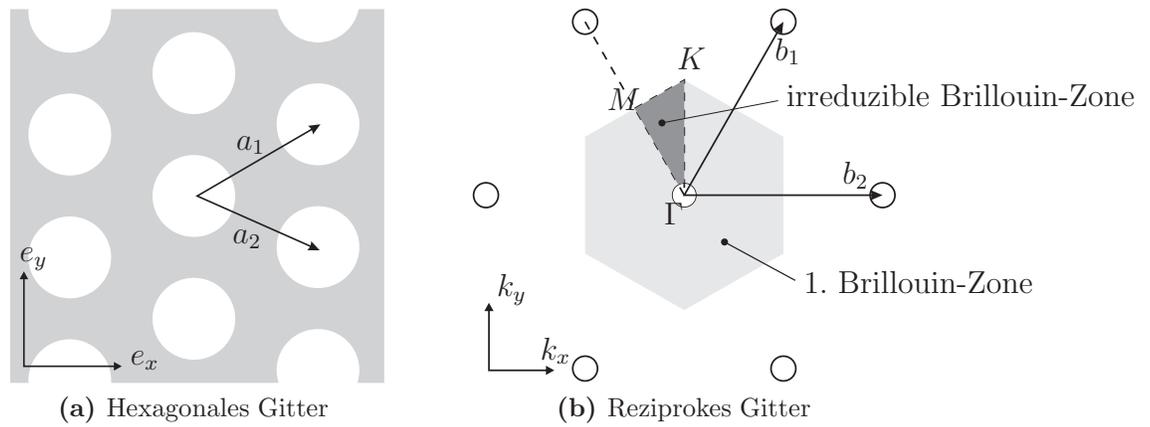
### 6.3 Simulation der Bandstruktur

Für photonische Kristalle wird in den meisten Fällen ein hexagonales Lochgitter verwendet, wie es in Abbildung 6.4a gezeigt ist. Es wird durch seinen Lochabstand  $a$  und den Füllfaktor

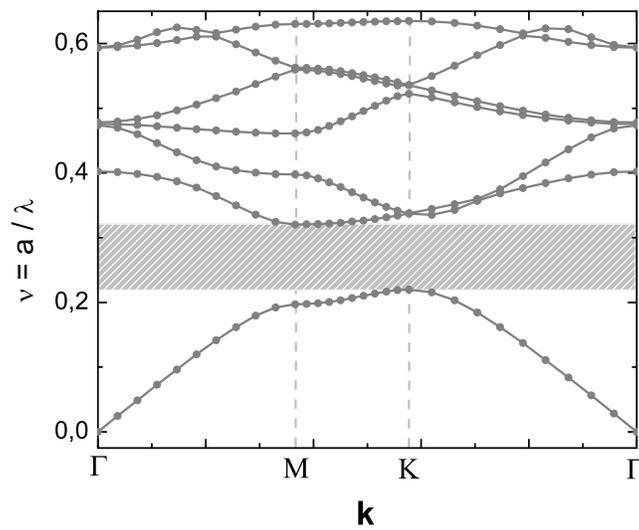
$$\mathcal{F} = \frac{r}{a} \quad (6.24)$$

definiert, wobei  $r$  der Radius des Löcher ist. Die hexagonale Geometrie bietet eine breite Bandlücke für TE-polarisierte Moden und für Füllfaktoren  $\mathcal{F} > 0,4$  auch eine Bandlücke für TM-polarisierte Moden. Dies wird dann als komplette Bandlücke bezeichnet. Da die Emission des Quantenpunkts TE-polarisiert ist und für zweidimensionale Betrachtungen die beiden Moden entkoppelt sind, wird in den folgenden Betrachtungen nur diese Mode berücksichtigt.

Die Bandstruktur wird numerisch mit dem Teilprogramm BandSOLVE der Firma RSoft [101] durchgeführt, welches mit einem Ebenen-Wellen-Ansatz die Maxwell-Gleichungen löst. Das zum hexagonalen Gitter zugehörige reziproke Gitter mit der ersten Brillouin Zone ist in Abbildung 6.4b dargestellt. Mit RSoft werden nun die Eigenfrequenzen an den Zonengrenzen berechnet, denn nur an den Zonengrenzen können die Bänder Extremwerte annehmen und entartet sein [102]. In Abbildung 6.5 ist eine Bandberechnung mit RSoft für einen hexagonalen Kristall durchgeführt. Aufgetragen ist die normierte Frequenz  $\nu$  in Abhängigkeit von  $\mathbf{k}$  entlang der Ränder der irreduziblen Brillouin-Zone. In dem grau schraffierten Bereich finden sich keine Lösungen für  $\nu$ ; in diesem Bereich ist die photonische Bandlücke der Struktur.



**Abbildung 6.4:** In (a) ist das hexagonale Lochgitter dargestellt, welches durch die Gittervektoren  $a_1$  und  $a_2$  aufgespannt wird. In (b) ist das korrespondierende reziproke Gitter mit den Gittervektoren  $b_1$  und  $b_2$  dargestellt.



**Abbildung 6.5:** Numerische Berechnung der Bandstruktur eines hexagonalen zweidimensionalen photonischen Kristalls. Der Brechungsindex ist  $n = 3,43$  und der Füllfaktor  $\mathcal{F} = 0,32$ . Der grau schraffierte Bereich stellt die photonische Bandlücke dar.

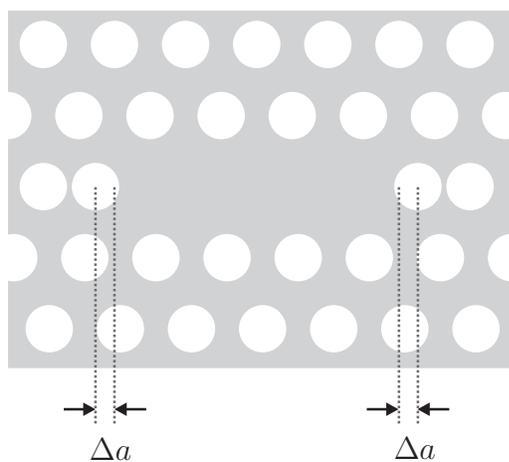
## 6.4 Simulation der Kavität

Die photonische Bandlücke unterbindet die Ausbreitung bestimmter Frequenzen in der Ebene des Kristalls. Analog zu den Elektronen im Halbleiter, kann eine Störung dieser Periodizität gebundene Zustände in der eigentlich verbotenen Bandlücke erzeugen. Abhängig von der Art des Defektes existieren verschiedene Moden mit verschiedenen Frequenzen. Im Folgenden wird auf die sogenannte L3-Kavität eingegangen. Diese ist in Abbildung 6.6a dargestellt. Bei der L3-Kavität „fehlen“ drei Löcher im Kristall. Zudem sind die äußersten beiden Löcher um  $\Delta a = 0,15 \cdot a$  nach außen verschoben. Diese Verschiebung erhöht den  $Q$ -Faktor um den Faktor 10 bis 100 [103].

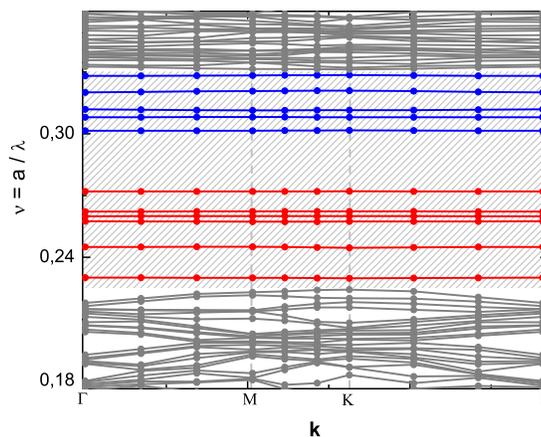
Für die Berechnung des Kristalls (Materialsystem:  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ ) mit Kavität wurde eine Brechungsindex von  $n = 3,29$  und ein Füllfaktor von  $\mathcal{F} = 0,35$  verwendet. Die Bandstruktur des Kristalls ist in Abbildung 6.6b gezeigt. Grau dargestellt sind die dielektrischen Bänder unterhalb der photonischen Bandlücke (deren elektrisches Feld größtenteils im Halbleiter ist) und die Luftbänder oberhalb der photonischen Bandlücke (deren elektrisches Feld sich größtenteils in den Löchern des Kristalls befindet), grau schraffiert hinterlegt ist die Bandlücke. In der Bandlücke sind rot dargestellt die sechs fundamentalen, nichtentarteten Moden und blau dargestellt sind die höheren Ordnungen der Moden. Diese Moden werden im Folgenden mit  $M_1$  bis  $M_6$  bezeichnet. Die Feldprofile der Moden können mittels FDTD-Simulationen (*Finite Difference Time Domain*) mit RSoft berechnet werden. Dargestellt sind die Ergebnisse in Abbildung 6.7b der  $z$ -Komponente des magnetischen Feldes. Der maximale  $Q$ -Faktor für die  $M_1$ -Mode in der zweidimensionalen Simulation ergibt sich für einen Füllfaktor  $\mathcal{F} = 0,34$ , wie in Abbildung 6.7a gezeigt ist.

## 6.5 Herstellung von photonischen Kristallen

Das Design des photonischen Kristalls, d.h. die photonische Bandlücke und die Moden der Kavität in Abhängigkeit des Füllfaktors  $\mathcal{F}$  und des Lochabstand  $a$  können mit Hilfe der in Kapitel 6.3 und 6.4 vorgestellten Simulationsprogramme berechnet werden. Allerdings ist das experimentelle Ergebnis sehr stark abhängig vom Fabrikationsprozess und auch von Unsicherheiten bezüglich der Materialparameter, vor allem des Brechungsindex bei tiefen Temperaturen. Die Realisierung von photonischen Kristallen und Kristallmembranen auf GaAs wurde bereits in zahlreichen Publikationen beschrieben und zählt mittlerweile zur etablierten Prozesstechnologie [60, 62, 104]. Auf InP-Basis wurden die Herstellung von photonischen Kristallen und Membranen nur auf InP demonstriert [105–107], allerdings werden die in dieser Arbeit vorgestellten Quantenpunkte auf dem Materialsystem  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  hergestellt, weswegen auch die Kristalle in diesem Materialsystem gefertigt werden müssen. Der Herstellungsprozess auf diesem Materialsystem wird in Kapitel 6.5.2 beschrieben, der Aufbau der Schichtstruktur wird im nächsten Kapitel gezeigt. Der schematische Aufbau der Teststrukturen ist in Abbildung 6.8 gezeigt.

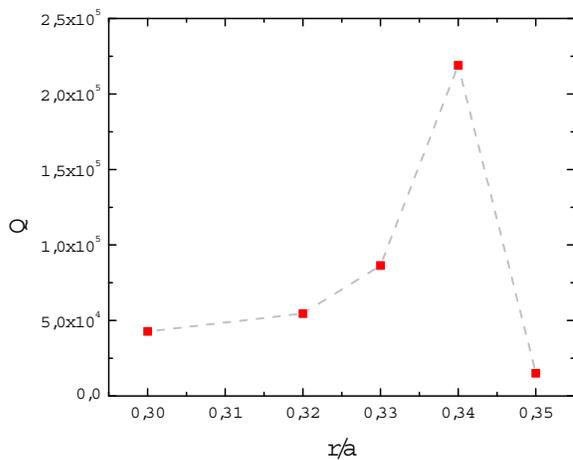


(a) L3-Kavität mit photonischem Kristall

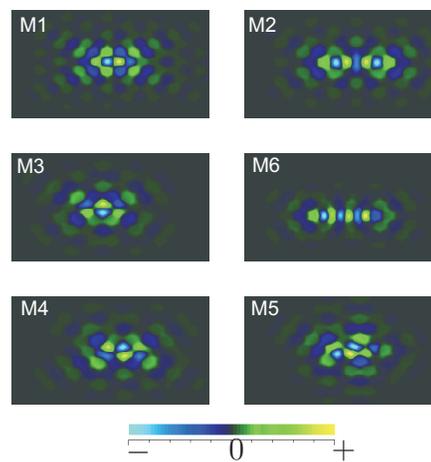


(b) Berechnete Bandstruktur eines photonischen Kristalls mit L3-Kavität

**Abbildung 6.6:** L3-Kavität und die Bandstruktur mit den Moden in der Bandlücke.

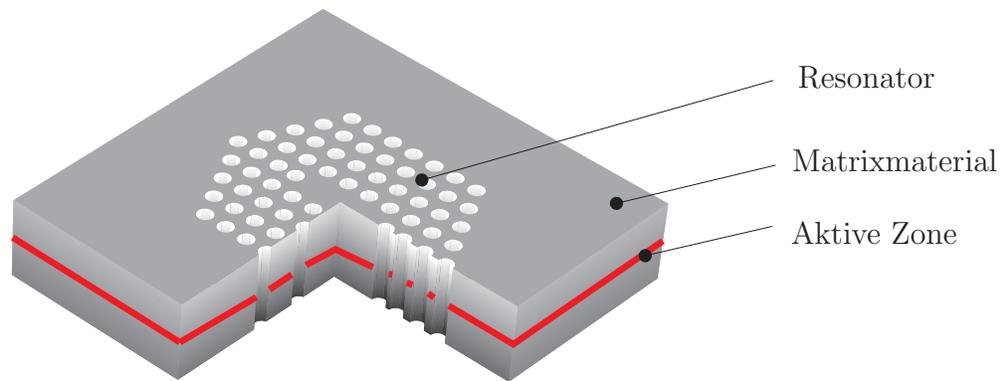


(a)  $Q$ -Faktor in Abhängigkeit des  $r/a$ -Verhältnis



(b) Modenprofile der L3 Kavität, Dargestellt ist der Betrag der  $H_z$ -Komponente

**Abbildung 6.7:** Rechts sind die Stehwellenfelder der Moden  $M_1$  bis  $M_6$  gezeigt und links der simulierte  $Q$ -Faktor der Mode  $M_1$  in Abhängigkeit des Füllfaktors  $\mathcal{F} = r/a$ .



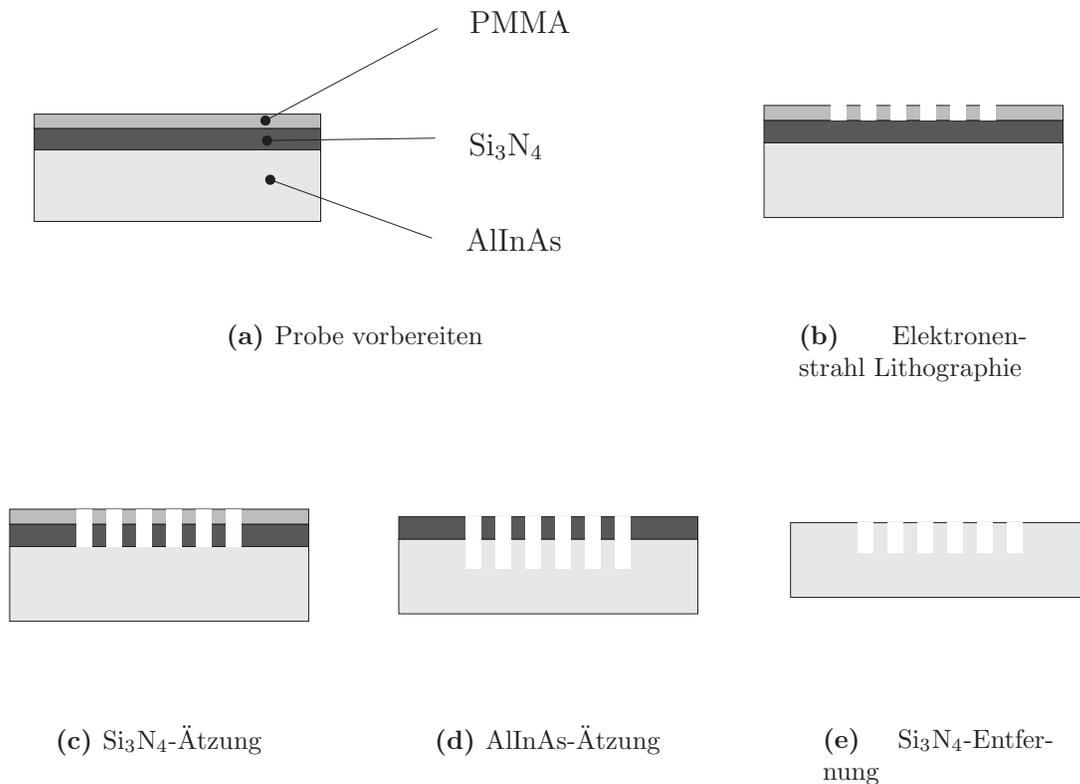
**Abbildung 6.8:** Skizze der Probenstruktur mit photonischem Kristall als Resonator.

### 6.5.1 Schichtstruktur

Für die Charakterisierung der Moden des photonischen Kristalls wird ein möglichst breitbandiger Emittor benötigt. Auf diesem Materialsystem eignen sich dafür (wie schon in Kapitel 5.1) dargelegt) Quanten-Dashes. Die Proben wurden auf 2'' Wafern aus InP-(001)-Substrat mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Eingebettet im  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$  ist eine Schicht InAs Quanten-Dashes, deren Lumineszenz um 1400 nm liegt (FWHM $\approx$ 110 nm). Da zwischen Halbleiter und Luft ein Brechungsindexunterschied von  $\Delta n \approx 2,3$  besteht, würden die meisten Photonen ins Substrat zurückreflektiert werden. Um aber möglichst wenig Intensität in das Substrat zu verlieren, ist die Struktur auf einen DBR-Spiegel mit 11 Paaren epitaxiert, dessen Stoppbandmitte bei 1400 nm liegt. Die genaue Schichtstruktur ist in Tabelle 6.1 angegeben.

Schichtnummer	Material	Dicke in nm
1	InP	Substrat
2	$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$	113
3	$\text{Al}_{0,16}\text{Ga}_{0,31}\text{In}_{0,53}\text{As}$	106
4	$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$	113
5	$\text{Al}_{0,16}\text{Ga}_{0,31}\text{In}_{0,53}\text{As}$	106
...	...	...
22	$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$	130
23	InAs-Q-Dashes	1,3
22	$\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$	130

**Tabelle 6.1:** Epitaktische Schichtfolge der photonischen Kristallstruktur.



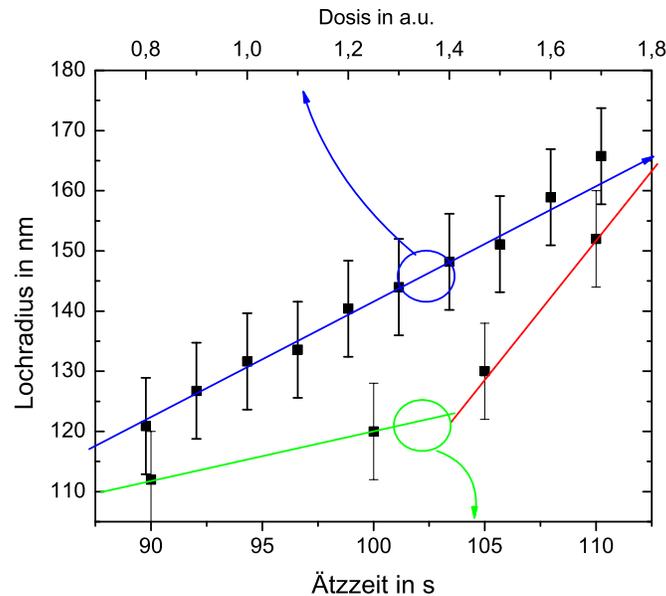
**Abbildung 6.9:** Prozessschritte für die Herstellung von photonischen Kristallen.

### 6.5.2 Fabrikationsprozess

Die Fabrikationsschritte für die photonischen Kristalle sind schematisch in Abbildung 6.9 gezeigt. Als Hartmaske dient eine 270 nm dicke Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Maske, welche mittels *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition* auf die Halbleiterheterostruktur abgeschieden wird. Aufgrund der kleinen Dimension des photonischen Kristalls ist es nicht möglich die Maske mit optischer Lithographie zu strukturieren. Für die Strukturierung wird daher Elektronenstrahl-Lithographie verwendet. Daher wird auf die Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-Maske der elektronenstrahlsensitive *Polymethylmethacrylat*-Lack (PMMA) (Feststoffanteil 3,75 %) mit einer Dicke von 120 nm aufgebracht.

#### Elektronenstrahl-Lithographie

Diese Schicht wird mittels Elektronenstrahl belichtet. Der Durchmesser der Löcher hängt aufgrund des Proximity-Effektes [108] von der deponierten Dosis im Lack ab, wie die Abbildung 6.10 zeigt. Der größte Teil der Belichtung wird von rückgestreuten Elektronen verrichtet, daher ist der Zusammenhang von Lochradius und deponierter Dosis sehr von der verwendeten Schichtstruktur abhängig. Daher muss, da es sich jeweils um eine Kombination aus dielektrischen Schichten und Halbleiterheterostrukturen handelt, für die

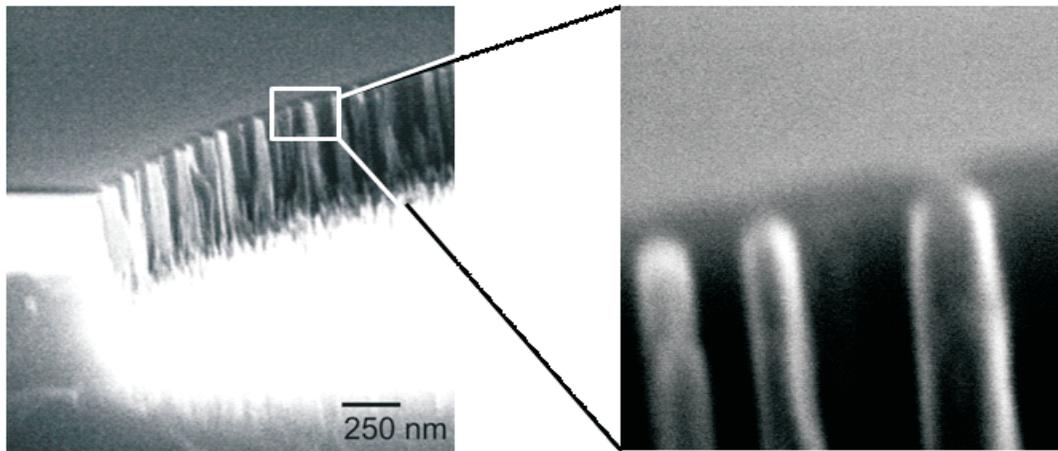


**Abbildung 6.10:** Lochradius in Abhängigkeit von Dosis und Ätzeit bei einem Lochabstand  $a$  von 440 nm. Die blaue Linie zeigt den Zusammenhang zwischen Dosis und Lochradius, der in diesem Bereich linear verläuft. Die Ätzrate steigt ab 102 s aufgrund des umgekehrten Loading-Effekts stark an.

Proximityparameter meistens nicht bekannt sind, der Zusammenhang zwischen Dosis und Lochradius experimentell ermittelt werden. Nach der Lithographie wird der PMMA-Lack mit *Isopropylmethylether* (IPMK) entwickelt.

### Strukturierung der Hartmaske

Die Hartmaske ist deshalb nötig, weil der PMMA-Lack für den trockenchemischen  $\text{Ar}/\text{Cl}_2$ -Ätzprozess, also für den Übertrag in den Halbleiter nicht selektiv genug ist. Daher wird die Struktur im PMMA mit einer ECR-RIE in einem trockenchemischen  $\text{CF}_4$ -Prozess in das  $\text{Si}_3\text{N}_4$  übertragen (siehe Abbildung 6.9c). Dieser Prozess stoppt selektiv auf III/V-Halbleitern. Das  $\text{Si}_3\text{N}_4$  wird mit einer Rate von etwa 2,3 nm/s geätzt, der PMMA-Lack mit etwa 0,5 nm/s. Die Selektivität ist daher ausreichend, um die Struktur in das  $\text{Si}_3\text{N}_4$  zu übertragen. Die Ätzparameter sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Aufgrund der hohen chemischen Komponente dieses Ätzprozesses [109], ist die Ätzung (für RIE-Prozesse) isotrop. Vor allem nachdem die Hartmaske komplett oder nahezu komplett durchgeätzt wurde, steigt die laterale Ätzrate (ab einer Ätzeit von 102 s) von ca. 1 nm/s auf 4 nm/s stark an, während die vertikale Ätzrate konstant bei 2,6 nm/s liegt. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 6.10 verdeutlicht. Der Einbruch der Ätzrate bei einem höheren Angebot an zu ätzendem Material ist als *Loading-Effekt* bekannt [109]. In diesem Falle handelt es sich um den umgekehrten Effekt, Die Ätzrate steigt lateral stark an, da vertikal kein zu ätzen-



**Abbildung 6.11:** Ar/Cl<sub>2</sub>-Ätzprozess mit Materialablagerungen.

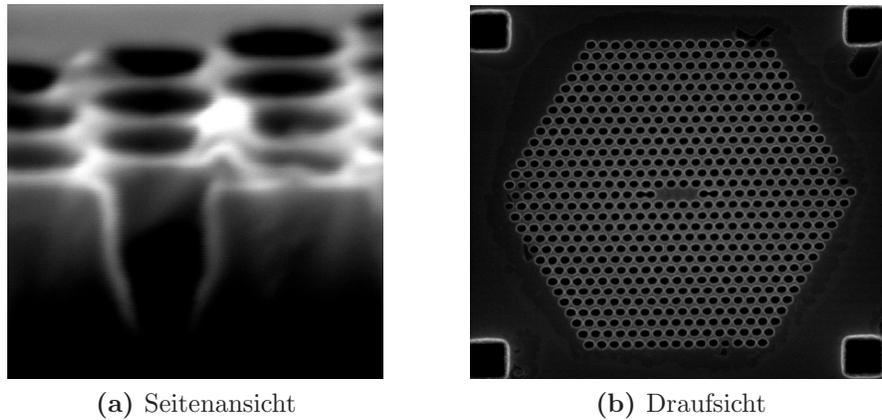
des Material mehr vorhanden ist. Die Abbildung zeigt den Lochradius in Abhängigkeit der verwendeten Elektronendosis und der Ätzzeit mit dem CF<sub>4</sub>-Prozess. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass es nur sehr schwer möglich ist, den Lochradius exakt einzustellen (erforderlich ist etwa  $\Delta r/a = 1\%$  [62]), da sowohl die Dickenvariation (die beim Depositionsprozess auftritt) und damit auch die unterschiedliche laterale Ätzrate im Bereich von 5% liegt. Auch die Ätzzeit ist aufgrund von Instabilitäten beim Einschaltvorgang nur auf ca. 2s genau einstellbar, was einen Fehler  $\Delta r/a$  von ca. 2% verursacht.

CF <sub>4</sub> -Gasfluß	38 sscm
Mikrowellenleistung	225 W
HF-Leistung	18 W
Druck	40 µmbar
Ätzrate	2,3 nm/s

**Tabelle 6.2:** Ätzparameter CF<sub>4</sub>-Prozess.

### Übertrag in den Halbleiter

Die Entwicklung eines Ätzprozesses für das Quantenpunktmatrixmaterial AlGaInAs erwies sich als aufwändig. Der etablierte CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>-Ätzprozess für InP funktioniert aufgrund des im Matrixmaterial enthaltenen Aluminiums nicht, da Aluminium in diesem Prozess als Ätzstopp fungiert. Daher wurde mit hohem Aufwand an einem Ar/Cl<sub>2</sub>-basierenden Ätzprozess gearbeitet. Ein Argon-Chlor-basierender Ätzprozess führt zu schwer flüchtigem InCl<sub>3</sub>, welches erst bei ca. 180°C verdampft. Da die trockenchemische Ar/Cl<sub>2</sub>-Ätzanlage über keine Heizung verfügt, wird InCl<sub>3</sub> praktisch nicht abtransportiert. Das Ergebnis solcher Ätzprozesse ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Die REM-Aufnahme zeigt Rauigkeiten im Bereich von fünfzig bis hundert Nanometer, was in der Größenordnung der Durchmesser

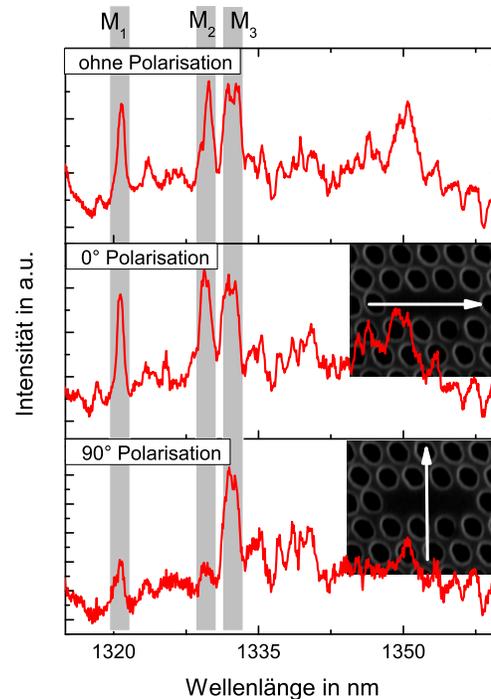


**Abbildung 6.12:** Fertigestellte photonische Kristalle in  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ . Der Lochabstand  $a$  lag bei dieser Probe bei 405 nm.

der Löcher in den zu realisierenden photonischen Kristallen liegt. Der Ausweg besteht nun darin bei sehr niedrigem Druck zu arbeiten, der unterhalb des Dampfdrucks von  $\text{InCl}_3$  liegt. Ein niedrigerer Druck erleichtert den chemischen Abtransport der bei der Ätzung entstehenden Produkte. Der Nachteil dieses Prozesses ist, dass ein geringerer Dampfdruck zu einer höheren Spannung an der Kathode, damit zu einer höheren kinetischen Energie der Ionen [109] und somit zu einer hohen physikalischen Komponente der Ätzung führt. Die Anisotropie solcher Prozesse ist zwar hoch, aber die Selektivität von Prozessen mit hoher physikalischer Komponente ist gering, was in der Regel dickere Masken erfordert. Das Verhältnis zwischen Argon und Chlor muss entsprechend angepasst sein, dass zwar durch die physikalische Komponente steile Ätzflanken erzeugt werden, die Ätzprodukte aber trotzdem chemisch gebunden zum großen Teil abtransportiert werden, so dass nur eine geringe Materialumverteilung und damit eine geringe Oberflächenrauigkeit entsteht. Eine REM-Aufnahme eines photonischen Kristalls ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Die Löcher des photonischen Kristalls sind in einem Bereich von etwa 500 nm senkrecht und laufen dann konisch zusammen. Auch beträgt die Ätzrate aufgrund der kleinen Strukturen nur etwa 60 % der Ätzrate von flächigen Strukturen, was letztlich an einem schlechten Materialabtransport liegt [109]. Die optimierten Parameter sind in Table 6.3 zusammengefasst. Als letzter Prozessschritt wird die restliche  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Maske mittels eines  $\text{CF}_4$ -Prozesses entfernt.

Gasfluss Argon/Chlor	4,5/2 sscm
Mikrowellenleistung	600 W
HF-Leistung	100 W
Druck	4,2 $\mu\text{mbar}$
Ätzrate $\text{AlInAs}$	1 nm/s
Selektivität $\text{AlInAs}/\text{Si}_3\text{N}_4$	3

**Tabelle 6.3:** Ätzparameter  $\text{Ar}/\text{Cl}_2$ -Prozess.



**Abbildung 6.13:** Messung eines photonischen Kristalls mit  $a = 405\text{nm}$ . Die beiden unteren Messungen erfolgten mit einem Polarisationsfilter im Strahlengang der Detektion. Die Anregungsleistung beträgt bei allen Messungen  $150\text{ W/cm}^2$ .

## 6.6 Photolumineszenzmessungen

Die mit dem im obigen Kapitel beschriebenen Prozess hergestellten photonischen Kristalle wurden mittels Mikrophotolumineszenz vermessen (siehe Kapitel 3.4.4). Die Abbildung 6.13 zeigt eine Photolumineszenzmessung von photonischen Kristallen ( $a = 405\text{ nm}$ ,  $r = 135 \pm 8\text{ nm}$ ,  $r/a = 0,33 \pm 0,02$ ), durchgeführt mit einer Anregungsleistung von  $150\text{ W/cm}^2$ . Die drei Moden  $M_1$ ,  $M_2$  und  $M_3$  sind grau hinterlegt. Ein wichtiges Indiz für Moden in L3-Kavitäten ist die Polarisation. Um dies zu messen, wird in den Detektionsweg des Messaufbaus ein Polarisationsfilter gesetzt. Wird nun mit Polarisationsdurchlass parallel zur langen Achse der L3-Kavität gemessen, haben die Moden  $M_1$  und  $M_2$  wesentlich stärkere Intensitäten als bei senkrechter Polarisation im Gegensatz zum übrigen Photolumineszenzsignal der Quanten-Dashes. Die höchsten  $Q$ -Faktoren von  $Q_{M_1} = 2200$  wurden bei einem Radius von  $135 \pm 8\text{ nm}$  gemessen. Das optimale  $r/a$ -Verhältnis liegt auch unter Berücksichtigung der Fehlertoleranzen im Bereich um 0,34, wie es nach den zweidimensionalen FDTD-Simulationen erwartet wurde.

Mit Hilfe des in Kapitel 6.5.2 vorgestellten Fabrikationsprozesses, vor allem des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten trockenchemischen Ar/Cl<sub>2</sub>-Ätzprozesses, konnten erst-

mals photonische Kristalle auf dem Materialsystem AlGaInAs realisiert und charakterisiert werden. Der erreichte  $Q$ -Faktor von 2.200 ergibt zusammen mit dem Modenvolumen der L3-Kavität [60, 62] einen Purcellfaktor von 80. Die Lebensdauer des Exzitons in Resonanz mit der optischen Mode ist somit stark reduziert und damit ausreichend zur Effizienzsteigerung.



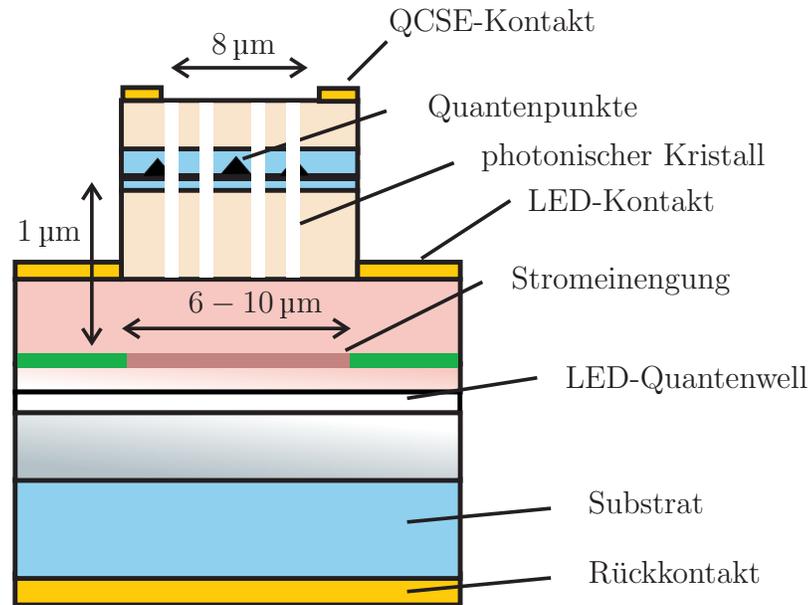
# Kapitel 7

## Bauelement für eine Einzelphotonenquelle

Für ein Konzept, das mit Resonatormoden und Quantenpunkten arbeitet, ist ein Abstimmungsmechanismus zwischen Resonatormode und Quantenpunktemission zwingend notwendig, da wegen der inhomogenen Ensembleverbreiterung der Quantenpunkte und der begrenzten Fabrikationsgenauigkeit der photonischen Kristalle diese im Allgemeinen bei unterschiedlichen Wellenlängen liegen werden. In der Literatur sind mehrere Möglichkeiten beschrieben, um die Emissionswellenlänge der optischen Mode eines photonischen Kristalls zu verschieben, z.B. Temperatur-Tuning [20] und Gas-Kondensation [21]. Auch die Quantenpunktemission kann mittels Temperatur oder Spannung verschoben werden [22].

Das hier verfolgte Konzept sieht für das Bauelement (schematisch in Abbildung 7.1 gezeigt) vor, den Quantenpunkt in einem Zustand mit Ladungsträgern zu befüllen in dem er noch nicht resonant mit der optischen Mode des Resonators ist. Anschließend wird die Emissionslinie des Exzitons schnell (in ns-Bereich) in Resonanz mit der optischen Mode gebracht, um so gezielt die Emission nur eines einzelnen Photons zu erzwingen. Dies erfordert einen schnellen Abstimmmechanismus, der elektrisch implementiert werden sollte. Ein elektrisches Feld am Ort der Quantenpunkte wird eine Rotverschiebung der Emission aufgrund des *Quantum Confined Stark Effects* (QCSE) verursachen. Dieses Feld kann mit Hilfe eines Schottky-Kontakts, der in Sperrrichtung betrieben wird, realisiert werden. Allerdings ist dadurch eine gleichzeitige Injektion von Ladungsträgern in den Quantenpunkt wie z.B. bei sog. Single-Dot-LEDs nicht möglich.

Das Konzept sieht daher ein Bauteil mit drei elektrischen Kontakten vor, welche Wellenlängenabstimmung und Pumpen der Quantenpunkte gleichzeitig und unabhängig voneinander erlauben und eine hohe Effizienz durch Einsatz eines photonischen Kristalls gewährleistet. Die Ladungsträger sollen am Ort des Quantenpunkts mittels eines Lichtpulses generiert werden. Dieser Lichtpuls soll in einer monolithisch integrierten LED unterhalb der Quantenpunktschicht erzeugt werden. Das Bauteil wurde sowohl auf GaAs-Basis



**Abbildung 7.1:** Schematisches Bauteilkonzept einer Einzelphotonenquelle.

(siehe Kapitel 7.3) realisiert, da auf diesem Materialsystem die Prozesstechnik etabliert und weniger aufwändig ist, als auch auf InP-Basis realisiert (siehe Kapitel 7.4), da dieses Materialsystem Emission im Telekommunikationsbereich ermöglicht.

## 7.1 Die Leuchtdiode

Das zentrale Element einer Leuchtdiode besteht aus einem Übergang von  $p$ - zu  $n$ -dotiertem Halbleiter. In der Nähe des Übergangs diffundieren Elektronen von den Donatoren auf der  $n$ -dotierten Seite in das  $p$ -dotierte Gebiet und rekombinieren dort mit den Löchern. Daraus resultiert ein Bereich in dem keine freien Ladungsträger mehr vorliegen, die sogenannte Verarmungszone. Wird nun eine Spannung angelegt, so wird Vorwärtsspannung so definiert, dass am  $p$ -Gebiet der Leuchtdiode eine positive Spannung anliegt. Elektronen und Löcher fließen dann in die Verarmungszone und rekombinieren dort. Dabei werden bei direkten Halbleitern wie den meisten III-V-Halbleitern Photonen erzeugt.

Um den Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und Stromfluss der Diode zu erhalten, betrachtet man Generations- und Rekombinationsstrom bei angelegter Spannung  $U$ . Der Generationsstrom  $I_{gen}$  besteht aus den Minoritätsladungsträgern, die durch thermische Aktivierung laufend neu erzeugt werden (z.B. Elektronen im  $p$ -Gebiet). Dieser Strom ist unabhängig von der angelegten Spannung. Der Rekombinationsstrom besteht aus den Majoritätsladungsträgern (Elektronen im  $n$ -Gebiet), die vom  $n$ - in den  $p$ -Bereich diffundieren und dort mit den Löchern rekombinieren. Dabei bewegen sich die Elektronen gegen die

Potenzialschwelle der Diffusionsspannung, die je nach Vorzeichen der äußeren Spannung erhöht oder verringert wird. Der Anteil der Ladungsträger, die diese Potenzialschwelle überwinden können, wird durch den Boltzmann-Faktor bestimmt und hängt damit stark von der angelegten Spannung ab [110]:

$$I_{rek}(U) \propto \exp\left(\frac{-e(U - U_D)}{k_B T}\right) \quad (7.1)$$

$k_B$  ist die Boltzmann-Konstante,  $T$  die Temperatur und  $e$  ist die Elementarladung. Da Generationsstrom und Rekombinationsstrom für  $U = 0$  gleich sein müssen, gilt:

$$I_{gen}(0) = I_{rek}(0) \propto \exp\left(\frac{-eU_D}{k_B T}\right) \quad (7.2)$$

und damit:

$$I_{rek}(U) = I_{gen} \cdot \exp\left(\frac{-eU}{k_B T}\right) \quad (7.3)$$

und somit für den Gesamtstrom:

$$I(U) = I_{rek}(U) - I_{gen} = I_{gen} \left[ \exp\left(\frac{-eU}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (7.4)$$

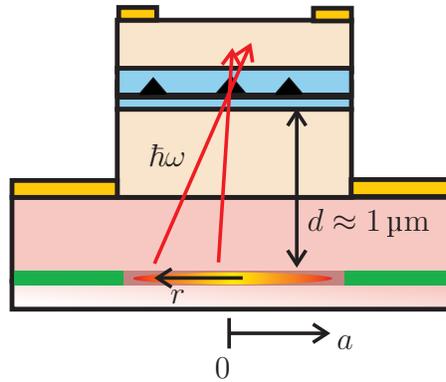
Diese Kennlinie gilt für eine ideale Diode. Eine reale Diode weist aufgrund serieller Widerstände (an den Kontakten) oder paralleler Widerstände (z.B. durch schlecht isolierte Kontaktpads) Abweichungen von der exponentiellen Kennlinie auf.

Die Wellenlänge des emittierten Lichts hängt von der Bandlücke des Materials in der aktiven Zone ab. Da die strahlende Rekombination quadratisch zur Ladungsträgerdichte ist, sind für hohe Effizienzen hohe Ladungsträgerdichten auch bei niedrigem Strom von Vorteil. Daher dient als aktive Zone in der Verarmungszone ein Quantenwell mit niedrigerer Bandlücke als das umgebende Barrierenmaterial.

## 7.2 Konzept des elektro-optischen Pumpens

Um nun die notwendige Intensität des Lichtpulses und damit die Größe des Stroms durch die untere Pump-LED abschätzen zu können, muss der geometrische Wirkungsgrad, also der Anteil des Lichts, der von der Pump-LED zum Quantenpunkt gelangt, abgeschätzt werden. Werden die übrigen Verluste (Absorption, Quanteneffizienz) berücksichtigt, so kann der für das elektro-optische Pumpen benötigte Strom abgeschätzt werden.

Für den geometrischen Wirkungsgrad werden folgende Annahmen gemacht: Es wird davon ausgegangen, dass das in der aktiven Schicht der LED erzeugte Pump-Licht isotrop in den Halbleiter emittiert wird und der Bereich der aktiven Zone homogen auf die Stromeinengung begrenzt ist. Die Stromeinengung hat einen Durchmesser  $a$  von  $6 - 10 \mu\text{m}$



**Abbildung 7.2:** Dargestellt ist der obere Teil des Bauteils.

(je nach Bauteil). Der zu pumpende Quantenpunkt und sein Einzugsgebiet befindet sich in der oberen Mesa, die einen Innendurchmesser von  $8\ \mu\text{m}$  besitzt. Der Quantenpunkt hat einen Abstand  $d$  zur aktiven Zone von etwa einem Mikrometer. Zur Veranschaulichung zeigt die Abbildung 7.2 den oberen Teil des in Abbildung 7.1 dargestellten Bauelements. Letztlich reduziert sich das Problem darauf, die Lichtintensität eines runden Flächenstrahlers am Ort des Quantenpunktes zu berechnen.

Die Lichtintensität am Ort des Quantenpunktes, die von einem Flächenstück  $dA$  der aktiven Zone kommt, ist gegeben durch:

$$dI = \frac{P \cdot dA}{R^2} \quad (7.5)$$

$P$  ist die Photonenerzeugungsrate pro Fläche in der aktiven Zone und  $R$  der Abstand des Flächenstücks  $dA$  von Quantenpunkt. Die gesamte Intensität am Quantenpunkt ist somit:

$$I = \int \frac{P \cdot dA}{R^2} = \int \frac{P \cdot dA}{(r^2 + d^2)} = \int \frac{P \cdot 2\pi r dr}{(r^2 + d^2)} = [P\pi \cdot \ln(r^2 + d^2)]_0^a \quad (7.6)$$

Da zwischen aktiver Zone der LED und dem Quantenpunkt (beim InP-basierenden Bauteil) nur Materialien mit hoher Bandlücke verwendet werden, können Transmissionsverluste zwischen Quantenpunkt und aktiver Zone vernachlässigt werden. Auf dem InP-basierenden Bauteil ist der Quantenpunkt in  $30\ \text{nm}$  dickes *low Bandgap* Matrixmaterial eingebettet. Mit der Annahme, dass die dort durch die absorbierten Photonen erzeugten Elektron-Loch-Paare alle in den Quantenpunkt relaxieren, wird folgender Anteil der Intensität absorbiert:

$$\eta_{abs} = \frac{I(0) - I(30\ \text{nm})}{I(0)} = \frac{1 - \exp(-\alpha \cdot 30\ \text{nm})}{1} \approx 3\% \quad (7.7)$$

Für den Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  wurde  $10.000$  pro  $\text{cm}$  angenommen.

Um den Quantenpunkt in einer Nanosekunde (was der Lebensdauer des Exzitons entspricht) mit einem Elektron-Loch-Paar zu befüllen, müssen in der aktiven Zone von  $6\ \mu\text{m}$  Durchmesser also (nach Gleichung 7.6 und 7.7) ca. 5 Millionen Elektronen pro Nanosekunde in die aktive Zone der LED injiziert werden, was einem Strom von  $80\ \mu\text{A}$  entspricht. Bei resonanter Anregung, wie es bei GaAs-basierenden Bauteil der Fall ist (und gleichem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$ ), ist die Absorptionsstrecke viel geringer als  $30\ \text{nm}$ , diese liegt dann im Bereich zwischen Wettinglayerdicke und Quantenpunkthöhe, also zwischen einem und vier Nanometer. Der dann benötigte Strom würde dann ca. drei bis zehnmal höher sein.

Diese einfache Abschätzung zeigt, dass nur sehr geringe Ströme nötig sind, um die Exzitonlinie eines Quantenpunktes mittels elektro-optischem-Pumpen in Sättigung Befüllrate  $\approx$  Lebensdauer des Zustandes $^{-1}$  zu bringen.

### 7.3 Umsetzung auf GaAs-Substrat

Da die Prozesstechnologie für Bauteile und photonische Kristalle und die Herstellung von Quantenpunkten auf GaAs schon etabliert ist, wurde das oben beschriebene Konzept zunächst auf GaAs realisiert. Die Details des Bauteils sind schematisch in Abbildung 7.3 gezeigt.

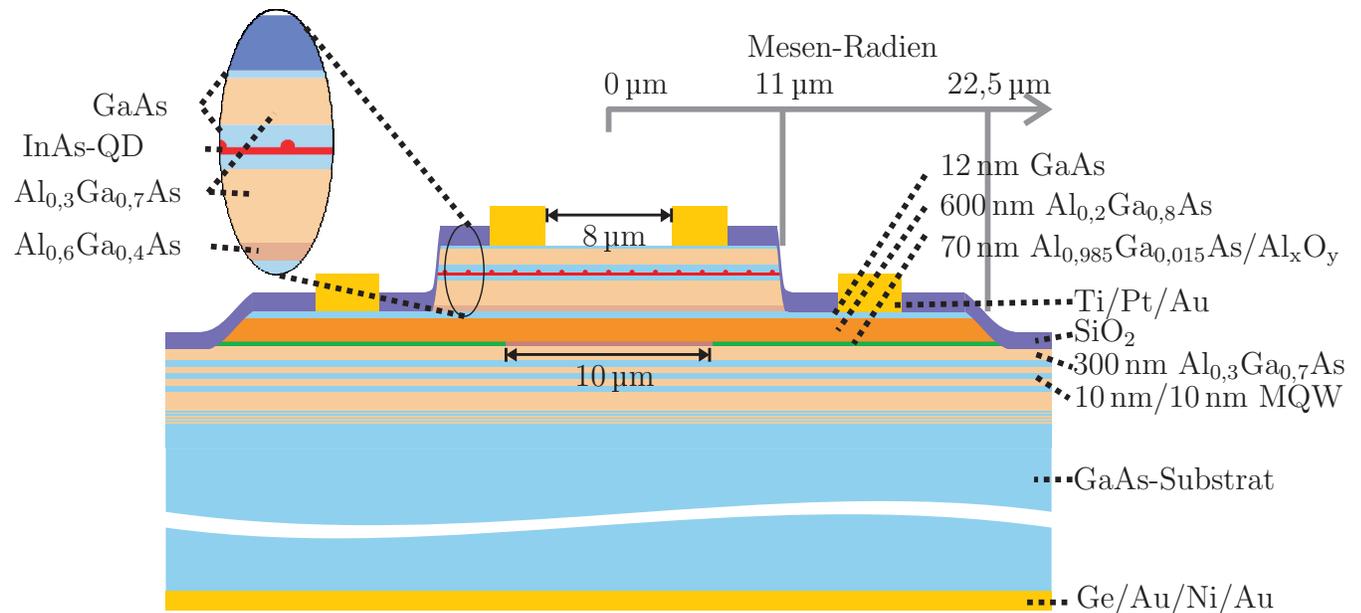
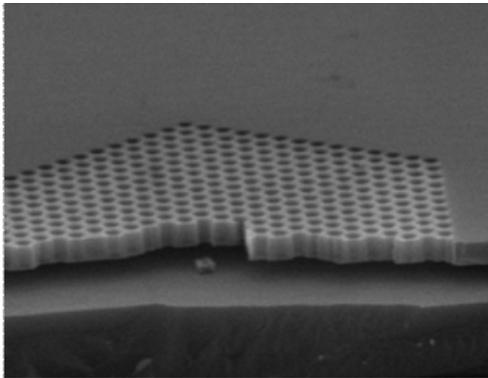


Abbildung 7.3: Skizze des Bauteils und dessen Schichtfolge auf GaAs-Substrat.

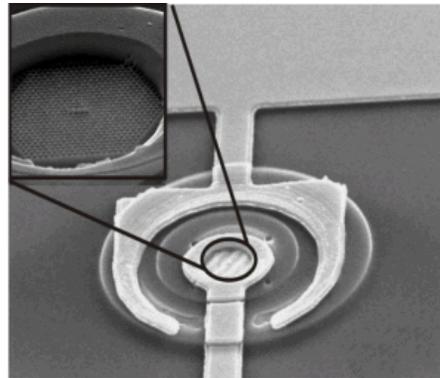
### 7.3.1 Schichtstruktur und Herstellung

Als Basis dient  $n$ -dotiertes GaAs-Substrat (Silizium:  $2,5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), auf das epitaktisch eine 400 nm dicke  $n$ -GaAs-Pufferschicht (Si:  $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) aufgebracht wird. Zur Verbesserung der Materialqualität wird danach ein Übergitter aus  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}$  epitaxiiert. Anschließend wird der aktive Bereich der LED abgeschieden: 200 nm  $n$ -GaAs-Stromzuführung,  $\text{Ga}_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$  Quantentöpfe als aktive Zone und 200 nm  $p$ -GaAs (Beryllium  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ). Darauf wird eine  $\text{Al}_{0,985}\text{Ga}_{0,015}\text{As}$ -Schicht zur Stromeinengung, die 600 nm GaAs  $p$ -Zuleitungsschicht (Be:  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ) und die Kontaktschicht epitaxiiert (Be:  $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ). Anschließend wird dann der aktive Bereich der Einzelphotonenquelle mit den InAs-Quantenpunkten hergestellt, welche in einer 300 nm  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ - und 30 nm GaAs-Matrix eingebettet sind, gefolgt von einer  $n$ -dotierten GaAs-Deckschicht (Si:  $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ). Mittels einer Kombination aus mehreren trockenchemischen Ar/ $\text{Cl}_2$ -Ätzprozessen und selektiven nasschemischen Ätzen (HF konzentriert) werden die Mesen für die Quantenpunkte (11  $\mu\text{m}$ ), die Stromeinengung und Kontakte (22,5  $\mu\text{m}$ ) geätzt. Die Stromeinengung (8  $\mu\text{m}$ ) selbst wird durch laterale hydrolytische Oxidation von  $\text{Al}_{0,985}\text{Ga}_{0,015}\text{As}$  zu  $\text{Al}_2\text{O}_3$  realisiert. Anschließend werden die Seitenwände mit  $\text{SiO}_2$  passiviert und Ti-Pt-Au (50 nm/50 nm/500 nm) Top-Kontakte und ein Ni-Au-Ge-Au (13 nm/33 nm/10 nm/500 nm) Rückkontakt aufgedampft. Die detaillierte Schichtfolge und der Prozessplan sowie die verwendeten Masken finden sich im Anhang.

### 7.3.2 Experimentelle Ergebnisse



(a) Photonischer Kristall auf GaAs



(b) Bauteil auf GaAs

**Abbildung 7.4:** Fertiges Bauteil mit integriertem photonischen Kristall auf GaAs-Basis.

Vor der Fabrikation der Mesen und der Kontakte werden aus technologischen Gründen die photonischen Kristalle hergestellt, an denen die Maske für die Quantenpunktmesa ausgerichtet wird. Der Herstellungsprozess der Kristalle funktioniert ähnlich zu dem im Kapitel 6.5.2 beschriebenen Prozess für photonische Kristalle auf InP-Basis. Der Kristall wird nach den trockenchemischen Ätzprozessen selektiv mit Flußsäure unterätzt (Opferschicht:

$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ ), so dass eine Membranstruktur entsteht. Diese Membran gewährleistet Wellenführung in der Ebene durch Totalreflexion, bietet einen 3-dimensionalen Einschluss für die optischen Moden und ermöglicht auf diese Weise höhere Q-Faktoren [60]. Abbildung 7.4a zeigt eine Rasterelektronen-Mikroskop-Aufnahme einer photonischen Kristall-Membran auf GaAs-Basis und Abbildung 7.4b ein fertig prozessiertes Bauteil mit bereits integriertem photonischen Kristall in der oberen Mesa.

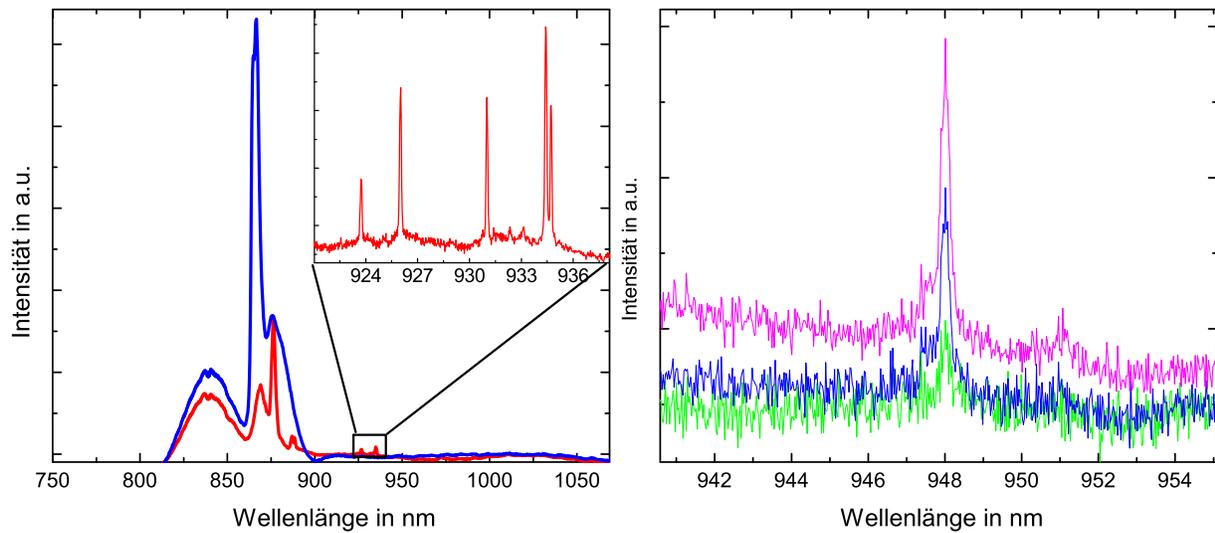
### Elektro-Optisches Pumpen der Quantenpunkte

Photolumineszenzmessungen auf dem fertig prozessierten Bauteil sind in Abbildung 7.5a dargestellt. Die blaue Kurve zeigt eine Photolumineszenzmessung bei der neben der Quantenpunktmesa angeregt wurde. Zu erkennen ist das Photolumineszenzsignal des  $n$ -dotierten GaAs-Substrates (bei etwa 830 nm) und das Photolumineszenzsignal der Quantentöpfe der Diode (bei 870 nm). Wird dagegen mit dem Laser auf der oberen Mesa angeregt, wie bei der roten Kurve in Abbildung 7.5a, so wird zusätzlich Photolumineszenz von Quantenpunkten gemessen. Die Quantenpunkte konnten auch wie im Konzept vorgesehen, elektro-optisch gepumpt werden. Da die LED langwelliger als die Bandlücke von GaAs emittiert, werden die Quantenpunkte bei diesem Bauteil resonant angeregt. Die Lumineszenz der Quantenpunkte bei verschiedenen Strömen durch die LED ist in Abbildung 7.5b gezeigt. Der Diodenstrom, der benötigt wird um die Emissionslinie des Quantenpunktes in Sättigung zu treiben liegt bei etwa einem Milliampere, was in der Größenordnung der Abschätzung von Kapitel 7.2 liegt.

### Verschiebung der Quantenpunktemission

Das Konzept sieht weiterhin vor, dass die Emissionswellenlänge der Quantenpunkte mit Anlegen einer Spannung zwischen dem LED-Top-Kontakt und dem Kontakt auf der Quantenpunktmesa abgestimmt werden soll (*QCSE*). Eine entsprechende Messung ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Hierbei konnte in Abhängigkeit der Spannung und des damit resultierenden elektrischen Feldes am Ort der Quantenpunkte eine Verschiebung der Emissionswellenlänge der Quantenpunkte um 0,7 nm gemessen werden. Typischerweise haben auch InAs-Quantenpunkte auf GaAs-Substrat aufgrund ihrer Geometrie bereits ein kleines intrinsisches Dipolmoment [22]. Liegt dieses in Feldrichtung schiebt die Emissionswellenlänge zuerst zu kürzeren Wellenlängen.

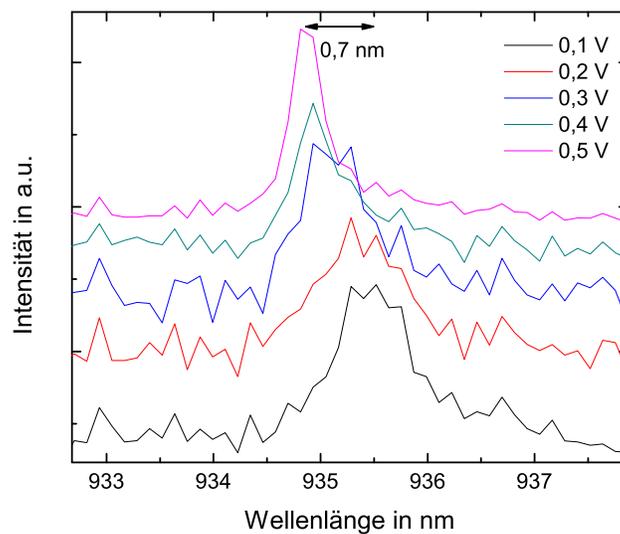
Insgesamt wurde damit ein Prozess (Epitaxie, Prozessierung) für die Realisierbarkeit des Konzepts auf dem technologisch einfacher zu handhabenden Materialsystem GaAs entwickelt und die grundlegenden Funktionen des Konzepts an einem Bauelement demonstriert. Für das Bauteil auf InP-Basis hingegen wurde die Emissionswellenlänge der LED so gewählt, dass die Quantenpunkte und das umgebende Matrixmaterial gepumpt werden (nichtresonante Anregung) und so sehr niedrige Ströme ausreichen.



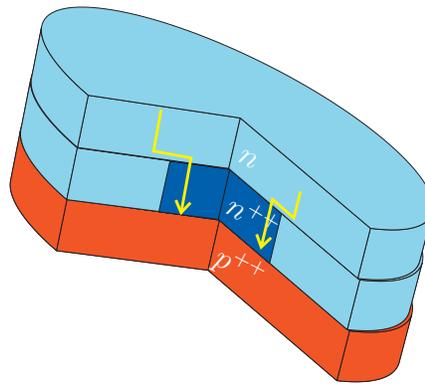
(a) PL-Messungen mit einer Anregungsleistung von  $10 \mu\text{W}$  neben (blau) und auf (rot) der Quantenpunktmesa.

(b) Anregung der Quantenpunkte mittels der monolithisch integrierten LED mit Strömen von  $300 \mu\text{A}$ ,  $600 \mu\text{A}$  und  $900 \mu\text{A}$ .

**Abbildung 7.5:** Photolumineszenz und elektro-optisches-Pumpen bei tiefer Temperatur (20 K).



**Abbildung 7.6:** QCSE von Quantenpunkten auf GaAs-basierendem Bauteil.



**Abbildung 7.7:** Skizze des Tunnelkontaktes mit sperrendem  $p^{++}n$ - und durchlässigem  $p^{++}n^{++}$ -Übergang.

## 7.4 Umsetzung auf InP-Substrat

Die Umsetzung des Konzeptes auf InP stellt in Bezug auf Epitaxie und Prozesstechnologie eine große Herausforderung dar. So kann z.B. die Stromeinengung anders als auf GaAs, auf InP-Basis nicht mit hydrolytischer Oxidation bewerkstelligt werden. Um dennoch eine Einengung des Stromes zu erreichen, wird das Konzept des vergrabenen Tunnelkontakts verwendet. Dies führt dazu, dass für dieses Bauteil drei Epitaxieschritte nötig sind. Die LED-Struktur bis zum Tunnelkontakt wird mittels MBE hergestellt. Da für die Tunnelkontaktstrukturierung ein trockenchemischer Ätzprozess nötig ist, muss die Struktur anschließend überwachsen werden. Um für die Quantenpunkte auf der Mesa die bestmögliche Oberfläche zu gewährleisten, wird die Überwachsung bis nach der LED-Kontaktschicht mittels MOVPE durchgeführt. Die obere Mesa (also die Quantenpunkte) werden wieder mittels MBE in dem in Kapitel 5.3 beschriebenen Epitaxieverfahren hergestellt. Das Prinzip des Tunnelkontaktes ist in Abbildung 7.7 gezeigt. Der Tunnelkontakt besteht aus einem hochdotierten  $p$ -Bereich ( $p^{++}$ ) und einem in der Stromführung hochdotierten  $n$ -Bereich ( $n^{++}$ ), der in Sperrrichtung gepolt ist. Aufgrund der hohen Dotierung ist die Raumladungszone sehr klein und damit ist ein Tunneln der Ladungsträger in Sperrrichtung möglich. Der blockierende Teil der Stromdurchführung besteht aus einem  $p^{++}n$ -Übergang mit einem schwach dotierten  $n$ -Bereich. Die große Raumladungszone führt zu einer großen Durchbruchspannung. Damit fließt der Strom nur durch den  $p^{++}n^{++}$ -Übergang.

### 7.4.1 Schichtstruktur und Herstellung

Abbildung 7.8 zeigt das Bauteil auf InP-Basis. Die LED wird auf  $n$ -dotiertem InP-Substrat abgeschieden ( $\text{Si}: 4,5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), gefolgt von einem  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}/\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Übergitter und einer  $n$ -dotierten 500 nm  $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ -Pufferschicht ( $\text{Si}: 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ). Darauf wird die undotierte aktive Zone (6 nm  $\text{AlGaInAs}$ -Quantentopf), eingebettet in 60 nm Barrierenmaterial, abgeschieden. Beendet wird die erste Epitaxie mit den dotierten  $p^{++}$ - $\text{AlGaInAs}$ -



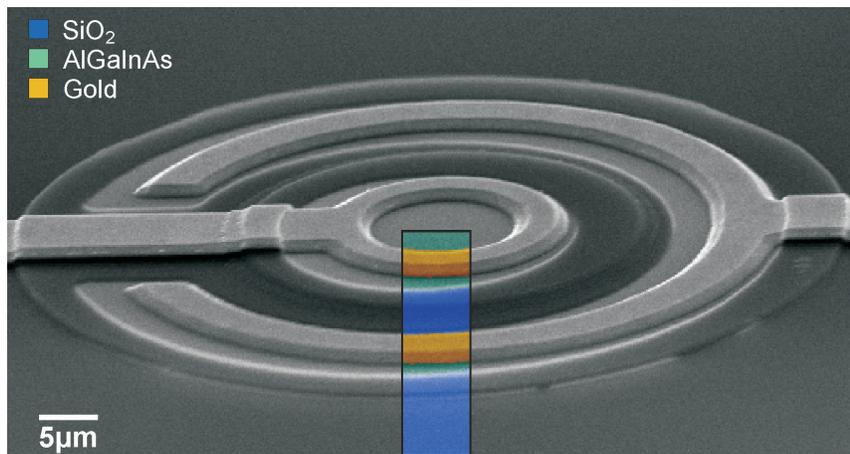


Abbildung 7.9: REM-Aufnahme des Bauteils auf InP.

für die LED-Struktur.

### Elektrische Charakterisierung der LED

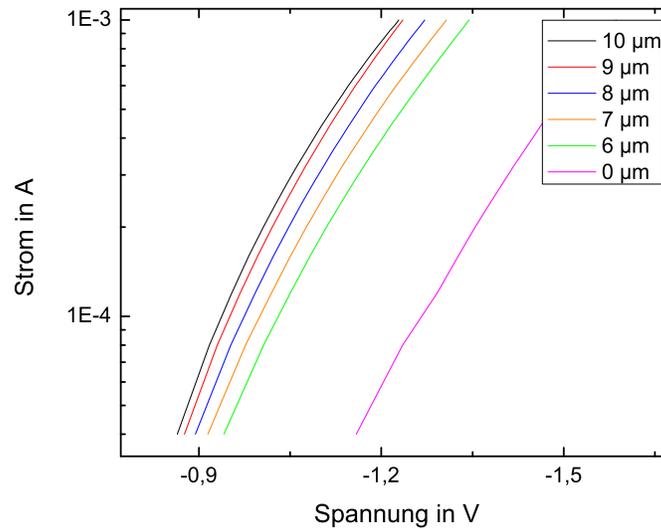
Die  $U$ - $I$ -Kennlinien der Pump-LED in Abhängigkeit des Tunnelkontaktdurchmessers sind in halblogarithmischer Darstellung in Abbildung 7.10 gezeigt. Es wurde der Strom in Abhängigkeit der Spannung bei verschiedenen Größen gemessen. Für kleinere Tunnelkontakte fließt entsprechend weniger Strom; bei der Referenzdiode ohne Tunnelkontakt (d.h. nur mit sperrenden  $pn$ -Übergang) fließt ca. um den Faktor 10 weniger Strom als bei den Bauteilen mit Tunnelkontakt. Daraus lässt sich das Sperrverhältnis  $S$  errechnen, d.h. das Verhältnis der Anteile der Stromdichten die einerseits durch den leitenden Teil des Tunnelkontakts ( $\varnothing=6 - 10 \mu\text{m}$ ) und zum anderen durch die sperrende  $pn$ -Diode ( $\varnothing=66 \mu\text{m}$ ) fließen.

$$S = \frac{j_{\text{TK}}}{j_{\text{LEK}}} = \frac{I_{\text{TK}}/r_{\text{TK}}^2 \cdot \pi}{I_{\text{LEK}}/((66 \mu\text{m})^2 \cdot \pi)} \quad (7.8)$$

Das Sperrverhältnis liegt dabei für alle Tunnelkontaktdurchmesser (mit Ausnahme  $\varnothing=10 \mu\text{m}$ ) bei  $800 \pm 20$ . Die Stromdichte im Tunnelkontakt ist also um den Faktor 800 größer als die Stromdichte durch den sperrenden  $pn$ -Übergang. Somit ist sichergestellt, dass das Pumplicht nur in dem Bereich unterhalb der Quantenpunkte erzeugt wird.

### Photolumineszenz und Elektrolumineszenz

Der Aluminiumgehalt des 30 nm dicken, den Quantenpunkt umgebenden Barrierenmaterials liegt bei 16% und die Übergangsenergie bei tiefen Temperaturen bei ca. 1200 nm. Die Emission des druckverspannten Quantenwell der Pump-LED ist so zugeschnitten, dass sie inklusive Quantisierungsenergie etwas kurzwelliger ist und somit von dem Barrieren-

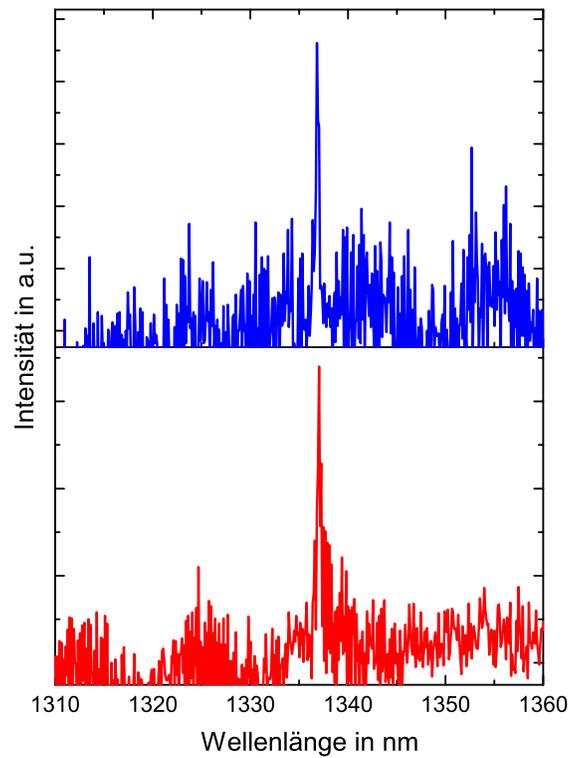


**Abbildung 7.10:**  $U - I$ -Kennlinie der LED bei verschiedenen Tunnelkontakten bei Raumtemperatur.

material des Quantenpunkts absorbiert werden kann. Sämtliches Material zwischen LED-Quantenwell und Quantenpunkten (bis auf die 12 nm  $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ -Kontaktschicht) besitzt eine höhere Bandlücke und damit ist keine Absorption zu erwarten. Daher sind die Annahmen aus Kapitel 7.2 für dieses Bauteil realistisch. Die optischen Eigenschaften des Bauteils wurde mit dem in Kapitel 3.4.4 beschriebenen Messaufbau charakterisiert. Eine Photolumineszenz- und Elektrolumineszenzmessung ist in Abbildung 7.11 gezeigt. Die Messung zeigt Lumineszenz aus einem Quantenpunkt bei 1336 nm (optisches O-Band). Der Quantenpunkt wurde einerseits optisch mit einem HeNe-Laser mit 300 nW angeregt. Eine vergleichbare Lumineszenz (in etwa dieselbe Anzahl an Counts auf dem Detektor) des gleichen Quantenpunktes wurde mittels elektro-optischen Pumpens durch die integrierte LED bei einem Pumpstrom von  $14,5 \mu\text{A}$  gemessen. Wie also Bereits im Kapitel 7.2 abgeschätzt, reichen für das elektro-optische Pumpen bereits geringe Ströme aus.

### Verschiebung der Quantenpunktemission

Auch auf InP-Substrat soll die Quantenpunktemission durch Anlegen einer Spannung zwischen LED-Kontakt und dem Top-Kontakt mittels  $QCSE$  verschoben werden können. Wie bereits im Kapitel 7.4.1 kurz dargelegt wurde, sind die Quantenpunkte in dem intrinsischen Bereich einer  $pin$ -Struktur eingebettet. Das elektro-optische Pumpen der LED erfolgt nicht-resonant, d.h. die Pump-LED regt oberhalb der Bandlücke des *Barrierenmaterials* des Quantenpunktes an. Die Abbildung 7.12 (links) zeigt die (normierte) Emissionslinie eines mit der monolithisch integrierten LED gepumpten Quantenpunktes bei 1322 nm und verschiedenen Spannungen (0 V, -3,5 V) zwischen Top und LED-Kontakt. Rechts ist die Emis-



**Abbildung 7.11:** Blau: Photolumineszenz. Angeregt mit einem HeNe-Laser mit 300 nW Leistung. Rot: Elektro-optisches Pumpen. Derselbe Quantenpunkt angeregt mit einem LED-Strom von  $14,5 \mu\text{A}$ .

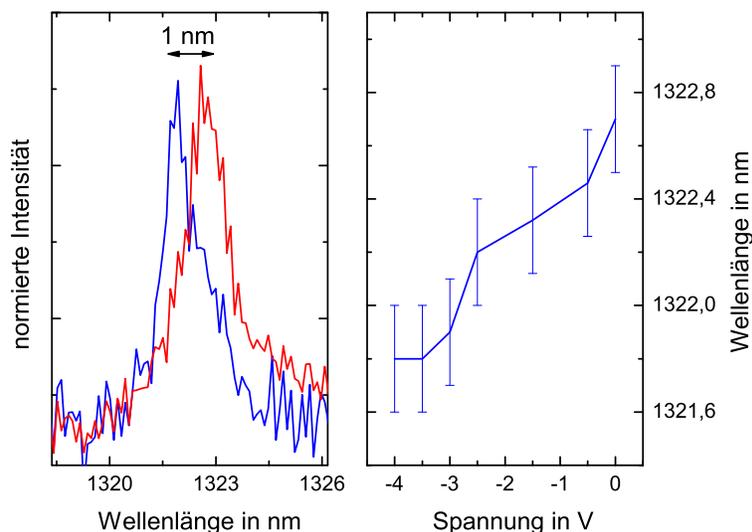


Abbildung 7.12: Stark-Shift eines Quantenpunktes im Bauteil.

sionswellenlänge des Quantenpunktes in Abhängigkeit der angelegten Spannung gezeigt. Ein Stark-Shift von 1 nm zu kürzeren Wellenlängen wurde gemessen bevor die Intensität der Quantenpunktlinie aufgrund von Ladungsträgertunneln und ineffizienter Befüllung verschwindet. Die Blauverschiebung der Intensität deutet zum einen auf ein bereits bestehendes Dipolmoment im Quantenpunkt hin.

## 7.5 Zusammenfassung und Ausblick

Das in diesem Kapitel vorgestellte Konzept für ein elektrisch betriebenes Bauteil konnte sowohl auf GaAs-Substrat als auch auf InP-Substrat umgesetzt werden und die grundlegenden Funktionen demonstriert werden. Auf InP-Substrat wurden die in Kapitel 5.4 entwickelten Quantenpunkte eingebaut. Zwar wurde auf den Bauteilen eine geringe Dichte von Quantenpunkten erreicht, allerdings deutet die geringe Emissionswellenlänge (um  $1,3\ \mu\text{m}$ ) darauf hin, dass sich die Quantenpunkte der beiden Lagen nicht vertikal anordneten. Dies kann auf leicht unterschiedliche Wachstumsbedingungen auf den bereits prozessierten und überwachsenen Wafer zurückgeführt werden (v.a. anderes Temperaturverhalten).

Das elektro-optische Pumpen ermöglicht einen zusätzlichen Freiheitsgrad und erlaubt mittels des *QCSE* die Emission des Quantenpunktes leicht zu verschieben. Dies macht dieses Bauelementkonzept kompatibel mit einem photonischen Kristall und ermöglicht so hohe Effizienzen. Das Konzept, obwohl technologisch wesentlich anspruchsvoller, ist daher solchen überlegen, die direkt Elektron-Loch-Paare in den Quantenpunkt mittels Strom

injizieren (sog. „single-dot-LEDs“ [111]).

Wie in Kapitel 6.5 dargelegt führen sowohl die Unsicherheiten in der Dicke der  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Maske und im Ätzprozess zu Fehlern im  $r/a$ -Verhältnis die größer sind als die nötige Präzision für die photonischen Kristallen von  $\Delta r/a = 1\%$ . Daher ist es notwendig auf einem Bauteil eine Variation der Prozessparameter (v.a. Elektronendosis) für den photonischen Kristall durchzuführen. Eine Änderung des Maskensatzes dahingehend wäre erforderlich. Schließlich muss dann die Dynamik des Bauteils untersucht und optimiert werden. Die Lebensdauer eines Exzitons nichtresonant mit der optischen Mode liegt bei ca. 10 ns im resonanten Fall (bei einem Purcell-Faktor von 80) bei ca. 0,1 ns. Eine schnelle Befüllung innerhalb der Lebensdauer des nichtresonanten optischen Zustandes ist also mit einem 1 ns Lichtpuls möglich und solche Geschwindigkeiten mit einer LED realisierbar [112].



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Photonenstatistik verschiedener Lichtquellen . . . . .	8
2.2	Photonenemission aus Quantenpunkten . . . . .	10
2.3	Schematische Bandstruktur und photonischer Kristall . . . . .	11
2.4	Schematisches Bauteilkonzept einer Einzelphotonenquelle . . . . .	12
3.1	Zustandsdichten von Heterostrukturen . . . . .	16
3.2	AFM-Messung: InAs-Quantenpunkt auf InP-Substrat . . . . .	16
3.3	Bandstruktur eines Quantenpunktes . . . . .	17
3.4	Quantum Confined Stark Effect . . . . .	19
3.5	Photonenemission aus Quantenpunkten . . . . .	20
3.6	Leistungsserie eines einzelnen Quantenpunktes bei $1,5 \mu m$ . . . . .	21
3.7	Inhomogene Verbreiterung des Quantenpunktspektrums . . . . .	24
3.8	Aufbau einer MBE Anlage . . . . .	26
3.9	Röntgendiffraktogramm . . . . .	27
3.10	Eichung Indium-2 Zelle . . . . .	30
3.11	Probenstruktur . . . . .	31
3.12	Skizze eines AFMs . . . . .	32
3.13	Photolumineszenz Prozess . . . . .	33
3.14	Aufbau Vertex 70 . . . . .	34
3.15	Aufbau Raster-Mikrolumineszenz . . . . .	35
3.16	Kartographische Photolumineszenz . . . . .	36
3.17	Zeitaufgelöste Lumineszenzmessung . . . . .	37
3.18	Instrument Response Function . . . . .	38
4.1	Wafermapping . . . . .	42
4.2	Temperaturabhängigkeit der Quantenpunktdichte . . . . .	44
4.3	Abhängigkeit der Quantenpunktdichte von der Wachstumsrate . . . . .	45
4.4	Gradient der Quantenpunktdichte . . . . .	46
5.1	AFM-Aufnahme: Quanten-Dashes . . . . .	48
5.2	Ausgewählte III-V-Halbleiterverbindungen in Abhängigkeit von Bandlücke und Gitterkonstante . . . . .	51
5.3	InAs-Nanostrukturen auf verschiedenen Wachstumsoberflächen . . . . .	52

5.4	InAs-Nanostrukturen mit GaSb Sublayer bei verschiedenen InAs-Bedeckungen	53
5.5	Banddiagramm von AlGaAsSb in Abhängigkeit des Al-Gehaltes . . . . .	54
5.6	Photolumineszenz von Buffer-Material und Sublayer-basierenden Quantenpunkten . . . . .	55
5.7	Photolumineszenz von GaSb-Sublayer basierenden Quantenpunkten in Abhängigkeit des Matrixmaterials . . . . .	56
5.8	InAs-Nanostrukturen hergestellt bei verschiedenen InAs-Raten . . . . .	57
5.9	InAs-Nanostrukturen hergestellt bei verschiedenen Temperaturen . . . . .	58
5.10	Veränderung der Matrix . . . . .	59
5.11	Ensemblephotolumineszenzmessung von InP basierenden Quantenpunkten	60
5.12	Powerserie eines einzelnen Quantenpunktes hergestellt mit extrem niedrigen Wachstumsraten . . . . .	61
5.13	Emission von Quantenpunkten eingebettet in verschiedene Matrixmaterialien	62
5.14	Zeitaufgelöste Lumineszenzmessung . . . . .	62
5.15	Schematische Darstellung der Energieniveaus bei höheren Quantenpunkten	64
5.16	Herstellungsprozess für Stacked Dots . . . . .	65
5.17	Gestapelte Quantenpunkte bei verschiedenen InAs-Bedeckungen . . . . .	66
5.18	eindimensionale Nextnanorechnung . . . . .	67
5.19	Mikrophotolumineszenz einer Stacked-Dot Probe . . . . .	68
5.20	Quantenpunktmission über Aluminiumgehalt . . . . .	69
6.1	Periodische Variation des Brechungsindex in verschiedener Dimension . . . . .	72
6.2	eindimensionale Dispersionsrelation . . . . .	74
6.3	Photonische Zustandsdichten . . . . .	75
6.4	Reziprokes Gitter . . . . .	78
6.5	Bandstruktur eines hexagonalen photonischen Kristalls . . . . .	78
6.6	L3-Kavität und Bandstruktur . . . . .	80
6.7	Q-Faktor und Füllfaktor . . . . .	80
6.8	Probenstruktur für photonische Kristalle . . . . .	81
6.9	Herstellungsprozess für photonische Kristalle . . . . .	82
6.10	Lochradius in Abhängigkeit von Dosis und Ätzzeit . . . . .	83
6.11	Ar/Cl <sub>2</sub> -Ätzprozess mit Materialablagerungen . . . . .	84
6.12	Fertige photonische Kristalle . . . . .	85
6.13	Messung eines photonischen Kristalls mit $a = 405nm$ . . . . .	86
7.1	Bauteilkonzept . . . . .	90
7.2	Skizze für den geometrischen Wirkungsgrad . . . . .	92
7.3	Bauteil auf GaAs . . . . .	93
7.4	Bauteil und photonischer Kristall auf GaAs-Basis . . . . .	94
7.5	Photolumineszenz und elektro-optisches-Pumpen . . . . .	96
7.6	QCSE von Quantenpunkten auf GaAs . . . . .	96
7.7	Skizze des Tunnelkontaktes . . . . .	97
7.8	Bauteil auf InP . . . . .	98

---

7.9	REM-Aufnahme des Bauteils auf InP . . . . .	99
7.10	$U$ - $I$ -Kennlinie der LED bei verschiedenen Tunnelkontakten . . . . .	100
7.11	Photolumineszenz und Elektrolumineszenz eines Quantenpunktes . . . . .	101
7.12	Stark-Shift eines Quantenpunktes im Bauteil . . . . .	102
7.13	Maske GaAs-SPS . . . . .	132
7.14	Maske InP-SPS . . . . .	140



# Tabellenverzeichnis

3.1	Typische Wachstumsraten für die Quantenpunktherstellung. . . . .	26
6.1	Schichtstruktur PC . . . . .	81
6.2	Ätzparameter $\text{CF}_4$ -Prozess . . . . .	84
6.3	Ätzparameter Ar/ $\text{Cl}_2$ -Prozess . . . . .	85
7.1	Schichtstruktur: GaAs-Bauteil . . . . .	125
7.2	Schichtstruktur: InP-Bauteil . . . . .	133



# Literaturverzeichnis

- [1] E. KNILL, R. LAFLAMME, and G. J. MILBURN, A scheme for efficient quantum computation with linear optics, *Nature* **409**, 46 (2001).
- [2] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, Quantum cryptography, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).
- [3] C. H. BENNETT and G. BRASSARD, *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing* (pp. 175–179) (1985).
- [4] W. K. WOOTTERS and W. H. ZUREK, A single quantum cannot be cloned, *Nature* **299**, 802 (1982).
- [5] H. J. KIMBLE, M. DAGENAIS, and L. MANDEL, Photon Antibunching in Resonance Fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977).
- [6] T. BASCHÉ, W. E. MOERNER, M. ORRIT, and H. TALON, Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1516 (1992).
- [7] A. GRUBER, A. DRABENSTEDT, C. TIETZ, L. FLEURY, J. WRACHTRUP, and C. v. BORCZYKOWSKI, Scanning Confocal Optical Microscopy and Magnetic Resonance on Single Defect Centers, *Science* **276**, 2012 (1997).
- [8] C. KURTSIEFER, S. MAYER, P. ZARDA, and H. WEINFURTER, Stable Solid-State Source of Single Photons, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 290 (2000).
- [9] P. MICHLER, A. KIRAZ, C. BECHER, W. V. SCHOENFELD, P. M. PETROFF, L. ZHANG, E. HU, and A. IMAMOGLU, A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device, *Science* **290**, 2282 (2000).
- [10] C. SANTORI, D. FATTAL, J. VUCKOVIC, G. S. SOLOMON, and Y. YAMAMOTO, Indistinguishable photons from a single-photon device, *Nature* **419**, 594 (2002).
- [11] D. FATTAL, E. DIAMANTI, K. INOUE, and Y. YAMAMOTO, Quantum Teleportation with a Quantum Dot Single Photon Source, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037904 (2004).

- [12] R. H. BROWN and R. Q. TWISS, Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays, *Nature* **177** (1956).
- [13] Proceedings of the American Physical Society, *Phys. Rev.* **69**, 674 (1946).
- [14] J. M. GÉRARD, B. SERMAGE, B. GAYRAL, B. LEGRAND, E. COSTARD, and V. THIERRY-MIEG, Enhanced Spontaneous Emission by Quantum Boxes in a Monolithic Optical Microcavity, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1110 (1998).
- [15] B. GAYRAL, J. M. GÉRARD, A. LEMAÎTRE, C. DUPUIS, L. MANIN, and J. L. PELOUARD, High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes, *Applied Physics Letters* **75**, 1908 (1999).
- [16] A. KRESS, F. HOFBAUER, N. REINELT, M. KANIBER, H. J. KRENNER, R. MEYER, G. BÖHM, and J. J. FINLEY, Manipulation of the spontaneous emission dynamics of quantum dots in two-dimensional photonic crystals, *Phys. Rev. B* **71**, 241304 (2005).
- [17] D. G. GEVAUX, A. J. BENNETT, R. M. STEVENSON, A. J. SHIELDS, P. ATKINSON, J. GRIFFITHS, D. ANDERSON, G. A. C. JONES, and D. A. RITCHIE, Enhancement and suppression of spontaneous emission by temperature tuning InAs quantum dots to photonic crystal cavities, *Applied Physics Letters* **88**, 131101 (2006).
- [18] W.-H. CHANG, W.-Y. CHEN, H.-S. CHANG, T.-P. HSIEH, J.-I. CHYI, and T.-M. HSU, Efficient Single-Photon Sources Based on Low-Density Quantum Dots in Photonic-Crystal Nanocavities, *Physical Review Letters* **96**, 117401 (2006).
- [19] M. KANIBER, A. KRESS, A. LAUCHT, M. BICHLER, R. MEYER, M.-C. AMANN, and J. J. FINLEY, Efficient spatial redistribution of quantum dot spontaneous emission from two-dimensional photonic crystals, *Applied Physics Letters* **91**, 061106 (2007).
- [20] B. WILD, R. FERRINI, R. HOUDRÉ, M. MULOT, S. ANAND, and C. J. M. SMITH, Temperature tuning of the optical properties of planar photonic crystal microcavities, *Applied Physics Letters* **84**, 846 (2004).
- [21] S. MOSOR, J. HENDRICKSON, B. C. RICHARDS, J. SWEET, G. KHITROVA, H. M. GIBBS, T. YOSHIE, A. SCHERER, O. B. SHCHEKIN, and D. G. DEPPE, Scanning a photonic crystal slab nanocavity by condensation of xenon, *Applied Physics Letters* **87**, 141105 (2005).
- [22] P. W. FRY, I. E. ITSKEVICH, S. R. PARNELL, J. J. FINLEY, L. R. WILSON, K. L. SCHUMACHER, D. J. MOWBRAY, M. S. SKOLNICK, M. AL-KHAFAJI, A. G. CULLIS, M. HOPKINSON, J. C. CLARK, and G. HILL, Photocurrent spectroscopy of InAs/GaAs self-assembled quantum dots, *Phys. Rev. B* **62**, 16784 (2000).
- [23] F. HACHE, D. RICARD, and C. FLYTZANIS, Quantum-confined Stark effect in very small semiconductor crystallites, *Applied Physics Letters* **55**, 1504 (1989).

- [24] K. BRUNNER, U. BOCKELMANN, G. ABSTREITER, M. WALTHER, G. BÖHM, G. TRÄNKLE, and G. WEIMANN, Photoluminescence from a single GaAs/AlGaAs quantum dot, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3216 (1992).
- [25] V. USTINOV, *Quantum Dot Laser* (Oxford Press, 2003).
- [26] M. VON ARDENNE, *Effekte der Physik und ihre Anwendungen* (Harri Deutsch, 2005).
- [27] M. GRUNDMANN, O. STIER, and D. BIMBERG, InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure, *Phys. Rev. B* **52**, 11969 (1995).
- [28] M. A. CUSACK, P. R. BRIDDON, and M. JAROS, Absorption spectra and optical transitions in InAs/GaAs self-assembled quantum dots, *Phys. Rev. B* **56**, 4047 (1997).
- [29] H. JIANG and J. SINGH, Strain distribution and electronic spectra of InAs/GaAs self-assembled dots: An eight-band study, *Phys. Rev. B* **56**, 4696 (1997).
- [30] O. STIER, M. GRUNDMANN, and D. BIMBERG, Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band  $k \cdot p$  theory, *Phys. Rev. B* **59**, 5688 (1999).
- [31] A. L. EFROS, Luminescence polarization of CdSe microcrystals, *Phys. Rev. B* **46**, 7448 (1992).
- [32] S. NOMURA, Y. SEGAWA, and T. KOBAYASHI, Confined excitons in a semiconductor quantum dot in a magnetic field, *Phys. Rev. B* **49**, 13571 (1994).
- [33] A. J. WILLIAMSON, L. W. WANG, and A. ZUNGER, Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots, *Phys. Rev. B* **62**, 12963 (2000).
- [34] W. D. HEISS and R. G. NAZMITDINOV, Simple shell model for quantum dots in a tilted magnetic field, *Phys. Rev. B* **55**, 16310 (1997).
- [35] S. BIRNER, nextnano<sup>3</sup>, <http://www.nextnano.de> (2008).
- [36] S. A. EMPEDOCLES and M. G. BAWENDI, Quantum-Confined Stark Effect in Single CdSe Nanocrystallite Quantum Dots, *Science* **278**, 2114 (1997).
- [37] J. J. FINLEY, M. SABATHIL, P. VOGL, G. ABSTREITER, R. OULTON, A. I. TARTAKOVSKII, D. J. MOWBRAY, M. S. SKOLNICK, S. L. LIEW, A. G. CULLIS, and M. HOPKINSON, Quantum-confined Stark shifts of charged exciton complexes in quantum dots, *Phys. Rev. B* **70**, 201308 (2004).
- [38] D. HAARER, *Spektroskopie amorpher und kristalliner Festkörper* (Steinkopff Darmstadt, 1995).

- [39] S. STUFLER, *Kohärente optische Eigenschaften einzelner Halbleiter-Quantenpunkte*, Ph.D. Thesis, Universität Paderborn (2005).
- [40] K. H. SCHMIDT, G. MEDEIROS-RIBEIRO, M. OESTREICH, P. M. PETROFF, and G. H. DÖHLER, Carrier relaxation and electronic structure in InAs self-assembled quantum dots, *Phys. Rev. B* **54**, 11346 (1996).
- [41] Y. ARAKAWA and H. SAKAKI, Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current, *Applied Physics Letters* **40**, 939 (1982).
- [42] M. ARZBERGER and M.-C. AMANN, Homogeneous line broadening in individual semiconductor quantum dots by temperature fluctuations, *Phys. Rev. B* **62**, 11029 (2000).
- [43] K. MATSUDA, K. IKEDA, T. SAIKI, H. TSUCHIYA, H. SAITO, and K. NISHI, Homogeneous linewidth broadening in a  $In_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs$  single quantum dot at room temperature investigated using a highly sensitive near-field scanning optical microscope, *Phys. Rev. B* **63**, 121304 (2001).
- [44] M. BAYER and A. FORCHEL, Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in  $In_{0.60}Ga_{0.40}As/GaAs$  self-assembled quantum dots, *Phys. Rev. B* **65**, 041308 (2002).
- [45] P. BORRI, W. LANGBEIN, S. SCHNEIDER, U. WOGGON, R. L. SELLIN, D. OUYANG, and D. BIMBERG, Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 157401 (2001).
- [46] F. SCHWABEL, *Quantenmechanik* (Springer, Berlin, 2005).
- [47] D. BIMBERG, M. GRUNDMANN, and N. LEDENTSOV, *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, Weinheim, 1999).
- [48] I. STRANSKI and L. KRASTANOV, Zur Theorie der orientierten Ausscheidung von ionenkristallen aufeinander, *Akad. Wiss. Lit. Mainz Math.-Natur Kl. Iib 146*, 797 (1939).
- [49] D. J. EAGLESHAM and M. CERULLO, Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si(100), *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1943 (1990).
- [50] I. VURGAFTMAN, J. R. MEYER, and L. R. RAM-MOHAN, Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys, *Journal of Applied Physics* **89**, 5815 (2001).
- [51] H. S. M.A. HERMAN, *Molecular Beam Epitaxy* (Springer Verlag, 1989).
- [52] S. DACHS, *Temperaturstabilität von aktiven Zonen aus GaInAsSb/AlInAsSb MQWs für GaSb-VCSEL*, Master's Thesis, Technische Universität München (2007).

- [53] W. PROST, *Technologie der III/V-Halbleiter* (Springer, 1997).
- [54] V. M. USTINOV, E. R. WEBER, S. RUVIMOV, Z. LILIENTAL-WEBER, A. E. ZHUKOV, A. Y. EGOROV, A. R. KOVSH, A. F. TSATSUL'NIKOV, and P. S. KOP'EV, Effect of matrix on InAs self-organized quantum dots on InP substrate, *Applied Physics Letters* **72**, 362 (1998).
- [55] S.-K. PARK, J. TATEBAYASHI, and Y. ARAKAWA, Formation of ultrahigh-density InAs/AlAs quantum dots by metalorganic chemical vapor deposition, *Applied Physics Letters* **84**, 1877 (2004).
- [56] G. BINNIG, C. F. QUATE, and C. GERBER, Atomic Force Microscope, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930 (1986).
- [57] P. GRIFFITHS, *Fourier Transform Infrared Spectroscopy* (John Wiley and Sons, 1986).
- [58] D. LEONARD, M. KRISHNAMURTHY, C. M. REAVES, S. P. DENBAARS, and P. M. PETROFF, Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces, *Applied Physics Letters* **63**, 3203 (1993).
- [59] ARZBERGER, *Wachstum, Eigenschaften und Anwendungen selbstorganisierter InAs-Quantenpunkten*, Ph.D. Thesis, Technische Universität München (2001).
- [60] A. KRESS, *Controlled Light Matter Interaction in Photonic Crystal Nanocavities*, Ph.D. Thesis, Technische Universität München (2005).
- [61] H. KRENNER, *Optische Spektroskopie an gekoppelten Quantenpunkten*, Ph.D. Thesis, Technische Universität München (2001).
- [62] F. HOFBAUER, *Realization of Elektrically Tunable Single Quantum Dot Nanocavities*, Ph.D. Thesis, Technische Universität München (2008).
- [63] N. P. KOBAYASHI, T. R. RAMACHANDRAN, P. CHEN, and A. MADHUKAR, In situ, atomic force microscope studies of the evolution of InAs three-dimensional islands on GaAs(001), *Applied Physics Letters* **68**, 3299 (1996).
- [64] B. A. JOYCE, T. SHITARA, A. YOSHINAGA, D. D. VVEDENSKY, J. H. NEAVE, and J. ZHANG, Elementary processes in the MBE growth of GaAs, *Applied Surface Science* **60-61**, 200 (1992).
- [65] E. PENEV, P. KRATZER, and M. SCHEFFLER, Effect of strain on surface diffusion in semiconductor heteroepitaxy, *Phys. Rev. B* **64**, 085401 (2001).
- [66] C. WERT and C. ZENER, Interstitial Atomic Diffusion Coefficients, *Phys. Rev.* **76**, 1169 (1949).

- [67] Y. NAKATA, K. MUKAI, M. SUGAWARA, K. OHTSUBO, H. ISHIKAWA, and N. YOKOYAMA, Molecular beam epitaxial growth of InAs self-assembled quantum dots with light-emission at 1.3  $\mu\text{m}$ , *Journal of Crystal Growth* **208**, 93 (2000).
- [68] S. FAFARD, Z. WASILEWSKI, J. MCCAFFREY, S. RAYMOND, and S. CHARBONNEAU, InAs self-assembled quantum dots on InP by molecular beam epitaxy, *Applied Physics Letters* **68**, 991 (1996).
- [69] K. NISHI, M. YAMADA, T. ANAN, A. GOMYO, and S. SUGOU, Long-wavelength lasing from InAs self-assembled quantum dots on (311) B InP, *Applied Physics Letters* **73**, 526 (1998).
- [70] M. U. GONZÁLEZ, L. GONZÁLEZ, J. M. GARCÍA, Y. GONZÁLEZ, J. P. SILVEIRA, and F. BRIONES, Stress evolution aspects during InAs/InP (001) quantum wires self-assembling, *Microelectronics Journal* **35**, 13 (2004), 3rd Ibero American workshop on Nanostructures for applications to Micro and Optoelectronics.
- [71] H. YANG, P. BALLEST, and G. J. SALAMO, Formation of quantum wires and dots on InP(001) by As/P exchange, *Journal of Applied Physics* **89**, 7871 (2001).
- [72] J. M. GARCÍA, L. GONZÁLEZ, M. GONZÁLEZ, J. SILVERIA, and F. BRIONES, InAs/InP(001) quantum wire formation due to anisotropic stress relaxation: in situ stress measurements, *Journal of Crystal Growth* (pp. 227 – 228) (2001).
- [73] L. GONZÁLEZ, J. M. GARCÍA, R. GARCÍA, F. BRIONES, J. MARTÍNEZ-PASTOR, and C. BALLESTEROS, Influence of buffer-layer surface morphology on the self-organized growth of InAs on InP(001) nanostructures, *Applied Physics Letters* **76**, 1104 (2000).
- [74] J. BRAULT, M. GENDRY, G. GRENET, G. HOLLINGER, Y. DESIÈRES, and T. BENYATTOU, Role of buffer surface morphology and alloying effects on the properties of InAs nanostructures grown on InP(001), *Applied Physics Letters* **73**, 2932 (1998).
- [75] A. SAUERWALD, T. KÜMMELL, G. BACHER, A. SOMERS, R. SCHWERTBERGER, J. P. REITHMAIER, and A. FORCHEL, Size control of InAs quantum dashes, *Applied Physics Letters* **86**, 253112 (2005).
- [76] G. SEK, P. PODEMSKI, A. MUSIAŁ, J. MISIEWICZ, S. HEIN, S. HÖFLING, and A. FORCHEL, Exciton and biexciton emission from a single InAs/InP quantum dash, *Journal of Applied Physics* **105**, 086104 (2009).
- [77] A. LÖFFLER, J. P. REITHMAIER, G. SEK, C. HOFMANN, S. REITZENSTEIN, M. KAMP, and A. FORCHEL, Semiconductor quantum dot microcavity pillars with high-quality factors and enlarged dot dimensions, *Applied Physics Letters* **86**, 111105 (2005).

- [78] C. HEYN, A. BOLZ, T. MALTEZOPOULOS, R. JOHNSON, and W. HANSEN, Inter-mixing in self-assembled InAs quantum dot formation, *Journal of Crystal Growth* **278**, 46 (2005), 13th International Conference on Molecular Beam Epitaxy.
- [79] H. PETTERSSON, R. J. WARBURTON, J. P. KOTTHAUS, N. CARLSSON, W. SEIFERT, M.-E. PISTOL, and L. SAMUELSON, Electronic structure of self-assembled InAs quantum dots in InP: An anisotropic quantum-dot system, *Phys. Rev. B* **60**, R11289 (1999).
- [80] K. KAWAGUCHI, M. EKAWA, A. KURAMATA, T. AKIYAMA, H. EBE, M. SUGAWARA, and Y. ARAKAWA, Fabrication of InAs quantum dots on InP(100) by metalorganic vapor-phase epitaxy for 1.55  $\mu\text{m}$  optical device applications, *Applied Physics Letters* **85**, 4331 (2004).
- [81] L. HANXUANN, T. DANIELS-RACE, and L. Z. WANG, Structural and optical characterization of InAs nanostructures grown on high-index InP substrates, *Journal of Crystal Growth* **167**, 321 (1999).
- [82] D. FUSTER, M. U. GONZÁLEZ, L. GONZÁLEZ, Y. GONZÁLEZ, T. BEN, A. PONCE, S. I. MOLINA, and J. MARTÍNEZ-PASTOR, Size control of InAs/InP(001) quantum wires by tailoring P/As exchange, *Applied Physics Letters* **85**, 1424 (2004).
- [83] J. BRAULT, M. GENDRY, G. GRENET, G. HOLLINGER, J. OLIVARES, B. SALEM, T. BENYATTOU, and G. BREMOND, Surface effects on shape, self-organization and photoluminescence of InAs islands grown on InAlAs/InP(001), *Journal of Applied Physics* **92**, 506 (2002).
- [84] M. A. COTTA, R. A. HAMM, T. W. STALEY, S. N. G. CHU, L. R. HARRIOTT, M. B. PANISH, and H. TEMKIN, Kinetic surface roughening in molecular beam epitaxy of InP, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4106 (1993).
- [85] O. DIER, *AlGaInAsSb: Eigenschaften und Eignung für GaSb-basierte Vertikalresonatoren*, Ph.D. Thesis, Technische Universität München (2007).
- [86] M. KANIBER, A. LAUCHT, A. NEUMANN, J. M. VILLAS-BÔAS, M. BICHLER, M.-C. AMANN, and J. J. FINLEY, Investigation of the nonresonant dot-cavity coupling in two-dimensional photonic crystal nanocavities, *Phys. Rev. B* **77**, 161303 (2008).
- [87] J. SINGH, *Physics of semiconductors and their heterostructures*, McGraw-Hill, Inc (2003).
- [88] W. YANG, R. R. LOWE-WEBB, H. LEE, and P. C. SERCEL, Effect of carrier emission and retrapping on luminescence time decays in InAs/GaAs quantum dots, *Phys. Rev. B* **56**, 13314 (1997).

- [89] P. W. FRY, J. J. FINLEY, L. R. WILSON, A. LEMAÎTRE, D. J. MOWBRAY, M. S. SKOLNICK, M. HOPKINSON, G. HILL, and J. C. CLARK, Electric-field-dependent carrier capture and escape in self-assembled InAs/GaAs quantum dots, *Applied Physics Letters* **77**, 4344 (2000).
- [90] G. S. SOLOMON, J. A. TREZZA, A. F. MARSHALL, and J. J. S. HARRIS, Structural and photoluminescence properties of growth-induced InAs island columns in GaAs, vol. 14, (pp. 2208–2211) (AVS, 1996).
- [91] M. TOKUSHIMA, H. KOSAKA, A. TOMITA, and H. YAMADA, Lightwave propagation through a 120[degree] sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide, *Applied Physics Letters* **76**, 952 (2000).
- [92] B. LITA, R. S. GOLDMAN, J. D. PHILLIPS, and P. K. BHATTACHARYA, Nanometer-scale studies of vertical organization and evolution of stacked self-assembled InAs/GaAs quantum dots, *Applied Physics Letters* **74**, 2824 (1999).
- [93] K. CHOQUETTE, K. LEAR, R. SCHNEIDER, K. GEIB, J. FIGIEL, and R. HULL, Fabrication and performance of selectively oxidized vertical-cavity lasers, *Photonics Technology Letters, IEEE* **7**, 1237 (1995).
- [94] M. ORTSIEFER, R. SHAU, G. BÖHM, F. KÖHLER, and M.-C. AMANN, Low-threshold index-guided 1.5  $\mu\text{m}$  long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency, *Applied Physics Letters* **76**, 2179 (2000).
- [95] S. Y. LIN, J. G. FLEMING, D. L. HETHERINGTON, B. K. SMITH, R. BISWAS, K. M. H. ABD M. M. SIGALAS, W. ZUBRZYCKI, S. R. KURTZ, and J. BUR, A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths, *Letters to Nature* **394**, 251 (1998).
- [96] J. N. W. JOHN D. JOANNOPOULOS, ROBERT D. MEADE, *Photonic Crystals* (Princeton University Press, 1995).
- [97] O. P. M. O. SCULLY, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 2002).
- [98] D. MENSCHÉDE, *Optik, Licht und Laser* (Vieweg, 2008).
- [99] R. W. ROBINETT, *Quantum mechanics: classical results, modern systems, and visualized examples* (Oxford University Press, 1997).
- [100] K. VAHALA, *Optical Microcavities* (World Scientific Publication, 2003).
- [101] RSOFT DESIGN GROUP INC., RSoft Photonic Component Design Suite, <http://www.rsoftdesign.com> (2006).
- [102] L. P. BOUCKAERT, R. SMOLUCHOWSKI, and E. WIGNER, Theory of Brillouin Zones and Symmetry Properties of Wave Functions in Crystals, *Phys. Rev.* **50**, 58 (1936).

- 
- [103] B. SONG, S. NODA<sup>1</sup>, T. ASANO<sup>1</sup>, and Y. AKAHANE, Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity, *Nature Materials* **4**, 207 (2005).
- [104] S. NODA, K. TOMODA, N. YAMAMOTO, and A. CHUTINAN, Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths, *Science* **289**, 604 (2000).
- [105] D. DALACU, S. FRÉDÉRICK, A. BOGDANOV, P. J. POOLE, G. C. AERS, R. L. WILLIAMS, M. W. MCCUTCHEON, and J. F. YOUNG, Fabrication and optical characterization of hexagonal photonic crystal microcavities in InP-based membranes containing InAs/InP quantum dots, *Journal of Applied Physics* **98**, 023101 (2005).
- [106] A. XING, M. DAVANCO, D. J. BLUMENTHAL, and E. L. HU, Fabrication of InP-based two-dimensional photonic crystal membrane, *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **22**, 70 (2004).
- [107] M. MULOT, *Two-Dimensional Photonic Crystals in InP-based Materials*, Ph.D. Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden (2004).
- [108] L. STEVENS, R. JONCKHEERE, E. FROYEN, S. DECOUTERE, and D. LANNEER, Determination of the proximity parameters in electron beam lithography using doughnut-structures, *Microelectronic Engineering* **5**, 141 (1986).
- [109] G. FRANZ, *Kalte Plasmen - Grundlagen, Erscheinungen, Anwendungen* (Springer Verlag, 2000).
- [110] M.-C. AMANN, Optoelektronik I, Fachschaft Elektrotechnik (2008).
- [111] A. J. BENNETT, P. ATKINSON, P. SEE, M. B. WARD, R. M. STEVENSON, Z. L. YUAN, D. C. UNITT, D. J. P. ELLIS, K. COOPER, D. A. RITCHIE, , and A. J. SHIELDS, Single-photon-emitting diodes: a review, *Physica status solidi* **243**, 3730–3740 (2005).
- [112] H. GROTHE, W. PROEBSTER, and W. HARTH, Mg-doped InGaAsP/InP LEDs for high-bit-rate optical-communication systems, *Electronics Letters* **15**, 702 (1979).



# Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

Ergebnisse aus dieser Arbeit wurden in folgenden Fachzeitschriften veröffentlicht:

- R. Enzmann, S. Dachs, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Formation of self-assembled quantum dots on AlInAs and GaInAs matrices using a GaSb sublayer“  
*Applied Physics Letters* vol. 91, no. 8, pp. 083111-083114 (2007)
- R. Enzmann, M. Bareiß, D. Baiert, N. Hauke, G. Böhm, R. Meyer, J. Finley and M.-C. Amann  
„Design and realization of low density InAs quantum dots on AlGaInAs lattice matched to InP(001)“  
*Journal of Crystal Growth* vol. 310 pp.2300-2304 (2010)  
DOI: 10.1016/j.crysgro.2010.05.016

Ergebnisse aus dieser Arbeit wurden auf folgenden Konferenzen vorgestellt:

- R. Enzmann, M. Kraus, M. Bareiss, C. Seidl, D. Baiert, G. Boehm, R. Meyer, J. Finley, M.-C. Amann  
„InAs Quantum Dots on AlGaInAs emitting in the optical C-Band at 1.55 $\mu\text{m}$ “  
*Proc. of 21th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM*, Newport Beach, CA, USA (2009)  
ISBN: 978-1-4244-3433-6
- R. Enzmann, C. Jendrysik, M. Bareiss, C. Grasse, G. Boehm, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Concept of a single photon source based on InP for emission at 1,55 $\mu\text{m}$ “  
*Proc. of International Conference on Nanomaterials and Nanosystems (NanoMats 2009)*, Istanbul, Turkey (2009)
- R. Enzmann, M. Kraus, M. Bareiss, C. Seidel, G. Boehm, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Growth of low-density quantum dots emitting at telecommunication wavelengths“

*Proc. of Semiconductor Integrated Optoelectronics Conference (SIOE)*, Cardiff, UK (2009)

- R. Enzmann, M. Bareiss, M. Kraus, R. Meyer, G. Boehm, J. Finley, M. C. Amann  
„Concept of a Single Photon Source Based on InP for emission at 1,55  $\mu\text{m}$   
*Nim/CeNS/SFB486 Winterschool 2009, Nanosystems and Sensors* St. Christoph, Austria (2009)
- M. Bareiss, R. Enzmann, M. Kraus, R. Meyer, G. Boehm, J. Finley, M. C. Amann  
„InAs Quantum Dots emitting at 1.55  $\mu\text{m}$  grown on InP-Substrate using MBE“  
*DPG Frühjahrstagung*, Dresden, Germany (2009)
- M. Bareiss, R. Enzmann, M. Kraus, R. Meyer, G. Boehm, J. Finley, M. C. Amann  
„Antimon assisted growth of InAs Quantum Dots“  
*Deutscher MBE Workshop* Bochum, Germany (2009)
- M. Bareiss, R. Enzmann, M. Kraus, R. Meyer, G. Boehm, J. Finley, M. C. Amann  
„Quantum Dots in AlGaInAs lattice matched to InP emitting at 1,55  $\mu\text{m}$   
*Nim/CeNS/SFB486 Winterschool 2009, Nanosystems and Sensors* St. Christoph, Austria (2009)
- C. Grasse, M. Müller, G. Böhm, R. Enzmann, Y. Xu, M. Görblich, R. Meyer, M. Ortsiefer, M.-C. Amann  
„Planarization of overgrown tunnel junctions for InP-based VCSEL by MOVPE“  
*European Workshop on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy EWMOVPE* Ulm, Germany (2009)
- R. Enzmann, C. Jendrysik, C. Seidel, A. Heindl, D. Baierl, G. Boehm, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Towards an electro-optically driven single photon emitting device.“  
*Proc of The 8th International conference on Nanotechnology (IEEE-nano2008)*, Arlington Texas, USA (2008)  
DOI: 10.1109/NANO.2008.27
- R. Enzmann, C. Seidel, C. Jendrysik, D. Baierl, M. Kraus, G. Boehm, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Growth of low density quantum dots on AlGaInAs by MBE using ultra low growth rates.“  
*Semiconductor Quantum Dot Devices and Applications*, Rennes, France (2008)
- R. Enzmann, C. Jendrysik, D. Baierl, G. Böhm, J. Finley, R. Meyer, M.-C. Amann  
„Quantum Dot Single Photon Source for 1.3 and 1.55  $\mu\text{m}$ “  
*1st Joint Nano Workshop*, Munich, Germany (2008)
- C. Jendrysik, R. Enzmann, D. Baierl, C. Seidel, A. Heindl, S. Türkcan, G. Boehm, R. Meyer, J. J. Finley, and M.-C. Amann

- „Towards an electrically driven single photon source.“  
*DPG Frühjahrstagung*, Berlin, Germany (2008)
- D. Baierl, R. Enzmann, C. Seidel, C. Jendrysik, A. Heindl, S. Dachs, G. Böhm, R. Meyer, J. Finley and M.-C. Amann  
„Growth of self-assembled quantum dots for single photon application at 1.55 $\mu\text{m}$ .“  
*DPG Frühjahrstagung*, Berlin, Germany (2008)
  - C. Seidel, R. Enzmann, D. Baierl, C. Jendrysik, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Formation of self-assembled quantum dots using ultra low growth rate for applications in the telecommunication regime at 1.3 and 1.5  $\mu\text{m}$ .“  
*Proc of The 22nd General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society (EPS-CMD 22)*, Rom, Italy (2008)
  - R. Enzmann, S. Dachs, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Growth of low density quantum dots on AlInAs and GaInAs using a thin GaSb sublayer“  
*International Workshop on Long Wavelength Quantum Dots: Growth and Application LWQD*, Rennes, France (2007)
  - R. Enzmann, S. Dachs, R. Meyer, J. Finley, and M.-C. Amann  
„Influence of Indium-free sublayers on the formation of self-assembled quantum dots on InP(001)“  
*DPG Frühjahrstagung*, Dresden, Germany (2006)



# Bauteil GaAs

## Schichtstruktur

Nr.	Wdh.	Material	Al (%)	Dicke (nm)	Dotierung ( $\text{cm}^{-3}$ )	Bemerkung
1		<i>n</i> -GaAs			$-2,5 \cdot 10^{18}$	Substrat
2		<i>n</i> -GaAs:Si		400	$-3 \cdot 10^{18}$	Puffer
3	[10]	<i>n</i> -AlGaAs:Si	0,3	1	$-3 \cdot 10^{18}$	Übergitter
3	[10]	<i>n</i> -GaAs:Si		1	$-3 \cdot 10^{18}$	Übergitter
4		<i>n</i> -AlGaAs:Si	0,3	200	$-3 \cdot 10^{18}$	
5		AlGaAs	0,3	10	undotiert	
6	[3]	$\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$		10	undotiert	LED-QW
7	[3]	AlGaAs		10	undotiert	LED-QW
8		AlGaAs	0,3	10	undotiert	
9		AlGaAs:Be	0,3	300	$+1 \cdot 10^{18}$	
10		AlGaAs:Be	0,985	70	$+1 \cdot 10^{18}$	Stromeinengung
11		AlGaAs:Be	0,2	600	$+1 \cdot 10^{18}$	Stromzuleitung
12		GaAs:Be		10	$+1 \cdot 10^{20}$	Kontaktschicht
13		AlGaAs	0,6	100	undotiert	Opferschicht
14		AlGaAs	0,3	150	undotiert	QP-Barriere
15		GaAs		30	undotiert	QP-Barriere
16		InAs		2,3 ML	undotiert	Quantenpunkte
17		GaAs		30	undotiert	QP-Barriere
14		AlGaAs	0,3	150	undotiert	QP-Barriere
17		AlGaAs:Si	0,3	10	$-1 \cdot 10^{17}$	Kontaktschicht

Tabelle 7.1: Schichtstruktur: GaAs-Bauteil

## Prozessplan

### 1. Ätzung der Quantenpunkt-Mesa

#### Probenreinigung

- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Abblasen der Probe mit Stickstoff

#### Belacken

- Abblasen, ca. 20 s mit N<sub>2</sub>
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate): 115°C, 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

#### Randaufwölbung entfernen

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 30 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

#### Belichten

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 60 s, Maske: SPS01-1
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

#### RIE-Ätzung

- Cl<sub>2</sub>-Fluss 6 sccm, Gaskonditionierzeit 80 s, p =1,2 μbar, P<sub>MW</sub> =800 W
- Ätzung stoppen zwischen 420 nm und 470 nm

#### Entlacken

- Aceton, 2 min, 1x10 % Ultraschall
- 2-3 min kochendes Aceton

- 2-3 min kochendes Propanol

### **Ätztiefe messen**

- soll: zwischen 420 nm und 470 nm

### **HF-Ätzung**

- HCl (konz.), 20 s
- H<sub>2</sub>O
- HF (konz.), 5 s
- H<sub>2</sub>O

### **Ätztiefe messen**

- soll: 470 nm

## **2. Ätzung der LED-Mesa**

### **Probenreinigung**

- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Abblasen der Probe mit Stickstoff

### **Belacken**

- Abblasen, ca. 20 s mit N<sub>2</sub>
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate): 115°C, 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

### **Randaufwölbung entfernen**

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup>, MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 30 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

### Belichten

- Belichten:  $18 \text{ W/cm}^2$  , MJB 3, 60 s, Maske: SPS01-2
- Entwickeln mit AZ400K :  $\text{H}_2\text{O}$  (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit  $\text{H}_2\text{O}$ , ca. 60 s

### Ätzung

- $\text{HCl}$ (konz.) :  $\text{H}_2\text{O}$  (1:1), 20 s
- $\text{HCl}$ (konz.) :  $\text{H}_2\text{O}_2$ (30%) :  $\text{H}_2\text{O}$  (100:4:1), 16 s
- $\text{HF}$  (konz.), 5 s
- $\text{H}_2\text{O}$

### Entlacken

- Aceton, 2 min, 1x10 % Ultraschall
- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol

### Ätztiefe messen

- soll: zwischen 680 und 980 nm

## 3. Herstellung der Stromeinengung

### Vorbereitung

- DI-Wasser nachfüllen: 2,1 l (Markierung)
- Kaltwasserzufuhr in GZ ein
- Stickstoffzufuhr in GZ ein (1bar)
- Membranpumpe ein
- Heizhaube ein:  $180^\circ\text{C}$ , 45 % (Solltemperatur:  $90^\circ\text{C}$ )
- Heizhaube zunächst 20 min lang volle Leistung, d.h.  $500^\circ\text{C}/100\%$
- Ofen-Temperatur (thermicon):  $380^\circ\text{C}$ , Drehregler  $\geq 500^\circ\text{C}$
- Schwarzen Knopf drücken
- Antikondenswasserheizung ein:  $150^\circ\text{C}$
- $\text{N}_2$ -Absperrventil öffnen
- Stoppuhr einschalten (ca. 30 min Aufheizzeit)

- $\text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$ : 100 %  $\text{N}_2$ -Spülung: 100 %

### **Oxidation**

- Probe mittig auf Probenteller
- Markierung am Manipulator an Öffnung ausrichten
- Dauer Oxidation 60 min
- Ausschalten: (Ofen, Heizhaube, Membranpumpe, Ventile zu)

### **Messung der Oxidationstiefe**

- Bildmikroskop
- soll: 16  $\mu\text{m}$

## **4. Passivierung**

### **Aufputtern von $\text{SiO}_2$**

- 350 nm, 1200 V, ca. 40 min
- ca. 40 min

## **5. $\text{SiO}_2$ -Ätzung**

### **Belacken**

- Abblasen, ca. 20 s mit  $\text{N}_2$
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate): 115°C, 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

### **Randaufwölbung entfernen**

- Belichten: 18  $\text{W}/\text{cm}^2$ , MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K :  $\text{H}_2\text{O}$  (1:4), ca. 30 s
- Spülen mit  $\text{H}_2\text{O}$ , ca. 60 s

### **Belichten**

- Belichten: 18  $\text{W}/\text{cm}^2$ , MJB 3, 60 s, Maske: InP-SPS02-4

- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s
- Barreletcher 55 % O<sub>2</sub>, 250 W, 3 min

### **Trockenätzung**

- ECR-RIE: O<sub>2</sub>:CF<sub>4</sub> 1:40 sscm, MW 30 %, HF 60 W
- ca. 20 min

### **Entlacken**

- Aceton, 2 min, 1x10 % Ultraschall
- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Barreletcher 55 % O<sub>2</sub>, 250 W, 3 min

## **6. p-Kontakte aufdampfen**

### **Probenreinigung**

- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Abblasen der Probe mit Stickstoff

### **Belacken**

- Abblasen, ca. 20 s mit N<sub>2</sub>
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate): 115°C, 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

### **Randaufwölbung entfernen**

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 30 s

- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

### **Belichten**

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 2,6 s, Maske: SPS01-4
- Hot plate: 130°C, 30 s
- SFlutbelichtung: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 30 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

### **p-Kontakt aufdampfen (VT118)**

- Oxidentfernung: HCL-Dip
- 30°C Schrägstellung, rotierend
- Ti/Pt/Au (50 nm/50 nm/500 nm)

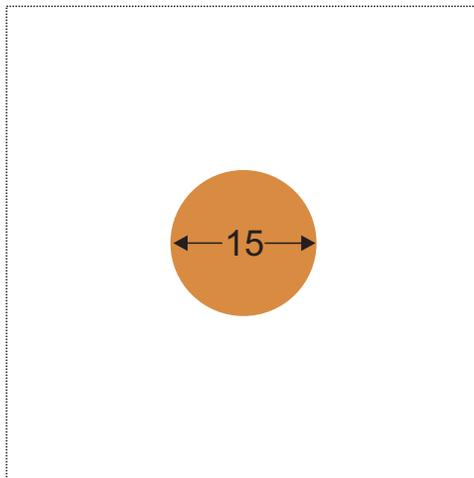
### **Lift Off**

- In Aceton einlegen, 5 min
- Aceton, 5 min, 2x10 % Ultraschall
- Propanol

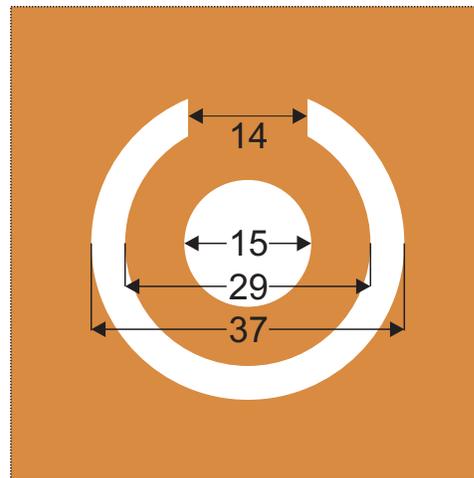
## **7. Rückkontakt aufdampfen**

### **n-Kontakt aufdampfen (n-Anlage)**

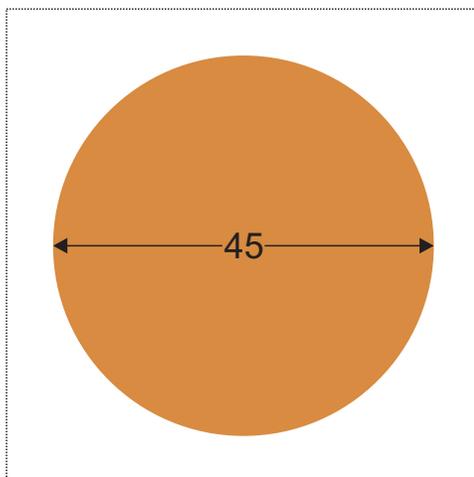
- Oxidentfernung: HCL-Dip
- Aufdampfen: Ge/Au/Ni/Au (13 nm/33 nm/10 nm/200 nm)
- Kontakte einlegieren (RTA)



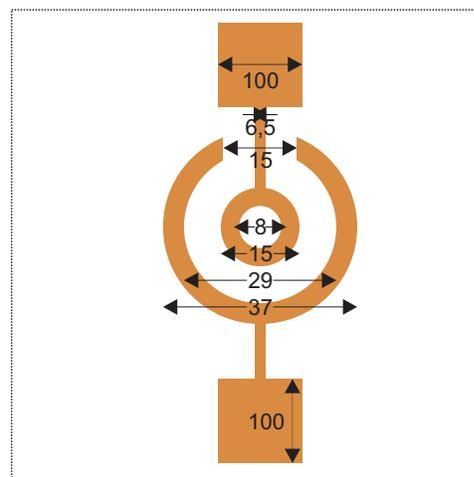
(b) GaAs-SPS02-1



(c) GaAs-SPS02-2



(d) GaAs-SPS02-3



(e) GaAs-SPS02-4

**Abbildung 7.13:** Der Chrombereich ist orange. (a-d) Maske GaAs-SPS02-1 bis GaAs-SPS02-4. Alle Angaben sind in  $\mu\text{m}$ .

# Bauteil InP

## Schichtstruktur

Nr.	Wdh.	Material	Al (%)	Ga (%)	Dicke (nm)	Dotierung ( $\text{cm}^{-3}$ )	Bemerkung
1		<i>n</i> -InP				$-2,5 \cdot 10^{18}$	Substrat
2	[10]	<i>n</i> -AlInAs:Si	0,48		1	$-3 \cdot 10^{18}$	Übergitter
3	[10]	<i>n</i> -GaInAs:Si		0,47	1	$-3 \cdot 10^{18}$	Übergitter
4		<i>n</i> -AlInAs:Si	0,48		500	$-3 \cdot 10^{18}$	Puffer
5		AlGaInAs	0,30	0,18	30	undotiert	Quantenwell
6		AlGaInAs	0,16	0,32	6	undotiert	Quantenwell
7		AlGaInAs	0,30	0,18	30	undotiert	Quantenwell
8		<i>p</i> -AlInAs:C	0,48		50	$1 \cdot 10^{18}$	<i>p</i> -Zuleitung
9		<i>p</i> -AlGaInAs:C	0,5	0,43	18	$1,5 \cdot 10^{20}$	TK <i>p</i> <sup>++</sup>
10		<i>n</i> -GaInAs:Si		0,47	18	$-1,5 \cdot 10^{20}$	TK <i>n</i> <sup>++</sup>
11		<i>n</i> -InP:Si			20	$-4 \cdot 10^{17}$	MOVPE
12		<i>n</i> -InP:Si			290	$-4 \cdot 10^{18}$	Überwachung
13		<i>n</i> -AlGaInAs:Si	0,14	0,33	45	$-4 \cdot 10^{18}$	
14		<i>n</i> -GaInAs:Si		0,47	5	$-4 \cdot 10^{19}$	Kontaktschicht
12		<i>n</i> -InP:Si			400	$-4 \cdot 10^{18}$	Opferschicht
13		<i>n</i> -AlInAs:Si	0,48		30	$-2 \cdot 10^{18}$	MBE
14		AlInAs	0,48		70	undotiert	Überwachung
15		AlGaInAs	0,16	0,32	15	undotiert	QP-Barriere
16		InAs			0,62	undotiert	Seed-QP
17		AlGaInAs	0,16	0,32	3	undotiert	QP-Spacer
18		InAs			0,47	undotiert	Stacked-QP
19		AlGaInAs	0,16	0,32	15	undotiert	QP-Barriere
20		AlInAs	0,48		70	undotiert	Überwachung
21		<i>n</i> -AlInAs:Si	0,48		30	$-2 \cdot 10^{18}$	P-MBE

**Tabelle 7.2:** Schichtstruktur: InP-Bauteil

## Prozessplan

### 1. Lithographie Tunnelkontakt

#### Oxidentfernung

- HCL:H<sub>2</sub>O 1:5, 30 s
- H<sub>2</sub>O 20 s
- H<sub>2</sub>O-abdampfen: 150°C N<sub>2</sub>-Ofen, 10 min

#### Belacken

- Abblasen, ca. 20 s mit N<sub>2</sub>
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate): 115°C, 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

#### Belichten

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup>, MJB 3, 60 s, Maske: InP-SPS01-BTJ
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s
- Barreletcher 55 % O<sub>2</sub>, 250 W, 3 min

### 2. Ätzung Tunnelkontakt

#### Trockenätzung

- ECR-RIE: N<sub>2</sub>:H<sub>2</sub>:CH<sub>4</sub> 1:54:16 sscm, MW 31 %, HF 28 W
- Testätzung Dummy und Rate bestimmen
- Ätzung Tunnelkontakt

#### Entlacken

- Gläser mit VLSI Aceton bzw. Propanol auskochen
- Glas Aceton I, 5 min, 10 % Ultraschall
- Glas Aceton II, 3 min, 10 % Ultraschall

- Glas Aceton III, 3 min, heißes Aceton
- Glas Propanol, 5 min, heißes Propanol
- Ätztiefe bestimmen, soll: 13 nm
- Barreletcher 10 % O<sub>2</sub>, 600 W, 30 min

### **Endreinigung**

- Schleuder Spülen
- HCL:H<sub>2</sub>O 1:2, 25 s
- H<sub>2</sub>O, 20 s
- Kaltwasserschleudern
- Heißwasserschleudern
- Einschleusen in MOVPE

### **3. Überwachung MOVPE**

### **4. Überwachung MBE**

### **5. Ätzung obere Mesa**

#### **Probenreinigung**

- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Abblasen der Probe mit Stickstoff

#### **Belacken**

- Abblasen, ca. 20 s mit N<sub>2</sub>
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate): 115°C, 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

#### **Randaufwölbung entfernen**

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup>, MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 30 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

**Belichten**

- Belichten:  $18 \text{ W/cm}^2$  , MJB 3, 60 s, Maske: InP-SPS02-1
- Entwickeln mit AZ400K :  $\text{H}_2\text{O}$  (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit  $\text{H}_2\text{O}$ , ca. 60 s
- Barreletcher 55 %  $\text{O}_2$ , 250 W, 3 min

**Trockenätzung**

- ECR-RIE: Ar:Cl 4,5:2 sscm, MW 30 %, HF 99 W
- ca. 280 s

**Nasschemische Ätzung**

- $\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4$  1:8, bis Farbumschlag
- $\text{H}_2\text{O}$  20 s

**Entlacken**

- Aceton, 2 min, 1x10 % Ultraschall
- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Barreletcher 55 %  $\text{O}_2$ , 250 W, 3 min

**6. Ätzung untere Mesa****Belacken**

- Abblasen, ca. 20 s mit  $\text{N}_2$
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate):  $115^\circ\text{C}$ , 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

**Randaufwölbung entfernen**

- Belichten:  $18 \text{ W/cm}^2$  , MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K :  $\text{H}_2\text{O}$  (1:4), ca. 30 s
- Spülen mit  $\text{H}_2\text{O}$ , ca. 60 s

**Belichten**

- Belichten:  $18 \text{ W/cm}^2$  , MJB 3, 60 s, Maske: InP-SPS02-2
- Entwickeln mit AZ400K :  $\text{H}_2\text{O}$  (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit  $\text{H}_2\text{O}$ , ca. 60 s
- Barreletcher 55 %  $\text{O}_2$ , 250 W, 3 min

**Trockenätzung**

- ECR-RIE: Ar:Cl 4,5:2 sscm, MW 30 %, HF 99 W
- ca. 250 s, Stoppen in InP-Schicht

**Nasschemische Ätzung**

- $\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4$  1:8, bis Farbumschlag
- $\text{H}_2\text{O}$  20 s

**Entlacken**

- Aceton, 2 min, 1x10 % Ultraschall
- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Barreletcher 55 %  $\text{O}_2$ , 250 W, 3 min

**7. Passivierung****Aufspütern von  $\text{SiO}_2$** 

- 350 nm, 1200 V, ca. 40 min
- ca. 40 min

**8.  $\text{SiO}_2$ -Ätzung****Belacken**

- Abblasen, ca. 20 s mit  $\text{N}_2$
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)
- Lack trocknen (hot plate):  $115^\circ\text{C}$ , 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

**Randaufwölbung entfernen**

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 30 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

**Belichten**

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 60 s, Maske: InP-SPS03-4
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s
- Barreletcher 55 % O<sub>2</sub>, 250 W, 3 min

**Trockenätzung**

- ECR-RIE: O<sub>2</sub>:CF<sub>4</sub> 1:40 sscm, MW 30 %, HF 60 W
- ca. 20 min

**Entlacken**

- Aceton, 2 min, 1x10 % Ultraschall
- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Barreletcher 55 % O<sub>2</sub>, 250 W, 3 min

**9. Rückkontakt n-Anlage**

- Oxidentfernung: HCL-Dip
- Aufdampfen n-Anlage: Ge/Au/Ni/Au (13 nm/33 nm/10 nm/200 nm)
- Kontakte einlegieren (RTA)

**10. obere Kontakte****Belacken**

- Abblasen, ca. 20 s mit N<sub>2</sub>
- Lack aufbringen AZ5214
- Lackschleuder: 2 s bei 1000 U/min, 40 s bei 3000 U/min (Programm 4)

- Lack trocknen (hot plate): 115°C, 120 s
- Abkühlen ca. 10 min

### **Randaufwölbung entfernen**

- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 60 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 30 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

### **Belichten**

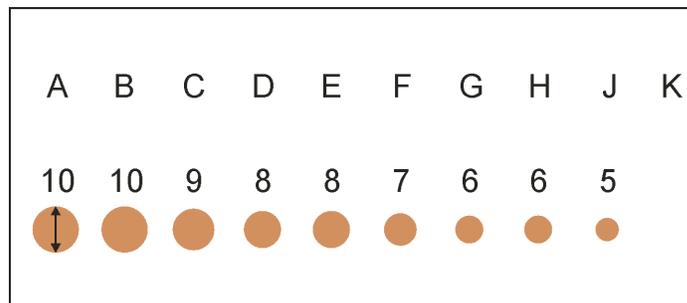
- Belichten: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 2,6 s, Maske: SPS02-4
- Hot plate: 130°C, 30 s
- SFlutbelichtung: 18 W/cm<sup>2</sup> , MJB 3, 30 s
- Entwickeln mit AZ400K : H<sub>2</sub>O (1:4), ca. 55 s
- Spülen mit H<sub>2</sub>O, ca. 60 s

### **VT118**

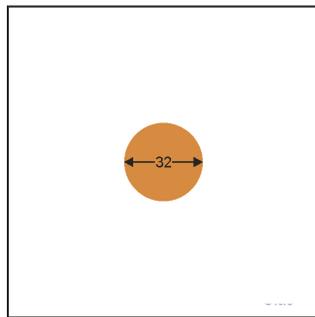
- Oxidentfernung: HCL-Dip
- 30°C Schrägstellung, rotierend
- Ti/Pt/Au (50 nm/50 nm/500 nm)

### **Lift-off**

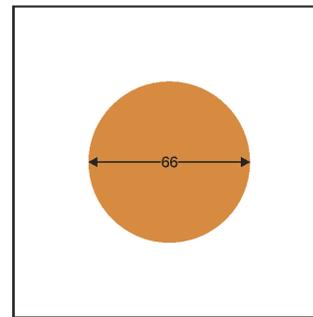
- Aceton, 2 min, 1x10 % Ultraschall
- 2-3 min kochendes Aceton
- 2-3 min kochendes Propanol
- Barreletcher 55 % O<sub>2</sub>, 250 W, 3 min



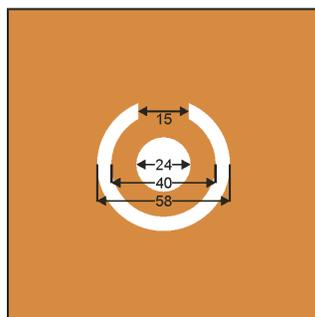
(a) InP-SPS01-BTJ



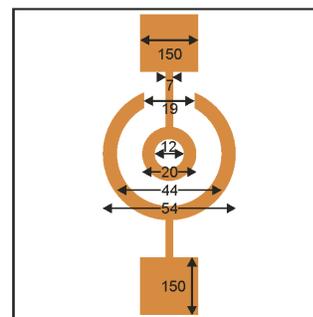
(b) InP-SPS02-1



(c) InP-SPS02-2



(d) InP-SPS02-3



(e) InP-SPS02-4

**Abbildung 7.14:** Der Chrombereich ist orange. (a) Maske InP-SPS01 (BTJ) für die Strukturierung des Tunnelkontakts, (b-e) Maske InP-SPS02 1-4. Alle Angaben sind in  $\mu\text{m}$ .

# Danksagung

Während dieser Arbeit habe ich viel Unterstützung sowohl von meinen Professoren, Kollegen und Freunden des Walter Schottky Instituts, als auch meinem privaten Umfeld erhalten. Die Erfahrungen, Freundschaften und das Wissen, das mir in meiner Zeit am WSI zuteil wurde, haben mich nicht nur fachlich, sondern auch persönlich bereichert. Diesen Leuten bin ich daher zu Dank verpflichtet. Ganz besonders möchte ich hervorheben:

**Prof. Dr. Markus-Christian Amann** für die Möglichkeit auf diesem interessanten Thema zu arbeiten. Dafür, dass ich viel von seinem Wissen und Methoden lernen konnte und für die vielerlei Unterstützung nicht nur bei meiner Arbeit.

**Prof. Dr. Jonathan Finley** möchte ich für die Vermittlung seines Wissens über Quantenpunkte und photonische Kristalle danken. Für die fast jederzeit mögliche fachliche Betreuung und bei der Unterstützung im „Kampf“ um Messzeit. Weiterhin möchte ich **Prof. Dr. Jonathan Finley** und **Dr. Ralf Meyer** für die Realisierung des Projekts danken.

**Dr. Ralf Meyer** möchte ich für die Bauelementidee und die kompetente Projektleitung danken. Ganz besonders aber auch für das geduldige Korrekturlesen einer Vielzahl von Berichten, Veröffentlichungen und dieser Arbeit, sowie für seine pragmatische organisatorische Unterstützung.

Danke an meine Diplomanden **Andreas Heindl, Silvan Türkcan, Daniela Baierl, Christian Seidel, Christian Jendrysik, Marion Kraus und Mario Bareiss** für die Fortschritte bei dieser Arbeit. Ohne der geduldigen Prozessarbeit im Reinraum von Christian Jendrysik und Andreas Heindl, wäre die Ergebnisse der Bauteile nicht ermöglicht worden. Silvan möchte ich für seine Arbeit an der RIE danken, Christian Seidl für seine Vielzahl nützlicher Programme, die mittlerweile nicht nur von E26 benutzt werden, meinen Epitaxeuren Daniela, Marion und Mario für ihr oft bis spät in die Nacht dauernden Engagement. Nicht vergessen möchte ich **Susanne Dachs** die mich währen meiner Diplomarbeit betreute und mit mir ihr Wissen über MBE und das WSI teilte. Nicht zuletzt habe ich es ihr zu verdanken, dass ich auf diesem Thema promovieren konnte.

Dank an **Gerhad Böhm** für eine Vielzahl von Epitaxien, die oft nur handschriftlich auf einen Zettel spezifiziert wurden. Auch für sein unglaubliches Wissen über MBE, das er mit meinen Diplomanden und mir teilte.

Dank an **Felix Hofbauer, Arne Laucht, Emily Clark, Micheal Kanniber, Kai Müller, Norman Hauke** für die Möglichkeit ihre knappe Messzeit mit mir zu teilen.

Dank an meine Kollegen und Freunden **Alexander Bachmann, Simeon Katz, Micheal Müller, Augustinas und Christionas Vizbaras, Shamsul Arafin, Tobias Gründl** für die tolle Arbeitsatmosphäre am Lehrstuhl. Dank euch, kann ich die Zeit am WSI zu meiner besten Zeit zählen. Ganz besonders **Christian Grasse** für die hervorragenden Überwachungen.

Bei **Daniela Huber** möchte ich mich für die wirklich jederzeit mögliche Unterstützung bei allen organisatorischen Fragen und die ein oder andere Lebensberatung bedanken.

Danke auch an **Edith Sckopke, Linda Mora, Elke Thiel, Sepp Grottenthaler** für Ihre Unterstützung nicht nur im Labor und Reinraum.

Danke meiner **Familie**, die mir das Studium und damit auch diese Arbeit ermöglicht hat.

Und bei **Kaveh Kashani** für seine Freundschaft, seine geistige Reife und Integrität, die für mich Vorbildcharakter hatte.

In der Schriftenreihe des Walter Schottky Instituts der Technischen Universität München sind bisher folgende Bände erschienen:

Vol. 1

Cornelia Engel

**Si/SiGe basierende Phototransistoren**

131 Seiten

ISBN 3-932749-01-4

Vol. 2

Peter Schittenhelm

**Selbst-Organisation und Selbst-Ordnung  
in Si/SiGe-Heterostrukturen**

151 Seiten

ISBN 3-932749-02-2

Vol. 3

Andreas Nutsch

**Selektive Epitaxie von (GaIn)(AsP)  
Schichtstrukturen**

129 Seiten

ISBN 3-932749-03-0

Vol. 4

Peter Baumgartner

**Optische und elektronische Eigenschaften  
lasergeschriebener GaAs-Nanostrukturen**

180 Seiten

ISBN 3-932749-04-9

Vol. 5

Walter Franz Rieger

**Untersuchung der elektronischen und  
strukturellen Eigenschaften von  
GaNAIN und deren Legierungen**

158 Seiten

ISBN 3-932749-05-7

Vol. 6

Markus Hauser

**Oberflächenemittierende Laserdioden  
mit Mehrfachepitaxie**

148 Seiten

ISBN 3-932749-06-5

Vol. 7

Markus Sexl

**Verspannte und gitterrelaxierte  
In(GaAl)As Heterostrukturen**

144 Seiten

ISBN 3-932749-07-3

Vol. 8

Christian Obermüller

**Photolumineszenzspektroskopie mit  
optischen Nahfeldmethoden an GaAs-  
Nanostrukturen**

140 Seiten

ISBN 3-932749-08-1

Vol. 9

Edilson Silveira

**Inelastische Lichtstreuung an niedrig-  
dimensionalen Halbleiterstrukturen**

104 Seiten

ISBN 3-932749-09-X

Vol. 10

Eberhard Christian Rohrer

**Photoleitungs-Spektroskopie von  
Diamant**

153 Seiten

ISBN 3-932749-10-03

Vol. 11

Thomas Wimbauer

**Magnetische Resonanz-Untersuchungen an  
modernen Halbleitermaterialien**

125 Seiten

ISBN 3-932749-11-1

Vol. 12

Herbert Verhoeven

**Thermische Eigenschaften von  
CVD-Diamantschichten**

154 Seiten

ISBN 3-932749-12-X

Vol. 13  
Hans-Christoph Ostendorf  
**Trennung von Volumen- und  
Oberflächenrekombination in Silizium**  
128 Seiten  
ISBN 3-932749-13-8

Vol. 14  
Martin Städele  
**Dichtefunktionaltheorie mit exaktem  
Austausch für Halbleiter**  
202 Seiten  
ISBN 3-932749-14-6

Vol. 15  
Helmut Angerer  
**Herstellung von Gruppe III-Nitriden mit  
Molekularstrahlepitaxie**  
144 Seiten  
ISBN 3-932749-15-4

Vol. 16  
Wolfgang Heller  
**Spektroskopie einzelner Quantenpunkte in  
magnetischen und elektrischen Feldern**  
128 Seiten  
ISBN 3-932749-16-2

Vol. 17  
Molela Moukara  
**Pseudopotentiale mit exaktem Austausch**  
117 Seiten  
ISBN 3-932749-17-0

Vol. 18  
Ralph Oberhuber  
**Elektronische Struktur und Transport in  
verspannten Halbleiterschichtsystemen**  
110 Seiten  
ISBN 3-932749-18-9

Vol. 19  
Reiner Pech  
**High-Energy Boron-Implantation into  
Different Silicon Substrates**  
158 Seiten  
ISBN 3-932749-19-7

Vol. 20  
Christoph Martin Engelhardt  
**Zyklotronresonanz zweidimensionaler  
Ladungsträgersysteme in Halbleitern,  
Effekte der Elektron-Elektron-Wechsel-  
wirkung und Lokalisierung**  
317 Seiten  
ISBN 3-932749-20-0

Vol. 21  
Eduard Neufeld  
**Erbium-dotierte Si/SiGe-Lichtemitter und  
-Wellenleiter**  
136 Seiten  
ISBN 3-932749-21-9

Vol. 22  
Gert Schedelbeck  
**Optische Eigenschaften von Halbleiter-  
nanostrukturen hergestellt durch Über-  
wachsen von Spaltflächen**  
154 Seiten  
ISBN 3-932749-22-7

Vol. 23  
Jürgen Zimmer  
**Optoelektronisches Verhalten von Dünn-  
schichtbauelementen aus amorphem und  
mikrokristallinem Silizium**  
171 Seiten  
ISBN 3-932749-23-5

Vol. 24  
Berthold Schmidt  
**Leistungsoptimierung abstimmbarer  
InGaAsP/InP Halbleiterlaser**  
85 Seiten  
ISBN 3-932749-24-3

Vol. 25  
Jianhong Zhu  
**Ordering of self-assembled Ge and SiGe  
nanostructures on vicinal Si surfaces**  
120 Seiten  
ISBN 3-932749-25-1

Vol. 26  
Gerhard Groos  
**Herstellung und Charakterisierung von Silizium-Nanostrukturen**  
168 Seiten  
ISBN 3-932749-26-X

Vol. 27  
Uwe Hansen  
**Theorie der Reaktionskinetik an Festkörperoberflächen**  
119 Seiten  
ISBN 3-932749-27-8

Vol. 28  
Roman Dimitrov  
**Herstellung und Charakterisierung von AlGaIn/GaN-Transistoren**  
196 Seiten  
ISBN 3-932749-28-6

Vol. 29  
Martin Eickhoff  
**Piezowiderstandsmechanismen in Halbleitern mit großer Bandlücke**  
151 Seiten  
ISBN 3-932749-29-4

Vol. 30  
Nikolai Wieser  
**Ramanspektroskopie an Gruppe III-Nitriden**  
161 Seiten  
ISBN 3-932749-30-8

Vol. 31  
Rainer Janssen  
**Strukturelle und elektronische Eigenschaften amorpher Silizium-Suboxide**  
275 Seiten  
ISBN 3-932749-31-6

Vol. 32  
Martin W. Bayerl  
**Magnetic resonance investigations of group III-nitrides**  
155 Seiten  
ISBN 3-932749-32-4

Vol. 33  
Martin Rother  
**Elektronische Eigenschaften von Halbleiternanostrukturen hergestellt durch Überwachsen von Spaltflächen**  
196 Seiten  
ISBN 3-932749-33-2

Vol. 34  
Frank Findeis  
**Optical spectroscopy on single self-assembled quantum dots**  
156 Seiten  
ISBN 3-932749-34-0

Vol. 35  
Markus Ortsiefer  
**Langwellige Vertikalresonator-Laserdioden im Materialsystem InGaAlAs/InP**  
152 Seiten  
ISBN 3-932749-35-9

Vol. 36  
Roland Zeisel  
**Optoelectronic properties of defects in diamond and AlGaIn alloys**  
140 Seiten  
ISBN 3-932749-36-7

Vol. 37  
Liwen Chu  
**Inter- und Intradband Spektroskopie an selbstorganisierten In(Ga)As/GaAs Quantenpunkten**  
124 Seiten  
ISBN 3-932749-37-5

Vol. 38  
Christian Alexander Miesner  
**Intra-Valenzbandspektroskopie an SiGe-Nanostrukturen in Si**  
100 Seiten  
ISBN 3-932749-38-3

Vol. 39  
Szabolcs Kátai  
**Investigation of the nucleation process of chemical vapour deposited diamond films**  
178 Seiten  
ISBN 3-932749-39-1

Vol. 40  
Markus Arzberger  
**Wachstum, Eigenschaften und Anwendungen selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte**  
236 Seiten  
ISBN 3-932749-40-5

Vol. 41  
Markus Oliver Markmann  
**Optische Eigenschaften von Erbium in Si/Si<sub>1-x</sub>C<sub>x</sub>, Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> und Si/SiO<sub>x</sub> Heterostrukturen**  
182 Seiten  
ISBN 3-932749-41-3

Vol. 42  
Rainer Alexander Deutschmann  
**Two dimensional electron systems in atomically precise periodic potential**  
210 Seiten  
ISBN 3-932749-42-1

Vol. 43  
Uwe Karrer  
**Schottky-Dioden auf Galliumnitrid: Eigenschaften und Anwendungen in der Sensorik**  
182 Seiten  
ISBN 3-932749-43-X

Vol. 44  
Günther Anton Johann Vogg  
**Epitaxial thin films of Si and Ge based Zintl phases and sheet polymers**  
169 Seiten  
ISBN 3-932749-44-8

Vol. 45  
Christian Strahberger  
**Vertikaler Transport und extreme Magnetfelder in Halbleitern**  
167 Seiten  
ISBN 3-932749-45-6

Vol. 46  
Jan Schalwig  
**Feldeffekt-Gassensoren und ihre Anwendung in Abgasnachbehandlungssystemen**  
125 Seiten  
ISBN 3-932749-46-4

Vol. 47  
Christopher Eisele  
**Novel absorber structures for Si-based thin film solar cells**  
126 Seiten  
ISBN 3-932749-47-2

Vol. 48  
Stefan Hackenbuchner  
**Elektronische Struktur von Halbleiter-Nanobaelementen im thermodynamischen Nichtgleichgewicht**  
213 Seiten  
ISBN 3-932749-48-0

Vol. 49  
Andreas Sticht  
**Herstellung und Charakterisierung von dünnen Silizium/Siliziumoxid-Schichtsystemen**  
166 Seiten  
ISBN 3-932749-49-9

Vol. 50  
Giuseppe Scarpa  
**Design and fabrication of Quantum Cascade Lasers**  
193 Seiten  
ISBN 3-932749-50-2

Vol. 51  
Jörg Frankenberger  
**Optische Untersuchungen an zweidimensionalen Ladungsträgersystemen**  
158 Seiten  
ISBN 3-932749-51-0

Vol. 52  
Doris Heinrich  
**Wavelength selective optically induced charge storage in self-assembled semiconductor quantum dots**  
144 Seiten  
ISBN 3-932749-52-9

Vol. 53  
Nicolaus Ulbrich  
**Entwurf und Charakterisierung von Quanten-Kaskadenlasern und Quantenpunktkaskaden**  
133 Seiten  
ISBN 3-932749-53-7

Vol. 54  
Lutz Carsten Görgens  
**Analyse stickstoffhaltiger III-V Halbleiter-Heterosysteme mit hochenergetischen schweren Ionen**  
116 Seiten  
ISBN 3-932749-54-5

Vol. 55  
Andreas Janotta  
**Doping, light-induced modification and biocompatibility of amorphous silicon suboxides**  
180 Seiten  
ISBN 3-932749-55-3

Vol. 56  
Sebastian Tobias Benedikt Gönnerwein  
**Two-dimensional electron gases and ferromagnetic semiconductors: materials for spintronics**  
198 Seiten  
ISBN 3-932749-56-1

Vol. 57  
Evelin Beham  
**Photostromspektroskopie an einzelnen Quantenpunkten**  
186 Seiten  
ISBN 3-932749-57-X

Vol. 58  
Po-Wen Chiu  
**Towards carbon nanotube-based molecular electronics**  
116 Seiten  
ISBN 3-932749-58-8

Vol. 59  
Tobias Graf  
**Spin-spin interactions of localized electronic states in semiconductors**  
194 Seiten  
ISBN 3-932749-59-6

Vol. 60  
Stefan Klein  
**Microcrystalline silicon prepared by hot wire CVD: preparation and characterization of material and solar cells**  
157 Seiten  
ISBN 3-932749-60-X

Vol. 61  
Markus Krach  
**Frequenzverdreifacher mit Anti-Seriellen Schottky-Varaktor für den Terahertzbereich**  
156 Seiten  
ISBN 3-932749-61-8

Vol. 62  
Ralph Thomas Neuberger  
**AlGaIn/GaN-Heterostrukturen als chemische Sensoren in korrosiven Medien**  
153 Seiten  
ISBN 3-932749-62-6

Vol. 63  
Sonia Perna  
**Wasserstoff-Passivierung von tri-kristallinem Silizium durch hydrogenisiertes Siliziumnitrid**  
136 Seiten  
ISBN 3-932749-63-4

Vol. 64  
Oliver Schumann  
**Einfluss von Stickstoff auf das Wachstum und die Eigenschaften von InAs-Quantenpunkten**  
148 Seiten  
ISBN 3-932749-64-2

Vol. 65  
Gerhard Rösel  
**Entwicklung und Charakterisierung von Typ-II-Heterostrukturen für die Abstimmregion in abstimmbaren Laserdioden**  
101 Seiten  
ISBN 3-932749-65-0

Vol. 66  
Angela Link  
**Zweidimensionale Elektronen- und Löcher-Gase in GaN/AlGaIn Heterostrukturen**  
156 Seiten  
ISBN 3-932749-66-9

Vol. 67  
Matthias Sabathil  
**Opto-electronic and quantum transport properties of semiconductor nanostructures**  
156 Seiten  
ISBN 3-932749-67-7

Vol. 68  
Frank Fischer  
**Growth and electronic properties of two-dimensional systems on (110) oriented GaAs**  
139 Seiten  
ISBN 3-932749-68-5

Vol. 69  
Robert Shau  
**Langwellige oberflächenemittierende Laserdioden mit hoher Ausgangsleistung und Modulationsbandbreite**  
198 Seiten  
ISBN 3-932749-69-3

Vol. 70  
Andrea Baumer  
**Structural and electronic properties of hydrosilylated silicon surfaces**  
163 Seiten  
ISBN 3-932749-70-7

Vol. 71  
Andreas Florian Kreß  
**Manipulation of the Light-Matter-Interaction in Photonic Crystal Nanocavities**  
185 Seiten  
ISBN 3-932749-71-5

Vol. 72  
Markus Grau  
**Molekularstrahlepitaktische Herstellung von antimonidischen Laserdioden für die Gassensorik**  
138 Seiten  
ISBN 3-932749-72-3

Vol. 73  
Karin Buchholz  
**Microprocessing of silicon on insulator substrates and biofunctionalisation of silicon dioxide surfaces for sensing applications in fluids**  
170 Seiten  
ISBN 3-932749-73-1

Vol. 74  
Dominique Bougeard  
**Spektroskopische Charakterisierung von Germanium-Quantenpunkten in Silizium**  
154 Seiten  
ISBN 3-932749-74-X

Vol. 75  
Jochen Bauer  
**Untersuchungen zum kontrollierten Wachstum von InAs-Nanostrukturen auf Spaltflächen**  
140 Seiten  
ISBN 3-932749-75-8

Vol. 76  
Ingo Bormann  
**Intersubband Spektroskopie an Silizium-Germanium Quantenkaskadenstrukturen**  
124 Seiten  
ISBN 3-932749-76-6

Vol. 77  
Hubert Johannes Krenner  
**Coherent quantum coupling of excitons  
in single quantum dots and quantum  
dot molecules**  
160 Seiten  
ISBN 3-932749-77-4

Vol. 78  
Ulrich Rant  
**Electrical manipulation of DNA-layers  
on gold surfaces**  
249 Seiten  
ISBN 3-932749-78-2

Vol. 79  
René Todt  
**Widely tunable laser diodes with  
distributed feedback**  
152 Seiten  
ISBN 3-932749-79-0

Vol. 80  
Miroslav Kroutvar  
**Charge and spin storage in quantum dots**  
150 Seiten  
ISBN 3-932749-80-4

Vol. 81  
Markus Maute  
**Mikromechanisch abstimmbare Laser-Dioden  
mit Vertikalresonator**  
170 Seiten  
ISBN 3-932749-81-2

Vol. 82  
Frank Ertl  
**Anisotrope Quanten-Hall-Systeme, Vertikale  
Ultrakurzkanal- und Tunneltransistoren**  
170 Seiten  
ISBN 3-932749-82-0

Vol. 83  
Sebastian M. Lubber  
**III-V semiconductor structures for biosensor  
and molecular electronics applications**  
212 Seiten  
ISBN 978-3-932749-83-4

Vol. 84  
Claudio Ronald Miskys  
**New substrates for epitaxy of group III  
nitride semiconductors: challenges and  
potential**  
207 Seiten  
ISBN 978-3-932749-84-1

Vol. 85  
Sebastian Friedrich Roth  
**n- and p-type transport in (110) GaAs  
substrates, single- and double-cleave  
structures**  
138 Seiten  
ISBN 978-3-932749-85-8

Vol. 86  
Mario Gjukic  
**Metal-induced crystallization of  
silicon-germanium alloys**  
309 Seiten  
ISBN 978-3-932749-86-5

Vol. 87  
Tobias Zibold  
**Semiconductor based quantum  
information devices: Theory and  
simulations**  
151 Seiten  
ISBN 978-3-932749-87-2

Vol. 88  
Thomas Jacke  
**Weit abstimmbare Laserdiode mit  
vertikal integriertem Mach-Zehnder-  
Interferometer**  
165 Seiten  
ISBN 978-3-932749-88-9

Vol. 89  
Nenad Ocelić  
**Quantitative near-field phonon-  
polariton spectroscopy**  
174 Seiten  
ISBN 978-3-932749-89-6

Vol. 90  
Kenji Arinaga  
**Control and manipulation of DNA on gold and its application for biosensing**  
111 Seiten  
ISBN 978-3-932749-90-2

Vol. 91  
Hans-Gregor Hübl  
**Coherent manipulation and electrical detection of phosphorus donor spins in silicon**  
162 Seiten  
ISBN 978-3-932749-91-9

Vol. 92  
Andrea Friedrich  
**Quanten-Kaskaden-Laser ohne Injektorbereiche**  
140 Seiten  
ISBN 978-3-932749-92-6

Vol. 93  
Oliver Dier  
**Das Materialsystem (AlGaIn) (AsSb): Eigenschaften und Eignung für GaSb-basierte Vertikalresonator-Laserdioden**  
174 Seiten  
ISBN 978-3-932749-93-3

Vol. 94  
Georg Steinhoff  
**Group III-nitrides for bio- and electrochemical sensors**  
197 Seiten  
ISBN 978-3-932749-94-0

Vol. 95  
Stefan Harrer  
**Next-generation nanoimprint lithography: Innovative approaches towards improving flexibility and resolution of nanofabrication in the sub-15-nm region**  
161 Seiten  
ISBN 978-3-932749-95-7

Vol. 96  
Stefan Ahlers  
**Magnetic and electrical properties of epitaxial GeMn**  
184 Seiten  
ISBN 978-3-932749-96-0

Vol. 97  
Emanuele Uccelli  
**Guided self-assembly of InAs quantum dots arrays on (110) surfaces**  
172 Seiten  
ISBN 978-3-932749-97-1

Vol. 98  
Shavaji Dasgupta  
**Growth optimization and characterization of high mobility two-dimensional electron systems in AlAs quantum wells**  
152 Seiten  
ISBN 978-3-932749-98-8

Vol. 99  
Werner Hofmann  
**InP-based long-wavelength VCSELs and VCSEL arrays for high-speed optical communication**  
142 Seiten  
ISBN 978-3-932749-99-5

Vol. 100  
Robert Lechner  
**Silicon nanocrystal films for electronic applications**  
227 Seiten  
ISBN 978-3-941650-00-8

Vol. 101  
Nebile Işık  
**Investigation of Landau level spin reversal in (110) oriented p-type GaAs quantum wells**  
114 Seiten  
ISBN 978-3-941650-01-5

Vol. 102  
Andreas Florian Härtl  
**Novel concepts for biosensors using diamond-based field effect transistors**  
255 Seiten  
ISBN 978-3-941650-02-2

Vol. 103  
Felix Florian Georg Hofbauer  
**Realization of electrically tunable single quantum dot nanocavities**  
160 Seiten  
ISBN 978-3-941650-03-9

Vol. 104  
Dominic F. Dorfner  
**Novel photonic biosensing based on silicon nanostructures**  
169 Seiten  
ISBN 978-3-941650-04-6

Vol. 105  
Till Andlauer  
**Optoelectronic and spin-related properties of semiconductor nanostructures in magnetic fields**  
157 Seiten  
ISBN 978-3-941650-05-3

Vol. 106  
Christoph Bihler  
**Magnetic semiconductors**  
190 Seiten  
ISBN 978-3-941650-06-0

Vol. 107  
Michael Huber  
**Tunnel-Spektroskopie im Quanten-Hall-Regime**  
164 Seiten  
ISBN 978-3-941650-07-7

Vol. 108  
Philipp Achatz  
**Metal-insulator transition and super-Conductivity in heavily boron-doped diamond and related materials**  
151 Seiten  
ISBN 978-3-941650-08-4

Vol. 109  
Sebastian Strobel  
**Nanoscale contacts to organic molecules based on layered semiconductor substrates**  
140 Seiten  
ISBN 978-3-941650-09-1

Vol. 110  
Ying Xiang  
**Semiconductor nanowires and templates for electronic applications**  
152 Seiten  
ISBN 978-3-941650-10-7

Vol. 111  
Michael Kaniber  
**Non-classical light generation in photonic crystal nanostructures**  
177 Seiten  
ISBN 978-3-941650-11-4

Vol. 112  
Martin Hermann  
**Epitaktische AlN-Schichten auf Saphir und Diamant**  
216 Seiten  
ISBN 978-3-941650-12-1

Vol. 113  
Dominik Heiss  
**Spin storage in quantum dot ensembles and single quantum dots**  
196 Seiten  
ISBN 978-3-941650-13-8

Vol. 114  
Tillmann Christoph Kubis  
**Quantum transport in semiconductor nanostructures**  
253 Seiten  
ISBN 978-3-941650-14-5

Vol. 115  
Lucia Steinke  
**Magnetotransport of coupled quantum Hall edges in a bent quantum well**  
194 Seiten  
ISBN 978-3-941650-15-2

Vol. 116  
Christian Lauer  
**Antimonid-basierte Vertikalresonator-Laserdioden für Wellenlängen oberhalb 2  $\mu\text{m}$**   
180 Seiten  
ISBN 978-3-941650-16-9

Vol. 117  
Simone Maria Kaniber  
**Optoelektronische Phänomene in hybriden Schaltkreisen aus Kohlenstoffnanoröhren und dem Photosystem I**  
136 Seiten  
ISBN 978-3-941650-17-6

Vol. 118  
Martin Heiß  
**Growth and properties of low-dimensional III-V semiconductor nanowire heterostructures**  
172 Seiten  
ISBN 978-3-941650-18-3

Vol. 119  
Sandro Francesco Tedde  
**Design, fabrication and characterization of organic photodiodes for industrial and medical applications**  
277 Seiten  
ISBN 978-3-941650-19-0

Vol. 120  
Danche Spirkoska Jovanov  
**Fundamental properties of self-catalyzed GaAs nanowires and related heterostructures**  
200 Seiten  
ISBN 978-3-941650-20-6

Vol. 121  
Jürgen Sailer  
**Materials and devices for quantum Information processing in Si/SiGe**  
158 Seiten  
ISBN 978-3-941650-21-3

Vol. 122  
Ilaria Zardo  
**Growth and raman spectroscopy studies of gold-free catalyzed semiconductor nanowires**  
184 Seiten  
ISBN 978-3-941650-22-0

Vol. 123  
Andre Rainer Stegner  
**Shallow dopants in nanostructured and in isotopically engineered silicon**  
185 Seiten  
ISBN 978-3-941650-23-7

Vol. 124  
Andreas J. Huber  
**Nanoscale surface-polariton spectroscopy by mid- and far-infrared near-field microscopy**  
144 Seiten  
ISBN 978-3-941650-24-4

Vol. 125  
Marco Andreas Höb  
**Funktionalisierung von Gruppe IV-Halbleitern**  
186 Seiten  
ISBN 978-3-941650-25-1

Vol. 126  
Daniel Claudio Pedone  
**Nanopore analytics – electro-optical studies on single molecules**  
114 Seiten  
ISBN 978-3-941650-26-8

Vol. 127  
Casimir Richard Simeon Katz  
**Multi-alloy structures for injectorless Quantum Cascade Lasers**  
131 Seiten  
ISBN 978-3-941650-27-5

Vol. 128  
Barbara Annemarie Kathrin Baur  
**Functionalization of group III-nitrides for biosensor applications**  
215 Seiten  
ISBN 978-3-941650-28-2

Vol. 129  
Arne Laucht  
**Semiconductor quantum optics with  
tailored photonic nanostructures**  
232 Seiten  
ISBN 978-3-941650-29-9

Vol. 130  
Jia Chen  
**Compact laser-spectroscopic gas sensors  
using Vertical-Cavity Surface-Emitting  
Lasers**  
150 Seiten  
ISBN 978-3-941650-30-5

Vol. 131  
Hans Leonhard Prechtel  
**Ultrafast Photocurrents and Terahertz  
Radiation in Gallium Arsenide and  
Carbon Based Nanostructures**  
160 Seiten  
ISBN 978-3-941650-31-2

Vol. 132  
Roland Enzmann  
**Technologieentwicklung für eine  
Einzelphotonenquelle**  
142 Seiten  
ISBN 978-3-941650-32-9