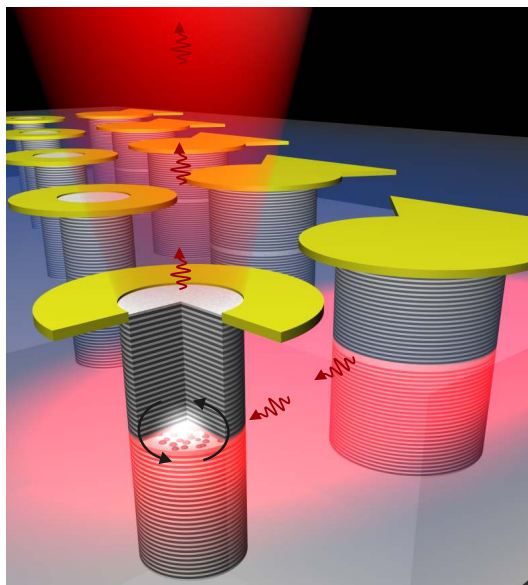


Vertikale und laterale Emissionseigenschaften von Halbleiter-Quantenpunkt-Mikroresonatoren im Regime der schwachen und starken Licht-Materie-Wechselwirkung



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

vorgelegt von

Ferdinand Albert

aus Würzburg

Würzburg 2012

Eingereicht am: 03.12.2012
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Stephan Reitzenstein
2. Gutachter: Prof. Dr. Bert Hecht
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. Stephan Reitzenstein
2. Prüfer: Prof. Dr. Bert Hecht
3. Prüfer: Prof. Dr. Wolfgang Kinzel
im Promotionskolloquium

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Summary	5
1 Einleitung	9
2 Theoretische Grundlagen	13
2.1 Das Halbleiter-Materialsystem	13
2.2 Elektronischer Einschluss in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen . . .	14
2.3 Photonischer Einschluss in Mikrosäulenresonatoren	17
2.3.1 Der Qualitätsfaktor	18
2.3.2 Fabry-Pérot Moden	18
2.3.3 Flüstergaleriemoden	21
2.3.4 Gerichtete Emission von Quasi-Flüstergaleriemoden in Mikrosäulen- resonatoren mit Limaçon-Geometrie	23
2.4 Licht-Materie-Wechselwirkung	27
2.4.1 Das Regime der starken Kopplung im Jaynes-Cummings Modell . .	28
2.4.2 Das Tavis-Cummings Modell	30
2.4.3 Das Regime der schwachen Kopplung	31
2.4.4 Lasing in Mikroresonatoren	32
2.5 Photonenstatistik	35
2.5.1 Photonen-Zustände	35
2.5.2 Autokorrelationsfunktion 1. Ordnung	37
2.5.3 Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung	37
3 Technologie und Messaufbau	41
3.1 Epitaktisches Wachstum der Schichtstrukturen	41
3.2 Herstellung von Mikroresonatoren	42
3.2.1 Optisch gepumpte Mikrosäulenresonatoren	42
3.2.2 Elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren	42
3.2.3 Elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie	44

3.2.4	Elektrisch betriebene Mikrozyylinder- und Mikroringresonatoren . . .	46
3.3	Messmethoden	47
3.3.1	Elektrolumineszenz-Spektroskopie	48
3.3.2	Ortsaufgelöste Detektion mittels Lochblende	49
3.3.3	Michelson Interferometer	50
3.3.4	Hanbury-Brown und Twiss Anordnung	50
3.3.5	Lasermessplatz	51
4	Vertikale Emission von Halbleiter-Quantenpunkt-Mikroresonatoren	53
4.1	Licht-Materie-Wechselwirkung im Regime der starken Kopplung	54
4.1.1	Grundlage des degenerierten Vier-Wellen-Mischens	55
4.1.2	Mehrfarben-Spektral-Interferometrie	56
4.1.3	Kohärente Dynamik von 1- und 2-Photon Polaritonen	58
4.1.4	Kohärente Kopplung von Exzitonen in einer Mikrokavität	61
4.1.5	Zusammenfassung	65
4.2	Chaotische Laseremission unter externer optischen Rückkopplung	66
4.2.1	Experimenteller Versuchsaufbau	67
4.2.2	Eingangs-Ausgangs Kennlinie unter Rückkopplung	68
4.2.3	Photonen-Korrelationsmessungen der Mode A	70
4.2.4	Photonen-Korrelationsmessungen der Mode B	75
4.2.5	Zusammenfassung und Diskussion der Korrelationsergebnisse	77
4.2.6	Dynamische Effekte der Rückkopplung	83
4.2.7	Polarisierte Rückkopplung	89
4.2.8	Zusammenfassung	92
5	Laterale Emission von Halbleiter-Quantenpunkt-Mikroresonatoren	95
5.1	Lasing von Flüstergaleriemoden bei Tieftemperatur	96
5.1.1	Koexistenz von Flüstergaleriemoden und Fabry-Pérot Moden Lasing	96
5.1.2	Lasing einzelner Flüstergaleriemoden	100
5.1.3	Multimoden-Lasing von Flüstergaleriemoden	101
5.1.4	Flüstergaleriemoden-Lasing mit hohem Q-Faktor	103
5.1.5	Freier Spektralbereich	105
5.1.6	Temperaturabhängigkeit des Laserschwellstroms	106
5.2	Lasing von Flüstergaleriemoden und Modenselektion bei Raumtemperatur	109
5.2.1	Lasing in Mikrozyylinderresonatoren	110
5.2.2	Lasing in Mikroringresonatoren	112
5.2.3	Flüstergalerie-Modenselektion durch Nanokerben	114
5.3	Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie	119

5.3.1	Lasung von Quasi-Flüstermoden	120
5.3.2	Gerichtete Emission von Quasi-Flüstermoden	124
5.4	On-chip Quantenoptik-Experimente	131
5.4.1	Resonante Anregung eines Quantenpunkt-Exzitons	133
5.4.2	Schwache Licht-Materie-Wechselwirkung unter resonanter Anregung	134
5.5	Zusammenfassung des Kapitels	135
	Literaturverzeichnis	137
	Veröffentlichungen des Autors	150
	Danksagung	153

Zusammenfassung

Die wachsenden Anforderungen an elektronische und optische Bauteile haben in den letzten Jahrzehnten zu einer zunehmenden Miniaturisierung geführt. Bis heute ist das Moore'sche Gesetz von 1965 gültig, dass sich die Anzahl der Transistoren pro Fläche auf einem Computerchip alle ein bis zwei Jahre verdoppelt. Doch schon bald wird aber eine fundamentale physikalische Grenze erreicht sein und wir werden neue Konzepte und Technologien entwickeln müssen, die die Quantisierung der Ladungsträger und des Lichtfelds berücksichtigen. Ein wichtiger Aspekt der Forschung ist dabei das Verständnis der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie auf der Quantenebene. Experimente mit Atom- und Ionenfallen lieferten uns bereits einen faszinierenden Einblick in die Quantenwelt, wofür Serge Haroche und David J. Wineland im Jahr 2012 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurden. Für eine Anwendung ist die weitere Erforschung und technologische Umsetzung von Quanteneffekten in Festkörpern jedoch unerlässlich.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich vor diesem Hintergrund mit der Licht-Materie-Wechselwirkung in Quantenpunkt-Mikroresonatoren und deren vertikalen und lateralen Emissionseigenschaften. Quantenpunkte sind nanoskopische Strukturen, in denen die Beweglichkeit der Ladungsträger unterhalb der de-Broglie-Wellenlänge eingeschränkt ist, wodurch die elektronische Zustandsdichte diskrete Werte annimmt. Sie werden daher auch als künstliche Atome bezeichnet. Um die Emissionseigenschaften der Quantenpunkte zu modifizieren, werden sie im Rahmen dieser Arbeit als aktive Schicht in Mikrosäulenresonatoren eingebracht. Diese bestehen aus einer GaAs λ -Kavität, die zwischen zwei Braggspiegeln aus alternierenden GaAs und AlAs Schichten eingefasst ist. Diese Resonatoren bieten sowohl eine vertikale Emission über Fabry-Pérot Moden, als auch eine laterale Emission über Flüstergaleriemoden.

Die Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen den Resonatormoden und lokalisierten Ladungsträgern in den Quantenpunkten, genannt Exzitonen, kann in zwei Regime unterteilt werden. Im Regime der starken Kopplung wird der spontane Emissionsprozess in einem Quantenpunkt reversibel und das emittierte Photon kann wieder durch den Quantenpunkt absorbiert werden. Die theoretische Beschreibung der Kopplung eines Exzitons an die Resonatormode erfolgt über das Jaynes-Cummings Modell und kann im Tavis-

Cummings Modell auf mehrere Emitter erweitert werden. Ist die Dämpfung des Systems zu groß, so befindet man sich im Regime der schwachen Kopplung, in dem die Emissionsrate des Quantenpunkts durch den Purcell-Effekt erhöht werden kann. In diesem Regime können Mikrolaser mit hohen Einkopplungsraten der spontanen Emission in die Resonatormode und niedrigen Schwellpumpströmen realisiert werden. Zur Charakterisierung der Proben werden vor allem die Methoden der Mikro-Elektrolumineszenz und der Photonenkorrelationsmessungen eingesetzt.

Vor diesem Hintergrund beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit folgenden Themen:

Licht-Materie-Wechselwirkung im Regime der starken Kopplung

Zunächst wird die starke Licht-Materie-Wechselwirkung in optisch gepumpten Mikrosäulenresonatoren untersucht. Dabei wird die Methode des degenerierten Vierwellenmischens mit Mehrfarben-Spektral-Interferometrie angewandt. Für ein stark gekoppeltes System aus einem Quantenpunkt-Exziton und der photonischen Mode kann die kohärente zeitliche Entwicklung der 1. und 2. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter aufgenommen und analysiert werden. In Einklang mit der Theorie wird eine um $\sqrt{2}$ schnellere Rabi-Oszillation in der 2. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter und eine dreimal schnellere Dephasierungszeit festgestellt. In einem weiteren System aus drei stark gekoppelten Quantenpunkt-Exzitonen mit einer photonischen Mode können qualitativ die Oszillationen des Vierwellenmischsignals in Abhängigkeit des Verstimmungsparameters verstanden werden und zudem die photonische Kopplung der Quantenpunkt-Exzitonen untereinander nachgewiesen werden.

Chaotische Laseremission unter Rückkopplung

Koppelt man einen Teil der Ausgangsleistung eines Halbleiterlasers auf ihn selbst zurück, so kann dies zu einer chaotischen Emission führen. Chaotische Laser finden sowohl bei der hochbitratigen Generation von physikalischen Zufallszahlen, als auch in der abhörsicheren Datenübertragung mittels synchronisierter chaotischer Laser ihre Anwendung. Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, ob auch elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren zu einer chaotischen Emission angeregt werden können, bei denen die Verstärkung auf wenige Quantenpunkte zurückzuführen ist und die Ausgangsleistungen im Bereich einiger hundert Nanowatt liegen. Es kann festgestellt werden, dass eine Rückkopplung der Emission auf die Mikrosäulenresonatoren bei Injektionsströmen oberhalb der Laserschwelle zu einer Bündelung von Photonen führt, was bei gleichbleibender mittlerer Ausgangsleistung nur über eine gepulste Emission zu erklären ist. Die Abwesenheit von periodischen Signalen in den Photonenkorrelationsmessungen, ein gemessener Maximalwert von $g^{(2)}(0) = 3,48 \pm 0,09$ oberhalb des theoretischen Limits einer zeitlich konstanten Emissionsquelle von $g^{(2)}(0) = 2$

und ein Vergleich mit Ergebnissen makroskopischer Laser sind eine starke Indikation für chaotische Lichtemission dieser Strukturen. Eine detaillierte Analyse der Wiederholungspeaks in den Photonenkorrelationsmessungen belegt eine dynamische Veränderung der Laserpulse mit jedem Umlauf in der externen Kavität, die nur über eine Wechselwirkung mit den Quantenpunkten in den Resonatoren zu erklären ist. Zudem kann gezeigt werden, dass die Pulse mit jedem Umlauf in der Kavität verstärkt werden können. Mit einer selektiven Rückkopplung der beiden Modenkomponenten der aufgespaltenen Grundmode können die Eingangs-Ausgangskennlinien manipuliert werden und in einem bestimmten Strombereich die chaotische Emission verstärkt werden.

Lasing von Flüstergaleriemoden bei Tieftemperatur

Neben Fabry-Pérot Moden können auch Flüstergaleriemoden in Mikrosäulenresonatoren angeregt werden. In der vorliegenden Arbeit wird erstmals Lasing von Flüstergaleriemoden in elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren demonstriert. Die Kontrolle der Verstimmung zwischen Quantenpunktensemble und fundamentaler Fabry-Pérot Mode ermöglicht sowohl ein simultanes Lasing der Fabry-Pérot Mode und Flüstergaleriemoden, als auch reines Lasing einer einzelnen, beziehungsweise zweier Flüstergaleriemoden. In einem Resonator mit einem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ kann mittels hochauflösender Spektroskopie ein Q-Faktor an der Laserschwelle von 70 000 nachgewiesen werden, was die hohe optische Qualität der vorhandenen Strukturen belegt. Eine Analyse des freien Spektralbereichs in Abhängigkeit des Resonatordurchmessers wird durch eine berechnete Kurve exzellent bestätigt. Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Laserschwellstroms ergibt eine charakteristische Temperatur $T_0 = 515\ \text{K}$ bis zu einer Temperatur von 50 K.

Lasing von Flüstergaleriemoden und Modenselektion bei Raumtemperatur

Das anschließende Kapitel beschäftigt sich mit Flüstergaleriemodenlasing bei Raumtemperatur. Dazu werden sowohl Mikrozyylinder- als auch Mikroringresonatoren aus einer *graded index separate confinement heterostructure* (GRINSCH) mit *6 dot in a well* (DWELL) Schichten hergestellt, die die notwendige Verstärkung bei Raumtemperatur bieten. In beiden Strukturen wird ein Mehrfarbenlasing demonstriert. Der Schwellpumpstrom kann durch Verkleinerung der Stegbreiten der Mikroringresonatoren deutlich reduziert werden. Zudem kann durch eine Prozessierung von Nanokerben in einem definierten Winkel in den Außenwänden der Resonatoren eine Modenselektion herbeigeführt werden. Mit den Nanokerbenabständen von 90° , 60° und 45° können bestimmte Flüstergaleriemoden so gestört werden, dass nur jede 2., 3. und 4. Flüstergaleriemode die Laserschwelle überschreitet.

Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie

Für die Realisierung elektrisch betriebener Mikrosäulenresonatoren mit einer lateral unidirektionalen Abstrahlung, muss ein neuer Fabrikationsprozess entwickelt werden, um das Brechungsindexverhältnis zwischen Resonator und Umgebung zu reduzieren. Dafür werden Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie und Gold-Luftbrücken zur Strominjektion hergestellt. Für Mikrosäulenresonatoren ohne Deformation mit Radii bis hinunter zu $3\ \mu\text{m}$ kann Lasing von Flüstergaleriemoden nachgewiesen werden. Bis zu einer Deformation von $\epsilon = 0,6$ kann zudem bei Mikrosäulenresonatoren mit einem Radius von $4\ \mu\text{m}$ Lasing erhalten werden. Es kann zudem erstmals die gerichtete Emission eines Mikrosäulenresonators mit $\epsilon = 0,5$ mit einer Direktionalität von $2,43$ und einer Fernfelddivergenz von 30° demonstriert werden. Die Abhängigkeit der Direktionalität von der Verformung ϵ wird für Radii zwischen $3\ \mu\text{m}$ und $4,5\ \mu\text{m}$ ermittelt und mit einem theoretischen Modell qualitativ bestätigt. Die maximale Direktionalität wird im Bereich um $\epsilon = 0,45$ erreicht.

On-chip Quantenoptik-Experimente

Im letzten Teil der Arbeit wird ein neuartiges Konzept für on-chip Quantenoptikexperimente vorgestellt. Es wird gezeigt, dass ein elektrisch betriebener Mikrosäulenresonator als integrierte Lichtquelle verwendet werden kann, um nahe gelegene Mikroresonatoren optisch anzuregen. Es kann sowohl eine resonante Anregung eines einzelnen Quantenpunkt-Exzitons über seine p-Schale, als auch die schwache Licht-Materie-Wechselwirkung mit einem Purcell-Faktor von $F_P = 4,1 \pm 0,6$ demonstriert werden. Diese Ergebnisse stellen einen wichtigen Schritt bezüglich der Verknüpfung einzelner Bauteile zu einem größeren photonischen Netzwerk dar. Mit diesem Konzept können sowohl mehrere Strukturen gleichzeitig angeregt werden, als auch Mikroresonatoren mit Limaçon-Geometrie verwendet werden, um gezielt einzelne Strukturen zu beleuchten. Die Technik kann zudem leicht erweitert werden, um beispielsweise über den *quantum confined Stark effect* einen zusätzlichen Verstimmungsparameter zu erhalten, was bei Realisierung von Quantenpunkt-Mikroresonatoren im Regime der starken Kopplung hilfreich ist.

Summary

In recent decades, the growing demand for electronical and optical components has led to an increasing miniaturization. Up to now, Moore's law is still valid. The number of transistors per unit area on a computer chip doubled every one to two years. However, soon a fundamental physical limit will be reached and we will have to develop new technologies, which take into account the quantization of charge carriers and the light field. An important aspect of research in this field is the interaction between light and matter on the quantum level. Experiments with atom and ion traps have already delivered a fascinating insight into the quantum world, for which Serge Haroche and David J. Wineland were awarded the Nobel Prize in 2012. From the application point of view, a technological transfer of quantum effects to the solid state system is inevitable.

The present work deals with the light-matter interaction in quantum dot microcavities and their vertical and lateral emission properties. Quantum dots are nanoscopic structures, in which charge carriers are confined in all three dimensions below the de-Broglie wavelength. As a consequence, the density of electronic states becomes singular and quantum dots are therefore referred to as artificial atoms. To modify the emission properties of quantum dots, they are introduced in micropillar cavities. These consist of a GaAs λ -cavity, which is sandwiched between two Bragg mirrors of alternating layers of GaAs and AlAs. The micropillar resonators provide both a vertical emission via Fabry-Pérot modes, as well as a lateral emission via whispering gallery modes.

The light-matter interaction between the microcavity modes and the localized charge carriers, called exzitons, can be divided into two regimes. In the strong coupling regime, the spontaneous emission process becomes reversible and an emitted photon can be reabsorbed by the quantum dot. The theoretical description of the coupling of a two-level emitter with a photonic mode is given by the Jaynes-Cummings model. For multiple two-level emitters, it can be extended to the Tavis-Cummings model. In the weak coupling regime the spontaneous emission rate of a quantum dot can be increased by the Purcell effect. Here, microlasers with high spontaneous emission coupling factors and low lasing thresholds can be realized. In order to investigate the samples, especially the methods of micro-electroluminescence and photon correlation measurements are applied.

Against this background, the present work deals with the following topics:

Light-matter interaction in the strong coupling regime

First, the strong coupling regime is studied in optically pumped micropillar cavities. Therefor a degenerate four-wave-mixing technique with a heterodyne spectral interferometry detection scheme is used. For a quantum dot-micropillar system in the strong coupling regime, the coherence dynamics of the first two rungs of the Jaynes-Cummings ladder is detected and analysed. In accordance with theoretical predictions, a $\sqrt{2}$ faster Rabi oscillation in the 2nd rung of the Jaynes-Cummings ladder and a three times faster dephasing rate is found. In another system of three excitons strongly coupled to the cavity mode, the oscillations of the four-wave-mixing signal in dependence of a detuning parameter, can be understood on a qualitative level. Furthermore, the coherent coupling of the individual excitons via the photonic mode is demonstrated.

Chaotic microlasers with self-feedback

A semiconductor laser under optical self-feedback by an external cavity can show chaotic emission of light. Chaotic lasers have been used as ultrafast physical random number generators and for new forms of secure data transmission via synchronized chaotic lasers. The aim of this work is to answer the question, if electrically driven micropillar cavities can display chaotic behavior, where the number of quantum dots participating in the laser action is only on the order of ten and the output power is in the range of a few hundred nano-Watts. It is shown, that optical feedback onto micropillar cavities, that are driven at injection currents above the lasing threshold, leads to a bunching of photons. As the average output intensity is not affected by the optical feedback, the bunching of photons can only be explained by a pulsed emission of light. The absence of periodic signals in the photon autocorrelation measurements, a maximum value of $g^{(2)}(0) = 3,48 \pm 0,09$ above the theoretical limit of a temporal constant light source of $g^{(2)}(0) = 2$ and a comparison with results of macroscopic lasers are a strong indication for a chaotic emission of light. A detailed analysis of the revival peaks in the photon autocorrelation measurements proofs a dynamic change of the lasing pulses with each round-trip in the external cavity. This change can only be explained with an interaction of the lasing pulses with the quantum dots in the microcavity. Moreover it is demonstrated, that the pulses can be amplified with each round-trip. By applying a selective feedback of one of the two orthogonal, linearly polarized emission modes, the input-output characteristics can be manipulated and in a particular current range the chaotic emission can be enhanced.

Whispering gallery mode lasing at cryogenic temperatures

Micropillar cavities sustain not only Fabry-Pérot modes, but also whispering gallery modes. In the present work, whispering gallery mode lasing is demonstrated for the first time in electrically driven micropillar cavities. Depending on a controlled spectral detuning of the quantum dot gain medium, a coexistence of Fabry-Pérot mode and whispering gallery mode lasing, single whispering gallery mode lasing and multi whispering gallery mode lasing is achieved. For a microresonator with a diameter of 20 μm , a Q-factor of 70 000 at the lasing threshold is determined, demonstrating the high optical quality of the present structures. An analysis of the free spectral range in dependence of the diameter of the micropillars is nicely confirmed by a calculated curve. An investigation of the temperature dependence of the lasing threshold current reveals a characteristic temperature of $T_0 = 515$ K up to a temperature of 50 K.

Whispering gallery mode lasing at room temperature

The following chapter deals with whispering gallery mode lasing at room temperature. Microcylinder and microring resonators are fabricated from a *graded index separate confinement heterostructure* (GRINSCH) with 6 *dot in a well* (DWELL) layers, providing the necessary gain at room temperature. For both structures, multi color lasing is demonstrated. The lasing threshold current is significantly decreased by reducing the ridge width of the microring resonators. By introducing micro-notches at specific angles in the sidewalls of the resonators a mode selection is achieved. Using offset angles between the nano-notches of 90° , 60° and 45° , certain whispering gallery modes can be corrupted in a way, that only every 2nd, 3rd and 4th mode reaches the lasing regime.

Limaçon-shaped micropillar cavities

For the realization of electrically driven micropillar cavities with a unidirectional lateral emission profile, a new manufacturing process has to be developed, in order to reduce the refractive index ratio between the resonator and its surroundings. Micropillar cavities with Limaçon-shaped cross-section and an upper air-bridge contact for current injection are processed. For micropillar cavities without deformation and radii down to 3 μm , whispering gallery mode lasing is obtained. For micropillar cavities with a deformation up to $\epsilon = 0,6$, lasing in microresonators with a radius of 4 μm is sustained. A directional emission is demonstrated for a micropillar cavity with $\epsilon = 0,5$ and characterized by the directionality of 2,43 and a far-field divergence of 30° .

The directionality in dependence of the deformation parameter ϵ is determined for radii between $3 \mu\text{m}$ and $4,5 \mu\text{m}$ and is qualitatively confirmed by a theoretical model. The maximum directionality is found around approximately $\epsilon = 0,45$.

On-chip quantum optics experiments

In the last chapter of the present work, a novel concept for on-chip quantum optics experiments is presented. It is shown that an electrically driven micropillar laser can be used as an integrated coherent light source to optically excite nearby micropillar cavities. Both a resonant excitation of a single quantum dot exciton via its p-shell as well as the light matter interaction in the weak coupling regime with a Purcell factor of $F_P = 4,1 \pm 0,6$ is demonstrated. These results represent an important step towards the combination of individual optical devices into a larger photonic network. Within this concept, either multiple structures can be excited simultaneously or single structures can be excited by Limaçon-shaped micropillar lasers. The fabrication process can be easily extended to detune the excitons via the quantum confined Stark effect, which will be useful for the realization of quantum dot micropillar cavities in the strong coupling regime.

Kapitel 1

Einleitung

Die Photonik bezeichnet ein Forschungsfeld, das sich mit der Erzeugung, Manipulation und Detektion von Licht beschäftigt. Optische Halbleiterbauelemente stehen im Fokus dieser Technologie und sind ein Grundpfeiler einer modernen Gesellschaft. Die Erzeugung von Strom mit Solarzellen, kostengünstige und effiziente LEDs, bildgebende Verfahren in der Biophysik und die Analytik mittels Halbleiterdetektoren und -sensoren sind nur einige der vielen Anwendungsgebiete. Eine besondere Stellung nehmen Halbleiterlaser ein, bei denen durch Materialzusammensetzung und Geometrie ein weites Spektrum an Emissionswellenlängen abgedeckt wird. Daraus ergeben sich eine Vielzahl von Anwendungen, wie zum Beispiel in Blue-ray und DVD Laufwerken, als Laserpointer und Barcodescanner, als Pump-laser und zur Gasspektroskopie. Vor allem hat jedoch ihre Anwendung in Glasfasernetzen zur schnellen Datenübertragung den größten Einfluss auf unser alltägliches Leben, ohne die das Internet in seiner heutigen Form undenkbar wäre.

Für eine stetige Verbesserung, als auch Neuentwicklung von Halbleiterbauelementen, die zunehmend den Trend der Miniaturisierung bis auf die Nanometerskala aufweisen und damit in die Quantenwelt eintreten, ist eine fundierte Grundlagenforschung unerlässlich. Ein zentraler Punkt ist dabei das Verständnis der Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen einzelnen Ladungsträgern und Photonen, welche im Bereich der Kavitäts-Quantenelektrodynamik (cQED)¹ untersucht wird [Mab02, Gér03, Kir03]. Dazu wird Licht in Mikroresonatoren auf der Größenordnung der Wellenlänge eingeschlossen, wodurch die optische Modendichte stark verringert werden kann [Vah03]. Die bekanntesten Resonatorformen sind photonische Kristalle [Joa97, Vuc01], Mikroscheiben [McC92] und Mikrosäulen [Gér96, Gut98]. Als Material kommen sowohl Dielektrika [Kah07] als auch II-VI [Loh06] und III-V [Gér96] Halbleiterverbindungen zum Einsatz.

Als Emitter lassen sich Farbzentren in Diamanten, Moleküle und Quantenpunkte verwenden. Quantenpunkte sind nanoskopische Strukturen in denen die Beweglichkeit der

¹ engl.: cavity quantum electrodynamics

Ladungsträger in allen Raumdimensionen eingeschlossen ist, wodurch die elektronische Zustandsdichte deltaförmig wird. Das Emissionsspektrum besteht wie bei Atomen aus scharfen Linien, weshalb sie auch als „künstliche Atome“ bezeichnet werden.

Je nach Kopplungsstärke zwischen Quantenemitter und Resonatormode werden zwei Regime unterschieden. Im Regime der schwachen Kopplung kann die spontane Emissionsrate des Quantenemitters durch den Purcell-Effekt gesteigert werden [Pur46], was zum Beispiel Grundlage von effizienten Einzelphotonenquellen [Mic00a, Yua02, Cla10, Hei10] oder Mikrolasern mit hohem β -Faktor ist [Nod06][Str06][Rei08a]. Im Regime der starken Licht-Materie-Wechselwirkung wird die spontane Emission eines Photons reversibel und es kommt zu einem kohärenten Energieaustausch zwischen Exziton und Photon, welches durch die Bildung eines Quasiteilchens, dem Polariton, beschrieben werden kann. Dieses Regime wurde in vielen Experimenten für die Kopplung eines Exzitons [Yos04][Rei04][Kas10], aber auch bereits für die Kopplung zweier Exzitonen [Rei06b] an die photonische Mode erforscht.

Die Zielsetzung dieser Arbeit war die Untersuchung beider Regime der Licht-Materie-Wechselwirkung in Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren, die zwei fundamental unterschiedliche Arten des Lichteinschlusses bieten. So können neben den vertikal emittierenden Fabry-Pérot Moden auch lateral emittierende Flüstergaleriemoden angeregt werden [Ast07, NB07]. Die vorliegende Arbeit gliedert sich dabei in folgende Kapitel:

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind, kurz erläutert. Dabei wird sowohl das verwendete Materialsystem, der elektronische und photonische Einschluss in niederdimensionalen Systemen, die Licht-Materie-Wechselwirkung als auch die Photonenstatistik besprochen. Das 3. Kapitel beschäftigt sich mit der Herstellung der zu untersuchenden Proben und erklärt die verwendeten Messmethoden.

Im 4. Kapitel wird die vertikale Emission von Quantenpunkt-Mikroresonatoren untersucht. Dabei werden Experimente zur starken Licht-Materie-Wechselwirkung in optisch gepumpten Mikrosäulenresonatoren vorgestellt. Die Methode des degenerierten Vierwellenmischens mit Mehrfarben-Spektral Interferometrie erlaubt dabei die Beobachtung der kohärenten Dynamik von 1- und 2-Photon Polaritonen. Zudem soll ein System aus mehreren stark an eine Mode gekoppelten Exzitonen auf eine kohärente Kopplung untereinander untersucht werden. Als zweiten Punkt werden elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren mit einer externen Kavität hinsichtlich einer chaotischen Emission der Fabry-Pérot Moden untersucht. Die Fragestellung dabei ist, ob sich Mikrolaser, deren Verstärkung nur noch auf wenigen Quantenpunkten beruht und deren Ausgangsleistung im Bereich einiger hundert Nanowatt liegt, analog zu makroskopischen Laserdioden verhalten, deren chaotische Emission beispielsweise zur Generation von Zufallszahlen verwendet werden kann.

Das 5. Kapitel befasst sich mit der lateralen Emission von Quantenpunkt-Mikroresonatoren und ist in vier Unterkapitel gegliedert. In Abschnitt 5.1 werden erstmals elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren auf Lasing von Flüstergaleriemoden untersucht. In Abschnitt 5.2 werden Mikrozyylinder- und Mikroringresonatoren bei Raumtemperatur charakterisiert und eine neue Methode vorgestellt, mittels Nanokerben in den Außenwänden der Resonatoren eine spezifische Modenselektion zu erreichen. Diese Arbeiten werden durch den Ausblick auf eine THz Strahlungsquelle durch Differenzfrequenzmischen von Flüstergaleriemoden motiviert. In Abschnitt 5.3 werden elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie hinsichtlich einer gerichteten lateralen Emission von Quasi-Flüstergaleriemoden untersucht. Abschließend wird in Abschnitt 5.4 ein Konzept für on-chip Quantenoptik-Experimente mit integrierter Lichtquelle vorgestellt und realisiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen erläutert, die zum Verständnis dieser Arbeit benötigt werden. Hierbei wird zunächst das verwendete Halbleitermaterial vorgestellt. Anschließend werden sowohl der elektronische als auch der photonische Einschluss in niederdimensionalen Systemen diskutiert. Die Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen Photonen und Exzitonen im Regime der starken und schwachen Kopplung und das Lasingverhalten von Mikroresonatoren wird im anschließenden Kapitel dargelegt. Den Abschluss bildet ein Abschnitt zur Photonenstatistik, die einen wesentlichen Aufschluss über die Emissionsvorgänge in Quantenpunkt-Mikroresonatoren bietet.

2.1 Das Halbleiter-Materialsystem

In dieser Arbeit werden Halbleiterstrukturen untersucht, die im Wesentlichen aus Galliumarsenid (GaAs), Aluminiumarsenid (AlAs) und Indiumarsenid (InAs) bestehen. Das sind binäre Verbindungshalbleiter, die sich aus Elementen der 3. und 5. Hauptgruppe des Periodensystems zusammensetzen. Die Kristallstruktur ist dabei die Zinkblendestruktur. Das bedeutet, dass die Atome beider Materialkomponenten ein kubisch flächenzentriertes Gitter bilden, die gegeneinander um ein Viertel der Raumdiagonalen versetzt sind [Kit06]. Die Bindung zwischen den Atomen findet über eine sp^3 -Hybridisierung der Valenzelektronenorbitale statt. Die Gitterkonstante der Kristalle hängt von den beteiligten Materialien ab und ist für GaAs ($a_{GaAs} = 5,65 \text{ \AA}$) und AlAs ($a_{AlAs} = 5,66 \text{ \AA}$) sehr ähnlich, weshalb sie epitaktisch mit einer hohen Qualität aufeinander gewachsen werden können. InAs besitzt dagegen eine um circa 7% größere Gitterkonstante ($a_{InAs} = 6,06 \text{ \AA}$), wodurch beim Aufwachsen von InAs auf GaAs starke Spannungsfelder auftreten, die sich durch Formation von dreidimensionalen Inseln, sogenannten Quantenpunkten, unter Minimierung der Gesamtenergie abbauen (siehe Kapitel 3.1).

Die elektronische Struktur der Verbindungen kann mit einer Bandstruktur beschrieben werden, die sich aus der Lösung der elektronischen Wellenfunktion in einem periodischen Potential der positiven Atomrümpfe ergibt. Halbleiter besitzen eine charakteristische Bandlücke zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband in der Größenordnung von 1 eV. GaAs und InAs sind direkte Halbleiter. Das heißt, dass das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes in der Dispersionsrelation $E(k)$ bei $k = 0$ übereinander liegen, wodurch sie optisch aktiv und für die Lichterzeugung prädestiniert sind. Die Bandlücke von GaAs beträgt bei Raumtemperatur 1,424 eV und bei InAs 0,354 eV [III12]. AlAs und Elementhalbleiter wie Silizium und Germanium sind dagegen indirekte Halbleiter, bei denen das Valenzbandmaximum und das Leitungsbandminimum im k -Raum versetzt sind.

Neben binären Verbindungshalbleitern können auch ternäre Verbindungshalbleiter hergestellt werden. Hier sei $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ erwähnt, aus dem die untersuchten Quantenpunkte in dieser Arbeit bestehen. Dabei wird ein Anteil x des Elements der 3. Hauptgruppe durch ein weiteres Element der 3. Hauptgruppe ersetzt. Die physikalischen Eigenschaften der ternären Verbindungshalbleiter, wie zum Beispiel die Bandlücke und die Gitterkonstante, können durch Variation von x zwischen den Eigenschaften der binären Verbindungen eingestellt werden. Die Eigenschaften der Quantenpunkte können so gezielt maßgeschneidert werden.

2.2 Elektronischer Einschluss in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen

Reduziert man die Ausdehnung einer Halbleiterstruktur in einer oder mehreren Dimensionen und schränkt damit die Bewegung der Ladungsträger in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge ein, so sind Quantisierungseffekte zu beobachten und die elektronischen Eigenschaften ändern sich dramatisch. Die de-Broglie-Wellenlänge lässt sich dabei für eine Temperatur T mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h , der Boltzmannkonstanten k_B und der effektiven Masse der Ladungsträger m_{eff} mit $E = \frac{3}{2}k_B T$ folgendermaßen berechnen:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_{eff}E}} = \frac{h}{\sqrt{3m_{eff}k_B T}}. \quad (2.1)$$

Die elektronische Zustandsdichte $D(E) = \frac{dN}{dE}$, das heißt die Anzahl der Zustände pro Energieintervall, nimmt dann je nach Dimensionalität des Einschlusses eine unterschiedliche Gestalt an (siehe Abbildung 2.1). In einem Volumenmaterial, in dem sich die Ladungsträger frei bewegen können, ist die elektronische Zustandsdichte proportional zu \sqrt{E} . Sind die Ladungsträger in einer Raumrichtung eingeschränkt, wie zum Beispiel in einem

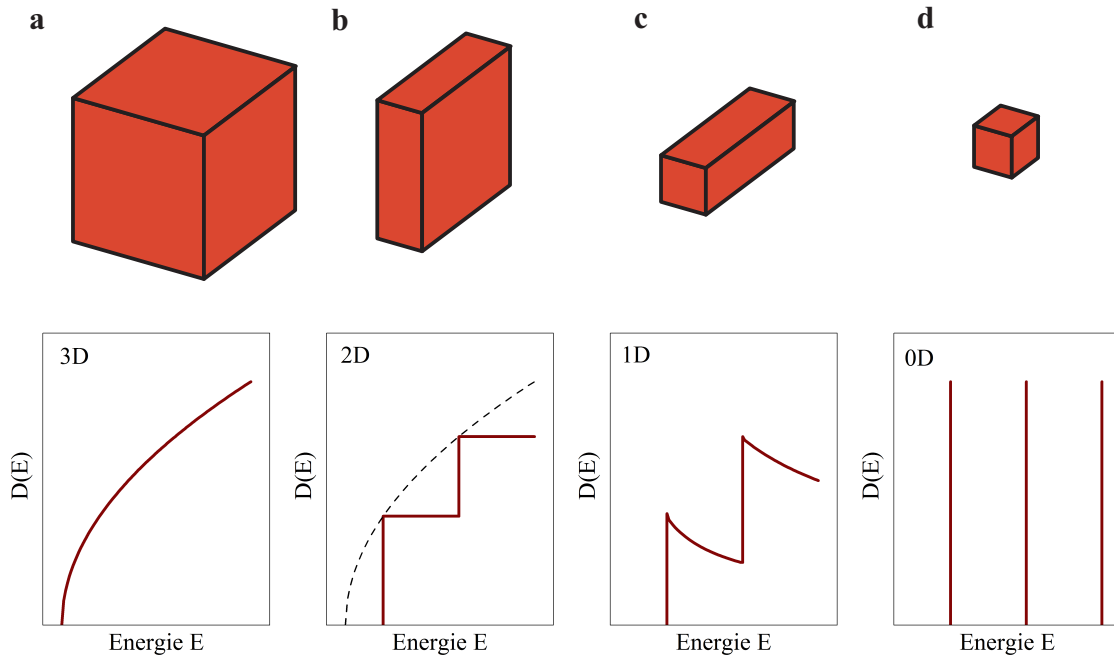


Abbildung 2.1: Elektronische Zustandsdichte in Abhängigkeit der Energie für unterschiedlichen räumlichen Einschluss. (a) Ohne Einschluss ist $D(E) \propto \sqrt{E}$, (b) in 2D ist $D(E) = \text{const}$, (c) in 1D ist $D(E) \propto 1/\sqrt{E}$ und (d) in 0D ist $D(E)$ deltaförmig.

Quantenfilm, nimmt die Zustandsdichte einen konstanten Wert an. In eindimensionalen Systemen wie zum Beispiel Quantendrähten folgt die Zustandsdichte einer inversen Wurzelfunktion $\frac{1}{\sqrt{E}}$ und in nulldimensionalen Systemen, das heißt bei Quantenpunkten, in denen die Ladungsträger in allen Raumdimensionen in ihrer Bewegung auf der Skala der de-Broglie-Wellenlänge eingeschränkt sind, ist die Zustandsdichte eine Dirac-Delta Funktion. Die Ladungsträger können wie bei Atomen nur noch diskrete Energieniveaus besetzen, weshalb Quantenpunkte häufig als „künstliche Atome“ bezeichnet werden [Bim06, Mic09].

In einem Kristall kann durch Absorption eines Photons ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Es hinterlässt dabei ein Loch, das eine positive Ladung besitzt. Durch Coulombwechselwirkung ziehen sich Elektron und Loch gegenseitig an und es entsteht ein gebundenes Quasiteilchen, das man als Exziton bezeichnet. Da die effektive Masse des Lochs größer als die des Elektrons ist, ähnelt die Beschreibung der des Wasserstoffatoms. In Analogie zum Bohr'schen Atommodell kann der Radius des Exzitons mit der Dielektrizitätskonstante ϵ_r , der reduzierten Masse μ des Exzitons und der Elementarladung e über

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_r\epsilon_0\hbar^2}{\mu e^2} \quad (2.2)$$

berechnet werden. Für GaAs ergibt sich ein Exziton-Bohrradius von ungefähr 10 nm. Dieser Wert ist deutlich größer als die Gitterkonstante des Materials, was ist eine typi-

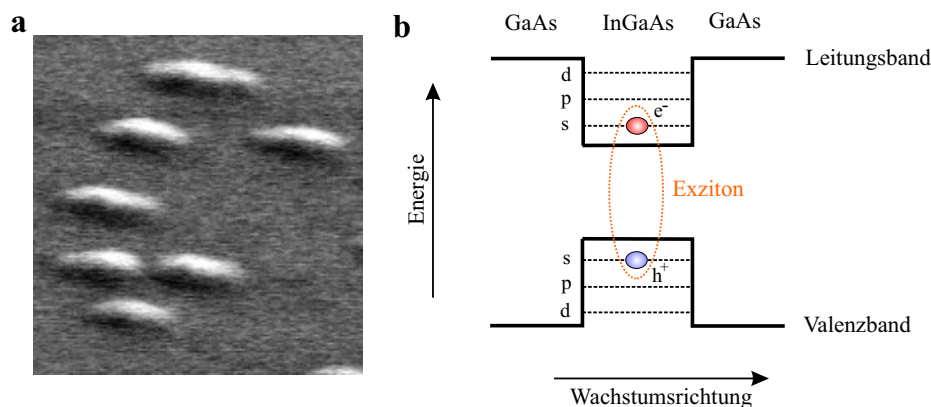


Abbildung 2.2: (a) Rasterelektronenmikroskopieaufnahme von $\text{In}_{0,425}\text{Ga}_{0,575}\text{As}$ Quantenpunkten. (b) Schematische Darstellung der Bandstruktur eines $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Quantenpunkts in einer GaAs Matrix. Ein Exziton ist ein gebundener Zustand aus einem Elektron im Leitungsband und einem Loch im Valenzband.

sche Eigenschaft von Exzitonen in Halbleitern ist. Sie werden im Gegensatz zu Frenkel-Exzitonen, bei denen das Elektron und Loch am gleichen Gitteratom lokalisiert sind, als Mott-Wannier Exzitonen bezeichnet.

Die Halbleiterquantenpunkte in dieser Arbeit bestehen aus $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und sind in einer GaAs Matrix eingebettet. Durch die geringere Bandlücke des $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ entsteht ein dreidimensionaler Potentialtopf. Exzitonen, die darin lokalisiert werden, werden als Quantenpunkt-Exzitonen bezeichnet (siehe Abbildung 2.2). Die Ladungsträger können in den Quantenpunkten aufgrund der deltaförmigen Zustandsdichte nur diskrete Energieniveaus besetzen, die nach dem Pauli-Prinzip aufgefüllt werden. Die möglichen Zustände des Exzitons in einem Quantenpunkt lassen sich gut mit dem Bohr'schen Atommodell vergleichen. Der Grundzustand entspricht dabei einem leeren Quantenpunkt und die höheren Zustände werden als s-, p-, d-Schalen bezeichnet. Die Rekombination eines Elektrons mit einem Loch in einem Quantenpunkt führt zu diskreten Linien in einem Spektrum. Aufgrund der endlichen Lebenszeit eines Exzitons in der Größenordnung von einer Nanosekunde sind sie durch die Energie-Zeit Unschärfe und weiteren Dephasierungsmechanismen jedoch nicht delta-förmig sondern besitzen eine endliche Linienbreite [Bor99].

In einem Ensemble von epitaktisch hergestellten Quantenpunkten ergeben sich Fluktuationen in Größe, Form und Verspannung der Quantenpunkte, die direkt die Bandstruktur und damit die Emissionsenergien beeinflussen. Das Photolumineszenzsignal eines Quantenpunktensembles, das sich aus einer Überlagerung vieler einzelner Emissionslinien ergibt, ist daher inhomogen verbreitert [Mic09].

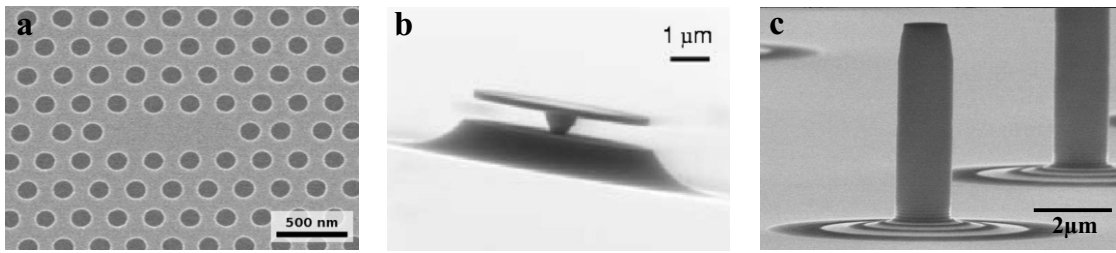


Abbildung 2.3: Rasterelektronenmikroskopieaufnahmen von (a) einem photonischen Kristall, (b) einer Mikroscheibe (aus [Wan05]) und (c) einem Mikrosäulenresonator.

2.3 Photonischer Einschluss in Mikrosäulenresonatoren

Eine Mikrokavität ist ein optischer Resonator, in dem Licht auf der Größenskala seiner Wellenlänge eingeschlossen ist. Die optische Zustandsdichte, die im Vakuum quadratisch mit der Photonenenergie zunimmt, wird je nach Einschluss moduliert. Planare Mikrokavitäten, genannt Fabry-Pérot Kavitäten, die aus zwei gegenüberliegenden planaren Spiegeln im Abstand L bestehen, bieten einen eindimensionalen Lichteinschluss. Senkrecht zu den Spiegelebenen treten daher quantisierte Moden auf. Ein dreidimensionaler Lichteinschluss kann in photonischen Kristallen, Mikroscheiben oder Mikrosäulenresonatoren erreicht werden (siehe Abbildung 2.3)[Vah03].

In photonischen Kristallen wird eine mehrfache Photonenstreuung an periodischen Dielektrika genutzt, um die photonische Zustandsdichte zu manipulieren [Joa97, Vuc01]. In Mikroscheiben wird das Licht durch interne Totalreflexion in der lateralen Ebene eingeschlossen. Diese Moden werden Flüstergaleriemoden genannt. In vertikaler Richtung sind die Moden durch den großen Brechungsindexkontrast zwischen Halbleitermaterial und Luft eingeschlossen [McC92]. In dieser Arbeit werden Mikrosäulenresonatoren untersucht, bei denen ebenfalls der laterale photonische Einschluss durch die Halbleiter-Luft-Grenzfläche gegeben ist, aber der vertikale photonische Einschluss durch hochwertige Braggspiegel erreicht wird [Gér96]. In diesem System können sowohl Fabry-Pérot ähnliche Moden, als auch Flüstergaleriemoden beobachtet werden [Ast07, NB07]. In den folgenden Abschnitten wird zunächst ein grundlegender Parameter einer Mode, nämlich der Qualitätsfaktor, erläutert. Anschließend werden die Fabry-Pérot Moden und die Flüstergaleriemoden in Mikrosäulenresonatoren näher erläutert. Abschließend wird die sogenannte Limaçon-Geometrie besprochen, die eine Abweichung von der kreisrunden Symmetrie typischer Mikrosäulenresonatoren darstellt und eine gerichtete laterale Abstrahlung von Flüstergaleriemoden bewirkt.

2.3.1 Der Qualitätsfaktor

Ein grundlegender Parameter von optischen Moden in Mikrokavitäten ist ihr Qualitätsfaktor (Q-Faktor). Er ist ein Maß für die Güte des optischen Einschlusses der Photonen und ist definiert als das Verhältnis zwischen der Resonanzenergie $E_c = \hbar\omega_c$ und der Halbwertsbreite γ_c einer Mode [Kav07]:

$$Q = \frac{E_c}{\gamma_c}. \quad (2.3)$$

Anschaulich betrachtet ist Q^{-1} der Anteil der Energie, der pro Umlauf in der Mikrokavität durch Absorption, Streuung und Emission verloren geht. Die Lebenszeit der Photonen im Resonator ist über die Heisenbergsche Unschärferelation mit der Linienbreite verknüpft und es ergibt sich $\tau = \frac{Q}{\omega_c}$ [Kav07]. Q^{-1} kann als Summe der verschiedenen Verlustkanäle geschrieben werden [Riv99][Eng06]:

$$Q^{-1} = Q_{\text{intrinsisch}}^{-1} + Q_{\text{Streuung}}^{-1} + Q_{\text{Absorption}}^{-1}. \quad (2.4)$$

Unter intrinsischen Verlusten versteht man diejenigen Anteile, die auch in einem perfekten Resonator auftreten würden und allein über seine Geometrie und Materialzusammensetzung bestimmt werden [Böc08]. Die Anteile Q_{Streuung} und $Q_{\text{Absorption}}$ werden als extrinsische Verluste bezeichnet. Streuung der Photonen kann an Fabrikationsdefekten stattfinden. Materialabsorption kann in den Braggspiegeln, der aktiven Schicht und über Defektzustände an der Resonatoroberfläche auftreten. In elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren kann Absorption zusätzlich durch freie Ladungsträger entstehen [Hau92].

2.3.2 Fabry-Pérot Moden

Mikrosäulenresonatoren werden aus planaren Fabry-Pérot Mikrokavitäten hergestellt. Diese bestehen aus einem oberen und unteren Braggspiegel, zwischen denen eine λ -Kavität mit Quantenpunkten als optisch aktives Medium eingebracht ist (siehe Abbildung 2.4a). Als Braggspiegel bezeichnet man eine Abfolge von alternierenden dünnen Schichten der Dicke $\lambda_c/4n$ mit unterschiedlichem Brechungsindex n . Licht wird jeweils an den Grenzflächen zwischen den Schichten reflektiert, wobei es vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium einen Phasensprung von 180° erfährt. Durch konstruktive Interferenz der reflektierten Strahlen mit der Resonanzwellenlänge der Kavität λ_c kann bei großer Schichtzahl m und einem hohen Brechungsindexkontrast zwischen den Materialien des Braggspiegels eine sehr hohe Reflektivität erreicht werden, die über folgende Gleichung abgeschätzt werden kann [Li03]:

$$\sqrt{R} = \frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}. \quad (2.5)$$

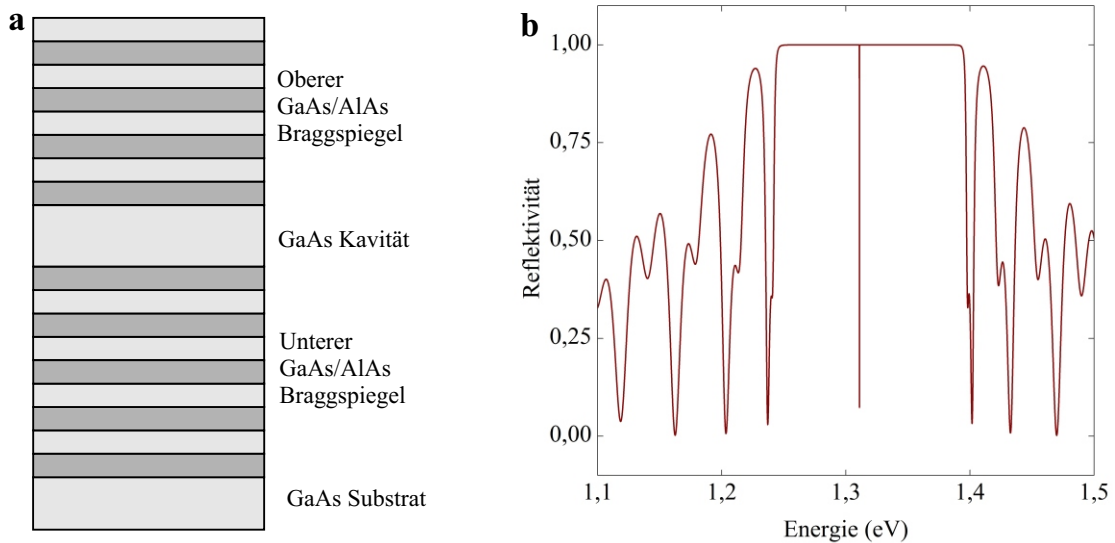


Abbildung 2.4: (a) Schematische Darstellung einer passiven GaAs/AlAs Fabry-Pérot Mikrokavität. (b) Berechnetes Reflexionsspektrum einer Mikrokavität mit 23 (27) oberen (unteren) Spiegelpaaren.

Hierbei bezeichnet n_0 und n_s die Brechungsindizes der Medien über und unterhalb des Resonators und n_1 und n_2 die Brechungsindizes der alternierenden Schichten.

In dieser Arbeit werden Braggspiegel aus GaAs und AlAs verwendet, da diese Materialien wegen ihrer sehr ähnlichen Gitterkonstanten mit hoher epitaktischer Qualität aufeinander gewachsen werden können. Der Brechungsindex von GaAs und AlAs beträgt bei Raumtemperatur und einer Energie von 1,3 eV ungefähr 3,52 und 2,98 [II12]. Aufgrund des vergleichsweise geringen Brechungsindexunterschieds zwischen GaAs und AlAs müssen entsprechend viele Schichten verwendet werden, um eine hohe Reflektivität zu erreichen. Mittels der Transfermatrixmethode kann das Reflexionsspektrum für eine typische in dieser Arbeit untersuchte Struktur mit 23 Spiegelpaaren im oberen und 27 Spiegelpaaren im unteren Braggspiegel berechnet werden (siehe Abbildung 2.4b) [Kav07]. Die Reflektivität besitzt ein zentrales breites Maximum, das Stopband genannt wird, und fällt oszillierend zu beiden Seiten ab. Die Breite des Bandes hängt vom Brechungsindexunterschied der beiden Spiegelmaterialien ab und das Maximum konvergiert gegen 1. Bei der Resonanzenergie $E = 1,31$ eV ist ein schmales Minimum zu erkennen, bei dem Licht gut in den Resonator ein- und ausgekoppelt werden kann.

Um Licht zusätzlich zu dem vertikalen Einschluss durch die Braggspiegel auch in lateraler Richtung einzuschließen, werden aus den planaren Mikrokavitäten Mikrosäulen mit Durchmessern von wenigen Mikrometern geätzt (siehe Abbildung 2.3c). Der dreidimensionale Lichteinschluss führt dabei zu diskreten Moden. Näherungsweise lassen sich diese

Moden als Superposition von vertikalen Fabry-Pérot Moden und den transversalen Moden eines unendlich langen Zylinders beschreiben:

$$\Psi_{n,m,l}(z, \phi, r) = \Psi_n(z) \Psi_{m,l}(\phi, r). \quad (2.6)$$

Der vertikale Einschluss liefert dabei einen Beitrag zur Modenenergie, der durch die Braggbedingung der planaren Mikrokavität gegeben ist:

$$E_0 = \frac{hc}{\lambda_c}. \quad (2.7)$$

Höhere Modenzahlen n in vertikaler Richtung müssen in dieser Arbeit nicht betrachtet werden, da sie energetisch stark gegen die Verstärkung der Quantenpunkte verschoben sind.

Die horizontale Komponente kann in einen radialen und azimuthalen Anteil mit entsprechenden Modenzahlen l und m separiert werden:

$$\Psi_{m,l}(\phi, r) = \Psi_m(\phi) \Psi_l(r). \quad (2.8)$$

Der winkelabhängige Anteil des elektrischen Feldes kann über $\Psi_m(\phi) = e^{\pm im\phi}$ und der radiale Anteil durch Besselfunktionen m -ter Ordnung $J_m(\vec{r})$ beschrieben werden. Zur Berechnung der Eigenenergien muss die Randbedingung berücksichtigt werden, dass die Transversalkomponente des elektrischen Feldes auf dem Rand des Resonators in guter Näherung verschwindet, das heißt dass $J_m(R) = 0$. Die Energieeigenwerte der Moden im dreidimensionalen Resonator lassen sich damit über folgende Gleichung berechnen [Gut98]:

$$E_c = \sqrt{E_0^2 + \frac{\hbar^2 c^2 \chi_{m,l}^2}{\epsilon R^2}}. \quad (2.9)$$

Hierbei ist $\chi_{m,l}$ die l -te Nullstelle der Besselfunktion J_m , ϵ die Dielektrizitätszahl und R der Radius des Mikroresonators. Die Grundmode $\Psi_{1,0,1}$ ist dabei zweifach und die nächst höhere Mode $\Psi_{1,1,1}$ vierfach entartet.

Es sei noch erwähnt, dass eine vollständige vektorielle Betrachtung des Systems, wie sie mit numerischen Methoden möglich ist, eine verbesserte Beschreibung liefert. So spaltet zum Beispiel die erste höhere Mode $\Psi_{1,1,1}$ in ein Triplet von Hybridmoden auf $(TE_{01}, HE_{21}, TM_{01})$ [Bur09].

In einem realen System finden sich oft Abweichungen von der idealen kreisrunden Symmetrie eines Resonators. Eine leichte elliptische Asymmetrie $\epsilon = \sqrt{\Delta r_c / r_c + 1} - 1 \leq 0,05\%$ mit dem fraktionalen Unterschied der Halbachsen in x und y Richtung $\Delta r_c / r_c$, die fabrikationsbedingt bei den Mikrosäulenresonatoren in dieser Arbeit auftritt, führt bei der Grundmode dazu, dass deren Entartung aufgehoben wird und zwei orthogonal linear polarisierte Moden entstehen [Rei07].

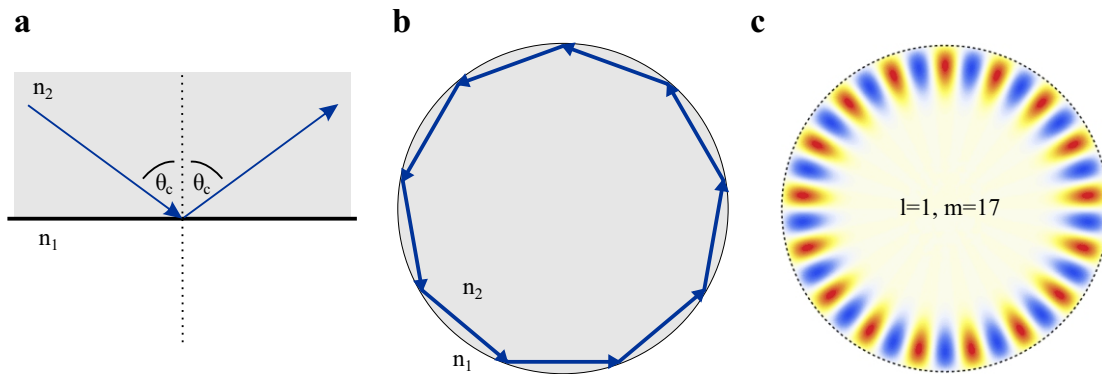


Abbildung 2.5: (a) Schematische Darstellung der Totalreflexion eines Lichtstrahls, der von einem optisch dichteren Medium n_2 auf ein optisch dünneres Medium n_1 fällt. Ab einem kritischen Winkel Θ_c wird das Licht vollständig reflektiert. (b) Flüstergaleriemode im Strahlenbild: ein Lichtstrahl umläuft durch mehrfache Totalreflexion einen kreisrunden Resonator und interferiert nach einem Umlauf konstruktiv mit sich selbst. (c) Schematische Darstellung des elektrischen Feldes einer Flüstergaleriemode im Wellenbild mit $l = 1$ und $m = 17$.

2.3.3 Flüstergaleriemoden

Fällt Licht von einem Medium mit hohem Brechungsindex n_1 auf eine Grenzfläche zu einem Medium mit kleinerem Brechungsindex n_2 , so tritt ab einem kritischen Winkel $\Theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ Totalreflexion auf (siehe Abbildung 2.5a). In einem kreisrunden Resonator kann Totalreflexion ausgenutzt werden, um Licht mit einer hohen Güte einzuschließen, indem es durch vielfache Totalreflexion in zirkularer Bewegung den Rand entlangläuft und nach einem Umlauf mit sich selbst konstruktiv interferiert (2.5b). Die entstehenden Moden werden als Flüstergaleriemoden¹ bezeichnet, da sie den akustischen Moden in der Flüstergalerie der Saint Paul's Cathedral in London ähneln, die dort erstmals von Lord Rayleigh beobachtet wurden.

Flüstergaleriemoden werden in der Regel in Mikroscheibenresonatoren untersucht, bei denen das Licht auch in vertikaler Richtung durch Totalreflexion eingeschlossen ist. Durch den starken Lichteinschluss werden für eine genaue Beschreibung der Moden dreidimensionale Modelle benötigt. Es konnte jedoch auch gezeigt werden, dass Flüstergaleriemoden in Mikrosäulenresonatoren auftreten können [Ast07, NB07]. Hier liegt in vertikaler Richtung durch die Braggspiegel ein schwächerer Einschluss vor, da der Brechungsindexkontrast zwischen der Mikrokavität und den Braggspiegeln geringer ist. Daher ist es möglich, mit der Effektiven-Index-Methode die vertikale und horizontale Beschreibung der Flüstergaleriemoden zu entkoppeln [NB07].

¹ engl. Whispering Gallery Modes (WGM)

Generell müssen bei der Betrachtung von Reflexionsphänomenen zwischen transversal elektrischen (TE) und transversal magnetischen (TM) Moden unterschieden werden, für die jeweils unterschiedliche Fresnelsche Formeln gelten. In der Wellenleiterterminologie ist eine Mode TE (TM) polarisiert, wenn die elektrische (magnetische) Feldkomponente senkrecht zur Einfallsebene ist, die durch den einfallenden und reflektierten Strahl aufgespannt wird. Üblicherweise wird bei Mikroscheibenresonatoren der vertikale Lichteinschluss als Bezugspunkt gewählt. Bei einer TE (TM) Mode liegt die elektrische (magnetische) Feldkomponente daher in horizontaler (vertikaler) Richtung. Diese Terminologie wird auch für die Mikrosäulenresonatoren übernommen. Im Folgenden werden nur TE Moden betrachtet, da das Dipolmoment des fundamentalen optischen Übergangs in InGaAs Quantenpunkten ebenfalls in der horizontalen Ebene liegt und damit keinen Überlapp mit TM Moden liefert.

In vertikaler Richtung können die Moden mit einer Quantenzahl n_z charakterisiert werden, wobei durch den schwachen Lichteinschluss lediglich die Grundmoden mit $n_z = 1$ anschwingen [NB07]. Nowicky-Bringuier et al. haben für GaAs/AlAs Mikroresonatoren mit der Effektiv-Index-Methode eine Gleichung für einen effektiven Brechungsindex im Energiebereich zwischen 1,2 eV und 1,4 eV berechnet, die die Ausbreitung einer TE Welle in solch einer unendlich angenommenen Struktur beschreibt [NB07]:

$$n_{eff}(TE) = 3,693 - \frac{1,052}{\text{eV}} E + \frac{0,610}{\text{eV}^2} E^2. \quad (2.10)$$

E ist dabei die Energie in Elektronenvolt. Mit diesem effektiven Brechungsindex ist die Berechnung der Flüstergaleriemoden in einem Mikrosäulenresonator auf ein zweidimensionales Problem zurückgeführt.

In einfachster Näherung lassen sich die Wellenfunktionen in eine radiale und azimutale Komponente zerlegen, die durch die Quantenzahlen l und m beschrieben werden. Die Quantenzahl m ist gleichbedeutend mit der Anzahl der Totalreflexionen des Lichts innerhalb eines Umlaufs und kann in großen Mikrokavitäten Werte von weit über 100 annehmen. Die Quantenzahl l ergibt sich aus der Anzahl der Knoten des elektrischen Feldes in radialer Richtung. Der spektrale Abstand zweier Flüstergaleriemoden lässt sich analog zu einem Fabry-Pérot-Resonator für große azimutale Quantenzahlen mit der Bedingung $m \cdot \lambda = 2\pi r$ über folgende Gleichung abschätzen:

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

Zur Veranschaulichung der Flüstergaleriemoden ist in Abbildung 2.5c eine schematische Darstellung der Feldverteilung in einer Mikrokavität mit $l = 1$ und $m = 17$ abgebildet. Deutlich ist die starke Lokalisation der Mode am Randbereich des Resonators zu erkennen.

Nowicky-Bringuier et al. konnten über eine Beschreibung der radialen Wellenfunktionen durch Besselfunktionen im Inneren des Resonators und einer exponentiell abfallen-

de Funktion außerhalb des Resonators durch Betrachtung der Stetigkeitsbedingungen der elektrischen Feldkomponenten auf dem Rand des Resonators folgende Randwertbedingung aufstellen [NB07]:

$$xJ_{m+1}(x) = \left(m + n_{eff}x\sqrt{n_{eff}^2 - 1}\right) J_m(x). \quad (2.12)$$

Hierbei ist x die reduzierte Variable $(En_{eff}R)/(\hbar c_0)$ mit dem Resonatorradius R . Die Lösungen der Gleichung erhält man durch Berechnung der Nullstellen der Funktion $f(x)$:

$$f(x) = \left(m + n_{eff}x\sqrt{n_{eff}^2 - 1}\right) J_m(x) - xJ_{m+1}(x). \quad (2.13)$$

Man erhält für eine gegebene azimutale Quantenzahl m eine Reihe von Lösungen, die aufsteigend mit der Energie mit der radialen Quantenzahl l identifiziert werden können.

Bezüglich der Quantenzahl m sind die Moden zusätzlich zweifach entartet, da Moden im Uhrzeigersinn und gegen den Uhrzeigersinn im Resonator umherlaufen können. Diese Entartung kann aufgehoben werden, wenn die elektrischen Felder dieser Moden zum Beispiel über Rückstreuung miteinander koppeln. Die neue Zustände (+) und (-) sind Superpositionen der ursprünglichen links- und rechtsumlaufenden Moden mit a und b als komplexen Koeffizienten [Maz07]:

$$E_+ = aE_r + bE_l \quad (2.14)$$

$$E_- = aE_r - bE_l \quad (2.15)$$

Diese neuen Zustände sind stehende Wellen, die als Sinus und Kosinus beschrieben werden können. Die elektrischen Felder der Moden sind um eine Phase $\pi/2$ gegeneinander verschoben.

2.3.4 Gerichtete Emission von Quasi-Flüstergaleriemoden in Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie

Das Fernfeld von Flüstergaleriemoden in rotationssymmetrischen Resonatoren ist in lateraler Richtung isotrop, was für mögliche Anwendungen problematisch ist. Lateral emittierende Lichtquellen, die zur Anregung von benachbarten Strukturen verwendet werden, oder deren Emission in Wellenleiter eingekoppelt werden soll, verlieren dadurch an Effizienz. Was bei Flüstergaleriemodenlasern noch teilweise durch hohe Ausgangsleistungen ausgeglichen werden kann, ist bei Einzelphotonenquellen nicht mehr möglich. Es wurden daher viele Versuche unternommen eine direktionale Abstrahlung von Flüstergaleriemoden zu erreichen [Nöc97, Gma98, Che03, Wie06, Fan07, Wie08, Wan10, Kim11]. Dabei ist allen Ansätzen gemein, dass die zirkulare Symmetrie des Resonators gebrochen werden muss. Eine Verformung führt an bestimmten Stellen des Resonators zu stärkeren Verlusten durch Brechung, da der Winkel der Totalreflexion unterschritten werden kann. Allerdings

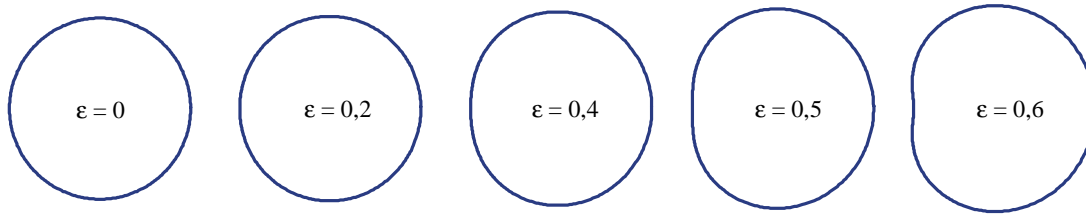


Abbildung 2.6: Darstellung der Limaçon-Form $R(\theta) = R_0(1 + \epsilon \cos\theta)$ für $\epsilon = 0, 0,2, 0,4, 0,5, 0,6$.

tritt dabei in vielen Fällen das Problem auf, dass eine Erhöhung der Richtionalen Emission eine signifikante Reduktion des Q-Faktors zur Folge hat, das als *Q-Factor Spoiling*² bekannt ist [Nöc94].

Als Lösung dieses Problems wurde zum Beispiel von Wiersig et al. die Kopplung zwischen Moden mit hohem Q-Faktor und kleiner Richtionalität und Moden mit kleinem Q-Faktor aber hoher Richtionalität vorgeschlagen [Wie06]. Allerdings können hier energetisch nahe liegende Moden, die im Experiment zeitgleich angeregt werden ein unterschiedliches Fernfeld besitzen und so eine unidirektionale Gesamtstrahlung erschweren. Zudem ist eine solche Kopplung abhängig von mehreren Parametern, wie zum Beispiel dem Brechungsindex, der Wellenlänge und der Resonatorgröße [Wie06]. Eine weitere Möglichkeit für eine Richtionalen Emission ist das Maßschneidern von speziellen Resonatorformen wie zum Beispiel Quadrupolen [Nöc97], Spiralen [Hen09] und der Limaçon-Geometrie, die eine Richtionalen Abstrahlung unter Wahrung eines hohen Q-Faktors erreichen können. In dieser Arbeit werden Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie untersucht, da speziell in dieser Resonatorform die Moden mit hohem Q-Faktor ein sehr ähnliches Fernfeld besitzen, wodurch die unidirektionale Emission äußerst robust ist [Wie08].

Die Limaçon-Form, auch als Pascalsche-Schnecke bekannt, ist eine geometrische Kurve, die in Polarkoordinaten über folgende Gleichung definiert ist [Wie08]:

$$R(\theta) = R_0(1 + \epsilon \cos\theta). \quad (2.16)$$

Dabei ist ϵ der Deformationsparameter und R_0 der Radius bei $\theta = \pi/2$. In Abbildung 2.6 sind mehrere dieser Kurven für Parameter $0 \leq \epsilon \leq 0,6$ gezeigt. Für $\epsilon = 0$ ist die Kurve identisch mit einem Kreis des Radius R_0 . Oberhalb eines Wertes von $\epsilon = 0,5$ geht die Kurve von einer rein konvexen Form zu einer teilweise konkaven Form über.

Die Funktionsweise dieser Geometrie lässt sich am einfachsten in einem Strahlenbild verstehen. Dazu betrachten wir zunächst sogenannte Billiardssysteme mit perfekt reflek-

² engl. für Q-Faktor Beeinträchtigung

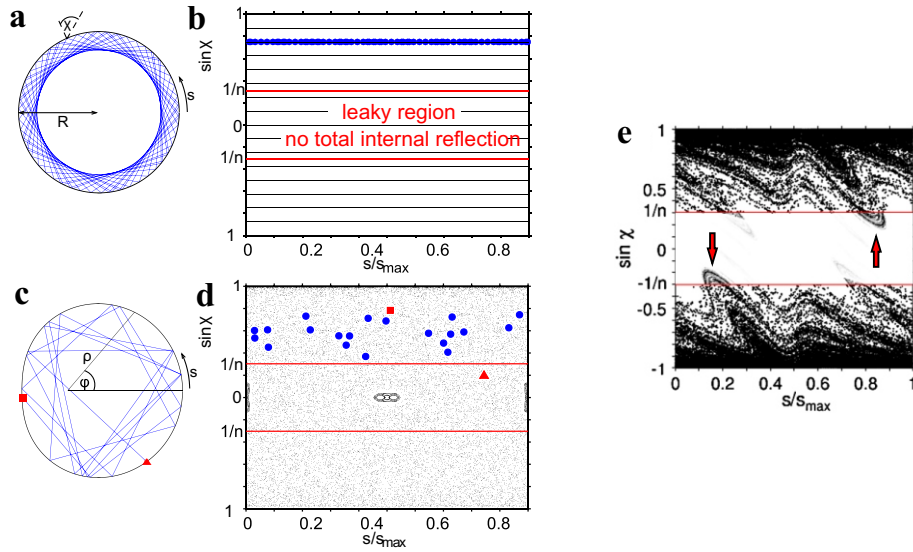


Abbildung 2.7: (a) Trajektorie einer Flüstergaleriemode in einem kreisförmigen Resonator. (b) Poincaré-Schnitt im Phasenraum mit der Trajektorie der Flüstergaleriemode. s ist die Position auf dem Umfang und $\sin(\chi)$ der Sinus des Einfallswinkels. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist $\sin(\chi) = \text{const.}$ Der Verlustbereich (*leaky region*) wird nicht erreicht. (c) Chaotische Trajektorie in einer Limaçon-Kavität mit $\epsilon = 0,43$. (d) Phasenraumdarstellung der Trajektorie. Der Strahl erreicht nach nur 20 Reflexionen den Verlustbereich. In dem Modell des geschlossenen Billiards füllt die Trajektorie fast den ganzen Phasenraum aus. (e) Instabile Mannigfaltigkeit in einer Limaçon-Kavität im Modell eines offenen Billiards. Die „leaky region“ wird an speziellen Punkten erreicht, was zu einer gerichteten Abstrahlung führt (aus [Wie08]).

tierenden Rändern [Rob83]. In Abbildung 2.7a (aus [Wie08]) ist eine Trajektorie einer Flüstergaleriemode in einem kreisrunden Resonator gezeigt. Die zugehörige zweidimensionale Phasenraumdarstellung, die auch *Poincaré surface of section* (SOS)³ genannt wird, ist in Abbildung 2.7b dargestellt. Wenn in diesem Strahlenmodell ein Strahl auf den Rand des Resonators trifft, wird die Position s auf dem Umfang und der Sinus des Einfallswinkels χ aufgenommen und in der Phasenraumdarstellung eingetragen. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist $\sin(\chi)$ konstant. Solch ein Strahl ist in diesem Modell beliebig lang eingeschlossen und erreicht nie die sogenannte *leaky region*⁴ in der der Einfallswinkel den Winkel für Totalreflektion $\sin(\chi_c) = \pm 1/n$ unterschreitet⁵.

³ engl. für Poincaré-Schnitt

⁴ engl. für Verlustbereich

⁵ hier unter der Annahme Brechungsindex im Resonator gleich n und außerhalb des Resonators gleich 1. Positive und negative Werte in der SOS beziehen sich auf rechts- beziehungsweise links- umlaufende Wellen.

In Abbildung 2.7c,d sind die analogen Darstellungen für einen Resonator mit $\epsilon = 0,43$ gezeigt (aus [Wie08]). Der abgebildete Strahl trifft bereits nach wenigen Reflexionen in die *leaky region*, wird jedoch aufgrund des perfekten Einschlusses in diesem Modell künstlich im Resonator gehalten und füllt für $t \rightarrow \infty$ den Phasenraum komplett aus. Diese Dynamik wird als chaotisch bezeichnet, da die Entfernung von zwei benachbarten Punkten im Phasenraum exponentiell mit der Zeit ansteigt. Allerdings ist für diese Deformation das System in einem Mischzustand aus chaotischem und regulärem Zustand, so dass auch instabile periodische Trajektorien existieren⁶. In einem kleinen Band $\sin(\chi) \geq 0,99$ befinden sich noch Flüstergaleriemoden, die jedoch ab $\epsilon > 0,5$ verschwinden, da der Resonator nicht mehr rein konvex ist. Ein komplett chaotisches System ohne instabile periodische Trajektorien liegt dennoch erst ab einem Wert von $\epsilon = 1$ vor [Dul01].

In realen Systemen muss berücksichtigt werden, dass der Resonator offen ist und Strahlen unterhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz aus der Kavität gestreut werden. In Abbildung 2.7e (aus [Wie08]) ist der Phasenraum eines solchen offenen Systems gezeigt, bei dem 50 000 Strahlen in der Kavität unter Berücksichtigung der Fresnelschen Gesetze verfolgt wurden. Im Phasenraum ist eine deutliche Struktur zu erkennen, die durch den chaotischer Repeller hervorgerufen wird. Dieser besteht aus der Vielzahl von Punkten die vorwärts und rückwärts in der Zeit niemals die *leaky region* erreichen. Dabei werden die Punkte, die in vorwärtiger (rückwärtiger) Zeitentwicklung gegen den chaotischen Repeller konvergieren als stabile (instabile) Mannigfaltigkeit bezeichnet.

Ein Strahl entlang einer Trajektorie der instabilen Mannigfaltigkeit erreicht letztendlich die *leaky region* und beschreibt sehr gut die Verluste aus dem Resonator [Sch04]. In Abbildung 2.7e ist deutlich zu erkennen, dass Punkte in der *leaky region* sehr konzentriert und nur an wenigen Stellen, nämlich $s/s_{max} = 0,15$ und $s/s_{max} = 0,85$ auftreten. Diese Verteilung bestimmt direkt das Fernfeld der Resonatoren und ist in diesem Fall direktional. Bei idealen Parametern tritt das Licht bei der Limaçon-Form gegenüber der Eindellung aus dem Resonator.

Diese Ergebnisse konnten ebenfalls im Wellenbild durch numerische Lösung der Maxwell-Gleichungen erzielt werden und bestätigen die Betrachtung im Strahlenbild. Zusätzlich konnte ein weiterer Effekt gefunden werden, der Moden durch eine lange Lebenszeit einen hohen Q-Faktor ermöglicht. Diese Effekt ist als *scarring* bekannt [Wie08] und wird durch eine hohe Modenintensität in der Nähe einer instabilen periodischen Trajektorie, die Teil des chaotischen Repellers ist, und über einen kleinen Überlapp mit der *leaky region* erklärt.

⁶ Instabile periodische Trajektorien zeichnen sich als oszillierende Linien in der SOS aus.

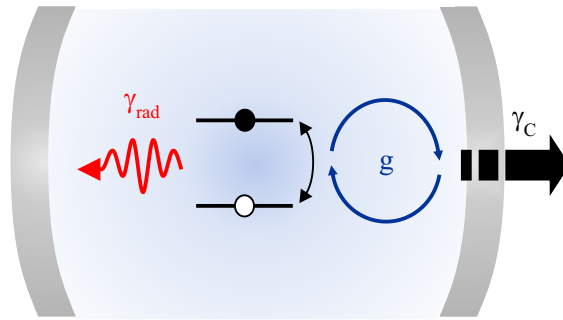


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Kopplung eines Quantenemitters als Zwei-Niveau System an die optische Mode eines Resonators. Die Kopplungskonstante g , die Verluste des Resonators γ_C und die Dephasierung des Emitters bestimmen das dynamische Verhalten des gekoppelten Systems.

Somit können Moden durch *scarring* einen großen Q-Faktor besitzen und durch die instabile Mannigfaltigkeit dennoch ein gerichtetes Fernfeld besitzen.

Abschließend sei noch bemerkt, dass Simulationen des Projektpartners Prof. Jan Wiersig ⁷ gezeigt haben, dass das Brechungsindexverhältnis zwischen dem effektiven Brechungsindex n_{eff} des Resonators und dem Brechungsindex des umgebenden Materials n_{Umgebung} größer als $n_{\text{eff}}/n_{\text{Umgebung}} = 2,7$ sein muss, um gerichtete Emission der Limaçon-Resonatoren zu erhalten. Dies musste bei der Herstellung der elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren durch ein Luftbrücken-Kontaktschema berücksichtigt werden (vergleiche Kapitel 3.2.3).

2.4 Licht-Materie-Wechselwirkung

Bringt man Quantenemitter in Mikrokavitäten ein, so kann über die veränderte optische Modendichte deren spontane Emission drastisch verändert werden. Diese Wechselwirkung zwischen Licht und Materie wird im Fachbereich der Quantenelektrodynamik untersucht [Mab02, Kir03]. Ausgangspunkt nachfolgender Betrachtung ist ein Quantenemitter, der mit einem Grundzustand $|g\rangle$ und einem angeregten Zustand $|e\rangle$ als Zwei-Niveau System beschrieben wird. Dieser koppelt resonant an eine optische Mode mit den Verlusten γ_C . Dieses System ist schematisch in Abbildung 2.8 gezeigt.

Geht man zunächst von kleinen Verlusten und hinreichend großer Kopplungsstärke g zwischen Quantenemitter und optischer Mode aus, kann das gekoppelte System Rabi-Oszillationen ausführen [Bru96]. Dabei geht der anfänglich angeregte Quantenemitter nach einer charakteristischen Zeit $\tau_{rad} = h/\gamma_X$ durch spontane Emission eines Photons in seinen

⁷ Otto von Guericke Universität, Magdeburg

Grundzustand über. Das Photon verbleibt im Resonator, bis es wieder durch den Quantenemitter absorbiert wird. Die spontane Emission wird reversibel und der Vorgang kann solange wiederholt werden, bis die Energie aus dem System dissipiert ist. Die Frequenz Ω der Rabioszillationen ist durch folgende Gleichung mit der Kopplungsstärke g verbunden:

$$\hbar\Omega = g = \left| \vec{d}\vec{E}(r) \right|. \quad (2.17)$$

Hierbei ist \vec{d} das Dipolmoment des Quantenemitters und $\vec{E}(\vec{r})$ die elektrische Feldstärke am Ort des Emitters \vec{r} . Befindet sich der Quantenemitter im Feldmaximum, kann die Kopplungsstärke in Abhängigkeit der Oszillatorstärke f des Quantenemitters und des Modenvolumens V ausgedrückt werden:

$$g = \sqrt{\frac{e^2 f}{4\epsilon m V}}. \quad (2.18)$$

e bezeichnet dabei die Elementarladung, ϵ die Permittivität und m die Masse des Elektrons. Das Modenvolumen V ist nach [Gér98] mit der Permittivität ϵ definiert als das Volumenintegral der Intensität der Mode dividiert durch deren Maximalintensität:

$$V = \frac{\int \epsilon(r) |E(r)|^2 dV}{\epsilon(r_{max}) |E_{max}(r_{max})|^2}. \quad (2.19)$$

Der kohärente Energieaustausch zwischen Emitter und der photonischen Mode und deren quantenmechanische Verschränkung ist ein Merkmal dieses Regimes, das als *starke Kopplung* bezeichnet wird [And99, Mab02, Rei04, Yos04].

Sind die Verluste γ_C des Resonators so groß, dass das Photon direkt den Resonator verlässt und nicht wieder absorbiert wird, befindet man sich im Regime der *schwachen Kopplung*. Hier kann die spontane Lebensdauer der Exzitonen durch die optische Modendichte erhöht oder erniedrigt werden [Pur46, Kle81, Yab87, Gér98, Sol01].

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die starke Kopplung eines Emitters an eine Resonatormode im Rahmen des Jaynes-Cummings Modells erläutert. Danach wird das Tavis-Cummings Modell vorgestellt, das eine Erweiterung des Jaynes-Cummings Modells darstellt und die starke Kopplung von mehreren Quantenemittern an eine optische Mode beschreibt. Anschließend wird das Regime der schwachen Kopplung und Lasing in Mikroresonatoren besprochen.

2.4.1 Das Regime der starken Kopplung im Jaynes-Cummings Modell

Im Jahr 1963 wurde die starke Kopplung zwischen einem Zwei-Niveau System und einer resonanten Mode von Edwin Thompson Jaynes und Fred Cummings erstmals rein quantenmechanisch beschrieben [Jay63]. Der zugehörige Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator lautet folgendermaßen [And99]:

$$H = H_X + H_C + H_{WW} = \hbar\omega_X \sigma^+ \sigma^- + \hbar\omega_C (a^\dagger a + 1/2) + g(\sigma^- a^\dagger + \sigma^+ a). \quad (2.20)$$

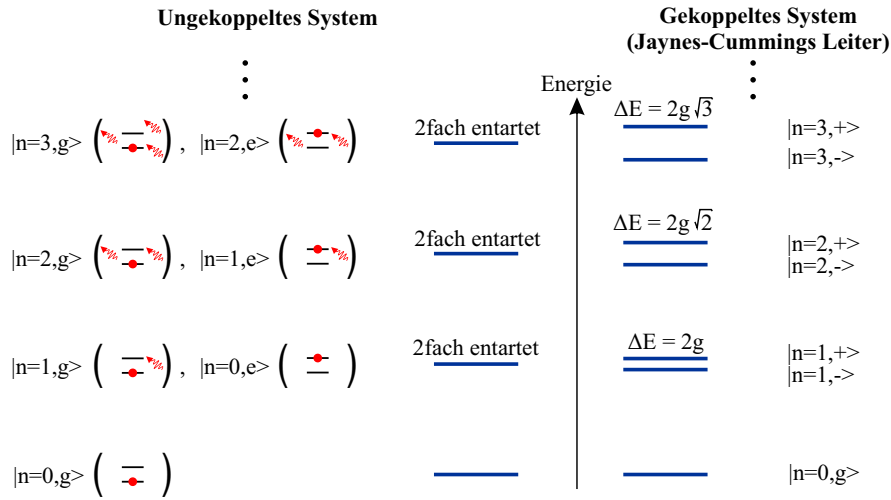


Abbildung 2.9: Produktzustände des ungekoppelten Systems aus Quantenemitter und Resonatormode. Die Eigenenergien bilden eine Leiter mit äquidistanten Energieabständen, wobei jeder angeregte Zustand zweifach entartet ist. Der Kopplungsterm H_{WW} im Hamiltonoperator koppelt die Produktzustände zu einem verschränkten Zustandspaar. Die Aufspaltung der Energieeigenwerten hängt dabei von der Besetzungszahl der photonischen Mode ab.

Die Terme H_X und H_C bezeichnen die Hamiltonoperatoren des Zwei-Niveau Systems und des Lichtfeldes. Wird der Quantenemitter aus dem Grundzustand $|g\rangle$ in den angeregten Zustand $|e\rangle$ gebracht, besitzt er die Energie $\hbar\omega_x$. Jedes Photon, das in die Resonatormode gebracht wird, erhöht die Gesamtenergie um $\hbar\omega_C$. σ^+ und σ^- sind dabei die Pseudospinoperatoren des Zwei-Niveau-Systems und a^\dagger und a die Photonen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren. Das Energiespektrum der ersten beiden Terme des Hamiltonoperators ergibt eine Leiter mit diskreten Werten, wobei jeder angeregte Zustand zweifach entartet ist, da immer ein Energiequant im Quantenemitter oder der Resonatormode gespeichert sein kann (siehe Abbildung 2.9).

Der Term H_{WW} beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quantenemitter und Feld. Er koppelt die entarteten Produktzustände des ungekoppelten Systems aus Quantenemitter und Resonatormode $|n, e\rangle$ und $|n + 1, g\rangle$ zu einem verschränkten Zustandspaar:

$$|n, \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|n, e\rangle \pm |n + 1, g\rangle). \quad (2.21)$$

Diese Zustände sind als *dressed states* oder *Polaritonen* bekannt. Dies führt zu einer Aufspaltung der Energieeigenwerte, die abhängig von der Besetzungszahl n der photonischen Mode ist (siehe Abbildung 2.9):

$$\Delta E = 2g\sqrt{n + 1}. \quad (2.22)$$

Für $n = 0$ wechselwirkt der Quantenemitter mit dem Vakuumfeld der photonischen Mode. Die Aufspaltung auf der ersten Stufe der Jaynes-Cummings Leiter ist daher als *Vakuum-Rabi-Splitting* bekannt [Bru96].

In einem realen System müssen zusätzlich dissipative Verluste über endliche Linienbreiten des Exzitons γ_X und der photonischen Mode γ_C berücksichtigt werden [Rei04]. Andreani et al. stellten ein Modell auf, womit die Eigenenergien der ersten Stufe der Jaynes-Cummings Leiter folgendermaßen verändert werden [And99]:

$$E_{\pm} = \hbar\omega_C - \frac{i}{4}(\gamma_X + \gamma_C) \pm \sqrt{g^2 - \left(\frac{\gamma_C - \gamma_X}{4}\right)^2}. \quad (2.23)$$

Hierbei lässt sich die Bedingung für das Regime der starken Kopplung ablesen. Solange der Term unter der Wurzel in Gleichung 2.23 positiv ist, erhält man zwei aufgespaltene Eigenenergien und befindet sich im Regime der starken Kopplung. Ist der Ausdruck negativ, ist die Dämpfung zu groß und das System geht in das Regime der schwachen Kopplung über. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass man Quantenemitter mit hoher Oszillatorstärke möglichst in das Feldmaximum einer Mode mit kleinem Modenvolumen und hohem Q-Faktor bringen muss, um die starke Kopplung zu erreichen. Technologisch wird das über das Maximieren von $Q\sqrt{f/V}$ erreicht [Vuc02, Rei04].

2.4.2 Das Tavis-Cummings Modell

Das Tavis-Cummings Modell stellt eine Erweiterung des Jaynes-Cummings Modells dar und beschreibt die Kopplung von N Quantenemittern an eine photonische Mode [Tav68, Fin09]. Der Hamilton-Operator aus Gleichung 2.20 kann durch Summierung über die N Quantenemitter und deren Kopplung an die Mode erweitert werden:

$$H = H_C + \sum_{i=1}^N (H_{X,n} + H_{WW,n}). \quad (2.24)$$

Dabei wird jedem Quantenemitter eine eigene Kopplungsstärke g_n an die Mode zugewiesen. Der Grundzustand der Tavis-Cummings Leiter (kein Photon in der Kavität und alle Quantenemitter im Grundzustand) ist weiterhin singular. Auf der ersten Stufe der Tavis-Cummings Leiter finden sich bereits $N_1 = N + 1$ aufgespaltene verschränkte Zustände, da sich im Bild des ungekoppelten N -Quantenemitter-Kavität Systems ein Energiequant entweder in einem der N Quantenemitter oder in der Kavität befinden kann. Die zweite Stufe der Tavis-Cummings Leiter besteht bereits aus $N_2 = 1 + N(1 + N)/2$ verschränkten aufgespaltenen Zuständen, da zwei Energiequanten auf die N Zwei-Niveau-Systeme und die photonische Mode verteilt werden müssen.

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 2.10 die ungekoppelten Produktzustände für $N = 3$ Quantenemitter bis zur 2. Stufe der Tavis-Cummings Leiter gezeigt. Auf der

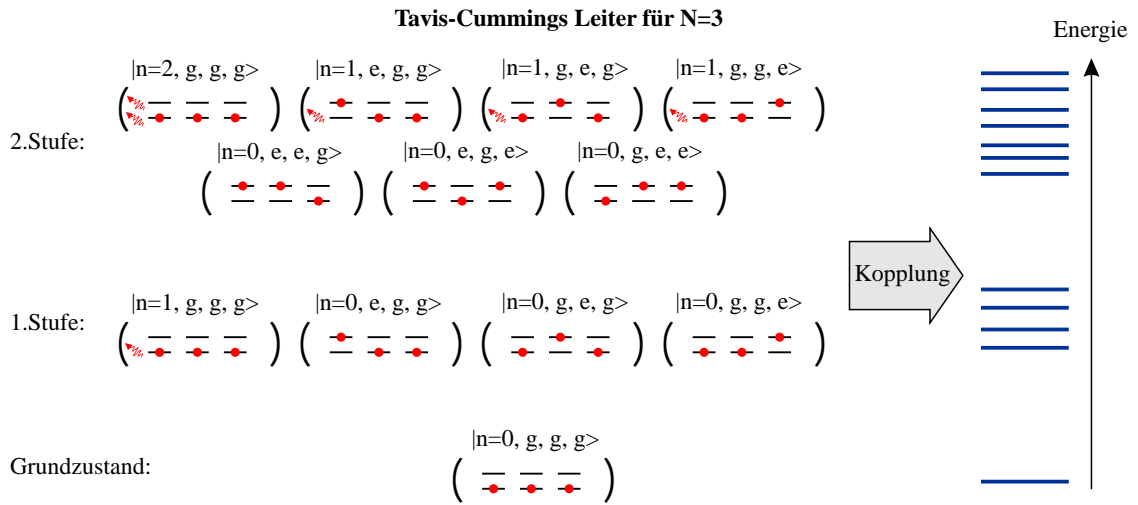


Abbildung 2.10: Produktzustände der Tavis-Cummings Leiter bis zur 2. Stufe für $N = 3$ Quantenemitter. Der Grundzustand ist singular. Die erste Stufe besteht aus 4 Zuständen und die zweite Stufe aus 7 Zuständen. Durch kohärente Kopplung entsteht das gezeigte Energiespektrum.

ersten Stufe ergeben sich 4 und auf der zweiten Stufe 7 Zustände, deren Eigenenergien jeweils entartet sind. Durch die Verschränkung der Produktzustände wird deren Entartung aufgehoben und es entsteht das gezeigte Energiespektrum. In Kapitel 4.1 werden Experimente zu einem System aus drei über die photonische Mode kohärent gekoppelten Quantenpunkten gezeigt, die über dieses Termschema beschrieben werden können.

2.4.3 Das Regime der schwachen Kopplung

Im Regime der schwachen Kopplung haben die Eigenenergien aus Gleichung 2.23 den gleichen Realteil. Die Dämpfung ist so groß, dass keine Rabioszillationen mehr auftreten. Dennoch kann in diesem Regime die spontane Emission des Quantenemitters durch die modifizierte optische Zustandsdichte im Resonator beeinflusst werden [Yab87, Gér01]. Der Purcell-Faktor F_P beschreibt dabei das Verhältnis der Lebensdauern eines idealen Quantenemitters in einem homogenen dreidimensionalen Medium τ_{hom} und in räumlicher und spektraler Resonanz in einem Resonator τ_{res} minus 1⁸ [Pur46, Gér01, Bay01, Mun09]:

$$F_P = \frac{\tau_{hom}}{\tau_{res}} - 1 = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V} \left(\frac{\lambda_C}{n} \right)^3. \quad (2.25)$$

Er ist nur abhängig von den Resonatoreigenschaften Q-Faktor Q , Modenvolumen V und Resonanzwellenlänge λ_C . Betrachtet man im Experiment einzelne Quantenemitter, so muss

⁸ Die Zahl 1 ergibt sich hierbei unter der Annahme, dass die Emission in sogenannte „leaky modes“ im Resonator identisch zu der Emission im homogenen dreidimensionalen Medium ist.

dieser Ausdruck um Terme für eine räumliche und spektrale Verstimmung zum Maximum der Resonatormode erweitert werden [Gér03, Kav07].

In dieser Arbeit werden vor allem Mikrolaser untersucht, bei denen sich einige hundert Quantenpunkte im Resonator befinden. Die Positionen der Quantenpunkte im Resonator und deren spektrale Lage sind dabei zufällig verteilt, wodurch jedoch eine statistische Mittelung ihrer Beiträge zum gesamten gemittelten Purcell-Faktor \overline{F}_P möglich wird. Zudem muss die zufällige Orientierung der Dipolmomente der Quantenpunkte und der Entartungsgard der optischen Mode berücksichtigt werden. Insgesamt kann der gemittelte Purcell-Faktor über folgende Gleichung abgeschätzt werden [Gay01]:

$$\overline{F}_P = A_{\text{räumlich}} \cdot A_{\text{spektral}} \cdot A_{\text{Entartung}} \cdot A_{\text{Dipolorientierung}} \cdot F_P. \quad (2.26)$$

Die einzelnen Faktoren können für einen Mikrosäulenresonator über einfache Annahmen abgeschätzt werden [Gay01, Gér03]. Der Faktor $A_{\text{räumlich}}$ durch die zufällige Verteilung der Quantenpunkte im Resonator liegt zwischen $1/4$ für große Durchmesser und $1/3$ für kleine Durchmesser. Die Reduzierung durch spektrale Verstimmung ist im Wesentlichen durch den spektralen Überlapp von Resonatormode und Emission des Quantenpunktensembles gegeben und beträgt ungefähr $1/2$. Der Entartungsgrad der Grundmode beträgt 2 und der Faktor $A_{\text{Dipolorientierung}}$ durch die zufällige Orientierung der Dipolmomente der Quantenpunkte in der lateralen Ebene ergibt einen Faktor $1/3$. Anhand dieser Überlegungen erreicht der über alle Quantenpunkte gemittelte Purcell-Faktor höchstens $1/9$ des theoretisch maximalen Purcell-Faktors eines einzelnen Quantenemitters in spektraler und räumlicher Resonanz mit der Grundmode nach Gleichung 2.25.

2.4.4 Lasing in Mikroresonatoren

In makroskopischen Halbleiterlasern wie zum Beispiel DFB Lasern wird aufgrund der hohen Modendichte nur ein geringer Anteil der spontanen Emission in die eigentliche Lasermode eingekoppelt. Dieser prozentuale Anteil wird durch den β -Faktor beschrieben und liegt im Bereich von 10^{-4} und 10^{-5} [Yam91]. In Mikrolasern, bei denen das Modenvolumen in die Größenordnung von λ^3 reduziert wurde, befinden sich nur noch einzelne oder wenige Moden im Bereich der spektralen Verstärkung. Der β -Faktor kann damit Werte nahe bei 1 erreichen [Str06, Rei06a, Rei08a]. Diese effiziente Einkopplung ermöglicht die Herstellung von Mikrolasern mit sehr niedrigen Laserschwelen [Mic00b, Rei08b]. Um das besondere Verhalten dieser Mikrolaser von herkömmlichen Lasern abzugrenzen, hat sich der Begriff *Lasing* auf diesem Forschungsgebiet etabliert. Für den Fall einer einzigen Mode im Verstärkungsbereich lässt sich eine einfache Beziehung zwischen dem β -Faktor und dem gemittelten Purcell-Faktor angeben:

$$\beta = \frac{\overline{F}_P}{\overline{F}_P + 1}. \quad (2.27)$$

Die hohe Einkopplungsrate der spontanen Emission in die Lasermode führt zu einem bemerkenswerten Unterschied zwischen Mikrolasern und makroskopischen Lasern. In makroskopischen Lasern ist der Pumpschwellstrom als der Punkt definiert, an dem die Verstärkung χ die Verluste des Resonators γ ausgleicht. In Mikrolasern ist der Beitrag der spontanen Emission jedoch entscheidend höher. Bereits unterhalb der Transparenzstromdichte, das heißt an einem Punkt, an dem die Absorption der aktiven Schicht größer als die Verstärkung ist, kann die stimulierte Emission die spontane Emission übertreffen. In diesem Bereich tritt Lasing und eine zugehörige Zunahme der zeitlichen Kohärenz auf, ohne dass eine Besetzungsinversion erzeugt wurde. Für Mikrolaser muss daher eine neue Definition der Laserschwelle gefunden werden [Bjö94]. Diese ist als Quanten-Schwellbedingung bekannt und definiert den Punkt, an dem die mittlere Photonenzahl in der Lasermode genau eins beträgt:

$$P_{th} = 1. \quad (2.28)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass sich im zeitlichen Mittel immer ein Photon in der Lasermode befindet um die stimulierte Emission aufrechtzuerhalten. Die Dynamik der Mikrolaser kann durch Ratengleichungen für die Ladungsträgerzahlen N und Photonenzahlen P im Laser beschrieben werden [Bjö94]:

$$\frac{d}{dt}N = R_i - \frac{N}{\tau_{sp}} - \frac{N}{\tau_{nr}} - \chi P \quad (2.29)$$

$$\frac{d}{dt}P = (\chi - \gamma)P + \frac{\beta}{\tau_{sp}}N. \quad (2.30)$$

R_i bezeichnet die Rate der injizierten Ladungsträger und τ_{sp} und τ_{nr} die radiative spontane und nichtradiative Lebensdauer der Ladungsträger. Aus diesen Gleichungen lässt sich folgende Gleichung ableiten, die den Injektionsstrom I_{inj} in Abhängigkeit der mittleren Anzahl der Photonen P im Resonator beschreibt [Bjö91, Bjö94]:

$$I_{inj} = \frac{q\gamma}{\beta} \left[\frac{P}{P+1}(1+\xi) \left(1 + \beta P + \frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} \right) - \xi \beta P \right]. \quad (2.31)$$

Der Parameter $\xi = \beta N_t / \gamma \tau_{sp}$ ist die mittlere Photonenzahl bei Transparenz, wobei N_t die Ladungsträgerzahl bei Transparenz angibt. Für Photonenzahlen $1 \leq P \leq \xi$ befindet sich das System bereits im Lasing, aber unterhalb der Besetzungsinversion.

In Abbildung 2.11 (aus [Yam91]) ist eine Schar von Laserkennlinien für β -Faktoren zwischen 10^{-5} und 1 gezeigt. In der doppellogarithmischen Auftragung wächst die Photonenzahl mit dem Injektionsstrom zunächst linear an. Das System befindet sich im Bereich der spontanen Emission unterhalb der Laserschwelle. Erhöht man den Injektionsstrom weiter, dominiert ab einer mittleren Photonenzahl $P = 1$ die stimulierte Emission über der spontanen Emission und die Photonenzahl in der Resonatormode steigt superlinear

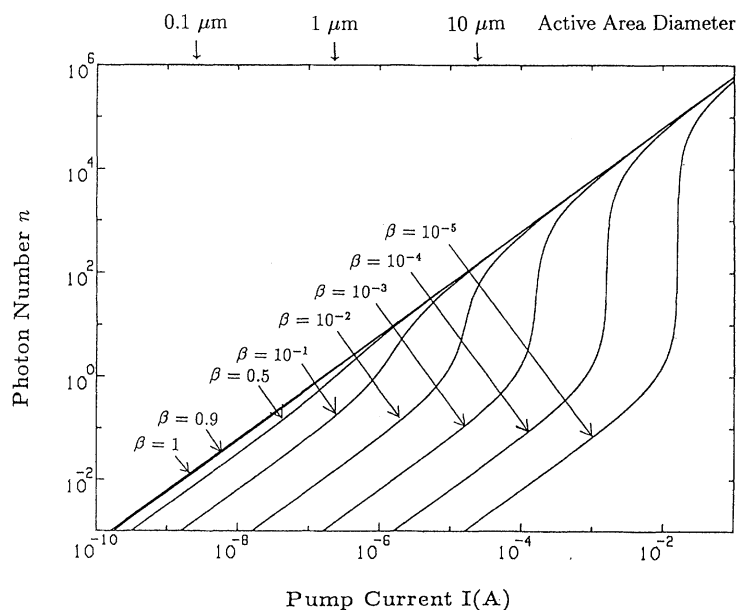


Abbildung 2.11: Doppellogarithmische Auftragung der Photonenzahl P in der Lasingmode in Abhängigkeit des Injektionsstroms für β -Faktoren zwischen 10^{-5} und 1. Eine Erhöhung des β -Faktors führt zu einem geringeren Hub in der s-förmigen Ausgangskennlinie und zu einem geringeren Schwellpumpstrom. Die Laserschwelle ist durch $P = 1$ festgelegt (aus [Yam91]).

an. Für größere Injektionsströme geht der Verlauf wieder in eine lineare Abhängigkeit über. Dieser Sättigungseffekt kann auf eine Obergrenze der Ladungsträgerzahl im Resonator zurückgeführt werden. Zusätzlich injizierte Ladungsträger rekombinieren direkt durch stimulierte Emission. Insgesamt ergibt sich ein s-förmiger Verlauf der Laserkennlinien. Betrachtet man die Kurven für unterschiedliche β -Faktoren, stellt man fest, dass der Hub in der Kennlinie mit höherem β -Faktor abnimmt und die Laserschwelle zu kleineren Werten hin verschoben wird. Für $\beta = 1$ geht der s-förmige Verlauf in einen rein linearen Verlauf über. Anhand dieser Kennlinie ist keine Laserschwelle mehr zu erkennen und man spricht von einem schwellenlosen Laser. Alle emittierten Photonen werden hier in die Lasingmode eingekoppelt. In einem realen System wäre dies jedoch trotz $\beta \rightarrow 1$ schwierig zu erreichen, da nichtradiative Rekombination weiterhin zu einem „Knick“ in der Kennlinie führen würde, wenn diese an der Schwelle den dominierenden Verlustmechanismus im Vergleich zu spontaner Emission in anderen Moden darstellt [Bjö94].

2.5 Photonenstatistik

Die statistischen Eigenschaften der emittierten Photonen einer Lichtquelle geben wertvolle Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Emissionsprozesse. Die Autokorrelationsfunktion 1. Ordnung beschreibt dabei die Korrelation hinsichtlich des elektrischen Feldes einer elektromagnetischen Welle und ist ein Maß für deren Kohärenz. Die Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung korreliert hingegen Intensitäten und gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmte Intensität nach einem Zeitintervall τ auftritt. Im Folgenden werden zunächst drei grundlegende Zustände eines elektromagnetischen Feldes, nämlich nicht-klassisches, kohärentes und thermisches Licht besprochen und danach die Autokorrelationsfunktionen erster und zweiter Ordnung erläutert.

2.5.1 Photonen-Zustände

Ein elektromagnetisches Feld kann in der Quantenoptik über folgenden Hamiltonoperator beschrieben werden [Wal07]:

$$H = \sum_k \hbar\omega_k (a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2}). \quad (2.32)$$

a^\dagger und a sind dabei die Photonerzeugungs- und Photonvernichtungsoperatoren und $\frac{1}{2}\hbar\omega_k$ die Energie der Vakuumfluktuationen in jeder Mode k . Die Eigenzustände dieses Operators sind die photonischen Besetzungszustände $|n_k\rangle$, die durch $a_k^\dagger a_k |n_k\rangle = n_k |n_k\rangle$ die Besetzungszahl n_k als Eigenwert besitzen. Über die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, $\Delta E = \Delta n \hbar \omega$ und $\Delta \phi = \omega \Delta t$ lässt sich folgende Beziehung zwischen den Unsicherheiten in der Besetzungszahl und der Phase einer Mode finden:

$$\Delta n \Delta \phi \geq 1. \quad (2.33)$$

Einen Grenzfall dieser Beziehung findet sich für $\Delta n \rightarrow 0$, das heißt einer perfekt definierten Besetzungszahl ohne Unsicherheit, aber kompletter Unsicherheit in der Phase. Diese Zustände sind als nicht-klassisches Licht oder Fock-Zustände bekannt und bilden beispielsweise die Grundlage für Quanteninformationstechnologien mit Einzelphotonenquellen.

Einen weiteren Zustand des Lichts stellen kohärente Zustände $|\alpha\rangle$ dar, bei denen die Heisenbergsche Unschärferelation ein Minimum annimmt ($\Delta n \Delta \phi = 1$). Die Phase ist hier exakter bestimmt als bei Fockzuständen und die Besetzungszahl undefinierter. Kohärente Zustände sind Eigenfunktionen des Photonvernichtungsoperators a . Die zugehörigen komplexen Eigenwerte α können durch $\alpha = |\alpha| \exp(i\phi)$ durch eine Amplitude und Phase ausgedrückt werden [Ulr06]. Die kohärenten Zustände können als Superposition der Fock-

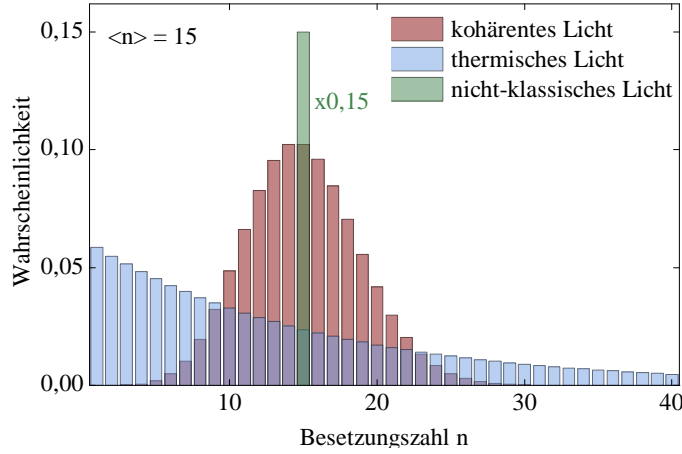


Abbildung 2.12: Wahrscheinlichkeitsverteilung der Besetzung einer Mode mit einer mittleren Photonenzahl von $\langle n \rangle = 15$ für thermisches, kohärentes und nicht-klassisches Licht.

zustände beschrieben werden, wodurch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung $P_{\text{kohärent}}(n)$ der Photonen in der Mode abgeleitet werden kann [Wal07]:

$$P_{\text{kohärent}}(n) = \frac{|\alpha|^{2n} e^{-|\alpha|^2}}{n!}. \quad (2.34)$$

Die Verteilung der Photonen in der Mode auf die Fockzustände ist eine Poisson Verteilung. Für große Gesamtphotonenzahlen in der Mode ($n \rightarrow \infty$) geht die relative Varianz $\left(\frac{(\Delta n)^2}{\langle n \rangle^2}\right)$ gegen Null.

Thermisches oder chaotisches Licht stellt einen weiteren Zustand des Lichts dar. Es tritt bei einem thermischen Gleichgewicht zwischen Absorption und Emission eines Ensembles unabhängiger Emittier mit einem elektromagnetischen Feld auf. Die Wahrscheinlichkeit $P_{\text{thermisch}}(n)$ in einer bestimmten Mode n Photonen zu finden ist dabei über eine Boltzmann-Verteilung mit einer Normierungskonstanten C_0 , der Temperatur T und der Boltzmannkonstanten k_B gegeben [Ulr06]:

$$P_{\text{thermisch}}(n) = C_0 e^{-\frac{n\hbar\omega}{k_B T}}. \quad (2.35)$$

Eine Betrachtung der relativen Varianz $\left(\frac{(\Delta n)^2}{\langle n \rangle^2}\right)$ für $n \rightarrow \infty$ führt hier auf einen Wert von 1. Das bedeutet, dass die Schwankungen der Photonenzahl in der Mode immer in der Größenordnung der mittleren Photonenzahl in der Mode liegen. Diese Schwankungen führen zu dem sogenannten „Hanbury-Brown and Twiss Effekt“, der beschreibt, dass in der Emission einer thermischen Lichtquelle Photonen gebündelt auftreten. Dies ist unter dem Begriff *Bunching*⁹ bekannt.

⁹ engl. für Gebündelt

In Abbildung 2.12 sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Besetzung einer Mode für eine mittlere Photonenzahl von $\langle n \rangle = 15$ für nicht-klassisches, kohärentes und thermisches Licht exemplarisch zusammengestellt.

2.5.2 Autokorrelationsfunktion 1. Ordnung

Die Autokorrelationsfunktion 1. Ordnung korreliert das elektrische Feld einer elektromagnetischen Welle mit sich selbst:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E(t+\tau) \rangle}{\langle E^*(t)E(t) \rangle}. \quad (2.36)$$

Experimentell kann $g^{(1)}(\tau)$ durch ein Michelson-Interferometer ermittelt werden. Dabei wird ein Lichtstrahl an einem Strahlteiler in zwei Anteile zerlegt, einer der Anteile um eine Zeit τ verzögert und anschließend die beiden Strahlen wieder miteinander zur Interferenz gebracht. In Abhängigkeit von τ lässt sich ein Interferenzmuster aufnehmen und aus den maximalen und minimalen Interferenzintensitäten I_{max} und I_{min} die Kontrastfunktion¹⁰ $V(\tau) = |g^{(1)}(\tau)|$ berechnen:

$$V(\tau) = \frac{I_{max}(\tau) - I_{min}(\tau)}{I_{max}(\tau) + I_{min}(\tau)}. \quad (2.37)$$

Ein monomodiges elektromagnetisches Feld mit perfekter Kohärenz würde für alle τ ein $|g^{(1)}(\tau)| = 1$ ergeben. Eine endliche Kohärenz führt dagegen zu einem exponentiellen Abfall der Kontrastfunktion:

$$V(\tau) = |g^{(1)}(\tau)| = e^{-|\tau|/\tau_c}. \quad (2.38)$$

Die Konstante τ_c ist dabei die Kohärenzzeit und beschreibt diejenige Verzögerung, bei der die Kontrastfunktion auf $1/e$ abgefallen ist.

2.5.3 Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung

Die Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung kann analog zur Autokorrelationsfunktion 1. Ordnung definiert werden, wobei hier Intensitäten statt Felder miteinander korreliert werden:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (2.39)$$

Diese Beziehung beschreibt Korrelationen zwischen Intensitäten, die bei t und $t + \tau$ gemessen werden. In dieser klassischen Betrachtung ist $g^{(2)}(\tau)$ immer ≥ 1 . In einer quantenmechanischen Betrachtung kann die klassische Variable $I(t) = |E(t)|^2$ durch die

¹⁰ auch bekannt als Visibilität

Photonenerzeugungs- und Photonvernichtungsoperatoren $a^\dagger(t)$ und $a(t)$ zum Zeitpunkt t ausgedrückt werden:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle a^\dagger(t)a^\dagger(t+\tau)a(t+\tau)a(t) \rangle}{\langle a^\dagger(t)a(t) \rangle^2}. \quad (2.40)$$

Für viele Betrachtungen ist der Bereich für $\tau \rightarrow 0$ physikalisch am interessantesten. Er beschreibt die Wahrscheinlichkeit zwei Photonen innerhalb des Zeitintervalls $\tau \rightarrow 0$ zu detektieren. Mit der Varianz $(\Delta n)^2$ und dem Erwartungswert der Besetzungszahl $\langle n \rangle$ lässt sich Gleichung 2.40 dafür weiter vereinfachen [Wal07]:

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{(\Delta n)^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2}. \quad (2.41)$$

Eine Betrachtung der unterschiedlichen Lichtzustände, die in Abschnitt 2.5.1 besprochen wurden, führt bei thermischem Licht zu $g^{(2)}(0) = 2$, bei kohärentem Licht zu $g^{(2)}(0) = 1$ und bei nicht-klassischem Licht mit $n = 1$ zu $g^{(2)}(0) = 0$.

Bei thermischem Licht führen die Fluktuationen der Besetzungszahlen, die aufgrund der Boltzmannverteilung in der Größenordnung der mittleren Besetzungszahl liegen, zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit zwei Photonen im Abstand $\tau = 0$ zu messen. Dieses Bunching tritt allerdings nur auf Zeitskalen innerhalb der Kohärenzzeit τ_c auf. Für $\tau > \tau_c$ sind die Photonen unkorreliert und $g^{(2)}(\tau)$ geht gegen 1.

Bei kohärentem Licht gehen die Fluktuationen der Intensität gegen Null. Dies ist leicht zu verstehen, da ein stabiles Lichtfeld eine Voraussetzung für hohe Kohärenz ist. Die Photonen, die einer Poisson Verteilung folgen, sind dadurch jedoch völlig unkorreliert und $g^{(2)}(\tau)$ nimmt für all τ den Wert 1 an.

Nicht-klassisches Licht, das bei der Emission einzelner Atome oder Quantenpunkte auftritt, zeigt $g^{(2)}(\tau)$ Werte, die kleiner als 1 sind. Hier ist die Wahrscheinlichkeit reduziert, bei der Detektion eines Photons direkt ein zweites zu messen. Dieser Effekt ist als Antibunching bekannt und ist auf die endliche Zeitspanne zwischen der Anregung und Emission des Quantenemitters zurückzuführen. Für größere τ Werte verschwindet diese Korrelation wieder und $g^{(2)}(\tau)$ geht gegen 1.

Zwischen den Korrelationsfunktionen 1. und 2. Ordnung lässt sich unter der Annahme phasenunabhängiger Fluktuationen eine einfache Beziehung ableiten [Wal07]:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \left| g^{(1)}(\tau) \right|^2. \quad (2.42)$$

Mit Gleichung 2.38 kann damit $g^{(2)}$ in Abhängigkeit der Verzögerung τ und der Kohärenzzeit τ_c ermittelt werden:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + (g^{(2)}(0) - 1)e^{-2|\tau|/\tau_c}. \quad (2.43)$$

Abschließend sei noch bemerkt, dass die Werte für $g^{(2)}(0)$ für eine zeitlich konstante Emission hergeleitet wurden und die berechneten Fluktuationen intrinsisch durch die zugrundeliegende Photonenstatistik gegeben ist. Unter dieser Annahme können keine Werte

$g^{(2)}(0) > 2$ auftreten. Treten jedoch zeitliche Intensitätsfluktuationen in der Emission auf, können durchaus höhere Werten gemessen werden [Tem09].

Kapitel 3

Technologie und Messaufbau

Dieses Kapitel widmet sich den technologischen und experimentellen Aspekten der Arbeit. Zunächst wird kurz die Methode der Molekularstrahlepitaxie zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Strukturen dargelegt. Anschließend wird der Schichtaufbau und die lithographische Prozessierung von optisch und elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren, von Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie und Mikrozyylinder- und Mikroringresonatoren erläutert. Die grundlegenden spektroskopischen Messmethoden werden am Ende des Kapitels beschrieben.

3.1 Epitaktisches Wachstum der Schichtstrukturen

Die Herstellung planarer Schichtstrukturen ist der erste Schritt der Herstellung von Mikroresonatoren. In dieser Arbeit wurde auf Strukturen zurückgegriffen, die mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt wurden. Diese Methode ermöglicht ein gitterangepasstes Aufwachsen von einkristallinen Schichten auf einem Substrat. Ein großer Vorteil dieser Methodik ist, dass atomar scharfe Übergänge zwischen unterschiedlichen Materialien geschaffen werden können, die die Grundlage für photonische Resonatoren mit einem hohen Q-Faktor sind.

Das Wachstum der in dieser Arbeit verwendeten Strukturen beginnt mit dem Aufbringen einer Pufferschicht auf einem in der Regel n-dotierten (100)-GaAs Substrat. Anschließend wird der untere Braggspiegel mit den alternierenden $\lambda/4$ -dicken Schichten aus AlAs und GaAs und die erste Hälfte der GaAs λ -Kavität gewachsen. Aufgrund der fast identischen Gitterkonstante der beteiligten Materialien findet das Wachstum hier gitterangepasst statt. Die $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Quantenpunkte werden im Stranski-Krastanov Wachstumsmodus hergestellt [Str39]. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ besitzt je nach Indium Konzentration eine Gitterfehlانpassung von einigen Prozent im Vergleich zu GaAs. Dies führt zunächst zur Bildung einer verspannten Benetzungsschicht die auch *wetting layer* genannt wird. Ab

einer kritischen Schichtdicke führt die Relaxation in dreidimensionale Inseln, den Quantenpunkten, zu einem Abbau der Verspannungen [Her96, Moi94]. Über die Wachstumsparameter wie Materialzusammensetzung, Verspannung und Substrattemperatur können die Größen, Oberflächendichten und Emissionswellenlängen der Quantenpunkte eingestellt werden [Kam97, Her96]. Abschließend wird die zweite Hälfte der λ -Kavität und der obere Braggspiegel gewachsen.

3.2 Herstellung von Mikroresonatoren

3.2.1 Optisch gepumpte Mikrosäulenresonatoren

In dieser Arbeit werden optisch gepumpte Mikrosäulenresonatoren eingesetzt, um das Regime der starken Kopplung zu untersuchen (siehe Kapitel 4.1). Die dafür benötigten hohen Q-Faktoren werden durch ein optimiertes Resonatordesign mit 26 (30) Spiegelpaaren im oberen (unteren) Braggspiegel erreicht. Als Verstärkungsmedium werden $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ Quantenpunkte mit einer Emissionswellenlänge um 930 nm eingesetzt, da diese eine hinreichend große Oszillatorstärke bieten.

Die Prozessierung der Mikrosäulenresonatoren aus den planaren Schichtstrukturen beginnt mit dem Reinigen der Probenoberfläche mittels organischer Lösungsmittel und dem Aufbringen des Lacks Polymethylmethacrylat (PMMA). Die kreisrunden Mikrosäulenstrukturen mit Durchmessern zwischen $1,6 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$ werden mittels Elektronenstrahlolithographie in den Lack definiert. In einem Entwicklungsschritt wird der belichtete Lack mit einer Keton-Alkohol-Lösung entfernt. Anschließend wird eine circa 150 nm dicke Nickelschicht aufgedampft, die als Ätzmaske dient. In einem Lift-Off Prozess wird der unbelichtete Lack mit der darüberliegenden Nickelschicht von der Probenoberfläche abgelöst, so dass nur an den zuvor belichteten Stellen eine Nickelschicht zurückbleibt. Durch reaktives Ionenätzen in einer ECR-RIE-Anlage¹ werden die säulenförmigen Resonatoren hergestellt. Die Prozessierung ist dahingehend optimiert, dass beim Ätzen die Nickelschicht auf den Resonatortürmchen möglichst vollständig entfernt wird.

3.2.2 Elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren

Um Mikrosäulenresonatoren elektrisch betreiben zu können, muss der Schichtaufbau im Vergleich zu den optisch gepumpten Mikroresonatoren modifiziert werden. So wird die Schichtstruktur auf ein n-dotiertes GaAs-Substrat aufgewachsen. Der untere Braggspiegel wird zusätzlich mit Silizium n-dotiert und der obere Braggspiegel mit Kohlenstoff p-dotiert. Da die Dotierung zu Absorptionsverlusten der optischen Mode führt, wird die Dotierkonzentration von außen zur Kavität hin graduell von $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ auf $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ reduziert,

¹ Abk. für Electron-Cyclotron-Resonance Reactive Ion Etching

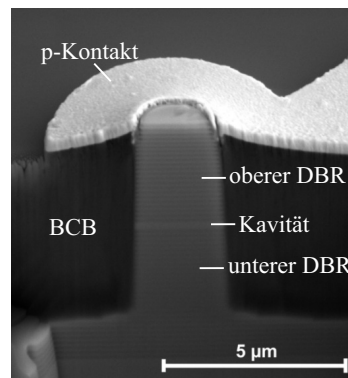


Abbildung 3.1: Rasterelektronenmikroskopieaufnahme eines elektrisch kontaktierten Mikrosäulenresonators, der mittels fokussiertem Ionenstrahl präpariert wurde.

um einen Kompromiss zwischen Leitfähigkeit und optischer Qualität zu erreichen. Die obersten beiden Spiegelpaare werden zusätzlich nochmal höher mit einer Konzentration von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dotiert, um die Strominjektion weiter zu verbessern. Die Kavität bleibt undotiert. Die Spiegelpaaranzahl beträgt bei dieser Probe 23 (27) im oberen (unteren) Braggspiegel und die optisch aktive Schicht besteht auf $\text{In}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ Quantenpunkten mit einer Oberflächendichte von ungefähr $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

Die Prozessierung der elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren verläuft ähnlich wie bei den optisch gepumpten Mikroresonatoren. Allerdings wird zunächst der n-Kontakt in Form von Schichten aus Gold-Germanium, Nickel und Gold auf der Unterseite der Probe aufgedampft und einlegiert. Diese Legierung wurde gewählt, da das Gold leicht in das Substrat diffundiert und das etwas schwerere Germanium „mitzieht“. Die Nickelschicht dient als Diffusionsbarriere für die eigentliche Gold-Kontaktschicht. Als Ätzmaske wird anstelle des Nickels BaF_2/Cr verwendet, da diese Schicht später rückstandslos von den Resonatoren in einem Wasserbad nach dem Ätzen entfernt werden kann.

Die Definition des oberen p-Kontakts beginnt mit dem Planarisieren der Probe mit dem Polymer Benzocyclobuten (BCB). Dabei wird das Polymer zunächst so dick auf die Probe aufgetragen, dass die Mikrotürmchen vollständig bedeckt sind. Durch einen Plasmaätzschritt in Trifluormethan- und Sauerstoffatmosphäre, auch als Veraschungsschritt bekannt, wird das Polymer bis knapp unter die Oberkante der Türmchen entfernt. Das BCB ist ein Isolator und kann dadurch als Auflagefläche des oberen elektrischen Kontaktes genutzt werden. Zudem bietet es den Vorteil, dass die Mikroresonatoren nun vollständig in ein Polymer eingebettet sind und eine Oxidation des Aluminiums in den Braggspiegeln vermindert wird. Zur Realisierung der oberen Kontakte wird die Probe erneut mit PMMA bedeckt und in einem zweiten Elektronenstrahlolithographieschritt die ringförmigen Gold-Kontakte definiert. Zusätzlich werden jeweils zwei Reihen von Mikrosäulenresonatoren durch keilförmige Kontaktpads mit einen großen Kontaktstreifen verbunden, welcher

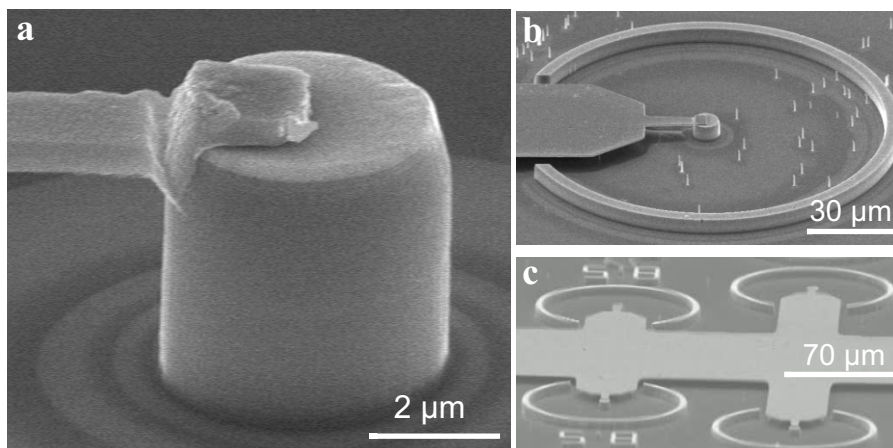


Abbildung 3.2: Rasterelektronenmikroskopieaufnahmen von elektrisch kontaktierten Mikrosäulenresonators mit Limaçon Geometrie. (a) Nahaufnahme des mit Gold-Luft-Brücke kontaktierten Resonators. (b) Mikromauer um den Resonator zur Detektion der gerichteten Emission. (c) Großes Kontaktpad zur gleichzeitigen Kontaktierung von 2 Reihen von Mikroresonatoren.

dann mit einem dünnen Golddraht durch Drahtbonden an einen Verbindungsstecker kontaktiert wird. Über diesen Anschluss kann die Probe im Kryostaten elektrisch betrieben werden.

In Abbildung 3.1 ist ein REM Bild eines mittels fokussierten Ionenstrahls „durchschnittenen“ elektrisch kontaktierten Mikrosäulenresonators gezeigt, welcher sowohl die innere Struktur des Resonators mit Kavität und oberem und unterem Braggspiegel, als auch das BCB und den ringförmigen p-Kontakt veranschaulicht.

3.2.3 Elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie

Die elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie werden aus demselben Wafermaterial wie die elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren im vorgangenen Abschnitt gefertigt. Allerdings muss ein neuer Herstellungsprozess entwickelt werden, da wie in Kapitel 2.3.4 bereits erwähnt, das Brechungsverhältnis zwischen Resonator und Umgebungsmaterial größer als 2,7 sein muss. Der effektive Brechungsindex des Resonators kann für eine Emissionswellenlänge von 930 nm nach Gleichung 2.10 zu 3,375 berechnet werden. Der Brechungsindex von BCB beträgt $n_{BCB} = 1,54$, so dass das Verhältnis von $n_{eff}/n_{BCB} = 2,19$ zu klein ist, um eine gerichtete Emission zu ermöglichen.

Der abgewandelte Prozess sieht folgendermaßen aus. Nach dem Belichtungs- und Entwicklungsschritt wird für die Definition der Limaçon-Mikrosäulenresonatoren Schichten von Titan, Gold und Nickel aufgetragen. Das Titan ermöglicht eine bessere Haftung des

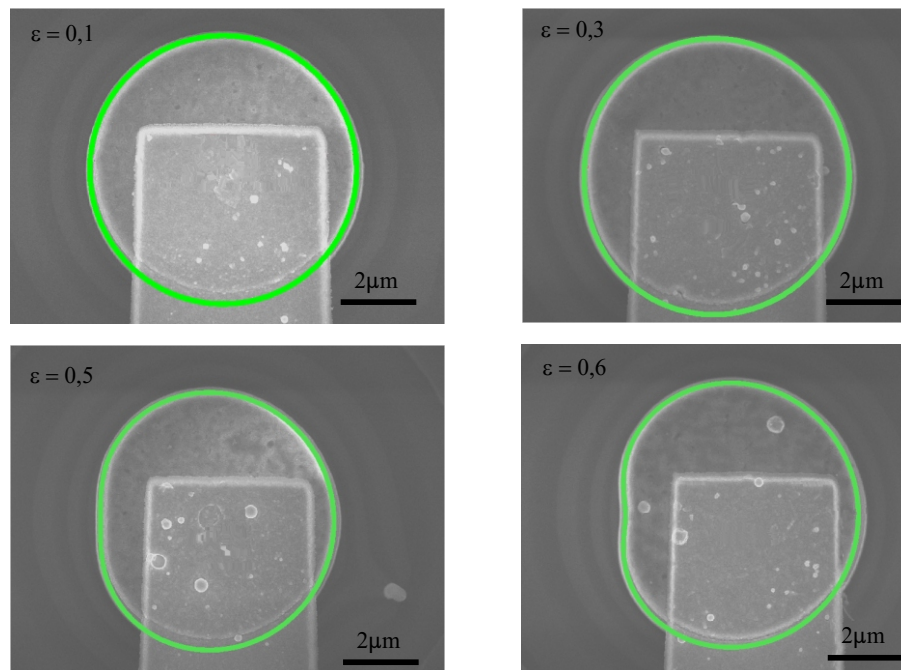


Abbildung 3.3: Rasterelektronenmikroskopieaufnahme von elektrisch kontaktierten Mikrosäulenresonators mit Limaçon Geometrie und Deformationsparameter $\epsilon = 0,1, 0,2, 0,5, 0,6$. Die grüne Linie ist die Überlagerung der mathematischen Kurve mit der realen Struktur und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung und spiegelt die hohe Qualität der Strukturierungstechnologie wider.

Goldes auf dem GaAs und das Nickel dient als Ätzmaske, das nach dem Ätzen weitestgehend entfernt ist. Die Titan/Gold Schicht auf der Oberseite der Resonatoren ermöglicht zum einen eine bessere Haftung des Goldkontakts, der im nächsten Schritt prozessiert wird und zum zweiten werden eventuelle Fabry-Pérot Moden in der Detektion unterdrückt [NB07]. Die Probe wird anschließend ebenfalls mit BCB planarisiert und Goldkontakte in einem zweiten Elektronenstrahlolithographieprozess aufgebracht. Diese Kontakte sind allerdings nicht ringförmig, sondern dünne Streifenkontakte die direkt auf die Mikrosäulenresonatoren prozessiert werden (vgl Abb. 3.2a). Erneut sind 2 Reihen von Mikroresonatoren über ein großes Gold-Kontaktpad miteinander verbunden (siehe Abb. 3.2c). In einem weiteren Plasmaätzschritt wird das BCB bis unterhalb der λ -Kavität verascht. Das BCB unterhalb der großen Gold-Kontaktpads bleibt dabei unversehrt, da es durch den Kontakt geschützt ist. Das BCB unterhalb der dünnen Kontaktstege wird jedoch vollständig entfernt, so dass freistehende Mikrosäulenresonatoren entstehen, die durch Gold-Luft-Brücken mit den großen Kontaktpads verbunden sind. Somit ist ein Brechungsindexverhältnis von $n_{eff}/n_{Luft} = 3,375 > 2,7$ sichergestellt.

Zusätzlich wurden bereits während des ersten Belichtungsschritts der Herstellung kreisförmige Mikromauern mit einem Durchmesser von $100\ \mu\text{m}$ bis $125\ \mu\text{m}$ und Wandstärken von $4\ \mu\text{m}$ um die Mikrosäulenresonatoren definiert. Diese Mikromauern bilden einen Detektionsschirm, um die laterale gerichtete Emission der Mikrosäulenresonatoren nachzuweisen (siehe Abb. 3.2b).

In Abbildung 3.2 sind REM Bilder einer fertigen Struktur gezeigt. Der Prozess erwies sich als äußerst zuverlässig, so dass selbst bei Mikrosäulenresonatoren mit einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ die Gold-Luft-Brücken stabil waren.

Abschließend sind in Abbildung 3.3 REM Bilder für Mikrosäulenresonatoren mit Deformationsparametern zwischen 0,1 und 0,6 gezeigt. Den Bildern ist die mathematische Kurve der Limaçon Geometrie (siehe Gl. 2.16) überlagert. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der theoretischen Kurve und der realen Struktur, was einen späteren Vergleich zwischen Theorie und Experiment zulässt.

3.2.4 Elektrisch betriebene Mikrozyylinder- und Mikroringresonatoren

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Flüstergaleriemodenlaser auch bei Raumtemperatur untersucht, um unter anderem ihr Anwendungspotential zu demonstrieren. Die dazu zur Verfügung gestandenen Strukturen basieren auf einem $200\ \text{nm}$ breiten Wellenleiter, der in $1600\ \text{nm}$ dicke $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ Mantelschichten eingebettet ist. Der Wellenleiter besteht beidseitig der aktiven Zone aus einem kurzperiodischen $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}/\text{GaAs}$ Übergitter, wobei durch zunehmende GaAs Schichtdicken zur aktiven Schicht hin die mittlere Aluminiumkonzentration auf 15% gesenkt werden kann. Das Design dieser Laser ist als GRINSCH-Struktur² bekannt und ist schematisch in Abbildung 3.4a gezeigt.

Es bewirkt sowohl einen guten photonischen als auch elektronischen Einschluss im Bereich der aktiven Zone. Die aktive Zone selbst besteht aus 6 DWELL³ Schichten, bei denen InAs Quantenpunkte in $5\ \text{nm}$ breite $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$ Quantenfilme eingebettet sind. Der die Quantenpunkte umgebende Quantenfilm bewirkt dabei durch einen geringeren Verspannung und höheren Indium Anteil in den Quantenpunkten ein Absenken der Energieniveaus und damit eine Rot-Verschiebung der Emission [Kre03]. Die DWELL Schichten sind jeweils durch $30\ \text{nm}$ GaAs voneinander getrennt, wodurch keine Tunnelkopplung der Quantenpunkte untereinander stattfindet.

Ein Ziel der Untersuchung dieser Strukturen war es, Multimodenlasing mit geringen Laserschwellströmen bei Raumtemperatur zu erreichen. Da der freie Spektralbereich zwischen benachbarten Flüstergaleriemoden mit der Resonatorgöße abnimmt, wurden Mikrozyylinderresonatoren mit Durchmessern von $20\ \mu\text{m}$ bis $80\ \mu\text{m}$ gefertigt, bei denen circa

² engl. Abk. Graded Index Separate Confinement Heterostructure

³ Abk. Dots in a Well

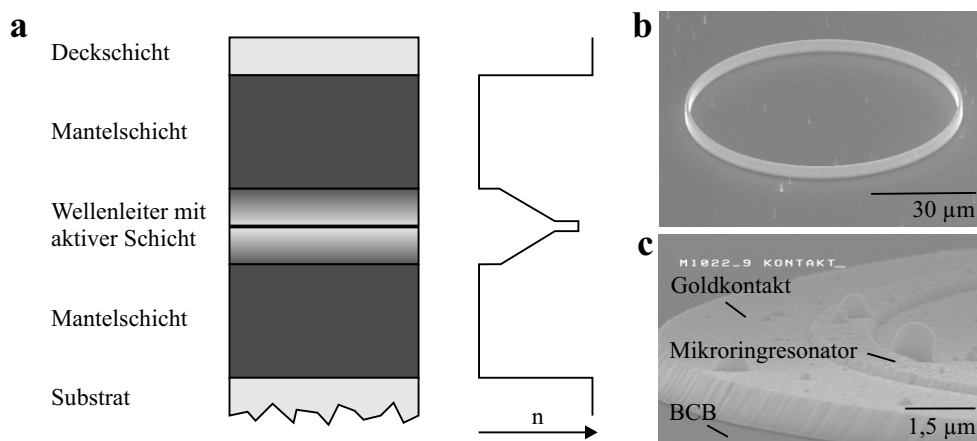


Abbildung 3.4: (a) Schematische Darstellung der GRIN-SCH Laserstruktur und Brechungsindexverlauf n (nach [Kre04]). (b) REM Aufnahme eines Mikroringresonators mit einem Durchmesser von $80\ \mu\text{m}$ und einer Wandstärke von $1\ \mu\text{m}$. (c) REM Aufnahme einer mit BCB planarisierten Probe und Goldkontakt auf einem Mikroringresonator.

10 Flüstergaleriemoden im Verstärkungsbereich der Quantenpunkte liegen. Flüstergaleriemoden sind an der äußeren Resonatorwand lokalisiert, wodurch der innere Bereich in Mikrozyylinderresonatoren unnötigerweise gepumpt wird. Um den Laserschwellstrom abzusenken, wurden daher Mikroringresonatoren mit gleichen Durchmessern und kleinsten Wandstärken von $1\ \mu\text{m}$ hergestellt.

Die Prozessierung der Strukturen erfolgt über einen Elektronenstrahlithographie-, Lift-Off- und reaktiven Ionenätzprozess. Die Proben werden ebenfalls mit BCB planarisiert. In einem zweiten Elektronenstrahlithographieprozess werden kreisförmige Kontakte auf die Resonatoren aufgebracht, über die die Resonatoren einzeln durch Kontaktierung mit einer Nadel elektrisch betrieben werden können (siehe Kapitel 3.3.5). In Abbildung 3.4b,c sind REM Bilder der fertigen Strukturen gezeigt. Zur Untersuchung der Strukturen wird die Probe direkt neben den Lasern gespalten, so dass eine Glasfaser seitlich an die Bruchkante der Probe herangebracht werden und die Emission eingesammelt werden kann.

3.3 Messmethoden

Zur spektroskopischen Untersuchung der Mikrosäulenresonatoren bei Tieftemperatur standen zwei μ -Elektrolumineszenz-Messplätze (μEL) zur Verfügung. Deren prinzipieller Aufbau ähnelt sich stark, so dass hier im ersten Abschnitt exemplarisch ein Messplatz vorgestellt wird und die Spezifikationen des zweiten Messplatzes danach kurz skizziert werden. Es folgt eine Beschreibung einer Messtechnik zur orts aufgelösten Detektion mittels einer Lochblende und die Messmethoden zur Photonenstatistik. Zum Schluss wird der Messplatz

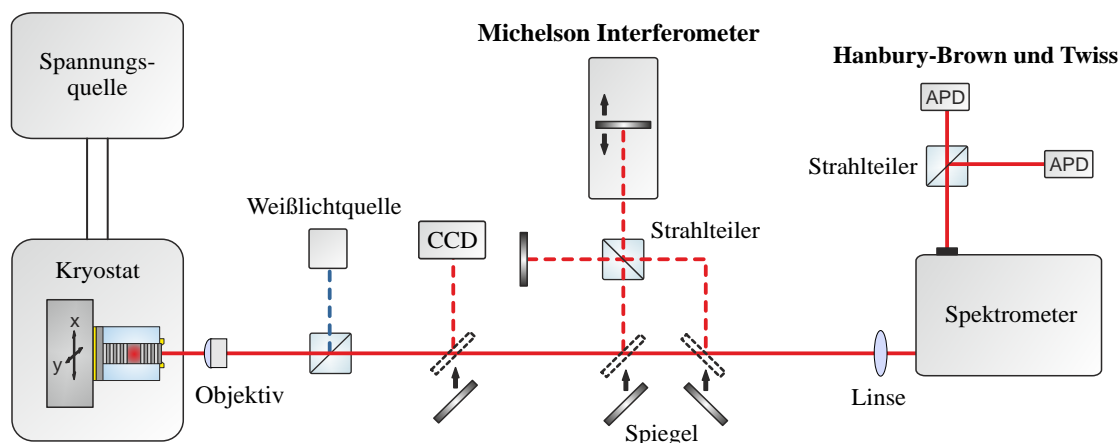


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung eines μ EL Messplatzes mit Michelson Interferometer und Hanbury-Brown und Twiss Setup.

zur Untersuchung von Lasern bei Raumtemperatur vorgestellt. Die speziellen Messtechnik zur Rückkopplung von Photonen auf die Mikrolaser (siehe Kapitel 4.2) als auch die Messmethode des degenerierten Vier-Wellenmischens (siehe Kapitel 4.1) findet sich direkt in den jeweiligen Kapiteln.

3.3.1 Elektrolumineszenz-Spektroskopie

Die optischen Eigenschaften der Proben werden mittels der Methode der μ EL untersucht. In Abbildung 3.5 ist eine schematische Darstellung des Messaufbaus gezeigt. Die Proben, die bereits auf einen Kupfer-Probenträger mit Silberleitlack geklebt wurden und durch Drahtbonden mit einem Stecker auf dem Probenträger verbunden sind, werden auf den Kaltfinger eines Helium-Durchflusskryostaten befestigt. Der Probenträger kann dabei planar oder auf einem Kupferblock mit 45° Abschrägung eingebaut werden, wobei letzteres eine verbesserte Detektion der Flüstergaleriemodenemission ermöglicht. Die Probenkammer mit einem Glasfenster oberhalb der Probe wird mit einer Turbomolekularpumpe evakuiert und anschließend das System mit flüssigem Helium auf ungefähr 10 K heruntergekühlt. Mit einem Temperaturelement und einer Heizspule kann die Temperatur mit einer Genauigkeit von 0,01 K eingestellt und konstant gehalten werden. Die Probenposition kann über ein Nanopositionierungssystem mit einem Verfahrensweg von 5 mm und einer Genauigkeit von 50 nm in lateraler Ebene eingestellt werden. Um die Probe elektrisch zu betreiben sind vier elektrische Durchführungen im Kryostaten verbaut. Mit einer computersteuerbaren DC Spannungsquelle kann eine Spannung an der Probe angelegt werden. In Serie dazu ist ein $1\text{ k}\Omega$ Widerstand geschaltet über den mit einem Voltmeter der Spannungsabfall und damit der Strom durch die Probe bestimmt werden kann. Das Elektrolumineszenz-Signal der Probe wird von einem Mikroskopobjektiv mit einer numerischen Apertur $NA = 0,42$

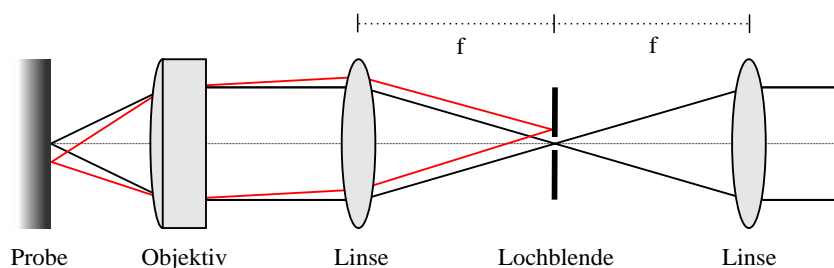


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der verbesserten orts aufgelösten Detektion mittels Lochblende. Nur achsnahe Strahlen (schwarz) gelangen durch die Lochblende, wohingegen achsferne Strahlen (rot) herausgefiltert werden.

außerhalb des Kryostaten eingesammelt und mit einer Linse auf den Eingangspalt eines Acton Spektrometers 2750i fokussiert. Um unterschiedliche Auflösungen zu realisieren, befinden sich darin drei Gitter mit jeweils 300, 1200 und 1500 Strichen/mm. Zusammen mit einer stickstoffgekühlten Silizium CCD Kamera kann mit dem 1500er Gitter eine maximale Auflösung von $30\mu\text{eV}$ erreicht werden. Um auf der Probenoberfläche selektive Mikroresonatoren anzusteuern, kann das Licht einer Weißlichtquelle mit einem Strahlteiler auf die optische Achse eingekoppelt und auf die Probe geworfen werden. Die Rückreflektion wird von einer weiteren CCD Kamera aufgenommen, die ein direktes Bild der Probenoberfläche liefert. Das orts aufgelöste EL-Signal der Probe kann in diesem Bild ebenfalls beobachtet werden.

Der zweite Messplatz ist mit einem 1m-Doppelmonochromator ausgestattet, der mit einem 1200 Striche/mm Gitter und einer Si-CCD eine Auflösung von $16\mu\text{eV}$ erreicht. Um eine noch bessere Auflösung zu erreichen, ist an den zweiten Ausgang des Monochromators eine Teleskopanordnung angebracht, die aus 2 Linsen mit einem Brennweitenverhältnis von $f_1/f_2 = 4,4$ besteht. Das spektral zerlegte Signal wird dadurch nochmal aufgeweitet und auf eine weitere Si-CCD gelenkt wodurch eine Auflösung von $3,5\mu\text{eV}$ erreicht werden kann.

3.3.2 Orts aufgelöste Detektion mittels Lochblende

Um die Ortsauflösung in der Detektion zu erhöhen und Streulicht zu unterdrücken, kann bei beiden Messplätzen ein System von zwei Linsen und einer Lochblende in den optischen Strahlengang eingebracht werden (siehe Abb. 3.6). Das System besteht aus zwei identischen Linsen der Brennweite f , die sich in einem Abstand $2f$ befinden. In deren Mitte in beiden Brennpunkten ist eine Lochblende mit einem Durchmesser von $50\mu\text{m}$ eingebracht. Ein Strahl, der aus dem Brennpunkt des Objektivs eingesammelt wird kann die Lochblende passieren, wohingegen ein Strahl, der nicht aus dem Brennpunkt kommt, durch die Loch-

blende herausgefiltert wird. Durch diese Konfiguration kann eine ortsselektive Detektion mit einer Genauigkeit von wenigen μm erzielt werden.

3.3.3 Michelson Interferometer

Die Korrelationsfunktion 1. Ordnung kann mit einem Michelson Interferometer bestimmt werden, dessen schematischer Aufbau ebenfalls in Abbildung 3.5 gezeigt ist. Durch einen Klappspiegel wird die Emission der Probe durch einen 50/50 Strahlteiler auf zwei Retroreflektoren gelenkt. Einer der beiden Retroreflektoren ist auf einem verstellbaren Lineartisch mit Piezoelement montiert, wodurch eine Verzögerung zwischen den Teilstrahlen eingestellt werden kann. Der maximale Verfahrweg des Lineartischs beträgt 20 cm und der des Piezoelements 10 μm . Am Strahlteiler werden die rückreflektierten Teilstrahlen überlagert. Die spektrale Filterung findet in dieser Konfiguration erst anschließend im Spektrometer statt. Das Licht wird nach dem Spektrometer in eine Glasfaser eingekoppelt und mit einer Lawinenphotodiode (APD⁴) detektiert, dessen Photonenzählrate mittels einer TAC⁵ Karte ausgelesen wird. Die Zeitaufösung der APD (id100-MMF50 von IDQ) beträgt 40 ps.

Für eine Messung werden mit dem Lineartisch mehrere Verzögerungsstrecken eingestellt und an diesen Punkten die Photonenzählraten in Abhängigkeit des Verfahrwegs des Piezoelements bestimmt. Aus dem sich ergebenden Interferenzmuster lässt sich anhand von Gleichung 2.37 jeweils die Visibilität berechnen. Aus deren Abhängigkeit von der Verzögerung lässt sich dann die Kohärenzzeit bestimmen.

3.3.4 Hanbury-Brown und Twiss Anordnung

Die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung kann mit einer Hanbury-Brown und Twiss Anordnung gemessen werden. Dazu wird die Emission der Probe nach spektraler Filterung durch das Spektrometer in eine Glasfaser eingekoppelt. Ein 50/50 Glasfaserstrahlteiler zerlegt das Signal in zwei gleiche Anteile, die jeweils über eine 20 m lange Glasfaser auf eine APD gekoppelt werden. Diese langen Verzögerungen zwischen den APDs sind notwendig um das Störsignal durch „Crosstalk“⁶ zwischen den APDs auf eine größere Zeitskala (ca. 133 ns) als das physikalisch interessante Zeitfenster zu verschieben. Die APDs sind über Koaxialkabel mit den Start und Stopp Eingängen der TAC Karte verbunden, wo durch eine lineare Erhöhung einer Spannung zwischen Start- und Stoppereignis eine dazu proportionale Zeit bestimmt werden kann. Durch wiederholte Messungen kann ein Histogramm über die Häufigkeit der Zeitabstände ermittelt werden. Um auch in negativer Zeitrichtung die Photonenzählstatistik aufzunehmen, wird ein experimenteller Trick angewandt. Das Verbin-

⁴ engl. avalanche photodiode

⁵ engl. time to amplitude converter - deut. Zeit-Amplituden Wandler

⁶ engl. für Nebensprechen

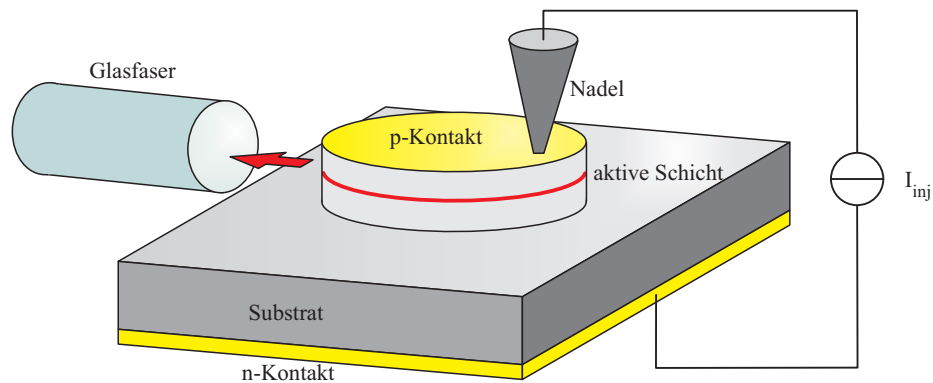


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Lasermessplatzes. Die Laser werden einzeln mit einer Nadel kontaktiert und die Emission direkt mit einer Glasfaser seitlich aufgesammelt.

dungskabel zwischen der Start-APD und der TAC Karte ist kürzer als das der Stopp-APD, wodurch der Nullpunkt des Histogramms in positiver Zeitrichtung verschoben wird. Allerdings bleibt zu bemerken, dass bei einer Autokorrelationsmessung die Photonstatistik immer symmetrisch zum Nullpunkt ist und keine neue physikalische Information daraus gewonnen werden kann.

3.3.5 Lasermessplatz

Die Mikrozyylinder- und Mikroringlaser werden bei Raumtemperatur an einem Lasermessplatz untersucht. Dazu wird die Probe auf einem leitenden Metalltisch mit Peltierelement platziert, mit dem eine Temperatur von 10°C bis 100°C konstant eingestellt werden kann. Die Mikrolaser werden am p-Kontakt einzeln mit einer Metallnadel kontaktiert (vergleiche Abb.3.7). Der n-Kontakt der Probe liegt auf dem Metalltisch auf. Beide Kontakte sind mit einer CW Stromquelle verbunden. Die Emission der Mikrolaser werden mit einer Multimode-Glasfaser eingesammelt (Durchmesser $60\ \mu\text{m}$), deren Facette über einen Mikrometerpositioniertisch auf bis zu $120\ \mu\text{m}$ an die Mikrolaser herangebracht wird. Mit einem Spektrum-Analysator kann die Emission im Spektralbereich von $350 - 1650\ \text{nm}$ mit einer Auflösung von maximal $50\ \text{pm}$ untersucht werden.

Kapitel 4

Vertikale Emission von Halbleiter-Quantenpunkt-Mikroresonatoren

Die ersten bereits vor 50 Jahren hergestellten Halbleiterlaser waren Kantenemitter, bei denen Licht zwischen den Bruchkanten des Halbleitermaterials eingeschlossen war. Die Emission erfolgte in lateraler Richtung. Der technologische Fortschritt bei der Entwicklung von hochreflektierenden Braggspiegel ermöglichte es Soda et al. im Jahr 1979, den ersten vertikal emittierenden Laser zu präsentieren [Sod79]. Vorteile der neuen Geometrie waren vor allem geringere Herstellungskosten, direkte Tests der Emissionswellenlänge auf dem Halbleiterwafer und die hohe optische Strahlqualität, wodurch eine verbesserte Einkopplung in Glasfasern erreicht wurde [CH00, Kav07]. Daher werden heute Oberflächenemitter vor allem im Bereich der Datenübertragung eingesetzt. Als Verstärkungsmedium fanden zunächst Quantenfilme ihren Einsatz, wobei heute verstärkt Quantenpunkte aufgrund ihrer höheren modalen Verstärkung und besseren Temperaturstabilität verwendet werden [Ara82, Bim96]. Das geringe Modenvolumen dieser Strukturen in Verbindung mit Quantenpunkten machten das Bauteilkonzept schon bald interessant für Experimente zur Quantenoptik in Mikrosäulenresonatoren [Gér96, Gér01]. So konnten in diesem System sowohl Effekte der schwachen [Gér98, Bay01] als auch der starken [Rei04, Kas10] Licht-Materie-Wechselwirkung bereits gezeigt werden.

Dieses Kapitel baut auf den bisher erzielten Erfolgen in Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren auf und beschäftigt sich mit zwei weiterführenden Fragestellungen bezüglich ihrer vertikalen Emissionseigenschaften. Im ersten Abschnitt werden Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren im Regime der starken Kopplung mit einer einzigartigen Methode des degenerierten Vierwellenmischens untersucht. Ziel ist dabei zum einen der erstmalige experimentelle Nachweis des 2-Photon-Polaritons im Festkörper als auch der kohärenten Kopplung mehrerer Quantenpunkte über die fundamentale photonische Mode des Mikrosäulenresonators. Der zweite Abschnitt befasst sich mit einem bisher unerforsch-

ten Thema, nämlich den chaotischen Eigenschaften von Quantenpunkt-Mikrosäulenlasern unter externer optischer Rückkopplung. Chaotisches Verhalten von herkömmlichen Laserdioden wurde bereits vielfach untersucht [Sch05, Ros07] und zur Erzeugung von physikalischen Zufallszahlen [Uch08, Rei09a, Kan10] oder zur sicheren Datenübertragung verwendet [Van98, Arg05]. Die Untersuchung von Quantenpunkt-Mikrosäulenlasern unter externer optischer Rückkopplung ermöglicht erstmals einen Einblick in ein neues Regime, bei dem die Ausgangsleistungen im Sub-Mikrowattbereich liegen und die Verstärkung auf wenige Quantenpunkte zurückgeführt werden kann.

4.1 Licht-Materie-Wechselwirkung im Regime der starken Kopplung

Die Erforschung der starken Licht-Materie-Wechselwirkung steht im Zentrum der Kavitäts Quantenelektrodynamik. Das typische Charakterisierungsmerkmal dieses Regimes ist das Antikreuzen der Photonenmode und der Exzitonlinie bei Verstimmung, das durch die Bildung der aufgespaltenen Polaritonzustände auf der 1. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter zustande kommt [Yos04][Rei04][Pet05][Nom10]. Die Untersuchung der höheren Stufen dieses Modells, das heißt höherer Photonenzahl in der Kavität, ist mit nicht-resonanter Spektroskopie schwierig, da die Lebenszeit der Photonen in der Kavität nur im Bereich von 10 ps liegt. Mit höheren Pumpraten erfahren die Exzitonlinien allerdings eine Verbreiterung durch spektrale Diffusion [Fav07] und die Oszillatorstärke kann durch mehrfache Exzitonbesetzung der Quantenpunkte reduziert werden, wodurch die Kopplungsstärke verringert wird und das System aus dem Regime der starken Kopplung in das Regime der schwachen Kopplung übergeht [Mün09]. Langbein et al. entwickelten ein einzigartiges spektroskopisches Verfahren, um im Einzelemittierregime die kohärente Entwicklung der höheren Stufen zu untersuchen [Lan06]. In den darauffolgenden Arbeiten konnten sie damit die Vakuum-Rabi-Oszillationen eines stark gekoppelten Quantenpunkt-Mikrosäulenresonator-Systems sichtbar machen [Kas10]. Allerdings war das Signal-Rausch-Verhältnis zu klein, um auch die um $\sqrt{2}$ schnellere Rabi-Oszillation der 2. Stufe experimentell zu beobachten.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten in einer Kooperation mit Prof. Wolfgang Langbein¹ weiterführende Experimente mit der Methode des degenerierten Vierwellenmischens mit Mikrosäulenresonatoren im Regime der starken Kopplung durchgeführt werden. Ziel der Untersuchungen war die Detektion der kohärenten Entwicklung der 2. Stufe des Jaynes-Cummings Modells sowie die photonische Kopplung mehrerer Quantenpunkt-Exziton über die Fundamentalmode des Resonators. Bisher wurde diese Kopplung nur für zwei Quantenpunkte unter nicht-resonanter Anregung gezeigt [Rei06b]. Mit der hier angewand-

¹ Cardiff University School of Physics and Astronomy, United Kingdom

ten Methode kann die photonische Kopplung direkt beobachtet werden, ohne einen Verstimmung durch Temperatur, Stark-Effekt oder magnetisches Feld zu benötigen.

Im ersten Teil dieses Abschnitts werden die Grundlagen des degenerierten Vierwellenmischens in kompakter Form dargelegt. Im zweiten Teil werden die experimentelle Umsetzung dieser Methode und der verwendete Experimentalaufbau, der an der Universität in Cardiff zur Verfügung stand, erläutert. Der dritte Teil beschäftigt sich mit der kohärenten Dynamik von 1- und 2-Photon Polaritonen im Rahmen des Jaynes-Cummings Modells. Zum Schluss wird die kohärente Kopplung von drei Exzitonen über die photonische Mode eines Mikrospektrometers untersucht.

4.1.1 Grundlage des degenerierten Vier-Wellen-Mischens

Trifft eine ebene elektromagnetische Welle $E(\mathbf{r}, t) = E e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$ mit der Amplitude E , dem Wellenvektor \mathbf{k} und der der Frequenz ω auf ein Material mit der Suszeptibilität $\chi(\mathbf{r}, t)$, wird eine Polarisation $P(\mathbf{r}, t)$ erzeugt:

$$P(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r}, t). \quad (4.1)$$

Für kleine Feldstärken ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld und der induzierten Polarisation. Für größere Feldstärken treten jedoch nichtlineare Effekte auf, die proportional zu den höheren Ordnungen der Feldstärke sind und zur Generation von neuen Frequenzen führen können. Zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Polarisation und elektrischer Feldstärke müssen daher die höheren Ordnungen der Suszeptibilität berücksichtigt werden:

$$P(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 (\chi^{(1)}(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r}, t) + \chi^{(2)}(\mathbf{r}, t) E^2(\mathbf{r}, t) + \chi^{(3)}(\mathbf{r}, t) E^3(\mathbf{r}, t) + \dots). \quad (4.2)$$

Betrachten wir nun allgemein die Polarisation P , wenn M Lichtfelder, die sich in Amplitude, Frequenz und Wellenvektor unterscheiden können, auf ein Medium treffen:

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^M E_j e^{i(\mathbf{k}_j \mathbf{r} - \omega_j t)}. \quad (4.3)$$

Die Polarisation P lässt sich als Taylor-Reihe entwickeln und die einzelnen Ordnungen $P^{(n)}$ sind proportional zu dem Produkt der elektrischen Feldstärken:

$$P^{(n)} \propto E_1^{a_1} E_1^{*b_1} E_2^{a_2} E_2^{*b_2} \dots E_M^{a_M} E_M^{*b_M}. \quad (4.4)$$

Hierbei sind $a_1, b_1, a_2, b_2, \dots, a_M, b_M$ natürliche Zahlen und $n = a_1 + b_1 + a_2 + b_2 + \dots + a_M + b_M$ die entsprechende Ordnung. Um die einzelnen Beiträge zu der Polarisation n-ter Ordnung aus der großen Schar der möglichen Kombinationen der Ordnungen der Feldstärken unterscheiden zu können, definieren wir $P^{(\mathbf{N})} \propto E_1^{a_1} E_1^{*b_1} E_2^{a_2} E_2^{*b_2} \dots E_M^{a_M} E_M^{*b_M}$ mit dem Vektor $\mathbf{N} = (a_1 - b_1, a_2 - b_2, \dots, a_M - b_M)$.

In dieser Arbeit verwenden wir die Methode des degenerierten Vierwellenmischens bei dem zwei Lichtfelder auf die Probe treffen ($M=2$). Wir betrachten den Fall $a_1 = 0$, $b_1 = 1$, $a_2 = 2$ und $b_2 = 0$ was zu einer Polarisation 3.Ordnung führt:

$$P^{(-1,2)} \propto E_1^* E_2^2 e^{-i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \omega_1 t)} e^{2i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \omega_2 t)} = E_1^* E_2^2 e^{i[(2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \mathbf{r} + (2\omega_2 - \omega_1)t]}. \quad (4.5)$$

Die Polarisation $P^{(-1,2)}$ breitet sich folglich in Richtung $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ mit der Frequenz $2\omega_2 - \omega_1$ aus. In ausgedehnten Medien kann $P^{(-1,2)}$ über eine winkelaufgelöste Messung bestimmt werden, wenn man die einfallenden Lichtfelder mit zwei verschiedenen \mathbf{k} -Vektoren auf die Probe fallen lässt. Anschaulich lässt sich die Erzeugung des Vierwellenmischsignals $P^{(-1,2)}$ so verstehen, dass das erste Feld E_1 eine Polarisation 1.Ordnung erzeugt, die sich im Medium ausbreitet. Das zweite Feld E_2 erzeugt ebenfalls eine Polarisation, die mit der Polarisation des ersten Feldes interferiert und zu einer Modulation der Suszeptibilität in Richtung $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ führt. An diesem Gitter wird ein Teil des zweiten Feldes in Richtung $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ gestreut. Wird ein drittes Feld an diesem Gitter gestreut, spricht man vom nicht-degeneriertem Vierwellenmischen.

Die Methode des winkelaufgelösten Vierwellenmischens kann nicht mehr angewandt werden, wenn die zu untersuchenden Strukturen, wie zum Beispiel einzelne Quantenpunkte, im Sub-Wellenlängenbereich des Lichts liegen, da sich das Streugitter nur auf Größenordnungen oberhalb der Wellenlänge ausbilden kann. Es ist jedoch möglich die Anregungsfelder anstelle im \mathbf{k} -Raum im Frequenzraum zu variieren. Dazu verschiebt man die Frequenz von zwei kurzen Laserpulse der Frequenz ω um die Frequenzen Ω_1 und Ω_2 und lässt sie unter demselben Winkel auf die Probe treffen. Die Anregung der Probe durch die beiden Laserpulse variiert nun in einem sich ständig wiederholenden Experiment mit der Frequenz $\Omega_2 - \Omega_1$. Diese Modulation in der Zeit lässt sich analog zu dem Streugitter $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ in der winkelaufgelösten Messung verstehen. Es kommt zur Generation einer Polarisation 3. Ordnung $P^{(3)}$ bei der Frequenz $2\Omega_2 - \Omega_1$, die über Mehrfarben-Spektral-Interferometrie² gemessen werden kann [Lan06].

Die Polarisation 3. Ordnung $P^{(3)}$ klingt nach der Erzeugung exponentiell mit der Zeitkonstanten T_2 ab, die auch als Dephasierungszeit bekannt ist. Die Intensität $|P^{(3)}|^2$, die im Experiment ermittelt werden kann, fällt dementsprechend mit einer Zeitkonstante $T_2/2$ ab.

4.1.2 Mehrfarben-Spektral-Interferometrie

In Abbildung 4.1 ist die Versuchsanordnung schematisch dargestellt. Mit einem optisch gepumpten Ti:Saphir Laser werden Laserpulse der Länge einer Pikosekunde mit einer

² engl. heterodyne spectral interferometry

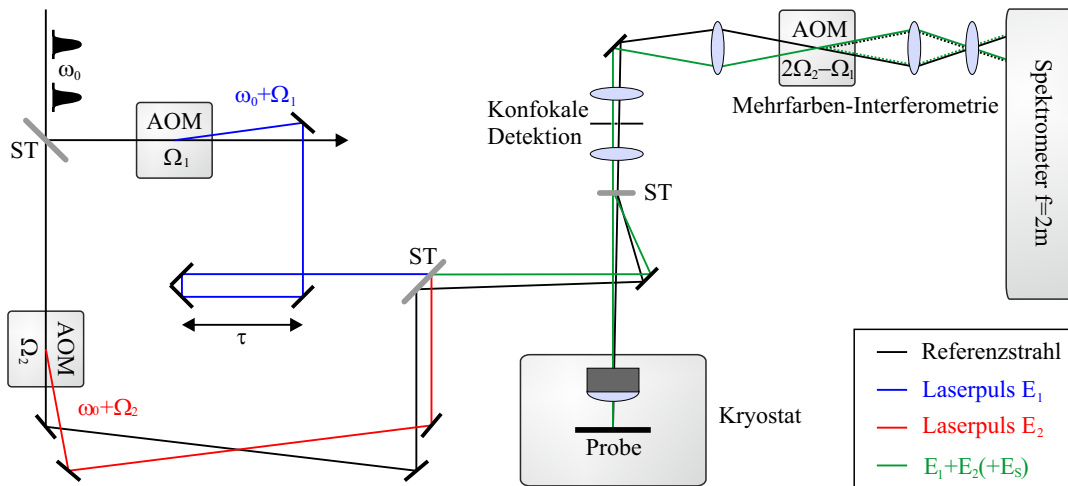


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Mehrfarben-Spektral-Interferenz Messplatzes. Ein gepulster Laserstrahl wird in zwei Anteile zerlegt, die über einen AOM in der Frequenz verschoben werden. Der Abstand der Pulse kann über eine Verzögerungsstrecke eingestellt werden. Sie werden auf die Probe gelenkt und erzeugen eine Polarisation 3. Ordnung, die über Interferenz mit einem Referenzstrahl an einem weiteren AOM extrahiert werden kann.

Repetitionsrate von 76 MHz erzeugt. Die Wellenlänge wird dabei strikt resonant zu der Fundamentalmode des zu untersuchenden Mikrosäulenresonators eingestellt. An einem 50/50 Strahlteiler wird der Laserstrahl in zwei Komponenten E_1 und E_2 aufgespalten, die jeweils auf einen akkustooptischen Modulator (AOM) treffen und um die Frequenzen $\Omega_{1,2} = 2\pi(79, 80)\text{MHz}$ noch oben verschoben werden. Die Intensität der Strahlen wird so eingestellt, dass im Mittel 0,25 (0,75) Photonen des Pulses E_1 (E_2) in den Mikroresonator gekoppelt werden. Anschließend werden beide Strahlen an einem Strahlteiler wieder in dieselbe räumliche Mode überlagert. Der Laufzeitunterschied $\tau = (-20, \dots, 200\text{ps})$ zwischen den Strahlen, das heißt der Abstand der Pulse E_1 und E_2 , kann über einen mechanischen Lineartisch eingestellt werden. Der Strahl wird dann durch einen Strahlteiler auf die Probe in einem Kryostaten gekoppelt. Im von der Probe emittierten Licht $E_S(t)$ ist das Vierwellenmischsignal sehr schwach im Vergleich zu den direkt reflektierten Anteilen von E_1 und E_2 . Allerdings lässt es sich durch Interferenz mit einem Referenzstrahl E_R extrahieren. Als Referenzstrahl dient der nicht-abgelenkte Anteil des Laserstrahls am akkustooptischen Modulator 2. Dieser Anteil ist nicht frequenzverschoben und zirkuliert weiterhin bei ω_0 . Er wird auf eine Referenzstruktur neben dem zu untersuchenden Mikrosäulenresonator im Abstand von $10\ \mu\text{m}$ fokussiert und verläuft in einer eigenen räumlichen Mode. Das Probensignal E_S und der Referenzstrahl E_R werden auf einen weiteren AOM gelenkt, der mit der Vierwellenmischfrequenz $\Omega_{\text{FWM}} = 2\Omega_2 - \Omega_1$ betrieben wird. Der nicht-abgelenkte Teil des Referenzstrahls wird mit dem abgelenkten und um Ω_{FWM} in der Frequenz nach

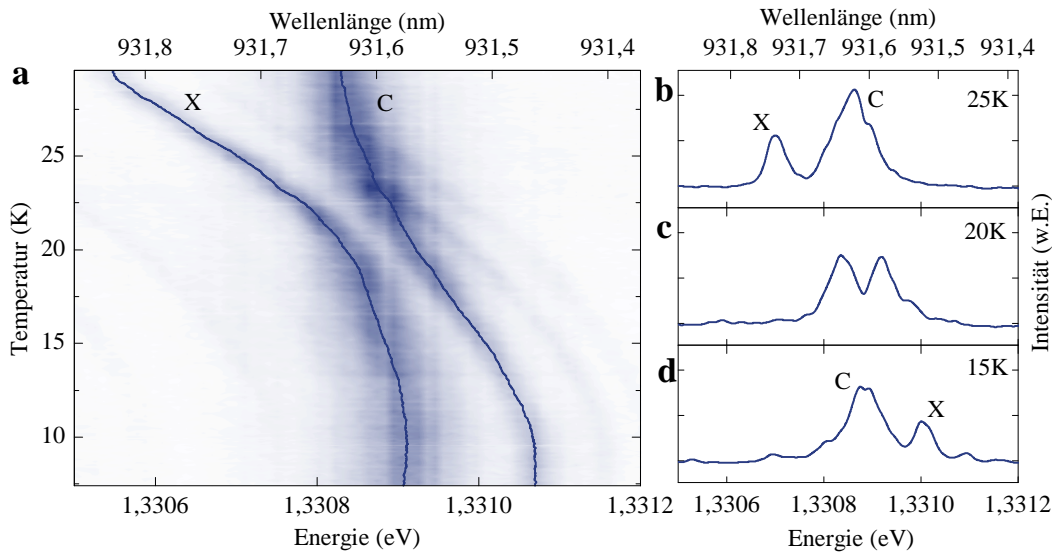


Abbildung 4.2: (a) Zweidimensionaler Farbplot der PL Intensität in Abhängigkeit der Emissionsenergie und der Temperatur. Das antikreuzende Verhalten zwischen Mode und Exziton ist Beleg für das Regime der starken Kopplung. (b)-(d) PL Spektren für 25 K, 20 K und 15 K.

unten verschobenen Signalstrahl überlagert. Analog wird der nicht-abgelenkte Teil des Signalstrahls mit dem in der Frequenz um Ω_{FWM} nach oben verschobenen Referenzstrahl überlagert. In beiden Fällen ist der resultierende Frequenzunterschied gleich Null, so dass Interferenz auftreten kann. Beide Strahlen werden in ein Spektrometer der fokalen Länge 2 m gekoppelt und die Interferogramme frequenz aufgelöst mit einer CCD detektiert. Eine Subtraktion beider Interferogramme liefert den absoluten Anteil der Interferenz $J(\omega)$. Das Vierwellenmischsignal kann durch Fouriertransformation, das Anwenden der Heavisidefunktion zur zeitlichen Filterung des unphysikalischen Bereichs $t < 0$ (Kausalitätsprinzip, Signal kommt nach der Anregung) und zweiter Fouriertransformation in Amplitude und Phase extrahiert werden.

4.1.3 Kohärente Dynamik von 1- und 2-Photon Polaritonen

In diesem Abschnitt betrachten wir die starke Kopplung eines einzelnen Quantenpunktexzitons an die photonische Mode eines Mikrosäulenresonators. Der Aufbau der Struktur ist in Kapitel 3.2.1 beschrieben. Um die Probe optisch zu charakterisieren, stand ein Festkörperlaser der Emissionswellenlänge 532 nm zur Verfügung. Der Durchmesser des Mikrosäulenresonators beträgt $1,8 \mu\text{m}$ und der Q-Faktor ungefähr 21 000. In Abbildung 4.2a sind Spektren für Temperaturen zwischen 7,5 K und 29,5 K zu einem zweidimensionalen Farbplot zusammengestellt. Drei exemplarische Spektren für Temperaturen von 25 K, 20 K und 15 K sind Abbildung 4.2b-d abgebildet. Aufgrund der unterschiedlichen Temperaturabhän-

gigkeiten der Emissionswellenlängen des Exzitons und der photonischen Mode kann das Exziton durch die Resonanz der photonischen Mode geschoben werden. Dabei ist ein anti-kreuzendes Verhalten der Emissionslinien zu beobachten, was ein deutliches Kennzeichen der starken Licht-Materie-Wechselwirkung ist. Die Aufspaltung im Resonanzfall lässt sich über die Bildung von Polaritonen durch Verschränkung der Produktzustände aus Quantenemitter und Resonatormode miteinander verstehen. Die Vakuum-Rabi-Aufspaltung Ω in Resonanz bei 19,2 K beträgt hier $80 \mu\text{eV}$. Ein weiteres Kennzeichen der starken Kopplung ist die Angleichung der Linienbreiten des Quantenemitters und der Resonatormode in Resonanz. In den Abbildungen ist klar zu erkennen, dass die zunächst schmale Exzitonlinie und breite Resonatorlinie in Resonanz identisch werden, was ebenfalls über die Bildung der Polaritonzustände in Folge der quantenmechanischen Verschränkung und der Ununterscheidbarkeit des Quantenemitters und der Resonatormode begründet werden kann.

In diesem System erlaubt die herkömmliche nicht-resonante Photolumineszenzspektroskopie nur die Gewinnung von Information über die 1. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter. Dies liegt vor allem an der kurzen Lebenszeit der Photonen in der Kavität von ungefähr 10 ps. Um eine höhere Photonenzahl im Resonator zu erreichen, müsste so stark gepumpt werden, dass bereits viele freie Ladungsträger und höhere Exzitonenzustände entstehen, die die starke Kopplung zerstören [Mün09]. Nur mit einer strikt resonanten Anregung können die Photonen direkt in den Resonator eingebracht werden, wodurch jedoch die Wellenlänge des Anregungslasers mit der des PL Signals zusammenfällt und so eine Extraktion des Signals schwierig wird. Die Methode des degenerierten Vierwellenmischens im Frequenzraum mit Mehrfarben-Spektral-Interferometrie überkommt diese Probleme und liefert zudem die kohärente Entwicklung der Polaritonen der ersten und zweiten Stufe der Jaynes-Cummings Leiter.

Im Experiment wird dies durch Festlegung des zeitlichen Abstands der Pulse E_1 und E_2 erreicht (siehe Abbildung 4.3a). Man beachte, dass hier eine Polarisation $P^{(-1,2)}(\tau)$ gemessen werden soll. Dies bedeutet, dass ein Photon aus Puls E_1 und zwei Photonen aus Puls E_2 benötigt werden um das Vierwellenmischsignal zu erzeugen. Für eine positive Verzögerung $\tau > 0$ trifft der Puls E_1 als erstes auf die Probe. Er erzeugt eine Polarisation 1. Ordnung, die sich entlang der Übergänge zwischen der 1. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter und dem Grundzustand entwickelt. Der zweite Puls E_2 erzeugt das Vierwellenmischsignal, das proportional zu der Polarisation 1. Ordnung zum Zeitpunkt τ ist. In diesem Fall wird die kohärente Entwicklung der 1. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter gemessen.

Für eine negative Verzögerung $\tau < 0$ trifft zunächst der Puls E_2 auf die Probe, der eine Polarisation 2. Ordnung zwischen 2. und 0.ter Stufe der Jaynes-Cummings Leiter erzeugt.

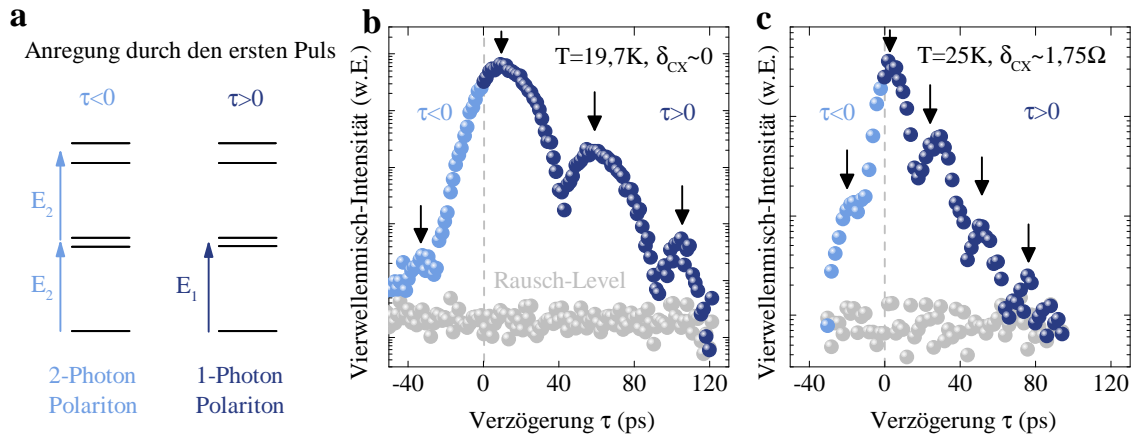


Abbildung 4.3: (a) Schematische Darstellung der Anregung des 1-Photon Polaritons und 2-Photon Polaritons durch Festlegung des zeitlichen Abstands τ zwischen den Pulsen E_1 und E_2 . (b) $|P^{(-1,2)}(\tau)|^2$ in Abhängigkeit der Verzögerung τ zwischen den Pulsen E_1 und E_2 für eine Temperatur von 19,7 K. Für positive Verzögerungen ist die Entwicklung der 1.Stufe und für negative Verzögerungen die Entwicklung der 2. Stufe der Jaynes-Cummings-Leiter zu erkennen. Der Abfall für $\tau < 0$ ist wegen der höheren Photonenzahl im Resonator erhöht und die Oszillation aufgrund der größeren Aufspaltung der Polaritonenzustände um $\sqrt{2}$ schneller. (c) $|P^{(-1,2)}(\tau)|^2$ für $T = 25$ K. Aufgrund der stärkeren Verstimmung zwischen Exziton und Mode resultiert eine größere Aufspaltung der Polaritonenzustände und eine kürzere Periode der Rabi-Oszillationen.

Der Puls E_1 erzeugt dann das Vierwellenmischsignal, das proportional zur kohärenten Entwicklung der 2.Stufe der Jaynes-Cummings Leiter ist.

In Abbildung 4.3b ist für den Resonanzfall zwischen Quantenpunktexziton und Resonatormode das spektral integrierte Vierwellenmischsignal $|P^{(-1,2)}(\tau)|^2$ für eine Temperatur von 19,7 K logarithmisch als Funktion der Verzögerung τ aufgetragen. Der dynamische Bereich erstreckt sich dabei über fünf Größenordnungen. Für $\tau > 0$ fällt $|P^{(-1,2)}(\tau)|^2$ exponentiell ab und oszilliert dabei. Der exponentielle Abfall ist über die Dephasierung der Polaritonenzustände gegeben. Die Zeitkonstante des Abfalls $T_2/2$ beträgt 21 ps. Das ist in guter Übereinstimmung mit der Lebenszeit der Photonen in der Kavität von ungefähr 10 ps, wenn man die allgemeine Formel $T_2 = 2 \cdot T_1$ berücksichtigt, bei der T_1 die Zeitkonstante des Zerfalls des Polaritons beschreibt und reine Dephasierung³ keine Rolle spielt [Ski86]. Aufgrund der hohen Quanteneffizienz der Quantenpunkte ist der Zerfall der Polaritonen vor allem durch den photonischen Verlust aus dem Resonator gegeben. Daher beträgt die Zeitkonstante T_1 hier zweimal die Lebenszeit der Photonen im Resonator

³ engl: pure dephasing

($T_1 = 2 \cdot 10 \text{ ps} = 20 \text{ ps}$), da das Polariton nur zur „halben Zeit“ im photonischen Zustand ist.

Die Oszillation des Vierwellenmischsignals entspricht den Rabioszillationen zwischen den beiden Polaritonenzuständen auf der ersten Stufe der Jaynes-Cummings Leiter. Die Periode beträgt 52 ps , welche direkt mit der Heisenbergschen Energie-Zeit-Unschärfe $\Delta E \Delta t > h$ mit der Vakuum-Rabi-Aufspaltung Ω in Verbindung gebracht werden kann. Man erhält $\Omega = 80 \mu\text{eV}$, welches genau der Aufspaltung in den PL Spektren entspricht.

Für $\tau < 0$ wird die zeitliche Entwicklung der 2. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter, also dem 2-Photonen-Polariton beobachtet. Der exponentielle Abfall von $|P^{(-1,2)}(\tau)|^2$ ist mit $T_2/2 = 7 \text{ ps}$ dreimal schneller als der des 1-Photonen-Polaritons, da der photonische Anteil von $3/2$ (1-Photon Polariton+Photon: $1/2+1$) dreimal so groß ist. Im Gegensatz zu früheren Messungen von Kasprzak et. al. kann hier ebenfalls eine volle Periode der Oszillation des 2-Photonen-Polaritons nachgewiesen werden [Kas10]. Die Periode beträgt 36 ps und ist circa um einen Faktor $\sqrt{2}$ kürzer als die des 1-Photonen-Polaritons. Das stimmt, wie in Gleichung 2.22 gezeigt, mit der um $\sqrt{2}$ größeren Aufspaltung der Polaritonenzustände auf der 2. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter überein. Zusammengenommen bestätigen diese experimentellen Ergebnisse das Jaynes-Cummings Modell und sind ein deutlicher Beweis für die starke Licht-Materie-Wechselwirkung in diesem System.

In Abbildung 4.3c ist der Verlauf von $|P^{(-1,2)}(\tau)|^2$ für eine Temperatur von 25 K dargestellt, was einer energetischen Verstimmung $\delta = 1,75 \cdot \Omega = 140 \mu\text{eV}$ zwischen der photonischen Mode und der Exzitonlinie entspricht. Es ist sofort zu erkennen, dass die Periode der Oszillationen zwischen den Polaritonenzuständen verkürzt ist, was direkt auf die größere energetische Aufspaltung durch die Verstimmung zurückzuführen ist. Weiterhin ist zu beobachten, dass $|P^{(-1,2)}(\tau)|^2$ schneller mit der Verzögerung τ zerfällt. Die Ursache dafür lässt sich nicht eindeutig klären. In [Kas10] wird als mögliche Ursachen der zunehmende Einfluss der Dephasierung des Exzitons genannt, wenn die Verstimmung stetig vergrößert wird.

4.1.4 Kohärente Kopplung von Exzitonen in einer Mikrokavität

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der simultanen starken Kopplung von mehreren Exzitonen an die photonische Mode eines Mikrosäulenresonators, wodurch die Exzitonen miteinander gekoppelt werden. In Abbildung 4.4a sind die temperaturabhängigen Spektren eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $1,8 \mu\text{m}$ zu einem zweidimensionalen Plot zusammengefügt. Zusätzlich sind vier beispielhafte Spektren für 28 K , 22 K , 18 K und 12 K in den Abbildungen 4.4b-d dargestellt. Bei einer Temperatur von 28 K sind drei Exzitonlinien auf der niederenergetischen Seite der Grundmode des Resonators zu erkennen, die jeweils mit ω_1 , ω_2 und ω_3 gekennzeichnet sind. Durch Absenkung der

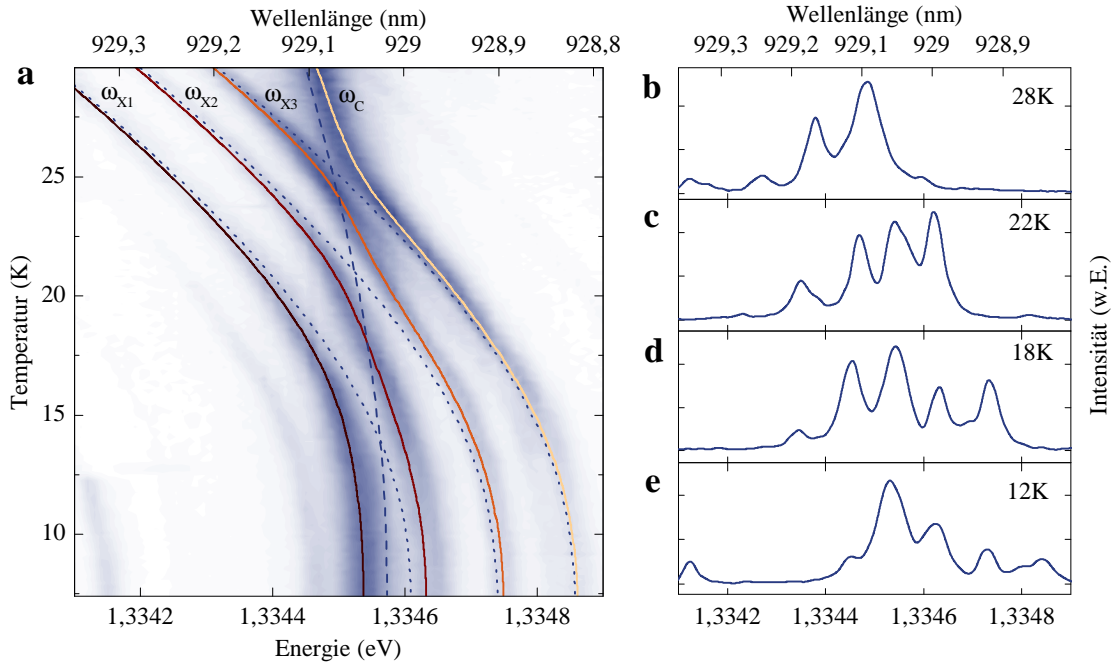


Abbildung 4.4: (a) Zweidimensionaler Farbplot der PL Intensität in Abhängigkeit der Emissionsenergie und der Temperatur. Das antikeuzende Verhalten zwischen Mode und den drei Exzitonen belegt die starke Licht-Materie-Wechselwirkung für alle drei Exzitonen. (b)-(e) PL Spektren für 28 K, 22 K, 18 K und 12 K.

Temperatur werden die Exzitonen in Resonanz mit der Grundmode gebracht und es ist jeweils ein antikeuzendes Verhalten bei 25 K, 21 K und 13 K zu beobachten. Dies belegt die starke Licht-Materie-Wechselwirkung jedes einzelnen Exzitons mit der photonischen Mode.

Die Beschreibung eines Systems aus mehreren Exzitonen und einer photonischen Mode erfolgt im Rahmen des Tavis-Cummings (TC) Modells (vgl. Kapitel 2.4.2). Im Gegensatz zum Jaynes-Cummings Modell besteht die erste Stufe des TC-Modells für drei Exzitonen und einer Mode bereits aus vier und die zweite Stufe bereits aus sieben polaritonischen Zuständen. Die polaritonischen Zustände sind dabei Superpositionen der ungekoppelten Produktzustände aus Exzitonen- und Photonzuständen in der jeweiligen Stufe.

Betrachten wir nun die Vierwellenmischergebnisse. In Abbildung 4.5a ist sowohl das spektral aufgelöste Vierwellenmischsignal $|P^{(-1,2)}(\omega, \tau)|^2$ als auch das integrierte Signal $|P_{int}^{(-1,2)}(\tau)|^2$ in Abhängigkeit der Verzögerung τ zwischen den Pulsen E_1 und E_2 bei einer Temperatur von 19 K aufgetragen. Das spektral aufgelöste Signal zeigt ein komplexes Bild mehrerer Oszillationen, was auf die deutlich größere Zahl an beteiligten Übergängen in diesem System zurückzuführen ist. Anstelle von 6 Übergängen für die Kopplung eines einzelnen Exzitons an die Mode, tragen hier bereits 32 Übergänge zur Generation des

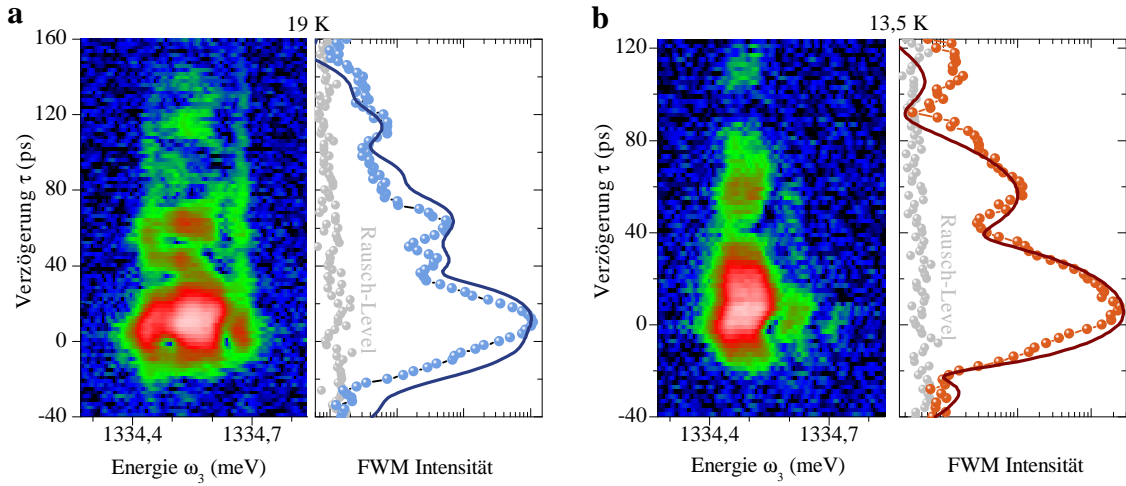


Abbildung 4.5: $|P^{(-1,2)}(\omega, \tau)|^2$ und $|P_{int}^{(-1,2)}(\tau)|^2$ in Abhängigkeit der Verzögerung τ für (a) $T = 19$ K und (b) $T = 13,5$ K. Im Bereich der Wechselwirkung aller Exzitonen mit der Mode (19 K) ist eine Oszillation der Periode 17 ps zu erkennen, was einer spektralen Aufspaltung entspricht, die in der Größenordnung der gesamten polaritonischen Aufspaltung liegt. Bei $T = 13,5$ K ist nur ein Quantenpunkt in Resonanz mit der Mode und die Oszillationsperiode beträgt 50 ps. Die entsprechende Aufspaltung von $83 \mu\text{eV}$ liegt in der Größenordnung der Kopplung eines Exzitons an die Mode.

Vierwellenmischsignals bei. Dennoch können aus der integrierten Intensität $|P_{int}^{(-1,2)}(\tau)|^2$ qualitative Erkenntnisse gewonnen werden. Das Signal oszilliert mit einer Periode von 17 ps was einer spektralen Aufspaltung von $243 \mu\text{eV}$ entspricht. Dieser Wert liegt nahe bei der totalen polaritonischen Aufspaltung aus den PL Daten von $270 \mu\text{eV}$, die auch inkohärente Anteile enthalten [Rei06b] und deutet bereits darauf hin, dass alle polaritonischen Zustände zur Generation des Vierwellenmischsignals beitragen.

Die Messungen wurden für eine Temperatur von $13,5$ K wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.5b dargestellt. Hier sind zwei der drei Exzitonen bereits stark gegen die Resonatormode verstimmt, so dass eine Dynamik zu erkennen ist, die vor allem auf die Wechselwirkung mit dem Exziton X_1 zurückzuführen ist. Die Oszillationsperiode des integrierten Signals hat sich in der Tat auf 50 ps verlängert, was einer polaritonischen Aufspaltung von $83 \mu\text{eV}$ entspricht und damit in der Größenordnung der Kopplung eines einzelnen Exzitons an die Mode liegt.

Für eine Temperatur von 19 K lässt sich die Kopplung der Exzitonen untereinander durch eine Fouriertransformation von $|P^{(-1,2)}(\omega, \tau)|^2$ nach $|P^{(-1,2)}(\omega, \omega_1)|^2$ verdeutlichen. Dabei wird die Verzögerung τ in eine Koordinate ω_1 überführt, wobei nur Signale für $\tau > 0$ berücksichtigt werden, so dass ω_1 der Polarisation 1. Ordnung entspricht, die durch den Puls

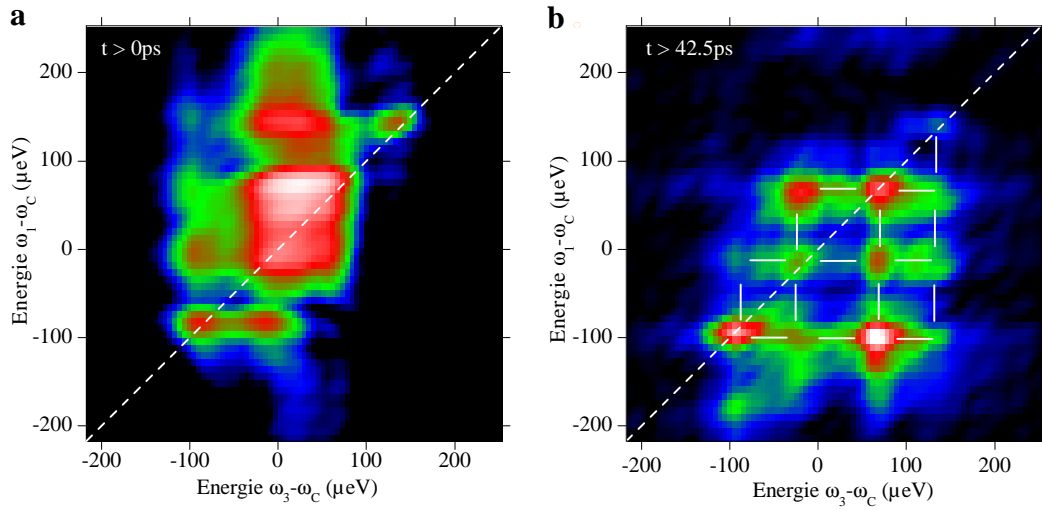


Abbildung 4.6: (a) Zweidimensionale Darstellung von $|P^{(-1,2)}(\omega, \omega_1)|^2$. Nebendiagonalelemente kennzeichnen die Kopplung der Exzitonen untereinander. (b) Eine zeitliche Filterung von $t > 45$ ps zeigt nur Beiträge der Übergänge zwischen der 1. Stufe des TC-Modells und dem Grundzustand, was eine deutlichere Trennung der Diagonal und Nebendiagonalelemente ermöglicht.

E_1 erzeugt wird. Das resultierende Diagramm ist in Abbildung 4.6 dargestellt, wobei die Differenz der Frequenzen ω_1 und ω_3 mit der Kavitätsfrequenz ω_C als Achsen dienen. In dieser zweidimensionalen Darstellung, die die volle Leistungsfähigkeit der experimentellen Methode widerspiegelt, belegen nicht-diagonale Peaks die kohärente Kopplung der zugehörigen Diagonalelemente [Lan06]. Das bedeutet, dass die Polarisierungen 1. Ordnung, die durch den ersten Puls E_1 erzeugt werden, kohärent an weitere Resonanzen koppeln, die dann in 3. Ordnung emittieren. Das Diagramm zeigt deutlich nebendiagonale Elemente zwischen allen 4 Resonanzen im System.

Um die Nebendiagonalelemente noch deutlicher hervorzuheben, können bei der Extraktion des Vierwellenmischsignals aus den Interferogrammen der CCD nach der Fouriertransformation Signale für bestimmte Zeiten herausgefiltert werden. Abbildung 4.6b zeigt $|P^{(-1,2)}(\omega, \omega_1)|^2$ für Zeiten $t > 45$ ps. Wie in [Kas10] gezeigt, können durch diese Filterung die Beiträge der Übergänge zwischen der zweiten Stufe und der ersten Stufe der TC-Leiter, die schneller dephasieren, herausgefiltert werden. Die zweidimensionale Darstellung enthält dann nur noch Beiträge der 4 Übergänge zwischen der 1. Stufe und dem Grundzustand anstelle der 32 Beiträge. Als Ergebnis erhält man deutlich voneinander getrennte Diagonal- und Nebendiagonalelemente, die die kohärente Kopplung der drei Exzitonen belegen.

4.1.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden optisch gepumpte Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren im Regime der starken Licht-Materie-Wechselwirkung untersucht. Dabei wurde die Methode des degenerierten Vierwellenmischens mit Mehrfarben-Spektral-Interferometrie angewandt, um die kohärente Entwicklung der ersten beiden polaritonischen Stufen der gekoppelten Exziton-Photon Zustände zu beobachten. Für ein stark gekoppeltes System aus einem Exziton und der photonischen Mode konnten die Rabi-Oszillationen des 1-Photon und 2-Photon Polaritons detektiert werden. Die um $\sqrt{2}$ schnellere Rabi-Oszillation und die dreimal schnellere Dephasierungszeit auf der 2. Stufe der Jaynes-Cummings Leiter stellen den ersten direkten Nachweis des 2-Photon-Polaritons im Festkörper dar. In einem weiteren System aus drei stark gekoppelten Exzitonen mit einer photonischen Mode konnten qualitativ die Oszillationen des Vierwellenmischsignals in Abhängigkeit des Verstimmungsparameters verstanden werden und zudem die photonische Kopplung der Quantenpunkt-Exzitonen untereinander nachgewiesen werden. Diese Ergebnisse belegen, dass optische Mikrokavitäten als kohärente Koppler zwischen exzitonischen Q-Bits dienen können. Als Verstimmungsparameter wurde hier die Proben temperatur verwendet. Es jedoch durchaus möglich andere Verstimmungsmechanismen, wie zum Beispiel Verstimmung durch ein Magnetfeld [Rei09b] oder den „quantum confined Stark effect“ [Kis08] auszunutzen. Das Konzept der kohärenten Kopplung von Exzitonen über eine photonische Mode könnte auf räumlich ausgedehnte Strukturen, wie zum Beispiel in photonischen Kristalle angewendet werden. Die Anzahl der gekoppelten Exzitonen könnte zudem aufgrund der geringen Größe der Quantenpunkte auf deutlich größere Zahlen gesteigert werden.

4.2 Chaotische Laseremission unter externer optischen Rückkopplung

Die Datenübertragung zwischen Europa und Amerika läuft heute fast ausschließlich über transatlantische Glasfaserkabel. Laserdioden werden dabei als Signalquellen eingesetzt. Historisch betrachtet konnte das Einkoppeln von Laserlicht in eine Glasfaser dabei zunächst zu einem ungewollten Effekt führen. Reflektion an der Glasfaserfacette ließ Licht zurück auf die Laserdiode fallen, wodurch deren Emission instabil wurde. Es stellte sich jedoch heraus, dass gerade ein instabiler Laser ein interessantes physikalisches System darstellt, da es hochgradig nichtlinear und damit chaotisch sein kann [Sch05, Ros07]. Chaotische Systeme können zum Beispiel zur Erzeugung von nicht-deterministischen Zufallszahlen verwendet werden, die wiederum für statistische Computersimulationen oder die Erzeugung von kryptografischen Schlüsseln für eine sichere Datenübertragung benötigt werden. Während die Geschwindigkeit physikalischer Zufallsgeneratoren, die zum Beispiel auf Prozessen wie dem thermischen Rauschen eines Widerstandes oder dem Zerfall eines radioaktiven Materials basieren, aufgrund niedriger Signalstärken durch die Bandbreite eines Verstärkers im Bereich unter 100 MHz limitiert ist, wurden mit chaotischen Lasern bereits Zufallsgeneratoren über 300 GHz demonstriert [Uch08, Rei09a, Kan10]. Darüber hinaus konnte gezeigt werden, dass Nachrichten, die in einem chaotischen Signal versteckt waren, mittels zweier synchronisierter chaotischer Laser über große Entfernungen übermittelt werden konnten [Van98, Arg05, Ros07].

In diesem Abschnitt werden erstmals elektrisch betriebene Quantenpunkt-Mikrolaser auf chaotische Emission unter Rückkopplung untersucht. Im Gegensatz zu herkömmlichen Laserdioden bewirkt in Mikrolasern ein hoher β -Faktor, dass ein großer Teil der spontanen Emission in die Lasingmode gekoppelt wird (siehe Kapitel 2.4.4). Als Verstärkungsmedium können daher schon wenige oder sogar nur ein einzelner Quantenpunkt ausreichen, um stimulierte Emission zu erzeugen [Str06, Ulr07, Xie07, Gie07, Rei08a]. Der Laserbetrieb kann dann bereits durch die Emission einzelner Photonen gestört werden, was durch ein dynamisches Antibunching in der Photonenstatistik nachgewiesen werden kann [Wie09]. Quantenpunkt-Mikrolaser bieten aufgrund ihrer hohen Sensitivität auf die Photonenzahl in der Kavität ein ideales System um chaotisches Verhalten im Bereich des Quantenlimits zu studieren, wo nur noch wenige Emitter den Lasingbetrieb aufrechterhalten. Dieser Abschnitt soll die Frage beantworten, ob chaotisches Lasing unter diesen Bedingungen möglich ist.

In Kapitel 4.2.1 werden zunächst die experimentellen Details der Versuchsanordnung mit Rückkopplung ⁴ besprochen. In Kapitel 4.2.2 wird der Einfluss der Rückkopplung auf

⁴ engl. feedback (FB)

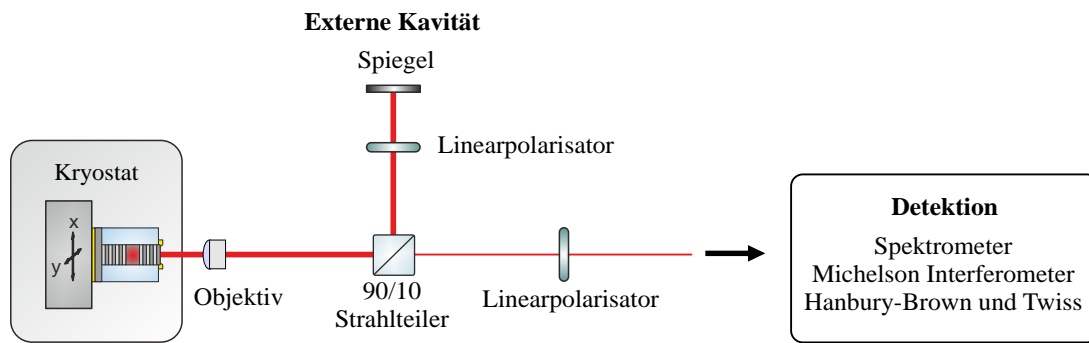


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung. Die externe Kavität wird mit einem 90/10 Strahlteiler und einem planaren Spiegel realisiert. Mit den Linearpolarisatoren kann eine selektive Rückkopplung eingestellt werden und in der Detektion eine beliebige Polarisationsrichtung untersucht werden.

die Eingangs-Ausgangs Kennlinien eines Mikrolasers diskutiert. Danach werden die Auswirkungen auf die Photonenzustandstatistik der beiden nicht entarteten Fundamentalmodes in den Abschnitten 4.2.3 und 4.2.4 getrennt besprochen. Eine Zusammenfassung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse findet sich in Kapitel 4.2.5. Danach werden die Wiederholungen des Bunchings 0^{ter} Ordnung analysiert und damit dynamische Effekte der Rückkopplung aufgezeigt (Kapitel 4.2.6) und abschließend werden Mikrolaser unter polarisierter Rückkopplung untersucht (Kapitel 4.2.7).

4.2.1 Experimenteller Versuchsaufbau

Die Experimente zur Untersuchung von Mikrolasern mit Rückkopplung wurden an dem in Kapitel 3.3.1 beschriebenen Versuchsaufbau durchgeführt. Abbildung 4.7 zeigt schematisch wie die externe Kavität in diesen Aufbau integriert wurde. In den Strahlengang wird ein Strahlteiler mit einem Reflektions- zu Transmissionsverhältnis von 90/10 eingebracht. Mit einem Spiegel wird der reflektierte Anteil in derselben räumlichen Mode zurück durch den Strahlteiler und das Mikroskopobjektiv auf den Mikrolaser gekoppelt. Die Länge der externen Kavität kann beliebig eingestellt werden und beträgt in der Regel wenige Meter, wodurch die Umlaufzeit der Photonen in der Größenordnung von 10 ns liegt. Das transmittierte Signal am Strahlteiler kann weiterhin mit dem Spektrometer, dem Michelson Interferometer und der Hanbury-Brown und Twiss Anordnung untersucht werden. Mit dem Linearpolarisator in der externen Kavität kann eine selektive Rückkopplung eingestellt werden. Der Linearpolarisator im transmittierten Strahl legt die Detektionspolarisation fest.

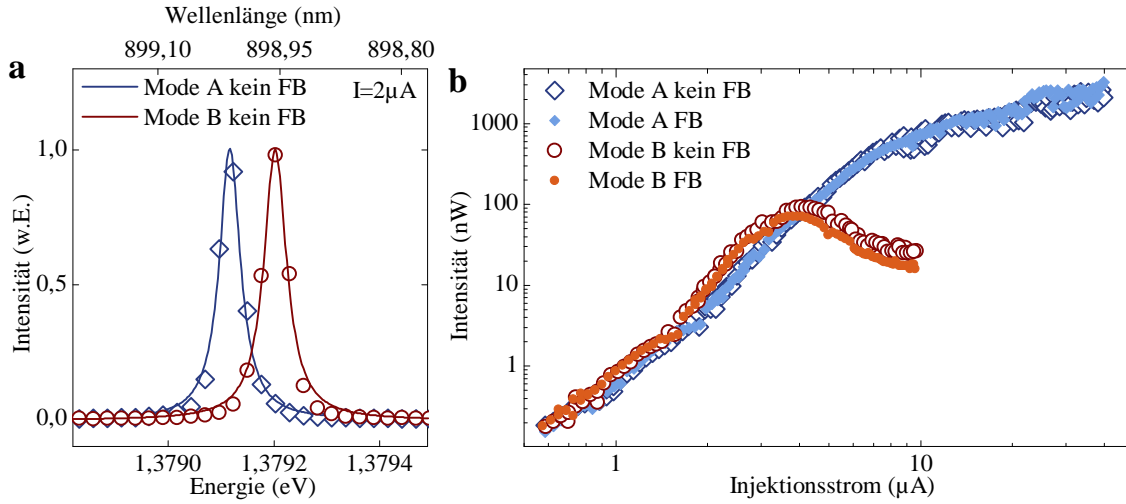


Abbildung 4.8: (a) Polarisationsaufgelöste Spektren der aufgespaltenen Fundamentalmoden eines Mikrolasers mit einem Durchmesser von $3,6 \mu\text{m}$ für einen Injektionsstrom von $2 \mu\text{A}$ und dazugehöriger lorentzförmiger Fit. Die linear polarisierten Moden werden mit Mode A und Mode B bezeichnet und die Aufspaltung beträgt $132 \mu\text{eV}$. (b) Eingangs-Ausgangscharakteristik in doppellogarithmischer Auftragung der beiden Moden mit und ohne Rückkopplung. Mode A zeigt einen typischen flachen s-förmigen Verlauf eines Mikrolasers mit hohem beta-Faktor wohingegen Mode B die Konkurrenz um die Verstärkung verliert und ab $4 \mu\text{A}$ abfällt. Rückkopplung ändert die Intensität der Mode A nicht, wohingegen die Mode B um bis zu 25% an Intensität verliert.

4.2.2 Eingangs-Ausgangs Kennlinie unter Rückkopplung

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Rückkopplung auf die Eingangs-Ausgangs Kennlinie eines Mikrosäulenlasers mit einem Durchmesser von $3,6 \mu\text{m}$ beschrieben. Abbildung 4.8a zeigt ein polarisationsaufgelöstes Spektrum der beiden linear polarisierten fundamentalen Mikrosäulenresonatormoden für einen Injektionsstrom von $2 \mu\text{A}$. Die Emissionswellenlängen liegen um 899 nm und die energetische Aufspaltung zwischen den Moden beträgt $132 \mu\text{eV}$. Die Ursache hierfür liegt in einer fabrikationsbedingten Abweichung von der kreisrunden Symmetrie eines idealen Mikrosäulenresonators, wodurch die zweifache Entartung der fundamentalen HE_{11} Mode aufgehoben wird [Ate07, Rei07]. Im Folgenden werden die beiden Moden mit Mode A und Mode B bezeichnet.

Die Spektren werden durch lorentzförmige Kurven angepasst:

$$I = I_0 + \frac{2A}{\pi} \frac{\gamma^2}{4(E - E_c)^2 + \gamma^2}. \quad (4.6)$$

Dabei bezeichnet γ die Halbwertsbreite der Fitfunktion und A die Fläche unter der Kurve welche proportional zur emittierten Leistung ist. In Abbildung 4.8b ist diese integrier-

te Intensität für beide Moden in Abhängigkeit des Injektionsstroms aufgetragen. Da die Ausgangsleistung zusätzlich mit einem optischen Leistungsmessgerät aufgenommen wurde kann die Kurve auf die tatsächliche emittierte Leistung normiert werden.

Mode A zeigt einen abgeflachten s-förmigen Verlauf der Ausgangsintensität, was ein deutliches Zeichen für Lasing mit einem hohen β -Faktor darstellt (vgl. Kapitel 2.4.4, [Str06, Ate07, Rei08a]). Die Laserschwelle beträgt $1,4 \mu\text{A}$ und der Q-Faktor an der Schwelle ist 21 000. Dies entspricht einer Schwellstromdichte von nur $j_{th} = 13,7 \text{ A/cm}^{-2}$ und belegt die außerordentliche Qualität der vorliegenden Proben. Ledentsov et al. stellte in [Led00] die Entwicklung der Schwellstromdichten von Halbleiterlasern in den letzten Jahrzehnten zusammen. Doppelheterostruktur Laser erreichten zunächst Schwellstromdichten von 1000 A/cm^{-2} . Durch den Einsatz von Quantenfilmen als Verstärkungsmedium konnte die Schwellstromdichte bis unter 100 A/cm^{-2} gesenkt werden. Quantenpunkt-Laser können heute Schwellstromdichten im Bereich von 10 A/cm^{-2} bei Raumtemperatur erreichen. Die Schwellstromdichte von anderen elektrisch betriebenen Mikrokavitäten, wie zum Beispiel photonischen Kristallen, lag zunächst mit 17600 A/cm^{-2} weit über den hier gezeigten Werten [Par04]. Durch eine Veränderung von einem vertikalen zu einem lateralen Strominjektionsprofil konnten jedoch vor kurzem elektrisch betriebene photonische Kristall-Laser mit Schwellströmen von nur 181 nA demonstriert werden [Ell11]. Mit einer angenommenen Geometrie der Querschnittsfläche von $220 \text{ nm} \times 8,37 \mu\text{m}$ (aus [Pet12]) entspricht das einer Schwellstromdichte von $j_{th} = 9,8 \text{ A/cm}^{-2}$ und liegt in derselben Größenordnung, wie die hier verwendeten Strukturen.

Mode B verhält sich bei niedrigen Strömen im Bereich der spontanen Emission fast identisch wie Mode A. Sie erreicht ebenfalls das Lasingregime und der Q-Faktor an der Laserschwelle beträgt 16 000. Ab einem Injektionsstrom von $4 \mu\text{A}$ sättigt die Ausgangsleistung und nimmt sogar zu höheren Strömen hin ab. Dies lässt sich verstehen, wenn man bedenkt, dass die beiden Moden A und B spektral eng zusammen liegen und sich die Verstärkung des aktiven Mediums teilen. Über die Quantenpunktdichte von $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ lässt sich in diesem Resonator mit einem Durchmesser von $3,6 \mu\text{m}$ eine Anzahl von 500 Quantenpunkten berechnen. Berücksichtigt man nun noch den partiellen räumlichen und spektralen Überlapp der Quantenpunkte mit den Moden so lässt sich eine ungefähre Anzahl von 10 Quantenpunkten abschätzen, die effektiv als Verstärkungsmedium dienen [Wie09]. Im Übergangsbereich zur stimulierten Emission kommt es zu einer Konkurrenz zwischen den Moden. Mode A kann sich gegenüber der Mode B bei zunehmender stimulierter Emission durchsetzen, was sich über den höheren Q-Faktor der Mode A erklären lässt. Durch den höheren Q-Faktor ist die Aufenthaltsdauer der Photonen in der Mode A größer und damit auch die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Emission.

Oberhalb eines Injektionsstroms von $10 \mu\text{A}$ kann die Intensität der Mode B nicht weiter bestimmt werden. Hier konnte die stärkere Mode A nicht mehr durch einen Linearpolarisator herausgefiltert werden.

Die Ausgangskennlinien der Moden A und B mit Rückkopplung sind ebenfalls in Abbildung 4.8b dargestellt. Bei der Mode A lässt sich keine signifikante Veränderung in der Ausgangsleistung durch Rückkopplung feststellen. Die schwächere Mode B verliert dagegen durch Rückkopplung bis zu 25% an Intensität im Bereich von $3,3 \mu\text{A}$ bis $8,3 \mu\text{A}$. Der Laserschwelstrom beider Moden und das grundsätzliche Verhalten bleiben jedoch erhalten.

4.2.3 Photonen-Korrelationsmessungen der Mode A

In diesem Abschnitt werden die Photonen-Korrelationsmessungen der Mode A vorgestellt. Dabei wird zunächst der Injektionsstrombereich um die Laserschwelle betrachtet. Im zweiten Teil dieses Abschnitts wird dann das Verhalten im Lasing diskutiert.

In Abbildung 4.9a ist eine beispielhafte Autokorrelationsmessung 2. Ordnung für einen Injektionsstrom von $3,3 \mu\text{A}$ im Bereich der Lasingschwelle dargestellt. Man erkennt einen deutlichen Peak um $\tau = 0$, welcher durch die erhöhte Wahrscheinlichkeit, zwei Photonen innerhalb kurzer Zeitintervalle zu messen, zustande kommt. Das ist der als Bunching bekannte Effekt bei thermischen Lichtquellen 2.5. Abbildung 4.9b zeigt eine Autokorrelationsmessung für den gleichen Injektionsstrom unter Rückkopplung mit einer externen Kavität von $l_{ext} = 1,79 \text{ m}$. Sofort fallen die zusätzlichen Peaks in einem Abstand eines Vielfachen von 6 ns um $\tau = 0$ auf. Die Zeiten entsprechen der Umlaufzeit des Lichts in der externen Kavität ($t_{ext} = \frac{2l_{ext}}{c_0}$). Offensichtlich gibt es in diesem System eine Korrelation der Photonen aus einem Umlauf, mit den Photonen aus den nächsten Umläufen. Die Korrelationspeaks verändern sich dabei sowohl in ihrer Amplitude als auch in ihrer Form. Sie werden zunehmend asymmetrisch. Eine detaillierte Diskussion dieser Beobachtungen folgt in Kapitel 4.2.6.

In Abbildung 4.9c ist der Bereich der Korrelationskurven mit und ohne Rückkopplung um $\tau = 0$ vergrößert dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Korrelationskurve durch Rückkopplung in ihrer Amplitude gleich bleibt, aber die Breite kleiner wird. Die zugrunde liegenden Parameter der Korrelationskurven, nämlich die Amplitude des Bunchings $g^{(2)}(0)$ und die Breite τ_c , welche der Kohärenzzeit entspricht, können durch Anpassung einer Fitfunktion extrahiert werden. Diese Fitfunktion ist eine Faltung aus einer idealen Bunchingkurve (Gleichung 2.43) und einer Gaußfunktion der Breite $2\sigma = 40 \text{ ps}$, um die endliche Zeitaufösung der Einzelphotonendetektoren zu berücksichtigen [Ulr07]. Die Kohärenzzeit verringert sich in dem gezeigten Beispiel von $0,91 \text{ ns}$ auf $0,36 \text{ ns}$ wohingegen der $g^{(2)}(0)$ Wert nahezu unverändert bleibt.

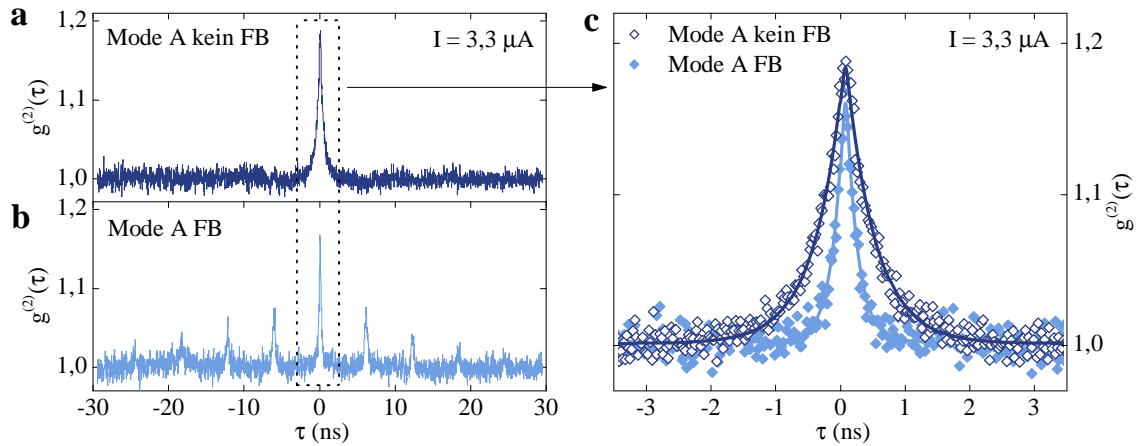


Abbildung 4.9: (a) Autokorrelationskurve der Mode A im thermischen Regime bei einem Strom von $3,3 \mu\text{A}$ ohne Rückkopplung. (b) Autokorrelationskurve der Mode A unter gleichen Bedingungen wie unter (a) mit Rückkopplung durch eine externe Kavität mit der Länge von $1,79 \text{ m}$. Die Wiederholungspeaks des Bunchings um $\tau = 0$ ns treten in einem Vielfachen Abstand der Umlaufzeit der Photonen in der externen Kavität von 6 ns auf. (c) Vergrößerte Darstellung des Bunchings um $\tau = 0$ ns mit und ohne Rückkopplung und zugehörigem Fit. Der $g^{(2)}(0)$ Wert bleibt nahezu konstant, wohingegen die Breite von $0,91 \text{ ns}$ auf $0,36 \text{ ns}$ reduziert wird.

Um dieses Phänomen näher zu untersuchen, wurden Autokorrelationsmessungen mit und ohne Rückkopplung über den Injektionsstrombereich um die Laserschwelle durchgeführt. Die entfalteten $g^{(2)}(0)$ Werte sind in Abbildung 4.10a und die Kohärenzzeiten τ_c in Abbildung 4.10b gezeigt.

Im Injektionsstrombereich zwischen $1,6 \mu\text{A}$ und $5,4 \mu\text{A}$ fallen die $g^{(2)}(0)$ Werte mit und ohne Rückkopplung gleichermaßen von circa $1,3$ auf Werte nahe des Poisson Limits von 1 ab. Dies lässt sich leicht mit dem Übergang eines Mikrolasers von thermischer Emission unterhalb der Laserschwelle hinzu kohärenter Emission im Lasingbetrieb verstehen. Dabei ist zu beachten, dass der ideale Wert von $g^{(2)}(0) = 2$ für eine thermische Lichtquelle für kleine Ströme nicht erreicht wird, da hier die Kohärenzzeit unterhalb der Zeitauflösung der Messapparatur liegt [Rei08b]. Betrachtet man die extrahierte Kohärenzzeit τ_c der Messserie ohne Rückkopplung, so erkennt man auch hier deutlich den Übergang zwischen thermischer und kohärenter Emission. Die Kohärenzzeit steigt von $0,19 \text{ ns}$ auf $1,64 \text{ ns}$ an, was durch zunehmend dominierende stimulierte Emissionsprozesse erklärt werden kann. Vergleicht man dazu die Kohärenzzeiten der Messserie mit Rückkopplung, lässt sich die Beobachtung von Abbildung 4.9c bestätigen. Die Kohärenzzeiten mit Rückkopplung liegen über den gesamten Messbereich deutlich unterhalb der Werte ohne Rückkopplung. Dieser Effekt konnte bereits bei Untersuchungen bei Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasern

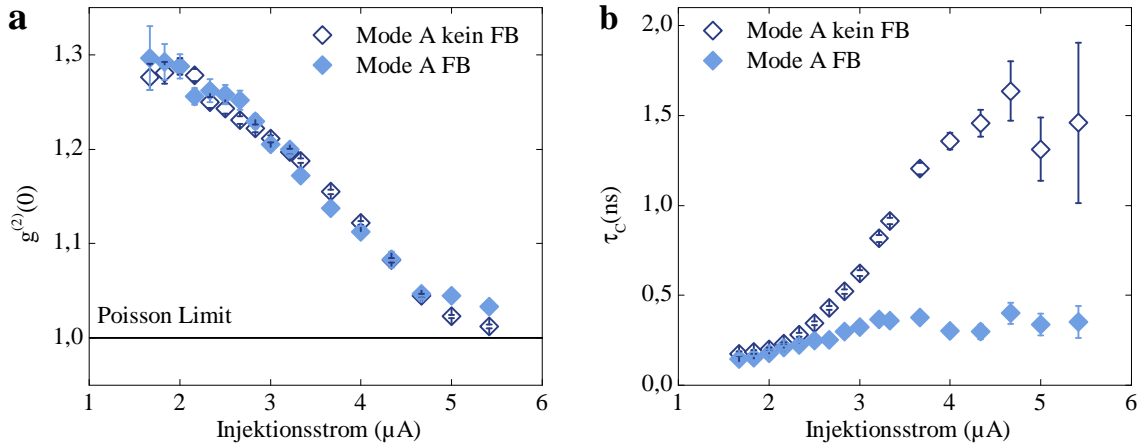


Abbildung 4.10: Extrahierte $g^{(2)}(0)$ (a) und zugehörige τ_c Werte (b) der Mode A in Abhängigkeit des Injektionsstroms mit und ohne Rückkopplung im thermischen Regime für eine externe Kavitätslänge von 1,79 m. Die $g^{(2)}(0)$ Werte fallen mit zunehmendem Strom in Richtung des Poisson Limits von $g^{(2)}(0) = 1$ ab während die Kohärenzzeit τ_c ansteigt. Dies beschreibt den Übergang eines Lasers von thermischer zu kohärenter Emission an der Laserschwelle. Rückkopplung hat keinen Effekt auf die $g^{(2)}(0)$ Werte, aber verringert die Kohärenzzeit deutlich.

(VCSELn) und Halbleiterlasern unter Rückkopplung nachgewiesen werden und wird als Kohärenzkollaps bezeichnet [Len85].

Um die Verringerung der Kohärenzzeit durch optische Rückkopplung direkt nachzuweisen, wurde die Korrelationsfunktion erster Ordnung für einen weiteren Mikrolaser des gleichen Durchmessers von $3,6 \mu\text{m}$ mit einem Michelson Interferometer bestimmt. Abbildung 4.11a zeigt exemplarische Kontrastverläufe für zwei verschiedene Verzögerungen von $\tau = 0,06 \text{ ns}$ und $\tau = 1,13 \text{ ns}$ bei einem Injektionsstrom von $10,8 \mu\text{A}$ in Einheiten der Kavitätswellenlänge λ_c . Die Visibilität wird mittels einer Anpassungsfunktion bestimmt (siehe Gleichung 2.37). Abbildung 4.11b zeigt die Visibilitäten mit und ohne Rückkopplung in logarithmischer Auftragung in Abhängigkeit der Verzögerungszeit für einen Injektionsstrom von $9,1 \mu\text{A}$. Die Kohärenzzeiten können dann mittels Gleichung 2.38 ermittelt werden. Rückkopplung führt hier ebenfalls zu einer Reduktion der Kohärenzzeit von $0,80 \text{ ns}$ auf $0,50 \text{ ns}$. Die Kohärenzzeiten mit und ohne Rückkopplung wurden zusätzlich bei verschiedenen Injektionsströmen bestimmt und in Abbildung 4.11c aufgetragen. Es ergibt sich qualitativ der gleiche Verlauf wie bei den Kohärenzzeiten, die aus den Autokorrelationsmessungen 2.Ordnung für den ersten Mikrosäulenresonator extrahiert wurden. Die Kohärenzzeit nimmt für beide Fälle zu größeren Strömen hin zu und verdeutlicht den Übergang von thermischer Emission hinzu stimulierter kohärenter Emission. Zudem ist über den ganzen Strombereich die Kohärenz durch Rückkopplung verringert und bestätigt den

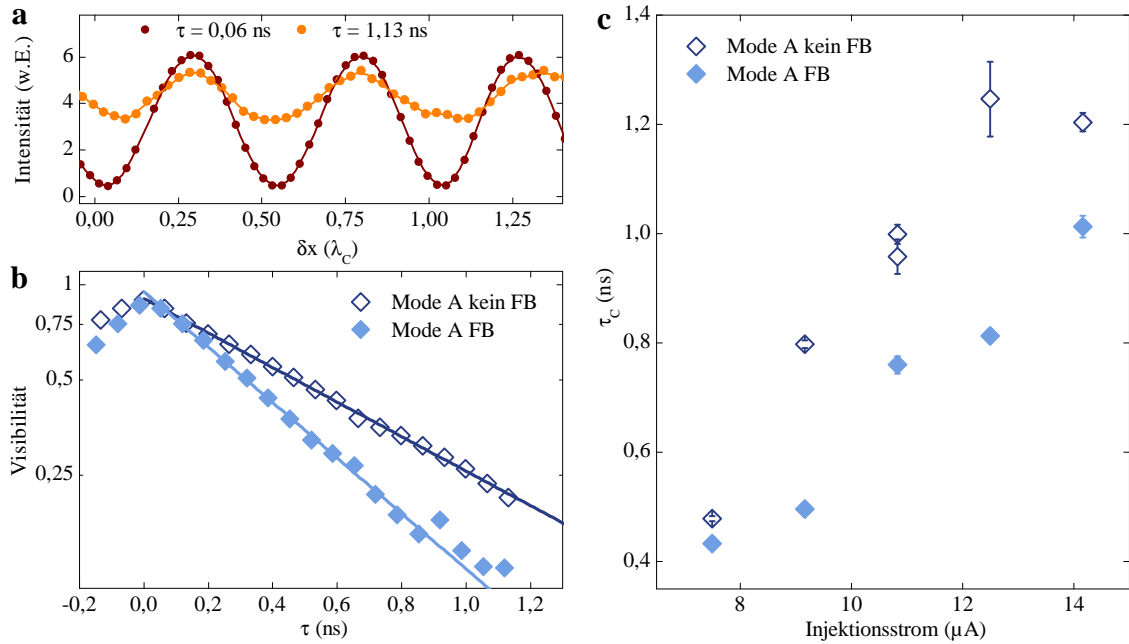


Abbildung 4.11: (a) Interferenzmuster des Michelson Interferometers für einen weiteren Mikrolaser mit einem Durchmesser von $3,6 \mu m$ für einen Injektionsstrom von $10,8 \mu A$ für zwei Verzögerungen von $\tau = 0,06$ ns und $\tau = 1,13$ ns. Die Visibilität nimmt für größere Verzögerungen ab, da die Kohärenzlänge einen endlichen Wert hat. (b) Extrahierte Visibilität der starken Mode A in Abhängigkeit der Verzögerung τ mit und ohne Rückkopplung. Durch Rückkopplung wird die Kohärenzzeit des Mikrolasers von $0,80$ ns auf $0,50$ ns reduziert. (c) Kohärenzzeiten des Mikrolasers in Abhängigkeit des Injektionsstroms im thermischen Regime mit und ohne Rückkopplung. Im gesamten Bereich ist die Kohärenzzeit durch Rückkopplung verringert.

aus der Literatur bekannten Kohärenzkollaps. Die größere Streuung der Messwerte ist auf die Messmethode mit dem Michelson Interferometer zurückzuführen, das sehr sensitiv auf Justage ist.

Nun betrachten wir den Strombereich, der weit oberhalb der Laserschwelle liegt ($I > 8 \mu A$) und stellen die Länge der externen Kavität auf $3,48$ m. In Abbildung 4.12a-c sind Korrelationskurven mit und ohne Rückkopplung für einen Injektionsstrom von $33 \mu A$ dargestellt. Ohne Rückkopplung zeigt die Photonenstatistik des Mikrolasers kein Bunching, so wie es von einer kohärenten Lichtquelle zu erwarten ist. Dagegen ist mit Rückkopplung in der Korrelationskurve ein deutliches Bunching mit den bereits bekannten Wiederholungspeaks in den Abständen der Umlaufzeit der Photonen in der externen Kavität von $11,6$ ns zu erkennen. Die Korrelationsmessungen wurden über einen weiten Strombereich zwischen $8 \mu A$ und $45 \mu A$ durchgeführt und die $g^{(2)}(0)$ Werte und die Brei-

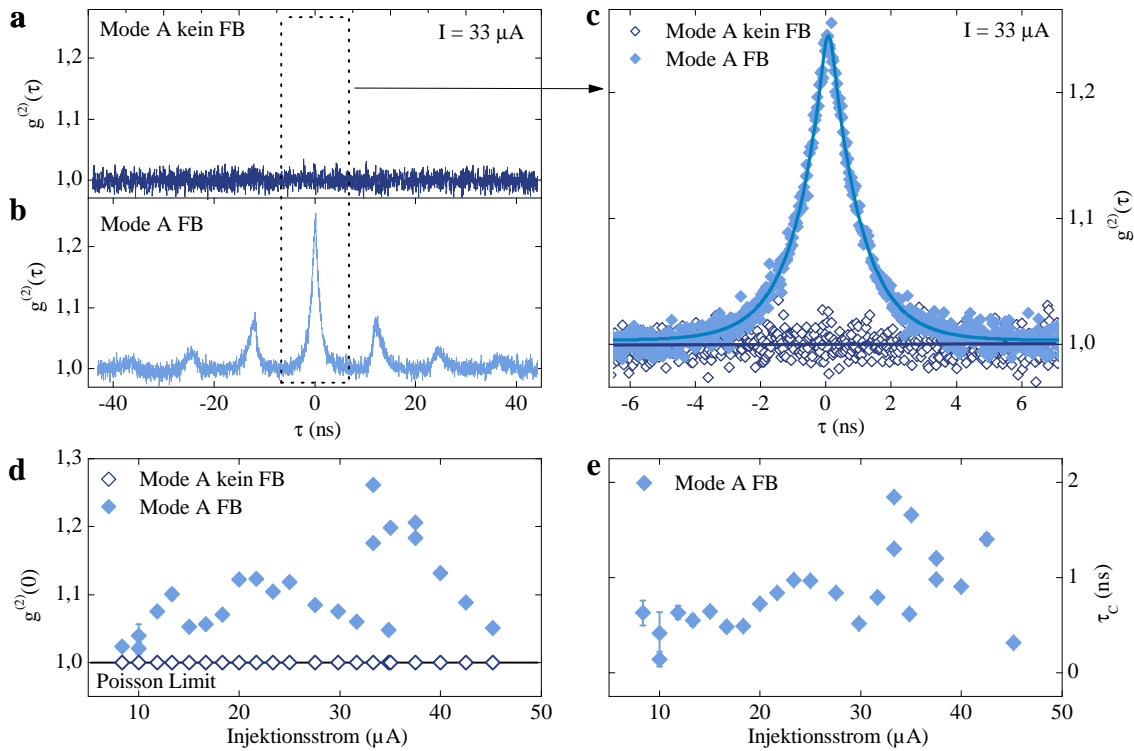


Abbildung 4.12: Korrelationskurven der Mode A ohne (a) und mit Rückkopplung (b) im Bereich des Lasings für einen Strom von $33 \mu\text{A}$ mit einer externen Kavitätslänge von $3,48 \text{ m}$. (c) Vergrößerte Darstellung des Bereichs um $\tau = 0 \text{ ns}$ und zugehöriger Fit. Durch Rückkopplung entsteht ein Bunching von Photonen mit einem $g^{(2)}(0)$ Wert von $1,26$, was wegen der gleichbleibenden Ausgangsleistung ein Beweis für zeitliche Intensitätsfluktuationen ist. (d) Auftragung der $g^{(2)}(0)$ Werte und (e) Breiten des Bunchings in Abhängigkeit des Injektionsstroms. Im gesamten Strombereich kann das Bunching durch Rückkopplung nachgewiesen werden. Die zugehörigen Zeitskalen liegen bei einigen hundert Pikosekunden bis wenigen Nanosekunden.

ten des Bunchingsignals extrahiert (Abbildung 4.12d,e). Im gesamten Strombereich wurde ohne Rückkopplung ein $g^{(2)}(0) = 1$ gemessen. Wird dagegen die Rückkopplung eingestellt, kann überall ein Bunching nachgewiesen werden, wobei sowohl die $g^{(2)}(0)$ Werte als auch die Breiten des Bunchingsignals starken Schwankungen unterliegen.

Dieses Bunching tritt nur durch Rückkopplung auf und muss klar von thermischem Bunching unterschieden werden. Da die gemittelte Ausgangsintensität des Mikrolasers durch Rückkopplung unverändert bleibt, aber in der Autokorrelationsmessung ein signifikantes Bunching auftritt, müssen die Photonen gebündelt an den Detektoren ankommen. Dies kann nur durch zeitliche Fluktuationen in der Ausgangsleistung des Mikrolasers erklärt werden. Die rückgekoppelten Photonen beeinflussen den Mikrolaser also dahinge-

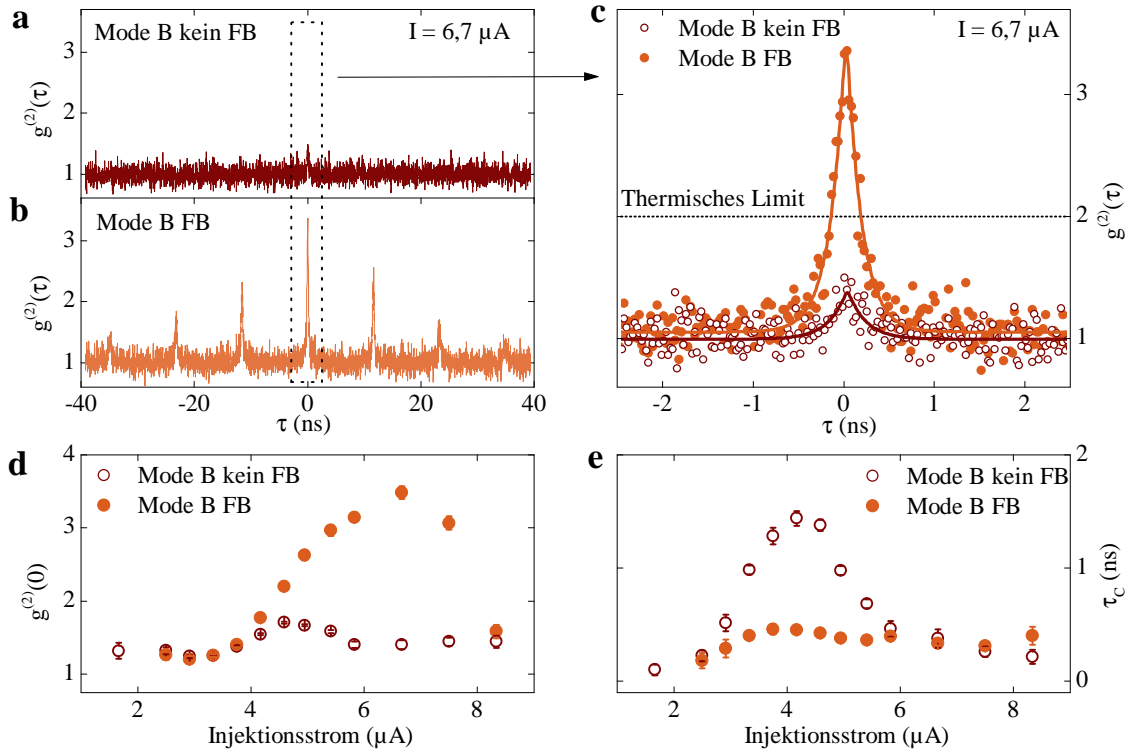


Abbildung 4.13: Korrelationskurven der Mode B ohne (a) und mit Rückkopplung (b) für einen Injektionsstrom von $6,7 \mu\text{A}$ mit einer externen Kavitätslänge von $3,48 \text{ m}$. (c) Vergrößerte Darstellung des Bereichs um $\tau = 0 \text{ ns}$ und zugehörige Fits. Durch Rückkopplung entsteht ein Bunching mit einem $g^{(2)}(0)$ Wert von $3,48 \pm 0,09$, das deutlich über dem theoretischen Limit einer thermischen Lichtquelle mit konstanter Ausgangsintensität von $g^{(2)}(0) = 2$ liegt und nur durch Intensitätsfluktuationen erklärt werden kann. (d) $g^{(2)}(0)$ und (e) τ_c Werte in Abhängigkeit des Injektionsstroms. Ohne Rückkopplung beschreiben die Kurven einen Übergang von thermischer zu kohärenter Emission und einen zweiten Übergang zurück. Durch Rückkopplung werden die $g^{(2)}(0)$ Werte ab einem Strom von $4 \mu\text{A}$ erhöht und liegen teilweise deutlich über einem Wert von 2.

hend, dass dessen Betrieb instabil wird, so wie es bei den leistungsstarken Laserdioden mit externer Kavität der Fall ist. Im nächsten Abschnitt wird aufgezeigt, dass dieser Effekt auch bei der schwächeren Mode B auftritt und sogar noch ausgeprägter ist.

4.2.4 Photonen-Korrelationsmessungen der Mode B

In diesem Abschnitt betrachten wir die Photonkorrelationsexperimente der Mode B. In Abbildung 4.13a-c sind zwei beispielhafte Korrelationskurven mit und ohne Rückkopplung für einen Injektionsstrom von $6,7 \mu\text{A}$ dargestellt.

Dieser Stromwert liegt in einem Bereich in dem die Mode B bereits ihr Intensitätsmaximum überschritten hat und mit zunehmendem Strom an Intensität verliert (vgl. Abb. 4.8). Die externe Kavitätslänge beträgt 3,48 m, was einer Umlaufzeit der Photonen von 11,6 ns entspricht. Ohne Rückkopplung ist bereits ein Bunching zu erkennen. Der $g^{(2)}(0)$ Wert beträgt $1,40 \pm 0,06$. Mit Rückkopplung sind ein deutlicher Anstieg des $g^{(2)}(0)$ Wertes auf $3,48 \pm 0,09$ und die bekannten Wiederholungsspeaks im Abstand von 11,6 ns zu erkennen. Dieser $g^{(2)}(0)$ Wert übersteigt deutlich sowohl das theoretische Limit einer kohärenten ($g^{(2)}(0) = 1$) als auch einer thermischen Lichtquelle ($g^{(2)}(0) = 2$). Diese maximalen $g^{(2)}(0)$ Werte sind allerdings nur für Lichtquellen gültig, die einen zeitlich konstanten Intensitätsverlauf zeigen. Das hier beobachtete Bunching lässt sich erklären wenn diese Bedingung fallengelassen wird. Es ist wie in Kapitel 4.2.3 aufgezeigt Ergebnis von Intensitätsfluktuationen die durch Rückkopplung von Photonen in die optische Mode ausgelöst werden. Bevor wir diesen Sachverhalt intensiver diskutieren, betrachten wir zunächst die Abhängigkeit der $g^{(2)}(0)$ und τ_c Werte vom Injektionsstrom (siehe Abb.4.13d,e).

Ohne Rückkopplung fallen die $g^{(2)}(0)$ Werte bis zum Maximum der Ausgangsintensität der Mode B zunächst ab. Gleichzeitig steigt τ_c von 0,10 ns auf 1,43 ns an und beschreibt damit den Übergang von thermischer zu kohärenter Emission. Ab dem Intensitätsmaximum steigt die $g^{(2)}(0)$ wieder an und die Kohärenzzeit wird stetig reduziert, was für einen zweiten Übergang zurück zu thermischer Emission spricht. Betrachtet man die $g^{(2)}(0)$ Werte mit Rückkopplung stellt man eine Erhöhung gegenüber den Werten ohne Rückkopplung im Strombereich zwischen $4,2 \mu\text{A}$ und $8,3 \mu\text{A}$ fest. Die Mehrzahl der Werte ist dabei größer als zwei und ist damit zweifelsfrei Beleg für zeitliche Fluktuationen der Ausgangsintensität. Die Breiten des Bunchingsignals sind dabei stets verkleinert durch Rückkopplung.

Das Maximum der $g^{(2)}(0)$ Werte von $3,48 \pm 0,09$ der Mode B tritt bei einem Strom von $6,7 \mu\text{A}$ auf. Bei höheren Strömen können die Photonen der deutlich stärkeren Mode A nicht mehr komplett über den Linearpolarisator herausgefiltert werden. Da Photonen dieser Mode deutlich geringer gebündelt auftreten, was an den kleineren $g^{(2)}(0)$ Werten ersichtlich ist (vgl. Abb. 4.12d), wird die Messung der Photonenstatistik der Mode B verfälscht und zunehmend kleinere $g^{(2)}(0)$ Werte gemessen. Man beachte dass der höchste $g^{(2)}(0)$ Wert an einem Punkt gemessen wurde, an dem sich die Ausgangsleistungen der beiden Moden um mehr als eine Größenordnung unterscheiden. Wie in Kapitel 4.2.2 besprochen, teilen sich beide Moden die Verstärkung von circa 10 Quantenpunkten. Ihre Ausgangsleistungen sind damit über das Verstärkungsmedium, den Quantenpunkten, gekoppelt. Werden nun Photonen über die externe Kavität in den Mikroresonator zurückgekoppelt, führen bereits schwache Intensitätsfluktuationen der stärkeren Mode A zu starken Intensitätsfluktuationen der schwächeren Mode B. Dabei sind die relativen Fluktuationen im Bezug

zur mittleren Intensität der Moden für die Höhe des Bunchings entscheidend. Große $g^{(2)}(0)$ Werte entsprechen folglich großen Relativschwankungen der Ausgangsintensität. Auffällig ist zudem, dass die Korrelationsmesswerte der Mode B deutlich weniger streuen, als die der Mode A. Offensichtlich sind die Intensitätsfluktuationen der Mode B stabiler gegenüber äußeren Einflüssen wie zum Beispiel der Justage zwischen den einzelnen Messungen, die zu einer Veränderung der Rückkopplungsstärke, also der Anzahl der Photonen, die in den Mikroresonator rückgekoppelt werden, führen kann. Dies erscheint plausibel, da Mode A durch den höheren Q-Faktor den Wettstreit um das Verstärkungsmedium gewinnt und in einen stabilen Lasingbetrieb übergeht. Eine Störung dessen ist schwieriger als bei Mode B, die von vorneherein in diesem Strombereich das instabilere System darstellt und durch Rückkopplung leichter in den fluktuierenden Lasingbetrieb gebracht werden kann.

Ein grundsätzliches Problem bei der Diskussion der Korrelationswerte der Mode B soll hier noch erwähnt werden. Bereits ohne Rückkopplung ist im gesamten Strombereich ein thermisches Bunching vorhanden. Eine Überhöhung der $g^{(2)}(0)$ Werte durch Rückkopplung legt nahe, dass es Mischzustände zwischen thermischem, kohärentem und gepulstem Licht gibt. Bei der Mode A konnte im Bereich der Lasingschwelle keine signifikante Veränderung der $g^{(2)}(0)$ Werte durch Rückkopplung festgestellt werden. Würde das ebenfalls für das thermische Bunching der schwächeren Mode B gelten, wäre eine Separation der Effekte des thermischen und gepulsten Bunchings möglich. Bei einem Strom von $6,7 \mu\text{A}$, einem gemessenen Bunching bei Rückkopplung von $g^{(2)}(0) = 3,48 \pm 0,09$ und einem gemessenen thermischen Bunching ohne Rückkopplung von $g^{(2)}(0) = 1,40 \pm 0,06$ wäre folgendes Bunching nur durch Intensitätsfluktuationen ableitbar:

$$g_{\text{Fluktuation}}^{(2)}(0) = g_{\text{Rückkopplung}}^{(2)}(0) - g_{\text{thermisch}}^{(2)}(0) + 1 = 3,08 \pm 0,15. \quad (4.7)$$

Dieser Wert sollte nur als eine Abschätzung gesehen werden. Ein Beweis dieser Annahmen ist aufgrund der komplexen Dynamik der Mikrolaser schwierig zu führen.

4.2.5 Zusammenfassung und Diskussion der Korrelationsergebnisse

In Abbildung 4.14 ist eine Zusammenstellung der Eingangs-Ausgangscharakteristik und der Parameter der Korrelationsfunktion 2.Ordnung $g^{(2)}(0)$ und τ_c für beide Moden A und B mit und ohne Rückkopplung für eine einheitliche externe Kavitätslänge von $3,48 \text{ m}$ dargestellt. Es stellt eine Zusammenfassung der Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte dar und ist Grundlage für die Diskussion der Fragestellung im zweiten Teil dieses Abschnittes, ob die auftretenden Intensitätsfluktuationen chaotisch sind.

In Abbildung 4.14b sind die $g^{(2)}(0)$ Werte der Mode A mit und ohne Rückkopplung über den gesamten Strombereich gezeigt. Das thermische Bunching im Strombereich von $1,6 \mu\text{A}$ bis $5 \mu\text{A}$ ist deutlich getrennt von dem neuen Phänomen des Bunchings zwischen

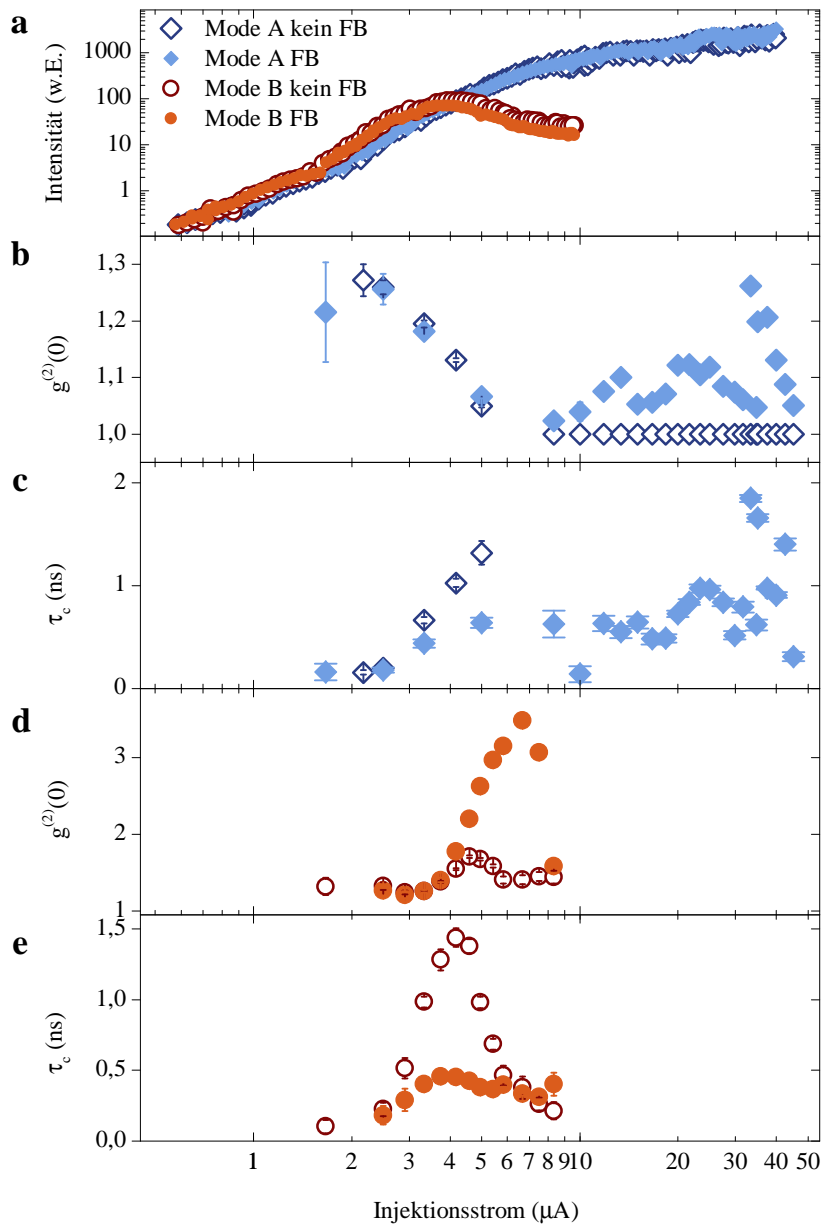


Abbildung 4.14: Zusammenstellung der Eingangs-Ausgangs Kennlinien (a), $g^{(2)}(0)$ (b) und τ_c Werte (c) der Mode A, $g^{(2)}(0)$ (d) und τ_c Werte (e) der Mode B jeweils mit und ohne Rückkopplung für eine einheitliche externe Kavitätslänge von 3,48 m.

8,3 μA und 46 μA , das durch Intensitätsfluktuationen zustande kommt. Die zugehörigen Breiten des Bunchingsignals τ_c sind in Abbildung 4.14c aufgetragen. Im Bereich der Laserschwelle ist die Verringerung der Kohärenzzeit zu erkennen. Im hohen Strombereich streuen die Werte ähnlich stark wie die $g^{(2)}(0)$ Werte, was nicht durch die reinen statistischen Fehler zwischen den Messungen erklärbar ist, sondern auf eine hohe Sensitivität des Mikrolasers auf die Justage der Rückkopplung zurückzuführen ist. Auffällig ist zudem, dass anscheinend eine Korrelation zwischen den Parametern der Korrelationsfunktion besteht.

Große $g^{(2)}(0)$ Werte treten zusammen mit großen Breiten τ_c des Bunchingsignals auf. Das legt die Vermutung nahe, dass die Breite des Bunchingsignals, das durch Intensitätsfluktuationen zustande kommt, nicht direkt als Kohärenzzeit τ_c wie bei thermischem Bunching interpretiert werden kann. Wie im vorangegangenen Abschnitt besprochen, stehen große $g^{(2)}(0)$ Werte für starke Relativschwankungen der Intensität, die durch eine gute Justage der Rückkopplung und damit einer großen Rückkopplungsstärke zustande kommen. Eine damit verbundene größere Kohärenzzeit widerspricht fundamental den Ergebnissen aus Kapitel 4.2.3, bei denen eine Reduktion der Kohärenzzeit durch Rückkopplung durch eine direkte Messung mit dem Michelson-Interferometer nachgewiesen wurde. Starke Rückkopplung und große Intensitätsschwankungen können daher nicht mit hoher Kohärenzzeit in Einklang gebracht werden. Vielmehr gibt die Breite des gepulsten Bunchings eine charakteristische Zeitspanne an, innerhalb derer Photonen korreliert in Bündeln auftreten. Sie geben damit einen kleinen Einblick in die inneren Abläufe der pulsierenden Mikrolaser und damit der Zeitskalen, auf denen die Intensitätsschwankungen ablaufen. Die hier beobachteten Zeiten legen nahe, dass die Fluktuationen in der Größenordnung einiger hundert Pikosekunden bis wenigen Nanosekunden auftreten.

Die Ergebnisse der Mode B sind in Abbildung 4.14d,e zusammengefasst. In Verbindung mit der Eingangs-Ausgangs-Kennlinie ist gut zu erkennen, dass sich die Mode B bis zu einem Strom von $3,5 \mu A$ analog zur Mode A verhält. Ohne Rückkopplung ist ein superlinearer Anstieg der Ausgangsintensität zu beobachten, die $g^{(2)}(0)$ Werte fallen und die Kohärenzzeiten τ_c steigen mit zunehmendem Injektionsstrom. Durch Rückkopplung wird die Kohärenzzeit reduziert. Die Intensität und die $g^{(2)}(0)$ Werte bleiben jedoch unverändert. In beiden Fällen ist jedoch klar der Übergang in den Lasingbetrieb zu erkennen. Zu höheren Strömen hin sättigt die Intensität und fällt danach ab, was mit einer Verringerung der Kohärenzzeit einhergeht. Ein stets messbares Bunching ist dabei ein Hinweis auf eine zunehmend thermische Emission. Mit Rückkopplung wurden $g^{(2)}(0)$ Werte deutlich oberhalb von 2 mit einem Maximum von $g^{(2)}(0) = 3,48 \pm 0,09$ gemessen. Im Gegensatz zur Mode A treten hier jedoch thermisches Bunching und gepulstes Bunching im gleichen Strombereich auf, so dass sie nicht getrennt voneinander betrachtet werden können. Vor allem die Fragestellung, ob die Breite des Bunchings unter Rückkopplung als Kohärenzzeit interpretiert werden kann, oder ob die Pulsverteilung einen dominanteren Einfluss auf die Photonen-Korrelationsmessung hat, lässt sich mit der hier verwendeten Messtechnik nicht endgültig klären.

Die bisher gezeigten experimentellen Ergebnisse belegen eindeutig, dass Mikrolaser durch Rückkopplung von Photonen in die Mikrokavität zu Intensitätsfluktuationen angeregt werden können. Es bleibt jedoch die Frage zu klären, ob diese Fluktuationen chaotisch sind. Eine direkte Detektion der Intensität in Abhängigkeit der Zeit ist aufgrund der nied-

rigen Ausgangsleistung im Bereich von 100 nW nicht möglich. Nimmt man an, dass die Fluktuationen auf einer Zeitskala von 250 ps auftreten, entspricht das einer Photonenzahl in dieser Zeitspanne von ungefähr 100 Photonen. Mit modernen Einzelphotonendetektoren können zwar einzelne Photonen mit einer genügend großen Zeitauflösung gemessen werden, aber sie besitzen eine vergleichsweise hohe Totzeit von mehreren Nanosekunden zwischen zwei Detektionsereignissen, was eine Visualisierung der Pulse unmöglich macht. Mit einer Streakkamera könnte dieses Problem in späteren Arbeiten umgangen werden [Aßm09]. Da mit der verwendeten Messmethode die Fluktuationen nicht direkt gemessen werden können, sondern nur die daraus resultierende Korrelationsfunktion bestimmt werden kann, wird im Folgenden ein Vergleich zu Ergebnissen von Laserdioden mit Rückkopplung gezogen. In der Literatur finden sich zahlreiche Arbeiten zu Halbleiterlasern, wie zum Beispiel VCSELn, die auf ihre Eigenschaften unter Rückkopplung untersucht wurden [Lan80, Chu91]. So wurden unterschiedliche Zustände beschrieben in denen sich ein Halbleiterlaser unter Rückkopplung befinden kann, die vor allem durch die externen Parameter wie zum Beispiel der externen Kavitätslänge und der Rückkopplungsstärke definiert sind. So unterscheidet man zwischen kontinuierlichem, periodischem, quasiperiodischem, modengekoppeltem und chaotischem Laserbetrieb [Sac89, Mör90, VT95a]. J. Law und G. Agrawal definierten dabei einen Rückkopplungsparameter F_{ext} , der die Stärke der Rückkopplung beschreibt [Law97a, Law97b, Law98]:

$$F_{ext} = \frac{1 - R_{DBR}}{R_{DBR}} \sqrt{R_{DBR} \cdot R_{ext}}. \quad (4.8)$$

Dabei beschreibt R_{DBR} die Reflektivität des oberen Braggspiegels an der Energieposition der Lasermode und R_{ext} den Anteil der Photonen, die auf den Resonator rückgekoppelt werden. Übersteigt die Rückkopplungsstärke einen bestimmten Wert, so geht der Laser von einem kontinuierlichen Betrieb in einen periodischen Selbstpulsierungszustand über. Die Frequenz der Schwingung entspricht dabei den Relaxationsschwingungen des Lasers. Sie ergeben sich aus dem Wechselspiel zwischen der Lichtintensität und der Ladungsträgerdichte und treten vor allem in Halbleiterlasern auf, bei denen die Lebenszeiten im oberen Laserniveau größer als die Lebenszeit der Photonen im Resonator sind [VT95a]. Typische Frequenzen für Halbleiterlaser liegen dabei im Gigahertzbereich. Dieser Selbstpulsierungszustand kann für die hier untersuchten Mikrolaser ausgeschlossen werden. Die verwendeten Korrelationsmessungen sind äußerst sensitiv auf periodische Signale. Die Zeitauflösung der Einzelphotonendetektoren von 40 ps wäre gut genug um periodische Intensitätsfluktuationen im Gigahertzbereich aufzunehmen und würde sich in einer periodischen Modulation der Korrelationskurve zeigen. Da jedoch in keiner Messung Anzeichen für so eine Modulation gefunden wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die Intensitätsschwankungen nicht periodisch sind und der Mikrolaser unter Rückkopplung sich in einem anderen Zustand befinden muss.

Steigt die Rückkopplungsstärke weiter an, kann der Laser entweder über stetige Periodenverdopplung oder eine quasiperiodische Route ins Chaos übergehen [Law98].

Vergleicht man die Rückkopplungsparameter in den Publikationen von J. Law und G. Agrawal, so stellt man fest, dass sich für Werte $F_{ext} > 10^{-3}$ die Laser immer im chaotischen Bereich befunden haben. Eine Abschätzung des Rückkopplungsparameters für die in der Arbeit verwendeten Mikrolaser kann folglich einen Hinweis liefern, ob die beobachteten Intensitätsschwankungen der Mikrolaser chaotisch sind. Der Parameter R_{ext} in Gleichung 4.8 ist maximal 0,81, da das Licht in einem Umlauf in der externen Kavität zweimal einen 90/10 Strahlteiler durchlaufen muss. Für eine Abschätzung nach unten wird $R_{ext} = 0,2$ angenommen um weitere Verluste durch Justage der Rückkopplung zu berücksichtigen. Die Reflektivität des Mikrolasers an der Energieposition der Mode wird bei einem fast ausgeglichenen Verhältnis von oberen zu unteren Braggspiegeln mit 0,8 abgeschätzt. Bei vergleichbaren Strukturen mit einer etwas höheren Anzahl von Braggspiegeln wurden Reflektivitäten bis zu 0,2 [Loo10] und 0,55 [You11] berichtet. Die Abschätzung der Einkopplung von mindestens 20% der rücklaufenden Photonen ist damit eine gute Abschätzung nach oben. Der Rückkopplungsparameter wäre damit $F_{ext} = 0,1$ und der Mikrolaser deutlich im chaotischen Regime.

Modenkopplung kann ebenfalls als Erklärung für pulsierende Laseremission ausgeschlossen werden. Der Frequenzabstand von Moden in einer externen Kavität lässt sich über $f = c/2L_{ext}$ berechnen und beträgt in unserem Fall 86 MHz, was einem Energieabstand von $0,35 \mu\text{eV}$ entspricht. Die Bandbreite des Verstärkungsmediums wäre groß genug, damit mehrere Moden anschwingen können. Allerdings sind die Kohärenzzeiten der Mikrolaser von einigen hundert Pikosekunden bis wenigen Nanosekunden kleiner als die Umlaufzeit in der externen Kavität von 11,6 ns. Damit können Photonen aus der externen Kavität nicht kohärent in den Mikrolaser rückgekoppelt werden und die für eine Modenkopplung notwendige Interferenz kommt nicht zustande.

Die Dynamik einer einzelnen longitudinalen Mode eines Halbleiterlasers mit optischer Rückkopplung durch einen externen Resonator kann mit den Lang-Kobayashi Gleichungen beschrieben werden [Lan80]. Dies sind Differenzialgleichungen für die komplexe Amplitude des elektrischen Feldes und der Ladungsträgerdichte. Ahlers et al. teilten die komplexe Gleichung des elektrischen Feldes in zwei reale Gleichungen für die Amplitude und Phase des elektrischen Feldes auf [Ahl98]. Für einen beispielhaften Satz von Parametern (aus [VT95b]) konnten sie mit numerischen Verfahren zeitliche Verläufe der Laserintensität ermitteln. Die Rückkopplungsstärke wird in diesem Modell durch eine Rückkopplungsrate κ festgelegt. In dieser Arbeit wurden die Gleichungen aus [Ahl98] mit den identischen Parametern erneut gelöst um aus den Intensitätsverläufen für unterschiedliche Rückkopplungsraten die Korrelationsfunktionen 2. Ordnung zu bestimmen. Insgesamt

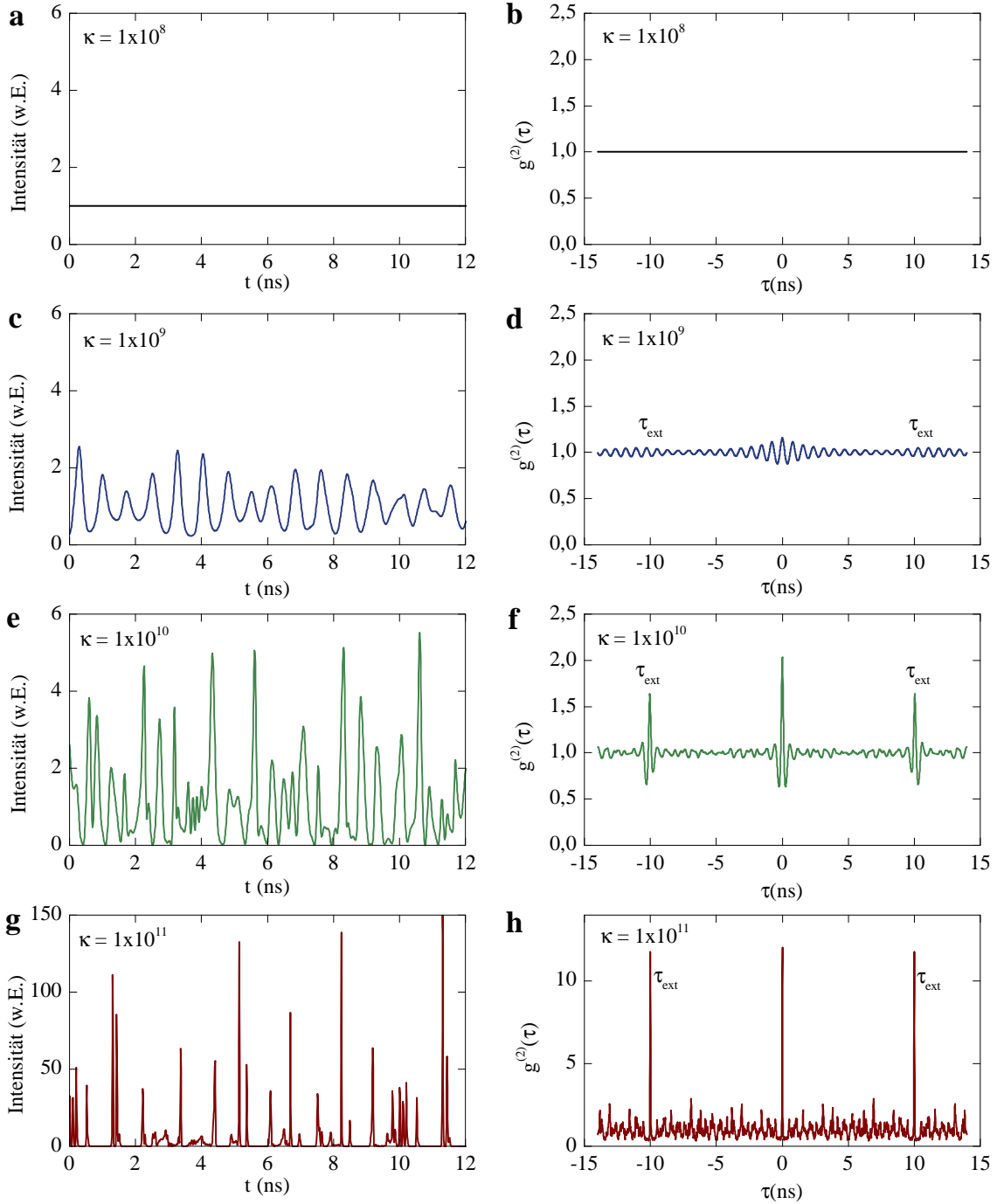


Abbildung 4.15: Simulierte Intensitätsverläufe und berechnete Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung einer longitudinalen Mode eines Halbleiterlasers mit optischer Rückkopplung durch eine externe Kavität ($\tau_{ext} = 10$ ns) mit Rückkopplungsraten $\kappa = 10^8 \text{ s}^{-1}$ (a,b), $\kappa = 10^9 \text{ s}^{-1}$ (c,d), $\kappa = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (e,f) und $\kappa = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ (g,h). Das System ist für $\kappa > 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ chaotisch [Ahl98]. Größere Intensitätsfluktuationen resultieren in einem größeren $g^{(2)}(0)$ Wert.

wurden Intensitätsverläufe für eine Zeitspanne von 700 ns für Rückkopplungsraten zwischen $\kappa = 10^8 \text{ s}^{-1}$ und $\kappa = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ermittelt und daraus die Autokorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau) = C \int I(t)I(t + \tau)dt$ mit der Normierungskonstanten C berechnet. In Abbildung 4.15 sind Ausschnitte der Intensitätsverläufe und die Korrelationsfunktion 2. Ordnung dargestellt. Für $\kappa = 10^8 \text{ s}^{-1}$ ist eine zeitliche konstante Laseremission zu beobachten. Die Autokorrelationsfunktion ist zu allen Zeiten gleich 1. Bei einer Rückkopplungsrate von $\kappa = 10^9 \text{ s}^{-1}$ ist das System bereits chaotisch, da hier bereits die zehn größten Lyapunow-Exponenten positiv sind [Ahl98][Pou02]. Der Intensitätsverlauf zeigt jedoch noch eine hohe Periodizität, die direkt durch Oszillationen im Verlauf von $g^{(2)}(\tau)$ widergespiegelt werden. Für $\kappa = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ist der Intensitätsverlauf deutlich unregelmäßiger, und die relativen Intensitätsschwankungen größer. Dies resultiert in einem größeren $g^{(2)}(0)$ von 2. Die quasiperiodischen Wiederholungen der Intensitätsmuster mit der Umlaufzeit $\tau_{ext} = 10 \text{ ns}$ führen zu ausgeprägten Wiederholungspeaks des Bunchings [Ros07]. Auffallend ist, dass $g^{(2)}(\tau)$ kurz nach den Maxima des Bunchings Werte kleiner als 1 annimmt. Dieses antibunchende Verhalten ist auf die endliche Zeitspanne zwischen der Aussendung zweier Laserpulse zurückzuführen. Im Experiment konnten dafür jedoch keine Anhaltspunkte gefunden werden. Ein Grund dafür kann die Abnahme dieser Zeitspanne mit zunehmendem Abstand vom Schwellpumpstrom sein [Ros07]. Außerdem würde eine stärkere Variation der Pulsbreiten, die bei Sub- μ Watt Lasern aufgrund von größeren Fluktuationen auftreten, den Verlauf von $g^{(2)}(\tau)$ „ausschmieren“ und das Antibunching verdecken. Bei einer Rückkopplungsrate von $\kappa = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ wird die gesamte Laserleistung in wenigen Pikosekunden breiten und sehr intensiven Pulsen emittiert. Die Korrelationsfunktion bei $\tau = 0$ ist hier größer als 10. Die Höhe und Breite des Bunchings um $\tau = 0$ steht in allen gezeigten Fällen in engem Zusammenhang mit der Pulsform aus den Intensitätsverläufen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass optische Rückkopplung auf einen Mikrolaser durch eine externe Kavität zu Intensitätsschwankungen führt. Ein Vergleich mit simulierten Intensitätsverläufen eines Halbleiterlasers mit optischer Rückkopplung zeigt, dass sich Fluktuationen als Bunching in einer Autokorrelationsmessung 2. Ordnung nachweisen lassen. Die Abwesenheit von periodischen Signalen in den Korrelationskurven, ein großes Bunching von $g^{(2)}(0) = 3,48 \pm 0,09$, der Vergleich mit den verwandten Halbleiterlasern und die große Rückkopplungsstärke zeigen, dass mit großer Wahrscheinlichkeit davon ausgegangen werden kann, dass optische Rückkopplung bei Mikrolasern zu chaotischen Intensitätsschwankungen führt.

4.2.6 Dynamische Effekte der Rückkopplung

Bisher wurde mit Hilfe des Bunching Peaks um $\tau = 0$ gezeigt, dass die Intensitätsschwankungen in den Mikrolasern mit hoher Wahrscheinlichkeit chaotisch sind. In diesem Ab-

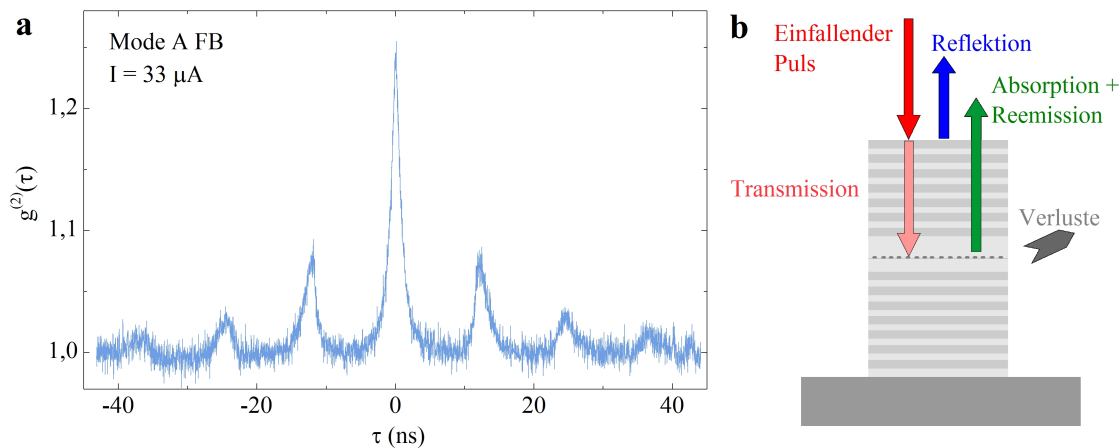


Abbildung 4.16: (a) Korrelationskurve der Mode A für einen Strom von $33 \mu\text{A}$ mit Rückkopplung. Auffällig sind die asymmetrischen Wiederholungspeaks des Bunchings 0ter Ordnung, die über eine teilweise Verzögerung der Photonenpulse durch Absorption durch die Quantenpunkte erklärt werden können. (b) Schematische Darstellung eines Mikrolasers. Ein einfallender Puls kann teilweise direkt an der Oberseite reflektiert werden oder in die Kavität eindringen, wo die Photonen absorbiert und reemittiert werden können. Dabei können stimulierte Emission und Verluste auftreten.

schnitt soll der Frage nachgegangen werden, welche Prozesse im Detail ablaufen können, wenn ein Photonenpuls durch die externe Kavität auf den Mikrolaser zurückgekoppelt wird. Die dazu notwendigen experimentellen Hinweise liefern hier vor allem die Wiederholungspeaks des Bunchings im n -fachen Abstand der Umlaufzeit τ_{ext} der externen Kavität.

In Abbildung 4.16a ist eine exemplarische Korrelationskurve der Mode A für einen Injektionsstrom von $33 \mu\text{A}$ dargestellt. Die Wiederholungspeaks des Bunchings 0-ter Ordnung sind hier deutlich asymmetrisch und deren Breite nimmt mit zunehmender Ordnung zu. Im Folgenden soll ein Modell entwickelt werden, um diese Effekte zu erklären und Rückschlüsse auf die Wechselwirkung der rückgekoppelten Photonen mit dem Mikrolaser zu ziehen.

Erinnern wir uns zunächst daran, wodurch die Wiederholungspeaks zustande kommen. Verlässt ein Photonenpuls den Mikrolaser, wird am Strahlteiler ein Teil des Lichts zum Hanbury-Brown und Twiss Aufbau abgezweigt, und das restliche Licht durch einen Spiegel zurück auf den Mikrolaser fokussiert. Es kommt zur Aussendung eines neuen Pulses, der im Vergleich zum auslösenden Puls zeitlich um die Umlaufzeit im externen Resonator versetzt ist. Dabei können mehrere Pulse gleichzeitig in der externen Kavität umherlaufen, die sich alle quasiperiodisch in der Zeit reproduzieren [Ros07]. Die Wiederholungspeaks in der Autokorrelationsmessung sind eine Folge aus der Korrelation zwischen

diesen Pulsfolgen. Es handelt sich also nicht um eine Korrelation zwischen Pulsen, die direkt nacheinander den Mikrolaser verlassen.

Betrachten wir nun genauer was passiert, wenn ein Photonenpuls auf den Mikrolaser trifft. In Abbildung 4.16b ist eine Skizze dargestellt, die diese Situation veranschaulicht. Ein Teil des Pulses kann direkt am oberen DBR reflektiert werden. Der andere Teil kann in den Resonator eindringen. Dort können die Photonen entweder von den Quantenpunkten absorbiert und wieder reemittiert werden, unter Umständen stimulierte Emission erzeugen, oder den Resonator ohne Wechselwirkung wieder verlassen. Bei allen Prozessen können zusätzlich Verluste auftreten. So kann an der Oberfläche des Mikrolasers Licht gestreut werden, in den Quantenpunkten die Exzitonen nicht-radiativ zerfallen oder die Photonen über die Seitenwände des Mikrolasers herausgestreut werden.

Dieses Modell ist Grundlage für eine numerische Simulation⁵. Dabei wird mit einem gaußförmigen Puls durch mehrmaliges Umherlaufen in einer Modellkavität eine Pulsfolge erzeugt, die anschließend mit sich selbst autokorreliert wird (vgl. Abb.4.17a-c). Die Varianz des einlaufenden Pulses beträgt 250 ps. Der rücklaufende Puls wird daraus folgendermaßen berechnet: mit einer 30%igen Wahrscheinlichkeit werden Photonen am oberen DBR direkt reflektiert. Die Pulsform ändert sich dadurch nicht. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 10% dringen die Photonen in den Mikrolaser ein und verlassen diesen wieder ohne absorbiert worden zu sein. Dabei wird die Verzögerung dieser Photonen durch den Aufenthalt in der Kavität mit einer Exponentialverteilung mit der charakteristischen Aufenthaltsdauer von 10 ps abgeschätzt. Weitere 40% der Photonen dringen ebenfalls in den Mikrolaser ein und werden von Quantenpunkten absorbiert. Die Verzögerung bis zur Reemission dieser Photonen ist bedeutend länger und wird mit einer Exponentialverteilung mit der typischen Lebensdauer der Quantenpunktexzitonen von 1 ns berücksichtigt. Photonen, die sich im Resonator befinden, können zu stimulierter Emission und Verstärkung der Pulse beitragen. Es wird jedoch zunächst angenommen, dass die Verlustkanäle einen stärkeren Einfluss haben, und 20% der Photonen pro Umlauf verloren gehen. Abbildung 4.17b zeigt die simulierte Pulsfolge bei einer Umlaufzeit in der externen Kavität von 10 ns. Durch die zeitliche Verzögerung eines Teils der Photonen werden die Pulse mit jedem Umlauf zunehmend asymmetrisch verbreitert. Um die Autokorrelation dieser Pulsfolge zu bestimmen, werden zwei zufällige Permutationen dieser Photonenzüge gebildet und voneinander subtrahiert. Das Ergebnis ist proportional zu $1 - g^{(2)}(\tau)$ und ist als Histogramm in Abbildung 4.17c dargestellt. Entscheidend sind die Wiederholungspeaks im n-fachen Abstand von 10 ns, die ebenfalls wie die Wiederholungspeaks aus dem Experiment in Abbildung 4.16a eine klare Asymmetrie aufweisen.

⁵ durchgeführt von Caspar Hopfmann, damals Masterstudent, Universität Würzburg

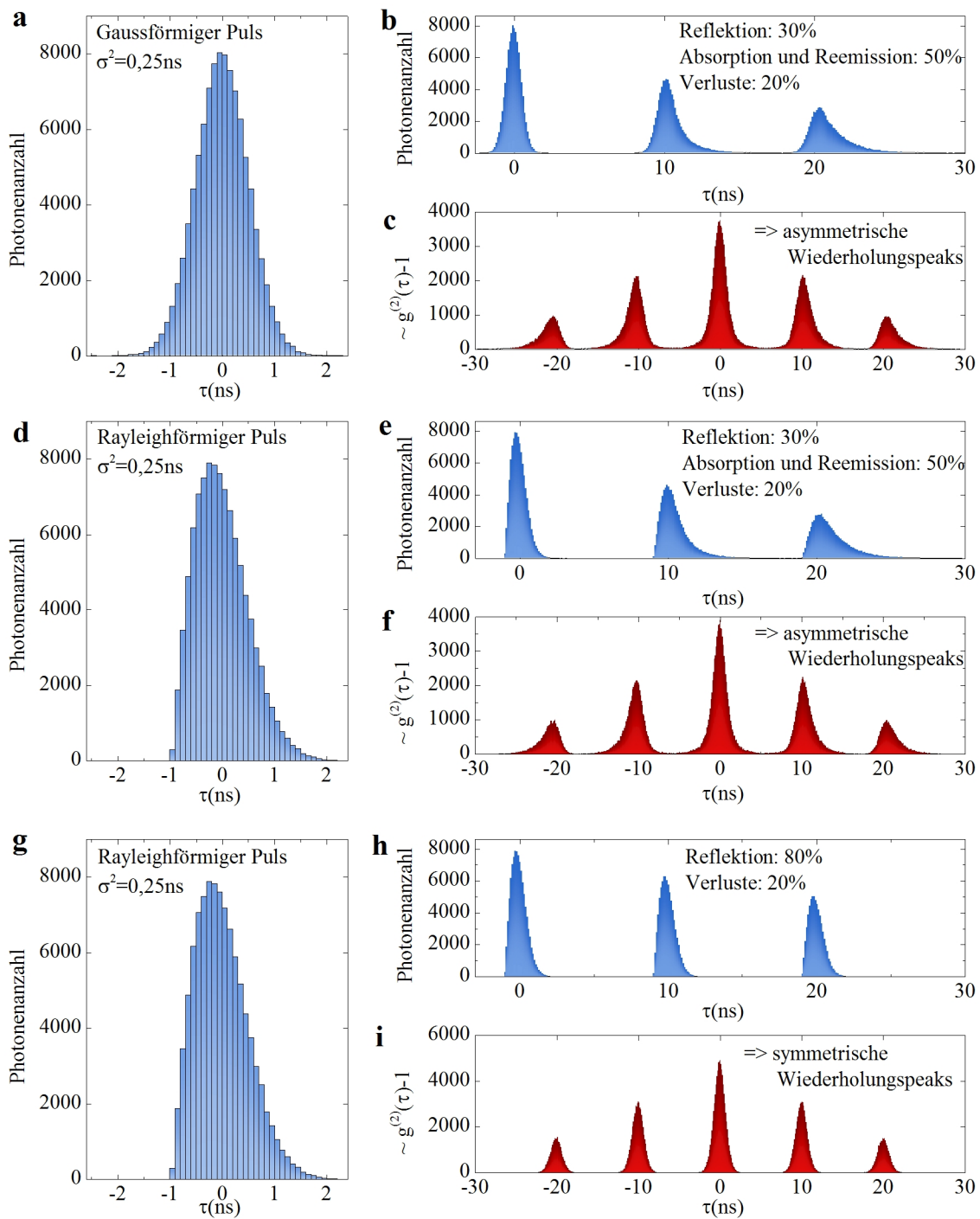


Abbildung 4.17: Simulation eines gaußförmigen (a)-(c) und unsymmetrischen rayleighförmigen Pulses (b)-(e) der auf eine Modellkavität mit einer direkten Reflektivität von 30%, Absorption und Reemission von 50% und Verlusten von 20% trifft. Die Veränderung der Pulse wird bis zu einem zweimaligen Umlaufen in einer externen Kavität von 10 ns berechnet und daraus die Autokorrelationskurve bestimmt. Bei beiden Pulsen sind die Wiederholungspeaks asymmetrisch. Die Anfangsform der Pulse hat keinen Einfluss, sondern nur die Veränderung der Pulse von Umlauf zu Umlauf. (g)-(i) Asymmetrischer Puls, der nicht in der Kavität verzögert wird, würde symmetrische Wiederholungspeaks erzeugen.

Um herauszufinden, ob die Startpulsform einen Einfluss auf die Autokorrelationskurve hat, wurden zwei weitere Simulationen durchgeführt. Dabei wurde ein asymmetrischer Startpuls angenommen, der durch eine Rayleigh-Verteilung der Photonen realisiert wurde (Abb.4.17d). Die Kavitätsparameter wurden beibehalten. Der Pulszug nach zweimaligem Durchlaufen der externen Kavität und die Autokorrelation sind in Abbildung 4.17e-f dargestellt. Es ergeben sich wieder asymmetrische Wiederholungspeaks, wobei der Bunchingpeak bei $\tau = 0$ erneut symmetrisch ist. Dies ist leicht zu verstehen, da eine Autokorrelationsmessung intrinsisch symmetrisch bezüglich $\tau = 0$ ist, da die beteiligten Photonen ununterscheidbar sind.

Abschließend wurde für einen asymmetrischen Rayleighpuls eine Kavität angenommen, bei der die Photonen ausschließlich reflektiert werden beziehungsweise verloren gehen (Abb.4.17g-i). Die Pulse werden folglich bei jedem Umlauf in der Kavität abgeschwächt, aber die Pulsform und die Pulsbreite bleiben erhalten. Das berechnete Korrelationshistogramm für diese asymmetrischen Pulse zeigt ausschließlich symmetrische Wiederholungspeaks. Das belegt eindeutig, dass nicht die Pulsform, sondern die Veränderung der Pulsform mit jedem Umlauf in der externen Kavität für die asymmetrischen Wiederholungspeaks im Experiment verantwortlich ist. Die Veränderung der Pulsform auf einer Zeitskala von einigen hundert Pikosekunden bis zu einer Nanosekunde kann nur durch die Verzögerung eines Teils der Photonen durch Absorption und Reemission der Quantenpunkte erklärt werden. Eine Verzögerung nur durch Aufenthalt im Mikroresonator ohne Absorption wäre mit einer Zeitskala von 10 ps deutlich zu klein, um diesen Effekt zu begründen. Es beweist die Interaktion der rücklaufenden Pulse mit der Dynamik innerhalb des Mikrolasers.

In Abbildung 4.18 ist eine weitere experimentelle Korrelationskurve gezeigt. Sie wurde für die Mode A mit Rückkopplung durch eine externe Kavität mit der Länge 1,79 m bei einem Strom von 10 μA aufgenommen. Bemerkenswert sind die stark ausgeprägten Wiederholungspeaks bei dieser Messung. Für eine quantitative Analyse definieren wir einen Korrelationsparameter F_{corr}^n , der das Verhältnis zwischen den Flächen des $(n - 1)$ -ten und n -ten Wiederholungspeaks angibt:

$$F_{corr}^n = \frac{\int [g_n^{(2)}(\tau) - 1]}{\int [g_{n-1}^{(2)}(\tau) - 1]}. \quad (4.9)$$

Eine Berechnung der Korrelationsparameter F_{corr}^n für die ersten sechs Wiederholungspeaks sowohl für positive als auch negative Verzögerungszeiten τ und eine anschließende Mittelung ergibt einen Wert von $\bar{F}_{corr} = 0,968 \pm 0,034$. Das bedeutet, dass über 96% der Photonenanzahl eines Pulses nach einem Umlauf in der externen Kavität erhalten bleiben. Das ist ein erstaunliches Ergebnis wenn man bedenkt, dass ein Puls zweimal durch

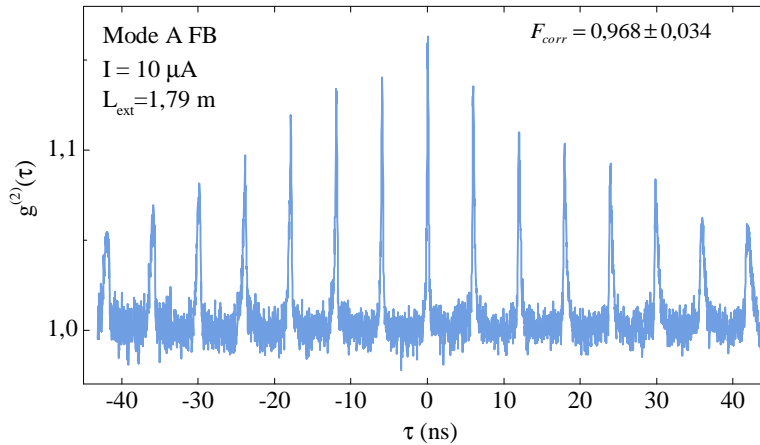


Abbildung 4.18: Korrelationskurve der Mode A bei einem Injektionsstrom von $10 \mu\text{A}$ mit Rückkopplung durch eine externe Kavität der Länge $1,79 \text{ m}$. Die Flächen aufeinanderfolgender Wiederholungspeaks bleibt zu $96,8 \%$ erhalten. Da in der externen Kavität mindestens 19% der Photonen verloren gehen, müssen die Photonenpulse in der Kavität des Mikrolasers durch stimulierte Emission verstärkt worden sein.

einen 90/10 Stahlteiler läuft, dabei 19% der Photonen verliert, und zusätzlich auf einen Mikrolaser fokussiert wird, wodurch zusätzliche Verluste auftreten. Das beweist, dass die rücklaufenden Pulse im Mikrolaser eine Verstärkung erhalten, die einen Großteil der Verluste ausgleichen. Als Verstärkung kommt hier nur die stimulierte Emission in Frage. Gelangt ein Teil der Photonen des Pulses in die Mikrokavität, wird die Photonendichte in der Lasermode erhöht, wodurch Exzitonen verstärkt zu stimulierter Emission angeregt werden und die Ausgangsleistung des Lasers ansteigt. Das führt bei konstanter Anregung durch den Injektionsstrom zu einer Verringerung der Exzitonendichte in den Quantenpunkten, wodurch die Laseremission wieder abfällt.

Obwohl die Photonenzahl in den Pulsen also nahezu gleich bleibt, nimmt die Breite der Pulse ständig zu. Die Fläche der Wiederholungspeaks in Abbildung 4.18 bleibt annähernd identisch, aber die Peaks werden mit jedem Umlauf in der externen Kavität breiter. Das kann über die Verzögerung eines Teils der Photonen durch Absorption und Reemission der Quantenpunkte im Mikrolaser erklärt werden, und wird durch die zunehmende Asymmetrie der höheren Wiederholungspeaks bestätigt.

Zusammenfassend kann man sagen, dass Photonenpulse in dem System eines Mikrolasers mit externer Kavität mit den Quantenpunkten wechselwirken und verstärkt werden können, wodurch sie jedoch zeitlich mit jedem Umlauf breiter werden. Es handelt sich daher um ein hochgradig dynamisches System, bei dem sich die Parameter der Pulse wie zum Beispiel Pulsfläche und Pulsbreite ständig ändern. Dieses komplexe System ist äußerst sensitiv auf die Justage der Rückkopplung. Eine Analyse der Abhängigkeit der Pulsfor-

men und deren Veränderung vom Injektionsstrom ist daher aus den gewonnenen Daten nicht möglich.

4.2.7 Polarisierte Rückkopplung

Bisher wurde durch die externe Kavität die gesamte Emission des Mikrolasers auf ihn selbst zurückgekoppelt. Ziel dieses Kapitels ist die Untersuchung des Einflusses einer selektiven Rückkopplung von Photonen einer einzelnen Mode auf die Eingangs-Ausgangs Charakteristik und die Photonenstatistik des Mikrolasers. Dies bietet weitere Einblicke in die komplexe Dynamik der Mikrolaser unter Rückkopplung und die Wechselwirkung der Fundamentalmoden über das Verstärkungsmedium der Quantenpunkte.

Die Selektion von Photonen einer einzigen Mode wird mit einem Linearpolarisator in der externen Kavität erreicht. Durch Einstellung auf eine der beiden Fundamentalmoden werden nur noch Photonen dieser Mode auf den Mikrolaser rückgekoppelt. Das Einbringen des Linearpolarisators nach dem Strahlteiler in der externen Kavität stellt dabei sicher, dass weiterhin die direkte Emission beider Moden mit dem Spektrometer und dem HBT Setup untersucht werden können (vgl. Abbildung 4.7). Die Selektion einer einzelnen Mode im Detektionspfad erfolgt dabei weiterhin mit einem Linearpolarisator vor dem Spektrometer.

In Abbildung 4.19a sind die Eingangs-Ausgangscharakteristiken der Mode A ohne Rückkopplung und mit selektiver Rückkopplung der Mode A beziehungsweise der Mode B gezeigt. Ohne Rückkopplung ist ein typisch s-förmiger Verlauf eines Mikrolasers in der doppellogarithmischen Auftragung zu erkennen. Der Schwellstrom beträgt $1,1 \mu\text{A}$ und der Q-Faktor circa 20 000. Durch selektive Rückkopplung der Mode A oder der Mode B ändern sich der Schwellstrom und der Q-Faktor nicht signifikant. Auffällig ist jedoch, dass im Strombereich von $2,2 \mu\text{A}$ bis $8,3 \mu\text{A}$ durch selektive Rückkopplung der Mode B die Mode A an Intensität verliert. Das lässt sich verstehen, wenn man bedenkt, dass wie in Abschnitt 4.2.2 diskutiert beide Moden um die Verstärkung des aktiven Mediums von circa 10 Quantenpunkten konkurrieren. Durch selektive Rückkopplung der Mode B wird die Photonenzahl in der Mode B im Resonator künstlich erhöht, wodurch zusätzliche stimulierte Emission in dieser Mode zustande kommt. Dies führt zu einer geringeren Verstärkung für die Mode A, wodurch diese an Intensität verliert. Mit diesem Bild lässt sich auch verstehen, warum die Mode A unter selektiver Rückkopplung der Mode A keine Veränderung in der Eingangs-Ausgangscharakteristik im Vergleich zur Kurve ohne Rückkopplung zeigt. Hier dominiert bereits die Mode A die schwächere Mode B und eine künstliche Erhöhung der Photonenzahl in der Mode A hat keinen weiteren Einfluss auf Konkurrenz zwischen den Moden.

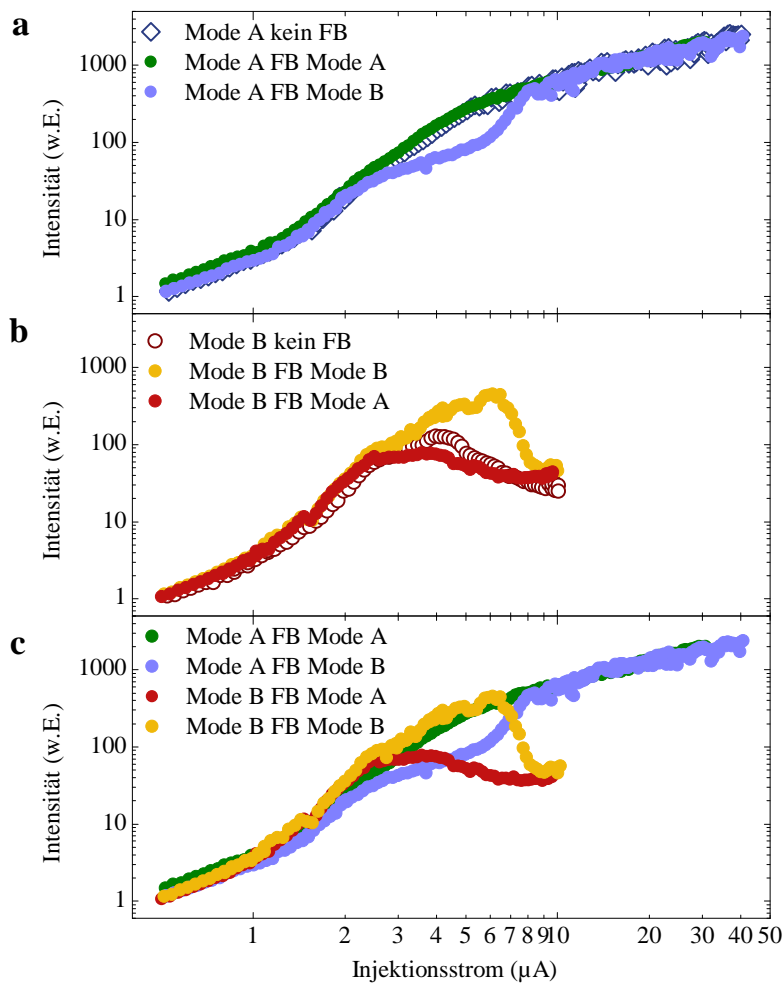


Abbildung 4.19: Eingangs-Ausgangskennlinien der beiden Moden A und B unter verschiedenen Rückkopplungsbedingungen. Mode A (a) und Mode B (b) ohne Rückkopplung und mit selektiver Rückkopplung von jeweils Mode A und Mode B. (c) Zusammenstellung aller selektiven Rückkopplungsvarianten. Durch selektive Rückkopplung der Mode B im Strombereich von $2,2 \mu\text{A}$ bis $8,3 \mu\text{A}$ kann die Mode B trotz schlechteren Q-Faktors die Mode A dominieren, da die Photonenzahl dieser Mode im Mikrolaser und damit die stimulierte Emission durch die Rückkopplung erhöht wird.

In Abbildung 4.19b sind die entsprechenden Eingangs-Ausgangskurven für die Mode B dargestellt. Der Schwellstrom beträgt hier $0,9 \mu\text{A}$ und der Q-Faktor ist circa 16 000. Die Kurven ohne Rückkopplung und mit selektiver Rückkopplung der Mode A ähneln sich erneut sehr stark, da eine Erhöhung der Photonenzahl in der dominanten Mode A keinen Einfluss auf die Konkurrenz um die Verstärkung hat. Die selektive Rückkopplung der Mode B führt im Strombereich von $2,2 \mu\text{A}$ bis $8,3 \mu\text{A}$ analog zum Intensitätseinbruch der Mode A, zu einem Anstieg der Intensität der Mode B. Oberhalb eines Injektionsstroms

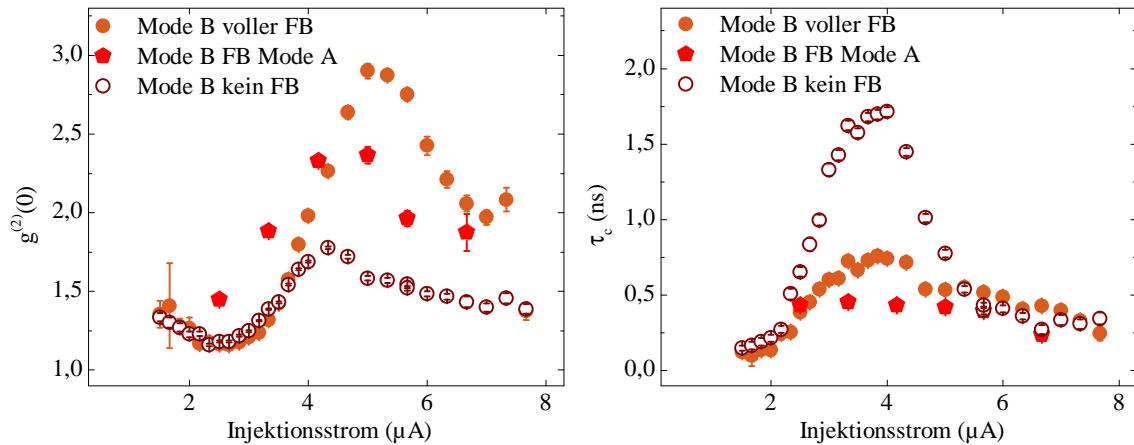


Abbildung 4.20: $g^{(2)}(0)$ (a) und τ_c Werte (b) der Mode B ohne, mit selektiver und voller Rückkopplung in Abhängigkeit des Injektionsstroms. Durch selektive Rückkopplung der Mode A kann im Vergleich zu voller Rückkopplung bis zu einem Strom von $4,2 \mu\text{A}$ der $g^{(2)}(0)$ Wert erhöht werden.

von $8,3 \mu\text{A}$ dominiert Mode A unabhängig von der Rückkopplung immer die Mode B (vgl. 4.19a), was sich über den höheren Q-Faktor dieser Mode gegenüber Mode B erklären lässt.

Die selektive Rückkopplung von Photonen einer Mode hat also einen selbstverstärkenden Effekt, wodurch diese Mode im Wettstreit um das aktive Material durch erhöhte stimulierte Emission die konkurrierende Mode dominieren kann. Zur weiteren Veranschaulichung sind die Kurven der beiden Moden A und B mit Rückkopplung jeweils einer der Moden in Abbildung 4.19c erneut dargestellt. Für einen Injektionsstrom von $6,7 \mu\text{A}$ erkennt man einen Unterschied in der Ausgangsleistung der Mode B durch Veränderung der Rückkopplung von Mode A auf Mode B von über einer Größenordnung. Das ist eine drastische Veränderung der Intensität. Die Ausgangsleistung eines Mikrolasers lässt sich also durch eine selektive Rückkopplung steuern was eine Anwendung als optischen Schalter denkbar macht. Durch Hin- und Herschalten der Polarisation in der externen Kavität kann der Mikrolaser bevorzugt in der einen oder andern Polarisationsrichtung lasen. Die charakteristische Zeitskala der Umschaltvorgänge läge dabei in der Größenordnung von Nanosekunden.

Im Folgenden betrachten wir noch Autokorrelationsmessungen der Mode B unter voller, selektiver und keiner Rückkopplung. Die extrahierten $g^{(2)}(0)$ und τ_c Werte sind in Abbildung 4.20 in Abhängigkeit des Injektionsstroms dargestellt. Dabei wurden die Messungen mit voller und ohne Rückkopplung unter identischen Bedingungen wie in Abschnitt 4.2.4 durchgeführt, so dass sich die Ergebnisse hier analog zu denen in Abbildung 4.13d,e verhalten. Interessant sind die Ergebnisse unter selektiver Rückkopplung. Obwohl

die Eingangs-Ausgangskurven keine wesentlichen Unterschiede zwischen voller, selektiver Rückkopplung von Mode A und keiner Rückkopplung aufzeigen, sind die $g^{(2)}(0)$ durchaus unterschiedlich. Bis zu einem Strom von ungefähr $4,2 \mu A$ liegen die $g^{(2)}(0)$ Werte mit selektiver Rückkopplung über den Werten der vollen Rückkopplung. Das bedeutet, dass in diesem Strombereich die Intensitätsfluktuationen auf der Mode B durch selektive Rückkopplung von Photonen der Mode A verstärkt werden können. Vergleicht man die Situation von voller und selektiver Rückkopplung der Mode A miteinander, so scheint es, dass die Mode B durch das Herausfiltern der Photonen der Mode B in der externen Kavität noch instabiler wird und daher noch größere Intensitätsschwankungen zeigt. Dies kann auf die geringere Anzahl von Photonen der Mode B in der Mikrokavität und damit geringeren Wahrscheinlichkeit für stimulierte Emission begründet werden. Oberhalb eines Stroms von $4,2 \mu A$ ist das nicht mehr der Fall. Hier verliert die Mode B den Wettstreit um die Verstärkung und das Verhältnis der Intensitäten beider Moden steigt deutlich an. Die Mode A dominiert hier die schwächere Mode B deutlich, so dass der Anteil der Photonen aus der Mode A in der Rückkopplung überwiegt und diese einen hauptsächlichlichen Einfluss auf das Verhalten des Mikrolasers haben. Die Photonen der Mode B haben dagegen keinen wesentlichen Einfluss mehr. Aufgrund der endlichen Transmission des Polarisators ist die volle Rückkopplung stärker als die selektive Rückkopplung, wodurch oberhalb eines Stroms von $4,2 \mu A$ die Intensitätsschwankungen unter voller Rückkopplung stärker sind. In Abbildung 4.20b sind die τ_c Werte dargestellt. Am größten sind die Werte ohne Rückkopplung. Die Werte der vollen Rückkopplung liegen darunter und die der selektiven Rückkopplung sind am kleinsten. Da sich die Breite des Bunching Signals unter Rückkopplung nicht allein durch die Kohärenzzeit erklären lässt, sondern ebenfalls von der Pulsform und -folge abhängt, ist eine Erklärung hier schwierig. Die Kohärenzzeit durch volle und selektive Rückkopplung ist sicherlich geringer als die ohne Rückkopplung. Ob der Unterschied zwischen voller und selektiver Rückkopplung auf eine Veränderung der Kohärenzzeit oder eine Veränderung der Art des chaotischen Pulsens zurückzuführen ist, lässt sich aus den vorhandenen Messdaten jedoch nicht bestimmen.

4.2.8 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ergründet, ob elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren unter optischer Rückkopplung durch eine externe Kavität zu einer chaotischen Laseremission angeregt werden können, bei denen die Verstärkung auf wenige Quantenpunkte zurückzuführen ist und die Ausgangsleistung im Bereich einiger hundert Nanowatt liegt. Dabei wurden die Effekte der Rückkopplung für beide aufgespaltenen Komponenten der Grundmode betrachtet. Für die stärkere Mode A, die die typische s-förmige Eingangs-Ausgangscharakteristik eines Mikrolasers mit hohem β -Faktor zeigt, konnte im Bereich

der Laserschwelle eine Reduktion der Kohärenzzeit nachgewiesen werden. Für Injektionsströme oberhalb der Laserschwelle konnte eine Bündelung von Photonen bei gleichbleibender mittleren Ausgangsleistung festgestellt werden, was mit einer fluktuierenden Emission erklärt wird. Für die Mode B wurde in der Autokorrelationsmessung mit Rückkopplung ein Maximalwert von $g^{(2)}(0) = 3,48 \pm 0,09$ gemessen, der deutlich über dem theoretischen Limit einer zeitlich konstanten Emissionsquelle von $g^{(2)}(0) = 2$ liegt. Die Abwesenheit von periodischen Signalen in der Autokorrelationsmessungen, mit Ausnahme der Wiederholungspeaks des Bunchings, und der Vergleich mit makroskopischen chaotischen Lasern sind eine starke Indikation für chaotische Emission dieser Strukturen. Eine detaillierte Analyse der Wiederholungspeaks in den Autokorrelationsmessungen durch Betrachtung der Reflektions-, Absorptions- und Reemissionsprozesse bei der Rückkopplung von Photonen auf den Mikrolaser, belegt eine dynamische Veränderung der Laserpulse mit jedem Umlauf in der externen Kavität, die nur über eine Wechselwirkung mit den Quantenpunkten in den Resonatoren erklärt werden kann. Zudem kann gezeigt werden, dass die Pulse mit jedem Umlauf in der Kavität verstärkt werden können. Mit einer selektiven Rückkopplung der Moden A und B können zudem die Eigenschaften des Lasers bezüglich der Ausgangsleistungen der Modenkomponenten und der $g^{(2)}(0)$ Werte kontrolliert werden. Diese Ergebnisse geben einen ersten Einblick in die vielfältigen physikalischen Prozesse des hochgradig nicht-linearen Systems von Mikrolasern mit externer optischer Rückkopplung. Im Bezug auf Anwendungen können diese Ergebnisse Grundlage für neuartige durch Rückkopplung gesteuerte nanophotonische Bauteile sein. Im Bereich der Grundlagenforschung stellt sich dagegen die Frage, bis zu welcher Grenze chaotisches Lasing möglich ist, wenn die Anzahl der Quantenpunkte, die als Verstärkung dienen, bis zum ultimativen Limit eines einzelnen Quantenpunkts reduziert wird. Ein weiterer interessanter Aspekt ist dann die Synchronisation zweier chaotischer Mikrolaser im Quantenlimit und das Verständnis der zugrundeliegenden Physik.

Kapitel 5

Laterale Emission von Halbleiter-Quantenpunkt-Mikroresonatoren

Für eine Anwendung von Mikrokavitäten als Einzelphotonenquellen, Mikrolaser oder Informationsspeicher sind ihre Emissionseigenschaften von größter Bedeutung. Die Abstrahlcharakteristik der Strukturen ist dabei auf die Art des Lichteinschlusses zurückzuführen [Vah03]. So bieten photonische Kristalle durch periodische Veränderung der Dielektrizitätskonstante [Joa97, Vuc01] und Mikroscheibenresonatoren durch Flüstergaleriemoden [Gay99] eine laterale Abstrahlcharakteristik, die vor allem Vorteile bei der Realisierung von optischen Netzwerken auf einem einzelnen Chip besitzt. So kann Licht einfacher in Wellenleiter eingekoppelt werden oder direkt zur Anregung benachbarter Strukturen verwendet werden. Mikrosäulenresonatoren waren ursprünglich so konzeptioniert, dass Licht in vertikaler Richtung abgestrahlt wird [Gér96], wodurch eine Ein- und Auskopplung von Licht aus der Probe deutlich vereinfacht wird. Die Arbeiten von Astratov et al. und Nowicki-Bringuier et al. zeigten jedoch, dass in Mikrosäulenresonatoren neben den Fabry-Pérot Moden auch Flüstergaleriemoden anschwingen können [Ast07, NB07]. Der photonischen Einschluss zweier unterschiedlicher Modentypen mit lateralen und vertikaler Abstrahlcharakteristik ist ein besonderes Alleinstellungsmerkmal unter den Mikrokavitäten, wodurch die Vorteile beider Abstrahlarten kominiert werden und völlig neue nanophotonische Bauteile möglich werden.

Bisher wurde Flüstergaleriemodenlasing in Mikrosäulenresonatoren nur unter optischer Anregung gezeigt [Jaf10]. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit Flüstergaleriemodenlasing unter elektrischer Anregung. In Abschnitt 5.1 werden Mikrosäulenresonatoren bei Tieftemperatur bezüglich ihrer Lasingeigenschaften charakterisiert und eine Möglichkeit zur Kontrolle der Flüstergaleriemodenemission vorgestellt. Für eine Anwendung von Flüstergaleriemodenlasern wurde von Andronico et al. vorgeschlagen, den nicht-linearen Prozess des Differenzfrequenzmischens auszunutzen, um THz Strahlung zu erzeugen [And08].

Daher werden in Abschnitt 5.2 Mikrozyylinder- und Mikroringresonatoren bei Raumtemperatur untersucht und eine neuartige Methode zur Modenselektion in diesen Strukturen erforscht. Ein generelles Problem von Flüstergaleriemodenlasern ist ihre isotrope laterale Abstrahlung, weshalb in Abschnitt 5.3 Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon Geometrie vorgestellt werden, die ein direktionales Fernfeld besitzen. Den Abschluss des Kapitels bilden On-Chip Experimente zur schwachen Licht-Materie-Wechselwirkung, bei denen erstmals ein Flüstergaleriemodenlaser als integrierte Anregungsquelle für einen benachbarten Mikrosäulenresonator dient (Abschnitt 5.4).

5.1 Lasing von Flüstergaleriemoden bei Tieftemperatur

In diesem Kapitel wird erstmals Lasing von Flüstergaleriemoden in elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren bei Tieftemperatur nachgewiesen. Dabei wird zunächst gezeigt, dass Flüstergaleriemoden und Fabry-Pérot Moden gleichzeitig in einem Mikroresonator auftreten und sogar lasen können (Abschnitt 5.1.1). Durch geschicktes Verstimmen der Verstärkung gegenüber der fundamentalen Fabry-Pérot Mode kann auch alleiniges Lasing einer Flüstergaleriemode gezeigt werden (Abschnitt 5.1.2). In Abschnitt 5.1.3 wird in einem größeren Mikrosäulenresonator mit geringerem freien Spektralbereich ein simultanes Lasing von zwei Flüstergaleriemoden demonstriert. Die außerordentlich gute Güte der Resonatoren wird in einer hochauflösenden Messung in Abschnitt 5.1.4 nachgewiesen. In den letzten beiden Abschnitten 5.1.5 und 5.1.6 wird der freie Spektralbereich und die Temperaturabhängigkeit des Laserschwellstromes näher untersucht.

5.1.1 Koexistenz von Flüstergaleriemoden und Fabry-Pérot Moden Lasing

In diesem Abschnitt wird ein elektrisch betriebener Mikrosäulenresonator mit einem Durchmesser von $2,6 \mu\text{m}$ betrachtet, bei dem die fundamentale Fabry-Pérot Mode HE_{11} nur ungefähr 5 meV blau verschoben ist im Bezug zum Maximum der Quantenpunktemission aus der s-Schale. Die Spektren in diesem Kapitel wurden unter einem Detektionswinkel von 45° aufgenommen um sowohl Fabry-Pérot Moden als auch Flüstergaleriemoden zu detektieren (siehe schematische Darstellung in Abbildung 5.1a). Zwei Spektren dieses Resonators sind in Abbildung 5.1a dargestellt. Sie wurden für zwei Injektionsströme von $7,6 \mu\text{A}$ und $26,5 \mu\text{A}$ bei einer Temperatur von 20 K aufgenommen. Das Spektrum von $7,6 \mu\text{A}$ wurde zur Übersichtlichkeit mit einem Faktor 600 multipliziert. Die Quantenpunktemission hat ihr Maximum circa bei $1,395 \text{ eV}$. Blau verschoben dazu ist die Fabry-Pérot Grundmode und die darauf folgenden höheren Moden bestehend aus dem Triplet EH_{01} , HE_{21} und HE_{01} und dem Doublett EH_{11} und HE_{31} zu sehen, deren Aufspaltung mit

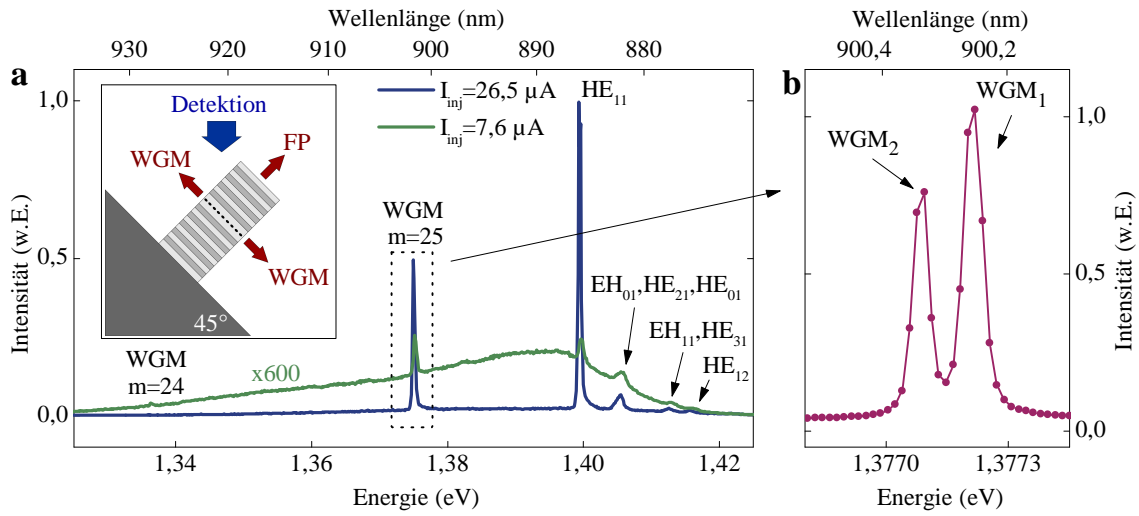


Abbildung 5.1: (a) μ EL Spektren eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $2,6 \mu\text{m}$ für einen Injektionsstrom von $7,6 \mu\text{A}$ und $26,5 \mu\text{A}$. Neben den Fabry-Pérot Moden sind zusätzliche TE Flüstergaleriemoden zu erkennen. Die Resonatorgrundmode und die $TE_{1,1,25}$ Mode überschreiten die Laserschwelle. Die schematische Darstellung verdeutlicht die Messkonfiguration unter einem Winkel von 45° (b) Hochaufgelöstes μ EL Spektrum der $TE_{1,1,25}$ Mode, die eine Aufspaltung von $125 \mu\text{eV}$ aufweist.

dem Monochromator-Gitter mit 300 Strichen/mm nicht aufgelöst wurde. Interessanterweise sind bei $1,336 \text{ eV}$ und $1,375 \text{ eV}$ weitere Moden zu erkennen. Es können keine Fabry-Pérot Moden sein, da per Definition die Grundmode HE_{11} die niedrigste Energie hat. Es handelt sich hier viel mehr um TE Flüstergaleriemoden, bei denen Licht durch Totalreflexion an den Mikrosäulenseitenwänden in der Probenebene eingeschlossen ist. Anhand von Gleichung 2.13 können die azimuthalen Quantenzahlen zu $m = 24$ und $m = 25$ bestimmt werden. Die enorme Zunahme der Intensität für einen Strom von $26,5 \mu\text{A}$ für die Flüstergaleriemode mit $m = 25$ und die Fundamentalmode HE_{11} deutet bereits darauf hin, dass beide Moden ins Lasing übergehen.

Abbildung 5.1b zeigt ein hochaufgelöstes Spektrum der $TE_{1,1,25}$ Mode. Deutlich ist zu erkennen, dass die $\pm m$ Entartung bei dieser Mode aufgehoben ist. Die Aufspaltung beträgt circa $125 \mu\text{eV}$ und kommt wie in Kapitel 2.3.3 besprochen durch eine Asymmetrie des Resonators oder durch Streuzentren im Subwellenlängenbereich zustande [Jaf10].

Die Eingangs-Ausgangskennlinien der Fabry-Pérot Grundmode und der aufgespaltenen Komponenten der $TE_{1,1,25}$ Flüstergaleriemode sind in Abbildung 5.2 in doppellogarithmischer Darstellung gezeigt. Die Fabry-Pérot Grundmode HE_{11} zeigt einen nichtlinearen Anstieg der Ausgangsintensität bei ungefähr $12 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 226 \text{ A/cm}^{-2}$), was mit

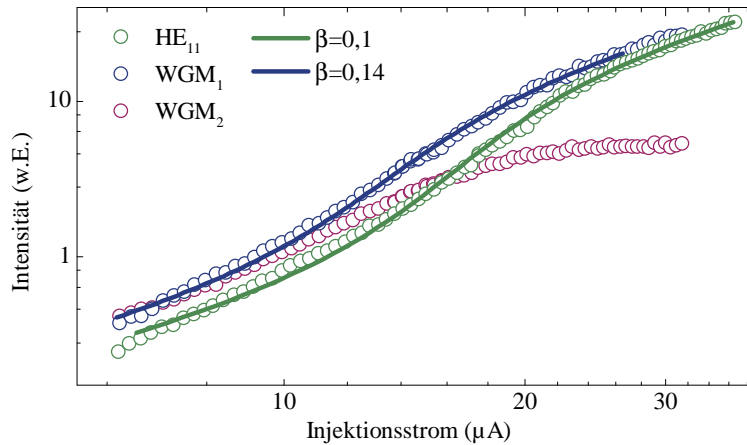


Abbildung 5.2: Eingangs-Ausgangskennlinie der Resonatorgrundmode HE_{11} und der beiden aufgespaltenen Komponenten der $TE_{1,1,25}$ Mode des Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $2,6 \mu\text{m}$. Die HE_{11} und WGM_1 Mode zeigen einen flachen s-förmigen Verlauf eines Mikrolasers. Die Anpassungsfunktionen ergeben β -Faktoren von $0,1$ beziehungsweise $0,14$. Die zweite Modenkomponente WGM_2 überschreitet kaum die Laserschwelle.

dem Einsetzen von stimulierter Emission erklärt werden kann. Der flache s-förmige Kurvenverlauf deutet zudem auf einen hohen β -Faktor hin. Die energetisch höher gelegene Modenkomponente bezeichnet mit WGM_1 zeigt ebenfalls einen s-förmigen Verlauf. Der Schwellstrom beträgt nur $9 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 169 \text{ A/cm}^{-2}$). Die zweite Modenkomponente bezeichnet mit WGM_2 überschreitet dagegen kaum die Laserschwelle und sättigt für Ströme oberhalb von $20 \mu\text{A}$. Eine Anpassung der Eingangs-Ausgangscharakteristiken mit Gleichung 2.31 lässt uns die β -Faktoren abschätzen. Die Anpassungskurven sind ebenfalls in Abbildung 5.2 dargestellt. Es ergibt sich ein Wert von $\beta = 0,10$ für die HE_{11} Mode und $\beta = 0,14$ für die Flüstergaleriemode.

Die Linienbreiten der Moden sind in Abbildung 5.3a gegen den Injektionsstrom aufgetragen. Für geringe Ströme ist für die Fabry-Pérot Mode eine verhältnismäßig große Linienbreite von $900 \mu\text{eV}$ zu erkennen, was durch eine starke Absorption der aktiven Schicht zu erklären ist. Mit zunehmendem Injektionsstrom sinkt die Linienbreite, da die Quantenpunkte zunehmend gesättigt werden. Die leichte Nichtlinearität in der Kurve bei $10 \mu\text{A}$ ist ein Hinweis auf die einsetzende stimulierte Emission und zunehmende Kohärenz des Lichts, wodurch die Linienbreite zusätzlich schmaler wird. An der Schwelle beträgt die Linienbreite circa $300 \mu\text{eV}$ was einem Q-Faktor von 5000 entspricht.

Die Linienbreiten beider Flüstergaleriemoden sind mit $200 \mu\text{eV}$ für geringe Injektionsströme bedeutend kleiner. Das kann mit dem kleineren Modenvolumen der Flüstergalerie-

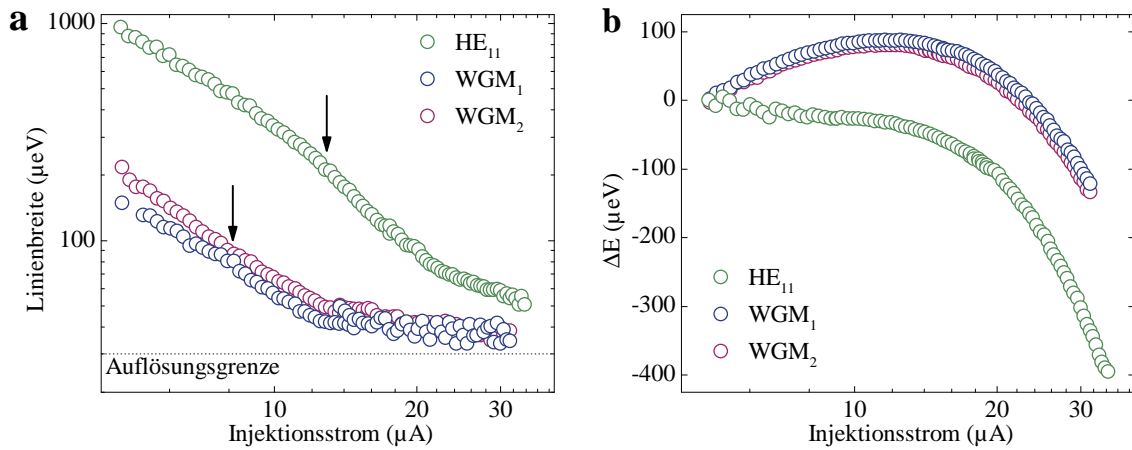


Abbildung 5.3: Linienbreite (a) und Energieverschiebung ΔE der Modenpositionen (b) der Resonatorgrundmode HE_{11} und der beiden aufgespaltenen Komponenten der $TE_{1,1,25}$ Mode des Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $2,6 \mu\text{m}$. Für die HE_{11} Mode und WGM_1 Komponente ist ein leichter Knick in der Kurve zu erkennen, der durch eine zunehmende Kohärenz entsteht und die Laserschwelle charakterisiert.

moden im Vergleich zu den Fabry-Pérot Moden erklärt werden, da der räumliche Überlapp mit den Quantenpunkten und den dotierten DBR Spiegeln und damit die Absorptionsverluste geringer sind. Für die Flüstergaleriemode WGM_1 , welche die Laserschwelle überschreitet, wird ebenfalls eine Nichtlinearität in der Kurve bei $8 \mu\text{eV}$ beobachtet. Der zugehörige Q-Faktor an der Laserschwelle beträgt 17 000. Die Flüstergaleriemode WGM_2 hat stets eine etwas höhere Linienbreite und damit höhere Verluste als die WGM_1 . Aufgrund der geringen Aufspaltung zwischen beiden Flüstergaleriemoden teilen sich beide Moden die Verstärkung der Quantenpunkte in ihrem Energiebereich. Daher kann die Mode WGM_1 mit dem höheren Q-Faktor ins Lasing übergehen, wohingegen die Ausgangsintensität der Mode mit dem kleineren Q-Faktor für große Injektionsströme sättigt (vergleiche Kapitel 4.2).

Die Verschiebung der Energiepositionen der Moden mit dem Injektionsstrom ist in Abbildung 5.3b dargestellt. Die Flüstergaleriemoden zeigen zunächst eine Blauverschiebung der Emissionslinien durch den Plasmaeffekt. Durch stärkeres Pumpen wird die Ladungsträgerkonzentration im Mikroresonator erhöht, wodurch der Brechungsindex verringert und damit die Energieposition der Moden ins Blaue verschoben wird. Eine weitere Erhöhung des Pumpstroms führt zu einem Aufheizen des Mikroresonators. Der Brechungsindex der Kavität wird wieder erhöht und die Energiepositionen der Moden verschieben rot. Die Änderung der der Emissionsenergie bis zu einem Dreifachen des Laserschwelstroms beträgt dabei nur $200 \mu\text{eV}$. Vergleicht man diese Werte mit Flüstergaleriemoden in optisch

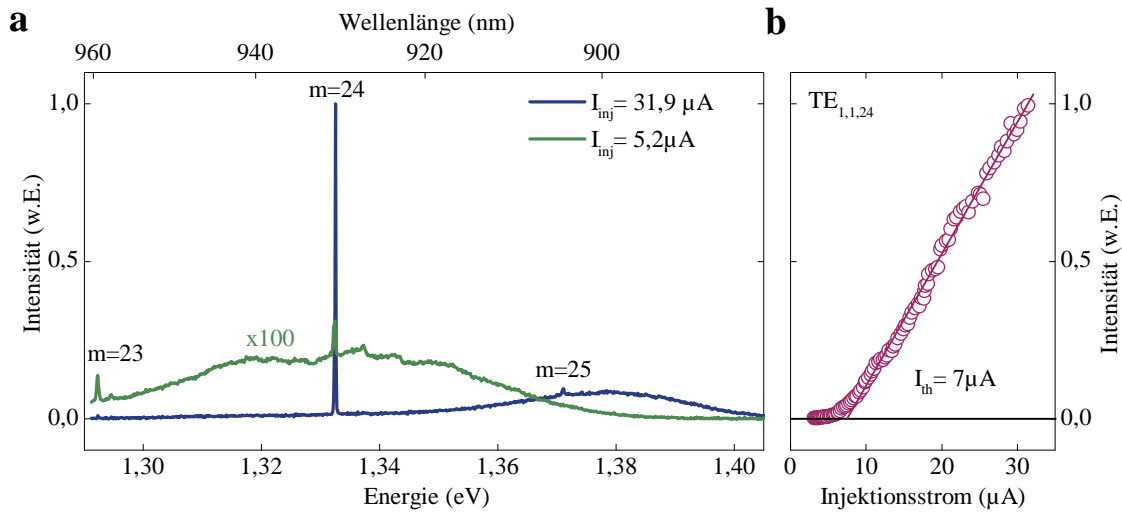


Abbildung 5.4: (a) μ EL Spektren eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $2,6 \mu\text{m}$ für einen Injektionsstrom von $5,2 \mu\text{A}$ und $31,9 \mu\text{A}$. Aufgrund einer Verstimmung von 50 meV zwischen Resonatorgrundmode und dem Maximum der Quantenpunktmission überschreitet nur eine Flüstergaleriemode die Laserschwelle. (b) Eingangs-Ausgangskennlinie der $TE_{1,1,24}$ Mode mit einem Schwellstrom von $7 \mu\text{A}$.

gepumpten Mikroscheiben, so stellt man fest dass dort die Verschiebungen in einer Größenordnung von 1 meV liegen [Wan05]. Die Wärme kann in Mikroscheiben nur über ein schmales Podest abgeführt werden kann, wohingegen bei einem Mikrosäulenresonator die gesamte Grundfläche der Wärmeabfuhr dienen kann. Dies zeigt besonders deutlich einen strukturellen Vorteil der Mikrosäulenresonatoren. Die Verschiebung der Emissionsenergie der HE_{11} Mode ist mit $350 \mu\text{eV}$ etwas höher und eine Blauverschiebung durch den Plasmaeffekt ist nicht zu erkennen, was durch eine mögliche stärkere Erhitzung durch den fließenden Strom im Zentrum des Resonators erklärt werden kann.

5.1.2 Lasing einzelner Flüstergaleriemoden

Im Folgenden wird ein elektrisch betriebener Mikrosäulenresonator betrachtet, der den gleichen Durchmesser ($2,6 \mu\text{m}$) wie derjenige aus dem vorangegangenen Abschnitt besitzt. Allerdings ist hier die Verstimmung zwischen der Resonatorgrundmode und dem Maximum der Quantenpunktmission mit 50 meV deutlich größer gewählt. Das kann direkt über die radiale Resonatorposition auf dem Wafer eingestellt werden, da aufgrund des MBE-Wachstumsprozesses die Kavität von der Mitte der Epitaxiescheibe nach außen schmaler wird und die Modenposition blau verschiebt. Die hier verwendeten leicht verspannten $\text{In}_{0,30}\text{Ga}_{0,70}\text{As}$ Quantenpunkte können ebenfalls durch unterschiedlichen Indium-Anteil in

den Quantenpunkten und veränderten Einschluss der Ladungsträger eine Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Probenposition auf der Epitaxiescheibe zeigen, die jedoch deutlich geringer ausfällt. In Abbildung 5.4a sind zwei EL-Spektren dieses Mikrosäulenresonators für Injektionsströme von $5,2 \mu\text{A}$ und $31,9 \mu\text{A}$ dargestellt, wobei das Spektrum für $5,2 \mu\text{A}$ mit einem Faktor 100 multipliziert wurde. Es sind ausschließlich Flüstergaleriemoden zu erkennen, deren azimutale Quantenzahlen zu $m = 23, 24, 25$ bestimmt wurden. Der spektrale Überlapp zwischen Quantenpunktensemble und der Fabry-Pérot Grundmode ist zu gering, als dass sie im Spektrum zu erkennen wäre. Die Methode der Kontrolle der Verstimmung zwischen Resonatorgrundmode und dem Quantenpunktensemble um Flüstergaleriemoden in Mikrosäulenresonatoren beobachten zu können, stellt eine Alternative zum Ansatz von Nowicky-Bringuier et al. dar [NB07]. Dort wurden die Oberseiten der Resonatoren mit einer Nickelschicht abgedeckt um die Detektion der Fabry-Pérot Moden zu unterdrücken. In dem vorliegenden Ansatz kann die Oberseite der Resonatoren frei bleiben, wodurch zum Beispiel in anderen Experimenten Licht leichter in den Resonator eingekoppelt werden kann oder wie in Abschnitt 5.1.1 gezeigt eine Koexistenz von Flüstergaleriemoden und Fabry-Pérot Moden erreicht werden kann.

Die Flüstergaleriemode $TE_{1,1,24}$ zeigt im Gegensatz zu den beiden benachbarten Moden eine starke Intensitätszunahme für einen Strom von $31,9 \mu\text{A}$. Eine Auftragung der Ausgangsintensität gegen den Injektionsstrom ist in Abbildung 5.4b gezeigt. Es ist eine typische Laserkennlinie zu sehen, wobei der Schwellstrom $7 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 131 \text{ A/cm}^{-2}$) beträgt. Der Q-Faktor der Mode beträgt an der Schwelle circa 17000 und ist damit vergleichbar mit den Werten aus dem vorangegangenen Abschnitt.

5.1.3 Multimoden-Lasing von Flüstergaleriemoden

Der freie Spektralbereich zwischen benachbarten Flüstergaleriemoden wird für Resonatoren mit größerem Durchmesser kleiner (vgl. Kapitel 2.3.3). Daher können in größeren Resonatoren für eine gegebene Verstärkung mehr Flüstergaleriemoden anschwingen. In diesem Abschnitt wird daher ein Mikrosäulenresonator mit einem Durchmesser von $5,6 \mu\text{m}$ untersucht. In Abbildung 5.5a sind zwei μEL Spektren für Injektionsströme von $4,6 \mu\text{A}$ und $21,9 \mu\text{A}$ abgebildet, wobei ersteres um einen Faktor 300 vergrößert dargestellt ist. Es sind 3 Flüstergaleriemoden zu erkennen, bei denen die Quantenzahlen von $m = 55, 56, 57$ aufgrund des größeren Resonators entsprechend höhere Werte annehmen. Die Moden mit $m = 56$ und $m = 57$ zeigen eine starke Intensitätszunahme bei höherem Injektionsstrom. Die integrierte Intensität beider Moden ist in Abbildung 5.5a gegen den Injektionsstrom aufgetragen. Beide Moden folgen dem Verlauf einer Laserkennlinie und die Schwellströme betragen $9 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 36,5 \text{ A/cm}^{-2}$) und $20 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 81,0 \text{ A/cm}^{-2}$). Die energetisch höher liegende Mode mit $m = 57$ überschreitet die Laserschwelle also erst bei höheren Strö-

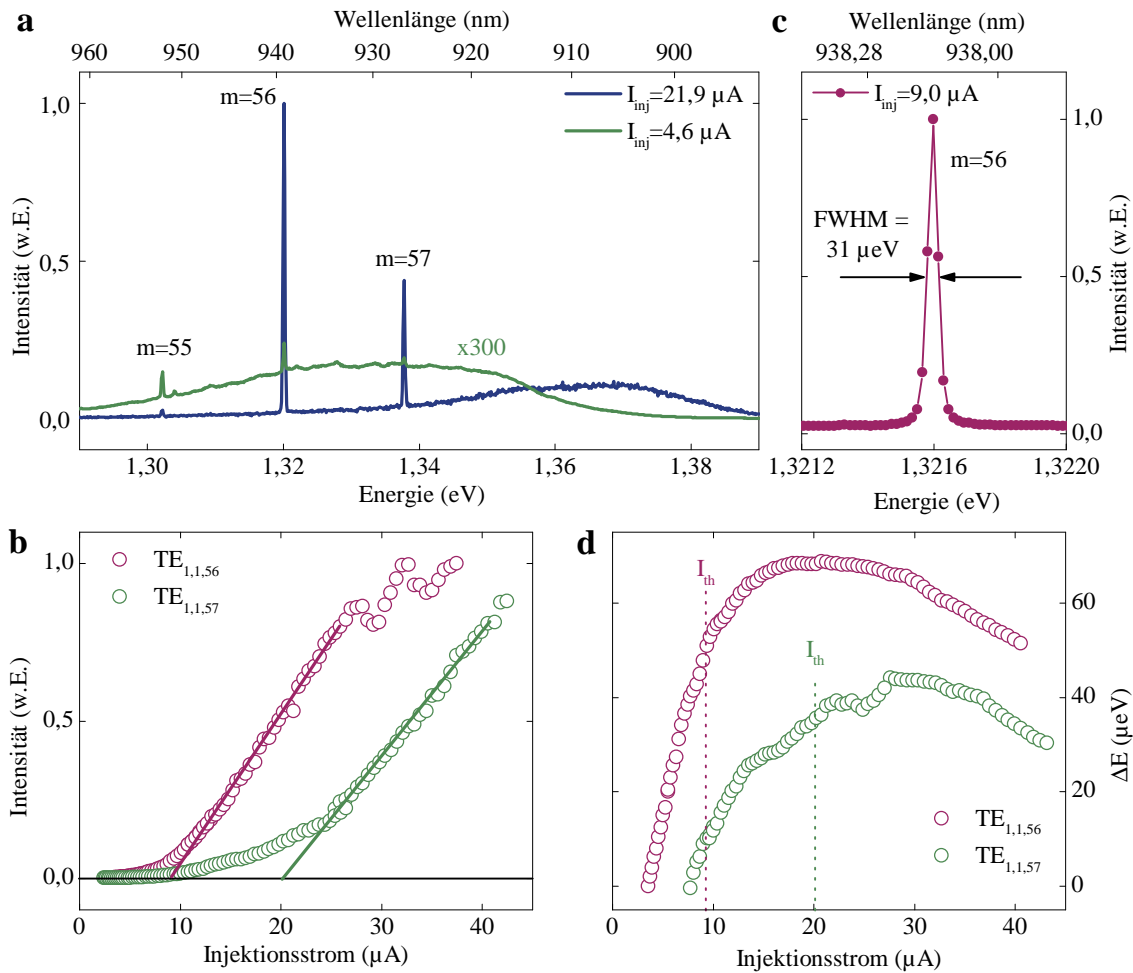


Abbildung 5.5: (a) μ EL Spektren eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $5,6 \mu m$ für einen Injektionsstrom von $4,6 \mu A$ und $21,9 \mu A$. Aufgrund des größeren Durchmessers des Resonators verringert sich der freie Spektralbereich und zwei benachbarte Flüstergaleriemoden können gleichzeitig die Laserschwelle überschreiten. (b) Eingangs-Ausgangskennlinien der $TE_{1,1,56}$ und $TE_{1,1,57}$ Mode mit Schwellströmen von $9 \mu A$ und $20 \mu A$. (c) Hochaufgelöstes Spektrum der $TE_{1,1,56}$ Mode an der Laserschwelle mit einem Q-Faktor von 40 000. (d) Energiewerschiebung der Flüstergaleriemoden mit $m = 56, 57$ in Abhängigkeit des Injektionsstroms.

men. Dieses Verhalten wurde generell beobachtet, und ist auf das Verstärkungsmedium zurückzuführen. Erhöht man den Stromfluss durch den Mikroresonator, so relaxieren die Ladungsträger zunächst in die s-Schale der Quantenpunkte und Moden in diesem Energiebereich können anschwingen. Durch größere Ströme werden die s-Schalen abgesättigt und durch Emission in der p-Schale können Moden auch in diesem Energiebereich emittieren. Es handelt sich bei dem Zweifarbenlasing dieses Resonators daher wahrscheinlich nicht um ein reines s-Schalen Lasing, sondern um eine Emission aus unterschiedlichen Schalen der Quantenpunkte. Ein hochaufgelöstes Spektrum der $TE_{1,1,56}$ Mode an der Laserschwelle ist in Abbildung 5.5c aufgetragen. Die Linienbreite ist mit $31 \mu\text{eV}$ bereits an der Auflösungsgrenze der Messapparatur und entspricht einem Q-Faktor von ungefähr 40 000. Die Flüstergaleriemode mit $m = 58$ hat einen Q-Faktor von circa 30 000. Beide Werte liegen jedoch deutlich über dem Maximum von ungefähr $Q = 20\,000$, über das bisher für optisch gepumpte Mikrosäulenresonatoren in der Literatur berichtet wurde [Ast07, NB07]. Diese spiegeln damit die hohe Qualität der hier untersuchten Mikrosäulenresonatoren wieder.

Die relative Verschiebung der Energieposition der beiden Flüstergaleriemoden ist in Abbildung 5.5d illustriert. Wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben findet zunächst eine Blauverschiebung durch den Plasmaeffekt und danach eine Rotverschiebung durch Temperaturerhöhung durch den hohen Injektionsstrom statt. Interessant sind hier vor allem die absoluten Werte der Verschiebung. Beide Moden schieben zwischen der Laserschwelle und dem Dreifachen der Laserschwelle nur um ungefähr $20 \mu\text{eV}$. Das liegt nochmal deutlich unter dem Wert von $200 \mu\text{eV}$ des Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $2,6 \mu\text{m}$ aus Kapitel 5.1.1, was auf die bessere Wärmeabfuhr des größeren Resonators zurückzuführen ist.

5.1.4 Flüstergaleriemoden-Lasing mit hohem Q-Faktor

Der Q-Faktor der Flüstergaleriemoden an der Laserschwelle war im vorangegangenen Abschnitt bereits nahe an der Auflösungsgrenze der Messapparatur. Für größere Resonatoren wird aufgrund des flacheren Einfallswinkels bei der Totalreflexion an den Resonatorseitenwänden ein noch besserer Lichteinschluss und damit höherer Q-Faktor erwartet. In diesem Abschnitt wird daher ein Mikrosäulenresonator mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ an dem hochauflösenden Messapparat mit Teleskop-CCD betrachtet (siehe Kapitel 3.3.1). Abbildung 5.6a zeigt ein hochaufgelöstes Spektrum der lasenden Flüstergaleriemode bei einem Injektionsstrom von $33 \mu\text{A}$. Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung dieser Mode gegenüber dem Injektionsstrom ist in Abbildung 5.6b in doppellogarithmischer Auftragung dargestellt. In der Kurve sind Schwankungen der Intensität zu beobachten, die auf die längere Aufnahmezeit der Messkurve an diesem Aufbau zurückzuführen ist. Die eingezeichneten Hilfslinien mit Steigungen von $m = 1$ im linearen Bereich und $m = 2$ im

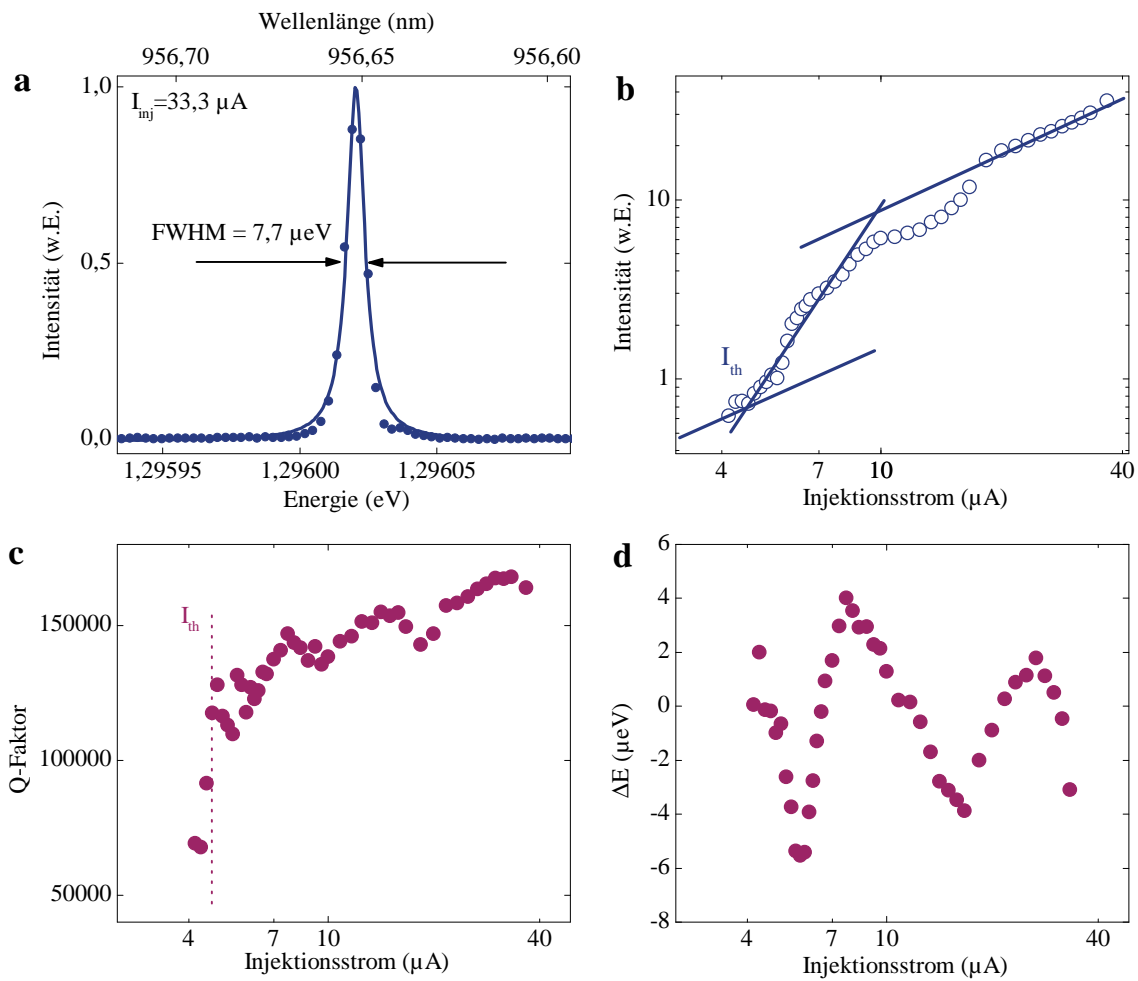


Abbildung 5.6: (a) Hochaufgelöstes Spektrum einer Flüstergaleriemode eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ im Lasing für einen Injektionsstrom von $33,3 \mu\text{A}$. Aus der Linienbreite von $7,7 \mu\text{eV}$ lässt sich ein Q-Faktor von 168 000 berechnen. (b) Eingangs-Ausgangskennlinie der Flüstergaleriemode mit einem Schwellstrom von $5 \mu\text{A}$. (c) Q-Faktor in Abhängigkeit des Injektionsstroms. (d) Energieverschiebung ΔE der Flüstergaleriemode gegen den Injektionsstrom. ΔE beträgt nur wenige μeV bis zu einem 8-fachen des Schwellpumpstroms.

superlinearen Bereich belegen jedoch eindeutig das Lasing dieser Mode. Der Schwellstrom beträgt für diesen Resonator ungefähr $5 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 1,6 \text{ A/cm}^{-2}$). Der Verlauf des Q-Faktors ist in Abbildung 5.6c aufgetragen. Bei geringen Injektionsströmen unterhalb der Laserschwelle beträgt der durch Absorption limitierte Q-Faktor ungefähr 70 000 und übersteigt an der Laserschwelle einen Wert von 100 000. Für die höchsten Ströme beträgt der durch steigende Kohärenz zusätzlich erhöhte Q-Faktor 170 000. Die hohe Stabilität der Emissionswellenlänge wird anhand von Abbildung 5.6d deutlich. Die Verschiebung der Modenposition beträgt nur wenige μeV und kann durch eine sehr gute Wärmeabfuhr des

Resonators begründet werden. Eine mögliche Erklärung der Oszillation der Messwerte ist ein Wechselspiel zwischen der rechts- und linksumlaufenden Mode, die eine geringe Aufspaltung besitzen und über die Verstärkung wechselwirken. Diese Ergebnisse belegen die hohe Qualität der untersuchten Mikrosäulenresonatoren und bekräftigen die möglichen Anwendungen von Flüstergaleriemodenlasern.

5.1.5 Freier Spektralbereich

In diesem Abschnitt soll der freie Spektralbereich, das heißt der energetische Abstand zwischen benachbarten Flüstergaleriemoden näher untersucht werden. Dazu wurden μEL Spektren von Mikrosäulenresonatoren mit Durchmessern zwischen $2,3 \mu\text{m}$ und $20,6 \mu\text{m}$ unter einem Winkel von 45° aufgenommen. In Abbildung 5.7a ist ein beispielhaftes Spektrum eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $4,6 \mu\text{m}$ bei einem Injektionsstrom von $4,9 \mu\text{A}$ gezeigt. Die azimutalen Modennummern m wurden mithilfe von Gleichung 2.13 bestimmt und liegen hier zwischen $m = 42$ und $m = 46$. Eine quantitative Auswertung der Modenpositionen zeigt, dass der freie Spektralbereich mit zunehmender Modenzahl m erwartungsgemäß kleiner wird und etwa 22 meV beträgt. Sowohl der konvergierende Trend der Modenpositionen, als auch die Werte des freien Spektralbereichs und die absoluten Modennummern sind in Übereinstimmung mit Angaben aus der Literatur [Ast07]. Der Grund für den zunehmend kleineren freien Spektralbereich liegt in dem effektiv größeren Radius des Resonators für höhere azimutale Quantenzahlen. Durch die Erhöhung der Modenzahl m und damit der Erhöhung der Anzahl der Totalreflexionen bei einem Umlauf des Lichts in der Kavität, konvergiert der optische Weg der Moden gegen den Umfang der kreisförmigen Grundfläche, wodurch der effektive Radius steigt. Astratov et al. konnten jedoch zeigen, dass das nicht der einzige Grund sein kann, um die ausgeprägte Konvergenz im Experiment zu erklären. Sie nehmen daher an, dass zusätzliche Dispersionseffekte des Gallium-Arsenids eine Rolle spielen [Ast07].

Abbildung 5.7b zeigt den freien Spektralbereich um $1,3 \text{ eV}$ der Mikrosäulenresonatoren mit Durchmessern zwischen $2,3 \mu\text{m}$ und $20,6 \mu\text{m}$. Dabei ist zu beachten, dass die azimutalen Modennummern der Mikroresonatoren in diesem Spektralbereich sehr unterschiedlich sind. Der freie Spektralbereich ist mit einem Wert von $49,1 \text{ meV}$ maximal für einen Durchmesser von $2,3 \mu\text{m}$ und nimmt bis zu einem Wert von $4,6 \text{ meV}$ für einen Durchmesser von $20,6 \mu\text{m}$ ab. Dieser Verlauf wird exzellent durch die aus Gleichung 2.13 berechneten Werte bestätigt (5.7b). Dies lässt sich leicht verstehen, wenn man ein regelmäßiges Vieleck in einem Einheitskreis betrachtet, das ein gutes Modell für den Strahlengang einer Flüstergaleriemode darstellt. Erhöht man die Anzahl der Ecken n in diesem regelmäßigen n -Eck, so beschreibt das n -Eck immer besser einen Kreis. Die relative Änderung der Seitenlängen wird dabei immer kleiner. Daher sind bei gleicher Wellenlänge die Flü-

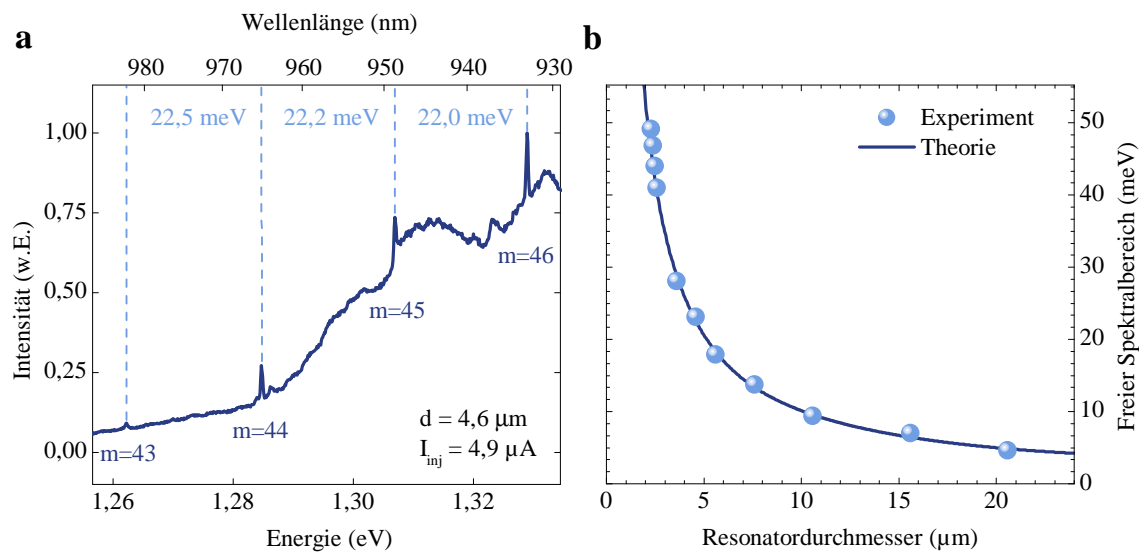


Abbildung 5.7: (a) μ EL Spektrum eines Mikrosäulenresonators mit $4,6 \mu\text{m}$ Durchmesser für einen Injektionsstrom von $4,9 \mu\text{A}$. Der spektrale Abstand zwischen den Moden nimmt geringfügig mit höheren Energien ab. (b) Freier Spektralbereich der Flüstergaleriemoden um $1,3 \text{ eV}$ in Abhängigkeit des Resonatordurchmessers. Der abnehmende Trend des freien Spektralbereichs wird exzellent durch die theoretische Kurve bestätigt.

stergaleriemoden in großen Resonatoren energetisch enger beieinander, da die relativen Änderungen der Wellenlänge durch Erhöhung der azimuthalen Quantenzahl m immer kleiner wird.

5.1.6 Temperaturabhängigkeit des Laserschwelstroms

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels soll der Einfluss der Temperatur auf das Lasing der Flüstergaleriemoden untersucht werden. Dazu wurden Eingangs-Ausgangskennlinien der $TE_{1,1,46}$ Mode eines elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $4,6 \mu\text{m}$ für Temperaturen zwischen 20 K und 100 K aufgenommen. Exemplarisch sind die Kennlinien für 20 K , 80 K und 100 K in linearer Darstellung in Abbildung 5.8a abgebildet. Jede Kurve zeigt ein typisches Schwellverhalten eines Lasers so dass Lasing bis zu einer Temperatur von 100 K nachgewiesen ist. Der Schwellpumpstrom steigt dabei mit zunehmender Temperatur an. Für 20 K beträgt er $8 \mu\text{A}$ und für 100 K bereits $67 \mu\text{A}$. Ursache dafür ist zum einen die thermische Entleerung der Quantenpunkte. Ladungsträger, die in den Quantenpunkten eingeschlossen sind, können zunehmend durch Phononen aus den Quantenpunkten gestreut werden und stehen damit nicht mehr der spontanen, beziehungsweise stimulierten Emission zur Verfügung. Zum anderen steigt die Verstimmung zwischen der Flüstergaleriemode und der Emission des Quantenpunkten-

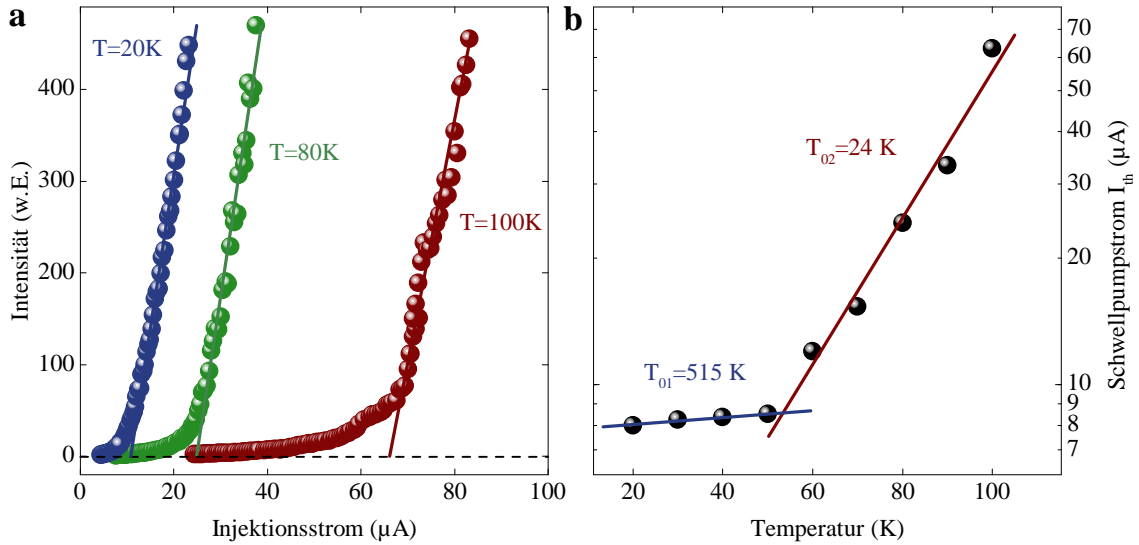


Abbildung 5.8: (a) Eingangs-Ausgangs-Kennlinien einer Flüstergaleriemode eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $4,6 \mu\text{m}$ für Temperaturen von 20 K, 80 K und 100 K. Der Schwellpumpstrom steigt für höhere Temperaturen an. (b) Schwellpumpstrom I_{th} in logarithmischer Auftragung gegen die Temperatur. Die beiden Bereiche der Zunahme von I_{th} werden durch die charakteristischen Temperaturparameter $T_{01} = 515 \text{ K}$ und $T_{02} = 24 \text{ K}$ gut beschrieben.

sembles aufgrund der unterschiedlichen Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex des GaAs und der Bandlücke in den Quantenpunkten, welche die Emissionswellenlänge der Mode, beziehungsweise der Quantenpunkte bestimmt. Wegen beiden Verlustmechanismen muss der Stromfluss durch den Resonator erhöht werden, um bei steigender Temperatur die Laserschwelle überschreiten zu können.

In Abbildung 5.8b ist der Verlauf des Schwellpumpstroms gegen die Temperatur logarithmisch aufgetragen. Es sind zwei unterschiedliche Bereiche zu erkennen, die sich jeweils mit einer Exponentialfunktion mit einem charakteristischen Temperaturparameter T_0 beschreiben lassen:

$$I_{th} = I_0 \cdot e^{\frac{T}{T_0}}. \quad (5.1)$$

Unterhalb von 50 K steigt der Schwellpumpstrom nur langsam mit der Temperatur an, so dass sich ein hoher charakteristischer Temperaturparameter von $T_{01} = 515 \text{ K}$ extrahieren lässt. Die Verluste sind in diesem Bereich auf zunehmende Streuung mit Phononen zurückzuführen. Ab 50 K steigt der Schwellpumpstrom dramatisch an. Dieser Verlauf ist durch einen Temperaturparameter von 24 K charakterisiert. Die Zunahme von I_{th} ab 50 K lässt sich durch das Einsetzen eines zweiten dominanteren Verlustmechanismus, nämlich der Verstimmung zwischen Mode und Quantenpunktverstärkung erklären [Rei08b]. Die

stärkere Verschiebung der Quantenpunktemission im Vergleich zur Modenposition führt zu einer geringeren Verstärkung, da immer weniger Quantenpunkte in die Mode emittieren können. Durch einen stärkeren elektronischen Einschluss der Exzitonen könnte stabiles Lasen auch bei höheren Temperaturen erreicht werden. Bei Raumtemperatur liegen typische charakteristische Temperaturen von Quantenpunktlasern im Temperaturbereich zwischen $T_0 = 150 - 180$ K [Shc02, Bim03], aber es wurden auch schon von Werten über 385 K berichtet [Max97].

5.2 Lasing von Flüstergaleriemoden und Modenselektion bei Raumtemperatur

Ein wesentlicher Aspekt für eine kommerzielle Anwendung neuartiger Lichtquellen ist der Betrieb bei Raumtemperatur. Dies wird dadurch erreicht, dass die Ladungsträger in der aktiven Schicht stark eingeschlossen werden, um eine thermische Entleerung zu vermeiden. Eine mögliche Anwendung von Flüstergaleriemodenlaser wurde im Jahr 2008 von Andronico et al. vorgeschlagen [And08]. In einem Gold/AlAs/GaAs/AlAs/Gold Mikrozyylinder

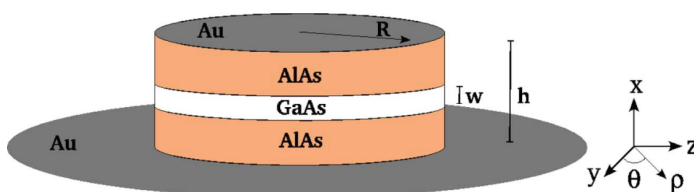


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung einer Gold/AlAs/GaAs/AlAs/Gold Mikrostruktur. Die GaAs Schicht bietet einen vertikalen Einschluss für zwei Infrarot Flüstergaleriemoden. Die Goldschichten erlauben einen vertikalen Einschluss für eine Terahertz Flüstergaleriemode, die durch Differenzfrequenzmischen erzeugt wird (aus [And08]).

können zwei Infrarot-Flüstergaleriemoden durch Differenzfrequenzmischen eine Terahertz-Flüstergaleriemode erzeugen, die durch die Goldschichten vertikal im Resonator eingeschlossen wird (siehe Abbildung 5.9). Solch eine elektrisch betreibbare Terahertzquelle bei Raumtemperatur könnte eine hohe Bandbreite im Megahertzbereich und Ausgangsleistungen von über $1\mu\text{W}$ erreichen und in astronomischer und atmosphärischer Spektroskopie verwendet werden [And08]. Die Entwicklung und Charakterisierung von Flüstergaleriemodenlasern bei Raumtemperatur in dieser Arbeit ist eine Grundlage für eine spätere Realisierung einer Terahertzquelle. Dieser Abschnitt beginnt mit der Demonstration von Raumtemperaturlasing in Mikrozyylinderresonatoren mit 6 DWELL Schichten als Verstärkungsmedium, die den benötigten elektronischen Einschluss bieten [Kre03]. Die Emissionswellenlänge liegt im nahen Infraroten-Spektralbereich bei 1230 nm , da dies für spätere Anwendungen aufgrund der Transmissionfenster von Glasfasern von $1,3\ \mu\text{m}$ und $1,55\ \mu\text{m}$ von Vorteil ist. Um die Eigenschaften der Laser weiter zu verbessern, werden im zweiten Teil dieses Abschnitts Mikroringresonatoren untersucht. Da Flüstergaleriemoden mit niedriger radialer Quantenzahl stark im Außenbereich der Resonatoren lokalisiert sind, wird in diesen Strukturen der innere Teil nicht mehr gepumpt, was zu niedrigeren Schwellpumpströmen und geringerer Wärmeentwicklung führt. Im letzten Teil dieses Abschnitts wird durch genau definierte Einkerbungen in den Seitenwänden der Mikroringresonatoren

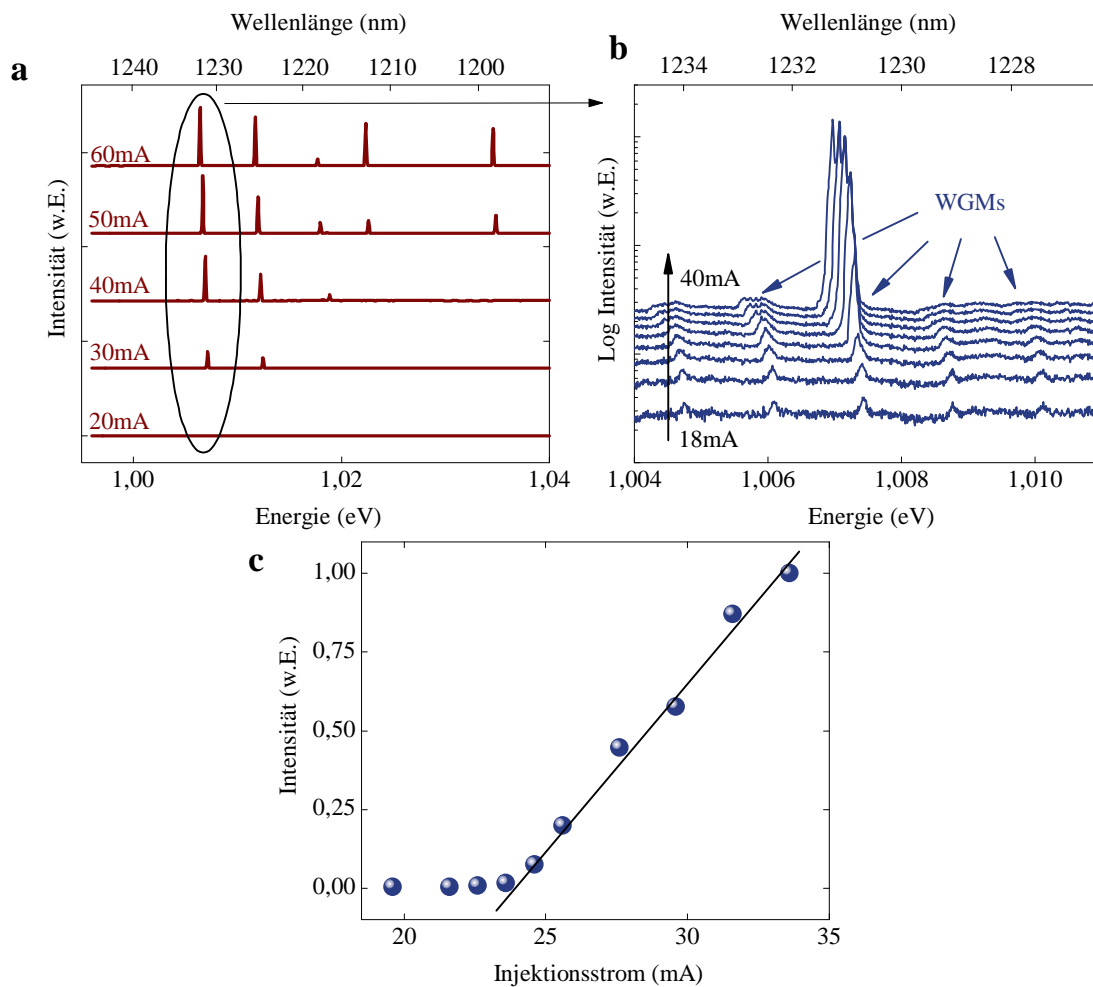


Abbildung 5.10: Raumtemperatur CW Lasing eines Mikrozyylinderresonators mit einem Durchmesser von $80 \mu\text{m}$. (a) Wasserfalldiagramm der Spektren für Injektionsströme von 20 mA bis 60 mA, in dem ein Multimodenlasing erkennbar ist. (b) Vergrößerte Darstellung des Wasserfalldiagramms in logarithmischer Darstellung. Sowohl das Lasing einer Flüstergaleriemode, als auch die benachbarten Flüstergaleriemoden im näherungsweise äquidistanten Abstand sind zu erkennen. (c) Integrierte Intensität der Lasingmode aus (b) als Funktion des Injektionsstroms. Der Schwellpumpstrom beträgt 24 mA.

eine Modenselektion erreicht, indem der Q-Faktor bestimmter Moden drastisch reduziert wird.

5.2.1 Lasing in Mikrozyylinderresonatoren

In Abbildung 5.10a sind EL-Spektren eines Mikrozyylinderresonators mit einem Durchmesser von $80 \mu\text{m}$ für Injektionsströme von 20 mA bis 60 mA bei Raumtemperatur gezeigt. Es sind mehrere Moden zu erkennen, die über einen weiten Spektralbereich von 40 nm ins

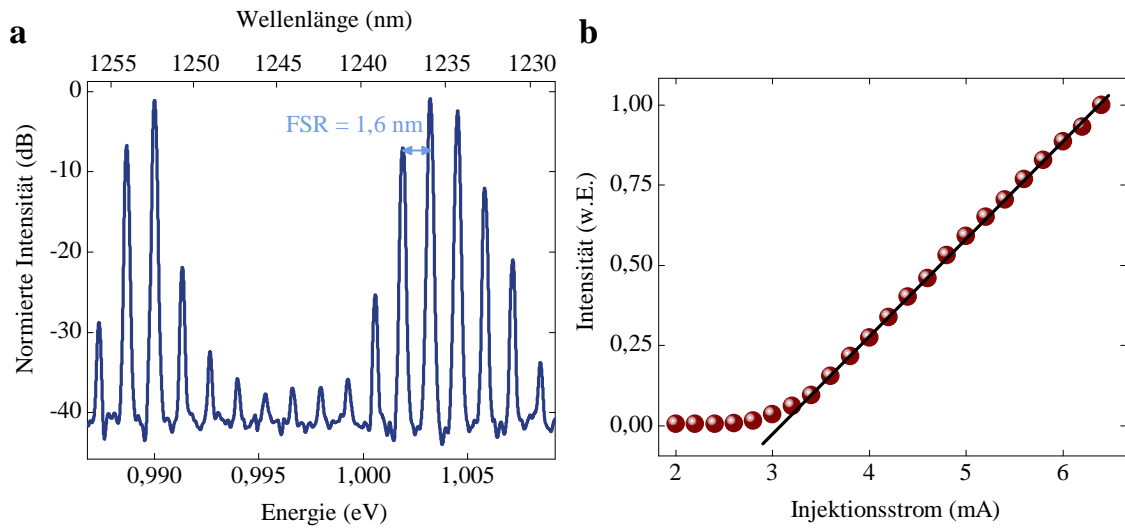


Abbildung 5.11: (a) Logarithmisches Spektrum eines Mikroringresonators mit einem Durchmesser von $80 \mu\text{m}$ und einer Stegbreite von $1 \mu\text{m}$. Die äquidistante Modenstruktur der Flüstergaleriemoden bleibt erhalten. (b) Eingangs-Ausgangs Kennlinie einer Flüstergaleriemode belegt das Lasingverhalten. Der Schwellpumpstrom ist aufgrund der verbesserten Geometrie auf 3 mA gesunken.

Lasing übergehen. Die Anzahl der lasenden Moden nimmt dabei mit größerem Injektionsstrom zu. Hochaufgelöste Spektren der Mode, die zuerst die Laserschwelle überschreitet, sind für Injektionsströme von 18 mA bis 40 mA in Abbildung 5.10b in logarithmischer Skala aufgetragen. Um die Lasingmode ist das für einen Flüstergaleriemodenresonator charakteristische näherungsweise äquidistante Modenspektrum zu erkennen. Es handelt sich dabei um Flüstergaleriemoden mit der radialen Quantenzahl $l = 1$. Flüstergaleriemoden mit höherer radialer Quantenzahl sind nicht zu erkennen, da sie aufgrund ihres größeren Modenvolumens den geringeren Purcell-Effekt aufweisen. Der freie Spektralbereich beträgt $1,35 \text{ meV}$ beziehungsweise $1,65 \text{ nm}$. Unter der Annahme eines effektiven Brechungsindex von $n_{eff} = 3,67$ für die vorhandene Struktur lässt sich über Gleichung 2.11 ein freier Spektralbereich von $1,64 \text{ nm}$ berechnen, der sehr gut mit dem experimentellen Wert übereinstimmt. Eine exakte Bestimmung der azimuthalen Quantenzahlen m ist allerdings aufgrund der großen Resonatoren und der daraus resultierenden relativ hohen Modendichte schwierig. Für einen $80 \mu\text{m}$ Resonator liegen sie jedoch im Spektralbereich von 1200 nm in der Größenordnung von $m = 700 - 800$.

Die integrierte Intensität der Flüstergaleriemode ist in Abbildung 5.10c gegen den Injektionsstrom aufgetragen. Es ist das typische Verhalten einer Laserdiode zu erkennen und der Schwellpumpstrom kann zu 24 mA ($j_{th} = 477 \text{ A/cm}^{-2}$) bestimmt werden.

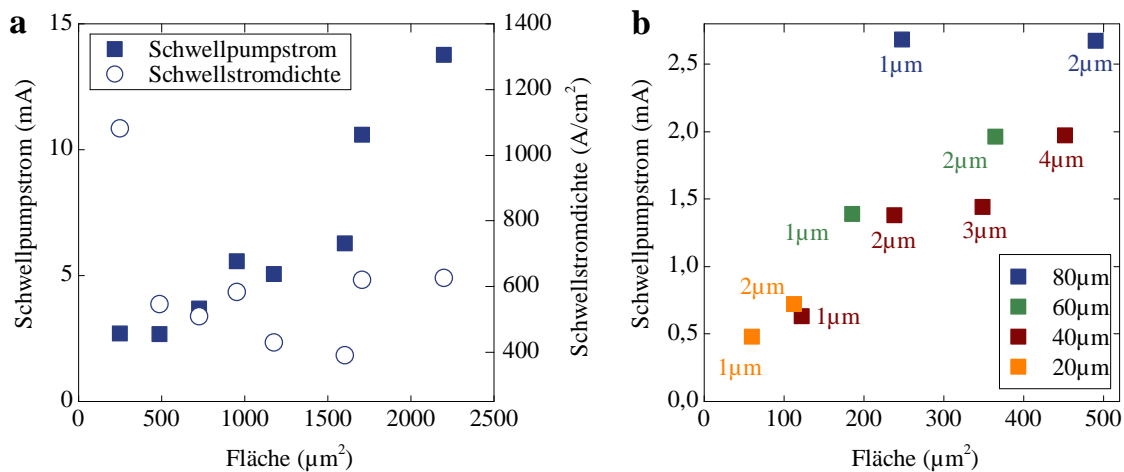


Abbildung 5.12: (a) Schwellpumpstrom und Schwellstromdichte als Funktion der Querschnittsfläche von Mikroringresonatoren mit einem Durchmesser von $80 \mu\text{m}$ und Stegbreiten zwischen $1 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$. (b) Schwellpumpstrom in Abhängigkeit der Querschnittsfläche von Mikroringresonatoren mit Durchmessern zwischen $20 \mu\text{m}$ und $80 \mu\text{m}$ und Stegbreiten zwischen $1 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$. Der Schwellpumpstrom kann durch die geringere Querschnittsfläche bis auf $0,48 \text{ mA}$ reduziert werden.

5.2.2 Lasing in Mikroringresonatoren

Mikroringresonatoren besitzen ein verbessertes Verhältnis von Modenvolumen zur gesamten gepumpten Struktur. Daher werden niedrigere Schwellpumpströme erwartet und Flüstergaleriemoden mit höheren radialen Quantenzahlen können von vornherein ausgeschlossen werden. In Abbildung 5.11a ist ein Spektrum eines Mikroringresonators mit einem Außendurchmesser von $80 \mu\text{m}$ und einer Stegbreite von $1 \mu\text{m}$ bei einem Injektionsstrom von 10 mA in logarithmischer Darstellung gezeigt. Im Vergleich zu einem Vollzylinderresonator ergibt sich kein Unterschied in der Modenstruktur und der freie Spektralbereich beträgt $1,6 \text{ nm}$. Die Auftragung der integrierten Intensität einer Flüstergaleriemode eines weiteren Mikroringresonators mit identischer Geometrie in Abbildung 5.11b belegt das Überschreiten der Laserschwelle. Aus der Kennlinie lässt sich ein Schwellpumpstrom von 3 mA ($j_{th} = 2402 \text{ A/cm}^{-2}$) extrahieren, der deutlich unterhalb des Wertes des Vollzylinderresonators liegt.

Eine detaillierte Untersuchung des Schwellpumpstroms von der Geometrie des Ringresonators ist in Abbildung 5.12a zusammengefasst. Hierfür wurde der Schwellpumpstrom für Mikroringresonatoren mit einem Außendurchmesser von $80 \mu\text{m}$ und einer Stegbreite zwischen $1 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ bestimmt. Die ermittelten Werte sind in Abhängigkeit der Resonatorquerschnittsfläche aufgetragen. Es ist ein eindeutiger Zusammenhang zwischen reduzierter Querschnittsfläche und dem Schwellpumpstrom zu erkennen. Er fällt von

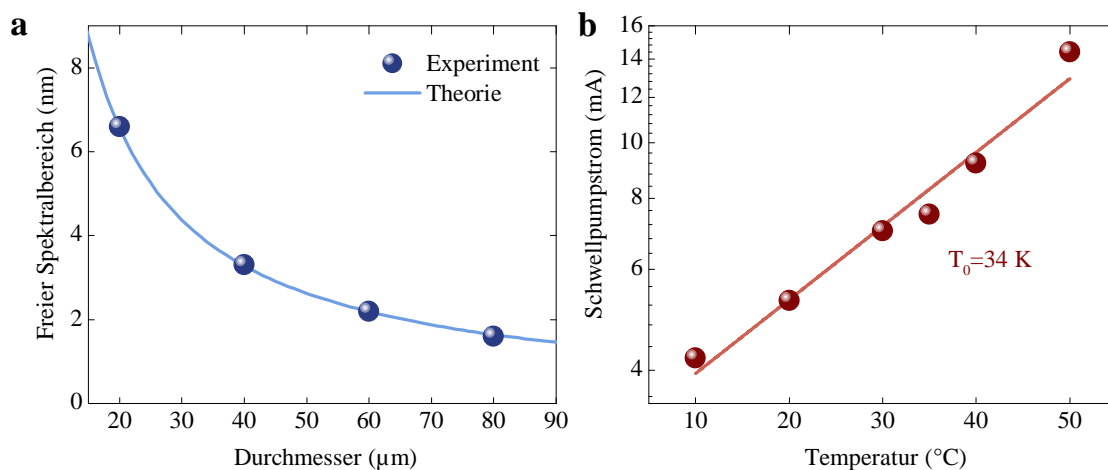


Abbildung 5.13: (a) Experimentell ermittelter und theoretisch berechneter freier Spektralbereich für Mikroringresonatoren mit Durchmessern zwischen 20 μm und 80 μm unter der Annahme eines effektiven Brechungsindex von $n_{eff} = 3,67$ und einer Emissionswellenlänge von 1230 nm. (b) Schwellpumpstrom als Funktion der Temperatur eines Mikroringresonators mit einem Durchmesser von 80 μm und einer Stegbreite von 10 μm . Die charakteristische Temperatur beträgt $T_0 = 34 \text{ K}$.

13,8 mA eines 10 μm breiten Mikrorings auf 2,7 mA eines 1 μm breiten Mikrorings. Die Schwankungen der Werte sind auf die individuellen Gegebenheiten der Resonatoren und der Verstärkung zurückzuführen. In der gleichen Abbildung sind die Schwellstromdichten aufgetragen. Bis zu einer Stegbreite von 2 μm ist die Schwellstromdichte nahezu konstant. Nur für die kleinsten hergestellten Strukturen mit Stegbreiten von 1 μm ist ein Anstieg in der Schwellstromdichte zu erkennen, der durch erhöhte optische Verluste durch Streuung erklärt werden kann.

Eine ähnliche Abhängigkeit des Schwellpumpstroms von der Querschnittsfläche wird auch für Mikroringresonatoren erwartet, wenn der Außendurchmesser verkleinert wird. So sind in Abbildung 5.12b die Schwellströme für Mikroringresonatoren mit Außendurchmessern zwischen 20 μm und 80 μm und Stegbreiten zwischen 1 μm und 4 μm dargestellt. Die Farbkodierung gibt dabei den Außendurchmesser an und die Beschriftung der Punkte um Graphen die Stegbreite. Erneut ist ein Absinken des Schwellpumpstroms mit der Querschnittsfläche der Ringresonatoren zu erkennen. Der geringste gemessene Schwellstrom beträgt 0,48 mA ($j_{th} = 1632 \text{ A/cm}^{-2}$) bei einem Außendurchmesser 20 μm und einer Stegbreite von 1 μm .

Die Spektren der Mikroringresonatoren mit Außendurchmessern zwischen 20 μm und 80 μm und Stegbreiten von 1 μm wurden zusätzlich hinsichtlich ihres freien Spektralbereichs untersucht. In Abbildung 5.13a ist sowohl der experimentell ermittelte als auch der theoretisch nach Gleichung 2.11 berechnete freie Spektralbereich in Abhängigkeit des

Durchmessers aufgetragen. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen und experimentellen Werten.

Abschließend wurde noch die Abhängigkeit des Schwellstroms von der Temperatur untersucht. Dazu wurden die Laserkennlinien eines Mikrorings mit einem Durchmesser von $80\ \mu\text{m}$ und einer Stegbreite von $10\ \mu\text{m}$ aufgenommen. Die Schwellströme sind in Abbildung 5.13b gegen die Temperatur aufgetragen. CW Lasing konnte bis 50°C nachgewiesen werden und der Schwellpumpstrom bis auf $4,2\ \text{mA}$ bei 10°C gesenkt werden. Die charakteristische Temperatur beträgt $34\ \text{K}$. Durch weitere Optimierung der Quantenpunktverstärkung könnte dieser Wert für spätere Proben weiter verbessert werden.

5.2.3 Flüstergalerie-Modenselektion durch Nanokerben

Der freie Spektralbereich eines Flüstergaleriemodenresonators nimmt mit der Größe des Resonators immer weiter ab. Bei den vorhandenen Proben beträgt der freie Spektralbereich eines $80\ \mu\text{m}$ Mikrorings nur noch $1,6\ \text{nm}$. Zu größeren Resonatoren hin besitzen benachbarte Moden zunehmend einen spektralen Überlapp und konkurrierend damit um die vorhandene Verstärkung. Die Leistung der Moden kann dadurch beeinträchtigt werden. Große Resonatoren sind jedoch zum Beispiel bei der Erzeugung von Terahertz Strahlung durch Differenzfrequenzmischen von großem Interesse [And08]. In diesem Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, um den Q-Faktor von bestimmten Flüstergaleriemoden zu reduzieren, damit beispielsweise nur noch jede zweite, dritte oder vierte Mode die Laserschwelle überschreitet. Dazu werden Nanokerben in einer Größenordnung unterhalb der Wellenlänge der Modenemission in die Seitenwänden des Resonators an spezifische Positionen prozessiert. Die Nanokerben wirken als Streuzentren und reduzieren den Q-Faktor bestimmter Moden. Nur diejenigen Moden, deren elektrisches Feld einen Knoten im Bereich der Nanokerben besitzt, bleiben unverändert und können weiterhin die Laserschwelle überschreiten. Ein ähnlicher Ansatz zur Unterdrückung von Flüstergaleriemoden wurde in den als Mikrozahnräder bekannten Resonatoren verfolgt [Fuj02]. Diese Mikroscheibenresonatoren besitzen ein rotationssymmetrisches Braggitter aus einer Anzahl N Nanokerben. In diesen Resonatoren kann nur die Mode mit azimuthaler Quantenzahl $m = N/2$ anschwingen. Diese Methode erlaubt nur monomodige Emission und wurde für Modenzahlen m zwischen 8 und 12 gezeigt. Mit dem hier vorgestellten Ansatz ist jedoch Mehrfarbenlasing möglich und die Schwierigkeit der exakten Einstellung zwischen dem Verstärkungsmaximum und der energetischen Lage der Mikrozahnradmodes durch Wahl der Anzahl der Nanokerben N entfällt. Zudem wäre in großen Resonatoren aufgrund der hohen Modenzahlen die Anzahl der Nanokerben mit über 1 000 sehr groß. Da dieser Selektionsmechanismus sehr anfällig gegen Defekte oder Unterschiede der Nanokerben ist, verspricht der hier aufgezeigte Ansatz mit einigen wenigen Nanokerben eine höhere Robustheit bei geringeren Streuverlusten.

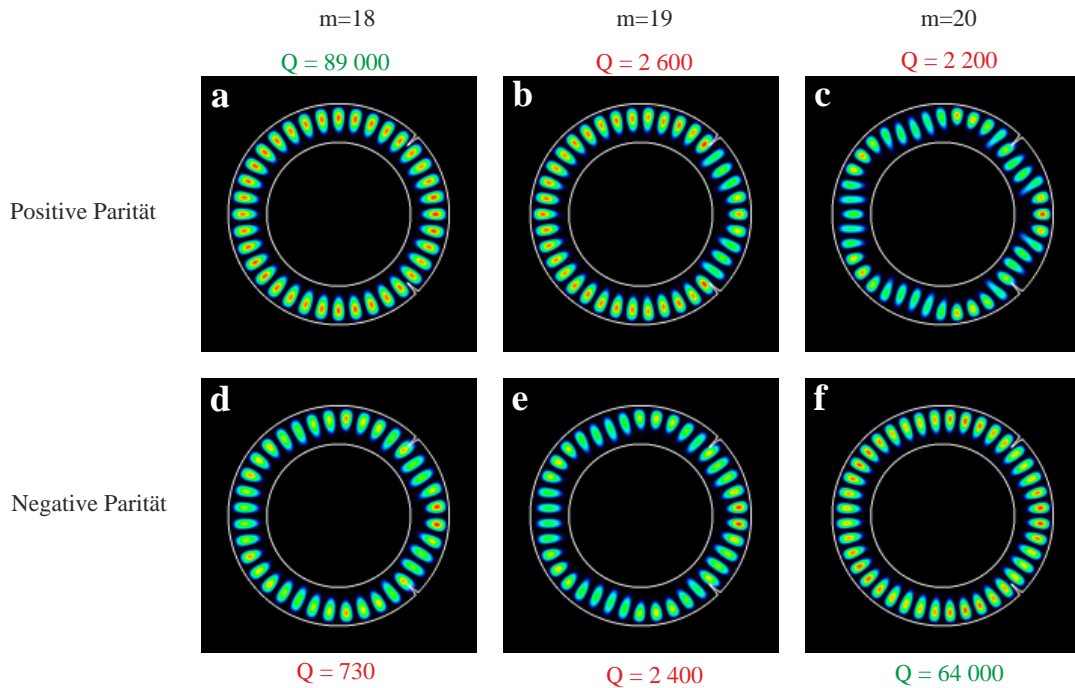


Abbildung 5.14: Simulierte Flüstergaleriemoden in einem Mikroringresonator mit zwei Nanokerben im Abstand von 90° . Es sind jeweils die $TE_{1,1,m}$ Moden für $m = 18 - 20$ für positive Parität in der oberen und für negative Parität in der unteren Reihe abgebildet. Nur die Moden $TE_{1,1,18}^+$ (a) und $TE_{1,1,20}^-$ (f) bleiben durch die Einkerbungen ungestört.

In Abbildung 5.14 sind Simulationen von Flüstergaleriemoden in Mikroringresonatoren mit zwei Nanokerben im Abstand von 90° gezeigt, die im Rahmen einer Kooperation von Prof. Jan Wiersig¹ durchgeführt wurden. Diese Geometrie stellt den einfachsten Fall zur Modenselektion dar und bewirkt, dass jede zweite Mode unterdrückt wird. Um den Mechanismus zu verdeutlichen, wurden im Gegensatz zum Experiment deutlich kleinere Mikroringe mit einem äußeren und inneren Durchmesser von $2,56 \mu\text{m}$ und $1,67 \mu\text{m}$ simuliert, bei denen die azimutale Modenzahl im Bereich von 15-25 liegt. Für die Nanokerben wurde eine Gaußform mit einer Breite von 16 nm und einer Tiefe von 160 nm angenommen. Die exakte Form der Kerben spielt jedoch keine entscheidende Rolle solange die Kerben kleiner als die Wellenlänge sind [Wie12]. Der effektive Brechungsindex für die Simulation beträgt $n_{eff} = 3,67$ und es wurde eine Absorption von $\alpha_i = 2 \text{ cm}^{-1}$ angenommen. In Abbildung 5.14a-c sind die Moden $TE_{1,1,18}$, $TE_{1,1,19}$ und $TE_{1,1,20}$ mit positiver Parität gezeigt und in Abbildung 5.14d-e die gleichen Moden mit negativer Parität, deren elektromagnetisches Feld um die Phase $\pi/2$ verschoben ist. Aus den Simulationen können auch die Q-Faktoren der Moden bestimmt werden, die ebenfalls im Graphen notiert sind. Es ist zu erkennen, dass nur die Moden $TE_{1,1,18}^+$ (a) und $TE_{1,1,20}^-$ (f) völlig ungestört sind und

¹ Otto von Guericke Universität Magdeburg

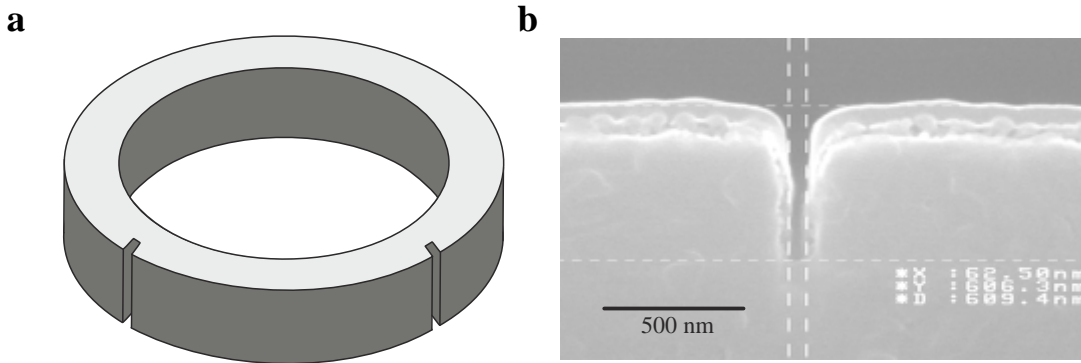


Abbildung 5.15: (a) Schematische Darstellung eines Mikroringresonators mit zwei Nanokerben im Abstand von 90°. (b) Rasterelektronenmikroskopieaufnahme einer Mikrokerbe in Draufsicht. Die Breite beträgt 60 nm und die Tiefe 600 nm.

einen Q-Faktor von 89 000 und 64 000 besitzen, da die Nanokerben auf den Knotenlinien des elektrischen Feldes liegen. Der Q-Faktor aller anderen Moden wird um mindestens einen Faktor 25 reduziert, da die Nanokerben nicht mehr auf den Knoten des elektrischen Feldes liegen, so dass diese Moden erst bei viel größerer Anregung die Laserschwelle überschreiten könnten. Für diese Geometrie mit zwei Nanokerben im Abstand von 90° lässt sich festhalten, dass nur Flüstergaleriemoden mit gerader azimuthaler Modenzahl anschwingen werden und dass von den nicht-entarteten Modenpaaren jeweils nur eine Mode mit abwechselnd positiver und negativer Parität übrig bleibt. Im Spektrum eines solchen Resonators würde man folglich einen effektiven doppelten freien Spektralbereich beobachten. Durch Variation des Winkels zwischen den beiden Nanokerben können weitere effektive freie Spektralbereiche eingestellt werden. Folgende Gleichung gibt die möglichen Winkel an:

$$FSR_{eff} = FSR \cdot \frac{180^\circ}{\varphi}. \tag{5.2}$$

Dabei muss der Quotient $\frac{180^\circ}{\varphi}$ eine natürliche Zahl ergeben. Für einen Winkel von $\varphi = 60^\circ$ ergibt sich beispielsweise ein dreifacher effektiver freier Spektralbereich und für $\varphi = 45^\circ$ ein vierfacher effektiver freier Spektralbereich. Dabei ist allerdings zu beachten, dass zu kleineren Winkeln hin die herauszustreudenden Moden unterschiedlich stark gestört werden, da die Nanokerben mehr oder weniger gut auf den Feldmaxima positioniert sind. Es kann daher sinnvoll sein zusätzliche Nanokerben im Abstand $n \cdot \varphi$ in den Mikroresonator zu prozessieren, um die Störung zu verstärken.

Zur experimentellen Untersuchung der Modenselektion werden dasselbe Probenmaterial und derselbe Fabrikationsprozess wie im vorangegangenen Abschnitt verwendet. Die Nanokerben werden direkt im Elektronstrahlolithographieprozess realisiert, wodurch der Winkel zwischen den Nanokerben exakt definiert werden kann. Eine alternativer Prozess,

bei dem mittels eines Ionenstrahls die Nanokerben einzeln „herausgefräst“ worden wären, hätte nicht die notwendige Präzision des Winkels erreicht, wäre zeitaufwendiger gewesen, da jeder Resonator einzeln bearbeitet worden wäre, und hätte unter Umständen das Verstärkungsmedium negativ beeinflusst. In Abbildung 5.15a ist eine schematische Darstellung eines Mikroringresonators mit zwei Kerben im Abstand $\varphi = 90^\circ$ dargestellt und Abbildung 5.15b zeigt eine Rasterelektronenmikroskopieaufnahme einer Mikrokerbe in der Draufsicht. Die Breite beträgt ungefähr 60 nm und die Tiefe 600 nm. Insgesamt wurden Mikroringresonatoren mit einem Durchmesser von 80 μm , einer Stegbreite von 1 – 2 μm und entweder zwei Nanokerben im Abstand $\varphi = 90^\circ$ oder $\varphi = 60^\circ$ oder drei Nanokerben im Abstand $\varphi = 45^\circ$ prozessiert.

In Abbildung 5.16 sind die experimentellen Ergebnisse zusammengefasst. Der erste Graph zeigt ein Spektrum eines Mikroringresonators ohne Einkerbungen. Es ist ein typisches näherungsweise äquidistantes Flüstergaleriemodenspektrum mit einem freien Spektralbereich von 1,6 nm zu erkennen. Abbildung 5.16b-d zeigt Spektren von Mikroringresonatoren mit zwei Nanokerben im Abstand $\varphi = 90^\circ$, $\varphi = 60^\circ$ und drei Nanokerben im Abstand $\varphi = 45^\circ$. Die gestrichelten senkrechten Linien markieren die Positionen aller Flüstergaleriemoden eines Mikroringresonators ohne Einkerbungen. Die spektrale Lage der Emission variiert zwischen den Resonatoren aufgrund der unterschiedlichen Position auf der Probe und damit einer veränderten Quantenpunktdichte und Quantenpunktemission. Dennoch ist der Selektionsmechanismus deutlich zu erkennen. So ergibt sich wie theoretisch vorhergesagt je nach Geometrie ein doppelter, dreifacher oder vierfacher effektiver freier Spektralbereich. Über das Verhalten der nicht-entarteten Moden mit positiver und negativer Parität kann aus den experimentellen Daten aufgrund der zu geringen spektralen Auflösung keine Aussage getroffen werden.

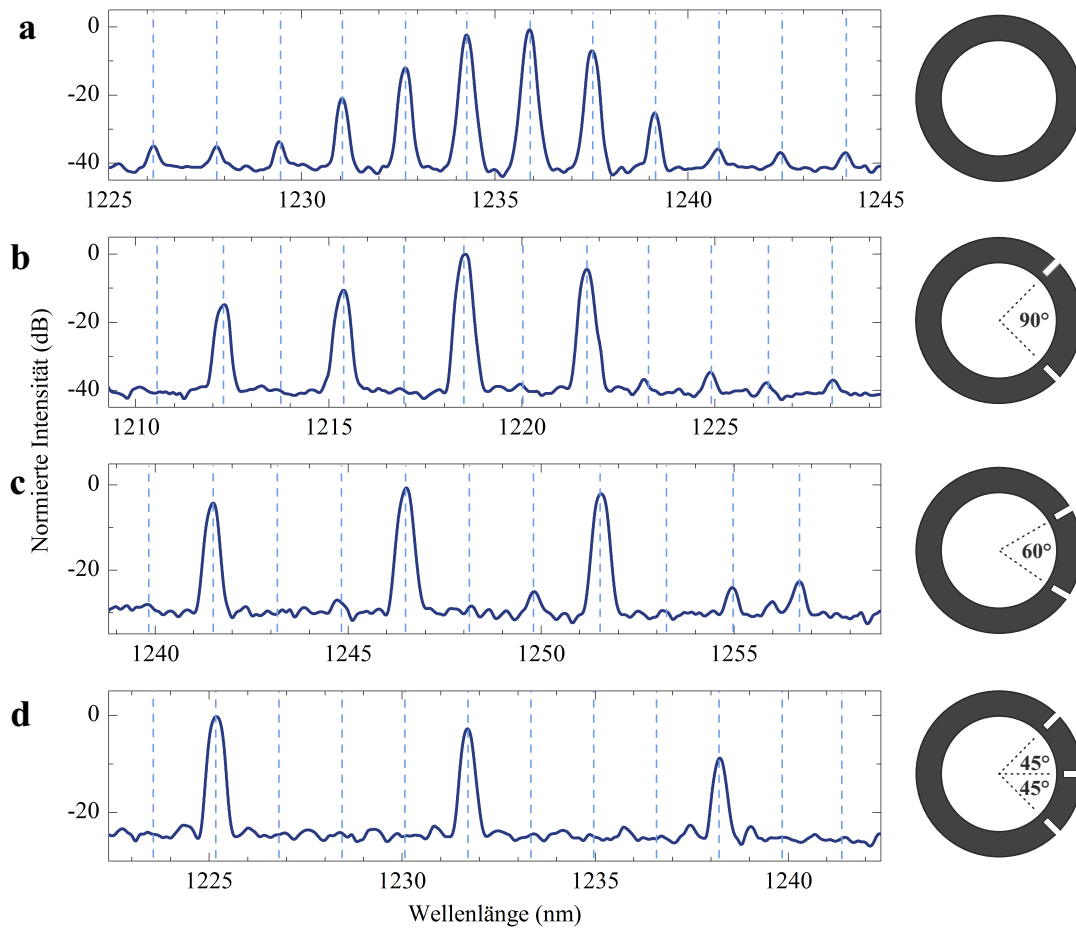


Abbildung 5.16: Spektren von Mikroringen mit $80\mu\text{m}$ Durchmesser bei einem Injektionsstrom von 10 mA. Die senkrechten gestrichelten Linien markieren die Modenpositionen aller azimuthalen Quantenzahlen. In den schematischen Darstellungen der Mikroringe sind zur Veranschaulichung die Einkerbungen stark vergrößert gezeichnet. (a) Referenzspektrum eines Mikroringresonators ohne Einkerbungen. (b) Zwei Nanokerben im Abstand 90° . (c) Zwei Nanokerben im Abstand 60° . (d) Drei Nanokerben im Abstand 45° . Alle Geometrien zeigen die erwartete Modenselektion.

5.3 Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie

In Abschnitt 5.1 wurde Flüstergaleriemodenlasing in elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren bei Tieftemperatur demonstriert. Der Abschnitt 5.2 beschäftigte sich mit Flüstergaleriemodenlasing in Mikrozyklindern und Mikroringen bei Raumtemperatur. Die Untersuchung beider Strukturen wird motiviert durch die Realisierung von integrierten Lichtquellen für „On-chip“ Experimente. Ein grundsätzliches Problem dieser Laser ist jedoch die isotrope Abstrahlung der Flüstergaleriemoden, wodurch eine Anregung von benachbarten Strukturen oder die Einkopplung des Lichts in Wellenleiter sehr ineffektiv ist. Daher finden sich in der Literatur viele Ansätze, um eine gerichtete Flüstergaleriemodenemission zu erreichen. Allen Ansätzen ist gemein, dass die kreisrunde Symmetrie des Resonators gebrochen wird. So wurden Mikrosäulenresonatoren in Stadionform [Fan07], Halbmondform [Kim11] und Spiralförmigkeit [Che03], Resonatoren mit innen gelegenen Löchern [Wie06] und elliptische Resonatoren mit seitlichen Einkerbungen [Wan10] untersucht. Die wahrscheinlich bekannteste Form stellt die pascalsche Limaçon-Geometrie oder auch pascalsche Schnecke dar [Wie08]. Sie ist wie bereits in Kapitel 2.3.4 erwähnt durch folgende geometrische Kurve definiert:

$$R(\theta) = R_0(1 + \epsilon \cos(\theta)), \quad (5.3)$$

wobei ϵ der Deformationsparameter ist und R_0 der Radius bei $\theta = \pi/2$. Diese und ähnliche Strukturen [Son10] zeichnen sich durch eine direktionale Abstrahlung bei gleichzeitig geringen optischen Verlusten aus, die durch die Deformation entstehen.

Eine direktionale Abstrahlung von Mikroscheiben mit Quantenpunkten als Verstärkungsmedium wurde bereits unter optischem Pumpen demonstriert [Son10, Son11]. Außerdem konnten unter elektrischer Anregung Quantenkaskadenlaser mit minimalen Radii von $50 \mu\text{m}$ [Yan09, Wan09] und Mikroavitäten mit einzelnen [Shi09, Shi11] und mehreren Quantenfilmen [Yi09] als Verstärkungsmedium mit minimalen Radii von $20 \mu\text{m}$ eine unidirektionale Abstrahlung aufweisen. Zur Untersuchung von cQED Effekten und hohem β -Faktor Lasing sind jedoch kleinere Strukturen und Quantenpunkte als Verstärkungsmedium notwendig. Ziel dieses Kapitels ist die Untersuchung von elektrisch betriebenen Quantenpunkt-Mikrosäulenlasern mit Limaçon-Geometrie mit Radii von nur wenigen Mikrometern. Zur Herstellung der Strukturen wurde dabei ein neuartiger Prozess entwickelt, bei dem das Benzocyclobuten um die Resonatoren entfernt wird, so dass die Mikrosäulenresonatoren durch Goldbrücken kontaktiert sind und der Brechungsindexkontrast zwischen Halbleiter und Umgebung groß genug ist, so dass eine gerichtete Abstrahlung erfolgen kann (siehe Kapitel 3.2.3).

Im ersten Teil dieses Abschnitts werden die Lasing Eigenschaften der Mikrosäulenresonatoren mit und ohne Deformation betrachtet, die mit dem neuen Herstellungsverfahren

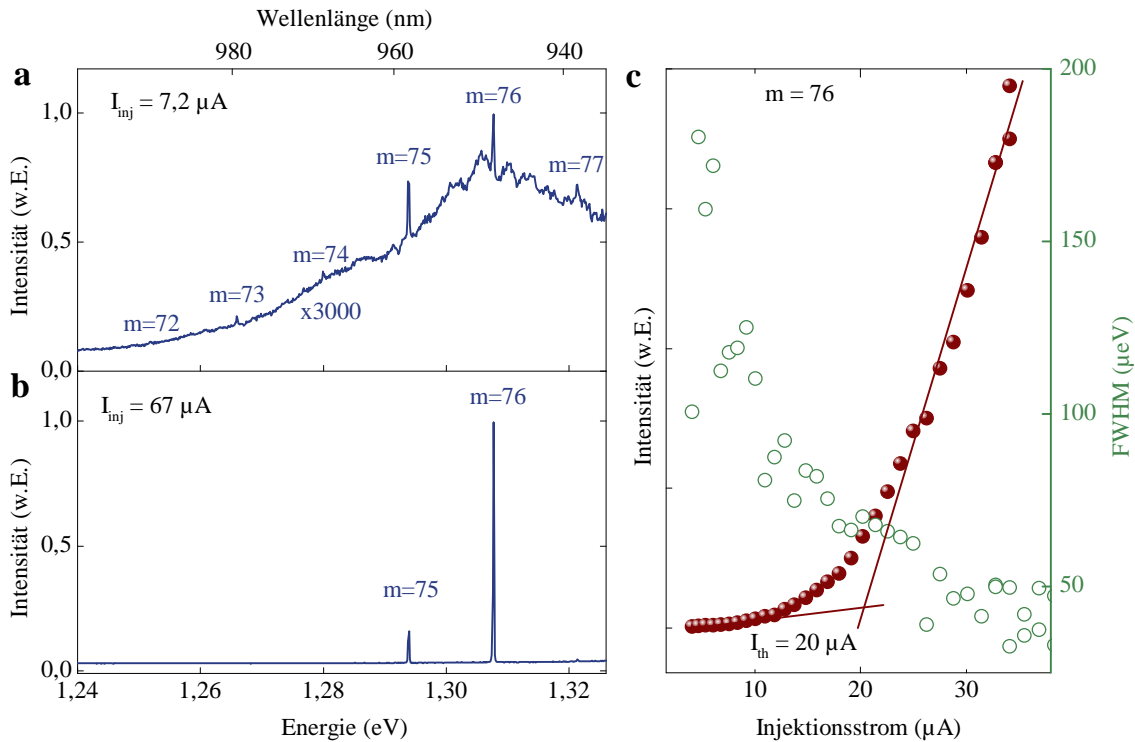


Abbildung 5.17: μ EL Spektren eines Mikrosäulenresonators mit einem Radius $R_0 = 3,5 \mu m$ für einen Injektionsstrom von $7,2 \mu A$ (a) und $67 \mu A$ (b). Das Quantenpunktensembel ermöglicht das Anschwingen mehrerer Flüstergaleriemoden. (c) Ausgangsintensität und Halbwertsbreite der $TE_{1,1,76}$ Mode. Der Schwellpumpstrom beträgt $20 \mu A$ und der Q-Faktor 19.200.

entwickelt wurden. Im zweiten Teil dieses Abschnitts werden dann die Strukturen bezüglich der gerichteten Abstrahlung untersucht.

5.3.1 Lasing von Quasi-Flüstergaleriemoden

In diesem Abschnitt werden die Mikrosäulenresonatoren bezüglich ihrer Lasingeigenschaften untersucht. Da ein abgewandelter Prozess im Vergleich zu den Strukturen aus Kapitel 5.1 zur Herstellung verwendet wurde, werden zunächst erneut Mikrolaser ohne Verformung ($\epsilon = 0$) charakterisiert. In Abbildung 5.17a,b sind zwei repräsentative Spektren eines Mikrolasers mit Radius $R_0 = 3,5 \mu m$ für die Injektionsströme von $7,2 \mu A$ und $67 \mu A$ dargestellt. Bei geringerem Injektionsstrom ist die Quantenpunktensembelmission und ein äquidistantes Flüstergaleriemodenspektrum mit einem freien Spektralbereich von $14 meV$ zu erkennen. Dieser Wert liegt damit genau auf der theoretisch berechneten Kurve des freien Spektralbereichs (vgl. Abb.5.7b). Die azimuthalen Quantenzahlen der $TE_{1,1,m}$ Moden betragen zwischen $m = 72$ und $m = 77$. Für einen Injektionsstrom von $67 \mu A$

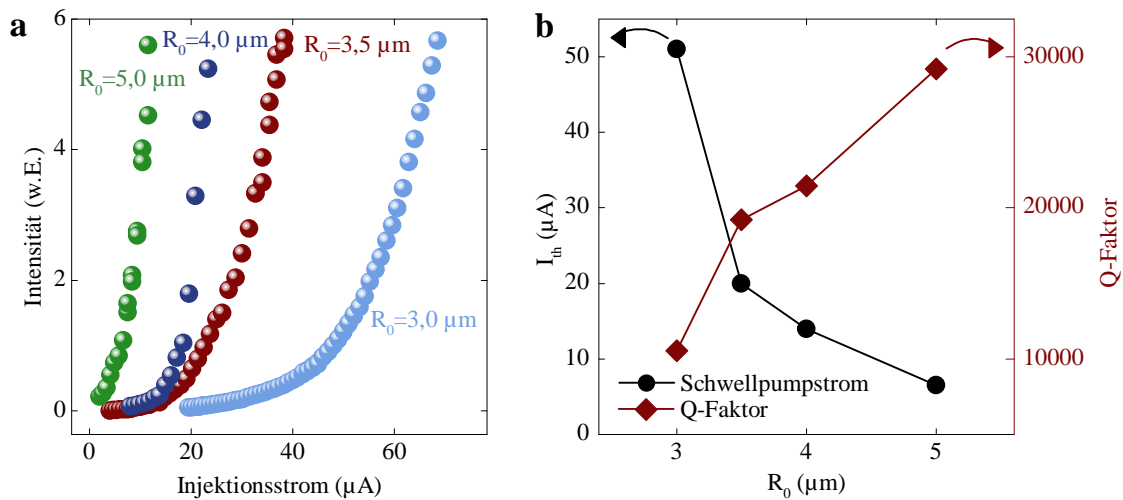


Abbildung 5.18: (a)Eingangs-Ausgangs-Kennlinien für Mikrolaser mit $R_0 = 3 - 5 \mu\text{m}$. (b) Schwellpumpstrom und Q-Faktor in Abhängigkeit des Radius R_0 . Der Schwellpumpstrom sinkt mit zunehmendem Radius da die Anzahl der Quantenpunkte im räumlichen Bereich und damit auch im spektralen Bereich der Mode zunimmt.

dominiert die $TE_{1,1,76}$ Mode das Spektrum und ist deutlich im Lasing. Die Auftragung der Ausgangsintensität dieser Mode gegen den Injektionsstrom bestätigt dies (Abb.5.17c). Der Laserschwelstrom liegt bei $20 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 52 \text{ A/cm}^{-2}$) und aus der Linienbreite lässt sich ein Q-Faktor an der Schwelle von 19.200 berechnen. Für diese Größe mit einem Durchmesser von $7 \mu\text{m}$ ist sowohl der Q-Faktor als auch der Laserschwelstrom etwas schlechter als die Werte in Kapitel 5.1.

Um dies näher zu untersuchen, sind die Ausgangskennlinien für Mikrosäulenresonatoren mit Radii R_0 von $3 \mu\text{m}$ bis $5 \mu\text{m}$ in Abbildung 5.18a dargestellt. Die daraus extrahierten Werte der Schwellpumpströme und zugehörigen Q-Faktoren sind in Abbildung 5.18b gezeigt. Der Schwellpumpstrom nimmt von über $50 \mu\text{A}$ für einen Radius von $3 \mu\text{m}$ ($j_{th} = 177 \text{ A/cm}^{-2}$) auf circa $10 \mu\text{A}$ für einen Radius von $5 \mu\text{m}$ ($j_{th} = 12 \text{ A/cm}^{-2}$) ab. Gleichzeitig steigt der Q-Faktor von 10 000 auf knapp 30 000 an. Ein verminderter Schwellpumpstrom für größere Mikrosäulenresonatoren wurde für Fabry-Pérot-Moden Lasing bereits in der Literatur diskutiert [Rei08b]. Hier wurden zum einen geringere nicht-strahlende Verluste und eine größere Quantenpunktanzahl in der aktiven Schicht als Begründung angeführt. Auffällig ist, dass der Q-Faktor für die Mikrosäulenresonatoren mit einem Radius von $3 \mu\text{m}$ bereits auf circa 10 000 abgefallen ist. Eine mögliche Erklärung hierfür kann der unterschiedliche Herstellungsprozess im Vergleich zu den Mikrolasern aus Kapitel 5.1 sein. Der zweite Veraschungsschritt, der das Benzocyclobuten um die Mikrosäulenresonatoren entfernt, könnte entweder einen direkten Einfluss auf die Oberflächenqualität gehabt

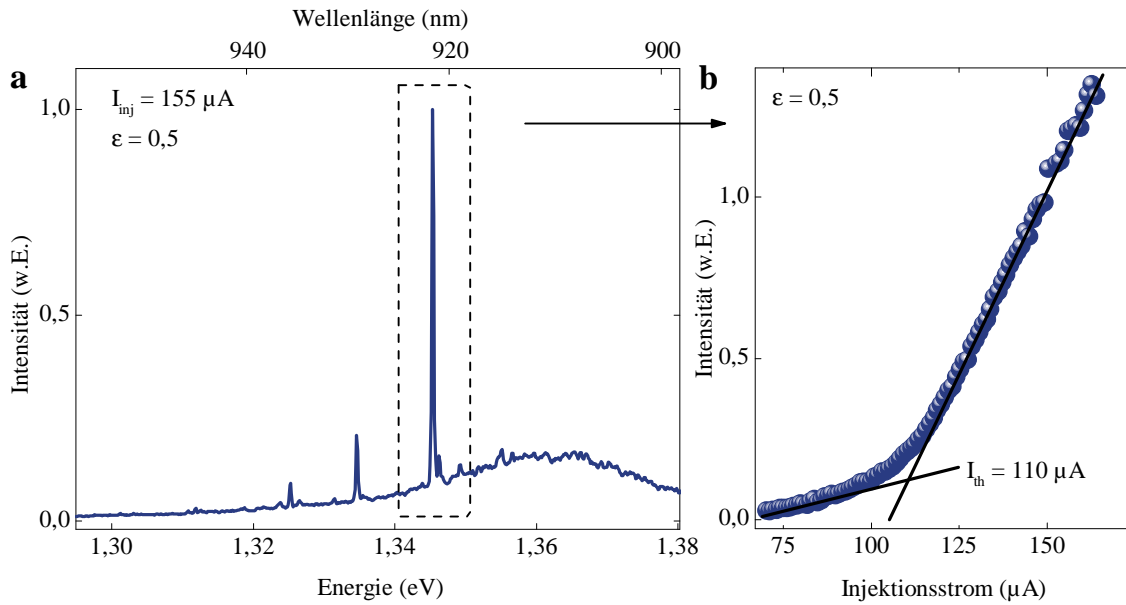


Abbildung 5.19: (a) μ EL Spektrum eines Mikrosäulenresonators mit einem Radius $R_0 = 4 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$ bei einem Injektionsstrom von $155 \mu\text{A}$. Die Flüstergaleriemode bei $E = 1,345 \text{ eV}$ hat die Laserschwelle bereits überschritten. (b) Eingangsausgangskennlinie der Mode bei $E = 1,345 \text{ eV}$. Trotz starker Deformation überschreitet die Mode die Laserschwelle. Die Pumpschwellestrom beträgt $110 \mu\text{A}$.

haben oder eine Oxidation der Aluminiumarsenid Spiegelschichten könnte den Q-Faktor verringert haben. Da Flüstergaleriemoden nahe an der Grenzfläche zwischen Halbleitermaterial und Umgebungsmaterial lokalisiert sind, können Veränderungen an der Oberfläche der Resonatoren einen starken Einfluss auf deren Q-Faktor haben. Im Folgenden werden daher nur Mikrosäulenresonatoren mit $R_0 > 3 \mu\text{m}$ untersucht.

In Abbildung 5.19a ist ein Spektrum eines Mikrosäulenresonators mit Radius $R_0 = 4 \mu\text{m}$ und Deformationsparameter $\epsilon = 0,5$ bei einem Injektionsstrom von $155 \mu\text{A}$ dargestellt. Trotz der starken Verformung (vergleiche Abbildung 2.6) sind weiterhin äquidistante Flüstergaleriemoden zu erkennen, wobei die Mode bei der Energieposition $E = 1,345 \text{ eV}$ bereits deutlich stärker als die benachbarten Moden ist. Die Ausgangskennlinie in Abbildung 5.19b belegt, dass dieser Mikrolaser mit starker Deformation ins Lasing Regime übergeht. Der Schwellpumpstrom beträgt dabei $110 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 180 \text{ A/cm}^{-2}$).

Um den Einfluss des Deformationsparameters auf die Eigenschaften der Mikrolaser zu untersuchen, wurden die Spektren von Mikrosäulenresonatoren mit Radius $R_0 = 4 \mu\text{m}$ und $0 < \epsilon < 0,6$ knapp unterhalb der Laserschwelle untersucht. In Abbildung 5.20a ist der freie Spektralbereich zwischen den Flüstergaleriemoden gegen ϵ aufgetragen. Die Farbkodierung

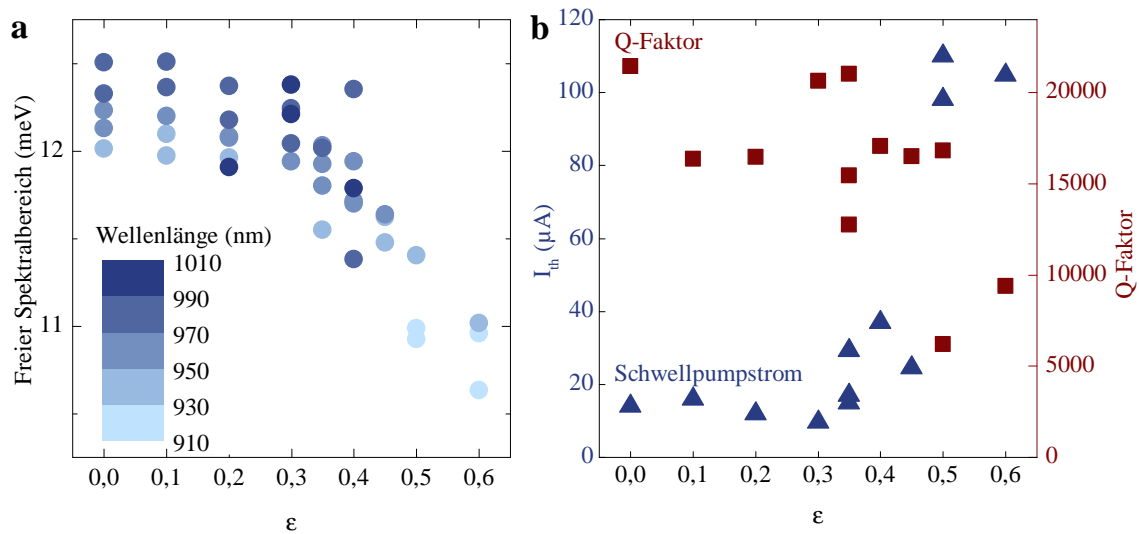


Abbildung 5.20: (a) Freier Spektralbereich zwischen Flüstergaleriemoden von Mikrosäulenresonatoren mit $R_0 = 4 \mu m$ knapp unterhalb der Laserschwelle in Abhängigkeit der Deformation ϵ . Die Farbcodierung gibt den Wellenlängenbereich der beteiligten Moden an. Der Abfall des freien Spektralbereichs ist durch einen vergrößerten Umfang mit steigendem ϵ zu erklären. Die zunehmende Blauverschiebung der Emissionswellenlängen ist durch stärkere Verluste durch die Deformation und nicht mehr ausreichender Verstärkung im s-Schalen Bereich der Quantenpunkte zu erklären. Lasing findet vermehrt im Bereich der p- und d-Schale statt. (b) Schwellpumpstrom und Q-Faktor in Abhängigkeit von ϵ für Mikrolaser mit $R_0 = 4 \mu m$. Ab $\epsilon = 0,5$ fällt der Q-Faktor stark ab und die Blauverschiebung der Laseremission nimmt zu.

gibt an, bei welcher Wellenlänge die Moden emittieren. Zunächst erkennt man, dass der freie Spektralbereich von über 12 meV bei $\epsilon = 0$ auf unter 11 meV bei $\epsilon = 0,6$ abfällt. Dies lässt sich über eine einfache geometrische Betrachtung verstehen. Der Umfang der Limaçon Kurve, der sich über eine Integration von 0 bis 2π über Gleichung 2.16 berechnen lässt, ergibt bei gleichbleibendem Parameter R_0 und einer Variation von $\epsilon = 0$ auf $\epsilon = 0,5$ eine Zunahme von circa 15%. Aus der theoretischen Kurve zur Beschreibung des freien Spektralabstandes kreisrunder Resonatoren lässt sich bei einer Vergrößerung des Durchmessers von $8 \mu m$ um 15% eine Veränderung des freien Spektralabstandes von 1,7 meV feststellen (vgl. Abb. 5.7b). Diese Abschätzung ist in Einklang mit den experimentellen Daten. Als zweites lässt sich anhand der Farbcodierung eine Verschiebung der Emissionswellenlängen ins Blaue beobachten. Diese Verschiebung beträgt über 50 nm. Damit ist klar, dass bei größeren Deformationen die Moden nicht mehr im Bereich der s-Schalen Emission der Quantenpunkte, sondern eher im Bereich der p- und d-Schale anschwingen. Die Verluste durch die Deformation sind anscheinend so groß, dass die Verstärkung der s-Schale nicht

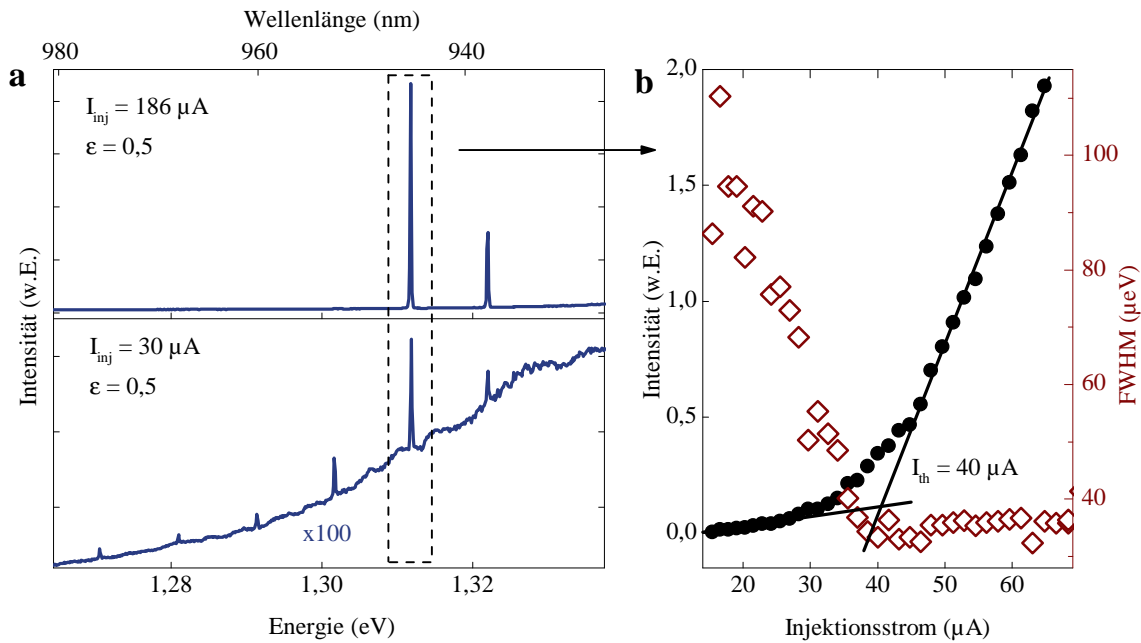


Abbildung 5.21: (a) μ EL Spektren eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $4,5 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$ für einen Injektionsstrom von $30 \mu\text{A}$ und $186 \mu\text{A}$. (b) Ausgangsintensität und Halbwertsbreite der Lasermode bei $1,31 \text{ eV}$ in Abhängigkeit des Pumpstroms. Der Schwellpumpstrom beträgt $40 \mu\text{A}$ und der Q-Faktor $40\,000$.

mehr für ein Überschreiten der Laserschwelle ausreicht. Erst die Verstärkung der höheren Schalen, die bei größeren Injektionsströmen nach Sättigung der unteren Schalen aufgefüllt werden, ermöglicht dies. Dieser Effekt ist auch in Abbildung 5.20b illustriert, bei dem die Schwellpumpströme und Q-Faktoren derjenigen Moden von Mikrolasern mit $R_0 = 4 \mu\text{m}$, die zuerst ins Lasing übergehen, gegen den Deformationsparameter ϵ aufgetragen sind. Für $\epsilon < 0,3$ liegen die Schwellpumpströme im Bereich von $20 \mu\text{A}$ und die Q-Faktoren um $20\,000$, was weiterhin erstaunlich gute Werte sind, wenn man die Deformation der Mikrokapazität betrachtet. Im Bereich um $\epsilon = 0,5$ steigen die Schwellpumpströme auf über $100 \mu\text{A}$ an, da hier zunächst die unteren Quantenpunktschalen gefüllt werden müssen und die Flüstergaleriemoden aufgrund der höheren Verluste erst im Bereich der größeren Verstärkung der höheren Quantenpunktschalen die Laserschwelle überschreiten. Dies ist auch der Bereich, ab dem aufgrund der starken Deformation die Q-Faktoren zunehmend abfallen.

5.3.2 Gerichtete Emission von Quasi-Flüstergaleriemoden

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Fernfeldemission der Mikroresonatoren mit Limaçon-Geometrie. Dazu wird zunächst ein Mikrosäulenresonator mit einem Radius von

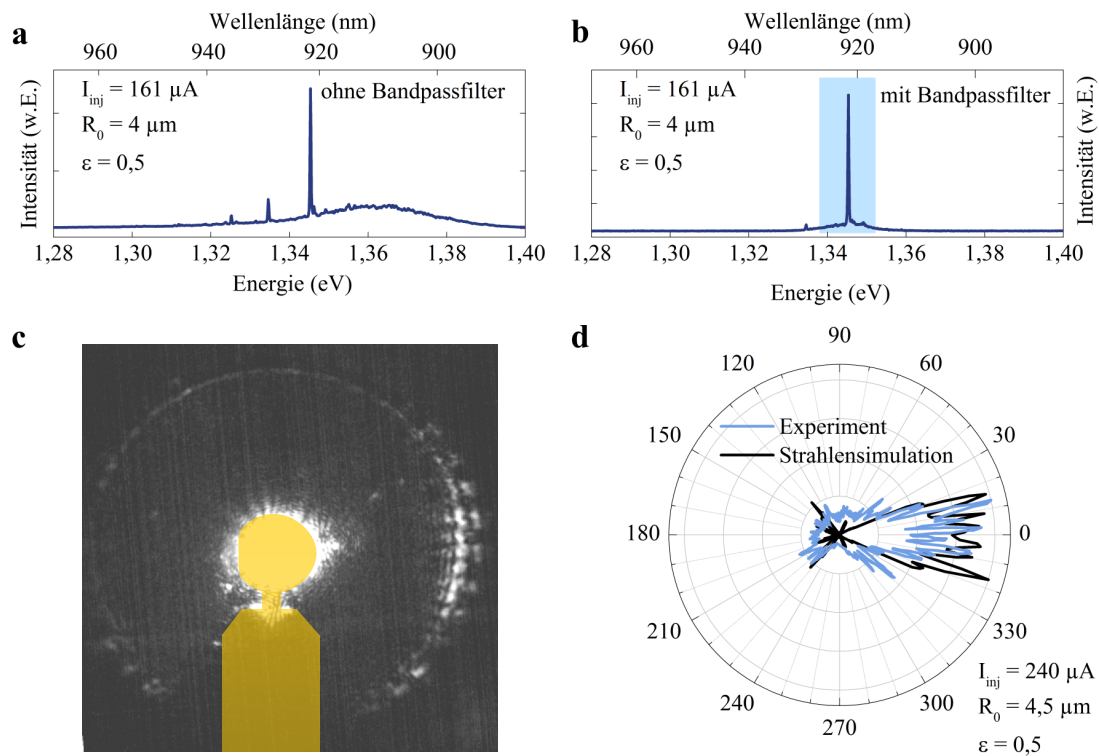


Abbildung 5.22: μ EL Spektren eines Mikrolasers mit $R_0 = 4 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$ (a) ohne und (b) mit Bandpassfilter. Isotrope Quantenpunktmission und Emission weiterer Flüstergaleriemoden kann effektiv herausgefiltert werden. (c) CCD-Bild des Mikrolasers mit $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$. Der Goldkontakt und die Goldbrücke sind durch gelbe Bereiche hervorgehoben. Die erhöhte Streulichtintensität auf der Mikromauer im rechten Teil des Bildes belegt die gerichtete laterale Emission. (d) Integrierte Intensität auf der Mikromauer als Funktion des Winkels. Die Fernfelddivergenz beträgt $\approx 30^\circ$ und die Direktionalität 2,43. Das Fernfeld der Strahlensimulation bestätigt die gerichtete Abstrahlung.

$R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$ unter einem Detektionswinkel von 45° charakterisiert, bevor dessen Fernfeld studiert wird. Abbildung 5.21a zeigt jeweils ein Spektrum unterhalb und oberhalb der Laserschwelle bei Injektionsströmen von $30 \mu\text{A}$ und $186 \mu\text{A}$, bei der die Quantenpunktensemblemission und mehrere Flüstergaleriemoden zu erkennen sind. Die Eingangs-Ausgangscharakteristik der lasenden Mode in Abbildung 5.21b verdeutlicht die ausgezeichnete Qualität dieses Mikrolasers. Der Schwellpumpstrom beträgt $40 \mu\text{A}$ ($j_{th} = 52 \text{ A/cm}^{-2}$) und die Linienbreite ist an der Laserschwelle bereits nahe der Auflösungsgrenze des Spektrometers, woraus sich ein Q-Faktor von ungefähr 40 000 berechnen lässt.

Um das Fernfeld dieses Mikrolasers zu untersuchen, wurde die Probe anschließend auf den planaren Halter im Kryostaten befestigt. Das Fernfeld des Mikrolasers wird mit dem Mikroskopobjektiv eingesammelt und auf eine CCD gelenkt, mit der die Probenoberfläche sichtbar gemacht werden kann. Um ausschließlich die Emission der Lasermode auf der CCD zu detektieren und die isotrope Quantenpunktemission zu unterdrücken, wird nach dem Mikroskopobjektiv ein Bandpassfilter mit einem spektralen Fenster von 10 nm in den Strahlengang eingebracht. Durch Verkippen dieses Filters kann die zentrale Bandpasswellenlänge um bis zu 10 nm verschoben werden und somit genau auf die Lasermode zentriert werden. In Abbildung 5.22a,b sind zwei beispielhafte Spektren eines Mikrolasers mit $R_0 = 4 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$ mit und ohne Bandpassfilter dargestellt. Die Quantenpunktemission und weitere Flüstergaleriemoden können sehr effektiv um die Lasermode bei 1,345 eV herausgefiltert werden.

Eine direkte Aufnahme mit Bandpassfilter des Mikrolasers mit $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ für einen Injektionsstrom von $240 \mu\text{A}$ ist in Abbildung 5.22c dargestellt. Der Goldkontakt, die Goldbrücke und der Mikrosäulenresonator sind durch die gelben Bereiche hervorgehoben. Um den Resonator herum ist die kreisrunde Mikromauer zu erkennen, die als Detektionsschirm für das Fernfeld dient. Es ist eine starke Überhöhung der Streulichtintensität auf der rechten Seite des Bildes zu erkennen, so wie es aufgrund der Orientierung des Mikroresonators mit Limaçon-Geometrie zu erwarten ist.

Um die Direktionalität der Emission zu quantifizieren, wird die Intensität im Bereich der Mikromauer aus dem Bild extrahiert und in Abbildung 5.22d als Funktion des Winkels in einer Polardarstellung abgebildet. Die Fernfelddivergenz, die als Halbwertsbreite des überhöhten Intensitätspeaks bei 0° definiert ist, beträgt ungefähr 30° . Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen aus der Literatur für Resonatoren mit Limaçon-Geometrie [Shi09, Son09]. Um die Größe der gerichteten Emission auswerten zu können, wird eine Direktionalität W definiert:

$$W = \frac{1}{2\Delta\phi} \int_{\phi_{\text{lima}} - \Delta\phi}^{\phi_{\text{lima}} + \Delta\phi} \frac{\text{Intensität}(\phi)}{\text{Mittlere Intensität}} d\phi, \quad (5.4)$$

mit $\phi_{\text{lima}} = 0^\circ$ und der mittleren Intensität definiert als die mittlere Streulichtintensität auf der Mikromauer. Für $\Delta\phi = 20^\circ$ ergibt sich $W = 2,43$. Dies entspricht einer 2,43-fachen höheren Intensität im Winkelbereich $2\Delta\phi = 40^\circ$ im Bezug zur mittleren Intensität auf der Mikromauer. Anders ausgedrückt liegt 27% der totalen Emission im angegebenen Winkelbereich $2\Delta\phi = 40^\circ$. Zum Vergleich würde bei einer isotropen Flüstergaleriemodenemission nur ungefähr 11% der Emission in diesen Winkelbereich ausgestrahlt werden. Dies belegt eindeutig die gerichtete Emission der in dieser Arbeit entwickelten elektrisch betriebenen Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon-Geometrie.

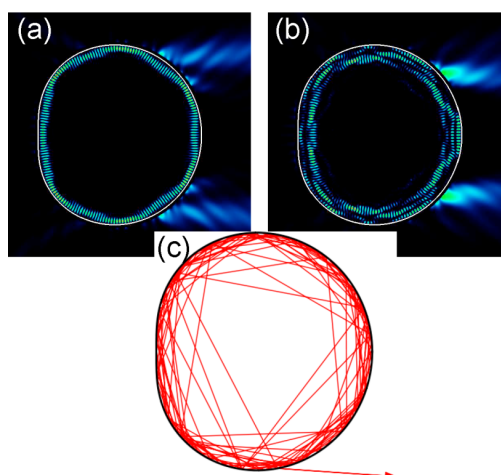


Abbildung 5.23: (a)+(b) Beispielhafte Intensitätsverläufe zweier Flüstergaleriemoden in einer Limaçon Kavität mit $\epsilon = 0,5$. Die Intensität außerhalb des Resonators wurde mit einem Faktor von 1000 beziehungsweise 500 multipliziert. (c) Trajektorie eines beispielhaften Strahls in der Kavität.

Um die experimentellen Ergebnisse zu untermauern, wurden von Prof. Dr. Jan Wiersig² Strahlen- und Wellensimulationen von Flüstergaleriemoden in Mikroresonatoren mit Limaçon-Geometrie durchgeführt. Eine Überblick über die Simulationstechniken sind in Referenz [Wie03] gegeben. Beispielhafte Darstellungen der Modenintensitäten innerhalb und außerhalb der Resonatoren sind in Abbildung 5.23 dargestellt bei der die gerichtete Abstrahlung klar zu erkennen ist.

Das Fernfeld eines Mikroresonators mit identischen Größenparametern wie im Experiment, das mittels Strahlensimulationen ermittelt wurde, ist zusätzlich in Abbildung 5.22d gezeigt. Dabei wurden die theoretischen und experimentellen Intensitätsverläufe jeweils auf das Intensitätsmaximum normiert. Beide Kurven verdeutlichen die gerichtete Abstrahlung gut und vor allem die Divergenz des Fernfeldes wird außerordentlich gut reproduziert. Allerdings ist die absolute Direktionalität in den Simulationen mit einem Wert von $W = 5,49$ größer als der experimentelle Wert von $W = 2,43$. Die Begründung liegt in der experimentellen Versuchsanordnung, bei der trotz des Bandpassfilters sowohl ein Teil isotrope Quantenpunktemission des gleichen Mikrolasers, als auch Quantenpunkt- und Flüstergaleriemodenemission benachbarter Mikrolaser, die simultan betrieben werden, einen Intensitätsuntergrund in den CCD Bildern liefern.

² Otto von Guericke Universität Magdeburg, Projekt der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Re2974/2-1): „Directional emission from electrically driven quantum dot micropillars“

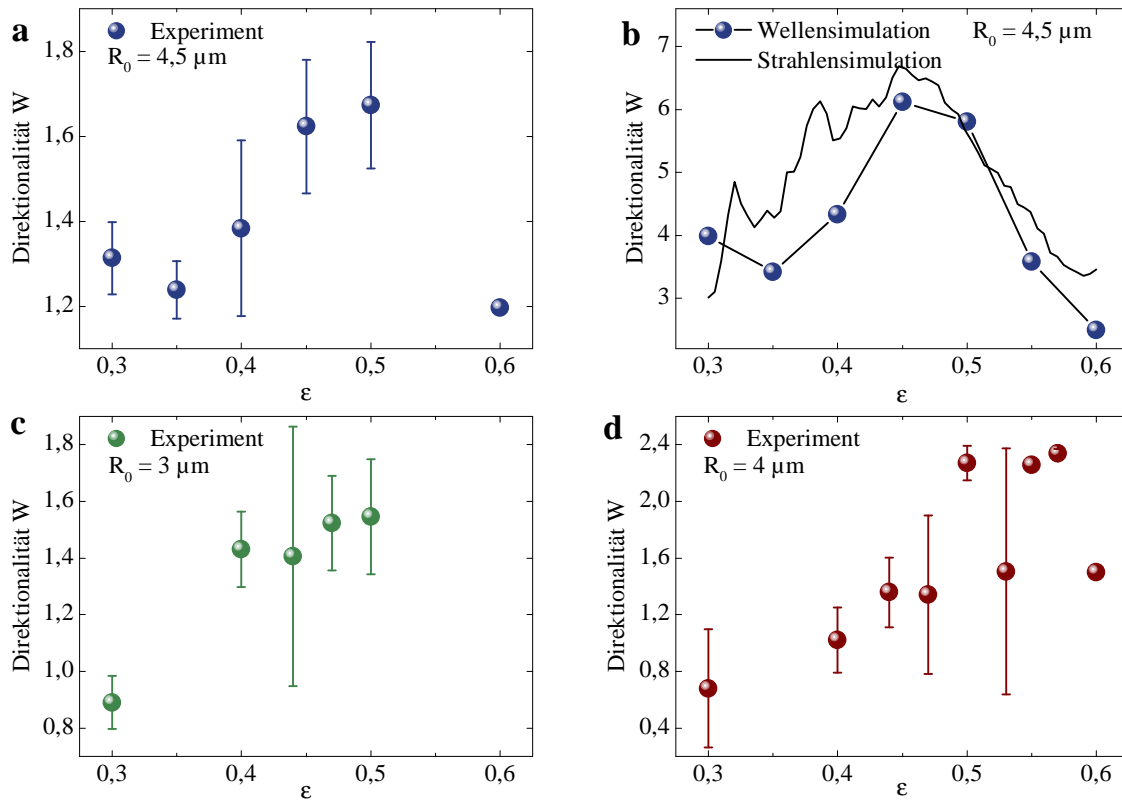


Abbildung 5.24: (a) Mittlere Direktionalität \bar{W} von Mikrolasern mit $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von ϵ . Die maximale Direktionalität liegt bei $\epsilon = 0,45$. (b) Berechnete mittlere Direktionalität \bar{W} aus Strahlen- und Wellensimulationen für $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$. Es ergibt sich eine gute qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. (c)+(d) Experimentelle mittlere Direktionalität für $R_0 = 3 \mu\text{m}$ und $R_0 = 4 \mu\text{m}$. Beide Messreihen bestätigen eine optimale gerichtete Abstrahlung im Bereich um $\epsilon = 0,5$.

Um die Eigenschaften der Mikroresonatoren mit Limaçon-Geometrie genauer zu charakterisieren, wurde die Direktionalität \bar{W} weitere Mikrolaser mit Radius $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ und $0 < \epsilon < 0,6$ gemessen. In Abbildung 5.24a ist die mittlere Direktionalität \bar{W} für einen Emissionswinkel $\Delta\phi = 20^\circ$ aufgetragen, die über bis zu vier nominell identische Mikrolaser gemittelt wurde. Die Fehlerbalken repräsentieren dabei die statistischen Fehler. Für $\epsilon = 0,6$ konnte aufgrund der degradierenden Eigenschaften der Laser mit großer Deformation nur ein Messpunkt gewonnen werden, was die fehlenden Fehlerbalken erklärt. Es ist ein deutliches Maximum von $\bar{W} = 1,67 \pm 0,15$ für eine Deformation $\epsilon = 0,5$ erkennen.

In Abbildung 5.24b sind die entsprechenden Ergebnisse der Wellen- und Strahlensimulationen gezeigt³. Das Maximum liegt mit $\epsilon = 0,45$ knapp unter dem experimentellen Maximum. Hier muss man jedoch berücksichtigen, dass die absoluten ϵ Werte im Experi-

³ Berechnungen durchgeführt von Prof. Dr. Jan Wiersig, Otto von Guericke Universität Magdeburg

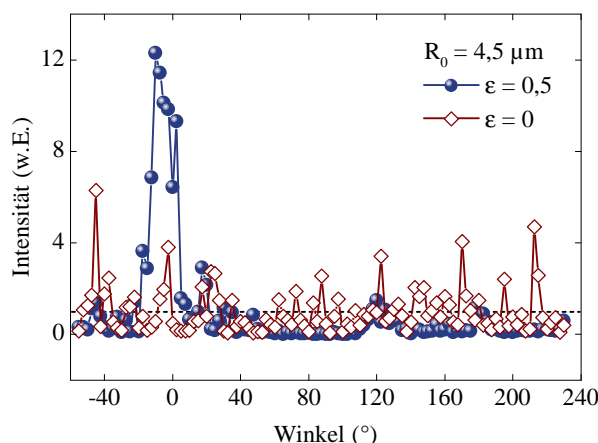


Abbildung 5.25: Intensitätsverlauf auf der Mikromauer des Mikrolasers mit $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$ und eine Mikrolasers mit $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0$. Die Messung wurde mit einer orts aufgelösten Detektion mit Lochblende durchgeführt. Durch die verbesserte spektrale Filterung ergibt eine Direktionalität von $W = 4,68$ für $\epsilon = 0,5$. Der Mikrolaser ohne Verformung zeigt eine isotrope Abstrahlung.

ment nominelle Werte für die Elektronenstrahlolithographie sind und nach dem Ätzschritt leichte Abweichungen auftreten können. Der gesamte Verlauf der Daten bestätigt jedoch die experimentellen Ergebnisse auf einer qualitativen Ebene sehr gut.

Die Abhängigkeit der Direktionalität W von der Deformation ϵ wurde zusätzlich für Mikroresonatoren mit $3 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ experimentell untersucht. Die entsprechenden Kurven sind in Abbildung 5.24c,d dargestellt. Für beide Größen kann eine maximale gerichtete Abstrahlung im Bereich $\epsilon \approx 0,5$ festgestellt werden.

Die mittleren Werte der Direktionalität liegen bei allen Radii in der gleichen Größenordnung und damit deutlich unter den Werten aus den Simulationen. Daher wurde ein weiteres Experiment durchgeführt, um die Direktionalität exemplarisch für den Mikrosäulenresonator mit $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0,5$ zu bestimmen. Dessen Spektren und Eingangs-Ausgangscharakteristik sind in Abbildung 5.21 und ein CCD Bild in Abbildung 5.22c gezeigt. In diesem Experiment wird eine orts aufgelöste Detektion des Streulichts auf der Mikromauer mit Hilfe einer Lochblende verwendet. Diese Technik ist detailliert in Kapitel 3.3.1 beschrieben. Die ermittelte Intensität auf der Ringmauer mit einer Auflösung von $2,5^\circ$ ist in Abbildung 5.25 dargestellt. Die mittlere Intensität wurde auf $I = 1$ normiert. Es ist eine starke Erhöhung der Intensität im Winkelbereich um 0° zu erkennen. Berechnet man die Direktionalität anhand von Gleichung 5.4 mit $\Delta\phi = 20^\circ$ erhält man $W = 4,68$. Dieser Wert ist größer als der durch das CCD Bild ermittelte Wert von $W = 2,43$. Dies ist leicht zu verstehen, da durch die Aufnahme der Spektren auf der Mikromauer eine präzisere spektrale Filterung des Untergrundes im Vergleich zu dem

Bandpassfilter mit einer spektralen Breite von 10 nm erreicht wird. Der Wert liegt zudem näher an den Werten aus den Simulationen von $W = 5,49$ und verdeutlicht die guten Fernfeldeigenschaften der verwendeten Mikrolaser. Zum Vergleich ist in Abbildung 5.25 zusätzlich der Intensitätsverlauf eines Mikrolasers mit $R_0 = 4,5 \mu\text{m}$ und $\epsilon = 0$ gezeigt. Hier ergibt sich keine Vorzugsrichtung der Emission.

5.4 On-chip Quantenoptik-Experimente

Im Forschungsfeld der Quantenoptik liegt bis heute der Fokus auf der Licht-Materie-Wechselwirkung in einzelnen Mikrokavitäten, um Bauteile wie nicht-klassische Einzelphotonenquellen [Mic00a, Yua02, Cla10, Hei10] und Mikrolaser mit hohen β -Faktoren [Nod06, Str06, Rei08a, Nom10] zu realisieren. Zunächst wurden Mikrokavitäten unter optischer Anregung mit einem Laser untersucht, aber durch technologische Fortschritte konnten auch elektrisch betriebene Bauteile entwickelt werden [Par04, Böc08]. Dennoch finden sich in der Literatur nur sehr wenige Beispiele für eine Integration von Quantenpunkt-Mikrokavitäten in komplexere Systeme. Englund et al. konnten den Transfer von einzelnen Photonen zwischen gekoppelten photonischen Kristallkavitäten unter optischer Anregung demonstrieren [Eng07]. Ein weiteres Beispiel von Pooley et al. ist der Betrieb eines CNOT-Gates mit einzelnen Photonen eines Quantenpunkt-Mikrosäulenresonators, die über eine Glasfaser in planare Wellenleiter eingekoppelt wurden [Poo12]. Der bisher langsame Fortschritt bei der Realisierung von komplexen nanophotonischen Bauteilen ist auf die technologisch anspruchsvolle Entwicklung zurückzuführen. In diesem Abschnitt wird basierend auf den Erfolgen dieser Arbeit ein neuer Ansatz für on-chip Quantenoptik-Experimente vorgestellt. Das Konzept ist schematisch in Abbildung 5.26a dargestellt.

Es beruht auf der einzigartigen Möglichkeit, die laterale Emission eines elektrisch betriebenen Quantenpunkt-Mikrosäulenresonators so maßzuschneidern, dass er als integrierte Anregungsquelle für einen benachbarten Quantenpunkt-Mikrosäulenresonator dient. In dieser Konfiguration können Experimente zur Kavitäts-Quantenelektrodynamik zwischen einzelnen Quantenpunkten und den vertikal emittierenden Fabry-Pérot Moden in der benachbarten Mikrokavität unter Anregung einer integrierten kohärenten Lichtquelle durchgeführt werden. Die Probe wurde aus einem ähnlichen Wafermaterial wie die Proben für Flüstergaleriemodenlasing bei Tieftemperatur prozessiert (siehe Kapitel 3.2.2). Lediglich die Quantenpunkte wurden hier mit dem Wachstumsverfahren des „partial capping and annealing“ hergestellt, wodurch die Emission in den Bereich um 900 nm und kürzer verschoben ist [Wan06]. Die Prozessierungsschritte sind analog zu denen aus Kapitel 3.2.2. In Abbildung 5.26b ist eine Rasterelektronenmikroskopieaufnahme der Mikrosäulenresonatoren nach dem reaktiven Ionenätzschritt dargestellt. Der zentrale Mikrosäulenresonator hat einen Durchmesser von $6,0 \mu\text{m}$ und ist von fünf peripheren Mikrosäulenresonatoren mit einem Durchmesser von $1,6 - 2,5 \mu\text{m}$ im Abstand von je $20 \mu\text{m}$ umgeben. Das Loch im zentralen Mikrosäulenresonator dient zur Unterdrückung der vertikalen Fabry-Pérot Moden. Abbildung 5.26c zeigt die Probe nach dem folgenden Planarisierungsschritt mit BCB und der Prozessierung der Kontakte. In diesem Schritt wurden zusätzlich über den peripheren Mikrosäulenresonatoren ringförmige Mikroaperturen mit einem Außendurch-

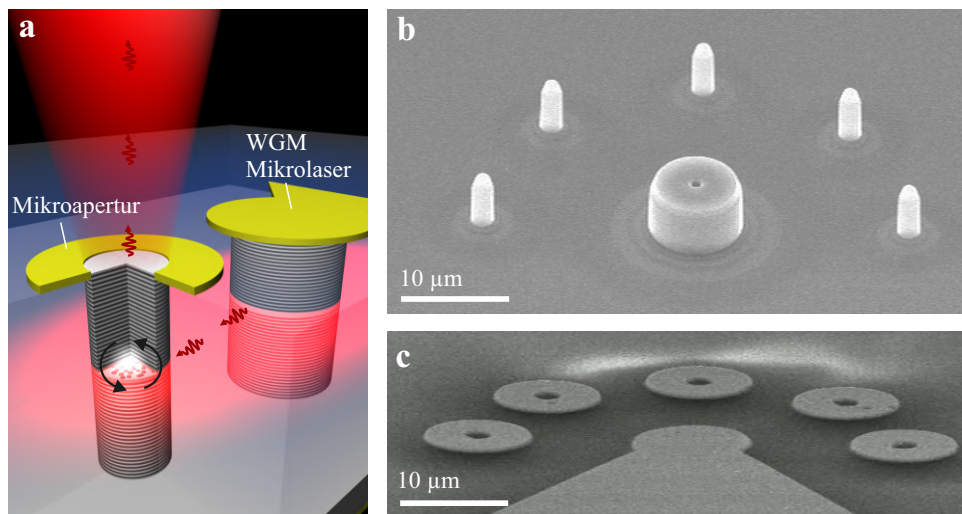


Abbildung 5.26: (a) Schematische Darstellung des Quantenoptik-Experiments. Ein elektrisch betriebener Flüstergaleriemodenlaser dient als integrierte Anregungsquelle eines weiteren Quantenpunkt-Mikrosäulenresonators. Die Mikroapertur dient zur Unterdrückung des Streulichts bei der Detektion des PL Signals. (b) Rasterelektronenmikroskopieaufnahme des zentralen Flüstergaleriemodenlasers ($d_c = 6 \mu\text{m}$) und fünf peripheren Mikrosäulenresonatoren ($d_c = 1,6 \mu\text{m}$). Das Loch im zentralen Mikrolaser dient zur Unterdrückung der fundamentalen Fabry-Pérot Moden. (c) Rasterelektronenmikroskopieaufnahme eines fertig prozessierten Struktur mit dem Goldkontakt des Flüstergaleriemodenlasers und den Mikroaperturen.

messer von $10 \mu\text{m}$ prozessiert, die zur Unterdrückung von Streulicht der Flüstergaleriemodenlaser bei der Detektion des PL Signals dienen. Die Herausforderung beim Design der Probenstruktur ist die relative spektrale Position der Quantenpunkte, der lasenden Flüstergaleriemode und der vertikalen Fabry-Pérot Mode zueinander. So muss die Verstärkung der Quantenpunkte ausreichend groß sind, um ein Flüstergaleriemodening im Maximum der Quantenpunktverstärkung zu ermöglichen. Weiterhin müssen die fundamentalen Fabry-Pérot Moden der umgebenden Mikrosäulenresonatoren auf dem niedereenergetischen Ausläufer des inhomogen verbreiterten Quantenpunktensembles liegen, um zum einen die Wechselwirkung der Fabry-Pérot Moden mit einzelnen Quantenpunkten und zum anderen eine nicht-resonante oder p-Schalen-Anregung durch die Flüstergaleriemode zu ermöglichen. Bei den vorliegenden Proben liegen das Maximum der Emission der Quantenpunkte und die Flüstergaleriemoden zwischen 855 nm und 870 nm und die fundamentalen Fabry-Pérot Moden im Bereich um 885 nm . Im Folgenden wird zunächst die resonante Anregung eines Quantenpunkt-Exzitons in einem peripheren Mikrosäulenresonator untersucht und anschließend die schwache Licht-Materie-Wechselwirkung in solch einem System demonstriert.

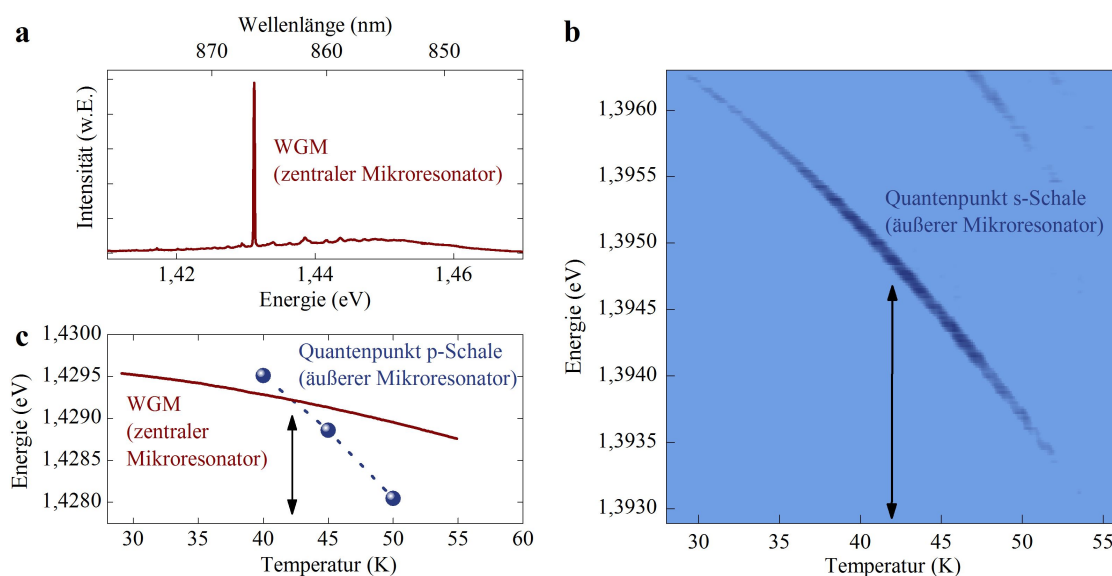


Abbildung 5.27: (a) μ EL Spektrum eines elektrisch betriebenen zentralen Mikrosäulenresonators bei einem Injektionsstrom von $16 \mu\text{A}$ und 15 K . Es ist das inhomogen verbreiterte Quantenpunktensemble und eine lasende Flüstergaleriemode zu erkennen. (b) Temperaturabhängiger zweidimensionaler Farbplot der spektralen Intensität eines Quantenpunkts eines peripheren Mikrosäulenresonators ($d_c = 2,5 \mu\text{m}$), der über seine p-Schale durch den zentralen Flüstergaleriemodenlaser gepumpt wird. (c) Temperaturabhängigkeit der Flüstergaleriemode und der p-Schale des Quantenpunkts. Der Schnittpunkt bei 43 K stimmt mit der maximalen s-Schalenintensität des Quantenpunkts überein.

5.4.1 Resonante Anregung eines Quantenpunkt-Exzitons

Zunächst wird die Anregung eines einzelnen Quantenpunkts in einem peripheren Mikrosäulenresonator betrachtet⁴. In Abbildung 5.27a ist ein Spektrum eines zentralen Mikrosäulenresonators ($d_c = 6 \mu\text{m}$) bei einem Injektionsstrom von $16 \mu\text{A}$ und 15 K gezeigt. Deutlich ist das inhomogen verbreiterte Quantenpunktensemble und die hohe Intensität einer Flüstergaleriemode im Lasing bei $1,431 \text{ eV}$ zu erkennen. Diese Lasingmode dient nun zur Anregung eines benachbarten Mikrosäulenresonators. Da die Emissionswellenlänge der Lasingmode nicht extern eingestellt werden kann, wird über die Proben­temperatur die p-Schale eines ausgewählten Quantenpunkts durch die Resonanz mit der lasenden Flüstergaleriemode geschoben. Durch Relaxation der Ladungsträger von der p-Schale in die s-Schale wird dann ein PL Signal aus der s-Schale detektiert. Der entsprechende zweidimensionale Farbplot der PL Intensität ist in Abbildung 5.27b dargestellt. Das Maximum der Intensität tritt bei 42 K und einer Energie von $1,3947 \text{ eV}$ auf. Die Emissionener-

⁴ Experimente durchgeführt von Dr. Erik Stock unter der Leitung von Prof. Dr. Reitzenstein, Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin.

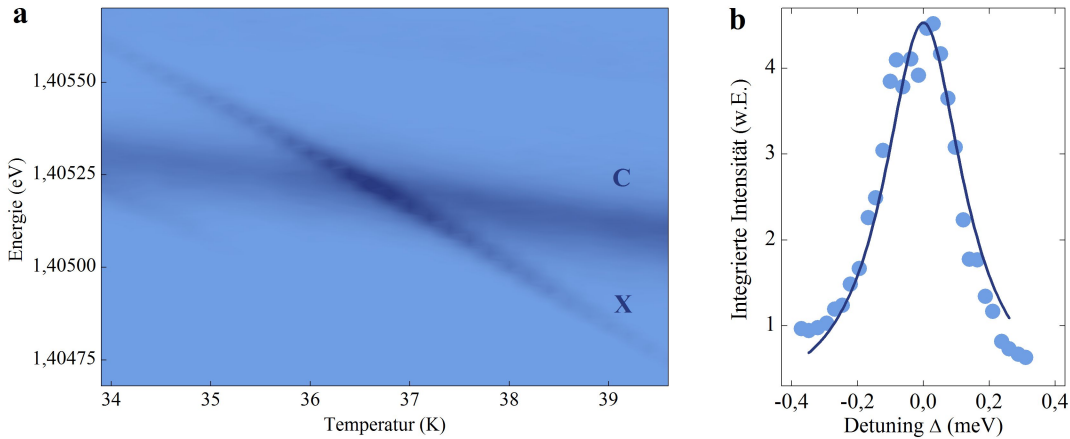


Abbildung 5.28: (a) Zweidimensionaler Farbplot des temperaturabhängigen PL Signals eines peripheren Mikrosäulenresonators ($d_c = 2,5 \mu\text{m}$), der durch einen zentralen Flüstergaleriemodenlaser gepumpt wird. Das kreuzende Verhalten des Exzitons mit der Fabry-Pérot Mode und die Erhöhung der Intensität ist Beleg für die schwache Licht-Materie-Wechselwirkung. (b) Integrierte Intensität des Quantenpunkt-Exzitons I_X in Abhängigkeit der Verstimmung Δ . Aus dem Verlauf lässt sich ein Purcell-Faktor von $F_P = 4,1 \pm 0,6$ ermitteln.

gie des Flüstergaleriemodenlasers zu diesem Zeitpunkt liegt mit $1,4290 \text{ eV}$ um 34 meV energetisch höher und pumpt den Quantenpunkt über die p-Schale. Diese Interpretation konnte über eine Messung mit einem externen Titan:Saphier Laser bestätigt werden. Dazu wurde über die maximale s-Schalen Emission bei Anregung mit dem durchstimmbaren Titan:Saphier Laser bei Temperaturen von 40 K , 45 K und 50 K die energetische Lage der p-Schale identifiziert. In Abbildung 5.27c ist sowohl die temperaturabhängige Emissionsenergie des zentralen Flüstergaleriemodenlasers als auch die bestimmten p-Schalen Positionen des Quantenpunkts gezeigt. Der Schnittpunkt befindet sich bei 43 K und stimmt damit genau mit dem Maximum der s-Schalen Emission überein.

5.4.2 Schwache Licht-Materie-Wechselwirkung unter resonanter Anregung

In einem zweiten Experiment werden die Möglichkeiten des on-chip Konzepts noch deutlicher. Es wird ein weiterer zentraler Flüstergaleriemodenlaser mit einer Emissionsenergie von $1,4317 \text{ eV}$ als integrierte Lichtquelle zur Anregung eines Mikrosäulenresonators mit einem Durchmesser von $d_c = 2,5 \mu\text{m}$ und einem Q-Faktor von 10.500 verwendet. Der zweidimensionale Farbplot der PL Emission in Abhängigkeit der Temperatur ist in Abbildung 5.28a gezeigt. Er zeigt die Emission der fundamentalen Fabry-Pérot Mode HE_{11} und eines über die p-Schale gepumpten Quantenpunkt-Exzitons. Durch Veränderung der Tem-

peratur von 34 K bis 40 K kann das Exziton durch die Resonanz der Fabry-Pérot Mode geschoben werden. Das System befindet sich im Regime der schwachen Licht-Materie-Wechselwirkung, was an der deutlichen Überhöhung der Exzitonlinie in Resonanz bei 37,7 K zu erkennen ist. Zur Bestimmung des Purcell-Faktors wird die integrierte Intensität I_X der Exzitonlinie als Funktion der Verstimmung Δ aufgetragen (siehe Abbildung 5.28c) und die Abhängigkeit mit folgender Gleichung angepasst [Mun09]:

$$I_X \propto \frac{F_P \Gamma(\Delta)}{1 + F_P \Gamma(\Delta)} \text{ mit } \Gamma(\Delta) = \frac{1}{1 + \frac{\Delta^2}{(\gamma_C/2)^2}}. \quad (5.5)$$

Der ermittelte Purcell-Faktor beträgt $F_P = 4,1 \pm 0,6$ und ist damit kleiner als der maximale Purcell-Faktor dieser Struktur von 15 (vergleiche Gleichung 2.25 mit $Q = 10.500$ und $V = 0,83 \mu\text{m}^3$), was auf die nicht-ideale räumliche Resonanz des statistisch gewachsenen Quantenpunkts zurückzuführen ist.

5.5 Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurden vier unterschiedliche Aspekte von Flüstergaleriemodenlasing in elektrisch betriebenen Mikroresonatoren betrachtet. Im ersten Abschnitt konnte durch Kontrolle der energetischen Verstimmung zwischen Quantenpunktensemble und fundamentaler Fabry-Pérot Mode erstmals simultanes Lasing von Fabry-Pérot Moden und Flüstergaleriemoden, singuläres und Mehrfarbenlasing von Flüstergaleriemoden in diesen Strukturen demonstriert werden. In einem Resonator mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ konnte mittels hochaufgelöster Spektroskopie ein Q-Faktor an der Laserschwelle von 70000 nachgewiesen werden, was die hohe Qualität der vorhandenen Strukturen belegt. Zudem konnte der experimentell ermittelte freie Spektralbereich in Abhängigkeit des Resonatordurchmessers exzellent mit einer berechneten Kurve bestätigt werden und eine charakteristische Temperatur $T_0 = 515 \text{ K}$ bis zu einer Temperatur von 50 K bestimmt werden, die eine hohe Temperaturstabilität dieser Proben kennzeichnet.

Im zweiten Abschnitt wurde Flüstergaleriemodenlasing bei Raumtemperatur in Mikrozylinder- und Mikroringresonatoren betrachtet. In beiden Strukturen konnte Mehrfarbenlasing demonstriert werden. Durch Reduzierung der Fläche der Resonatoren konnte der Schwellpumpstrom auf bis zu 0,48 mA gesenkt werden. Allerdings wurde bei den Mikroringresonatoren mit den kleinsten Stegbreiten von $1 \mu\text{m}$ ein deutlicher Anstieg der Schwellstromdichte beobachtet, der durch erhöhte optische Verluste erklärt werden kann. Durch eine Prozessierung von Mikrokerben in einem wohl definierten Abstand von 90° , 60° und 45° wurde ein effektiver Mechanismus vorgestellt, um die Q-Faktoren bestimmter Flüstergaleriemoden so zu stören, dass nur noch jede 2., 3., und 4. Mode die Laserschwelle überschreitet.

Da kreisrunde Flüstergalerieresonatoren eine isotrope laterale Abstrahlung besitzen, wurden im dritten Abschnitt elektrisch betriebene Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon Geometrie hergestellt, um eine unidirektionale Abstrahlung zu erreichen. Es konnte bis zu einem Deformationsparameter von $\epsilon = 0,6$ einem Radius von $R_0 = 4 \mu\text{m}$ Flüstergaleriemodenlasing demonstriert und charakterisiert werden. Für einen Mikrosäulenresonator mit $\epsilon = 0,5$ und $R_0 = 4 \mu\text{m}$ konnte eine direktionale Abstrahlung mit einer Direktionalität von 2,43 und einer Fernfelddivergenz von 30° gezeigt werden. Die Abhängigkeit der Direktionalität von ϵ wurde zudem experimentell für Radii zwischen $3 \mu\text{m}$ und $4,5 \mu\text{m}$ bestimmt und in einem theoretisches Modell bestätigt.

Im vierten Abschnitt wurde ein neues integriertes Konzept zur Realisierung von on-chip Quantenoptik vorgestellt. Ein elektrisch betriebener Mikrosäulenresonator diente dabei als integrierter lateraler Anregungslaser für einen zweiten Mikrosäulenresonator im Abstand von $20 \mu\text{m}$. In dieser Konfiguration wurde zum einen die p-Schalen Anregung eines Quantenpunkt-Exzitons, als auch die schwache Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen einem Quantenpunkt-Exziton und der fundamentalen Fabry-Pérot Mode des zweiten Mikrosäulenresonator mit einem Purcell-Faktor von $F_P = 4,1 \pm 0,6$ demonstriert.

Insgesamt betrachtet bieten Mikrosäulenresonatoren durch den gleichzeitigen Licht-einschluss in Form von Fabry-Pérot Moden als auch von Flüstergaleriemoden einzigartige Möglichkeiten, einzelne Mikroresonatoren zu einem größeren photonischen Netzwerk zusammenzuschließen. Die elektrischen Kontaktierungen erlauben dabei nicht nur eine komfortable Handhabung der integrierten Anregungslaser, sondern können auch auf die anzuregenden Strukturen erweitert werden, um zum Beispiel über den Stark-Effekt einen weiteren Verstimmungsparameter zu erlangen. Zusammengenommen mit einer skalierbaren Technik stark gekoppelte Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren herzustellen [Dou09], würde dies in einem weiterführenden Experiment die Demonstration der starken Licht-Materie-Wechselwirkung in dem vorliegenden Konzept deutlich vereinfachen. Für eine effizientere Anregung könnten zudem Mikrosäulenresonatoren mit Limaçon Geometrie verwendet werden.

Literaturverzeichnis

- [Ahl98] V. Ahlers, U. Parlitz und W. Lauterborn, *Hyperchaotic dynamics and synchronization of external-cavity semiconductor lasers*, Physical Review E **58**(6), S. 7208 (1998).
- [Aßm09] M. Aßmann, F. Veit, M. Bayer, M. van der Poel und J. M. Hvam, *Higher-Order Photon Bunching in a Semiconductor Microcavity*, Science **325**(5938), S. 297 (2009).
- [And99] L. C. Andreani, G. Panzarini und J.-M. Gérard, *Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory*, Physical Review B **60**, S. 13276 (1999).
- [And08] A. Andronico, J. Claudon, J.-M. Gérard, V. Berger und G. Leo, *Integrated terahertz source based on three-wave mixing of whispering-gallery modes*, Optics Letters **33**(21), S. 2416 (2008).
- [Ara82] Y. Arakawa und H. Sakaki, *Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current*, Applied Physics Letters **40**(11), S. 939 (1982).
- [Arg05] A. Argyris, D. Syvridis, L. Larger, V. Annovazzi-Lodi, P. Colet, I. Fischer, J. Garcia-Ojalvo, C. R. Mirasso, L. Pesquera und K. A. Shore, *Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links*, Nature **438**, S. 343 (2005).
- [Ast07] V. N. Astratov, S. Yang, S. Lam, B. D. Jones, D. Sanvitto, D. M. Whittaker, A. M. Fox, M. S. Skolnick, A. Tahraoui, P. W. Fry und M. Hopkinson, *Whispering gallery resonances in semiconductor micropillars*, Applied Physics Letters **91**(7), 071115 (2007).
- [Ate07] S. Ates, S. M. Ulrich, P. Michler, S. Reitzenstein, A. Löffler und A. Forchel, *Coherence properties of high-beta elliptical semiconductor micropillar lasers*, Applied Physics Letters **90**(16), 161111 (2007).

- [Bay01] M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner, A. Larionov, A. McDonald und A. Forchel, *Inhibition and Enhancement of the Spontaneous Emission of Quantum Dots in Structured Microresonators*, Physical Review Letters **86**, S. 3168 (2001).
- [Böc08] C. Böckler, S. Reitzenstein, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Höfling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon und J. M. Gérard, *Electrically driven high-Q quantum dot-micropillar cavities*, Applied Physics Letters **92**(9), 091107 (2008).
- [Bim96] D. Bimberg, M. Grundmann und N. Ledentsov, *Quantenpunkt-Laser*, Spektrum der Wissenschaft **11**, S. 64 (1996).
- [Bim03] D. Bimberg und N. Ledentsov, *Quantum dots: lasers and amplifiers*, Journal of Physics: Condensed Matter **15**(24), S. R1063 (2003).
- [Bim06] D. Bimberg, *Der Zoo der Quantenpunkte*, Physik Journal **5**, S. 8 (2006).
- [Bjö91] G. Björk und Y. Yamamoto, *Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **27**(11), S. 2386 (1991).
- [Bjö94] G. Björk, A. Karlsson und Y. Yamamoto, *Definition of a laser threshold*, Physical Review A **50**(2), S. 1675 (1994).
- [Bor99] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao und D. Bimberg, *Dephasing in InAs/GaAs quantum dots*, Physical Review B **60**(11), S. 7784 (1999).
- [Bru96] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond und S. Haroche, *Quantum Rabi Oscillation: A Direct Test of Field Quantization in a Cavity*, Physical Review Letters **76**, S. 1800 (1996).
- [Bur09] J. Bures, *Guided Optics: Optical fibers and all-fiber components*, Wiley-VCH (2009).
- [CH00] C. Chang-Hasnain, *Tunable VCSEL*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **6**(6), S. 978 (2000).
- [Che03] G. D. Chern, H. E. Tureci, A. D. Stone, R. K. Chang, M. Kneissl und N. M. Johnson, *Unidirectional lasing from InGaN multiple-quantum-well spiral-shaped micropillars*, Applied Physics Letters **83**(9), S. 1710 (2003).
- [Chu91] Y. Chung und Y. Lee, *Spectral characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with external optical feedback*, IEEE Photonics Technology Letters **3**(7), S. 597 (1991).

-
- [Cla10] J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne und J.-M. Gérard, *A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire*, Nature Photonics **1**, S. 287 (2010).
- [Dou09] A. Dousse, J. Suffczyński, R. Braive, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, L. Lanco, J. Bloch, P. Voisin und P. Senellart, *Scalable implementation of strongly coupled cavity-quantum dot devices*, Applied Physics Letters **94**(12), 121102 (2009).
- [Dul01] H. R. Dullin und A. Bäcker, *About ergodicity in the family of limaçon billiards*, Nonlinearity **14**, S. 1673 (2001).
- [Ell11] B. Ellis, M. A. Mayer, G. Shambat, T. Sarmiento, J. Harris, E. E. Haller und J. Vučković, *Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser*, Nature Photonics **5**(5), S. 297 (2011).
- [Eng06] D. Englund und J. Vučković, *A direct analysis of photonic nanostructures*, Optics Express **14**(8), S. 3472 (2006).
- [Eng07] D. Englund, A. Faraon, B. Zhang, Y. Yamamoto und J. Vučković, *Generation and transfer of single photons on a photonic crystal chip*, Optics Express **15**(9), S. 5550 (2007).
- [Fan07] W. Fang, H. Cao und G. S. Solomon, *Control of lasing in fully chaotic open microcavities by tailoring the shape factor*, Applied Physics Letters **90**(8), 081108 (2007).
- [Fav07] I. Favero, A. Berthelot, G. Cassaboïs, C. Voisin, C. Delalande, P. Roussignol, R. Ferreira und J.-M. Gérard, *Temperature dependence of the zero-phonon linewidth in quantum dots: An effect of the fluctuating environment*, Physical Review B **75**, S. 073308 (2007).
- [Fin09] J. M. Fink, R. Bianchetti, M. Baur, M. Göppl, L. Steffen, S. Filipp, P. J. Leek, A. Blais und A. Wallraff, *Dressed Collective Qubit States and the Tavis-Cummings Model in Circuit QED*, Physical Review Letters **103**, S. 083601 (2009).
- [Fuj02] M. Fujita und T. Baba, *Microgear laser*, Applied Physics Letters **80**(12), S. 2051 (2002).
- [Gay99] B. Gayral, J.-M. Gérard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin und J. L. Pelouard, *High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes*, Applied Physics Letters **75**(13), S. 1908 (1999).

- [Gay01] B. Gayral, *Controlling spontaneous emission dynamics in semiconductor microcavities: an experimental approach*, Annales de Physique Francais **26**(2) (2001).
- [Gie07] C. Gies, J. Wiersig, M. Lorke und F. Jahnke, *Semiconductor model for quantum-dot-based microcavity lasers*, Physical Review A **75**(1), S. 013803 (2007).
- [Gma98] C. Gmachl, F. Capasso, E. E. Narimanov, J. U. Nöckel, A. D. Stone, J. Faist, D. L. Sivco und A. Y. Cho, *High-Power Directional Emission from Microlasers with Chaotic Resonators*, Science **280**(5369), S. 1556 (1998).
- [Gér96] J.-M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry-Mieg und T. Rivera, *Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case*, Applied Physics Letters **69**(4), S. 449 (1996).
- [Gér98] J.-M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard und V. Thierry-Mieg, *Enhanced Spontaneous Emission by Quantum Boxes in a Monolithic Optical Microcavity*, Physical Review Letters **81**, S. 1110 (1998).
- [Gér01] J.-M. Gérard und B. Gayral, *InAs quantum dots: artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics*, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **9**(1), S. 131 (2001).
- [Gér03] J.-M. Gérard, *Solid-State Cavity-Quantum Electrodynamics with Self-Assembled Quantum Dots*, Springer Berlin / Heidelberg (2003).
- [Gut98] T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke, S. Rudin und P. A. Knipp, *Weak and strong coupling of photons and excitons in photonic dots*, Physical Review B **57**, S. 9950 (1998).
- [Hau92] A. Haug, *Free-carrier absorption in semiconductor lasers*, Semiconductor Science and Technology **7**(3), S. 373 (1992).
- [Hei10] T. Heindel, C. Schneider, M. Lerner, S. H. Kwon, T. Braun, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel, *Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34% overall efficiency*, Applied Physics Letters **96**(1), 011107 (2010).
- [Hen09] M. Hentschel und T.-Y. Kwon, *Designing and understanding directional emission from spiral microlasers*, Optics Letters **34**(2), S. 163 (2009).
- [Her96] M. A. Herman und H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*, Springer Verlag (1996).

-
- [III12] Ioffe-Institute, *Electronic archive: New semiconductor materials. characteristics and properties*, <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/> (2012).
- [Jaf10] P. Jaffrennou, J. Claudon, M. Bazin, N. S. Malik, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, A. Forchel und J.-M. Gérard, *Whispering gallery mode lasing in high quality GaAs/AlAs pillar microcavities*, Applied Physics Letters **96**(7), 071103 (2010).
- [Jay63] E. Jaynes und F. Cummings, *Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser*, Proceedings of the IEEE **51**(1), S. 89 (1963).
- [Joa97] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve und S. Fan, *Photonic crystals: putting a new twist on light*, Nature **386**, S. 143 (1997).
- [Kah07] M. Kahl, T. Thomay, V. Kohnle, K. Beha, J. Merlein, M. Hagner, A. Halm, J. Ziegler, T. Nann, Y. Fedutik, U. Woggon, M. Artemyev, F. Pérez-Willard, A. Leitenstorfer und R. Bratschitsch, *Colloidal Quantum Dots in All-Dielectric High-Q Pillar Microcavities*, Nano Letters **7**(9), S. 2897 (2007).
- [Kam97] K. Kamath, P. Bhattacharya und J. Phillips, *Room temperature luminescence from self-organized $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ ($0.35 < x < 0.45$) quantum dots with high size uniformity*, Journal of Crystal Growth **175 - 176**, S. 720 (1997).
- [Kan10] I. Kanter, M. Butkovski, Y. Peleg, M. Zigzag, Y. Aviad, I. Reidler, M. Rosenbluh und W. Kinzel, *Synchronization of random bit generators based on coupled chaotic lasers and application to cryptography*, Optics Express **18**(17), S. 18292 (2010).
- [Kas10] J. Kasprzak, S. Reitzenstein, E. A. Muljarov, C. Kistner, C. Schneider, M. Strauss, S. Höfling, A. Forchel und W. Langbein, *Up on the Jaynes-Cummings ladder of a quantum-dot/microcavity system*, Nature Materials **9**, S. 304 (2010).
- [Kav07] A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech und F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press (2007).
- [Kim11] M.-W. Kim, K.-W. Park, C.-H. Yi und C.-M. Kim, *Directional and low-divergence emission in a rounded half-moon shaped microcavity*, Applied Physics Letters **98**(24), 241110 (2011).
- [Kir03] A. Kiraz, C. Reese, B. Gayral, L. Zhang, W. V. Schoenfeld, B. D. Gerardot, P. M. Petroff, E. L. Hu und A. Imamoglu, *Cavity-quantum electrodynamics with*

- quantum dots*, Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **5**(2), S. 129 (2003).
- [Kis08] C. Kistner, T. Heindel, C. Schneider, A. Rahimi-Iman, S. Reitzenstein, S. Höfling und A. Forchel, *Demonstration of strong coupling via electro-optical tuning in high-quality QD-micropillar systems*, Optics Express **16**(19), S. 15006 (2008).
- [Kit06] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg (2006).
- [Kle81] D. Kleppner, *Inhibited Spontaneous Emission*, Physical Review Letters **47**, S. 233 (1981).
- [Kre03] R. Krebs, S. Deubert, J. Reithmaier und A. Forchel, *Improved performance of MBE grown quantum-dot lasers with asymmetric dots in a well design emitting near 1.3 μm* , Journal of Crystal Growth **251**, S. 742 (2003).
- [Kre04] R. Krebs, *Herstellung und Charakterisierung von kanten- und vertikalemittierenden (Ga)InAs/Ga(In)As-Quantenpunkt(laser)strukturen*, Dissertation, Julius Maximilians Universität Würzburg (2004).
- [Lan80] R. Lang und K. Kobayashi, *External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **16**(3), S. 347 (1980).
- [Lan06] W. Langbein und B. Patton, *Heterodyne spectral interferometry for multidimensional nonlinear spectroscopy of individual quantum systems*, Optics Letters **31**(8), S. 1151 (2006).
- [Law97a] J. Y. Law und G. P. Agrawal, *Effects of optical feedback on static and dynamic characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **3**(2), S. 353 (1997).
- [Law97b] J. Y. Law und G. P. Agrawal, *Nonlinear spatio temporal dynamics due to transverse mode competition in gain switched microcavity semiconductor lasers*, Optics Communications **138**, S. 95 (1997).
- [Law98] J. Y. Law und G. P. Agrawal, *Feedback-induced chaos and intensity-noise enhancement in vertical-cavity surface-emitting lasers*, Journal of the Optical Society of America B **15**(2), S. 562 (1998).
- [Led00] N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V. Ustinov, A. Zhukov, M. Maximov, Z. Alferov und J. Lott, *Quantum-dot heterostructure lasers*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **6**(3), S. 439 (2000).

-
- [Len85] D. Lenstra, B. Verbeek und A. Den Boef, *Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback*, Quantum Electronics, IEEE Journal of **21**(6), S. 674 (1985).
- [Li03] E. Li und K. Iga, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, Springer Verlag (2003).
- [Loh06] H. Lohmeyer, K. Sebald, C. Kruse, R. Kröger, J. Gutowski, D. Hommel, J. Wiersig, N. Baer und F. Jahnke, *Confined optical modes in monolithic II-VI pillar microcavities*, Applied Physics Letters **88**(5), 051101 (2006).
- [Loo10] V. Loo, L. Lanco, A. Lemaître, I. Sagnes, O. Krebs, P. Voisin und P. Senellart, *Quantum dot-cavity strong-coupling regime measured through coherent reflection spectroscopy in a very high-Q micropillar*, Applied Physics Letters **97**(24), 241110 (2010).
- [Mab02] H. Mabuchi und A. C. Doherty, *Cavity Quantum Electrodynamics: Coherence in Context*, Science **298**(5597), S. 1372 (2002).
- [Max97] M. V. Maximov, I. V. Kochnev, Y. M. Shernyakov, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, A. F. Tsatsul'nikov, A. V. Sakharov, I. L. Krestnikov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, A. O. Kosogov, P. Werner und U. Gösele, *InGaAs/GaAs Quantum Dot Lasers with Ultrahigh Characteristic Temperature ($T_0 = 385$ K) Grown by Metal Organic Chemical Vapour Deposition*, Japanese Journal of Applied Physics **36**(Part 1, No. 6B), S. 4221 (1997).
- [Maz07] A. Mazzei, S. Götzinger, L. de S. Menezes, G. Zumofen, O. Benson und V. Sandoghdar, *Controlled Coupling of Counterpropagating Whispering-Gallery Modes by a Single Rayleigh Scatterer: A Classical Problem in a Quantum Optical Light*, Physical Review Letters **99**, S. 173603 (2007).
- [McC92] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton und R. A. Logan, *Whispering-gallery mode microdisk lasers*, Applied Physics Letters **60**(3), S. 289 (1992).
- [Mic00a] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu und A. Imamoglu, *A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device*, Science **290**(5500), S. 2282 (2000).
- [Mic00b] P. Michler, A. Kiraz, L. Zhang, C. Becher, E. Hu und A. Imamoglu, *Laser emission from quantum dots in microdisk structures*, Applied Physics Letters **77**(2), S. 184 (2000).

- [Mic09] P. Michler, *Single Semiconductor Quantum Dots*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2009).
- [Mün09] S. Münch, S. Reitzenstein, P. Franeck, A. Löffler, T. Heindel, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel, *The role of optical excitation power on the emissionspectra of a strongly coupled quantum dot-micropillar system*, Optics Express **17**(15), S. 12821 (2009).
- [Moi94] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André und O. Vatel, *Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs*, Applied Physics Letters **64**(2), S. 196 (1994).
- [Mör90] J. Mörk, J. Mark und B. Tromborg, *Route to chaos and competition between relaxation oscillations for a semiconductor laser with optical feedback*, Physical Review Letters **65**(16), S. 1999 (1990).
- [Mun09] M. Munsch, A. Mosset, A. Auffèves, S. Seidelin, J. P. Poizat, J.-M. Gérard, A. Lemaitre, I. Sagnes und P. Senellart, *Continuous-wave versus time-resolved measurements of Purcell factors for quantum dots in semiconductor microcavities*, Physical Review B **80**, S. 115312 (2009).
- [NB07] Y.-R. Nowicki-Bringuier, J. Claudon, C. Böckler, S. Reitzenstein, M. Kamp, A. Morand, A. Forchel und J. M. Gérard, *High Q whispering gallery modes in GaAs/AlAs pillar microcavities*, Optics Express **15**(25), S. 17291 (2007).
- [Nöc94] J. U. Nöckel, A. D. Stone und R. K. Chang, *Q spoiling and directionality in deformed ring cavities*, Optics Letters **19**(21), S. 1693 (1994).
- [Nöc97] J. U. Nöckel und A. D. Stone, *Ray and wave chaos in asymmetric resonant optical cavities*, Nature **385**, S. 45 (1997).
- [Nod06] S. Noda, *Seeking the Ultimate Nanolaser*, Science **314**(5797), S. 260 (2006).
- [Nom10] M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Ota und Y. Arakawa, *Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot nanocavity system*, Nature physics **6**(4), S. 279 (2010).
- [Par04] H.-G. Park, S.-H. Kim, S.-H. Kwon, Y.-G. Ju, J.-K. Yang, J.-H. Baek, S.-B. Kim und Y.-H. Lee, *Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser*, Science **305**(5689), S. 1444 (2004).
- [Pet05] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaitre, J. Hours, J. M. Gérard und J. Bloch, *Exciton-Photon Strong-Coupling Regime for a Single Quantum Dot Embedded in a Microcavity*, Physical Review Letters **95**, S. 067401 (2005).

-
- [Pet12] J. Petykiewicz, G. Shambat, B. Ellis und J. Vučković, *Electrical properties of GaAs photonic crystal cavity lateral p-i-n diodes*, Applied Physics Letters **101**(1), 011104 (2012).
- [Poo12] M. A. Pooley, D. J. P. Ellis, R. B. Patel, A. J. Bennett, K. H. A. Chan, I. Farrer, D. A. Ritchie und A. J. Shields, *Controlled-NOT gate operating with single photons*, Applied Physics Letters **100**(21), 211103 (2012).
- [Pou02] D. Poulin, *A Rough Guide to Quantum Chaos*, Physics Department & IQC, University of Waterloo (2002).
- [Pur46] E. M. Purcell, Physical Review **69**, S. 681 (1946).
- [Rei04] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke und A. Forchel, *Strong coupling in a single quantum dot semiconductor microcavity system*, Nature **432**, S. 197 (2004).
- [Rei06a] S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, C. Hofmann, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, J. P. Reithmaier, V. D. Kulakovskii und A. Forchel, *Lasing in high-Q quantum-dot micropillar cavities*, Applied Physics Letters **89**(5), 051107 (2006).
- [Rei06b] S. Reitzenstein, A. Löffler, C. Hofmann, A. Kubanek, M. Kamp, J. P. Reithmaier, A. Forchel, V. D. Kulakovskii, L. V. Keldysh, I. V. Ponomarev und T. L. Reinecke, *Coherent photonic coupling of semiconductor quantum dots*, Optics Letters **31**(11), S. 1738 (2006).
- [Rei07] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel, *AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000*, Applied Physics Letters **90**(25), 251109 (2007).
- [Rei08a] S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V. D. Kulakovskii und A. Forchel, *Single quantum dot controlled lasing effects in high-Q micropillar cavities*, Optics Express **16**(7), S. 4848 (2008).
- [Rei08b] S. Reitzenstein, T. Heindel, C. Kistner, A. Rahimi-Iman, C. Schneider, S. Höfling und A. Forchel, *Low threshold electrically pumped quantum dot-micropillar lasers*, Applied Physics Letters **93**(6), 061104 (2008).
- [Rei09a] I. Reidler, Y. Aviad, M. Rosenbluh und I. Kanter, *Ultrahigh-Speed Random Number Generation Based on a Chaotic Semiconductor Laser*, Physical Review Letters **103**(2), 024102 (2009).

- [Rei09b] S. Reitzenstein, S. Münch, P. Franeck, A. Rahimi-Iman, A. Löffler, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel, *Control of the Strong Light-Matter Interaction between an Elongated In_{0.3}Ga_{0.7}As Quantum Dot and a Micropillar Cavity Using External Magnetic Fields*, Physical Review Letters **103**, S. 127401 (2009).
- [Riv99] T. Rivera, J.-P. Debray, J. M. Gérard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo und J. L. Oudar, *Optical losses in plasma-etched AlGaAs microresonators using reflection spectroscopy*, Applied Physics Letters **74**(7), S. 911 (1999).
- [Rob83] M. Robnik, *Classical dynamics of a family of billiards with analytic boundaries*, Journal of Physics A **16**, S. 3971 (1983).
- [Ros07] M. Rosenbluh, Y. Aviad, E. Cohen, L. Khaykovich, W. Kinzel, E. Kopelowitz, P. Yoskovits und I. Kanter, *Spiking optical patterns and synchronization*, Physical Review E **76**(4), 046207 (2007).
- [Sac89] J. Sacher, W. Elsässer und E. O. Göbel, *Intermittency in the coherence collapse of a semiconductor laser with external feedback*, Physical Review Letters **63**(20), S. 2224 (1989).
- [Sch04] H. G. L. Schwefel, N. B. Rex, H. E. Tureci, R. K. Chang, A. D. Stone, T. Ben-Messaoud und J. Zyss, *Dramatic shape sensitivity of directional emission patterns from similarly deformed cylindrical polymer lasers*, Journal of the Optical Society of America B **21**(5), S. 923 (2004).
- [Sch05] H. G. Schuster und W. Just, *Deterministic Chaos*, WILEY-VCH Verlag (2005).
- [Shc02] O. B. Shchekin und D. G. Deppe, *1.3 μm InAs quantum dot laser with T₀ = 161 K from 0 to 80° C*, Applied Physics Letters **80**(18), S. 3277 (2002).
- [Shi09] S. Shinohara, M. Hentschel, J. Wiersig, T. Sasaki und T. Harayama, *Ray-wave correspondence in limaçon-shaped semiconductor microcavities*, Physical Review A **80**, S. 031801 (2009).
- [Shi11] S. Shinohara, T. Harayama, T. Fukushima, M. Hentschel, S. Sunada und E. E. Narimanov, *Chaos-assisted emission from asymmetric resonant cavity microlasers*, Physical Review A **83**, S. 053837 (2011).
- [Ski86] J. L. Skinner und D. Hsu, *Pure dephasing of a two-level system*, The Journal of Physical Chemistry **90**(21), S. 4931 (1986).
- [Sod79] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara und Y. Suematsu, *GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers*, Japanese Journal of Applied Physics **18**(12), S. 2329 (1979).

-
- [Sol01] G. S. Solomon, M. Pelton und Y. Yamamoto, *Single-mode Spontaneous Emission from a Single Quantum Dot in a Three-Dimensional Microcavity*, Physical Review Letters **86**, S. 3903 (2001).
- [Son09] Q. Song, W. Fang, B. Liu, S.-T. Ho, G. S. Solomon und H. Cao, *Chaotic microcavity laser with high quality factor and unidirectional output*, Physical Review A **80**, S. 041807 (2009).
- [Son10] Q. H. Song, L. Ge, A. D. Stone, H. Cao, J. Wiersig, J.-B. Shim, J. Unterhinninghofen, W. Fang und G. S. Solomon, *Directional Laser Emission from a Wavelength-Scale Chaotic Microcavity*, Physical Review Letters **105**, S. 103902 (2010).
- [Son11] Q. H. Song, L. Ge, J. Wiersig, J.-B. Shim, J. Unterhinninghofen, A. Eberspacher, W. Fang, G. S. Solomon und H. Cao, *Wavelength-scale deformed microdisk lasers*, Physical Review A **84**, S. 063843 (2011).
- [Str39] I. N. Stranski und L. Krastanov, Akad. Wiss. Lett. Mainz Math. Natur K1 IIB **146**, S. 797 (1939).
- [Str06] S. Strauf, K. Hennessy, M. T. Rakher, Y.-S. Choi, A. Badolato, L. C. Andreani, E. L. Hu, P. M. Petroff und D. Bouwmeester, *Self-Tuned Quantum Dot Gain in Photonic Crystal Lasers*, Physical Review Letters **96**(12), S. 127404 (2006).
- [Tav68] M. Tavis und F. W. Cummings, *Exact Solution for an N-Molecule-Radiation-Field Hamiltonian*, Physical Review **170**, S. 379 (1968).
- [Tem09] V. V. Temnov und U. Woggon, *Photon statistics in the cooperative spontaneous emission*, Optics Express **17**(7), S. 5774 (2009).
- [Uch08] A. Uchida, K. Amano, M. Inoue, K. Hirano, S. Naito, H. Someya, I. Oowada, T. Kurashige, M. Shiki, S. Yoshimori, K. Yoshimura und P. Davis, *Fast physical random bit generation with chaotic semiconductor lasers*, Nature Photonics **2**, S. 728 (2008).
- [Ulr06] S. M. Ulrich, *Non-Classical and Stimulated Photon Emission Processes from Self-Assembled Semiconductor Quantum Dots*, Dissertation, Universität Stuttgart (2006).
- [Ulr07] S. M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke und P. Michler, *Photon Statistics of Semiconductor Microcavity Lasers*, Physical Review Letters **98**(4), S. 043906 (2007).

- [Vah03] K. Vahala, *Optical microcavities*, Nature **424**, S. 839 (2003).
- [Van98] G. D. VanWiggeren und R. Roy, *Communications with Chaotic Lasers*, Science **279**, S. 1198 (1998).
- [VT95a] G. H. M. Van Tartwijk und D. Lenstra, *Semiconductor lasers with optical injection and feedback*, Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B **7**, S. 87 (1995).
- [VT95b] G. H. M. Van Tartwijk, A. Levine und D. Lenstra, *Sisyphus effect in semiconductor lasers with optical feedback*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **1**(2), S. 466 (1995).
- [Vuc01] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi und A. Scherer, *Design of photonic crystal microcavities for cavity QED*, Physical Review E **65**, S. 016608 (2001).
- [Vuc02] J. Vuckovic, M. Pelton, A. Scherer und Y. Yamamoto, *Optimization of three-dimensional micropost microcavities for cavity quantum electrodynamics*, Physical Review A **66**, S. 023808 (2002).
- [Wal07] D. Walls, *Quantum Optics*, Springer (2007).
- [Wan05] W. H. Wang, S. Ghosh, F. M. Mendoza, X. Li, D. D. Awschalom und N. Samarth, *Static and dynamic spectroscopy of (Al,Ga)As/GaAs microdisk lasers with interface fluctuation quantum dots*, Physical Review B **71**, S. 155306 (2005).
- [Wan06] L. Wang, A. Rastelli und O. G. Schmidt, *Structural and optical properties of In(Ga)As/GaAs quantum dots treated by partial capping and annealing*, Journal of Applied Physics **100**(6), 064313 (2006).
- [Wan09] Q. J. Wang, C. Yan, L. Diehl, M. Hentschel, J. Wiersig, N. Yu, C. Pflügl, M. A. Belkin, T. Edamura, M. Yamanishi, H. Kan und F. Capasso, *Deformed microcavity quantum cascade lasers with directional emission*, New Journal of Physics **11**(12), S. 125018 (2009).
- [Wan10] Q. J. Wang, C. Yan, N. Yu, J. Unterhinninghofen, J. Wiersig, C. Pflügl, L. Diehl, T. Edamura, M. Yamanishi, H. Kan und F. Capasso, *Whispering-gallery mode resonators for highly unidirectional laser action*, PNAS **107**(52), S. 22407 (2010).
- [Wie03] J. Wiersig, *Boundary element method for resonances in dielectric microcavities*, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics **5**(1), S. 53 (2003).
- [Wie06] J. Wiersig und M. Hentschel, *Unidirectional light emission from high-Q modes in optical microcavities*, Physical Review A **73**, S. 031802 (2006).

-
- [Wie08] J. Wiersig und M. Hentschel, *Combining Directional Light Output and Ultralow Loss in Deformed Microdisks*, Physical Review Letters **100**, S. 033901 (2008).
- [Wie09] J. Wiersig, C. Gies, F. Jahnke, M. Aßmann, T. Berstermann, M. Bayer, C. Kistner, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, C. Kruse, J. Kalden und D. Hommel, *Direct observation of correlations between individual photon emission events of a microcavity laser*, Nature **460**, S. 245 (2009).
- [Wie12] J. Wiersig, *Perturbative approach to optical microdisks with a local boundary deformation*, Physical Review A **85**, S. 063838 (2012).
- [Xie07] Z. G. Xie, S. Götzinger, W. Fang, H. Cao und G. S. Solomon, *Influence of a Single Quantum Dot State on the Characteristics of a Microdisk Laser*, Physical Review Letters **98**(11), S. 117401 (2007).
- [Yab87] E. Yablonovitch, *Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics*, Physical Review Letters **58**, S. 2059 (1987).
- [Yam91] Y. Yamamoto, S. Machida und G. Björk, *Microcavity semiconductor laser with enhanced spontaneous emission*, Physical Review A **44**(1), S. 657 (1991).
- [Yan09] C. Yan, Q. J. Wang, L. Diehl, M. Hentschel, J. Wiersig, N. Yu, C. Pflügl, F. Capasso, M. A. Belkin, T. Edamura, M. Yamanishi und H. Kan, *Directional emission and universal far-field behavior from semiconductor lasers with limaçon-shaped microcavity*, Applied Physics Letters **94**(25), 251101 (2009).
- [Yi09] C.-H. Yi, M.-W. Kim und C.-M. Kim, *Lasing characteristics of a Limaçon-shaped microcavity laser*, Applied Physics Letters **95**(14), 141107 (2009).
- [Yos04] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin und D. G. Deppe, *Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*, Nature **432**(7014), S. 200 (2004).
- [You11] A. B. Young, R. Oulton, C. Y. Hu, A. C. T. Thijssen, C. Schneider, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel und J. G. Rarity, *Quantum-dot-induced phase shift in a pillar microcavity*, Physical Review A **84**, S. 011803 (2011).
- [Yua02] Z. Yuan, B. E. Kardynal, R. M. Stevenson, A. J. Shields, C. J. Lobo, K. Cooper, N. S. Beattie, D. A. Ritchie und M. Pepper, *Electrically Driven Single-Photon Source*, Science **295**(5552), S. 102 (2002).

Veröffentlichungen des Autors

Veröffentlichungen als Erstautor

- F. Albert, S. Stobbe, C. Schneider, T. Heindel, S. Reitzenstein, S. Höfling, P. Lodahl, L. Worschech, and A. Forchel: *Quantum efficiency and oscillator strength of site-controlled InAs quantum dots*, Applied Physics Letters **96**, 151102, (2010).
- F. Albert, T. Braun, T. Heindel, C. Schneider, S. Reitzenstein, S. Höfling, L. Worschech, and A. Forchel: *Whispering gallery mode lasing in electrically driven quantum dot micropillars*, Applied Physics Letters **97**, 101108, (2010).
- F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel, and Ido Kanter: *Observing chaos for quantum-dot microlasers with external feedback*, Nature Communications **2**, 366, (2011).
- F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel, and Ido Kanter: *Quantum dot microlasers with external feedback: a chaotic system close to the quantum limit* Proc. SPIE **8432**, 84320G, (2012).
- F. Albert, C. Hopfmann, A. Eberspächer, F. Arnold, M. Emmerling, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, M. Kamp, J. Wiersig, S. Reitzenstein: *Directional whispering gallery mode emission from Limaçon-shaped electrically pumped quantum dot micropillar lasers* Applied Physics Letters **101**, 021116 (2012).
- F. Albert, K. Sivalertporn, J. Kasprzak, M. Strauß, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, S. Reitzenstein, E.A. Muljarov, W. Langbein: *Microcavity controlled coupling of excitonic qubits* Nature Communications **4**, 1747, (2013).

Veröffentlichungen als Koautor

- S. Reitzenstein, T. Heindel, C. Kistner, F. Albert, T. Braun, C. Hopfmann, P. Mrowinski, M. Lerner, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel: *Electrically*

- driven quantum dot micropillar light sources*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics **99**, 1-11, (2011).
- M. Munsch, J. Claudon, N. S. Malik, K. Gilbert, P. Grosse, J.-M. Gerard, F. Albert, F. Langer, T. Schlereth, M. M. Pieczarka, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, and S. Reitzenstein: *Room temperature, continuous wave lasing in microcylinder and microring quantum dot laser diodes*, Applied Physics Letters **100**, 031111, (2012).
 - E. Stock, F. Albert, C. Hopfmann, M. Lermer, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, M. Kamp, S. Reitzenstein *On-Chip quantum optics with quantum dot microcavities* Advanced Materials doi: 10.1002/adma.101202778 (2012)
 - J. Kasprzak, K. Sivalertporn, F. Albert, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, S. Reitzenstein, E.A. Muljarov, W. Langbein *Coherence dynamics and quantum-to-classical crossover in an exciton-cavity system in the quantum strong coupling regime* New Journal of Physics **15** 045013 (2013)
 - C. Hopfmann, F. Albert, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, I. Kanter, S. Reitzenstein *Nonlinear emission characteristics of quantum dot-micropillar lasers in the presence of polarized optical feedback* New Journal of Physics **15** 025030 (2013)
 - H. A. M. Leymann, C. Hopfmann, F. Albert, A. Foerster, M. Khanbekyan, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, M. Kamp, J. Wiersig, S. Reitzenstein *Intensity fluctuations in bimodal micropillar lasers enhanced by quantum-dot gain competition* Physical Review A **87**, 053819 (2013)
 - A. Schlehahn, F. Albert, C. Schneider, S. Höfling, S. Reitzenstein, J. Wiersig, M. Kamp *Mode selection in electrically driven quantum dot microring cavities* Optics Express, Vol 21, Issue 13, pp. 15951-15958 (2013)

Konferenz- Workshop- und Seminarbeiträge als Erstautor

- F. Albert, C. Schneider, S. Stobbe, S. Höfling, S. Reitzenstein, P. Lodahl, L. Worschech, A. Forchel: *Quantum efficiency and oscillator strength of site-controlled InAs quantum dots*, DPG Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik mit anderen Fachverbänden und den Arbeitskreisen der DPG, Regensburg, 21.-26. März 2010.
- F. Albert: *Quantum dot microlasers under optical self-feedback*, Vortrag im Rahmen des Lehrstuhlseminars, Bar Ilan University, Department of Physics, Arbeitsgruppe von Prof. Ido Kanter, Israel, 13. Mai 2010

- F. Albert: *Quantum dot microlasers with external feedback - a new bunching mechanism*, Vortrag im Rahmen des Lehrstuhlseminars „Institut für Theoretische Physik 3, Universität Würzburg“, Würzburg, 8. Dezember 2010.
- F. Albert: *Technological advances and novel effects in electrically driven quantum dot micropillar systems*, Vortrag im Rahmen des Lehrstuhlseminars „Institut für Theoretische Physik, Universität Magdeburg“, Magdeburg, 28. Februar 2011.
- F. Albert, T. Braun, T. Heindel, C. Schneider, S. Reitzenstein, S. Höfing, L. Worschech, and A. Forchel: *Whispering gallery mode lasing in electrically driven quantum dot micropillars*, DPG Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik mit anderen Fachverbänden und den Arbeitskreisen der DPG, Dresden, 13.-18. März 2011.
- F. Albert: *Whispering Gallery Mode Lasing in Micropillar Laser*, Herodot Summer School „Nanomaterials based on inorganic materials“, Cargese International School, 4.-15. April 2011.
- F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfing, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel, and Ido Kanter: *Quantum dot microlasers with external feedback: a chaotic system close to the quantum limit*, DPG Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik mit anderen Fachverbänden und den Arbeitskreisen der DPG, Berlin, 25.-30. März 2012.
- F. Albert, K. Sivalertporn, J. Kasprzak, M. Strauss, C. Schneider, S. Höfing, M. Kamp, A. Forchel, S. Reitzenstein, E. Muljarov, W. Langbein: *Coherent coupling of quantum dots in a micropillar cavity*, DPG Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik mit anderen Fachverbänden und den Arbeitskreisen der DPG, Berlin, 25.-30. März 2012.
- F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfing, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel, and Ido Kanter: *Quantum dot microlasers with external feedback: a chaotic system close to the quantum limit*, SPIE Photonics Europe, Brüssel, 16.-19. April 2012.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Alfred Forchel für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik mit seinen hervorragenden technologischen Möglichkeiten und Prof. Dr. Lukas Worschech und Prof. Dr. Martin Kamp für die Fortführung des Lehrstuhls und die interessanten Diskussionen.
- Prof. Dr. Stephan Reitzenstein für die ausgezeichnete Betreuung der Arbeit, seine stete Hilfsbereitschaft und die immer freundliche und offene Arbeitsatmosphäre.
- Prof. Dr. Bert Hecht für die Übernahme des Zweitgutachtens und Prof. Dr. Wolfgang Kinzel für die Teilnahme als Prüfer am Promotionskolloquium.
- Prof. Dr. Ido Kanter für seinen unermüdlichen Einsatz und die vielen Diskussionen zum Thema „chaotische Mikrolaser“.
- Prof. Dr. Wolfgang Langbein, Dr. Egor Muljarov und Dr. Jacek Kasprzak für die Möglichkeit, gemeinsam Experimente an einem exzellenten Messaufbau in Cardiff durchführen zu können.
- Prof. Dr. Jan Wiersig für die Simulationen der Flüstergaleriemoden in Mikroresonatoren.
- Dr. Sven Höfling, Dr. Christian Schneider, Matthias Lermer und der gesamten MBE Arbeitsgruppe für die epitaktische Herstellung der erstklassigen Proben.
- Allen Assistentinnen des Support Teams für die Prozessierung der Proben und vor allem Monika Emmerling für den großen Einsatz beim Design, Entwickeln und Fertigen der Proben.
- Gerhard Heller für die prompte Lösung technischer Probleme.

- Caspar Hopfmann, Alexander Schlehahn, Tristan Braun, Fabian Arnold und Maciej Pieczarka für ihre Mitarbeit an den Experimenten und das überaus angenehme Miteinander.
- allen weiteren Mitgliedern der Spektroskopie Gruppe für das freundliche Arbeitsklima, die Hilfsbereitschaft und viele Diskussionen.
- meiner Familie.