

Kohärenz- und Magnetfeldmessungen an Polariton-Kondensaten unterschiedlicher räumlicher Dimensionen



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

vorgelegt von

Julian Fischer
aus Würzburg

Würzburg 2015

Eingereicht am: 30.04.2015
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Sven Höfling
2. Gutachter: Prof. Dr. Bert Hecht
3. Gutachter:
der Dissertation

Vorsitzende(r): Prof. Dr. Matthias Kadler

1. Prüfer: Prof. Dr. Sven Höfling
2. Prüfer: Prof. Dr. Jens Pflaum
3. Prüfer: Prof. Dr. Tobias Hertel
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 26.05.2017

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Summary	5
1 Einleitung	9
2 Theorie	13
2.1 Grundlagen des Exziton-Polaritons	13
2.1.1 Quantenfilm-Exziton	13
2.1.2 Mikrokavitätsphoton	14
2.1.3 Starke Kopplung - Bildung des Exziton-Polaritons	15
2.1.4 Eindimensionale Exziton-Polaritonen	18
2.2 Polariton-Kondensation in niederdimensionalen Systemen	20
2.2.1 Bose-Einstein-Kondensation - Ideales Bose-Gas	20
2.2.2 Bose-Einstein-Kondensation von Exziton-Polaritonen	22
2.3 Exziton-Polaritonen im externen Magnetfeld	24
3 Probenaufbau und Herstellung	29
3.1 Planare Mikrokavitäten mit GaAs-Quantenfilmen	29
3.1.1 Prinzipieller Aufbau eines Fabry-Pérot-Mikroresonators	29
3.1.2 Herstellung der Mikroresonatorstrukturen	31
3.2 Fabrikation der null- und eindimensionalen Strukturen	33
3.2.1 Herstellung der eindimensionalen photonischen Kavitäten	33
3.2.2 Herstellung der nulldimensionalen Hybridkavitätsstruktur	34
4 Messaufbauten und -techniken	37
4.1 Optischer Spektroskopieaufbau	37
4.2 Aufbau zur Messung der räumlichen Kohärenz $g^{(1)}(\mathbf{r})$ - Michelson-Interferometer	39
5 Eindimensionale Polariton-Kondensation - Polariton-Drähte	43
5.1 Einfluss der Breite der Polariton-Drähte L_y auf die Dispersionsrelation und Polarisations-eigenschaften	44
5.2 Polariton-Kondensation in einer eindimensionalen Mikrokavität	48
5.3 Räumliche Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ eines eindimensionalen Polariton-Kondensats	54
5.4 Vergleich von Experiment und Theorie der langreichweitigen Ordnung	59

5.5	Vergleich der räumlichen Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ von Polariton-Kondensaten verschiedener Dimensionen	64
5.6	Zusammenfassung: Räumliche Kohärenz im 1D-Polariton-System	67
6	0D-Polariton-Kondensation in einer Hybridkavitätsstruktur	71
6.1	Leistungsabhängige Untersuchung der 0D-Polariton-Emission	71
6.2	Magnetfeld-Einfluss auf die Emission der 0D-Strukturen	74
6.3	Zeitliche Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung - $g^{(2)}(\tau)$	75
6.4	Zusammenfassung: 0D-Polariton-Kondensation in einer Hybridkavitätsstruktur	79
7	Zweidimensionale Polariton-Kondensation im externen Magnetfeld	81
7.1	Identifizierung der drei Regime - Leistungsserie	82
7.2	Verstimmungsabhängige Magnetfeld-Wechselwirkung des linearen Regimes .	86
7.3	Vergleich der verschiedene Regime im Magnetfeld	88
7.4	Zusammenfassung: Zweidimensionale Polariton-Kondensation im externen Magnetfeld	96
	Literaturverzeichnis	110
A	Anhang	111
	Details zur theoretischen Bestimmung der räumlichen Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ im 1D-Polariton-System	111
B	Verwendete Mikroresonatoren	117
	Veröffentlichungen des Autors	119
	Danksagung	123

Zusammenfassung

Die Bose-Einstein-Kondensation (BEK) und die damit verbundenen Effekte wie Superfluidität und Supraleitung sind faszinierende Resultate der Quantennatur von Bosonen. Nachdem die Bose-Einstein-Kondensation für Atom-Systeme nur bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt realisierbar ist, was einen enormen technologischen Aufwand benötigt, wurden Bosonen mit wesentlich kleineren Massen zur Untersuchung der BEK gesucht. Hierfür bieten sich Quasiteilchen in Festkörpern wie Magnonen oder Exzitonen an, da deren effektive Massen sehr klein sind und die Kondensationstemperatur dementsprechend höher ist als für ein atomares System. Ein weiteres Quasiteilchen ist das Exziton-Polariton als Resultat der starken Licht-Materie-Wechselwirkung in Halbleitermikrokavitäten, welches sowohl Materie- als auch Photoneigenschaften hat und dessen Masse theoretisch eine BEK bis Raumtemperatur erlaubt. Ein weiterer Vorteil dieses System ist die einfache Erzeugung des Bose-Einstein-Kondensats in diesen Systemen durch elektrisches oder optisches Injizieren von Exzitonen in die Halbleiter-Quantenfilme der Struktur. Außerdem kann die Impulsraumverteilung dieser Quasiteilchen leicht durch einfache experimentelle Methoden mittels einer Fouriertraum-spektroskopie-Aufbaus bestimmt werden. Durch die winkelabhängige Messung der Emission kann direkt auf die Impulsverteilung der Exziton-Polaritonen in der Quantenfilmebene zurückgerechnet werden, die zur Identifikation der BEK hilfreich ist. Deshalb wird das Exziton-Polariton als ein Modellsystem für die Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensation in Festkörpern und den damit in Relation stehenden Effekten angesehen. In dieser Arbeit wird die Grundzustandskondensation von Exziton-Polaritonen in Halbleitermikrokavitäten verschiedener Dimensionen realisiert und deren Emissionseigenschaften untersucht. Dabei wird vor allem die Wechselwirkung des Polariton-Kondensats mit der der unkondensierten Polaritonen bzw. der Quantenfilm-Exzitonen im externen Magnetfeld verglichen und ein Nachweis zum Erhalt der starken Kopplung über die Polariton-Kondensationsschwelle hinaus entwickelt. Außerdem werden die Kohärenzeigenschaften von null- und eindimensionalen Polariton-Kondensaten durch Bestimmung der Korrelationsfunktion erster beziehungsweise zweiter Ordnung analysiert. Als Materialsystem werden hierbei die III/V-Halbleiter gewählt und die Quantenfilme bestehen bei allen Messungen aus GaAs, die von einer AlAs Kavität umgeben sind.

Eindimensionale Polariton-Kondensation - räumliche Kohärenz der Polariton-Drähte

Im ersten experimentellen Teil dieser Arbeit (Kapitel 5) wird die Kondensation der Polaritonen in eindimensionalen Drähten unter nicht-resonanter optischer Anregung untersucht. Dabei werden verschiedene Drahtlängen und -breiten verwendet, um den Einfluss des

zusätzlichen Einschlusses auf die Polariton-Dispersion bestimmen zu können. Ziel dieser Arbeit ist es, ein eindimensionales Bose-Einstein-Kondensat mit einer konstanten räumlichen Kohärenz nach dem zentralen Abfall der $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion für große Abstände \mathbf{r} in diesen Drähten zu realisieren (sogenannte langreichweitige Ordnung im System, ODLRO¹).

Durch Analyse der Fernfeldemissionseigenschaften können mehrere Polariton-Äste, der eindimensionale Charakter und die Polariton-Kondensation in 1D-Systemen nachgewiesen werden. Daraufhin wird die räumliche Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\mathbf{r})$ mithilfe eines hochpräzisen Michelson-Interferometer, das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, bestimmt. Die $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion nimmt hierbei über große Abstände im Vergleich zur thermischen De-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} einen konstanten Plateauwert an, der abhängig von der Anregungsleistung ist. Unterhalb der Polariton-Kondensationsschwelle (Schwelleistung P_S) ist kein Plateau sichtbar und die räumliche Kohärenz ist nur im zentralen Bereich von unter $|\mathbf{r}| < 1 \mu\text{m}$ vorhanden. Mit ansteigender Anregungsleistung nimmt das zentrale Maximum in der Weite zu und es bildet sich das Plateau der $g^{(1)}(r)$ -Funktion aus, das nur außerhalb des Drahtes auf Null abfällt. Bei $P = 1,6P_S$ ist das Plateau maximal und beträgt circa 0,15. Außerdem kann nachgewiesen werden, dass mit steigender Temperatur die Plateauhöhe abnimmt und schließlich bei $T = 25 \text{ K}$ nicht mehr gemessen werden kann. Hierbei ist dann nur noch das zentrale Maximum der Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\mathbf{r})$ sichtbar. Weiterhin werden die Ergebnisse mit einer modernen mikroskopischen Theorie, die auf einem stochastischen Mastergleichungssystem basiert, verglichen, wodurch die experimentellen Daten reproduziert werden können. Im letzten Teil des Kapitels wird noch die Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\mathbf{r})$ im 1D-Fall mit der eines planaren Polariton-Kondensats verglichen (2D).

Nulldimensionale Polariton-Kondensation - Kondensation und Magnetfeldwechselwirkung in einer Hybridkavität

Im zweiten Teil der Arbeit wird die Polariton-Kondensation in einer neuartigen Hybridkavität untersucht. Der Aufbau des unteren Spiegels und der Kavität inklusive der 12 verwendeten Quantenfilme ist analog zu den gewöhnlichen Mikrokavitäten auf Halbleiterbasis. Der obere Spiegel jedoch besteht aus einer Kombination von einem DBR² und einem Brechungsindexkontrast-Gitter mit einem Luft-Halbleiterübergang (größt möglicher Brechungsindexkontrast). Durch die quadratische Strukturgröße des Gitters (Seitenlänge $5 \mu\text{m}$) sind die Polaritonen zusätzlich zur Wachstumsrichtung noch in der Quantenfilmebene eingesperrt, so dass sie als nulldimensional angesehen werden können (Einschluss auf der ungefähren Größe der thermischen De-Broglie-Wellenlänge). Um den Erhalt der starken Kopplung über die Kondensationsschwelle hinaus nachweisen zu können, wird ein Magnetfeld in Wachstumsrichtung angelegt und die diamagnetische Verschiebung des Quantenfilms mit der des 0D-Polariton-Kondensats verglichen. Hierdurch kann das Polariton-Kondensat von dem konventionellen Photonlasing in solchen Strukturen unterschieden werden. Weiterhin wird als letztes Unterscheidungsmerkmal zwischen Photonlasing

¹Abkürzung aus dem Englischen *off-diagonal long-range order*

²Abkürzung aus dem Englischen *distributed Bragg reflector*

und Polariton-Kondensation eine Messung der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ durchgeführt. Dabei kann ein Wiederanstieg des $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Werts mit ansteigender Anregungsleistung nachgewiesen werden, nachdem an der Kondensationsschwelle der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert auf 1 abgefallen ist, was auf eine zeitliche Kohärenzzunahme im System hinweist. Oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle P_S steigt der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert wieder aufgrund zunehmender Dekohärenzprozesse, verursacht durch die im System ansteigende Polariton-Polariton-Wechselwirkung, auf Werte größer als 1 an. Für einen gewöhnlichen Photon-Laser (VCSEL³) im monomodigen Betrieb kann mit steigender Anregungsleistung kein Wiederanstieg des $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Werts gemessen werden. Somit stellt dies ein weiteres Unterscheidungsmerkmal zwischen Polariton-Kondensation und Photonlasing dar.

Zweidimensionale Polariton-Kondensation - Wechselwirkung mit externem Magnetfeld

Im letzten experimentellen Kapitel dieser Arbeit wird die Magnetfeldwechselwirkung der drei möglichen Regime der Mikroavitätsemission einer planaren Struktur (zweidimensional) untersucht. Dazu werden zuerst durch eine Leistungsserie bei einer Verstimmung des Photons und des Quantenfilm-Exzitons von $\delta = -6,5 \text{ meV}$ das lineare, polaritonische Regime, das Polariton-Kondensat und bei weiterer Erhöhung der Anregungsleistung das Photonlasing identifiziert. Diese drei unterschiedlichen Regime werden daraufhin im Magnetfeld von $B = 0 \text{ T} - 5 \text{ T}$ auf ihre Zeeman-Aufspaltung und ihre diamagnetische Verschiebung untersucht und die Ergebnisse der Magnetfeldwechselwirkung werden anschließend miteinander verglichen. Im linearen Regime kann die Abhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung und der diamagnetischen Verschiebung vom exzitonischen Anteil des Polaritons bestätigt werden. Oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle wird eine größere diamagnetische Verschiebung gemessen als für die gleiche Verstimmung im linearen Regime. Dieses Verhalten wird durch Abschirmungseffekte der Coulomb-Anziehung von Elektronen und Löchern erklärt, was in einer Erhöhung des Bohrradius der Exzitonen resultiert. Auch die Zeeman-Aufspaltung oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle zeigt ein vom unkondensierten Polariton abweichendes Verhalten, es kommt sogar zu einer Vorzeichenumkehr der Aufspaltung im Magnetfeld. Aufgrund der langen Spin-Relaxationszeiten von 300 ps wird eine Theorie basierend auf der im thermischen Gleichgewichtsfall entwickelt, die nur ein partielles anstatt eines vollständigen thermischen Gleichgewicht annimmt. So befinden sich die einzelnen Spin-Komponenten im Gleichgewicht, während zwischen den beiden Spin-Komponenten kein Gleichgewicht vorhanden ist. Dadurch kann die Vorzeichenumkehr als ein Zusammenspiel einer dichteabhängigen Blauverschiebung jeder einzelner Spin-Komponente und der Orientierung der Spins im Magnetfeld angesehen werden. Für das Photonlasing kann keine Magnetfeldwechselwirkung festgestellt werden, wodurch verdeutlicht wird, dass die Messung der Zeeman-Aufspaltung beziehungsweise der diamagnetischen Verschiebung im Magnetfeld als ein eindeutiges Werkzeug zur Unterscheidung zwischen Polariton-Kondensation und Photonlasing verwendet werden kann.

³Abkürzung aus dem Englischen *vertical-cavity surface-emitting laser*

Summary

Bose-Einstein-Condensation (BEC) and the associated effects, for instance superfluidity and superconductivity, are fascinating results of the bosonic quantum nature. Since Bose-Einstein-Condensation for atomic systems can only be realized with enormous technical and experimental effort at sufficient low temperatures near absolute zero, people are looking for bosons with smaller masses. For this quasi-particles in solid state systems such as magnons and excitons are perfect candidates, due to their smaller effective masses and as a consequence thereof the higher Bose-Einstein-Condensation temperatures in comparison to atomic systems. Another quasi-particle is the exciton-polariton, originating from strong light-matter coupling in semiconductor microcavities. This particle has properties of the light as well as of the matter part and the mass is so small that in theory room temperature Bose-Einstein-Condensation is possible. A further benefit of this system is the relatively easy realization of the BEC by injecting excitons via optical or electrical excitation in the quantum wells of the structure. Additionally, the momentum space distribution of these quasi-particles can be measured via a straightforward Fourier-spectroscopy setup. By determination of the angular distribution of the emitted light of the microcavity, the momentum of the particle in the quantum-well plane can be defined. This information helps to identify the BEC-phase. On these grounds the exciton-polaritons are model systems for studying Bose-Einstein-Condensation and attributed phenomena in matter. In this work the ground-state condensation of exciton-polaritons is realized in microcavities of various dimensions and the emission properties of these are investigated. Thereby, especially the magnetic field interaction of the uncondensated and condensated polaritons will be probed and resulting from this a proof concept for the persistence of the strong-coupling across the condensation threshold is developed. Additionally, the coherence properties of the polariton-condensates in different dimensions will be studied by determination of the first and second order correlation functions. For all experiments a III/V-semiconductor system consisting of GaAs quantum-wells and a surrounding AlAs cavity is used.

One-dimensional polariton-condensation - spatial coherence of polariton-wires

In the first experimental part (chapter 5), the polariton-condensation of one-dimensional wires under non-resonant, optical excitation is studied. For this, different length and width of wires are used to determine the influence on the polariton-dispersion of additional confinement. The aim of this investigation is to realize a one-dimensional Bose-Einstein-Condensate with a nearly constant plateau of the spatial coherence for high distances \mathbf{r} after the central drop-down of the first order correlation $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -function, which is a

characteristic of the off-diagonal long-range order (ODLRO) of the system.

By analysis of the farfield emission characteristics several polariton branches, the one-dimensionality and the polariton-condensation can be proved in this wires. After this, the spatial coherence function $g^{(1)}(\mathbf{r})$ is measured with a high precision Michelson-interferometer, which is established during this work. The $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -function has, for distances essential greater than the thermal De-Broglie-wavelength λ_{dB} of the polaritons, a plateau value which depends on the pumping power of the system. Below the polariton-condensation threshold (power P_S) no plateau is visible and coherence is only established within the central part for $|r| < 1 \mu\text{m}$ of the interferograms. With increasing power, the width of the central coherence peak growth and the plateau of the $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -function appears, which is only absent away from the wire. At a power of $P = 1.6P_S$ the plateau reaches its maximal value and it amounts to 0.15. Furthermore, it can be demonstrated, that as the temperature of the crystal lattice increases the plateau decreases and it vanishes at $T = 25 \text{ K}$ indicating the loss of the off-diagonal long range coherence. This behavior can be explained by a modern microscopic theory based on the master-equation approach which fits the experimental data well. The last part of this chapter compares the characteristics of the first order correlation function $g^{(1)}(\mathbf{r})$ in the 1D case with the spatial coherence function of the planar polariton-condensate of a similar structure (2D).

Zero-dimensional polariton-condensation - condensation and magnetic field interaction in a hybrid cavity

In the second part of this thesis, polariton-condensation in novel hybrid-cavities is investigated. The layout of the lower mirror and of the cavity with 12 embedded quantum wells is analog to normal semiconductor microcavities. However, the upper mirror consists of a combination of a DBR⁴ and a high refractive index contrast grating with a semiconductor air transition (highest possible refractive index contrast). Due to the fact that the grating has a quadratic structure (side length $5 \mu\text{m}$), the polaritons are additionally confined in the plane of the quantum wells perpendicular to the growth direction and can be treated as zero-dimensional particles. To prove the persistence of the strong coupling across the condensation threshold, a magnetic field is applied in the growth direction, in order that the diamagnetic shift of the polaritons below and above the condensation thresholds can be measured comparatively. With this the polariton-condensate can be distinguished from the conventional photonic lasing of the microcavity. As another way to distinguish between polariton- and photon-lasing the second order autocorrelation function $g^{(2)}(\tau)$ of the system is determined. Here a re-increase of the $g^{(2)}(\tau = 0)$ -value can be shown with increasing excitation power, after the value dropped down to 1 at the condensation threshold of the system indicating the increase of temporal coherence. Far above the condensation-threshold P_S the $g^{(2)}(\tau = 0)$ -value increases to values higher than 1 due to the appearance of decoherence processes in the system caused by rising polariton-polariton-interaction. For a conventional single-mode photon-laser, as for instance VCSEL⁵, this behavior is not

⁴distributed Bragg reflector

⁵vertical-cavity surface-emitting laser

expected and it is an additional criterion to distinguish between polariton-condensation and photon-lasing.

Two-dimensional polariton-condensation - interaction with external magnetic fields

In the last experimental chapter of this thesis, the magnetic field interaction of the three possible working regimes of the planar microcavity (2D) emission is analyzed. First power series at a exciton-photon detuning of $\delta = -6.5$ meV are performed to identify the linear polaritonic regime, the polariton-condensate phase and the photonic lasing at sufficient high excitation powers. After that, the Zeeman splitting and the diamagnetic shift of these three regimes are investigated in an external magnetic field applied again in the growth direction and ranging from $B = 0$ T to $B = 5$ T. The results are compared to each other. For the linear regime, the theoretic expected dependence of the Zeeman splitting and diamagnetic shift is confirmed. However, above the threshold in the polariton-condensate phase a higher diamagnetic shift compared to the linear regime is measured. This behavior can be explained by taking into account bleaching effects of the Coulomb interaction due to the high carrier density resulting in an increase of the Bohr radius of the excitons. Also for the Zeeman splitting a different behavior to the equilibrium theory is found. The sign of the magnetic field splitting is reversed in comparison to the linear regime. Due to long spin relaxation time in red detuned systems of about 300 ps, a theory is developed based on a partial thermal equilibrium of the spin components of the condensate. Here the spin components are in equilibrium with themselves, but not with the other component. As a consequence, the sign reversal can be interpreted as an interplay of the density dependent blueshift of the single spin components and the orientation of the spins in the magnetic field. For the photonic lasing no magnetic field interaction is found, indicating that the measurement of the Zeeman splitting and the diamagnetic shift in an external magnetic field is a unique tool to distinguish between polariton-condensation and photon-lasing.

1 Einleitung

Das Phänomen der Bose-Einstein-Kondensation (BEK) ist seit 70 Jahren Gegenstand umfangreicher Forschungsarbeiten, sowohl in der theoretischen als auch in der experimentellen Physik. In den 1920er Jahren wurde von Albert Einstein auf Grundlage der Arbeit von Satyendranath Bose für ein ideales Gas von Teilchen mit ganzzahligen Spin (Bosonen) ein neuer Phasenübergang vorhergesagt, der für Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt auftritt [Bos24, Ein25]. Dabei nehmen alle Teilchen des Gases den Grundzustand des Systems ein und das Vielteilchensystem kann mit einer makroskopisch besetzten Einteilchenwellenfunktion beschrieben werden. Dieser Zustand, Bose-Einstein-Kondensat genannt, wird als ein weiterer Aggregatzustand der Materie neben den normalen drei (fest, flüssig und gasförmig) angesehen. Dieser Zustand weist sehr interessante und oftmals überraschende Eigenschaften auf. Mit der Bose-Einstein-Kondensation werden unter anderem die Superfluidität und die Supraleitung verbunden, welche zu den interessantesten physikalischen Vorgängen und Zuständen gehören [Ann11]. Dieses Verhalten ist direkt auf die Quantennatur der Materie zurückzuführen und in makroskopischen Bereichen beobachtbar, während andere Quanteneffekte meist erst auf atomarer Ebene zum Tragen kommen. Da für die Beobachtung dieser makroskopischen Quantenphänomene in der Regel sehr tiefe Temperaturen nötig sind, ist die experimentelle Realisierung oftmals sehr komplex. Während beispielsweise die Superfluidität schon 1938 entdeckt wurde [Kap38, All38], dauerte es bis zur erstmaligen Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation in atomaren Systemen bis 1995 (2001 mit dem Nobelpreis der Physik ausgezeichnet) [And95, Dav95]. Zur Bose-Einstein-Kondensation wurden in diesen Experimenten verdünnte Alkali-Gase (Rubidium, Lithium oder Natrium) verwendet, die zum Beispiel mithilfe der in den 1980er Jahren entwickelten Laserkühlung von Atomen (Nobelpreis 1997) unterhalb der kritischen Temperatur, bei der die Bose-Einstein-Kondensation stattfindet, abgekühlt werden [Wie89, And95]. Die durch die Atommassen bestimmte kritische Temperatur liegt im Bereich von $10^{-6} - 10^{-9}$ K [And95, Dav95, Bra95]. Deshalb musste zur Abkühlung der Gase enormer technologischer Aufwand betrieben werden. Um dies zu umgehen und die Bose-Einstein-Kondensation bei höheren Temperaturen, die noch mittels Kryostattechnik erreichbar sind, zu ermöglichen, wurden leichtere Bosonen gesucht. Schon 1962 wurde das Exziton aufgrund seiner leichten Masse im Halbleiter als geeignetes Quasi-Teilchen vorgeschlagen. Nachdem die Supraleitung im Sinne einer Bose-Einstein-Kondensation von Elektronenpaaren (BCS-Theorie) erklärt wurde [Bar57], wurde dieses Konzept auch auf ein aus Elektron und Loch zusammengesetztes Quasi-Teilchen übertragen [Bla62, Mos62]. Als 1992 der experimentelle Nachweis von Exziton-Polaritonen in Halbleiter-Mikrokavitäten gelang [Wei92], wurden diese Quasi-Teilchen als mögliche Kandidaten zur Bose-Einstein-Kondensation vorgeschlagen [Ima96]. Durch den photonischen Anteil

des Exziton-Polaritons besitzen diese Teilchen nochmals eine 10^{-4} mal kleinere Masse als das Exziton im Quantenfilm [Sko98], wodurch eine Bose-Einstein-Kondensation bei geeigneter Materialwahl bis Raumtemperatur möglich sein sollte. Allerdings erkauft man sich durch den photonischen Anteil des Exziton-Polaritons eine kurze Lebensdauer im Bereich von 10 ps, die durch die endliche Güte der Halbleiter-Spiegel verursacht und von der Lebenszeit der Photonen in der Halbleitermikrokavität dominiert wird [Nor94, Sko98]. Da außerdem die Exziton-Polaritonen von einem Kristallgitter umgeben sind und die Energierelaxationszeit (einige 10 ps) im Bereich der Lebenszeit der Exziton-Polaritonen ist [Tas99, Blo05], ist es sehr schwierig, ein thermisches Gleichgewicht zwischen dem Kristallgitter und den Exziton-Polaritonen zu erreichen. Dennoch konnte für verschiedene Materialsysteme eine Kondensation im Grundzustand unter nicht-resonanter Anregung gezeigt werden [Den02, Ric05a, Ric05b], wobei aber nicht der Charakter eines Phasenübergangs nachgewiesen werden konnte. 2006 und 2007 wurde dann für CdTe- [Kas06] und GaAs- [Bal07]-Quantenfilme in Mikrokavitäten die Bose-Einstein-Kondensation der Exziton-Polariton durch Nachweis von räumlicher Kohärenz als Phasenübergang identifiziert [Kas06]. Bei einer BEK wird erwartet, dass die räumliche Kohärenz sich über das ganze Kondensat erstreckt [Leg01, Pit03]. Jedoch kann man das Polariton-Kondensat aufgrund der kurzen Lebensdauer nicht als Bose-Einstein-Kondensat im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht ansehen. Allerdings können in Exziton-Polariton-Systemen viele Eigenschaften, die eng in Verbindung mit einem Bose-Einstein-Kondensat stehen, wie zum Beispiel Superfluidität [Uts08, Amo09b, Amo09a, Amo11] und Vortices [Lag08, Rou11], nachgewiesen werden, so dass das Polariton als Modellsystem mit einfachem experimentellen Zugang für Bose-Einstein-Kondensation angesehen werden kann.

Die Messung der räumlichen Kohärenz durch die Bestimmung der Korrelationsfunktion erster Ordnung $g^{(1)}(\mathbf{r})$ ist ein sehr wichtiger Parameter der Bose-Einstein-Kondensation in den verschiedenen Systemen. Sie ist auf das Konzept der nicht-diagonalen langreichweitigen Ordnung (ODLRO¹) im System zurückzuführen, das von Penrose und Onsager als verallgemeinertes Kriterium für ein BEK eingeführt wurde [Pen51, Pen56]. Durch diese Definition wird es möglich, einen Zusammenhang zwischen Superfluidität (makroskopischer Quanteneffekt) und der BEK zu herzustellen [Blo00]. Die $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion von Bose-Einstein-Kondensaten nimmt näherungsweise für große Abstände im Vergleich zur thermischen De-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} einen konstanten Wert ein, der abhängig von der Reinheit des Kondensats, d. h. von dem thermischen und kondensierten Anteilen der Teilchen im System, ist [Blo00]. In Polariton-Kondensaten konnten in verschiedenen Dimensionen bisher nur Anzeichen einer Ausbildung der ODLRO gefunden werden [Kas06, Bal07, Wer10, Man11, Tri13], wobei aber kein konstantes Plateau in der $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion über große Abstände \mathbf{r} gefunden wurde. Außerdem ist eine systematische Untersuchung der ODLRO in Abhängigkeit von den externen Parametern (Temperatur des Halbleiterkristalls und Anregungsleistung), die zur Polariton-Kondensation führen, nicht durchgeführt worden.

Weiterhin muss bei einem Polariton-Kondensat der Spin-Freiheitsgrad der Exziton-Polaritonen beachtet werden. In diesem unterscheidet sich das Polariton-System in einem wesentlichen Punkt von seinem atomaren Gegenstück. Die Polaritonen besitzen nur zwei

¹Abkürzung aus dem Englischen *off-diagonal long-range order*

Spin-Projektionen $S_z = \pm 1$ auf der Wachstums-Achse der Mikrokapazität [She04], während Atome mit Spin $S = 0, +1, -1$ besitzen [Cha05]. Daraus folgt, dass das Polariton-Kondensat (Atom-System mit Spin 1) aus zwei (drei) Komponenten besteht, die normalerweise entartet sind [She06, Lau06]. Durch das 2-Niveau-System des Exziton-Polariton-Kondensats und den verschiedenen Wechselwirkungskonstanten der Polaritonen mit gleichen und unterschiedlichen Spins kommt es hierbei beim Anlegen eines Magnetfelds, das die Entartung aufhebt, zu einem neuen Verhalten, welches im atomaren System nicht auffindbar ist: Die Zeeman-Aufspaltung wird durch die Wechselwirkung der Polaritonen untereinander bis zu einem kritischen Magnetfeld komplett unterdrückt. Dies wird in Analogie zum Meissner-Effekt bei Supraleitern, bei dem ein äußeres Magnetfeld bis zu einer kritischen Stärke vollständig aus dem Inneren eines Supraleiter verdrängt wird, „Spin-Meissner“-Effekt genannt [Mei33, Rub06]. Dieses Verhalten wurde zwar theoretisch schon 2006 vorhergesagt, konnte aber bis zum heutigen Tag noch nicht experimentell bewiesen werden. Das Ausbleiben der Zeeman-Aufspaltung bis zu einem kritischen Magnetfeld B_C in den Experimenten von *Larionov et al.* [Lar10] und *Walker et al.* [Wal11] wird nicht vor dem Hintergrund des Spin-Meissner-Effekts, sondern unter der Annahme von einer Nichtgleichgewichtskondensation der Polaritonen, bei der für kleine Magnetfelder die obere Spin-Komponente stärker als die untere besetzt ist oder von selbst induzierten Larmorpräzessionen im Magnetfeld, erklärt.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es, die Polariton-Kondensation in verschiedenen Dimensionen an III/V-Halbleitermikrokapazitäten unter nicht-resonanter optischer Anregung zu untersuchen. Hier wird ein besonderes Augenmerk auf die verschiedenen Aspekte der Polariton-Kondensation und die Eigenschaften des aufgrund der kurzen Lebensdauern der Polaritonen nicht vorhandenen thermischen Gleichgewichts gelegt:

Im Kapitel 2 werden die zum Verständnis dieser Arbeit benötigten theoretischen Grundlagen besprochen. Dabei wird auf die Bildung des Exziton-Polaritons aufgrund der starken Kopplung in der Halbleitermikrokapazität eingegangen. Außerdem werden die Eigenschaften der Bose-Einstein-Kondensation und deren Adaption auf das Exziton-Polariton diskutiert. Zuletzt werden noch die Magnetfeld-Wechselwirkungen der unkondensierten Polaritonen und des Polariton-Kondensats dargestellt. Anschließend wird in Kapitel 3 der Aufbau und die Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Halbleitermikrokapazitäten vorgestellt, während in Kapitel 4 die zur Bestimmung der Eigenschaften der Polariton-Kondensation benötigten Messaufbauten gezeigt und beschrieben werden.

Im ersten experimentellen Kapitel 5 wird die Polariton-Kondensation in 1D-Systemen untersucht. Der im Vergleich zu einer planaren Mikrokapazität zusätzliche Einschluss wird durch Strukturierung von Polariton-Drähten mit einer Breite von $L_y = 3 - 8 \mu\text{m}$ erreicht. Im ersten Teil werden die Emissionseigenschaften dieser Drähte im linearen Regime (nicht kondensiert) und der Einfluss der Drahtbreite auf die Polariton-Dispersion bestimmt. Darauf folgt die anregungsleistungsabhängige Untersuchung eines Polariton-Drahts mit $L_y = 5 \mu\text{m}$ und einer Länge von $L_x = 200 \mu\text{m}$. An diesem werden dann zur Bestimmung der Korrelationsfunktion erster Ordnung $g^{(1)}(\mathbf{r})$ Michelson-Interferometer-Messungen für unterschiedliche Anregungsleistungen und Temperaturen durchgeführt.

Im Kapitel 6 wird eine Hybridkapazität, deren Verwendung im Bereich der starken Kopplung und der Polariton-Kondensation neuartig ist, untersucht. Der obere Spiegel besteht aus

einer Kombination von einem konventionellen Halbleiterspiegel und einem Brechungsindexkontrast-Gitters. Bedingt durch diese Art der Strukturierung sind die Polaritonen als nulldimensional anzusehen. Auch hier erfolgt eine leistungsabhängige Charakterisierung der Emissionseigenschaften der Hybridkavität, die bei der Polariton-Kondensation beobachtet werden können. Um allerdings den Materieanteil und den Erhalt der starken Kopplung auch über die Kondensationsschwelle hinaus beweisen zu können, wird die diamagnetische Verschiebung im externen Magnetfeld, das in der Wachstumsrichtung der Struktur angelegt wird, gemessen.

Im letzten experimentellen Kapitel 7 werden die drei möglichen Emissionsregime einer planaren Mikrokavität (2D-System) miteinander im externen Magnetfeld, das wiederum in Wachstumsrichtung angelegt ist, verglichen. Die drei Regime werden unter gleichen Bedingungen gemessen und durch Variation der Anregungsleistung erreicht, so dass das Polariton im linearen Bereich und im Kondensat theoretisch gleiche Licht- bzw. Materieanteile aufweist. Es werden für alle drei Bereiche die Zeeman-Aufspaltung und die diamagnetische Verschiebung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld bestimmt. Anschließend werden die Ergebnisse miteinander verglichen, im Kontext der thermischen Gleichgewichtstheorie von *Rubo et al.* interpretiert und die Theorie auf den Ungleichgewichtsfall erweitert [Rub06]. Hierbei wird ersichtlich, dass die Zeeman-Aufspaltung direkt mit der Polarisation beziehungsweise der Spin-Besetzung des Kondensats zusammenhängt und aus der Teilchenzahl und dem Zirkularpolarisationsgrad berechnet werden kann.

2 Theorie

In diesem Kapitel werden kurz die zum Verständnis des experimentellen Teils dieser Arbeit benötigten theoretischen Grundlagen dargestellt. Dabei wird zuerst die Bildung von Exziton-Polaritonen (kurz Polaritonen genannt) in Halbleiter-Mikrokavitäten und deren Eigenschaften in verschiedenen Dimensionen dargestellt. Weiterhin wird auf die Bose-Einstein-Kondensation dieser Quasi-Teilchen und der damit einhergehenden kohärenten Lichtemission der Mikrokavität eingegangen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird außerdem der Einfluss eines externen Magnetfeldes auf Exziton-Polaritonen und die dabei auftretenden Besonderheiten im Polariton-Kondensat unter Annahme eines thermischen Gleichgewichts erläutert.

2.1 Grundlagen des Exziton-Polaritons

Im folgenden Unterkapitel wird auf die Bildung von Exziton-Polaritonen in den Halbleiter-Mikrokavitäten eingegangen. Hierbei werden die beiden Komponenten, das Quantenfilm-Exziton und das Mikrokavitätsphoton, und die sogenannte starke Kopplung, die zur Bildung der Polaritonen führt, vorgestellt.

2.1.1 Quantenfilm-Exziton

In Halbleitern ist das Quasiteilchen Exziton als der gebundene Zustand eines Lochs h^+ und eines Elektrons e^- bekannt. Die Bindung findet aufgrund der Coulombanziehung der positiv (Loch) und negativ (Elektron) geladenen Teilchen statt. Die Eigenzustände für ein solches Quasiteilchen können im dreidimensionalen (3D) Fall unter Beachtung der relativen Permittivität ϵ_r des betrachteten Halbleitermaterials analog zum Wasserstoffatom beschrieben werden [Kav07]:

$$E_{X,n}(\mathbf{K}) = E_g - \frac{\mu_r e^4}{(4\pi)^2 2\hbar^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2 n^2} + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2m_X^*}. \quad (2.1)$$

Hierbei sind E_g die Energie der Bandlücke des Halbleiters, n die Hauptquantenzahl, $m_{e^-}^*$ und $m_{h^+}^*$ die effektiven Massen des Elektrons bzw. des Lochs im Halbleiter, $m_X^* = m_{e^-}^* + m_{h^+}^*$ die effektive Gesamtmasse und μ_r die reduzierte Masse $\frac{1}{\mu_r} = \frac{1}{m_{e^-}^*} + \frac{1}{m_{h^+}^*}$ des Exzitons. \mathbf{K} ist der zugehörige Wellenvektor des Teilchens.

Der Bohrradius eines dreidimensionalen Exzitons im Grundzustand $n = 1$ lautet [Kav07]:

$$a_{B,X} = \frac{4\pi\hbar^2\epsilon_0\epsilon_r}{\mu_r e^2}. \quad (2.2)$$

Wird nun eine Bewegungsrichtung der Exzitonen in der Größenordnung ihrer De-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} (typischerweise im Nanometerbereich) eingeschränkt, so hat dies

Auswirkung auf die Energie und die Dimensionalität der Exzitonen. Der Wellenvektor \mathbf{K} in Einschlussrichtung wird quantisiert und das Exziton kann nun als zweidimensionales (2D) Teilchen angesehen werden. In Halbleiterstrukturen wird der Einschluss auf der Nanometerskala durch Einbringen einer dünnen (meist 5 nm-15 nm) Halbleiterschicht in ein Material mit größerer Bandlücke verwirklicht (Typ-I Heteroübergang zum Einschluss von Elektronen und Löchern [Fou11]). Die Elektronen und Löcher in diesem dünnen Film, genannt Quantenfilm (QF), sind dort lokalisiert, da sich ein Potentialtopf mit endlich hohen Wänden ausbildet. Ohne extra Energiezufuhr, zum Beispiel durch thermische Energie, können die Elektronen und Löcher nicht den Potentialtopf verlassen. In der Ebene des Quantenfilms können die Elektronen und Löcher sich dennoch weiter ungehindert ausbreiten, vorausgesetzt die hierfür benötigte Energie wird bereitgestellt. Für Exzitonen im Quantenfilm wird nun der Wellenvektor $\vec{\mathbf{K}} = k_x \vec{\mathbf{e}}_x + k_y \vec{\mathbf{e}}_y + k_z \vec{\mathbf{e}}_z$ ($\vec{\mathbf{e}}_{x,y,z}$: Einheitsvektoren in x,y,z-Richtung) im dreidimensionalen Fall zu $\vec{\mathbf{k}} = \vec{\mathbf{k}}_{\parallel} + \vec{\mathbf{k}}_{\perp}$ im Quantenfilm. Der Impuls k_{\perp} bezeichnet hierbei den Impuls entlang der Wachstumsrichtung und ist quantisiert, während k_{\parallel} den Impuls in der QF-Ebene (transversale Bewegungsrichtung) beschreibt und keine Quantisierung aufweist. Dies führt zu einer Modifizierung der Exziton-Energie $E_{X,2D}$ im QF. Unter der Annahme eines idealen zweidimensionalen Falls gilt für den Bohrradius nun $a_{B,2D} = \frac{a_B}{2}$ [Har05, Kav07, Den10] und somit für die Energie eines 2D Exzitons [Kav07]:

$$E_{X,2D}(k_{\parallel}, n) = E_g - 4E_B^{3D} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_X^*}. \quad (2.3)$$

Da die Elektronen und Löcher eines Exzitons ein Dipolmoment verursachen, können diese mit einem Lichtfeld wechselwirken, was für die später beschriebene Bildung der Exziton-Polaritonen essentiell ist. Ein Maß für diese Wechselwirkungsfähigkeit ist die sogenannte Oszillatorstärke f , die im 3D-Fall für eine bestimmte Frequenz ω lautet [Den10]:

$$f = \frac{2\mu_r \omega}{\hbar} |\langle \phi_{\nu} | \vec{\mathbf{r}} \vec{\mathbf{e}} | \phi_c \rangle|^2 \frac{V}{\pi a_B^3}. \quad (2.4)$$

V bezeichnet das elektrische Quantisierungsvolumen, ϕ_{ν} und ϕ_c sind die Blochfunktionen der Elektronen und Löcher. Durch die Verringerung des Bohrradius im 2D-Fall und dem damit verbundenen höheren Überlappung der Wellenfunktion und der stärkeren Anziehung der e^{-} und h^{+} erhöht sich die Oszillatorstärke entsprechend $\left(\frac{a_B}{a_{B,2D}}\right)^3$ [Kli05, Den10]. Im Fall eines dreidimensionalen photonischen Felds wird diese Erhöhung meist durch den verminderten Überlapp zwischen dem photonischen Feld und dem Exziton, vor allem in Einschlussrichtung, kompensiert [Den10]. Um dies zu umgehen und starke Licht-Materie-Wechselwirkung zu garantieren, wird das Photon-Feld auch in die gleiche Richtung wie die QF-Exzitonen eingeschränkt. Dies wird meist durch sogenannte Halbleiter-Mikrokavitäten erreicht.

2.1.2 Mikrokavitätsphoton

Unter einer Halbleiter-Mikrokavität versteht man zwei dielektrische, sich gegenüberliegende Spiegel, deren Abstand im Bereich von wenigen ganzzahligen Vielfachen der halben Resonatorwellenlänge ist. Der Raum zwischen den beiden Spiegeln wird hierbei Kavität

genannt und es bildet sich eine stehende Welle mit einer Resonanzwellenlänge $\lambda_C = \lambda_0/n_C$ (n_C : Brechungsindex des Kavitätsmaterials) aus. Dies führt zu einer Quantisierung des Wellenvektors \mathbf{k} in der Einschlussrichtung, während die Ausbreitung in der uneingeschränkten Richtungen unberührt bleibt. Auch hier kann der Wellenvektor \mathbf{k} wieder in eine longitudinale k_\perp und transversale k_\parallel Komponente aufgeteilt werden. Hieraus folgt für die Energie eines Photons im Mikroresonator:

$$E_C(k_\perp, k_\parallel) = \hbar c \mathbf{k} = \hbar c \sqrt{(k_\perp^2 + k_\parallel^2)}. \quad (2.5)$$

Für die hier gültige Näherung, dass $k_\perp \gg k_\parallel$ ist und unter Berücksichtigung des quantisierten Wellenvektors $k_\perp = \frac{2\pi}{\lambda_C}$, wird die Energie des Photons zu

$$E_C(k_\parallel) \approx \hbar c k_\perp \left(1 + \frac{k_\parallel^2}{2k_\perp^2} \right) = E_C(k_\parallel = 0) + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_C}. \quad (2.6)$$

Das Photon erhält in dieser Konfiguration nun eine parabolische Dispersionsrelation und ihm kann eine effektive Masse m_C zugeordnet werden [Kav07]:

$$m_C = \frac{2\pi\hbar m_C}{c\lambda_C}. \quad (2.7)$$

Die Kavitätsphotonmasse ist sehr klein und liegt ungefähr in der Größenordnung von $10^{-5}m_e$ (m_e : Ruhemasse eines Elektrons) [Whi96].

2.1.3 Starke Kopplung - Bildung des Exziton-Polaritons

Wenn der Quantenfilm in ein Feldmaximum der Mikrokavität gebracht wird, können die QF-Exzitonen stark mit dem Lichtfeld interagieren. Dabei kommt es zu einem periodischen Energieaustausch zwischen den beiden Zuständen [Wei92]. Wenn dies schneller als die mittlere Zerfallszeit und die Dekohärenzrate der Mikrokavitätsphotonen und der QF-Exzitonen stattfindet, kommt es zur sogenannten starken Kopplung. Dabei bilden sich zwei neue, energetisch aufgespaltene Zustände aus, die Exziton-Polaritonen genannt werden. Der Hamilton-Operator dieses Systems lässt sich als zwei gekoppelte quantenmechanische Oszillatoren folgendermaßen darstellen [Sav96, Kav03a]:

$$\begin{aligned} H &= H_X + H_C + H_{WW} \\ &= E_X a_k^\dagger a_k + E_C b_k^\dagger b_k + \Omega \left(a_k^\dagger b_k + b_k^\dagger a_k \right). \end{aligned} \quad (2.8)$$

H_X ist der Hamiltonoperator des QF-Exzitons, H_C des photonischen Felds und H_{WW} der Wechselwirkung zwischen den beiden. Der Wechselwirkungsterm Ω wird auch in Analogie zur Atomphysik Rabi-Aufspaltung genannt, die im direkten Zusammenhang mit der Dipol-Wechselwirkung zwischen Exziton und Lichtfeld steht [SM83, Hou94]. a_k^\dagger und a_k bzw. b_k^\dagger und b_k sind die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren des Exzitons bzw. Photonfeldes.

Wenn nun der Photon- und Exzitonzustand als Basis genommen wird, gilt:

$$a_k^\dagger |0\rangle \equiv |x\rangle \quad , \quad \langle 0| a_k \equiv \langle x| \quad , \quad (2.9a)$$

$$b_k^\dagger |0\rangle \equiv |c\rangle \quad , \quad \langle 0| b_k \equiv \langle c| \quad , \quad (2.9b)$$

woraus für den Hamiltonoperator des Systems H folgt.

$$H = E_C |c\rangle \langle c| + E_X |x\rangle \langle x| + \Omega (|c\rangle \langle x| + |x\rangle \langle c|) . \quad (2.10)$$

In der Matrixdarstellung lautet der Hamiltonoperator H [Kav03a]:

$$H = \begin{pmatrix} E_X & \frac{\Omega}{2} \\ \frac{\Omega}{2} & E_C \end{pmatrix} . \quad (2.11)$$

Die Eigenwerte dieser Matrix sind die beiden neuen Energiezustände des Systems in starker Kopplung:

$$E_{LP} = \frac{1}{2} \left(E_X + E_C - \sqrt{\Omega^2 + (E_C - E_X)^2} \right) , \quad (2.12a)$$

$$E_{UP} = \frac{1}{2} \left(E_X + E_C + \sqrt{\Omega^2 + (E_C - E_X)^2} \right) . \quad (2.12b)$$

Der energetisch niedrigere Zustand wird unteres (LP¹) und der höhere oberes Polariton (UP²) genannt. In Abbildung 2.1 (a)-(c) sind für drei verschiedene Exziton-Photon-Verstimmungen $\delta = E_C - E_X$ (a) $\delta = -\Omega$, (b) $\delta = 0$ und (c) $\delta = +\Omega$ die Exziton- (rot), Photon- (grün), unteren Polariton- (blau) und oberen Polariton-Energien (schwarz) in Abhängigkeit vom transversalen Wellenvektor k_{\parallel} dargestellt. Hieraus wird eine charakteristische Eigenschaft der starken Kopplung ersichtlich: Die neuen Zustände schneiden bei keinem k_{\parallel} -Vektor und keiner Verstimmung δ die QF-Exziton-Energie E_X . Außerdem können die neuen Zustandsvektoren mithilfe der Gleichungen 2.11, 2.12a und 2.12b bestimmt werden:

$$|LP\rangle = X |x\rangle - C |c\rangle , \quad (2.13a)$$

$$|UP\rangle = X |c\rangle + C |x\rangle . \quad (2.13b)$$

X und C sind die sogenannten Hopfield-Koeffizienten [Hop58]. Da die neuen Zustände aus Anteilen der Photon- und Exzitonmode entstanden sind, geben diese Koeffizienten den

¹Abkürzung aus dem Englischen *lower polariton*

²Abkürzung aus dem Englischen *upper polariton*

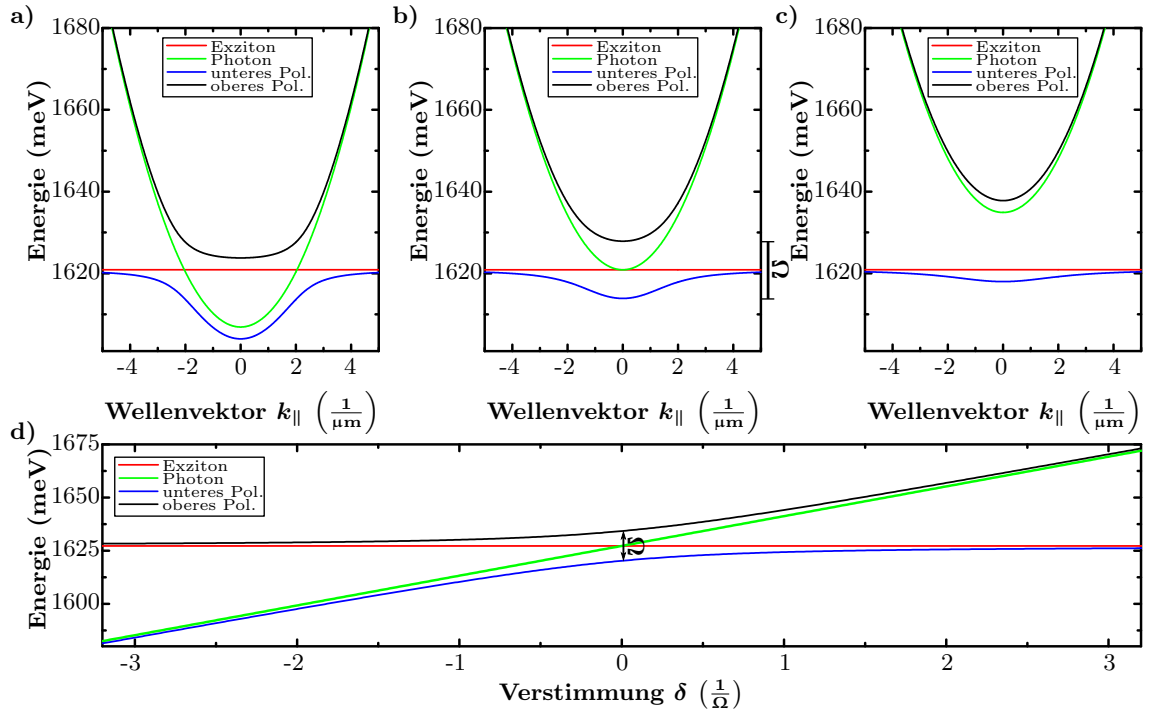


Abbildung 2.1: (a)-(c) Exziton- (rot), Photon- (grün), untere Polariton- (blau) und obere Polaritondispersion (schwarz) für die Verstimmungen (a) $\delta = -\Omega$, (b) $\delta = 0$ und (c) $\delta = +\Omega$. In (d) ist das antikreuzende Verhalten des unteren und oberen Polaritons mit der Exziton- und Photonenergien gezeigt. Im Resonanzfall beträgt die Modenaufspaltung zwischen LP und UP genau der Rabi-Aufspaltung Ω des Systems.

jeweiligen Anteil des Exzitons (X) und des Photons (C) an. Es gilt [Den10]:

$$|X|^2 = \frac{1}{2} + \frac{E_C - E_X}{\sqrt{\Omega^2 + (E_C - E_X)^2}}, \quad (2.14a)$$

$$|C|^2 = \frac{1}{2} - \frac{E_C - E_X}{\sqrt{\Omega^2 + (E_C - E_X)^2}}. \quad (2.14b)$$

Der Betrag der Rabi-Aufspaltung Ω ist abhängig von der Oszillatorstärke f der QF-Exzitonen, der Anzahl der Quantenfilme und der Größe der Mikrokavität ν_C (zum Beispiel von der Länge der Kavität eines planaren Mikroresonators bzw. vom Kavitätvolumen im 3D-Fall) [Hou94, Sko98, Yam99]:

$$\Omega \propto \sqrt{\frac{fN_{QF}}{\nu_C}}. \quad (2.15)$$

Die Bestimmung der Rabi-Aufspaltung kann durch Auftragung der Energieposition des unteren und oberen Polaritons bei $k_{\parallel} = 0$ gegen die Verstimmung δ erfolgen [siehe Abbildung 2.1 d)]. Im Resonanzfall $E_C = E_X$ ist der Modenabstand zwischen LP und UP genau die Rabi-Aufspaltung Ω . Für starke Verstimmungen δ (mehr als $1,5\Omega$ von der Resonanz entfernt) liegen die LP- und UP-Energien je nach Art der Verstimmung (negativ oder positiv) auf ungefähr der jeweiligen Photon- bzw. Exzitonenergie und verhalten sich in ihren Eigenschaften (wie z. B. effektive Masse und Lebenszeit) auch wie diese. Mithilfe

der Hopfield-Koeffizienten aus den Gleichungen 2.14a und 2.14b lassen sich die effektiven Massen und die Lebenszeiten des unteren und oberen Polaritons berechnen [Den10]:

$$\frac{1}{m_{LP}} = \frac{|X|^2}{m_X^*} + \frac{|C|^2}{m_C}, \quad (2.16a)$$

$$\frac{1}{m_{UP}} = \frac{|C|^2}{m_X^*} + \frac{|X|^2}{m_C}. \quad (2.16b)$$

Die Massen der Polaritonen sind aufgrund der sehr geringen effektiven Photonmasse m_C sehr klein ($m_{LP/UP} \approx 10^{-5} m_X^*$). Dieser Umstand macht Exziton-Polaritonen zu idealen Kandidaten zur Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensation in Festkörpern, worauf im Kapitel 2.2 eingegangen werden soll. Weiterhin lässt sich die Zerfallsrate der Polaritonen mit den Hopfield-Koeffizienten abschätzen [Den10]:

$$\gamma_{LP} = |X|^2 \gamma_X + |C|^2 \gamma_C, \quad (2.17a)$$

$$\gamma_{UP} = |C|^2 \gamma_X + |X|^2 \gamma_C, \quad (2.17b)$$

wobei γ_X bzw. γ_C die nichtradiative Zerfallsrate des Exzitons (100 ps bis 1 ns) bzw. die Lebenszeit eines Photons (1 ps bis ca. 10 ps), die durch die Verluste aufgrund nicht perfekter Spiegel dominiert wird, ist. Polaritonen zerfallen nach ihrer Lebenszeit $\tau_{LP/UP} = \frac{1}{\gamma_{LP/UP}}$, wobei ein Photon mit dem gleichen transversalen Wellenvektor k_{\parallel} emittiert wird, wie das Polariton davor besessen hat. Dieser Wellenvektor ist direkt mit dem Winkel θ verbunden, unter dem das Photon beim Zerfall des Polaritons ausgesendet wird [Den10]:

$$k_{\parallel} = \frac{2\pi n_C}{\lambda} \tan \left[\sin^{-1} \left(\frac{\sin \theta}{n_C} \right) \right]. \quad (2.18)$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge des emittierten Photons außerhalb der Mikrokavität. Diese Gleichung 2.18 erlaubt einen einfachen experimentellen Zugang zu den Polariton-Zuständen, da über die Messung der Winkelverteilung die Polariton-Dispersion (Gleichung 2.12a und 2.12b) bestimmt werden kann (siehe Kapitel 4).

2.1.4 Eindimensionale Exziton-Polaritonen

Im vorherigen Abschnitt 2.1.3 wurde die Bildung von zweidimensionalen Exziton-Polaritonen beschrieben. In diesem Kapitel werden nun die dispersiven Eigenschaften von eindimensionalen Polaritonen besprochen. Der zusätzliche Einschluss in eine weitere Raumrichtung wird beispielsweise durch Herstellung von Mikrokavitätsdrähten, deren Breite in der Größenordnung der thermischen De-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2\pi m_C k_B T}}$ (k_B : Boltzmannkonstante, T : Temperatur) des Mikrokavitätsphotons ist, erreicht. Bei einer Photonmasse von $m_C = 10 \cdot 10^{-6} \cdot m_e$ und einer angenommenen Temperatur von $T = 10$ K ergibt sich eine ungefähre Polariton-Drahtbreite von $L_y \leq 8 \mu\text{m}$. Dies führt zu dem zusätzlichen Einschluss und die Photonen können sich nur noch entlang des Drahtes frei bewegen [k_x , siehe Abbildung 2.2 a)], während die Zustände entlang der Breite

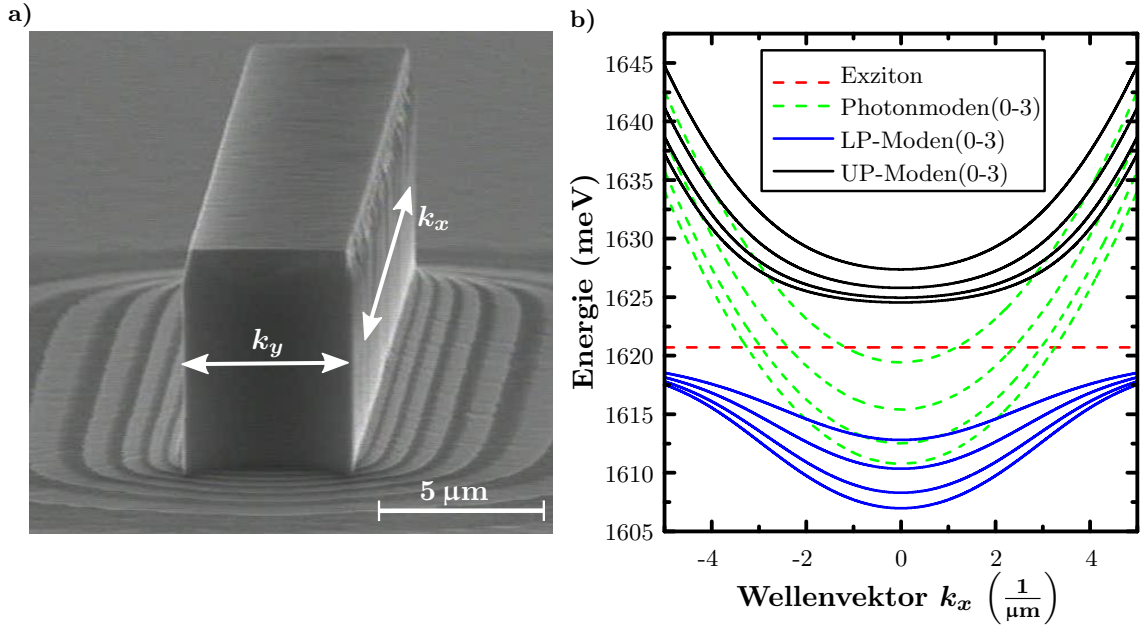


Abbildung 2.2: a) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme von Mikrokanaldrähten, k_y und k_x bezeichnen die zusätzlich eingeschränkte bzw. die weiter freie Bewegungsrichtung entlang des Drahtes. b) Darstellung der 1D-Polariton-Dispersionen für $m = 0,1,2,3$. Das Exziton bleibt uneingeschränkt (rot, gestrichelt), während das Photon nun verschiedene Äste ausbildet (grün, gestrichelt). Die einzelnen Photonmoden koppeln mit dem Exziton und bilden dabei die unteren Polariton- (blau) und oberen Polariton-Äste (schwarz) aus. Hier wurde eine Rabi-Aufspaltung von $\Omega = 14,5$ meV und eine Verstimmung von $\delta_{m=0} = -0,7\Omega$ angenommen.

[k_y , siehe Abbildung 2.2 a)] quantisiert sind. Die Photon-Dispersionsrelation lautet dann [Rei97, Tar98, Das02]:

$$E_{C,m}(k_x) = \sqrt{E_{C,0}^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{\epsilon_{eff}} \left[k_x^2 + \frac{(m+1)^2 \pi^2}{L_y} \right]}. \quad (2.19)$$

$E_{C,0}$ ist die Grundzustandsenergie der Photonmode (vertikal emittierende Mode), L_y die Breite des Polariton-Drahtes, ϵ_{eff} ist die effektive dielektrische Konstante und $m = 0,1,2,\dots$ die den quantisierten Zustand in Richtung der Drahtbreite bezeichnende Ordnungszahl. Diese Photonmoden koppeln mit dem QF-Exziton, welches durch die geringe Breite nicht eingeschränkt wird und seine zweidimensionalen Eigenschaften behält. Für die Energie-Impuls-Dispersionsrelationen der eindimensionalen Exziton-Polaritonen ergibt sich nun [Tar98]:

$$E_{LP,m}^2(k_x) = \frac{\Sigma^2 - \sqrt{\Sigma^4 - 4E_X^2(k_x) E_{C,m}^2(k_x)}}{2}, \quad (2.20a)$$

$$E_{UP,m}^2(k_x) = \frac{\Sigma^2 + \sqrt{\Sigma^4 - 4E_X^2(k_x) E_{C,m}^2(k_x)}}{2}. \quad (2.20b)$$

Es gilt hierbei:

$$\Sigma^2 = E_X^2(k_x) + E_{C,m}^2(k_x) + \Omega^2. \quad (2.21)$$

Die Rabi-Aufspaltung Ω ist für kleine $m = 0,1,2,3$ näherungsweise konstant, was experimentell bestätigt werden kann [Tar98, Das02, Lec13]. Im Folgenden werden immer nur die ersten drei bis vier Polariton-Äste ($m = 2-3$) beobachtet und diese Näherung darf verwendet werden. In Abbildung 2.2 b) sind die 1D-Polariton-Dispersionen mit einer Rabi-Aufspaltung von $\Omega = 14,5 \text{ meV}$ und einer Verstimmung von $\delta_{m=0} = -0,7\Omega$ des untersten Polariton-Astes für die Moden $m = 0,1,2,3$ aufgetragen. Die einzelnen Polariton-Äste haben unterschiedliche Verstimmungen δ_m und damit einhergehend verschiedene exzitonische und photonische Anteile.

2.2 Polariton-Kondensation in niederdimensionalen Systemen

Im Allgemeinen versteht man unter der Polariton-Kondensation die makroskopische Besetzung eines erlaubten Polariton-Zustands, dessen Teilchen durch eine einzelne Zustandswellenfunktion beschrieben werden können. Dieses Konzept lässt sich auf der von Albert Einstein [Ein25] für Bosonen (ganzzahliger Spin) aufgrund der quantenstatistischen theoretischen Betrachtungen von Satyendranath Bose [Bos24] entwickelten Theorie der Bose-Einstein-Kondensation zurückführen. In dieser Theorie wird von Bosonen mit einer endlichen Masse ausgegangen, die ein wechselwirkungsfreies, homogenes Bose-Gas bilden und der Bose-Einstein-Statistik folgen. Die Kernaussage ist, dass dieses Bosonen-Gas am absoluten Temperaturnullpunkt ($T = 0 \text{ K}$) einen Phasenübergang vollzieht, wobei alle Teilchen in den Grundzustand des Systems übergehen und durch eine einzige makroskopische Grundzustandswellenfunktion beschrieben werden können. Dieser Zustand wird Bose-Einstein-Kondensat bzw. der Übergang Bose-Einstein-Kondensation genannt. Dieser Prozess konnte erstmals 1995 an verschiedenen verdünnten atomaren Gasen (Rubidium, Lithium, Natrium) unter immensen experimentellen Aufwand nachgewiesen werden [And95, Bra95, Dav95]. In diesem Kapitel soll auf die Grundlagen der Bose-Einstein-Kondensation, ihre Adaption auf niederdimensionale Systeme und untereinander wechselwirkenden Teilchen näher eingegangen werden. Exziton-Polaritonen verhalten sich aufgrund ihres Materieanteils wie ein Bose-Gas untereinander wechselwirkender Teilchen mit geringer Dichte. Außerdem wird wegen ihren sehr kleinen Massen ($\approx 10^{-9}$ Atommassen) erwartet, dass die kritische Temperatur T_c , bei der sich die Kondensation vollzieht, im leicht experimentell realisierbaren Bereich von $T_c = 5 - 300 \text{ K}$ liegt. Im Jahre 2006 konnte schließlich von *Kasprzak et al.* die Bose-Einstein-Kondensation von Exziton-Polaritonen nachgewiesen werden [Kas06].

Im Folgenden wird von einem sich zu jeder Zeit im thermischen Gleichgewicht befindlichen System ausgegangen. Daher kann die zum Verständnis dieser Arbeit nötige Theorie nicht immer direkt auf die sich im thermischen Ungleichgewicht befindliche Polariton-Kondensation, verursacht durch die kurzen Lebensdauern der Polaritonen, übertragen werden, welche im experimentellen Teil dieser Arbeit untersucht wird.

2.2.1 Bose-Einstein-Kondensation - Ideales Bose-Gas

Für ein ideales Bose-Gas in einem kanonischen Ensemble mit N Teilchen im Volumen L^d (d : Dimension, L : Systemgröße) gilt die Bose-Einstein-Verteilung:

$$f_B(\mathbf{k}, T, \mu) = \frac{1}{e^{\frac{(\epsilon_k - \mu)}{k_b T}} - 1}, \quad (2.22)$$

wobei hier ϵ_k die Dispersionsrelation des Teilchens in Abhängigkeit vom Wellenvektor \mathbf{k} , k_b die Boltzmannkonstante sind. Das chemische Potential μ gibt die Energie an, die benötigt wird, um ein Teilchen dem System hinzuzufügen. Es ist durch die Normalisierungsbedingung für eine festgelegte Anzahl von Teilchen N

$$N(T, \mu) = \sum_{\mathbf{k}} f_B(\mathbf{k}, T, \mu), \quad (2.23)$$

gegeben [Kav03a]. Die Teilchen im Grundzustand können getrennt von denen in anderen Zuständen betrachtet werden:

$$N(T, \mu) = \frac{1}{e^{-\frac{\mu}{k_b T}} - 1} + \sum_{\mathbf{k}, |\mathbf{k}| \geq \frac{2\pi}{R}} f_B(\mathbf{k}, T, \mu). \quad (2.24)$$

Im thermodynamischen Limit ist die Teilchendichte konstant und durch Integration über den reziproken Raum gegeben [Kav03a]:

$$n(T, \mu) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{N(T, \mu)}{L^d} = n_0(T, \mu) + \frac{1}{(2\pi)^d} \int f_B(\mathbf{k}, \mu) d^d \mathbf{k}, \quad (2.25)$$

mit

$$n_0(T, \mu) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L^d} \frac{1}{e^{-\frac{\mu}{k_b T}} - 1}. \quad (2.26)$$

Im Falle eines chemischen Potentials $\mu \neq 0$ geht die Grundzustandsbesetzung $n_0(T, \mu)$ gegen Null [Kav07]. Außerdem steigt das Integral in Gleichung 2.25 mit dem chemischen Potential μ an, d. h. bei Erhöhung der Teilchendichte n im System vergrößert sich auch das chemische Potential μ . Die maximale Teilchendichte, bei der die Besetzung der Bose-Einstein-Verteilung folgt, kann folgendermaßen berechnet werden [Kav03a]:

$$n_c(T) = \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{1}{(2\pi)^d} \int f_B(\mathbf{k}, \mu) d^d \mathbf{k}. \quad (2.27)$$

Unter Annahme einer parabolischen Dispersionsrelation kann dieses Integral analytisch berechnet werden [Gri95]. Dabei konvergiert es für $d > 2$, während es für $d \leq 2$ divergiert. In zwei oder weniger Dimensionen erfüllt für $\mu < 0$ jede beliebige endliche Anzahl von nicht wechselwirkenden Bosonen die Bose-Einstein-Verteilung. Das chemische Potential kann deshalb niemals Null werden und folglich bleibt der Grundzustand unbesetzt, d. h. es findet kein Phasenübergang für $L \rightarrow \infty$ statt [Kav03a]. Betrachtet man aber drei- oder höher-dimensionale Systeme, so scheint es, dass die Dichte in Gleichung 2.27 eine Art Obergrenze darstellt, wo keine weiteren Teilchen hinzugefügt werden können. Tatsächlich aber bevölkert oberhalb dieser kritischen Dichte jedes weitere Teilchen, das dem System hinzugefügt wird, direkt den Grundzustand. Dies wird als Phasenübergang angesehen, bei dem das chemische Potential $\mu = 0$ und der durch eine makroskopische Besetzung des Grundzustands charakterisiert ist [Kav03a].

Umfassende theoretische Untersuchungen dieses Phänomens brachten ein weiteres Kriterium für ein Bose-Einstein-Kondensat hervor: Alle Teilchen eines BEKs können durch eine makroskopische Kondensats-Wellenfunktion $\psi(\mathbf{r})$ beschrieben werden, wobei der Erwartungswert $\langle \psi(\mathbf{r}) \rangle \neq 0$ ist [Kav03a]:

$$\langle \psi(\mathbf{r}) \rangle = \sqrt{n_{Kond}(\mathbf{r})} e^{i\theta(\mathbf{r})}. \quad (2.28)$$

Der Erwartungswert $\langle \psi(\mathbf{r}) \rangle$ wird als Ordnungsparameter angesehen und besteht aus einer komplexen Zahl mit der Wurzel aus der Kondensatsdichte $n_{Kond}(\mathbf{r})$ als Amplitude und einer Phase $\theta(\mathbf{r})$. Bei einem BEK hat das ganze Kondensat eine feste Phase und ist phasenkohärent [Kav03a]. Penrose und Onsager stellten 1956 ein weiteres Kriterium für ein BEK auf [Pen51, Pen56]:

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \psi^\dagger(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}') \rangle \xrightarrow{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| \rightarrow \infty} \langle \psi(\mathbf{r}') \rangle^* \langle \psi(\mathbf{r}) \rangle \neq 0, \quad (2.29)$$

wobei $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ die Dichtematrix für ein Teilchen ist. Dieses Verhalten wurde von Yang 1962 als nicht-diagonale langreichweitige Ordnung (ODLRO) bezeichnet [Yan62]. Diese langreichweitige Ordnung des Systems kann mit Hilfe der $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion beschrieben und bestimmt werden:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{\langle \psi^\dagger(\mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}) \rangle}{\sqrt{\langle \psi^\dagger(\mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}') \rangle \langle \psi^\dagger(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) \rangle}}. \quad (2.30)$$

Gleichung 2.30 beschreibt die Dichtematrix, die mithilfe der lokalen Teilchendichten an den Punkten \mathbf{r} und \mathbf{r}' normiert wird. Somit spiegelt die $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion die langreichweitige Ordnung des Systems dar. Mittels eines Materiewellen-Interferenzversuchs konnte diese Funktion für Atom-BEKs im Jahre 2000 gemessen werden und somit ODLRO nachgewiesen werden [Blo00]. 2006 wurde dies auch erstmals für Exziton-Polariton von *Kasprzak et al.* durch ein Michelson-Interferometer, wie es in ähnlicher Art und Weise auch in dieser Arbeit verwendet wird, bestätigt [Kas06].

2.2.2 Bose-Einstein-Kondensation von Exziton-Polaritonen

Aufgrund den in Kapitel 2.2.1 vorangegangenen Überlegungen ist bei einem idealen Gas für Temperaturen, die größer als der absolute Nullpunkt sind, keine Bose-Einstein-Kondensation im 2D-Fall möglich. Der Phasenübergang zum BEK wird durch thermische Fluktuationen (Wirbel) sowohl der Phase als auch der lokalen Teilchendichte, die die langreichweitige Ordnung zerstören, verhindert. Intensive theoretische Untersuchungen in den 1960er Jahren beschäftigten sich mit der nicht vorhandenen langreichweitigen Ordnung in niederdimensionalen Systemen [Bog60, Mer66, Hoh67] und zeigten, dass dies generell in allen 1D- und 2D-Systemen nicht möglich ist (Mermin-Wagner Theorem).

Wird aber anstatt eines idealen Gases ein reales Gas mit untereinander wechselwirkenden Bosonen und eine endliche Systemgröße angenommen, so wird die Bose-Einstein-Kondensation auch im niederdimensionalen Fall möglich [Had11]. Die Herleitung hiervon

startet bei einem 2D-Bose-Gas, deren schwache Wechselwirkung untereinander repulsiv ist, da nur durch Abstoßung die lokalen Dichteschwankungen ausgeglichen werden können. Eine Minimierung der Wechselwirkungsenergie der Teilchen zeigt diese Unterdrückung der Dichtefluktuationen eines Gases bei niedrigen Temperaturen. Durch die Wechselwirkung werden die thermischen Dichtefluktuationen bei niedrigen Temperaturen verhindert, während die Phasenfluktuationen davon unberührt bleiben. In diesem Fall kann dennoch ein Übergang von einem superfluiden System bei niedrigen Temperaturen zu einem normalen System bei höheren Temperaturen stattfinden, der Berezinskii-Kosterlitz-Thouless-Übergang (BKT-Phase) genannt wird [Ber72, Kos73].

Betrachtet man nun weiterhin das schwach wechselwirkende Bose-Gas in einer endlichen Box eingesperrt, dessen Kantenlänge L größer als die thermische Wellenlänge λ_{dB} der Partikel ist, so wird die Bose-Einstein-Kondensation bei endlichen Temperaturen möglich. Es kann sich eine langreichweitige Ordnung auf der Größenskala des physikalischen Systems ausbilden [Bag91, Gri95, Had11]. Dies wird in fast jedem experimentell realisierbaren System mit einer limitierten Anzahl an diskreten Zuständen E_i ($i = 1, 2, \dots$) erfüllt. In einem endlichen 2D-System mit der Größe L^2 lautet dann die kritische Bedingung für ein BEK unter der Annahme, dass das chemische Potential $\mu = E_1$ ist [Den10]:

$$n_c = \frac{1}{L^2} \sum_{i \geq 2} \frac{1}{e^{\frac{E_i}{k_b T}}} . \quad (2.31)$$

Dieses Kriterium wird für eine kritische Dichte n_c für eine Temperatur $T > 0$ K erfüllt [Den10]:

$$n_c = \frac{2}{\lambda_{dB}^2} \ln \left(\frac{L}{\lambda_{dB}} \right) . \quad (2.32)$$

Aus dieser Gleichung folgt, dass der Phasenübergang entweder bei einer genügend kleinen Temperatur T oder einer genügend hohen Teilchendichte vollzogen werden kann. Anschaulich bedeutet diese Bedingung in Gleichung 2.32, dass der mittlere Teilchenabstand in der Größenordnung der thermischen De-Broglie-Wellenlänge liegen muss, damit die einzelnen Teilchenwellenfunktionen überlappen können und der Phasenübergang vollzogen werden kann [Ket02]. Schematisch ist dieses Verhalten in Abbildung 2.3 dargestellt. Auf der linken Seite (blau) ist der Prozess der Bose-Einstein-Kondensation bei konstanter Teilchenanzahl im System für fallende Temperaturen unter der kritischen Temperatur T_c zu sehen. Bei hohen Temperaturen $T \gg T_c$ können die Teilchen eines schwach wechselwirkenden Bose-Gases als Billiardkugeln betrachtet werden. Bei niedrigeren Temperaturen $T > T_c$ werden dagegen die Bosonen als Wellenpakete mit der thermischen De-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} beschrieben, die mit niedrigerer Temperatur immer größer werden. An der kritischen Temperatur T_c fangen die Wellenpakete an zu überlappen und der Partikelabstand wird ungefähr gleich λ_{dB} . Das Bose-Einstein-Kondensat bildet sich aus, es bleiben aber noch Teilchen, die nicht im Grundzustand sind, vorhanden. Am absoluten Nullpunkt $T = 0$ K nehmen alle Teilchen den Grundzustand des Systems ein und bilden ein reines BEK ohne thermischen Anteil. Auf der rechten Seite ist der Prozess für eine konstante Temperatur T und einer variablen Dichte n dargestellt. Hier läuft der Kondensationsprozess ähnlich ab, nur dass nicht die Temperatur

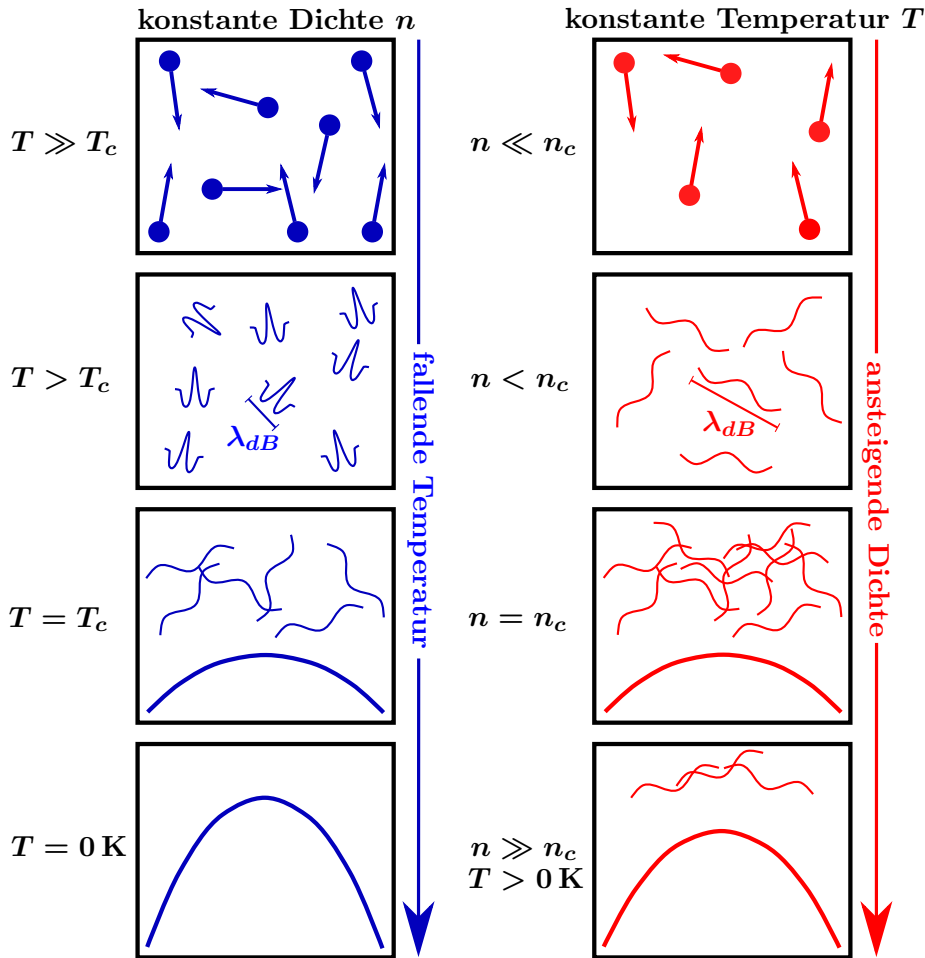


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Bose-Einstein-Kondensation unter verschiedenen Voraussetzungen. Auf der linken Seite wird die Teilchendichte n konstant gehalten, während die Temperatur nach und nach unter die kritische Temperatur T_c abgesenkt wird [Ket02]. Dagegen wird auf der rechten Seite die Temperatur T konstant gehalten und die Dichte n über die kritische Teilchendichte n_c erhöht [Bal09].

T erniedrigt wird, sondern die Teilchendichte n über die kritische Dichte n_c erhöht wird. Allerdings bleibt immer ein thermischer Anteil bei einer Erhöhung der Teilchendichte n ohne Erreichen des absoluten Nullpunkts $T = 0\text{ K}$ oberhalb der kritischen Teilchendichte n_c übrig (rechte Seite von Abbildung 2.3). In dieser Arbeit wird dieses Schema bei der Kondensation von Exziton-Polaritonen verwendet. Hierbei wird die Temperatur durch den Kryostaten konstant gehalten und durch Laseranregung die Anzahl der Polaritonen variiert, wodurch dann die kritische Dichte n_c zur Kondensation überschritten wird.

2.3 Exziton-Polaritonen im externen Magnetfeld

Exzitonen im QF erfahren in einem Magnetfeld senkrecht zur QF-Ebene (Faraday-Konfiguration) sowohl eine diamagnetische Verschiebung als auch eine Zeeman-Aufspaltung. Die diamagnetische Verschiebung der Exziton-Energie ist immer positiv und kann mithilfe des diamagnetischen Koeffizienten κ_{eff} dimensionsabhängig bestimmt werden [Thi99, Kli05]:

$$\Delta E_{dia,X} = \kappa_X B^2 = 0,3G(\alpha) \left(\frac{(a_B \cdot 10^8 \text{m}^{-1})^2}{100m_e^{-1}\mu_r} \right) B^2, \quad (2.33)$$

wobei m_e die freie Elektronenmasse und $G(\alpha)$ ein dimensionsabhängiger Parameter ist. Im 2D-Fall ($\alpha = 2$) beträgt dieser $G(\alpha) = \frac{3}{16}$. Der Bohrradius und das Magnetfeld sind in Gleichung 2.33 in Angström Å bzw. Tesla T einzusetzen. Für das Exziton-Polariton gibt es somit auch eine diamagnetische Verschiebung, da sich die dem Polariton zugrunde liegende QF-Exziton-Energie E_X ändert. Unter Beachtung der Kopplung mit einem Photon und des daraus resultierenden, vom angelegten Magnetfeld abhängigen, exzitonischen Anteils $|X(B)|^2$ kann die Verschiebung mithilfe eines effektiven diamagnetischen Koeffizienten κ_{eff} beschrieben werden [RI11]:

$$\Delta E_{dia} = |X(B)|^2 \kappa_X B^2 = \kappa_{eff} B^2. \quad (2.34)$$

In den hier betrachteten Halbleitern (Kristall mit Zinkblende-Struktur) hat das Elektron im Leitungsband eine S-Symmetrie mit einer Spin-Projektion auf die z-Achse $S_z^e = \pm\frac{1}{2}$ und das Loch im Valenzband eine P-Symmetrie mit einer Spin-Projektion $S_z^h = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$. Die Löcher mit $S_z^h = \pm\frac{1}{2}$ werden leichte und die mit $S_z^h = \pm\frac{3}{2}$ schwere Löcher genannt [Kav07, She10]. In Quantenfilmen ist die Entartung der Energien der leichten und schweren Löcher aufgrund der zusätzlichen Einschränkung aufgehoben, so dass das Energielevel des schweren Lochs näher an der Bandlücke des Quantenfilms als das des leichten Lochs liegt. Deshalb wird der Grundzustand des Exzitons aus einer Kombination von einem Elektron und einem schweren Loch gebildet und Schwerloch-Exziton (HH³) genannt [Kav07, She10]. Die gesamte Spinprojektion auf die Wachstumsachse beträgt hierbei ± 1 und ± 2 . Wenn man beachtet, dass ein Photon nur Spin 1 oder -1 haben kann und der Spin bei einer Photonabsorption erhalten bleibt, dann sind die Exzitonen mit Spin ± 2 nicht optisch aktiv [Kav07, She10]. Deshalb kann eine starke Kopplung nur zwischen Kavitätsphotonen und Exzitonen mit Spin ± 1 zustandekommen. Diese beiden Zustände sind ohne zusätzliches Feld entartet. Wird aber ein Magnetfeld senkrecht zur QF-Ebene angelegt, so spalten sich die beiden Zustände auf, da die Spinzustände entweder parallel oder antiparallel zum angelegten Magnetfeld ausgerichtet sind. Dies wird Zeeman-Aufspaltung genannt. Für die Aufspaltung des Exzitons gilt [Wim94]:

$$\Delta E_{Zee,X} = \mu_B g_X B. \quad (2.35)$$

μ_B ist das Bohr'sche Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ und g ist der sogenannte g-Faktor des QF-Exzitons. Dieser ist abhängig vom Material, von der Quantenfilm-Breite, vom angelegten Magnetfeld B selbst und berechnet sich aus dem g-Faktor der Elektronen und Löcher im Halbleiter $g_X = g_e + g_h$ [Sne92, Tra95]. Für ein Polariton gilt dann unter Beachtung des exzitonischen Anteils $|X(B)|^2$ ähnlich der diamagnetischen Verschiebung [Wim94, Kav07, RI11]:

$$\Delta E_{Zee} = \mu_B g_{eff} B = |X(B)|^2 \mu_B g_X B. \quad (2.36)$$

³Abkürzung aus dem Englischen *heavy-hole exciton*

In Abbildung 2.4 a) ist das lineare Verhalten der Zeeman-Aufspaltung eines unkondensierten Polaritons mit steigendem Magnetfeld dargestellt (schwarze Linie).

Bei einem Bose-Einstein-Kondensat von Exziton-Polaritonen kommt es zu einer Besonderheit bei der Zeeman-Aufspaltung im externen Magnetfeld, während die diamagnetische Verschiebung ein ähnliches Verhalten wie für die Polaritonen im linearen Regime zeigt. Betrachtet man ein Polariton-Kondensat im thermischen Gleichgewicht und beachtet hierbei den Spin ± 1 der Teilchen (Spinor-Kondensat), so erwartet man im Magnetfeld ein zu einem normalen Kondensat ohne Betrachtung des Spins unterschiedliches Verhalten. Das Spinor-Polariton-Kondensat der zwei Komponenten Spin ± 1 kann durch einen 2D-komplexen Vektor $\psi(\mathbf{r}, t)$ (kurz: ψ) beschrieben werden. Die freie Energie des Systems lautet dann [Rub06]:

$$F = -\frac{1}{2m^*} (\psi \Delta \psi^*) - \mu (\psi \psi^*) - i\Omega [\psi \times \psi^*] + \frac{1}{2} [U_0 (\psi \psi^*)^2 - U_1 |\psi \psi|^2] . \quad (2.37)$$

Der erste Term in 2.37 beschreibt die kinetische Energie der Polaritonen (hier: $\hbar = 1$), μ das chemische Potential und $\Omega = \frac{1}{2} g_{eff} \mu_B B$ die halbe Zeeman-Aufspaltung des freien Polariton Zustands. Die beiden letzten Terme in Gleichung 2.37 sind die Beiträge der Polariton-Polariton-Wechselwirkung zur freien Energie. Die Wechselwirkungskonstanten U_0 und U_1 können aus den Matrixelementen der Polariton-Polariton-Streuung für parallel (α_1) und antiparallelen (α_2) Spins bestimmt werden:

$$U_0 = \alpha_1 , \quad (2.38a)$$

$$U_1 = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{2} . \quad (2.38b)$$

In konventionellen Mikrokavitäten gilt für die Koeffizienten $U_0 > U_1 > 0$. Im Folgenden soll die freie Energie zeitunabhängig und als räumlich uniform betrachtet werden. Es gilt dann für den Zustandsvektor des Kondensats $\psi(\mathbf{r}, t) \equiv \phi(\mathbf{r}) = \textit{konstant}$. Die Polariton-Dichte n lautet dann:

$$n = (\phi \phi^*) = n_+ + n_- . \quad (2.39)$$

n_+ und n_- sind die Dichten für die Spin 1 bzw. -1 Komponenten des Polariton-Kondensats. Die Gesamtpseudospin-Komponente des Kondensats S_z normal zur QF-Ebene kann aus den einzelnen Anteilen von Spin ± 1 -Teilchen berechnet werden:

$$S_z = \frac{i}{2} [\phi \phi^*] = \frac{1}{2} (n_+ - n_-) . \quad (2.40)$$

Hieraus folgt für die freie Energie aus Gleichung 2.37:

$$F = -\mu n - \mu_B g_{eff} B S_z + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{4} n^2 + (\alpha_1 - \alpha_2) S_z^2 . \quad (2.41)$$

Bei einem Magnetfeld von $B = 0$ T hat die freie Energie ein Minimum, wenn $S_z = 0$ ist. Dies ist der Fall für ein linear polarisiertes Polariton-Kondensat, da dies aus gleichviel σ^+ -

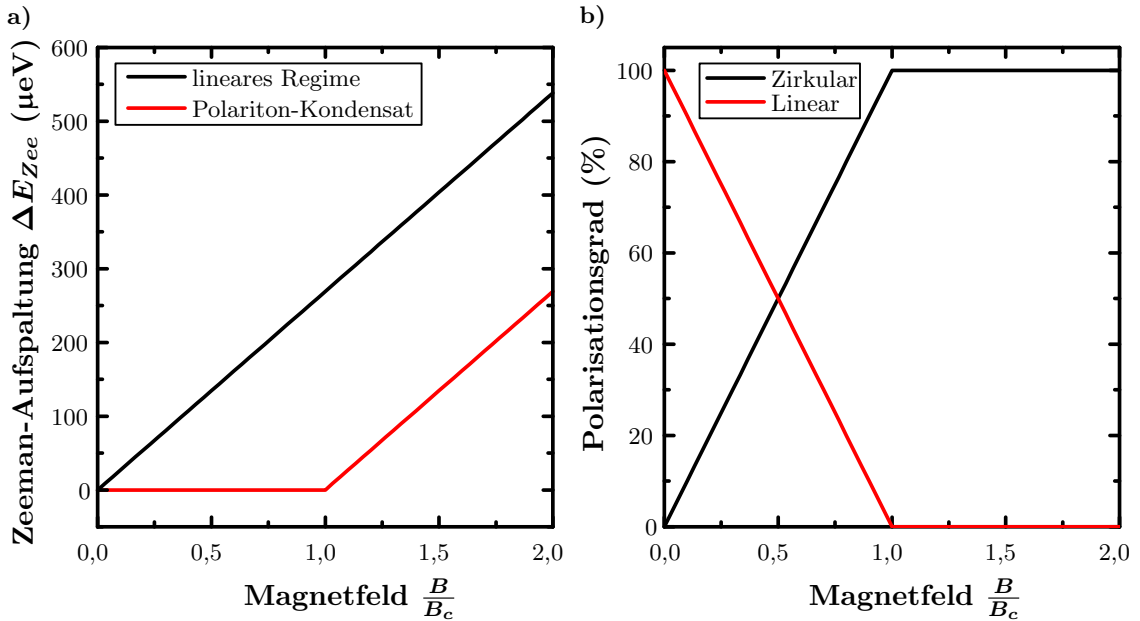


Abbildung 2.4: a) Theoretisch erwartetes Verhalten eines Polariton-Kondensats im Magnetfeld für ein vollständiges thermisches Gleichgewicht. Im Polariton-Kondensat (rot) kommt es bis zum kritischen Magnetfeld B_c zu einer Unterdrückung der Zeeman-Aufspaltung. Oberhalb von B_c steigt die Aufspaltung mit der gleichen Steigung, wie im linearen Regime (schwarz) an. b) Verhalten des linearen und zirkularen Polarisationsgrades des Polaritons-Kondensats in Abhängigkeit vom kritischen Magnetfeld B_c .

und σ^- -polarisierten Teilchen n_+ und n_- besteht und $S_z = 0$ (siehe Gleichung 2.40) ist. Für perfekte Mikrokavitäten bildet sich die Orientierung der Linearpolarisation spontan aus und kann für jede experimentelle Realisierung des Kondensats verschieden sein. Es wird aber erwartet, dass sich in realen Kavitäten mit vorhandener Unordnung die Linearpolarisation fest einstellt, zum Beispiel entlang einer Kristallachse [Kas06]. Um das chemische Potential für $B = 0$ T zu bestimmen wird Gleichung 2.41 über n minimiert:

$$\mu = \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right) n. \quad (2.42)$$

Werden kleine Magnetfelder B betrachtet, so dass $|\frac{1}{2}\mu_B g_{eff} B| \leq n(\alpha_1 - \alpha_2)$ ist, ergibt sich aus der Minimierung der freien Energie für die Pseudospin-Komponente S_z :

$$S_z = \frac{\mu_B g_{eff} B}{4(\alpha_1 - \alpha_2)}, \quad \text{für } \left| \frac{1}{2}\mu_B g_{eff} B \right| \leq n(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (2.43)$$

Das Kondensat emittiert für kleine Magnetfelder elliptisch anstatt linear polarisiertes Licht. Auf der anderen Seite gilt immer noch die Bedingung für das chemische Potential aus Gleichung 2.42. Für diesen Fall ändert sich die energetische Position der beiden Komponenten des Kondensats (Spin ± 1) nicht, sondern nur der Zirkularpolarisationsgrad. Anschaulich wird die Zeeman-Aufspaltung der beiden Anteile exakt von der Energieverschiebung aufgrund der Polarisationsänderung aufgehoben. Dies geschieht solange bis das Polariton-Kondensat komplett zirkularpolarisiert ist, was beim kritischen Magnetfeld B_c (siehe Abbildung 2.4) erfüllt ist:

$$B_c = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)n}{\mu_B g_{eff}} . \quad (2.44)$$

Im Regime $B > B_c$ steigt dann die Zeeman-Aufspaltung wieder wie im linearen Regime an:

$$\Delta E_{Zee,Kon} = \mu_B g_{eff} (B - B_c) , \quad \text{für } B > B_c . \quad (2.45)$$

In Abbildung 2.4 a) ist dieses Verhalten in Abhängigkeit vom kritischen Magnetfeld B_c (rote Linie) dargestellt. Bis zum Erreichen des kritischen Magnetfelds B_c wird die Aufspaltung komplett unterdrückt, während die Zirkularpolarisation ansteigt. Am kritischen Magnetfeld B_c kann die Aufspaltung nicht mehr kompensiert werden, da dort das Kondensat bereits vollständig zirkularpolarisiert ist [siehe Abbildung 2.4 b)]. Dieses Verhalten im thermischen Gleichgewicht wird auch in Analogie zum Meissner-Effekt, bei dem das Magnetfeld im Inneren eines Supraleiters bis zu einem kritischen Magnetfeld B_C exakt null ist und sich dieser wie ein idealer Diamagnet verhält [Mei33], Spin-Meissner-Effekt genannt.

3 Probenaufbau und Herstellung

In diesem Kapitel wird auf den prinzipiellen Aufbau der verwendeten Quantenfilm-Mikrokavitäten eingegangen. Außerdem wird die Strukturierung der null- und eindimensionalen Polariton-Bauteilen dargelegt.

3.1 Planare Mikrokavitäten mit GaAs-Quantenfilmen

3.1.1 Prinzipieller Aufbau eines Fabry-Pérot-Mikroresonators

Die planaren Mikrokavitätsstrukturen sind sogenannte Halbleiter-Fabry-Pérot-Mikroresonatoren, die mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE¹) hergestellt werden. Der Mikroresonator ist aus zwei Bragg-Spiegeln aufgebaut, die die Kavität mit einem optische aktiven Medium (hier: Quantenfilme) umgeben. Der obere und untere Bragg-Spiegel bestehen hierbei aus einer Vielzahl von zwei verschiedenen, alternierenden Schichten mit möglichst hohem Brechungsindexkontrast. In dieser Arbeit bestehen die Einzelschichten aus Al_{0,2}Ga_{0,8}As (Material a) und AlAs (Material b). Die Schichtdicken d_a (Al_{0,2}Ga_{0,8}As, Brechungsindex n_a) und d_b (AlAs, Brechungsindex n_b) werden hierbei so gewählt, dass die sogenannte Bragg-Bedingung erfüllt wird [Kav07]:

$$n_a d_a = n_b d_b = \frac{\lambda_C}{4}, \quad (3.1)$$

wobei λ_C die Resonanzwellenlänge der Bragg-Spiegel ist. Werden mehrere einzelne Bragg-Spiegelpaare zusammengesetzt, bilden diese den sogenannten DBR². Die Anzahl und der Brechungsindexkontrast der einzelnen Spiegelpaare bestimmen die Gesamtrefektivität des DBRs, wobei grundsätzlich gilt, je größer diese beiden sind, desto höher ist auch Reflektivität [Sko98, Kav07]. Mit dieser Art von Spiegeln können leicht Reflektivitäten von über 99 % über einen breiten Bereich von ca. 150 meV um der Resonanzwellenlänge λ_C erreicht werden. Werden die unteren und oberen DBRs um eine Kavität mit der Dicke eines ganzzahligen Vielfachen von $\frac{\lambda_C}{2}$ angebracht, so bildet sich bei der Resonanzwellenlänge λ_C ein scharfer Einbruch in der Reflektivität aus. Dieses Verhalten ist mithilfe der Transfermatrix-Methode berechneten Reflektionsspektrum in Abbildung 3.1 a) dargestellt. Ungefähr im Zentrum des Stoppbandes ist die sich ausbildende Mode bei der Resonanzwellenlänge λ_C zu sehen. In Abbildung 3.1 b) ist das dazugehörige experimentell bestimmte Reflektionsspektrum bei Raumtemperatur dargestellt, das weitestgehend mit dem theoretisch erwarteten Verhalten übereinstimmt. Der hier sichtbare Abfall der Reflektivität am höher energetischen Teils des Stoppbands ist auf die bei Raumtemperatur ab 770 nm einsetzende Absorption von Al_{0,15}Ga_{0,85}As (Spiegelmaterial des DBRs) zurückzuführen.

¹Abkürzung aus dem Englischen *molecular beam epitaxy*

²Abkürzung aus dem Englischen *distributed Bragg reflector*

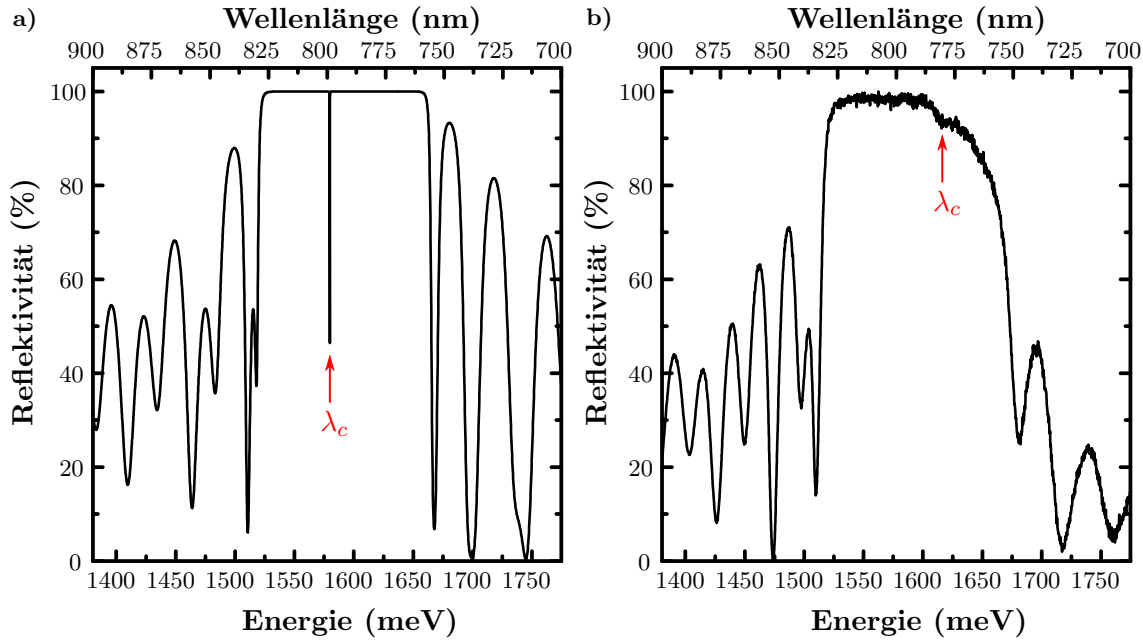


Abbildung 3.1: a) Mithilfe der Transfermatrix-Methode berechnetes Reflektionsspektrum. b) Experimentell bestimmtes Reflektionsspektrum.

Weiterhin muss bei der Dicke der Kavität (Brechungsindex: n_c) darauf geachtet werden, dass die optische Mode im Gegensatz zu Metallspiegeln exponentiell in die Bragg-Spiegel eindringt [Sko98, Kav07]. Die Eindringtiefe für die zentrale Wellenlänge des DBRs lässt sich mithilfe der Brechungsindizes $n_a \neq n_b$ und Dicken der beiden Schichten d_a und d_b abschätzen [Kav07]:

$$L_{DBR} = \frac{d_a + d_b}{\ln \frac{n_b}{n_a}}. \quad (3.2)$$

Diese Eindringtiefe in die DBRs muss bei der Konzeption der in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterstrukturen beachtet werden und die eigentliche Kavität beim Wachstum des Mikroresonators um den doppelten Betrag von L_{DBR} verringert werden.

Da die verwendeten DBR-Spiegel keine unendlich hohe Reflektivität haben und weiterhin Absorption und Streuung auftreten können, hat die sich im Mikroresonator ausbildende optische Mode eine endliche Linienbreite δE_c . Ein Maß für die Qualität einer optischen Mode mit der Energie E_c ist der sogenannte Qualitäts-Faktor (Q-Faktor) [Sko98]:

$$Q = \frac{E_c}{\delta E_c}. \quad (3.3)$$

Aus dem Q-Faktor lässt sich weiterhin die Lebensdauer einer optischen Mode im Resonator abschätzen [Rei10]:

$$\tau_c = \frac{Q\hbar}{E_c}. \quad (3.4)$$

Die im Experiment verwendeten Proben haben Q-Faktoren im Bereich von 5000-10000, was nach Gleichung 3.4 eine Lebenszeit der Kavitätsmode von $\tau_c = 2 - 4$ ps ergibt.

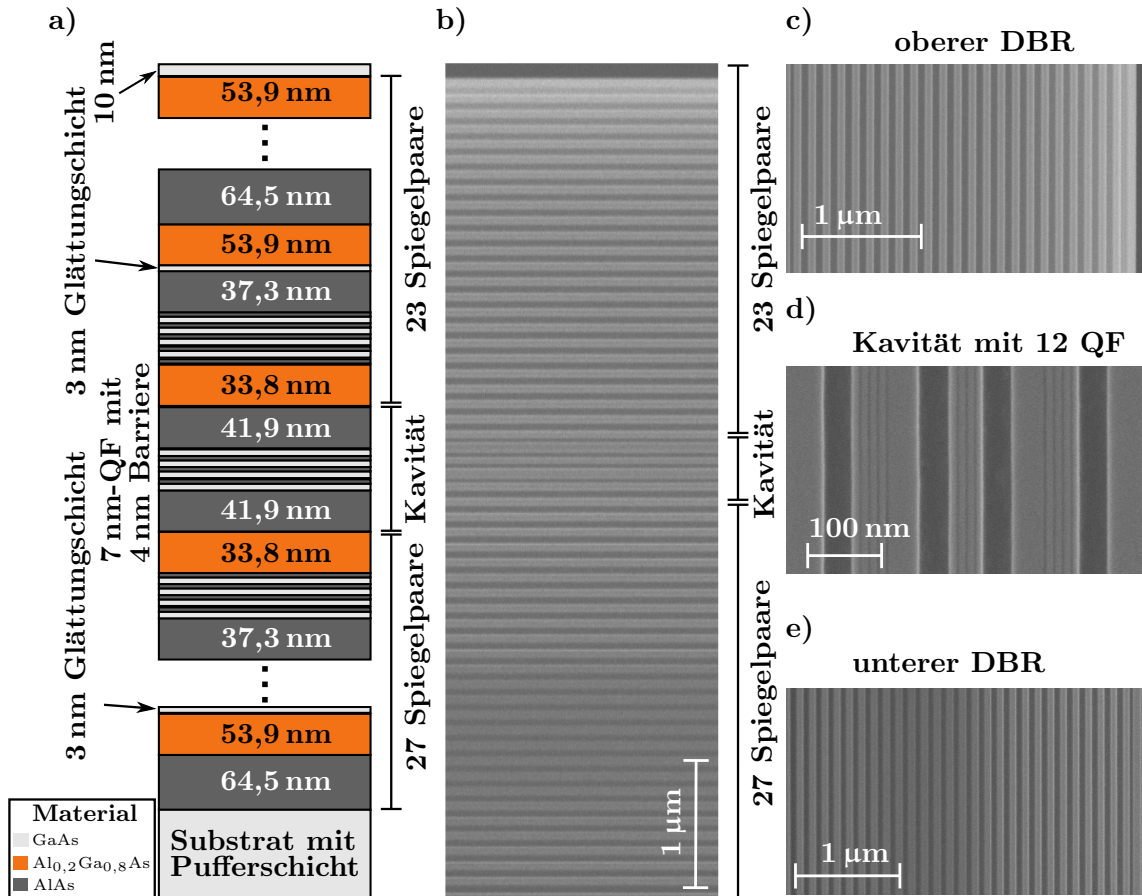


Abbildung 3.2: a) Schematischer Aufbau eines planaren Halbleiter-Mikroresonators. b) Raster-Elektronen-Mikroskop (REM)-Aufnahme der fertig hergestellten planaren Struktur. In der Mitte ist die Kavität mit den Quantenfilmen zu sehen. c), d) und e) zeigen den oberen DBR, die Kavität mit den 12 QF und den unteren DBR der Struktur aus b).

3.1.2 Herstellung der Mikroresonatorstrukturen

Die Herstellung wird hier einfachheitshalber schematisch anhand einer einzelnen in der Arbeit verwendeten Probe dargestellt. Es werden weiterhin auch andere Mikroresonatoren verwendet, deren Aufbau sich allerdings hauptsächlich in der Quantenfilmanzahl und der Anzahl der Spiegel-Paare unterscheidet. Die Eigenschaften aller verwendeten Proben dieser Arbeit ist in Anhang B tabellarisch dargestellt. Bei der hier schematisch dargestellten Probe handelt es sich um die Probe 1 der Tabelle B.1.

Die Grundlage aller verwendeten Mikroresonatoren bildet ein GaAs-Substrat, auf dem zuerst eine GaAs-Pufferschicht von ungefähr 200 nm zur Glättung aufbracht wird. Dann erfolgt das Wachstum des unteren DBR-Spiegels gemäß des schematischen Aufbaus in Abbildung 3.2 a). Der untere Spiegel besteht aus 27 Spiegelpaaren mit der Materialkombination von AlAs und $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. Zwischen jedem Spiegelpaar wird eine Glättungsschicht von 3 nm GaAs eingebracht, um scharfe Grenzflächen zu erreichen. Dies ist nicht zwangsläufig nötig und wird nicht in allen Proben verwendet, kann allerdings zur Minimierung von photonischer Unordnung im System beitragen. Da der Mikroresonator eine $\frac{\lambda_c}{2}$ -Kavität besitzt und 12 Quantenfilme (Dicke: 7 nm beziehungsweise 13 nm) in die aktive Region des Resonators eingebracht werden sollen, werden die Quantenfilme

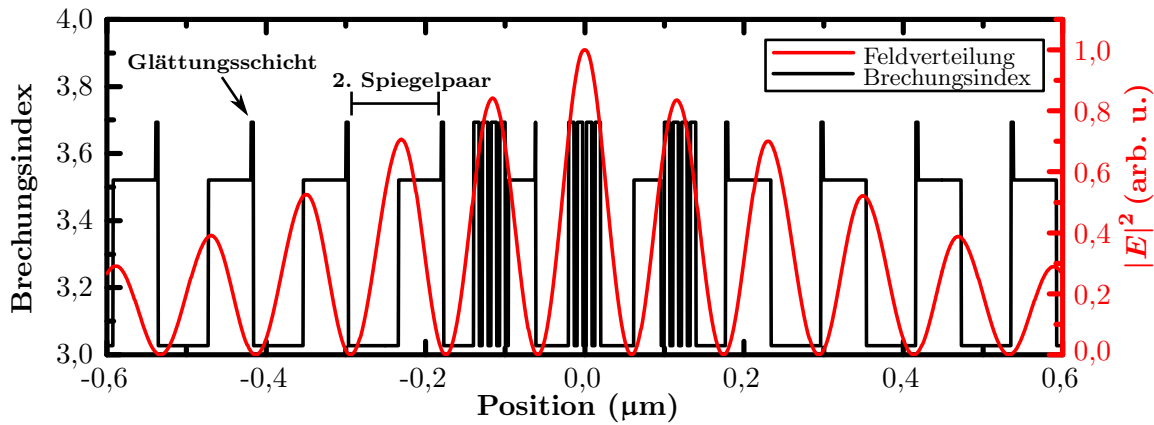


Abbildung 3.3: Brechungsindex- (schwarz) und Feldverteilung $|E|^2$ (rot) von in dieser Arbeit verwendeter Mikroresonatoren. Der Nullpunkt entspricht der Mitte der Kavität.

auf drei Stapel mit jeweils 4 QF, die durch 4 nm dicke Schichten AlAs voneinander getrennt sind, aufgeteilt. Dabei ist es sehr wichtig, dass diese immer in ein Maximum der Photon-Feldverteilung in der Struktur eingebracht werden. Der erste Stapel wird in das Photonfeld-Maximum im ersten Spiegelpaar des unteren DBRs, der zweite in die Mitte der Kavität und der dritte wiederum in das Feldmaximum des ersten Spiegelpaares des oberen DBRs gewachsen. In Abbildung 3.3 ist der Verlauf des Brechungsindex über die Position in Wachstumsrichtung dargestellt (schwarze Linie). Dabei wird zwischen den Brechungsindizes von GaAs (Quantenfilme, Glättungsschichten) und AlAs beziehungsweise $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ (Spiegelpaare) variiert. Der Nullpunkt der x-Achse entspricht der Mitte der Kavität. Über die Brechungsindexvariation ist der dazugehörige Verlauf der Feldverteilung $|E|^2$ (rote Linie) in Wachstumsrichtung gezeichnet. An den Positionen der QF-Stapel weist die Photon-Mode jeweils ein Maximum auf. Hiermit wird gewährleistet, dass es zur maximal möglichen Licht-Materie-Wechselwirkung in der Struktur kommt. Der Vorteil dieses Konzepts gegenüber zum Beispiel einer $\frac{3\lambda_C}{2}$ -Kavität, bei der die QF-Stapel alle in der Kavität untergebracht werden können, ist, dass die Länge der Kavität klein gehalten werden kann, was nach Gleichung 2.15 die Rabi-Aufspaltung der beiden Polariton-Moden vergrößert. Zusätzlich trägt die hohe Anzahl von QF $N_{QF} = 12$ im Resonator auch zur Rabi-Aufspaltung (siehe Gleichung 2.15) bei. Im Anschluss an das Wachstum der Kavität und der Quantenfilme wird der obere DBR (23 Spiegelpaare) gewachsen. In Abbildung 3.2 b)-e) sind Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen der fertigen Struktur gezeigt. b) bildet die komplette Schichtabfolge inklusive des oberen, des unteren DBRs und der Kavität in der Mitte ab. In c) und e) sind der obere bzw. untere DBR vergrößert gezeigt, wobei hier sichtbar ist, dass die Schichtgrenzen zwischen den einzelnen Spiegelpaaren sehr scharf und von guter Qualität sind. Die Kavität ist in Abbildung 3.2 d) dargestellt. Hierbei sind die drei Quantenfilmstapel zu sehen, wobei sich zwei in den jeweils ersten Spiegeln des unteren und oberen DBRs und einer in der Mitte der Kavität befinden.

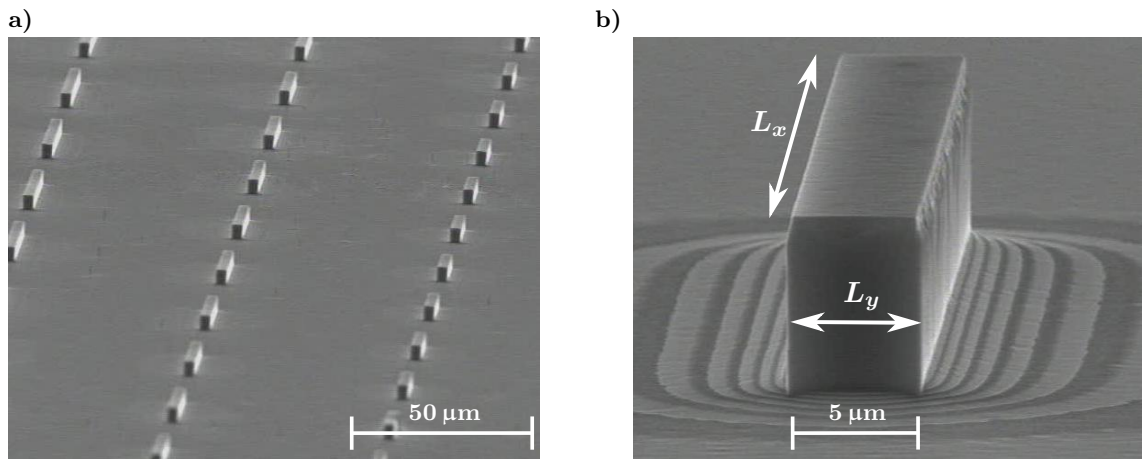


Abbildung 3.4: a) REM-Aufnahme verschiedener photonische Drähte unterschiedlicher Länge. b) Draht mit der Länge $L_x = 100 \mu\text{m}$ und der Breite $L_y = 5 \mu\text{m}$.

3.2 Fabrikation der null- und eindimensionalen Strukturen

3.2.1 Herstellung der eindimensionalen photonischen Kavitäten

Die Grundlage für die im Kapitel 5 verwendeten eindimensionalen photonischen Kavitäten bildet der im vorangegangenen Abschnitt 3.1.2 vorgestellte planare Mikroresonator. Zuerst werden mittels Elektronenstrahlolithographie die photonischen Drähte mit einer Länge von $L_x = 75 \mu\text{m}$ bis $L_x = 200 \mu\text{m}$ und einer Breite von $L_y = 3 \mu\text{m}$ bis $L_y = 8 \mu\text{m}$ definiert. Nach der Lithographie werden die Bereiche um die Drähte durch reaktives Ionenätzen entfernt. Dabei wird durch den oberen DBR, die Kavität mit den Quantenfilmen bis auf die letzten Spiegelpaare des unteren DBRs geätzt. Durch das tiefe Ätzen wird sichergestellt, dass das Einschlusspotential in erster Näherung als unendlich hoch angesehen werden kann. Für den photonischen Einschluss wäre es auch ausreichend nur durch den oberen DBR zu ätzen, allerdings steigt die effektive Breite des photonischen Drahtes an, die in den Formeln 2.19, 2.20a und 2.20b berücksichtigt werden muss. Außerdem würden bei optischer Anregung aufgrund des endlichen Durchmessers des Lasers auf der Probe auch Exzitonen im QF leicht außerhalb des photonischen Drahtes angeregt werden, was ein erhebliches Hintergrundsignal generieren würde und das Auflösen des Signals der Drähte erschweren würde.

In Abbildung 3.4 sind REM-Aufnahmen der fertigen photonischen Drähten dargestellt. In 3.4 a) ist die Anordnung der Drähte mit unterschiedlichen Längen zu sehen, während in 3.4 b) ein einzelner Draht mit der Länge $L_x = 100 \mu\text{m}$ und einer Breite $L_y = 5 \mu\text{m}$ dargestellt ist. Die Anordnung der photonischen Drähte auf der Probe erfolgt so, dass sich möglichst die Verstimmung δ der Photon- und Exziton-Moden entlang des Drahtes (L_x) nicht ändert. Damit wird gewährleistet, dass sich kein Potentialgefälle abhängig von den unterschiedlichen Verstimmungen δ entlang des Drahtes ausbildet und die Polaritonen sich ungestört ausbreiten können.

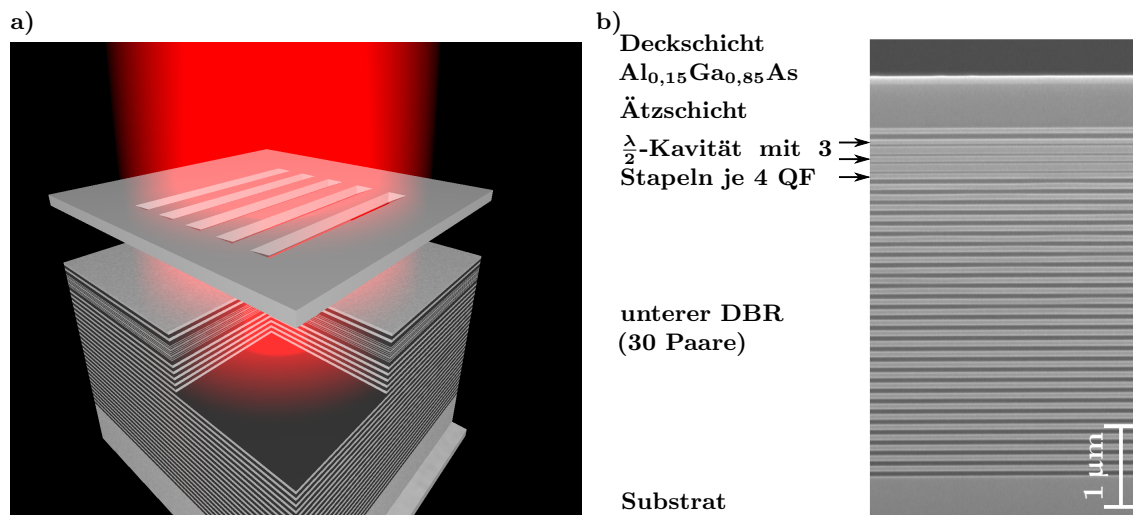


Abbildung 3.5: a) Schematischer Aufbau der Hybridkavität. Der obere Spiegel besteht aus 2,5 Spiegelpaaren und dem Gitter mit starkem Brechungsindexkontrast. b) REM-Aufnahme der mittels MBE gewachsenen Struktur, bevor das Gitter geätzt wird.

3.2.2 Herstellung der nulldimensionalen Hybridkavitätsstruktur

Bei dieser nulldimensionalen Mikrokavität werden zwei verschiedene Arten von Spiegeln verwendet, die zusammen mit der Kavität eine sogenannte Hybridmikrokavität bilden. Diese ist in Abbildung 3.5 a) schematisch dargestellt. Der untere Spiegel besteht dabei aus einem DBR mit 30 Spiegelpaaren bestehend aus $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{AlAs}$, hierbei wird jedoch auf die Glättungsschichten zwischen den Spiegelpaaren verzichtet. Im Anschluss wird die $\frac{\lambda}{2}$ -Kavität mit 12 QF nach dem gleichen Schema, wie in Kapitel 3.1.2 dargestellt, aufgebracht. Dabei sind jeweils wieder ein Stapel QF im ersten Spiegel des unteren und oberen DBRs. Aber im Gegensatz zum unteren besteht der obere DBR aus zwei unterschiedlichen Spiegelarten. Direkt nach der Kavität befindet sich ein DBR mit nur 2,5 Spiegelpaaren. Im Anschluss daran wird eine sogenannte Ättschicht aus $\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$ gefolgt von einer Deckschicht aus $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ aufgebracht. Abbildung 3.5 b) zeigt eine REM-Aufnahme der Schichtstruktur nach dem Wachstumsprozess, bevor durch selektives Ätzen der zweite Teil des oberen Spiegels prozessiert wird.

Der zweite Teil der Herstellung der Hybridkavität startet mit dem Definieren von quadratischen Gittern mittels Elektronenstrahlolithographie. Die Kantenlänge des Quadrats beträgt $5 \mu\text{m}$ und das Gitter selbst besteht aus 80 nm dicken und $5 \mu\text{m}$ langen Balken, deren Periode ungefähr 520 nm beträgt [siehe Abbildung 3.5 a)]. Daraufhin wird durch Plasma-Ätzen die Deckschicht entfernt und das Gitter erzeugt. Damit ein möglichst hoher Brechungsindex-Kontrast erreicht werden kann, muss noch die Ättschicht aus $\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$ unterhalb des Gitters entfernt werden. Dies geschieht durch selektives Ätzen mit Salzsäure. Hierdurch entsteht unterhalb des Gitters eine Luftschicht von ca. 300 nm und es bildet sich durch das Gitter und dem hohen Brechungsindex-Kontrast ein hochreflektiver oberer Spiegel für Licht aus, das entlang des Gitters polarisiert ist [transversal-elektrische Welle (TE)]. Durch die sehr kleine Strukturgröße des Gitters von $5 \mu\text{m}$ ist das TE-Photon nulldimensional und somit auch das resultierende Polariton. In der transversal-magnetischen Polarisationsrichtung (TM) ist die Reflektivität jedoch sehr gering und es kann keine starke

Kopplung zwischen QF-Exzitonen und der TM-Photonmode der Kavität stattfinden.

4 Messaufbauten und -techniken

4.1 Optischer Spektroskopieaufbau

Zur Untersuchung von Halbleiter-Mikroresonatoren werden in dieser Arbeit optische Spektroskopie-Methoden verwendet. Durch eine spektrale Analyse des bei dem Zerfall der Quasi-Teilchen emittierten Lichts können Rückschlüsse auf die Eigenschaften gezogen werden. Bei Exziton-Polaritonen eignet sich besonders eine winkelabhängige Untersuchung der Emission, da nach Gleichung 2.18 aus dem Emissionswinkel des Lichts der k_{\parallel} -Vektor des Exziton-Polaritons bestimmt werden kann. Dadurch kann die Energie- k_{\parallel} -Vektor-Dispersion leicht experimentell ermittelt werden. In Abbildung 4.1 ist der hier verwendete Messaufbau dargestellt. Es handelt sich um einen sogenannten Mikro-Photolumineszenz (μ PL)-Aufbau. Da in dieser Arbeit Halbleiter-Strukturen mit GaAs-Quantenfilmen auf ihre Lichtmaterie-Wechselwirkung untersucht werden, sind aufgrund der niedrigen Bindungsenergie der Exzitonen, die deutlich kleiner als die thermische Energie bei Raumtemperatur (ca. 25 meV) ist, Tieftemperaturexperimente nötig. Dazu wird die Probe in einen der beiden verwendbaren Durchflusskryostaten mittels Silberleitlack auf einen Kältefinger aufgebracht. Durch die Kühlung mit flüssigem Helium (lH^1) werden an der Probe minimal $T = 5$ K erreicht. Dies ist ausreichend, um Polariton-Kondensation in allen verwendeten Strukturen beobachten zu können. Die beiden Kryostaten unterscheiden sich nur darin, dass bei dem Magnetfeld-Kryostaten zusätzlich mithilfe von supraleitender Spulen ein Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche (Wachstumsrichtung des Halbleiters $B \parallel z$, Faraday-Konfiguration) bis zu $B = 5$ T anlegt werden kann.

Die unterschiedlichen Proben werden mittels zweier verschiedener optisch gepumpter² Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa) angeregt. Beide Ti:Sa-Laser sind kontinuierlich von ungefähr $\lambda = 720$ nm bis ca. $\lambda = 840$ nm durchstimmbare. Der Ti:Sa-Laser mit der Bezeichnung *Tsunami* (Hersteller Spectra-Physics) kann sowohl im Dauerstrichbetrieb (cw³) als auch gepulst betrieben werden. Die zeitliche Pulsweite beträgt hier zwischen 5 ps und 50 ps. Das zweite verwendete Modell (Spectra Physics Model 3900) ist dagegen nur im cw-Modus betreibbar, weist allerdings eine höhere Stabilität auf, so dass für die Korrelationsexperimente an den Polariton-Drähten in Kapitel 5 dieser und für die restlichen Experimente das Modell *Tsunami* verwendet wurden. Das Laserlicht wird über einen 50:50-Strahlteiler, der vor dem Mikroskopobjektiv (MO) auf der optischen Achse zwischen dem Kryostat und dem Monochromator platziert ist, auf die Probe fokussiert. Der vom Strahlteiler transmittierte Anteil wird direkt auf ein Leistungsmesskopf zur Anregungsleistungsbestimmung geschickt. Das Objektiv selbst hat eine numerische Apertur (NA) von 0,4 und eine Vergrößerung von

¹Abkürzung aus dem Englischen *liquid Helium*

²Neodym-Vanadat (Nd:YVO₄)-Laser, Pumpleistung max. 18 W (Coherent Verdi V18)

³Abkürzung aus dem Englischen *continuous wave*

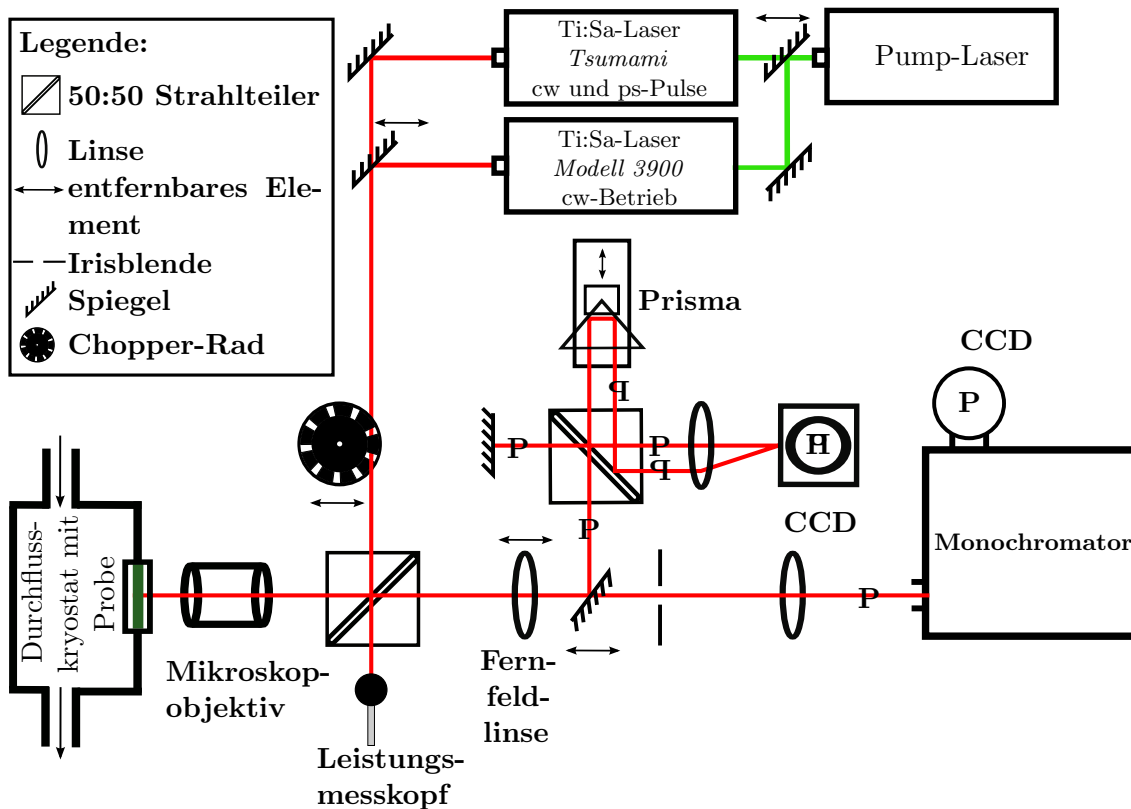


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des verwendeten Aufbaus zur optischen Spektroskopie der Halbleiter-Mikroresonatoren. Die optische Anregung kann mittels zweier verschiedener Ti:Sa-Lasern durchgeführt werden. Die Analyse des von der Probe emittierten Lichts erfolgt mittels Monochromator und angeschlossener CCD. Zu Kohärenzmessungen steht ein Michelson-Interferometer zur Verfügung.

20. Ohne zusätzliche Optiken beträgt der Strahldurchmesser der beiden Laser ungefähr $5\text{-}8\ \mu\text{m}$. Das Mikroskopobjektiv sammelt gleichzeitig die Emission der Probe auf und kollimiert diese.

Auf der optischen Achse befinden sich im Gegensatz zu einem Standard μPL -Aufbau zusätzlich zum Mikroskopobjektiv zwei Linsen statt nur einer. Die zusätzliche Linse im Strahlengang, auch Fernfeldlinse genannt (siehe Abbildung 4.1), dient zur Fourierraumspektroskopie [Lai07] und kann je nach gewünschter Spektroskopieart (winkel- oder orts aufgelöst) entfernt werden. Die prinzipielle Funktionsweise der Fernfeldspektroskopie ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die rote Linie stellt hierbei den Strahlengang der Fourierraum-Ebene dar, während die schwarz gestrichelte Linie den normalen Realraum-Strahlengang zeigt. Das Mikroskopobjektiv bildet alle Photonen, die unter gleichem Winkel emittiert werden, auf den gleichen Punkt in der Fourierebene ab, die im Abstand der Brennweite f_{MO} dahinter liegt. Diese Ebene liegt wiederum im Brennpunkt der herausnehmbaren Fernfeldlinse, so dass ein zusätzliches Zwischenbild (in Abbildung 4.2 Bildebene genannt) entsteht. Dort kann zur räumlichen Selektion eine Lochblende (siehe Abbildung 4.1) eingebracht werden. Durch die zweite vorhandene Linse (Monochromatorlinse) wird dann wiederum die Winkelverteilung der Fourierraumebene im Abstand f_{FF} (nach der Linse) auf den Eingangspalt des Monochromators abgebildet, wo die Energie über Winkel beziehungsweise k_{\parallel} -Vektor Dispersion aufgenommen werden kann. Mit dem hier verwendeten MO kann

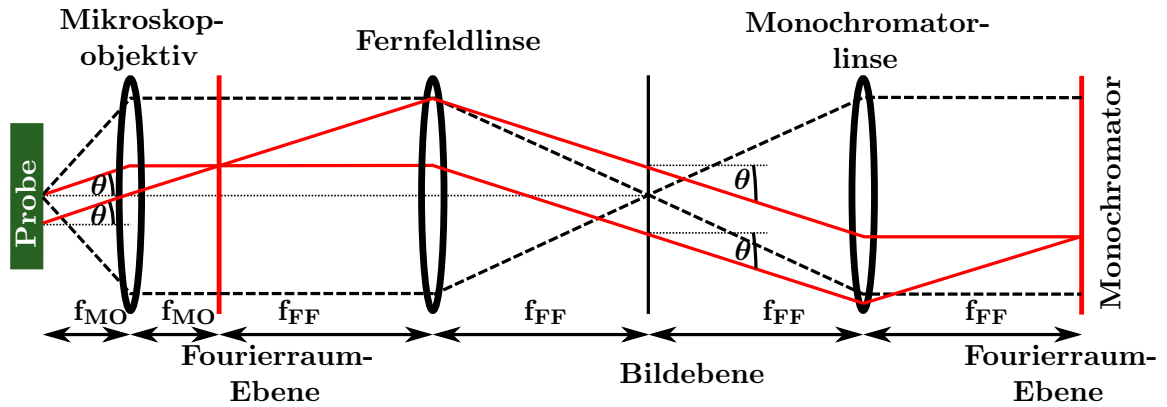


Abbildung 4.2: Schematische Funktionsweise der Fourierraumspektroskopie (rote Linie, auch Fernfeld-Ebene (FF) genannt). Photonen, die unter gleichem Winkel emittiert werden, treffen in der Fourierraum-Spektroskopie auf dem selben Punkt zusammen. Die FF-Ebene entspricht der rückwärtigen Fokusebene des verwendeten Mikroskopobjektives. Durch eine geeignete Linsenkombination kann diese auf den Eingangspalt des Monochromators abgebildet werden.

mit einer Aufnahme die Emission bis zu einem Winkel von $\pm 22^\circ$, abhängig von der numerischen Apertur des Objektives, untersucht werden. Dies entspricht einer Aufnahme im k_{\parallel} -Raum von $\pm 2,35 \frac{1}{\mu\text{m}}$ (siehe Gleichung 2.18). Durch diese hier gewählten Brennweiten der verschiedenen Linsen kann die Größe des FF-Abbildes auf die Chipabmessung der verwendeten CCD⁴ abgestimmt werden, die idealerweise voll ausgeleuchtet wird, wodurch die Winkelauflösung maximiert ist.

Alle Messungen in dieser Arbeit werden mit einem Monochromator des Herstellers Jobin-Yvon (Modell Triax 550 mit einer fokalen Länge von 550 mm), der eine Abbildungskorrektur besitzt, durchgeführt. Das zur spektralen Auflösung verwendete Gitter hat eine Blaze-Wellenlänge von 500 nm und 1200 Striche/mm. Die Aufnahme des Spektrums erfolgt mit einer durch flüssigen Stickstoff gekühlten CCD (Modell Spectrum One, Jobin Yvon) mit 1024 x 256 Pixel, wodurch eine ausreichende Auflösung sowohl in x-(Energieachse) als auch in y-Richtung (Ort- oder k_{\parallel} -Achse, je nach Spektroskopieart) gegeben ist. Der Abstand zwischen zwei Pixel auf der Energieskala entspricht ungefähr 70 μeV , wobei durch geeignete zusätzliche optische Elemente im Strahlengang, zum Beispiel zum Messen der Zeeman-Aufspaltung, deutlich kleinere Energiewerte separiert werden. Es können mit diesem Spektrometer Aufspaltungen kleiner als 20 μeV gemessen werden (siehe Experimentaltteil).

4.2 Aufbau zur Messung der räumlichen Kohärenz $g^{(1)}(\mathbf{r})$ - Michelson-Interferometer

In Abbildung 4.1 befindet sich auf der optischen Achse zwischen Probe und Monochromator noch ein zusätzlicher klappbarer Spiegel, der die Probenemission zur Messung der räumlichen Kohärenz-Funktion $g^{(1)}(\mathbf{r})$ auf das Michelson-Interferometer schickt. In diesem wird das zu untersuchende Licht durch einen 50:50-Strahlteiler in zwei gleiche Teile mit unterschiedlichen Laufwegen aufgeteilt. Am Ende des einen Armes ist ein Spiegel angebracht, der das Licht

⁴Abkürzung aus dem Englischen *charge-coupled device*

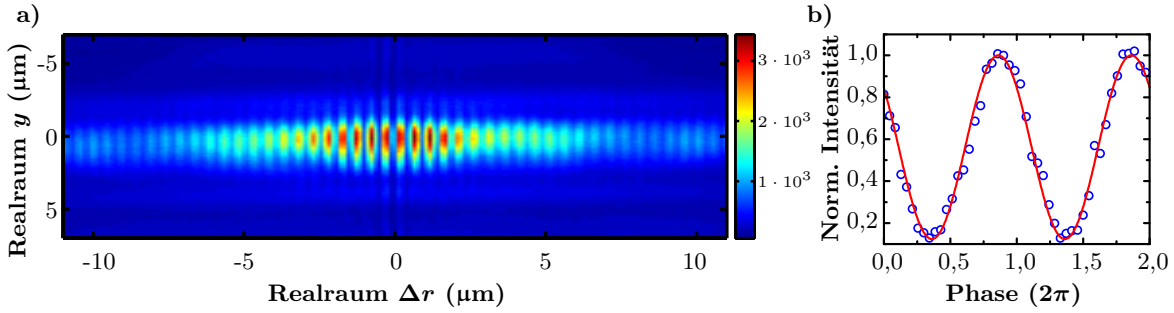


Abbildung 4.3: a) Aus der Überlagerung von Bild P und Spiegelbild \mathcal{Q} resultierendes Interferenz-Muster. b) Sinusförmige Intensitätsmodulation eines Pixels aus a) bei Verfahren des Prismas um ca. 774 nm.

zurück reflektiert, während am Ende des anderen ein Prisma angebracht ist, das die Emission um 180° entlang des Bildzentrums gespiegelt zurückwirft (in Abbildung 4.1 angedeutet mit „ \mathcal{Q} “). Wieder durch den Strahlteiler geschickt, werden das Bild P vom Spiegel und das Spiegelbild \mathcal{Q} vom Prisma mittels einer Linse auf der CCD (LOT Andor Clara) abgebildet. Diese Messung wird im Realraum durchgeführt, d.h. in Abbildung 4.1 ist die Fernfeldlinse aus dem Strahlengang entfernt. Außerdem muss, da das von der Probe kommende Licht nicht durch den Monochromator zum Michelson-Interferometer geschickt wird, das reflektierte Laserlicht mittels eines Langbandfilters (Wellenlängen unter 750 nm werden nicht durchgelassen) und einem Bandpassfilters mit einer Bandbreite von 10 nm um die Probenemission herum herausgefiltert werden. Diese Bauteile werden auf der optischen Achse zwischen Kryostat und Monochromator eingebaut.

Auf der CCD des Michelson-Interferometers wird dann das in Abbildung 4.3 a) gezeigte Interferenzmuster bei Überlagerung von Bild P mit Spiegelbild \mathcal{Q} erzeugt. Das Interferenzmuster zeigt keine Ringe, wie das normalerweise bei einem Michelson-Interferometer erwartet wird, sondern gerade Linien. Dies kommt von der hier speziellen Art des Michelson-Interferometers, wo Bild und Spiegelbild überlagert werden. Durch das Prisma kommt es, angedeutet durch den Strahlengang in Abbildung 4.1, zu einem Strahlversatz, wodurch bei der Überlagerung der beiden Abbilder auf der CCD das Spiegelbild \mathcal{Q} unter einem anderen Winkel fokussiert wird als das Bild. Dies sorgt für die geraden Interferenz-Muster.

Die Abbildung 4.3 a) zeigt das aus der Überlagerung der beiden Abbilder resultierende Interferenzmuster bei einem Gangunterschied von $x = 0$. Zur Messung der $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion wird das Prisma in ungefähr 30 nm-Schritten verfahren und jedes Mal ein Bild aufgenommen. Dies wird bis zu einem Gangunterschied von ca. $x_{max} = 1,6 \mu\text{m}$ wiederholt. Am Ende der Serie wird für jeden einzelnen Pixel die Intensitätswerte in Abhängigkeit vom Gangunterschied x aufgetragen. Die Intensität zeigt einen sinusförmigen Verlauf, der in Abbildung 4.3 b) gezeigt ist (blaue Kreise). Die Intensität wird mit folgender Funktion angepasst (rote Linie), aus der dann die Phase und die Visibilität angegeben werden kann [Nit14]:

$$I(x) = y_0 + A \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(2x - x_0)\right). \quad (4.1)$$

Für die Visibilität V und Phase ϕ gilt:

$$V = \frac{A}{y_0}, \quad (4.2a)$$

$$\phi = \frac{2\pi x_0}{\lambda}. \quad (4.2b)$$

Die aus dem Michelson-Interferometer ermittelte Visibilität V kann, wie im Folgenden gezeigt wird, ungefähr mit dem Betrag der $g^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ -Funktion gleichgesetzt werden: Für Photonen lautet die Korrelationsfunktion erster Ordnung klassisch (Vergleich mit Gleichung 2.30) [Fic05]:

$$g^{(1)}(x, t, x', t') = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r}', t') \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}, t) \rangle \langle E(\mathbf{r}', t') \rangle}. \quad (4.3)$$

Hierbei ist $E(\mathbf{r}, t)$ das elektrische Feld am Ort \mathbf{r} zum Zeitpunkt t . Die gemessene Visibilität aus Gleichung 4.2a dagegen lässt sich in Intensitäten am Ort \mathbf{r} zum Zeitpunkt t schreiben [Fic05]:

$$V(\mathbf{r}, t) = \frac{\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle_{max} - \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle_{min}}{\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle_{max} + \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle_{min}}, \quad (4.4)$$

wobei $\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle_{max}$ die maximal gemessenen und $\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle_{min}$ die minimal gemessene Intensität sind. Für unterschiedliche Intensitäten des Bilds $\langle I_P(\mathbf{r}, t) \rangle$ und des Spiegelbilds $\langle I_Q(\mathbf{r}, t) \rangle$ der beiden Michelson-Interferometerarme bei der Überlagerung am Ort \mathbf{r} gilt für die Visibilität [Fic05]:

$$V(\mathbf{r}, t) = \frac{2\sqrt{\langle I_P(\mathbf{r}, t) \rangle \langle I_Q(\mathbf{r}, t) \rangle}}{\langle I_P(\mathbf{r}, t) \rangle + \langle I_Q(\mathbf{r}, t) \rangle} \left| g^{(1)}(\mathbf{r}, t) \right|. \quad (4.5)$$

Da in dem Michelson-Interferometer-Experiment zur Bestimmung der Korrelationsfunktion erster Ordnung der Interferometerarm mit dem Prisma maximal um $0,8 \mu\text{m}$ verfahren wird, gilt für die beiden Interferometerarme näherungsweise eine Zeitunterschied von $t = 0$ und somit $V(\mathbf{r}, t) = V(\mathbf{r})$, da der Laufzeitunterschied wesentlich kleiner als die Kohärenzzeit des Systems ist (fs gegenüber ps). Nach Gleichung 4.5 ist die Visibilität eine Abschätzung des Betrags der $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion nach unten, die bei einem Intensitätsunterschied zwischen Bild P und Spiegelpunkt Q am Ort \mathbf{r} $\langle I_Q(\mathbf{r}, t) \rangle = 0,8 \langle I_P(\mathbf{r}, t) \rangle$ immer noch 99,4% des Betrags der $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion entspricht. In dieser Arbeit wird deshalb näherungsweise $V(\mathbf{r}) = g^{(1)}(\mathbf{r})$ gesetzt.

5 Eindimensionale Polariton-Kondensation - Polariton-Drähte

Eindimensionale Polariton-Systeme sind von besonderem Interesse, da diese sehr gut zum Aufbau von auf Polaritonen basierenden logischen Elementen und optischen, integrierten Schaltungen genutzt werden können [Lie10, Lie11]. Diese können prinzipiell durch Verwendung geeigneter Materialsysteme (z. B. ZnO [Tri11], GaN [Chr07] und organische Halbleiter [Plu13, Das14]) bei Raumtemperatur arbeiten. Als Grundlage solcher Anwendungen dient ein sich ausbreitendes Polariton-Kondensat, das seine Kohärenzeigenschaften auch über relativ große Distanzen behält und leicht modifiziert werden kann [Wer10, Tos12, Stu14]. So konnte kürzlich durch Bestimmen der Korrelationsfunktion erster Ordnung $g^{(1)}(\Delta r)$ Indizien für eine sich ausbildende nicht-diagonale langreichweitige Ordnung im eindimensionalen Polariton-Kondensat gefunden werden [Wer10, Man11, Man12].

Im 2D-Fall ist experimentell ein algebraischer Abfall der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion beobachtet worden [Den07, Rou12, Nit14], wie es in der Theorie für ein 2D-Polariton-Kondensat beim Übergang zur BKT-Phase erwartet wird. Im Gegensatz hierzu wurden für 1D-Polariton-Systeme Indizien für ein Plateau der $g^{(1)}(\Delta r)$ über lange Distanzen Δr (ein Vielfaches der thermischen De-Broglie-Wellenlänge λ_{dB}) gefunden [Wer10, Man11, Tri13]. Jedoch konnte die BEK ähnliche Phase, bei der sowohl die Phasen- und die Dichtefluktuationen, resultierend in einem Plateau der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion [Blo00], unterdrückt sind, nicht klar gezeigt werden.

Als weiterer wichtiger Punkt ist anzumerken, dass im Unterschied zu den bisher verwendeten theoretischen Modellen, basierend auf der Gross-Pitaevskii-Gleichung [Car04, She06] beziehungsweise auf der halb-klassischen Boltzmann-Gleichung [Por02, Doa05, Cao08], in dieser Arbeit zum Vergleich der experimentellen Daten mit der Theorie ein Ansatz beruhend auf der Lindblad-Master-Gleichung Anwendung findet, der von *Savenko et al.* entwickelt wird [Mag11, Sav11, Sav13]. Dies erlaubt es, gleichzeitig die Realraum-Dynamik der Polaritonen, den Einfluss von Dekohärenz und der Energierelaxation, verursacht durch die Wechselwirkung der Polaritonen mit einem thermischen Bad von akustischen Phononen, im System zu betrachten. Dadurch wird die Korrelationsfunktion erster Ordnung bestimmbar, wodurch die Analyse des Übergangs zwischen thermischer und OLDRO Phase möglich wird [Sav11].

In diesem Kapitel werden die zwischen $L_y = 3 \mu\text{m}$ bis $L_y = 8 \mu\text{m}$ breiten Polariton-Drähte auf ihre Eigenschaften hin untersucht. Zuerst wird der Einfluss der unterschiedlichen Dicken auf die Polariton-Emission bestimmt. Für die Bestimmung der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion wird dann ein Draht mit $L_y = 5 \mu\text{m}$ Breite und einer Länge von $L_x = 200 \mu\text{m}$ ausgewählt. Von diesem werden im Folgenden die leistungsabhängigen Eigenschaften der Emission ermittelt

und mithilfe eines Michelson-Interferometers die Korrelationsfunktion erster Ordnung in Abhängigkeit von der Anregungsleistung und der Kristalltemperatur bestimmt und mit den theoretischen Erwartungen verglichen. Es wird hierbei ein Auftreten der nicht-diagonalen langreichweitigen Ordnung im eindimensionalen Polariton-System vorhergesagt, dessen Verhalten abhängig von der Teilchendichte im System und der Kristalltemperatur ähnlich dem ist, was in 1D-Atom-BEK gemessen wurde [Blo00].

5.1 Einfluss der Breite der Polariton-Drähte L_y auf die Dispersionsrelation und Polarisations-eigenschaften

Zur Charakterisierung der grundlegenden Eigenschaften des Systems wird die Emission der Polariton-Drähte in Abhängigkeit von der Drahtbreite L_y untersucht. Die Anregung erfolgt hierbei nicht-resonant im Dauerstrichbetrieb (cw). Dabei wird die Wellenlänge des Anregungslasers auf das erste Bragg-Minimum ungefähr 100 meV oberhalb der Energie des QF-Exzitons angepasst, wodurch eine effektive Einkopplung der Anregungsleistung garantiert wird. Der Laser wird direkt auf die Probenoberfläche des Drahts fokussiert und besitzt einen ungefähren Durchmesser von $\varnothing = 8 \mu\text{m}$. Um die in Kapitel 2.1.4 vorgestellte Dispersionsrelation der Drähte bestimmen zu können, muss die lange Seite L_x entlang des Eingangsspalts des Monochromators ausgerichtet werden, um die k_x -Vektoren entlang des Drahts erfassen zu können. Falls L_x senkrecht zum Eingangspalt ausgerichtet ist, kann keine Energie-Impulsraum-Relation gemessen werden, sondern nur die durch den Einschluss in dieser Richtung dominierten diskreten Energie-Niveaus.

Zur Bestimmung der Dispersionsrelationen werden Polariton-Drähte unterschiedlicher Breiten von $L_y = 3 \mu\text{m}$ bis $L_y = 8 \mu\text{m}$ mit niedriger Anregungsleistung von ungefähr 1 mW untersucht. Alle in diesem Kapitel gezeigten Emissionsspektren stammen von Drähten mit $L_x = 100 \mu\text{m}$, wobei die Länge keinen Einfluss auf die Polariton-Dispersion an sich hat. In Abbildung 5.1 sind die erhaltenen Energie- k_x -Vektor-Relationen für die unterschiedlichen Breiten (Verstimmungen δ) a) $L_y = 3 \mu\text{m}$ ($\delta = -21,5 \text{ meV}$), b) $L_y = 4 \mu\text{m}$ ($\delta = -18,6 \text{ meV}$), c) $L_y = 5 \mu\text{m}$ ($\delta = -19,4 \text{ meV}$), d) $L_y = 6 \mu\text{m}$ ($\delta = -18,6 \text{ meV}$) und e) $L_y = 8 \mu\text{m}$ ($\delta = -17,3 \text{ meV}$) in logarithmischer Intensitätsdarstellung gezeigt. Die Verstimmung δ bezeichnet hierbei einfachheitshalber die Verstimmung δ des untersten Polariton-Astes mit $m = 0$, da dieser der interessante und eigenschaftsbestimmende Ast für die folgenden Kondensationsexperimente ist. Für die Äste mit $m \geq 1$ ist δ blauer und für jeden Ast unterschiedlich, abhängig von den eindimensionalen Photon-Ästen aus Gleichung 2.19. Analog hierzu zeigt Abbildung 5.2 a)-e) die Dispersionen für die gleichen Breiten, aber für unterschiedliche Verstimmungen δ im Vergleich zu Abbildung 5.1. Die Ermittlung der Polariton-Dispersionen (weiße, gestrichelte Linie) erfolgt in beiden Abbildungen durch das Auslesen der Intensitätsmaxima des untersten Polaritonasts. An diese wird die Gleichung 2.20a ($m = 0$) angepasst, die weiteren Äste werden mit den aus der Anpassung des untersten Astes erhaltenen Parametern berechnet ($m \geq 1$) und zur Vergleichbarkeit in die Fernfeldspektren eingetragen. Es wird dabei nur die Dispersion für $k_x \leq 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ eingezeichnet, um nicht zu viel der nur schwach besetzten oberen Ästen des unteren Polaritons (siehe Kapitel 2.1.4) zu verdecken. Die hier verwendete Rabi-Aufspaltung der

5.1 Einfluss der Breite der Polariton-Drähte L_y auf die Dispersionsrelation und Polarisations-eigenschaften

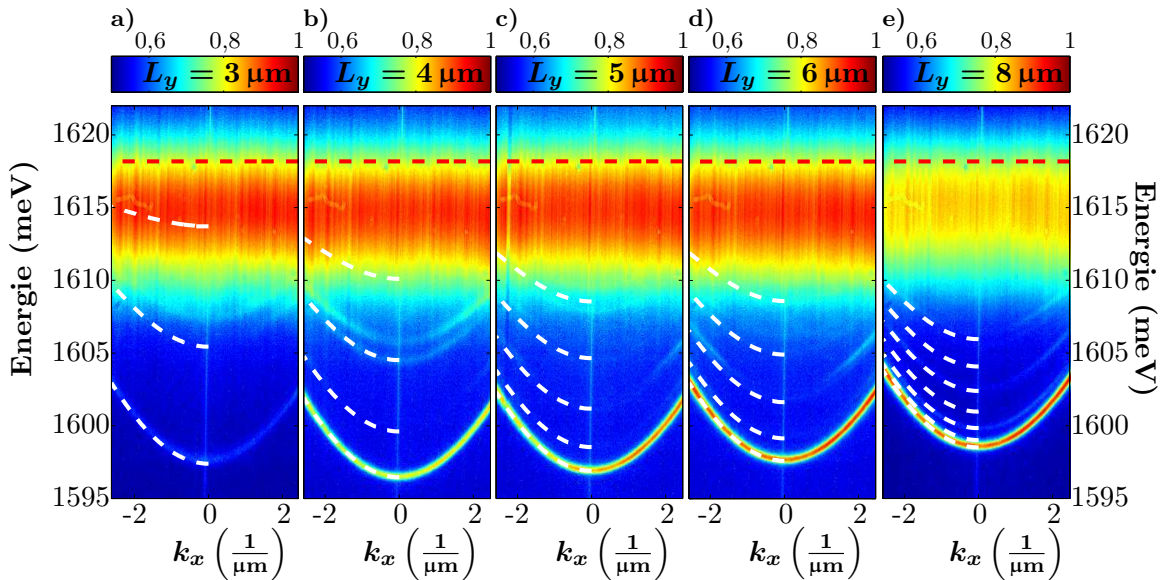


Abbildung 5.1: Energie-Impulsraum Dispersionsrelation der 1D-Polariton-Drähte in logarithmischer Intensitätsdarstellung mit einer Länge von $100 \mu\text{m}$ und der Breite (Verstimmung δ) a) $L_y = 3 \mu\text{m}$ ($\delta = -21,5 \text{ meV}$), b) $L_y = 4 \mu\text{m}$ ($\delta = -18,6 \text{ meV}$), c) $L_y = 5 \mu\text{m}$ ($\delta = -19,4 \text{ meV}$), d) $L_y = 6 \mu\text{m}$ ($\delta = -18,6 \text{ meV}$) und e) $L_y = 8 \mu\text{m}$ ($\delta = -17,3 \text{ meV}$). Die weißen, gestrichelten Linien sind die aus Gleichung 2.20a berechneten unterschiedlichen Polariton-Äste (bis zu maximal $m = 6$). Die rote, gestrichelte Linie zeigt das QF-Exziton bei $E_X = 1618 \text{ meV}$.

starken Kopplung beträgt $E_{RS} = 14,5 \text{ meV}$ und wird durch Reflektionsmessung an der planaren Mikrokavitätsstruktur bestimmt. Für die eindimensionalen Photon-Äste mit $m = 0,1,2,3$ kann diese als näherungsweise konstant angesehen werden [Tar98].

Bei geringeren Polariton-Draht-Breiten sind die Polaritonen auf einen kleineren Raum eingeschränkt. Dadurch ist die Blauverschiebung des Grundastes des LPs ($m = 0$) nach Gleichung 2.20a größer. Vergleicht man Abbildung 5.1 a) mit b), so stellt man fest, dass der Grundzustand der negativeren Verstimmung $\delta = -21,5 \text{ meV}$ bei einer Drahtbreite von $L_y = 3 \mu\text{m}$ energetisch höher liegen kann, als für den Draht mit der Breite $L_y = 4 \mu\text{m}$ und einer positiveren Verstimmung von $\delta = -18,6 \text{ meV}$. Die Blauverschiebung des Grundastes, verursacht durch den photonischen Einschluss im 1D-System, beträgt für $L_y = 3 \mu\text{m}$ nach Gleichung 2.20a ungefähr 3 meV .

Außerdem nimmt der Abstand zwischen den einzelnen Ästen mit Vergrößerung von L_y stark ab, bis diese schließlich im Grenzfall zum zweidimensionalen nicht mehr voneinander unterscheidbar sind und die Polariton-Dispersion aus Gleichung 2.12a annehmen. Der 2D-Grenzfall sollte bei einer Breite von $L_y > 20 \mu\text{m}$, abhängig von der Masse des Polaritons erreicht werden [Gao12, Sch13]. Bei den hier verwendeten Drähten bis zu einer Breite von $L_y = 8 \mu\text{m}$ sind immer mehrere Äste des unteren Polaritons sichtbar und der Abstand zwischen den einzelnen Ästen nimmt mit dem Anstieg der Drahtbreite L_y ab [Vergleich zwischen Abbildung 5.1 a) und e) und 5.2 a) und e)]. Bei der Anpassung der Gleichung 2.20a an die Dispersion wird als effektive Breite der Polariton-Strukturen $L_{y,eff} = 7 \mu\text{m}$ verwendet, da für $L_y = 8 \mu\text{m}$ die einzelnen Äste nicht übereinstimmen. Dies ist für alle anderen Breiten auch der Fall, so dass die eigentliche Breite der Polariton-Äste $1 \mu\text{m}$ kleiner ist als die nominelle. Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, dass die Drähte nach

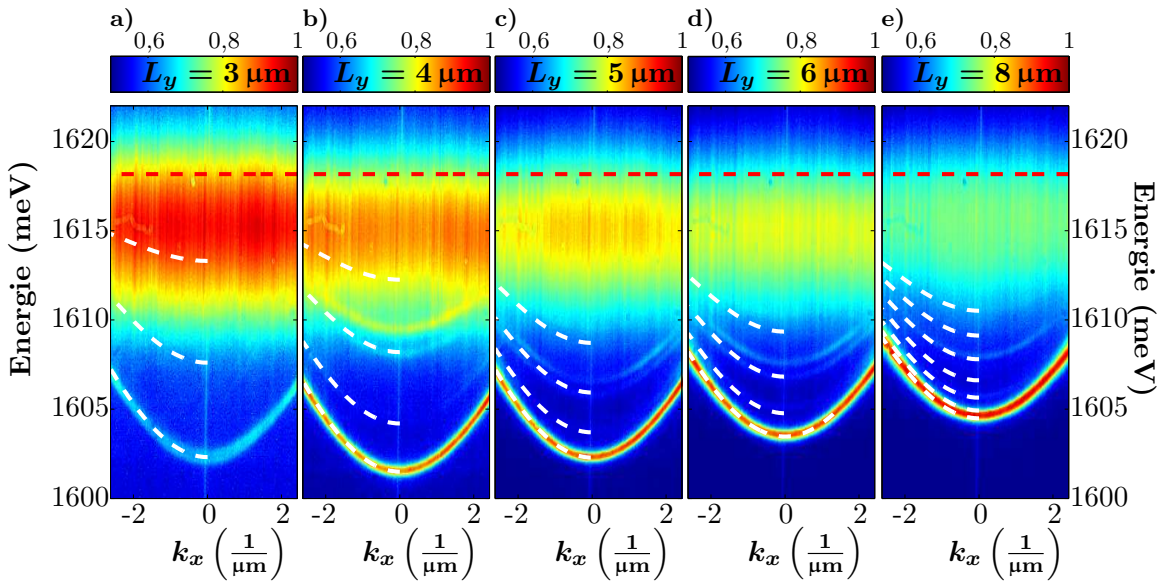


Abbildung 5.2: Analog zu Abbildung 5.1 Energie-Impulsraum Dispersion der 1D-Polariton-Drahnte bei gleichen Drahtbreiten, aber mit etwas blauerem Verstimmung δ a) $L_y = 3 \mu\text{m}$ ($\delta = -14,9 \text{ meV}$), b) $L_y = 4 \mu\text{m}$ ($\delta = -14,6 \text{ meV}$), c) $L_y = 5 \mu\text{m}$ ($\delta = -13,1 \text{ meV}$), d) $L_y = 6 \mu\text{m}$ ($\delta = -11,7 \text{ meV}$) und e) $L_y = 8 \mu\text{m}$ ($\delta = -10,0 \text{ meV}$).

dem Ätzen eine leicht konkave Form haben, was die effektive Breite verringert. Dies kann durch Rasterelektronenaufnahmen an verschiedenen Astern verifiziert werden. Weiterhin kann es durch den Aluminiumgehalt der verwendeten Struktur (z. B. AlAs-Kavität) zu einer Oxidation kommen, die die effektive dielektrische Konstante ϵ_{eff} beeinflusst und dadurch das Einschlusspotential verändert (vgl. Gleichung 2.19). Im Folgenden wird einfachheitshalber die nominelle Breite der Drahnte angeben.

Weiterhin fällt beim genaueren Betrachten der Einzelspektren der Abbildung 5.1 und 5.2 auf, dass die einzelnen Polaritonaste nochmals in zwei Unteraste in guter Übereinstimmung mit anderen Experimenten aufgespalten sind. Dies ist besonders für die schmalen Drahnte $L_y \leq 6 \mu\text{m}$ und die höheren Äste mit $m > 1$ [siehe Bild 5.1 b-d) und 5.2 b-d)] ausgeprägt [Lec13, Stu14]. Für die $3 \mu\text{m}$ breiten Drahnte ist die Aufspaltung aufgrund der sehr schwachen Besetzung der höheren Zustände mit $m > 0$ nicht erkennbar. Diese Aufspaltung kann in Analogie zu Wellenleitern auf die transversal-elektrischen (TE) und transversal-magnetischen (TM) Moden eines photonischen Drahts zurückgeführt werden, die entweder kein elektrisches Feld oder kein Magnetfeld in z-Richtung (Wachstumsrichtung) besitzen. Die Aufspaltung selbst entsteht durch die unterschiedlichen Randbedingungen für die elektrischen und magnetischen Felder der sich ausbreitenden Mode. Bei der TE-Mode ist das elektrische Feld \mathbf{E} hauptsächlich in x-Richtung (L_x) und das Magnetfeld in y-Richtung (L_y) ausgerichtet, während es sich für die TM-Mode umgekehrt verhält. Die Frequenzen der beiden Moden werden mithilfe der Randbedingung des Übergangs vom Halbleitermaterial zum Vakuum beschrieben: Die normale Komponente der elektrischen Flussdichte \mathbf{D} muss beim Halbleiter-Vakuum-Übergang kontinuierlich sein, während beim Elektrischen Feld \mathbf{E} die tangentielle Komponente kontinuierlich ist. Die gleiche Bedingung gilt auch für die magnetischen Komponenten der Emission. Die Energie der TE- bzw. TM-Mode ist gegeben durch [Kut98]:

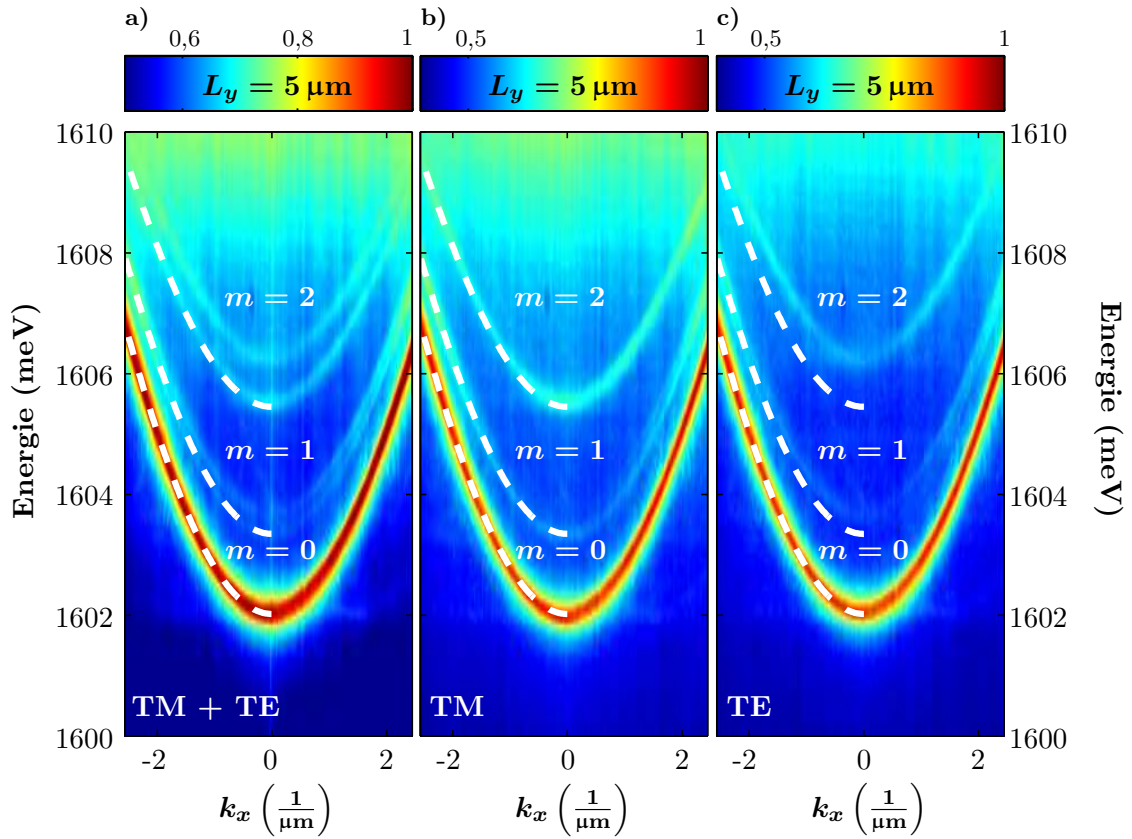


Abbildung 5.3: Polarisationseigenschaft eines Drahts mit $5 \mu\text{m}$ Breite. In a) ist das unpolarisierte Spektrum, in b) das parallel und in c) das senkrecht zur Polariton-Draht-Länge L_x mit einer Verstimmung von $\delta = -13 \text{ meV}$ gezeigt. Zur besseren Sichtbarkeit wird für die Intensität die logarithmische Darstellung gewählt.

$$E_{TM/TE} = \hbar c K_{TE/TM}. \quad (5.1)$$

K_{TE} für die TE-Mode lässt sich mit folgender Bedingung bestimmen [Kut98]:

$$\cot\left(\frac{L_y}{2} \sqrt{\epsilon K_{TE}^2 - k_0^2}\right) - \frac{\sqrt{\epsilon K_{TE}^2 - k_0^2}}{\sqrt{k_0^2 - K_{TE}^2}} = 0, \quad (5.2)$$

während bei der TM-Mode die Bedingung für K_{TM} lautet [Kut98]:

$$\cot\left(\frac{L_y}{2} \sqrt{\epsilon K_{TM}^2 - k_0^2}\right) - \frac{\sqrt{\epsilon K_{TM}^2 - k_0^2}}{\epsilon \sqrt{k_0^2 - K_{TM}^2}} = 0. \quad (5.3)$$

Hierbei ist $k_0 = \frac{\sqrt{\epsilon}}{\hbar c} E_0$ mit E_0 als Energie der unaufgespaltenen Mode. Gleichungen 5.1-5.3 gelten für die 1D-Kavitätsmode aus Gleichung 2.19. Um nun die TE-TM-Aufspaltung des energetisch niedrigsten, eindimensionalen Polariton-Astes zu bestimmen, werden mithilfe der unterschiedlichen Photon-Energien E_{TE} und E_{TM} die beiden möglichen Energien bei $k_{\parallel} = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ des unteren Polariton-Astes $E_{LP,m=0,TE}$ und $E_{LP,m=0,TM}$ berechnet.

Experimentell auflösbar sind die beiden unterschiedlichen Moden durch polarisations-sensitive Messungen. Hierzu wird im Strahlengang zwischen Kryostat und Monochromator

aus Abbildung 4.1 ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und ein Linearpolarisator hinzugefügt. Durch Rotation des $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen können die linearpolarisierten Anteile der Emission bestimmt werden. In Abbildung 5.3 sind die Polarisations-eigenschaften eines Polariton-Drahts mit einer Breite von $L_y = 5 \mu\text{m}$ mit einer Verstimmung $\delta = -13 \text{ meV}$ gezeigt. In 5.3 a) ist das Spektrum ohne Polarisationsauflösung dargestellt. Vor allem für die Äste $m \geq 1$ ist die TE-TM-Aufspaltung deutlich sichtbar und steigt mit m an. In Abbildung 5.3 b) und c) sind die Polarisierungen parallel und senkrecht zur Länge des Polariton-Drahts gezeigt. Für die Polarisierung $\parallel L_x$ (TM) [Bild 5.3 b)] verschwindet jeweils der energetisch höhere Ast der einzelnen aufgespaltenen Polariton-Dispersionen. Für die entgegengesetzte Polarisierung $\perp L_x$ (TE) verschwindet dagegen der energetisch niedrigere Ast, genau wie dies nach *Kuther et al.* für die TE-TM-Aufspaltung erwartet wird [Kut98, Lec13, Stu14]. Für den untersten Ast ist die Aufspaltung so gering, dass diese kaum optisch sichtbar ist. Um diese dennoch zu bestimmen, werden die Linienspektren bei $k_x = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ mit einem Integrationsbereich von $k_x = \pm 0,25 \frac{1}{\mu\text{m}}$ aus den Fernfeldspektren in den Abbildungen 5.3 b) und c) für die unterschiedlichen Polarisierungen extrahiert und durch Anpassung einer Lorentzkurve die Energie-Position der Polariton-Äste mit $m = 0,1,2$ bestimmt. Für $m = 0$ ergibt sich eine sehr kleine Aufspaltung von $\Delta E_{Pol,m=0} = 65 \mu\text{eV}$, für $m = 1$ $\Delta E_{Pol,m=1} = 249 \mu\text{eV}$ und $m = 2$ $\Delta E_{Pol,m=2} = 728 \mu\text{eV}$. Das Ansteigen der Aufspaltung mit $m > 0$ ist in guter Übereinstimmung zu anderen Beobachtungen der TE-TM-Aufspaltung in Polariton-Drähten [Lec13, Stu14]. Berechnet man nun die erwartete Aufspaltung des Polariton-Asts $m = 0$ nach den Gleichungen 5.1, 5.2 und 5.3, so kommt für eine Drahtbreite von $L_y = 4 \mu\text{m}$ (nominell $5 \mu\text{m}$), welche auch zur Anpassung der Polariton-Dispersion verwendet wurde, eine theoretische Aufspaltung von $\Delta E_{Pol,m=0,Theorie} = 68 \mu\text{eV}$ heraus. Dies ist im Rahmen der Auslesegenauigkeit der TE-TM-Aufspaltung in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von $\Delta E_{Pol,m=0} = 65 \mu\text{eV}$. Die mit m ansteigende TE-TM-Aufspaltung lässt sich darauf zurückführen, dass diese Moden stärker am Rand des photonischen Drahts lokalisiert sind, wodurch die Anschlussbedingungen stärker zum Tragen kommen und somit die Aufspaltung ansteigt.

5.2 Polariton-Kondensation in einer eindimensionalen Mikrokavität

Im Folgenden werden die Polariton-Drähte auf ihre Kondensationseigenschaften im 1D-Polariton-System untersucht. Das Ziel ist eine monomodige Kondensation im Grundzustand bei einer Verstimmung $\delta < -14,5 \text{ meV}$ (innerhalb einer Rabi-Aufspaltung E_{RS}), damit die Emission durch die hohe Mikrokavitätsgüte eine schmale Linienbreite, aber dabei auch einen relevanten exzitonischen Anteil $|X|^2$ hat. Hierfür wird ein Polariton-Draht mit einer Breite von $L_y = 5 \mu\text{m}$ und einer Länge von $L_x = 200 \mu\text{m}$ mit einer Verstimmung des niedrigsten Polariton-Astes ($m = 0$) von $\delta = -13 \text{ meV}$ gewählt. Die längste auf dem Probenstück vorhandene Länge L_x wird verwendet, damit die Polariton-Expansion und Ausdehnung der räumlichen Korrelationsfunktion erster Ordnung $g^{(1)}(\Delta r)$ über möglichst große Abstände untersucht werden können. Die Anregung erfolgt mit dem Dauerstrich-Laser Modell 3900 (siehe Abbildung 4.1), der eine hohe Stabilität aufweist. Der Laserspot wird auf der Draht-

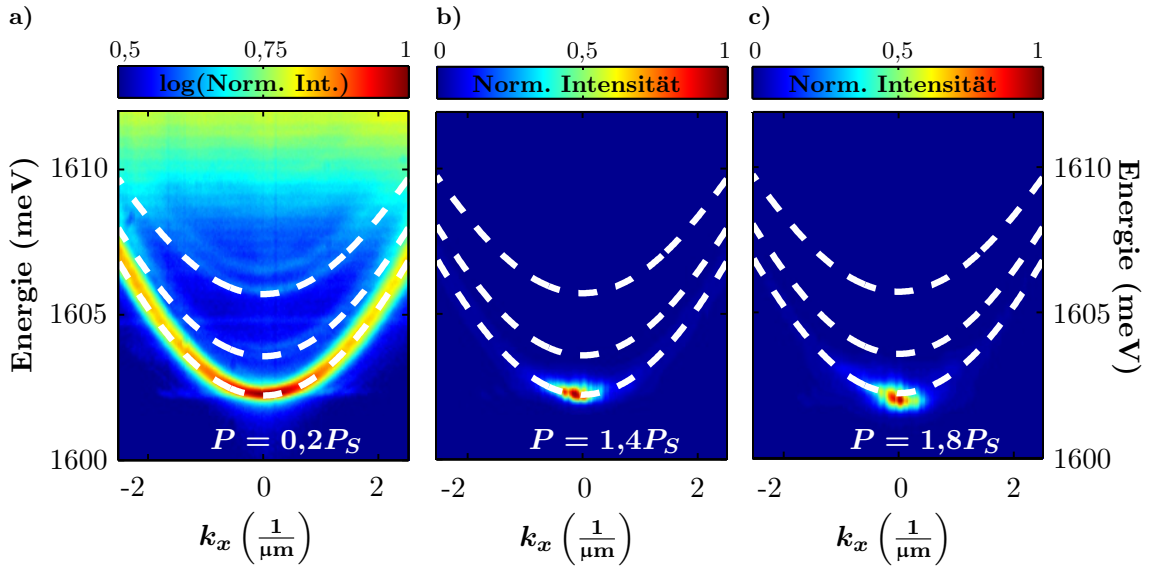


Abbildung 5.4: Energie-Impulsraum Dispersionsen der verschiedenen eindimensionalen Polariton-Äste ($L_y = 5 \mu\text{m}$) unter den Anregungsleistungen a) $P = 0,2P_S$, b) $P = 1,4P_S$, c) $P = 1,8P_S$. a) ist zur besseren Sichtbarkeit der einzelnen Äste in logarithmischer Darstellung gezeigt, während bei b) und c) die lineare Darstellung der Intensität ausreichend ist, da nur der unterste Polariton-Ast bei $k_x = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ kondensiert und die Emission anderer in Relation hierzu verschwindend gering ist.

oberfläche fokussiert und hat wie in Kapitel 5.1 ungefähr einen Durchmesser von $\varnothing = 8 \mu\text{m}$. Zur Unterdrückung des vom Anregungslaser induzierten Aufheizens des Polariton-Drahts kommt ein optischer Chopper zum Einsatz, der die An-Aus-Zeit des Lasers definiert. Das An-Aus-Verhältnis beträgt 1:10 und die Pulsweite ungefähr $17 \mu\text{s}$, was lang gegenüber der Polariton-Lebens- und -Thermalisierungszeit (circa 10ps) ist. Dadurch kann angenommen werden, dass die Polaritonpopulation zeitlich weitestgehend konstant ist. Daher bildet sich ein thermalisiertes Polariton-Kondensat aus, das sich im thermischen Gleichgewicht mit sich selbst befindet, wobei allerdings zwischen Kristallgitter und Polaritonen aufgrund der kurzen Lebenszeit der Teilchen ein Ungleichgewicht vorherrscht. Die Wellenlänge des Lasers wird auf das erste Bragg-Minimum des Mikroresonator angepasst, um eine effektive Einkopplung und Anregung von QF-Exzitonen zu gewährleisten. Der Laserfleck wird in den folgenden Experimenten immer zentral in der Mitte des Polariton-Drahts platziert.

In Abbildung 5.4 sind die Fernfeldspektren für unterschiedliche Anregungsleistungen a) $P = 0,2P_S$, b) $P = 1,4P_S$ und c) $P = 1,8P_S$ gezeigt. Die Anregungsleistung wird zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Leistungsserien, zum Beispiel im folgenden Abschnitt 5.3 für andere Kristalltemperaturen, auf die Schwellleistung $P_S = 5,8 \text{mW}$ normiert. Bild 5.4 a) zeigt die Intensität in logarithmischer Darstellung, damit die schwächer besetzten oberen Polariton-Äste der eindimensionalen Dispersion sichtbar sind. Es können die drei untersten Polariton-Äste ($m = 0,1,2$) und die dazugehörige und in Kapitel 5.1 am gleichen Polariton-Draht dargestellte TE-TM-Aufspaltung beobachtet werden. Mit weiß-gestrichelter Linie wird wiederum die Anpassung nach Gleichung 2.20a für $L_y^{fit} = 4 \mu\text{m}$ (nominelle Drahtbreite $L_y = 5 \mu\text{m}$) zur besseren Orientierung in die Fernfeldspektren eingezeichnet. Der Anregungsfleck des Lasers hat nur eine geringe räumliche Ausdehnung und induziert durch Bildung eines lokalen Exziton-Reservoirs eine räumlich

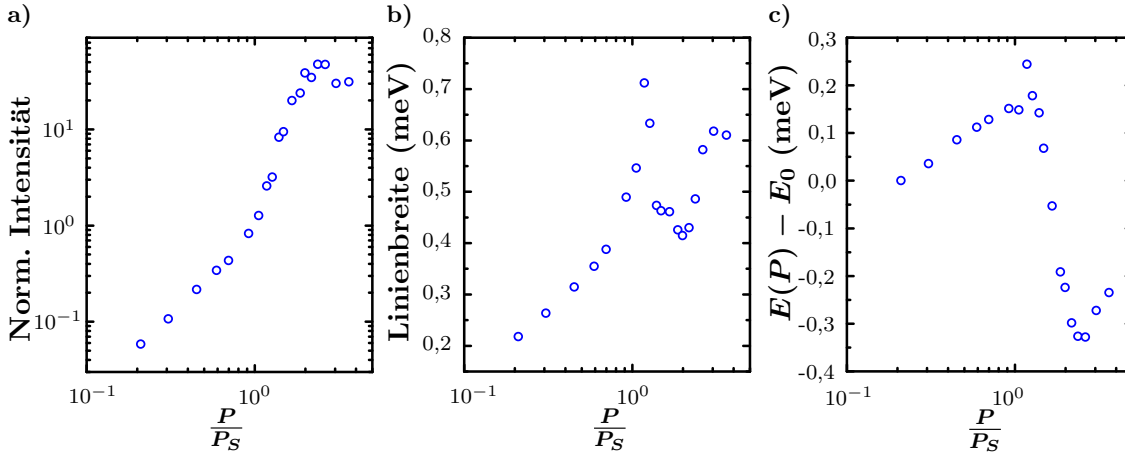


Abbildung 5.5: Darstellung der a) Eingangs-Ausgangs-Kurve, b) der Linienbreite und c) der Energieverschiebung $E(P) - E_0$ des Grundzustands (unterster Polariton-Ast). Die Werte werden aus den Linienspektren, die aus den Fernfeld-Aufnahmen in Abbildung 5.4 bei $k_x = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ mit einem Integrationsbereich von $k_x = \pm 0,25 \frac{1}{\mu\text{m}}$ extrahiert werden, durch Anpassen einer Lorentzfunktion an die erhaltenen Intensitätsmaxima bestimmt. Außerdem ist die Anregungsleistung auf die Schwellleistung $P_S = 5,8 \text{ mW}$ normiert.

begrenzte Blauverschiebung. Dieses Exziton-Reservoir bewirkt ein abstoßendes Potential, was unter anderem durch die Blauverschiebung der Grundzustandsemission ersichtlich wird [Wer10, Cri13]. Dadurch werden die Polaritonen vom Anregungsfleck abgestoßen und propagieren entlang des Polariton-Drahts. Dies führt dazu, dass die expandierenden Polaritonen einen endlichen k_x -Vektor besitzen [Wou08]. Um diese zur Untersuchung der Polariton-Kondensation im Zentrum des Polariton-Drahts auszublenden, wird mittels der Lochblende im Versuchsaufbau 4.1 nur die Emission, die direkt im Anregungsfleck ausgesandt wird, in den Monochromator geschickt [Wer10]. Mit ansteigender Leistung kondensieren die Polaritonen bei $k_x = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ im untersten Polariton-Ast ($m = 0$). Die anderen Äste sind oberhalb der Polariton-Kondensations-Schwelle P_S [Abbildung 5.4 b) und c)] nicht mehr besetzt und die Emission ist im k_x -Raum um $k_x = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ herum schmal zusammengezogen, wie dies auch im zweidimensionalen Fall beobachtet wird [Kas06, Bal07]. Aus den Fernfeldspektren werden durch Integration um $k_x = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ herum ($k_x = \pm 0,25 \frac{1}{\mu\text{m}}$) die Linienspektren (Intensität gegen Energie) extrahiert. Durch Anpassung der Intensitätsmaxima des unteren Polariton-Astes mit einer Lorentzfunktion werden die Intensität, die Energieposition und die Linienbreite des Grundzustands in Abhängigkeit von der Anregungsleistung in Einheiten der Schwellleistung P_S bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Durch das Einsetzen der stimulierten Grundzustandsstreuung an der Schwelle ist die Eingangs-Ausgangs-Kurve in Abbildung 5.5 a) durch einen nichtlinearen Anstieg der Grundzustandsintensität (S-förmig) geprägt [Ima96, Den02, Ric05b, Kas06, Bal07]. Bei der Betrachtung der Linienbreite in Abbildung 5.5 b) steigt diese mit der Anregungsleistung an, jedoch kurz oberhalb der Schwelle P_S fällt die Linienbreite scharf ab und erreicht ein lokales Minimum [Por03, Kas06, Bal07]. Dies indiziert den zeitlichen Kohärenzanstieg oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle. Bei einer weiteren Erhöhung der Anregungsleistung steigt die Linienbreite aufgrund der Polariton-Polariton- und der Polariton-Exziton-Reservoir-Wechselwirkung wieder an

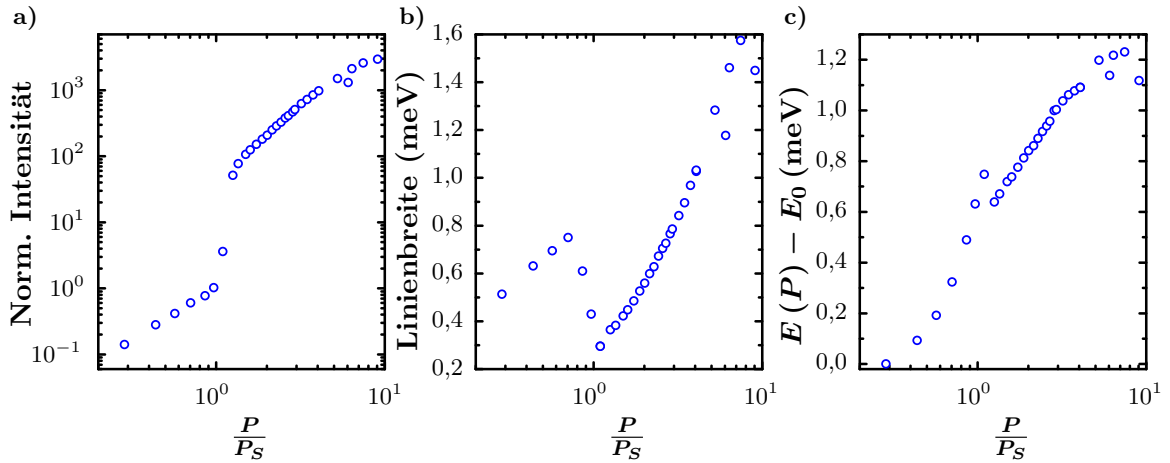


Abbildung 5.6: a) zeigt die Eingangs-Ausgangs-Kurve der Intensität, b) die Linienbreite und c) die Energieverschiebung $E(P) - E_0$ des Grundzustands (unterster Polariton-Ast) in Abhängigkeit der Anregungsleistung eines Polariton-Drahts mit $L_y = 5 \mu\text{m}$ und einer Verstimmung von $\delta = -10 \text{ meV}$ unter gepulster Anregung (5 ps Pulsweite) zur Vermeidung von Erhitzungseffekten. Die Anregungsleistung ist wiederum auf die Schwellleistung $P_S = 8 \text{ mW}$ normiert.

[Por03, Kas06, Bal07]. Die Energieverschiebung $E(P) - E_0$ [5.5 c)] zeigt erst einen Anstieg der Grundzustandsenergie mit höherer Anregungsleistung, jedoch im Gegensatz zu den Erwartungen bei einem gewöhnlichen Polariton-Kondensat verändert sich die Emission oberhalb der Kondensationsschwelle P_S sofort zu niedrigeren Energien hin (rot). Normalerweise wird eine weitere Blauverschiebung wiederum aufgrund der Wechselwirkung der Polariton untereinander und mit dem sich ausbildenden Exziton-Reservoir erwartet [Kas06, Bal07, Baj08, Wer09]. Die Rotverschiebung der Emission kann auf die durch den Anregungslaser induzierte Erwärmung des Polariton-Drahts zurückgeführt werden, die durch den verwendeten optischen Chopper nicht vollständig verhindert werden kann. Die maximale negative Verschiebung aus dem Graph 5.5 c) beträgt $-0,6 \text{ meV}$ und wird von der Blauverschiebung aufgrund der Polariton-Polariton-Wechselwirkung überlagert, so dass von mindestens einer Rotverschiebung von ungefähr $1,3 \text{ meV}$ ausgegangen werden kann. Dies entspricht einer realistischen Zunahme der Temperatur des Quantenfilms von 5 K auf 25 K (berechnet nach der Varshni-Gleichung) [Var67, Bot00]. Zur Abschätzung der Temperaturerhöhung wird der Anteil der Mikrokapazitätsmode (Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex) vernachlässigt, da der Effekt wesentlich schwächer als für das Quantenfilm-Exziton ausgeprägt ist [Rei04].

Da der Übergang zum photonischen Lasing einige ähnliche Eigenschaften, wie zum Beispiel der Linienbreiteneinbruch an der Schwelle und der nichtlineare Anstieg der Emissionsintensität, mit dem Übergang zur Polariton-Kondensation hat [Den03, Baj07], wird, um sicher zu gehen, dass die Polariton-Drähte auch wirklich kondensieren und nicht die starke Kopplung verloren geht, ein Polariton-Draht mit gleicher nomineller Breite $L_y = 5 \mu\text{m}$ und einer ähnlichen Verstimmung von $\delta = -10 \text{ meV}$ unter nicht resonanter gepulster Anregung untersucht. Dies setzt die An-Aus-Zeit stark nach unten (5 ps Pulsdauer gegenüber 12 ns Repetitionszeit), so dass der Polariton-Draht nicht erwärmt wird. In Abbildung 5.6 werden die erhaltenen Ergebnisse aus der gepulsten Anregungsreihe dargestellt. Die Eingangs-

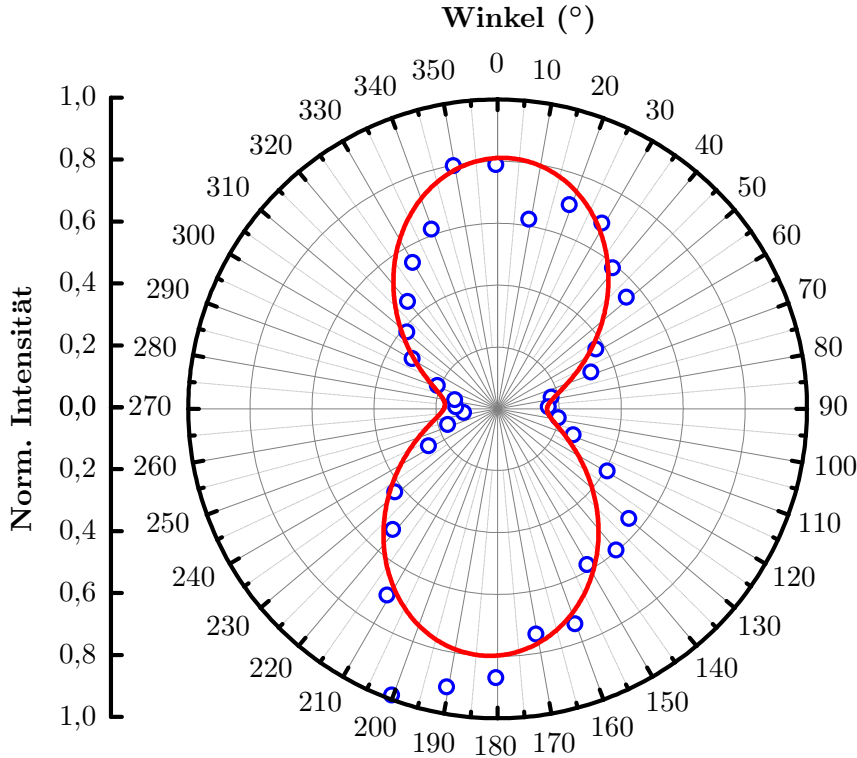


Abbildung 5.7: Linearpolarisation des 1D-Polariton-Kondensats unter cw-Anregung. Das Kondensat weist einen Linearpolarisationsgrad von $\rho_{lin} = 66\%$ auf.

Ausgangs-Kurve 5.6 a) zeigt wiederum das typische Schwellverhalten bei $P_S = 8 \text{ mW}$. Auch die Linienbreite in Abbildung 5.6 b) zeigt ein ähnliches Verhalten, wobei aber aufgrund der nicht vorhandenen Erwärmung im System der Linienbreiteneinbruch an der Polariton-Kondensatsschwelle P_S wesentlich größer als im Vergleich zur cw-Anregung [5.5 b)] ausfällt. Die Energieverschiebung im Diagramm 5.6 c) zeigt unter gepulster Anregung auch das für Polariton-Kondensation typische Verhalten [Den02, Kas06, Bal07, Wer09]. Die Blauverschiebung aufgrund der Polariton-Polariton- und Polariton-Exziton-Reservoir-Wechselwirkung bleibt auch oberhalb der Kondensationsschwelle bis $P = 10P_S$ erhalten.

Außerdem werden die Polarisations-eigenschaften des vorherig verwendeten Polariton-Drahts ($L_x = 200 \mu\text{m}$, $L_y = 5 \mu\text{m}$) mit einer Verstimmung von $\delta = -13 \text{ meV}$ unter cw-Anregung ermittelt. In Abbildung 5.7 ist die Linearpolarisation des 1D-Polariton-Kondensats dargestellt. Der Winkel θ bezeichnet hierbei die Stellung des Linearpolarisators im Strahlengang, wobei 0° mit der Längsrichtung der Polariton-Drahnte L_x zusammenfällt (TM-Polarisation). Das Kondensat weist eine starke Linearpolarisation entlang des Polariton-Drahts auf und aus der Anpassung der Messdaten mit einem quadratischen Kosinus [$I(\theta) = I_0 \cos^2(\theta + \phi)$] lässt sich der Polarisationsgrad bestimmen (rote Linie in Abbildung 5.7):

$$\rho_{lin} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = 66\% . \quad (5.4)$$

I_{max}/I_{min} bezeichnet dabei die maximale/minimale Intensität der Polarisationsserie und wird aus der Anpassung mit der quadratischen trigonometrischen Funktion bestimmt. Der Polarisationsgrad $\rho_{lin} = 66\%$ ist eine weitere Eigenschaft eines Polariton-Kondensats

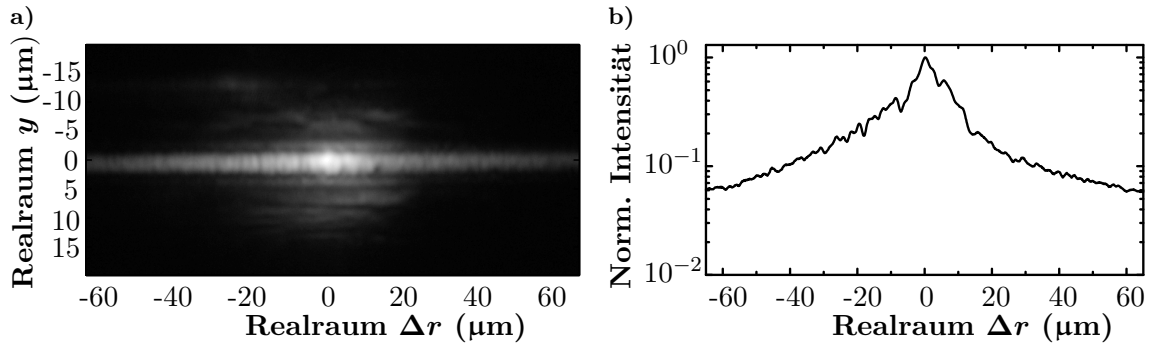


Abbildung 5.8: a) Emissionsabbild des Polariton-Drahts mit einer Anregungsleistung von $P = 1,8P_S$ bei zentraler Anregung. b) aus a) bei $y = 0 \mu\text{m}$ gewonnener normierter Intensitätsschnitt in logarithmischer Darstellung.

[Kas06]. Normalerweise richtet sich in isotropen Strukturen ohne Vorzugsrichtungen die Linearpolarisation beliebig aus und kann von Experiment zu Experiment verschieden sein [Rub06]. Bei konventionellen zweidimensionalen Halbleitern richtet sich die Linearpolarisation nach einer der Kristallachsen aus, bei *Kasprzak et al.* nimmt das Polariton-Kondensat die Richtung der [110] Kristallachse an [Kas06]. Im Fall von geätzten rechteckigen Strukturen orientiert sich die Linearpolarisation nicht mehr an einer der Kristallachsen, sondern entlang einer der beiden Vorzugsrichtungen (Länge bzw. Breite) der rechteckigen Strukturen [Kul12]. In dem hier untersuchten Fall ist die Polarisation entlang der Länge L_x des Polariton-Drahts ausgerichtet, was der energetisch niedrigeren TM-Mode aus Abbildung 5.3 entspricht. Daher kondensiert das 1D-Polariton-System tatsächlich im Grundzustand (energetisch niedrigster Zustand der TM-TE-Aufspaltung).

Zusammenfassend kann durch die leistungsabhängigen Eigenschaften darauf nachgewiesen werden, dass die starke Kopplung auch oberhalb der Nichtlinearität erhalten bleibt und Polariton-Kondensation in eindimensionalen Systemen auftritt. Da die Polariton-Kondensate außerdem durch einen Kohärenzzugewinn im Vergleich zu den Polaritonen im linearen Regime geprägt sind [Kas06, Den07, Bal07, Rou12], werden im folgenden Abschnitt die Eigenschaften der räumlichen Kohärenz von eindimensionalen Polariton-Drähten untersucht. Es wird dabei derselbe Polariton-Draht, obwohl er leichte Erhitzungseffekte zeigte, mit einer Breite von $L_y = 5 \mu\text{m}$, einer Länge von $L_x = 200 \mu\text{m}$ und einer Verstimmung von $\delta = -13 \text{ meV}$ verwendet, da dieser mit nur wenigen Defekten und mit guten Polaritontransporteigenschaften ausgestattet ist. So emittiert dieser beim Überschreiten der Kondensationsschwelle über die ganze Drahtlänge, wenngleich die Anregung nur am zentralen Punkt stattfindet. In Abbildung 5.8 a) ist die Polariton-Emission im Nahfeld oberhalb der Polariton-Lasing-Schwelle bei $P = 1,8P_S$ dargestellt. Die Polaritonen werden nicht nur in der Mitte im Anregungsfleck emittiert, sondern sie propagieren aufgrund des zusätzlich induzierten abstoßenden Potentials (Polariton-Exziton-Reservoir-Wechselwirkung) zu den äußeren Enden hin. In Abbildung 5.8 b) ist in halblogarithmischer Darstellung die normierte Intensität, gewonnen aus einem Querschnitt aus Abbildung 5.8 a) bei $y = 0 \mu\text{m}$, über den Realraum aufgetragen. Der Nullpunkt $\Delta r = 0 \mu\text{m}$ hierbei bezeichnet die Position des Anregungsflecks. Es kann von einer ähnlichen Expansion der Polariton nach beiden Seiten ausgegangen werden.

5.3 Räumliche Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ eines eindimensionalen Polariton-Kondensats

Da das dynamische Kondensationsphanomen der Exziton-Polaritonen sich von der thermodynamischen Bose-Einstein-Kondensation unterscheidet, ist nur die reine kohärente Lichtemission der Mikrokavität kein ausreichendes Kriterium, um ein Polariton-Kondensat einem Bose-Einstein-Kondensat gleichzusetzen [But12]. Eine der zentralen Eigenschaften eines BEK ist das thermische Gleichgewicht, was allerdings für die kohärente Lichtemission eines Lasers nicht benötigt wird. Deshalb werden weitere Kriterien zur Definition eines BEKs definiert und untersucht. Ein solches Kriterium ist das asymptotische Verhalten der Korrelationsfunktion erster Ordnung $g^{(1)}(\Delta r)$, was mit dem Kriterium der ODLRO gleichgesetzt werden kann [Yan62, Sav13]:

$$\lim_{\Delta r \rightarrow \infty} g^{(1)}(\Delta r) \neq 0. \quad (5.5)$$

Der hier untersuchte Polariton-Draht begrenzt zwar $\Delta r \rightarrow \infty$ auf $L_x = 200 \mu\text{m}$, was allerdings weit größer als die thermische De-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} \sim 5 - 6 \mu\text{m}$ der Polaritonen ist, und somit näherungsweise vernachlässigt werden kann, so dass hier der maximale Abstand zwischen zwei Orten bei der Messung der räumlichen Kohärenz als unendlich angenommen werden kann. Die $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion wird mit dem in Kapitel 4.2 vorgestellten Michelson-Interferometer bestimmt. Mit dieser Methode ist es möglich, die Kohärenz- und Phasen-Information über den ganzen Polariton-Draht durch Überlagerung des Realraumbilds P mit seinem Spiegelbild \mathcal{P} in einer Serie zu bestimmen.

Im 2D-Fall ist Polariton-Kondensation bei unendlichen Systemen nur beim absoluten Temperaturnullpunkt $T = 0 \text{ K}$ möglich oder, wenn man ein endliches System betrachtet, auch bei Temperaturen $T > 0 \text{ K}$. Hierbei bilden sich normalerweise mehrere Polariton-Quasi-BEKs endlicher Ausdehnung aus, deren Größen durch die Kohärenzlänge des Systems begrenzt sind [Sav13]. Experimente haben gezeigt, dass die Größe der Kohärenzlänge im Bereich der Ausdehnung des angeregten Bereichs ist [Ric05b, Kas06, Kri09]. Im 1D-Fall verhält es sich hingegen anders. Experimente von Wertz et al. haben gezeigt, dass die Polaritonen sich über lange Distanzen über einen Polariton-Draht ausbreiten, dabei ihre Kohärenzeigenschaften behalten und eine Kohärenzlänge wesentlich größer als die Ausdehnung des Laseranregungsflecks haben können [Wer10]. In dieser Messung werden die Ergebnisse der räumlichen Kohärenz jedoch durch die großen Fehler, verursacht durch die verwendete Messtechnik (Doppelspalt-Versuch), limitiert. Auch in der theoretischen Untersuchung der räumlichen Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ wurden in der letzten Zeit einige Fortschritte gemacht und von *Savenko et al.* wurde, basierend auf der Lindblad-Gleichung, eine Theorie entwickelt, die es erlaubt, die Dynamik eines eindimensionalen Polariton-Systems inklusive das Verhalten der räumlichen Kohärenz sowohl im Real- als auch im reziproken Raum (k -Raum) zu berechnen [Sav11, Sav13]. Diese Theorie liefert weiterhin Hinweise, dass $\lim_{\Delta r \rightarrow \infty} g^{(1)}(\Delta r) \neq 0$ für große Abstände Δr ist und sich eine ODLRO in den Drahnten ausbilden kann. Es zeigt sich, dass die $g^{(1)}(\Delta r)$ -Werte nach einem Abfall ein Plateau einnehmen, dessen Hoe abhängig von der Proben temperatur und der Anregungsleistung

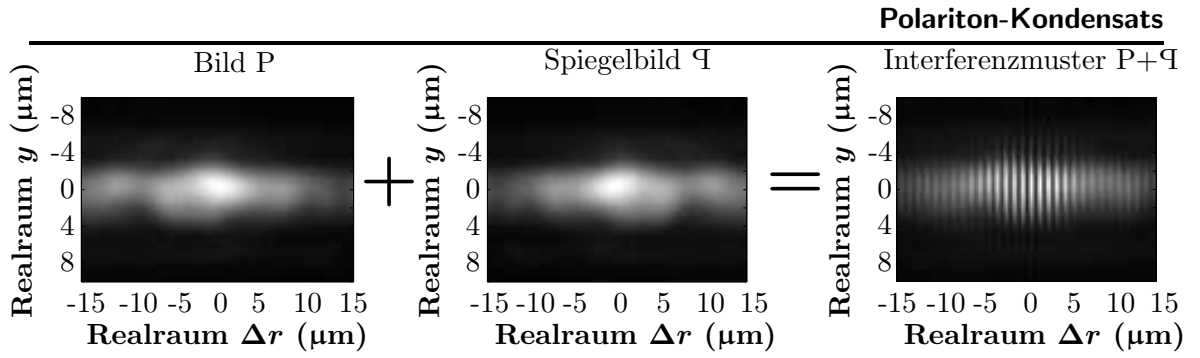


Abbildung 5.9: Realraumbild und Spiegelbild des untersuchten Polariton-Drahts, welche vom Spiegel bzw. vom Prisma des Michelson-Interferometers auf die CCD projiziert werden und dort überlagert werden. Beide zusammen ergeben das Interferenzmuster $P+Q$.

ist [Sav13]. Dieses Verhalten soll im Folgenden mithilfe eines Michelson-Interferometer an dem im vorherigen Kapitel 5 vorgestellten Polariton-Draht unter verschiedenen Bedingungen experimentell verifiziert werden. Zuerst wird die Entwicklung der Korrelationsfunktion erster Ordnung in Abhängigkeit von der Anregungsleistung bestimmt. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird weiterhin die Abhängigkeit von der Temperatur untersucht.

In Abbildung 5.9 sind das Abbild P , das Spiegelbild Q und das bei der Überlagerung der beiden Bilder auf der CCD entstehen Interferenzmuster dargestellt. Da das Prisma den Strahlengang leicht beim Durchgang versetzt (siehe schematischen optischen Gang in Abbildung 4.1), kommt das Spiegelbild etwas verkippt auf die CCD. Deshalb werden beide Bilder vom Polariton-Draht unter unterschiedlichen Winkeln auf die CCD fokussiert, weshalb keine Interferenzringe, wie bei einem konventionellen Michelson-Interferometrie-Versuch, sondern Interferenzlinien gemessen werden. Durch systematische Veränderung des Gangunterschieds zwischen Abbild P und Spiegelbild Q kann die $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion und die dazugehörige relative Phase bestimmt werden. Der Gangunterschied wird durch Verschieben des Prismas um maximal zwei Wellenlängen des emittierten Lichts der Mikrokavität in kleinen Schritten durch einen Piezoaktuator variiert und für jede Position wird ein Interferenz-Bild aufgenommen. Für jeden Pixel der Aufnahme ergibt sich eine sinusförmige Modulation der Intensität, woraus durch Anpassung mit Gleichung 4.1 sowohl der Wert der $g^{(1)}(\Delta r, y)$ -Funktion als auch die relative Phase ϕ des betreffenden Pixels bestimmt werden. Wenn dies für alle Pixel des Interferogramms durchgeführt wird, erhält man eine zweidimensionale Karte der räumlichen Kohärenz $g^{(1)}(\Delta r, y)$ und der Phase ϕ . In Abbildung 5.10 sind die erhaltenen Kohärenz- (a,c,d) und Phasenkarten (b,d,f) für die Anregungsleistungen a),b) $P = 0,8P_S$, c),d) $P = 1,6P_S$ und e),f) $P = 1,8P_S$ dargestellt. Unterhalb der Polariton-Kondensationsschwelle bei $P = 0,8P_S$ [Abbildung 5.10 a)] ist eine räumliche Kohärenz nur im Zentrum der Karte um $\Delta r = 0 \mu\text{m}$ herum beobachtbar. Eine gaussförmige Anpassung ergibt eine Weite von $w = 2\sigma \approx 730 \text{ nm}$ (σ : Standardabweichung der Gaussfunktion) und beschreibt die Interferenz eines Polaritons mit sich selbst. Die Emissionswellenlänge des Grundzustands beträgt im Vergleich dazu $\lambda_{LP} = 774 \text{ nm}$. Es ist, wie für Polaritonen im nicht-kondensierten Regime erwartet, keine langreichweitige Kohärenz im System zu beobachten. Nach einer Distanz von $|\Delta r| = 1 \mu\text{m}$ ist der $g^{(1)}(\Delta r, y)$ -Wert auf den Rauschwert der Messung ($< 3\%$) in guter Übereinstimmung mit anderen Messungen der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion gefallen [Rou12]. Der maximale Wert der

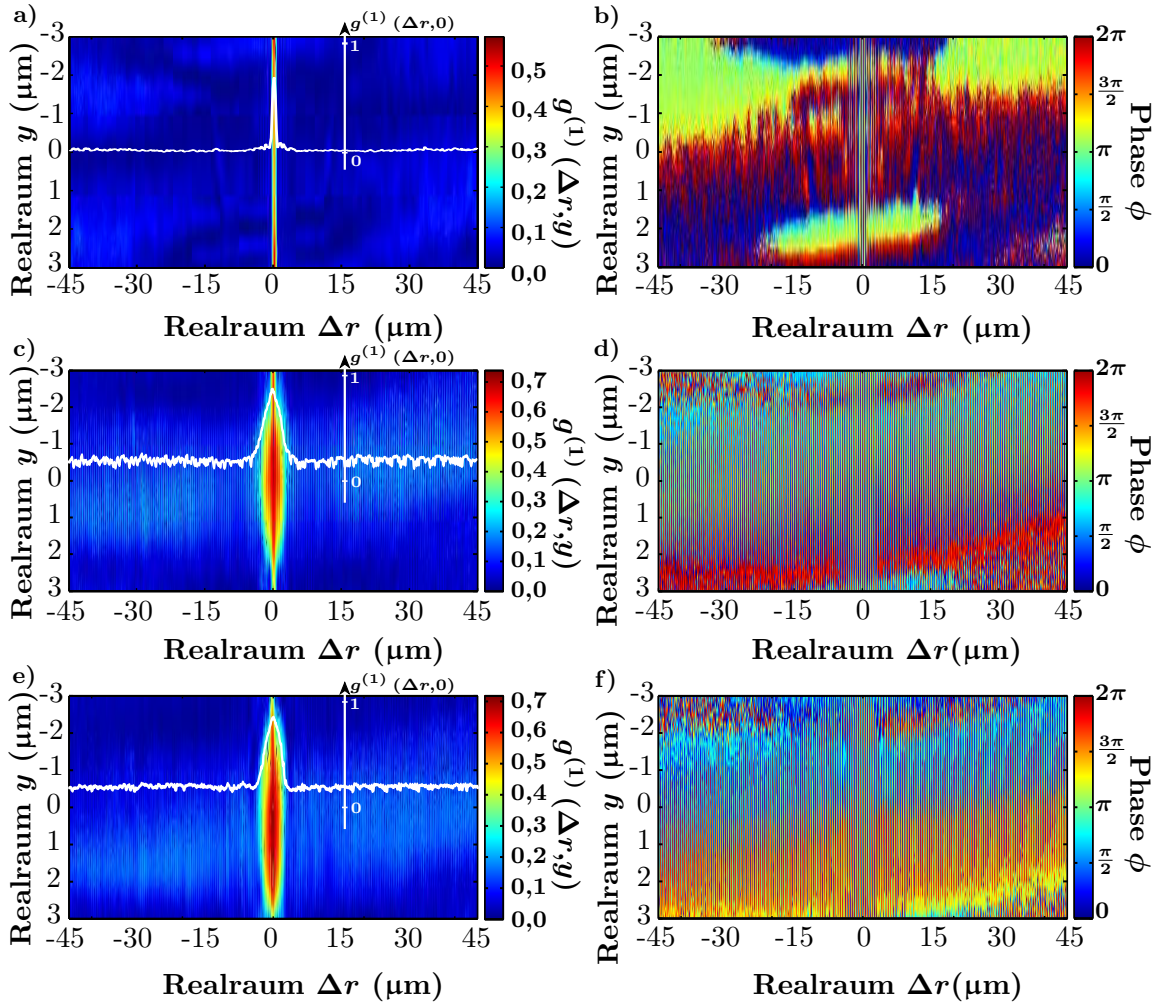


Abbildung 5.10: örtliche Kohärenz- und Phasenkarten für die unterschiedlichen Anregungsleistungen $P = 0,8P_S$ (a,b), $P = 1,6P_S$ (c,d) und $P = 1,8P_S$ (e,f). Die Proben­temperatur ist bei allen Aufnahmen $T = 5\text{ K}$ und die weißen Linien in Abbildung a), c) und e) bezeichnen den Querschnitt bei $y = 0\ \mu\text{m}$.

Korrelationsfunktion erster Ordnung ist $g^{(1)}(\Delta r, y) \sim 0,55$. Für ein ideales System und bei idealer Justage muss der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Wert bei $\Delta r = 0\ \mu\text{m}$ immer 1 annehmen, da in diesem Fall Bild P mit Bild P bei Null Gangunterschied zwischen den beiden Interferometerarmen überlagert werden. Weil bei dem hier vorliegenden System die örtliche Auflösung des verwendeten optischen Systems $z = \frac{\lambda}{2NA} \sim 0,9\ \mu\text{m}$ ist, spielt für die Messungen der räumlichen Kohärenz unterhalb der Schwelle das räumliche Auflösungsvermögen eine große Rolle und der maximale messbare $g^{(1)}(\Delta r)$ -Wert ist deutlich kleiner 1.

Auch in der relativen Phase ϕ in Abbildung 5.10 b) ist die geringe räumliche Kohärenz unterhalb der Polariton-Kondensationsschwelle sichtbar. Die Phasenbeziehung der beiden Orte zueinander mit dem Abstand Δr äußert sich durch senkrechte Linien mit gleicher Phase, was hier nur für Bereiche kleiner $\Delta r < |1|\ \mu\text{m}$ der Fall ist. Oberhalb der Kondensationsschwelle $P = 1,6P_S$ in Abbildung 5.10 ändert sich das Verhalten c) der räumlichen Kohärenz und d) der relativen Phase ϕ deutlich. Der zentrale Peak der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion hat nun eine Weite von $w = 3,5\ \mu\text{m}$ und ist nicht mehr auflosungsbegrenzt, so dass der Maximalwert von $g^{(1)}(\Delta r, y) > 0,73$ ist. Weiterhin ist in Bereichen $\Delta r > |15|\ \mu\text{m}$ entlang des

Polariton-Drahts eine erhöhte Kohärenz von ungefähr 0,15 deutlich über dem Rauschniveau sichtbar [hellblauer Bereich in Abbildung 5.10 c)]. Auch in der dazugehörigen Phasenkarte [Figur 5.10 d)] ist der Kohärenzzuwachs deutlich sichtbar. Auch im Bereich außerhalb des Zentrums sind für $\Delta r > |15| \mu\text{m}$ diese Linien gleicher relativer Phase ϕ sichtbar. Dies indiziert, dass die gemessenen Werte der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion weit entfernt vom Zentrum, deren Betrag signifikant über dem Rauschwert liegt, keine Artefakte, sondern tatsächliche Kohärenzwerte sind, da die relative Phase ϕ messbar ist und Linien konstanter Werte bildet [Nar11, Rou12]. Außerhalb dieses Bereichs ist der Wert der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion bei $< 3\%$ (Rauschen) und es ist keine Phasenrelation beobachtbar. Daher hilft die Kombination von Kohärenz- und Phasenkarte zur Unterscheidung von Signal und Rauschen. In Abbildung 5.10 e) und f) sind diese beiden Karten für die Anregungsleistung $P = 1,8P_S$ dargestellt. Der zentrale Peak hat sich nicht weiter vergrößert und die Weite beträgt $w = 3,5 \mu\text{m}$. Das Plateau der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion ist außerdem etwas deutlicher ausgeprägt, was sich in der deutlicheren Phasenkorrelation (Linien gleicher Phase) für größere Abstände Δr vom Zentrum in Abbildung 5.10 f) zeigt.

In Analogie zum nicht wechselwirkenden zweidimensionalen Bose-Gas wird hier aus dem Abfall der Korrelationsfunktion erster Ordnung die effektive thermische De-Broglie-Wellenlänge λ_{eff} bestimmt. Nach *Hadzibabic et al.* ist der zentrale Peak der Korrelationsfunktion erster Ordnung im Grenzfall von hohen Temperaturen oder von geringen Dichten gaussförmig, wobei die Weite der Gaussfunktion proportional zur thermischen De-Broglie-Wellenlänge ist [Blo00, Had11]. In Abbildung 5.11 a) werden die aus der Anpassung des zentralen Abfalls der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Werte mit einer Gaussfunktion bestimmten effektiven thermischen De-Broglie-Wellenlängen λ_{eff} in Abhängigkeit von der Anregungsleistung P gezeigt [Blo00, Had11, Rou12]:

$$\lambda_{eff} = \sqrt{2\pi}w. \quad (5.6)$$

Die Weite der Gaussfunktion und damit λ_{eff} steigt schwellartig mit der Anregungsleistung von $\lambda_{eff} = 1,7 \mu\text{m}$ unterhalb der Polariton-Kondensationsschwelle P_S auf ungefähr $\lambda_{eff} \sim 8 \mu\text{m}$ und wächst nur noch langsam bis auf $\lambda_{eff} = 9,6 \mu\text{m}$ bei $P = 2,4P_S$ an. Im Detail betrachtet, ist dieses Verfahren nur für ein ideales Bose-Gas im thermischen Gleichgewicht erlaubt, weshalb die hier extrahierte thermische De-Broglie-Wellenlänge λ_{eff} nicht zwangsläufig gleich der eigentlichen thermischen De-Broglie-Wellenlänge der Polaritonen im System entspricht. Dies gilt insbesondere für die Temperatur, die aus dem Gauss bestimmt werden kann. Diese muss nicht der tatsächlichen Temperatur des Systems entsprechen, da bei den Polariton-Drähten kein thermalisiertes System vorliegt. Dennoch ist der Anstieg von λ_{eff} ein Hinweis auf die makroskopische Grundzustandsbesetzung des 1D-Polariton-Kondensats, da $\lambda_{eff} \propto \frac{1}{\sqrt{T}}$ ist und für die Abkühlung des Polariton-Kondensats mit steigender Anregungsleistung spricht [Rou12].

Nach dem Abfall der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion für kurze Abstände sinkt oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle P_S der Kohärenzwert nicht auf 0 bzw. auf das Rauschniveau ab [siehe Querschnitte in Abbildung 5.10 a), c) und e)]. In Abbildung 5.11 b) sind die Werte der $g^{(1)}(\Delta r, y)$ bei $y = 0 \mu\text{m}$ und $\Delta r = 30 \mu\text{m}$ gegen die Anregungsleistung aufgetragen.

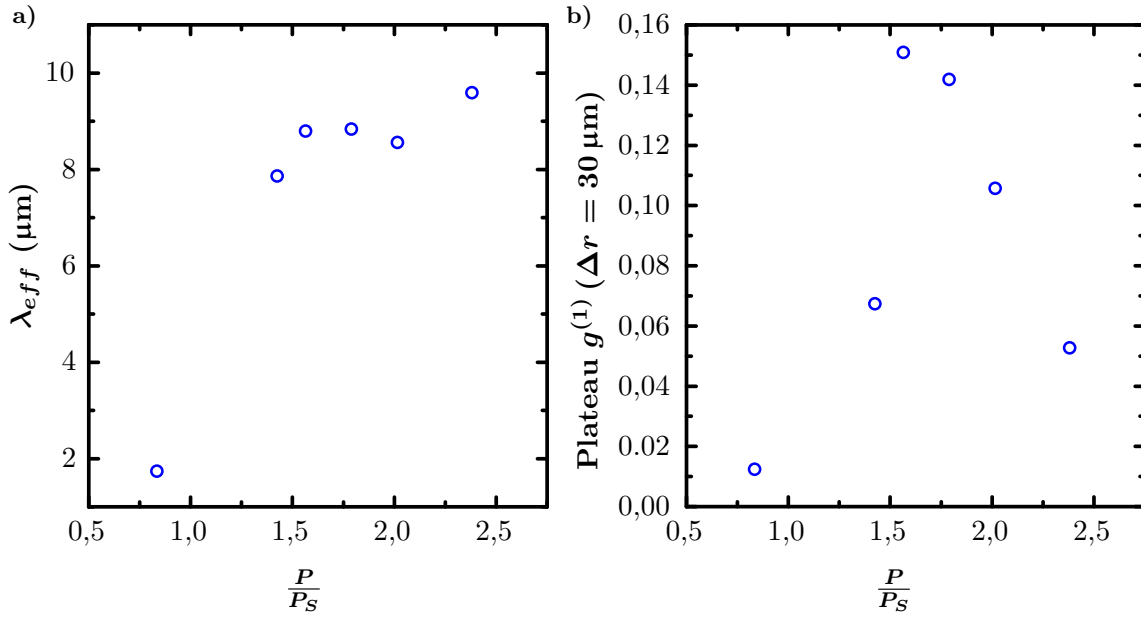


Abbildung 5.11: a) Effektive Wellenlänge $\lambda_{eff} = \sqrt{2\pi}w$ in Abhängigkeit von der Anregungsleistung P . b) Plateau der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion bei $\Delta r = 30 \mu\text{m}$ und $y = 0 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Anregungsleistung P bei $T = 5 \text{ K}$.

Das Plateau steigt vom Rauschwert bei $P = 0,8P_S$ auf $g^{(1)}(\Delta r = 30 \mu\text{m}) \sim 0,15$ bei $P = 1,6P_S$ an. Für höhere Anregungsleistungen nimmt das Plateau wieder ab und geht fast auf das Rauschniveau zurück. Dies ist mit der Erwärmung des Polariton-Drahts bei Anregungsleistungen $P > 1,8P_S$ zu erklären, die auch unter cw-Anregung im Form einer Verschiebung der Emissionsenergie zu niedrigeren Energien hin [Vergleich Abbildung 5.5 c)] sichtbar ist. Nach *Savenko et al.* wird erwartet, dass für höhere Temperaturen der Polariton-Drahnte das Plateau niedriger wird, bis es schließlich nicht mehr vorhanden ist [Sav13].

Um dieses Temperaturverhalten zu verifizieren, wird im Folgenden die Abhängigkeit der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion von der Polariton-Draht-Temperatur untersucht. Es wird für alle Temperaturen die Anregungsleistung $P = 1,8P_S$ gewählt, bei der der negative Einfluss des Anregungslaser auf die Proben-Temperatur noch nicht signifikant messbar ist [siehe Abbildung 5.11 a)]. Nach der Theorie von *Savenko et al.* wird für eine Temperatur von $T = 20 \text{ K}$ ein erheblicher Einfluss auf das Plateau der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion erwartet, so dass diese und $T = 25 \text{ K}$ als Proben-Temperaturen für das weitere Experiment gewählt werden [Sav13]. In Abbildung 5.12 a) und b) ist die Kohärenz- und Phasenkarte für die Temperatur $T = 20 \text{ K}$ dargestellt. In diesem Fall ist ein ähnliches Verhalten im Vergleich zu $T = 5 \text{ K}$ zu beobachten. Im Zentrum der Karte ist ein gaussförmiger Peak hoher Kohärenz mit einer Weite $w = 2,8 \mu\text{m}$, was etwas kleiner ist als für $T = 5 \text{ K}$ ($w = 3,5 \mu\text{m}$). Dies kann auf die höhere Temperatur zurückgeführt werden, da es durch Wechselwirkung mit zusätzlichen, thermisch aktivierten Phononen zu Dephasierungseffekten kommen kann. Vergleicht man die örtliche Kohärenz für $\Delta r > 15 \mu\text{m}$ mit der Karte der relativen Phase in Abbildung 5.12 b), so kann für diesen Bereich eine Phasenbeziehung noch bestätigt werden. Dies macht klar, dass noch eine langreichweitige Kohärenz bis $\Delta r = |45| \mu\text{m}$ vorhanden ist, allerdings ist diese nicht mehr so stark ausgeprägt wie bei $T = 5 \text{ K}$. Für die Temperatur $T = 25 \text{ K}$ in

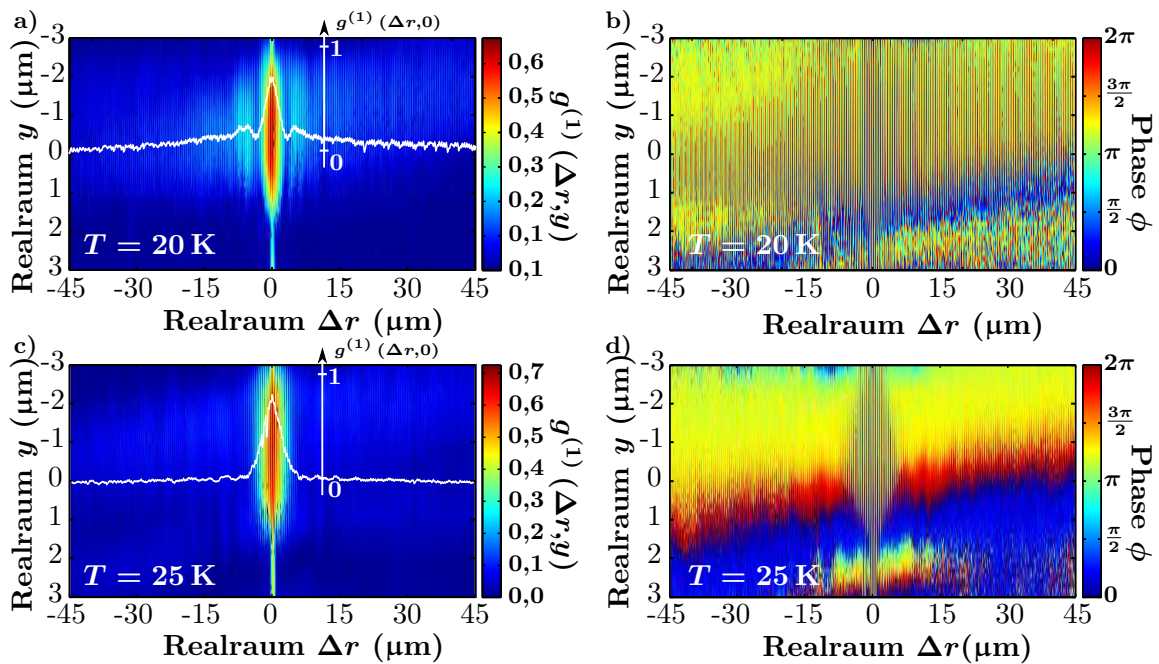


Abbildung 5.12: Kohärenz- und Phasenkarte für die Temperaturen $T = 20\text{ K}$ (a,b) und $T = 25\text{ K}$ (c,d). Die Anregungsleistung für alle gezeigten Teilbilder beträgt $P = 1,8P_S$.

Abbildung 5.12 c) und d) ist die Situation verändert. Es wird zwar wiederum ein zentraler Bereich hoher Kohärenz (c) gemessen, aber das Plateau der $g^{(1)}(\Delta r > 15\ \mu\text{m})$ ist nicht mehr vorhanden. Vor allem der Blick auf die Phasenkarte in Abbildung 5.12 d) zeigt den signifikanten Unterschied. Es kann außerhalb des Zentrums keine Phasenkorrelation mehr nachgewiesen werden, was ein Indiz für den Verlust der langreichweitigen Ordnung des eindimensionalen Systems ist.

Besonders fällt die Veränderung auf, wenn man den Wert der $g^{(1)}(\Delta r)$ bei $\Delta r = 30\ \mu\text{m}$ und $y = 0\ \mu\text{m}$ für die unterschiedlichen Temperaturen miteinander in Abbildung 5.13 vergleicht. Der Wert nimmt von $\sim 0,15$ bei $T = 5\text{ K}$, über $\sim 0,08$ (knapp über Rauschniveau) bei $T = 20\text{ K}$ auf $\sim 0,03$ (Rauschniveau) ab. Dies verdeutlicht den Verlust der langreichweitigen Ordnung des 1D-Systems mit ansteigender Temperatur durch thermisch angeregte Phononen.

5.4 Vergleich von Experiment und Theorie der langreichweitigen Ordnung

Die theoretische Beschreibung der räumlichen Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ ist kompliziert, da ein Formalismus angewandt werden muss, der gleichzeitig die kohärente Ausbreitung der Polariton-Wellenpakete im Realraum und die Dephasierungseffekte, die zum Beispiel durch die Wechselwirkung der Polaritonen mit dem thermalisierten akustischen Phononreservoir verursacht werden, beachtet. Normalerweise werden zwei unterschiedliche Arten von Ansätzen zur theoretischen Beschreibung von Polariton-Systemen verwendet [Sav13]. Der erste beruht auf der Annahme eines vollständig kohärenten Polariton-Systems durch Anwendung der nicht-linearen Gross-Pitaevskii (GP)-Gleichung, bei der unter

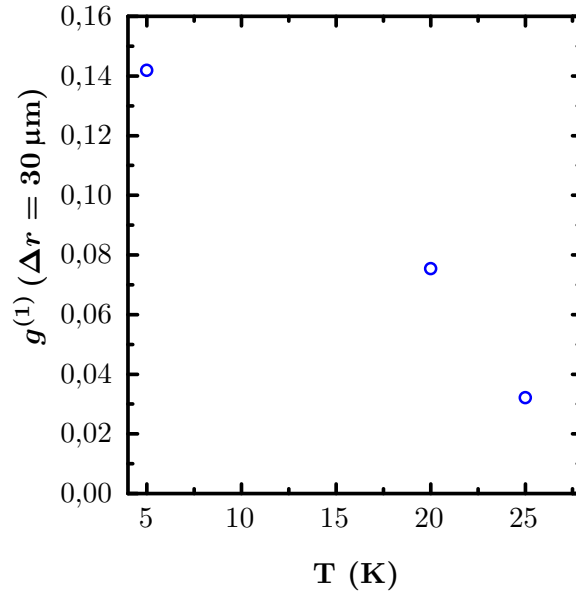


Abbildung 5.13: Plateau der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion bei $\Delta r = 30 \mu\text{m}$ und $y = 0 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Polariton-Draht-Temperatur.

Einbeziehung der Polariton-Polariton-Wechselwirkung die Dynamik von inhomogenen Polaritonen sowohl im Realraum als auch in der Zeitdomäne berechnet werden kann [Car04, She06, Kee07]. Jedoch wird in der GP-Gleichung keine Wechselwirkung zwischen Polaritonen und dem Phononen-Bad, welches allerdings für die eigentliche Thermalisierung des Systems verantwortlich ist und zu Dephasierungseffekten führt, beachtet. Der zweite Ansatz sind die semiklassischen Boltzmann-Gleichungen, bei denen ein nicht-koherentes Polariton-System angenommen wird. Hiermit kann im reziproken Raum die zeitabhängige Besetzung von Zuständen berechnet werden, aber nicht die Dynamik im Realraum [Por02, Doa05, Kas08b, Cao08]. Es gibt auch Ansätze, die versuchen, die Boltzmann- und die GP-Gleichungen zu kombinieren, wobei dissipative Terme in die GP-Gleichung integriert werden [Wou07].

In diesem Kapitel wird zum Vergleich der experimentell ermittelten $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion mit der theoretischen Erwartung für ein 1D-Polariton-Kondensat ein von *Magnusson et al.* und *Savenko et al.* entwickelter alternativer Ansatz gewählt [Mag11, Sav11, Sav13]. Wie bereits im theoretischen Kapitel 2.2 definiert, lautet die räumliche Kohärenzfunktion erster Ordnung:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\sqrt{\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \chi(\mathbf{r}', \mathbf{r}')}}, \quad (5.7)$$

wobei $\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ die Einzelteilchen-Dichtematrix des Systems im Realraum ist:

$$\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \psi^\dagger(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}') \rangle \equiv \text{Tr} [\rho \psi(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}')]. \quad (5.8)$$

Hierbei sind $\psi(\mathbf{r})$ und $\psi^\dagger(\mathbf{r})$ die Exziton-Polariton-Feld-Operatoren, ρ ist die Dichtematrix des geschlossenen Polariton-Systems (Polaritonen und die Umgebung).

Unter der Annahme eines räumlich homogenen Systems ist die Korrelationsfunktion

erster Ordnung nur abhängig vom relativen Abstand zwischen zwei Orten:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = g^{(1)}(\Delta r), \quad \text{mit } \Delta r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|. \quad (5.9)$$

Im Fall der ODLRO Phase fällt der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Wert auch für große Distanzen nicht auf 0 ab [Yan62]:

$$\lim_{\Delta r \rightarrow \infty} g^{(1)}(\Delta r) \neq 0. \quad (5.10)$$

Um die $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion für unterschiedliche Temperaturen und Anregungsleistungen zu berechnen, wird ein geschlossenes System von dynamischen Gleichungen im reziproken Raum, basierend auf der Technik der Lindblad-Master-Gleichung, verwendet, wobei die Einflüsse von Polariton-Polariton-, Polariton-Phonon-Wechselwirkung, die Anregungsart und die endliche Lebenszeit beachtet werden. Der hier vorgestellte Formalismus ist von *Savenko et al.* [Sav11] und *Magnusson et al.* [Mag11] für Polariton-Systeme entwickelt worden und die theoretischen Berechnungen werden für das hier verwendete System von *Dr. I. G. Savenko* durchgeführt. Es wird aber im Gegensatz zu diesen vorgenannten Publikationen eine nicht resonante Anregung verwendet. Dies wird theoretisch durch die Annahme eines stochastischen Ansatzes, der eine beliebige Phase im Anregungsterm bewirkt, und durch Berechnung des statistischen Mittels verwirklicht, so dass es nicht zu einer durch die resonante Anregung induzierten Kohärenz, sondern zu einer spontanen Ausbildung einer einheitlichen Phase und der Kohärenz im System kommt [Rou12]. Diese Anpassung ist eine nicht triviale und wichtige Erweiterung der Theorie, um die hier vorliegenden experimentellen Daten modellieren zu können. Der genaue theoretische Formalismus ist im Anhang A zusammen gefasst und kann detaillierter in den Veröffentlichungen von *Savenko et al.* und *Magnusson et al.* nachgelesen werden [Mag11, Sav11, Sav13].

Zur Berechnung der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion werden die experimentell bestimmten Parameter wie effektive Masse des Polaritons $m_{LP} \approx 60 \cdot 10^{-5} m_e$, die Rabi-Aufspaltung $E_{RS} = 14,5 \text{ meV}$ und die Verstimmung $\delta = -13 \text{ meV}$ verwendet. Das Matrixelement der Polariton-Polariton-Wechselwirkung wird, wie im Anhang A beschrieben, über die Exziton-Exziton-Wechselwirkung im Zweidimensionalen unter Beachtung des exzitonischen Bohrradius a_B und der Fläche S des Polariton-Drahts abgeschätzt:

$$U \approx 3E_b \frac{a_B^2}{S} \approx 4 \text{ neV}, \quad (5.11)$$

Die Polariton-Phonon-Streuungsrate W wird durch die Gleichung A.8 bestimmt, wobei die Parameter verwendet werden, die wiederum in Anhang A wiedergegeben sind. Der Maximalwert beträgt hierbei $W = 38 \text{ neV}$.

In Abbildung 5.14 a)-c) sind die aus den Kohärenzkarten der Abbildung 5.10 extrahierten $g^{(1)}(\Delta r, y = 0 \text{ } \mu\text{m})$ Werte (im Folgenden nur $g^{(1)}(\Delta r)$ genannt) für die unterschiedlichen Anregungsleistungen a) $P = 0,8P_S$, b) $P = 1,4P_S$ und c) $P = 1,6P_S$ dargestellt. Die Temperatur des Polariton-Drahts beträgt jeweils $T = 5 \text{ K}$. Der zentrale Peak unterhalb der Kondensationsschwelle bei $P = 0,8P_S$ [Abbildung 5.14 a)] ist auflösungsbegrenzt und fällt schnell auf das Rauschniveau ab. Im Vergleich zur theoretischen, angepassten

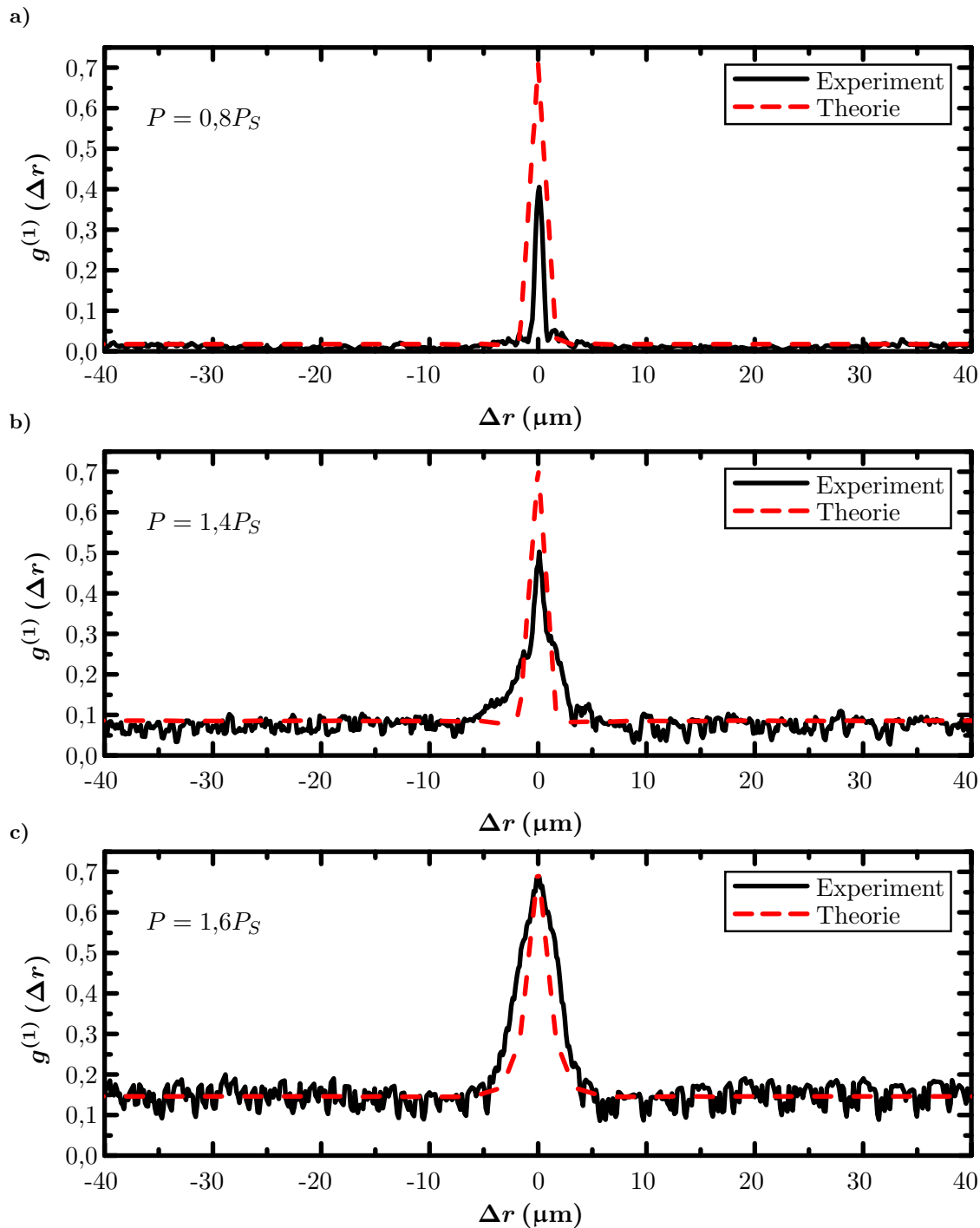


Abbildung 5.14: Räumliche Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ für unterschiedliche Anregungsleistungen a) $P = 0,8P_S$, b) $P = 1,4P_S$ und c) $P = 1,6P_S$ bei fester Temperatur $T = 5$ K. Die rote, gestrichelte Linie zeigt dabei jeweils den für die Temperatur erwartetet theoretischen Verlauf.

Kurve (rot-gestrichelte Linie) ist der zentrale Peak hierbei kleiner, aber der Abfall auf das Rauschniveau und das Ausbleiben der ODLRO ist in guter Übereinstimmung mit dem Experiment (schwarz Linie). Oberhalb der Kondensationsschwelle $P = 1,4P_S$ [Abbildung 5.14 b)] bildet sich im Experiment ein leicht über dem Rauschniveau erhobenes Plateau für größere Abstände als $|\Delta r| > 10$ μm aus, was mit dem theoretisch erwarteten Wert für nicht-resonante Anregung knapp oberhalb der Schwelle übereinstimmt. Mit weiterer Erhöhung

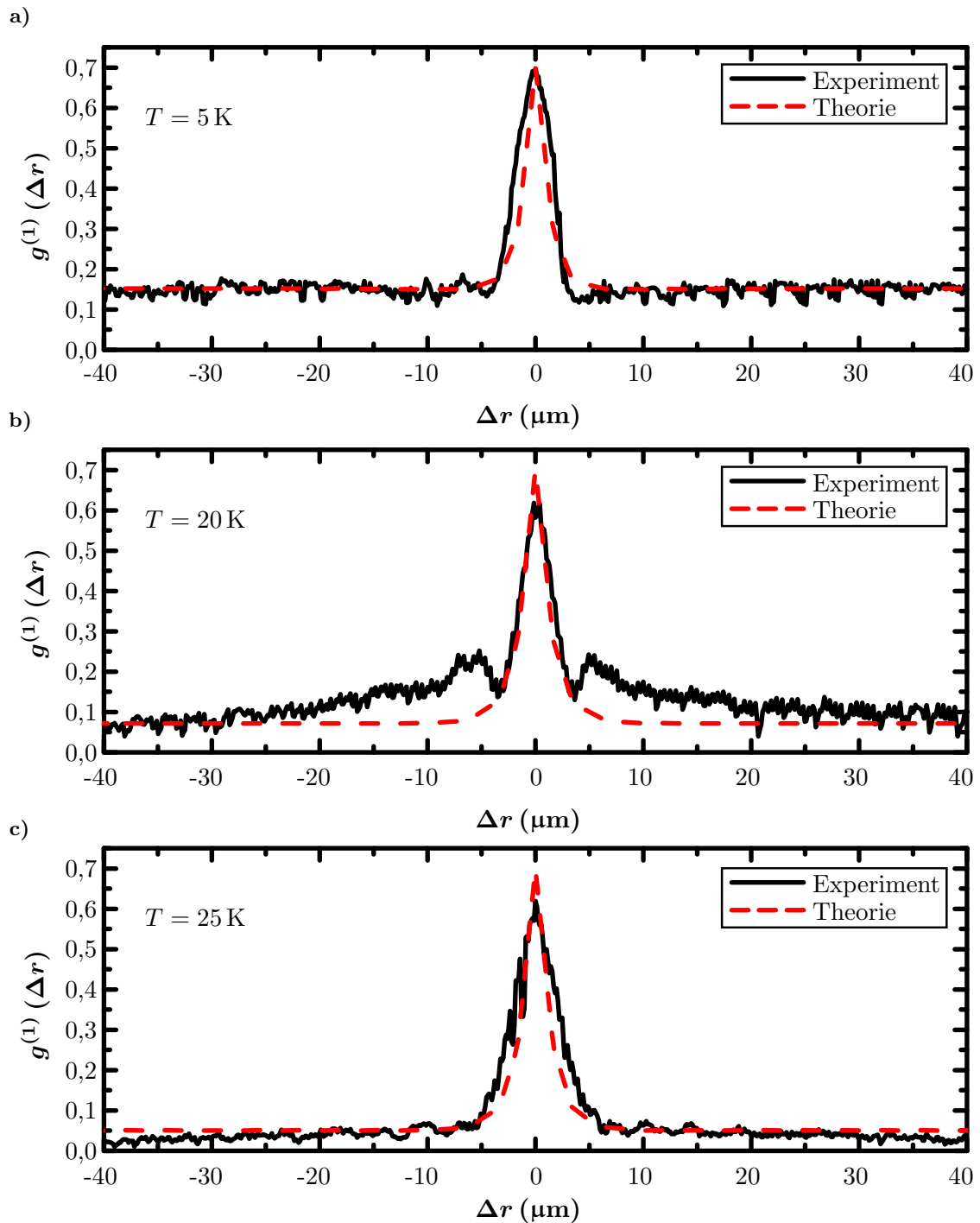


Abbildung 5.15: Räumliche Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ für unterschiedliche Temperaturen a) $T = 5 \text{ K}$, b) $T = 20 \text{ K}$ und c) $T = 25 \text{ K}$ bei fester Anregungsleistung $P = 1,8P_S$. Die rote, gestrichelte Linie zeigt dabei jeweils den für die Temperatur erwartet theoretischen Verlauf.

der Anregungsleistung in Abbildung 5.14 c) ($P = 1,6P_S$) wird eine Plateauerhöhung auf $g^{(1)}(\Delta r > |10| \mu\text{m}) > 0,15$ gemessen, was auch durch die Theorie bestätigt werden kann. Für die höheren Anregungsleistungen, bei denen der Polariton-Draht schon die im Kapitel 5.3 beschriebene Erhitzungseffekte aufweist, kann der Formalismus nicht angewandt werden, da die Temperatur des Drahts nicht genau bestimmt ist und nicht in die theoretische Berechnung einfließen kann. Der Wiederabfall des Plateau-Werts $g^{(1)}(\Delta r = 30 \mu\text{m})$ in

Abbildung 5.11 b) ist aber ein Hinweis auf den auch in der Theorie erwarteten Abfall mit ansteigender Temperatur des Polariton-Drahts 5.13.

Um dennoch den Temperatureffekt und den negativen Einfluss der akustischen Phononen auf die räumliche Kohärenz qualitativ bestimmen zu können, werden die experimentell bestimmten temperaturabhängigen Daten aus den Abbildungen 5.10 und 5.12 extrahiert und in Abbildung 5.15 für die definierten Polariton-Draht-Temperaturen von $T = 5\text{ K}$ (a), $T = 20\text{ K}$ (b) und $T = 25\text{ K}$ (c) (jeweils für $P = 1,8P_S$) dargestellt. Diese werden wiederum mit den theoretischen Werten verglichen (rot gestrichelte Linie), wobei auch hier eine Übereinstimmung des Experiments mit den theoretischen Kurven gegeben ist. Bei $T = 5\text{ K}$ [Abbildung 5.15 a)] ist das erwartete Plateau von $g^{(1)}(\Delta r > |10|\ \mu\text{m}) > 0,15$ sichtbar und theoretisch reproduziert. Aber bei einer Temperatur von $T = 20\text{ K}$ [5.15 b)] bildet sich kein Plateau mehr aus, obwohl der Rauschwert erst für $\Delta r > |40|\ \mu\text{m}$ erreicht wird.

Nach einem kurzen Wiederanstieg (sogenannte Satelliten-Peaks) bei $\Delta r \approx |6|\ \mu\text{m}$ auf ungefähr 0,20, der durch den noch vorhandenen Einfluss von Inhomogenitäten in der Probe [Man11, Tri13] oder durch Reflektion der Polaritonen an den beiden Enden des Polariton-Drahts erklärt werden kann [Wer10], fällt die $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion näherungsweise linear auf den Rauschwert bei $\Delta r > |40|\ \mu\text{m}$. Im Gegensatz zu $T = 5\text{ K}$ sind durch diesen linearen Abfall Indizien für den Verlust der ODLRO durch den kohärenzmindernden Einfluss von Phononen gegeben, obwohl der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Wert noch für größere Entfernungen über dem Rauschwert liegt. Dieser lineare Abfall kann aber in der Theorie nicht reproduziert werden. Für $T = 25\text{ K}$ [Abbildung 5.15 c)] ist die langreichweitige Ordnung aufgrund temperaturbedingter Dephasierungseffekte durch Phononen zerstört. Es ist kein Plateau mehr in der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion erkennbar, nach dem zentralen exponentiellen Abfall im Bereich des Anregungsflecks nimmt der Wert direkt den Rauschwert an, der bei $\Delta r > |6|\ \mu\text{m}$ erreicht ist. Damit ist der Übergang von der ODLRO zur thermischen Phase vollzogen und der negative Einfluss thermisch aktivierter Phononen auf die ODLRO in 1D-Polariton-Systemen nachgewiesen worden.

5.5 Vergleich der räumlichen Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ von Polariton-Kondensaten verschiedener Dimensionen

Um die Kohärenzfunktion erster Ordnung eines 1D-Polariton-Systems mit der eines 2D-Systems zu vergleichen, wird eine leistungsabhängige Michelson-Interferometer-Messung bei einer planaren Mikrokavität durchgeführt. Diese Struktur hat eine Rabi-Aufspaltung von $E_{RS} = 10,5\text{ meV}$ (vier QF in aktiver Zone) und einen Q-Faktor von ungefähr $Q \approx 36000$. Hier wird eine Kavität mit hoher Güte gewählt, um eine möglichst hohe Lebenszeit der Polaritonen zu garantieren. Die hohe Lebensdauer ist Voraussetzung für die Thermalisierung der Polaritonen und der damit möglichen ODLRO. Für den zweidimensionalen Fall wird eine Verstimmung von $\delta = -3,7\text{ meV}$ gewählt, wo die Schwelle für die Polariton-Kondensation minimal ist, damit das Aufheizen des planaren Mikroresonators klein bleibt und auch große Anregungsleistungen messbar sind [Wer09]. Zur Identifizierung der Polariton-Kondensation an dieser Stelle wird eine Leistungsserie durchgeführt. Die erhaltenen leistungsabhängigen Eigenschaften sind in Abbildung 5.16 dargestellt. In die Fernfeldspektren a)-c) ist jeweils

5.5 Vergleich der räumlichen Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ von Polariton-Kondensaten verschiedener Dimensionen

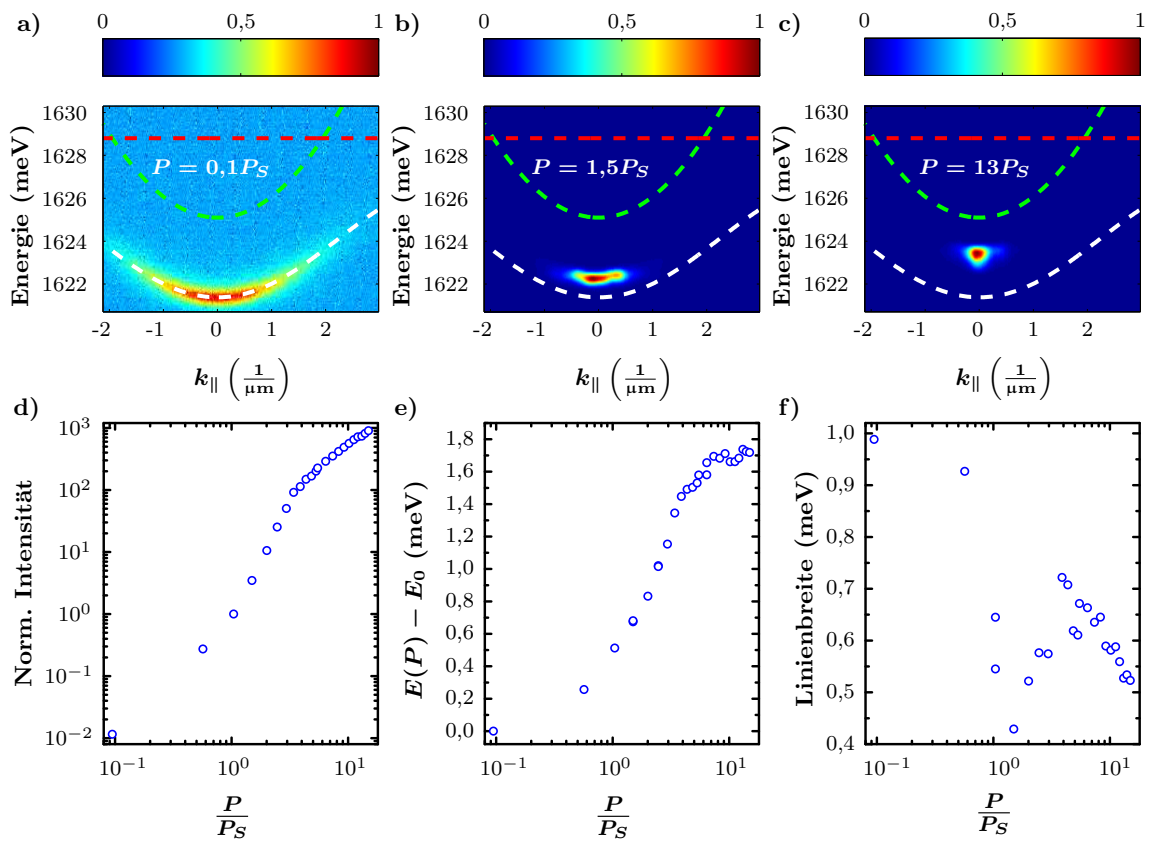


Abbildung 5.16: Energie-Impulsraum Dispersion eines zweidimensionalen Polariton-Kondensats unter verschiedenen Anregungsleistungen a) $P = 0,1P_S$, b) $P = 1,5P_S$, c) $P = 13P_S$. Die Schwellleistung P_S beträgt hierbei $P_S = 5,8 \text{ mW}$. d) stellt den Verlauf der Eingangs-Ausgangs-Kurve, e) der Energieverschiebung $E(P) - E_0$ und f) der Linienbreite des Grundzustands in Abhängigkeit von der Anregungsleistung dar.

die theoretische Polariton-Dispersion (weiß, gestrichelte Linie), bestimmt bei niedriger Anregungsleistung durch Anpassung mit Gleichung 2.12a, eingezeichnet. Außerdem sind die dazugehörigen Photon- (grün, gestrichelt) und Exzitonmoden (rot, gestrichelt) dargestellt. Für die niedrige Anregungsleistung weit unterhalb der Kondensationsschwelle $P = 0,1P_S$ [5.16 a)] ist die unkondensierte Polariton-Dispersion sichtbar. Die Emission kommt noch aus allen höheren k_{\parallel} -Zuständen. Bei überschreiten der Polariton-Kondensationsschwelle P_S in Abbildung 5.16 b) ($P = 1,5P_S$) zieht sich die Emission um den Grundzustand bei $k_{\parallel} = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ herum zusammen. Dies bleibt selbst für sehr hohe Anregungsleistungen [Abb. 5.16 c)] der Fall, wobei die Emissionsenergie stets weit unterhalb der Photon-Dispersion (grüne, gestrichelte Linie) bleibt. Hierdurch ist die Wechselwirkung im Kondensat für $P = 13P_S$ durch die Blauverschiebung sichtbar. Abbildung 5.16 d)-f) präsentiert das analog zum 1D-Polariton-Kondensat bestimmte (Kapitel 5) leistungsabhängige Verhalten der Intensität (d), der relativen Energieverschiebung $E(P) - E_0$ (e) und der Linienbreite (f). Diese drei Diagramme zeigen die für Polariton-Kondensation typischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Anregungsleistung, wie zum Beispiel das Schwellverhalten (Abb. 5.16 d), die anhaltende Energieverschiebung auch oberhalb der Kondensationsschwelle P_S und das Minimum der Linienbreite in der Nähe von $P = P_S$. Dadurch kann die Emission oberhalb von P_S als Polariton-Kondensation identifiziert werden.

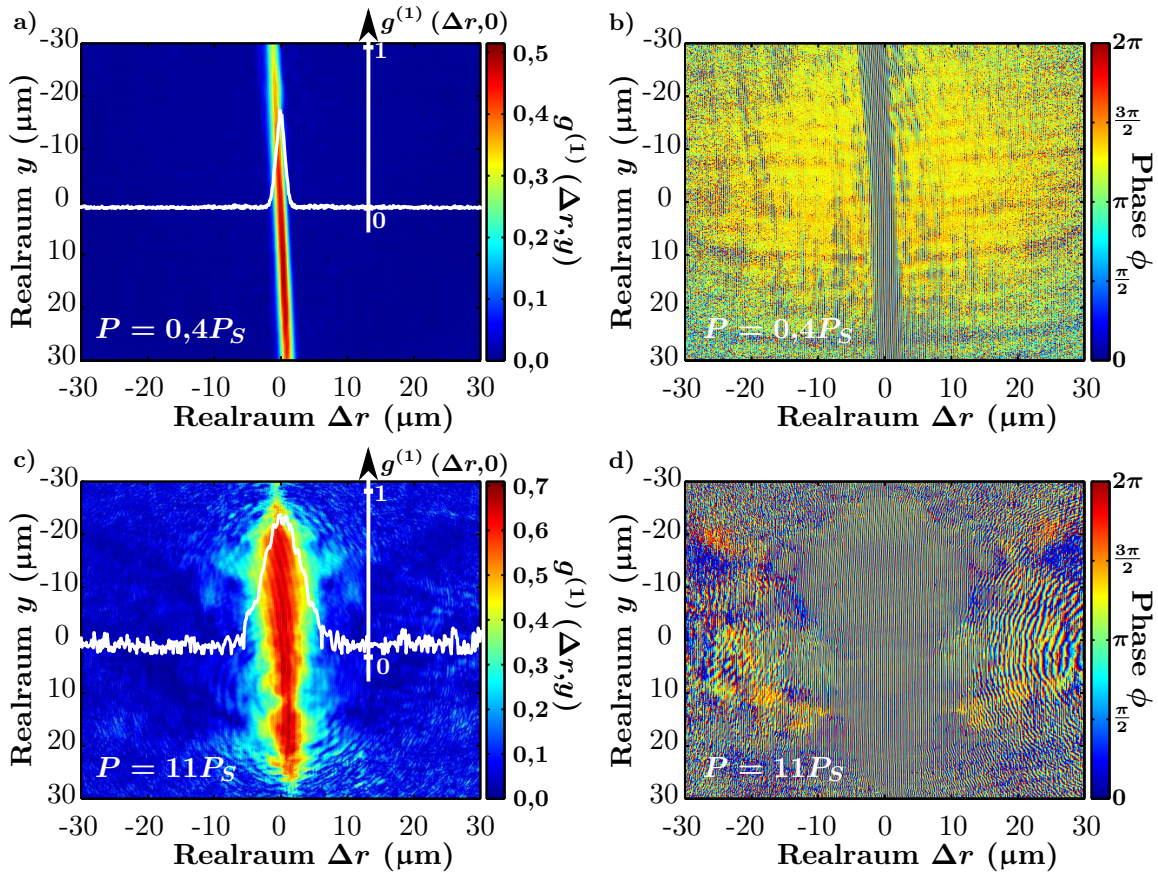


Abbildung 5.17: Kohärenz- und Phasenkarte für unterhalb der Polariton-Kondensationsschwelle $P = 0,1P_S$ (a,b) und oberhalb $P = 11P_S$ (c,d).

In Abbildung 5.17 sind die erhaltenen Ergebnisse der Michelson-Interferenz-Messungen dargestellt. Da die Polaritonen nicht wie im 1D-Fall über lange Strecken expandieren, hat bei diesem Experiment der Anregungslaserfleck einen Durchmesser von $\varnothing = 40 \mu\text{m}$ (gaussförmig), damit die Kohärenz über einen großen Probenbereich gemessen werden kann. Unterhalb der Kondensationsschwelle $P = 0,4P_S$ ist nur eine räumliche Kohärenz im Zentrum der Abbildung 5.17 a), wo Δr sehr klein ist. Die Phase in Abbildung 5.17 b) zeigt nur eine relative Phasenbeziehung zwischen den Abständen $\Delta r < |2| \mu\text{m}$. Außerhalb dieses Bereichs ist keine Kohärenz zwischen den Orten vorhanden. Oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle ändert sich das Verhalten und die räumliche Kohärenz bildet sich aus. In Abbildung 5.17 c) ist die Kohärenzkarte für $P = 11P_S$ gezeigt. Der zentrale Peak ist erweitert auf $\Delta r < |6| \mu\text{m}$, um dann aber im Gegensatz zum 1D-System auf das Rauschniveau abzufallen. Dies kann wiederum auch durch die Phasenbeziehung [Abbildung 5.17 d)] zwischen den beiden überlagerten Orten bestätigt werden. Diese existiert nur für Orte mit einer Separation von $\Delta r < |7| \mu\text{m}$. Für größere Abstände ist keine Phasenbeziehung mehr vorhanden. In dieser Arbeit wurde bis zu einer Leistung von $P = 13P_S$ gemessen und es konnte kein Plateau in der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion ausgemacht werden. Nach dem zentralen Abfall mit einer leistungsabhängigen Weite nimmt der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Wert stets den Rauschwert des Systems an. In Abbildung 5.18 a) ist beispielhaft für diese Leistungsserie der Querschnitt der $g^{(1)}(\Delta r, y = 0 \mu\text{m})$ -Funktion, extrahiert aus der Kohärenzkarte von Abbildung 5.17 c), dargestellt. Durch eine Anpassung der Messung mit einer Gaussfunktion

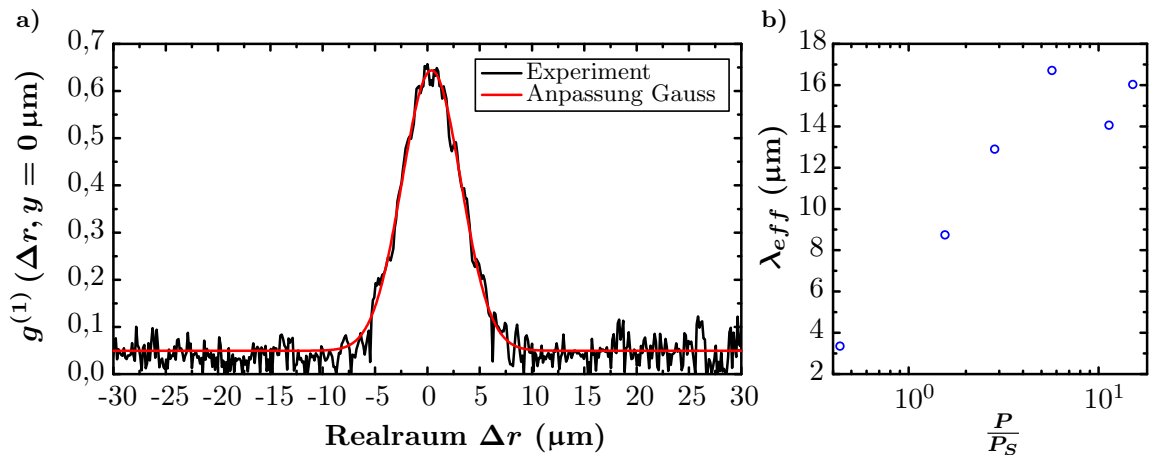


Abbildung 5.18: a) Querschnitt der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion bei $y = 0 \mu\text{m}$ extrahiert aus Abbildung 5.17 c) bei einer Anregungsleistung von $P = 11P_S$. b) Effektive thermische De-Broglie-Wellenlänge λ_{eff} in Abhängigkeit von der Anregungsleistung P , bestimmt aus den Querschnitten der Kohärenzkarten bei $y = 0 \mu\text{m}$ durch Anpassung einer Gaussfunktion [rote Linie in a)].

kann wiederum die effektive thermische De-Broglie-Wellenlänge λ_{eff} bestimmt werden. Diese nimmt von $\lambda_{eff} \approx 3 \mu\text{m}$ weit unterhalb der Kondensationsschwelle $P = 0,4P_S$ auf $\lambda_{eff} > 14 \mu\text{m}$ zu. Dies bestätigt die Abkühlung des Polariton-Kondensats mit ansteigender Zahl von Polaritonen im Grundzustand.

Vor Kurzem wurde von *Roumpou et al.* und *Nitsche et al.* ein nicht-exponentieller Abfall der Kohärenz über den ganzen Anregungslaserfleck in der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion im 2D-Polariton-System gemessen [Rou12, Nit14]. Nach der Berenzinskii-Kosterlitz-Thouless-(BKT)-Theorie fällt die Kohärenz schwach mit einem kleinen Exponenten algebraisch ab [Ber72, Kos73, Had06]. In der hier vorliegenden Messung wird dieser Übergang nicht beobachtet und es kann im Gegensatz zum 1D-Polariton-System (Kapitel 5.3) kein Plateau bzw. ODLRO im 2D-System beobachtet werden, wie das für ein räumlich beschränktes Bose-Einstein-Kondensat erwartet wird [Blo00]. Außerdem ist ein polynomiales Abfallen, charakteristisch für ein BKT-Phasen-Übergang, nicht sichtbar.

5.6 Zusammenfassung: Räumliche Kohärenz im 1D-Polariton-System

In diesem Kapitel wurde die Ausbildung einer langreichweitigen Ordnung in eindimensionalen Polariton-Drähten nachgewiesen. Dazu wurden zuerst die Polariton-Drähte charakterisiert und auf ihre Emissionseigenschaften hin untersucht. Es konnte der erwartete Einfluss der Quantendrahtbreite L_y auf das Einschlusspotential der Photonmode nachgewiesen werden. Durch Verringerung der Drahtbreite L_y nimmt das Einschlusspotential in dieser Dimension und als Folge hieraus der Abstand der einzelnen unteren Polaritonästen zu. Das Modell von *Tartakovskii et al.* zur Bestimmung der 1D-Polariton-Dispersion konnte auch auf die hier vorliegende 1D-Strukturen übertragen und erfolgreich angewendet werden [Tar98].

Die Polariton-Kondensation im eindimensionalen Polariton-Draht wurde durch lei-

stungsabhangige Untersuchungen nachgewiesen. Mittels der Fernfeldspektren wurde die Kondensation im Grundzustand bestätigt, da sich mit zunehmender Anregungsleistung P die Emission, die vorher auf die verschiedenen Polaritonaste verteilt war, komplett auf den Bereich bei $k_x = 0 \frac{1}{\mu\text{m}}$ im untersten Polaritonast mit $m = 0$ zusammengezogen hat. Als weitere Eigenschaften der Polariton-Kondensation im 1D-System konnte in der Eingangs-Ausgangskurve ein klares Schwellverhalten festgemacht werden und der leistungsabhängige Linienbreitenverlauf des Grundzustands zeigt direkt oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle P_S ein lokales Minimum und einen darauffolgenden Wiederanstieg, verursacht durch die Polariton-Polariton-Wechselwirkung. Das 1D-Polariton-Kondensat weist außerdem wegen der asymmetrischen Strukturgröße eine starke Linearpolarisation auf, die für das Kondensat $\rho_{lin} = 66\%$ beträgt.

Nach dem Nachweis der Polariton-Kondensation in diesen Strukturen wurden diese mithilfe eines Michelson-Interferometers auf ihre räumlichen Kohärenzeigenschaften untersucht. Zuerst wurde die Korrelationsfunktion erster Ordnung in Abhängigkeit von der angelegten Anregungsleistung P bestimmt, wobei mit Zunahme von P auch ein Anwachsen der räumlichen Kohärenz nachgewiesen werden konnte. Für Anregungsleistungen $P > P_S$ bildet sich ein Plateau in der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion aus, dessen Wert abhängig von der Anregungsleistung ist. Dieses Plateau fällt nur am Ende des Polariton-Drahts auf den Rauschwert des Messsystems ab, da dort keine Emission mehr gemessen werden kann. Der Maximalwert des Plateaus beträgt bei $\Delta r = 30 \mu\text{m}$ $g^{(1)}(\Delta r = |30| \mu\text{m}) \approx 0,15$ bei einer Anregungsleistung von $P = 1,6P_S$. Zum Nachweis des Einflusses von Phononen auf die ODLRO wurde daraufhin bei einer Anregungsleistung von $P = 1,8P_S$, bei der das Plateau der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion noch annähernd maximal ist, eine Michelson-Interferometer-Messung bei $T = 5 \text{ K}$, $T = 20 \text{ K}$ und $T = 25 \text{ K}$ durchgeführt. Dabei konnte der negative Einfluss der Temperatur auf die langreichweitige Ordnung im System verifiziert werden. Mit steigender Temperatur bildet sich bei $T = 20 \text{ K}$ kein über große Entfernungen Δr konstanter $g^{(1)}(\Delta r)$ -Wert mehr aus, sondern er fällt annähernd linear ab. Bei einer Temperatur $T = 25 \text{ K}$ ist die langreichweitige Ordnung im System komplett zerstört und nach dem zentralen Abfall der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion ist nur noch das Rauschniveau messbar. Dieses beschriebene Verhalten konnte durch Berechnungen, die den Master-Gleichungs-Ansatz verwenden und auf den Lindblad-Formalismus beruhen, bestätigt werden. Die Vereinbarkeit von Experiment und Theorie verifiziert außerdem, dass im Rahmen dieses Ansatzes die nicht-resonante Anregung durch eine stochastisch gewählte Phase simuliert werden kann. Außerdem konnte durch das Plateau der $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion gezeigt werden, dass das 1D-Polariton-Kondensat einen Zustand einnimmt, der einer wahren Bose-Einstein-Kondensats-Phase stark ähneln, wobei sowohl Phasen- als auch Intensitätsfluktuationen unterdrückt sind.

Durch die Messung der räumlichen Kohärenz in den Polariton-Drahnten konnte die kohärente Ausbreitung der Polaritonen über lange Strecken im Vergleich zur thermischen de-Broglie-Wellenlänge der Teilchen gezeigt werden. Dies ist hinsichtlich von technologischen Anwendungen auf Chips, basierend auf starker Licht-Materie-Wechselwirkung, besonders wichtig, da mithilfe von 1D-Polariton-Systemen optisch und strukturell manipulierbare Bauteile realisierbar sind. Experimentelle Realisierung für die optische Manipulation sind ein optischer Polariton-Transistor [Gao12] und ein auf Polaritonen beruhendes Mach-

Zehnder-Interferometers [Stu14]. Durch geschickte Strukturierung der Polariton-Drähte mittels Ätzen lassen sich außerdem Polariton-Schalter oder -Router verwirklichen, die dann in auf Polaritonen beruhenden Schaltkreisen Verwendung finden können [Fla13]. Diese und weitere optische Bauteile eröffnen die Möglichkeit auf Polaritonen basierende Chips zu entwickeln.

6 0D-Polariton-Kondensation in einer Hybridkavitätsstruktur

In diesem Kapitel wird Polariton-Kondensation in Hybridkavitätsstrukturen untersucht, deren Verwendung für starke Kopplungsexperimente neuartig ist. Bei diesen handelt es sich aufgrund der geringen Strukturgröße (Kantenlänge $5\ \mu\text{m}$) um ein 0D-System. Der Vorteil ist, dass der dreidimensionale photonische Einschluss durch eine Methode zustande kommt, bei der nicht durch die Quantenfilme geätzt werden muss und man eine, wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, polarisationsselektive starke Kopplung zwischen QF-Exziton und Kavitätsphoton erhält. Im ersten Teil wird die nulldimensionale Emission auf ihre leistungsabhängigen Eigenschaften untersucht und die Merkmale der Polariton-Kondensation zusammengefasst. Da die Leistungscharakteristik eines Polariton-Kondensats viele Eigenschaften aufzeigt, die auch charakteristisch für einen normalen Photonlaser (VCSEL) sind [Baj07, Oha12, Kam12], wird im zweiten Teil zum Nachweis, dass die starke Kopplung über der Kondensationsschwelle P_S hinaus erhalten bleibt, die Wechselwirkung mit einem externen Magnetfeld, angelegt in Wachstumsrichtung der Probe (Faraday-Konfiguration), untersucht. Als letztes wird in diesem Kapitel die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ in Abhängigkeit von der Anregungsleistung ermittelt, wobei ein Wiederanstieg des $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wertes gefunden wird, der auf die Polariton-Polariton-Wechselwirkung im Kondensat zurückgeführt werden kann. Hierdurch wird wiederum der Erhalt der starken Kopplung weit oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle $P > 10P_S$ verifiziert.

6.1 Leistungsabhängige Untersuchung der 0D-Polariton-Emission

Die 0D-Struktur wird in diesem Experiment unter optischer Anregung untersucht. Diese erfolgt nicht-resonant in das erste Bragg-Minimum der Struktur, das ungefähr bei $\lambda_L = 760\ \text{nm}$ liegt. Aus thermischen Gründen wird hier im Gegensatz zu den meisten anderen Experimenten in dieser Arbeit gepulst angeregt. Hierbei wird der in Abbildung 4.1 gezeigte Ti:Sa-Laser *Tsunami* verwendet, der Laserpulse mit einer Dauer von ungefähr 5 ps bei einer Repetitionsrate von 82 MHz aussendet. Der Laser wird durch das Mikroskop-Objektiv auf die Probe fokussiert, so dass der Strahldurchmesser auf der Probenoberfläche ungefähr der Strukturgröße $5\ \mu\text{m}$ entspricht. Die Experimente werden im Magnetfeldkryostaten durchgeführt, der es erlaubt ein Magnetfeld mit einer Flussdichte von bis zu $B = 5\ \text{T}$ anzulegen und die Probenoberfläche dabei konstant bei $T = 6\ \text{K}$ zu halten.

Die Abbildung 6.1 zeigt die leistungsabhängig gemessenen Dispersionen für a) $P = 0,2P_S$

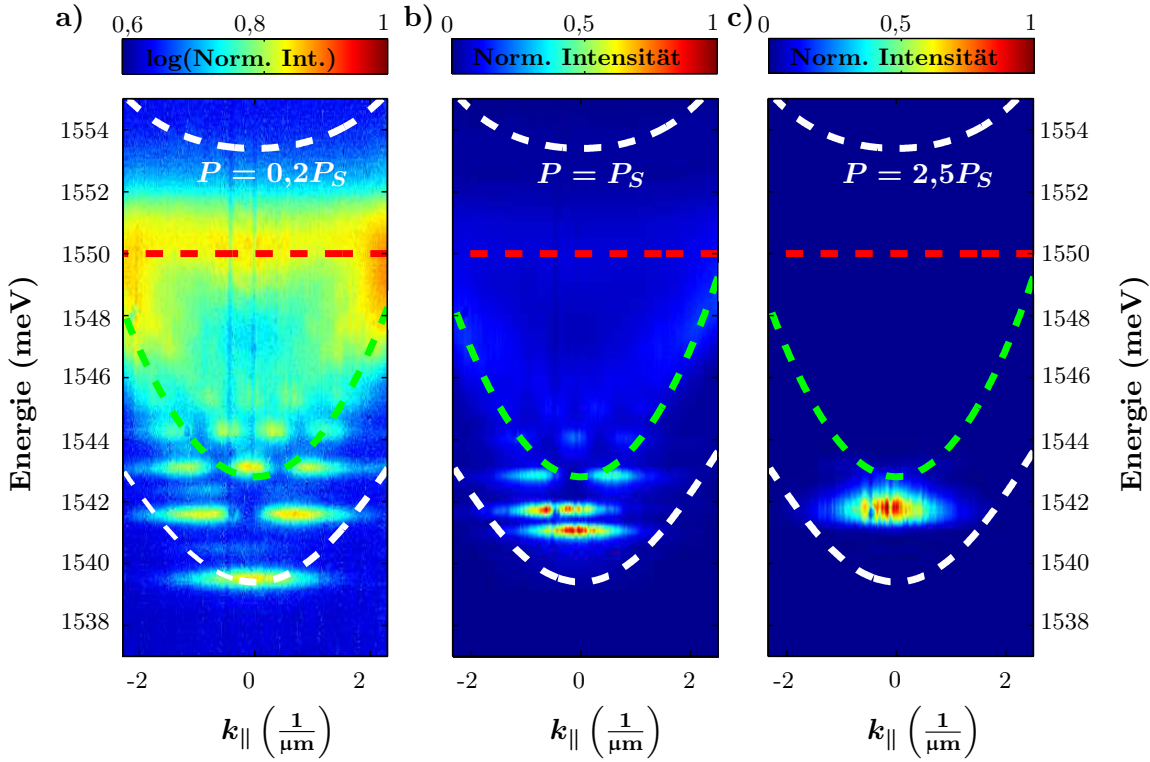


Abbildung 6.1: Leistungsabhängige Fernfeld-Spektren für die Leistungen a) $P = 0,2P_S$, b) $P = P_S$ und c) $P = 2,5P_S$. In allen drei Spektren ist die Exziton-Dispersion mit einer roten gestrichelten Linie gezeigt. Außerdem sind zum Vergleich die zweidimensionale Photon-Mode einer normalen Kavität (grün) und die daraus resultierenden zwei 2D-Polariton-Kurven (weiß) für die gleiche Verstimmung $\delta = -7$ meV in die Spektren eingetragen.

weit unterhalb der Kondensationsschwelle, b) an der Schwelle $P = P_S$ und c) weit oberhalb der Schwelle $P = 2,5P_S$. Zum Vergleich sind in allen Fernfeld-Spektren die Exziton-Mode (rot), die Kavitätsmode einer normalen planaren Mikrokavität (grün) und die aus diesen beiden resultierenden unteren und oberen Polariton-Dispersionen (jeweils weiß) eingezeichnet. Die Verstimmung beträgt hierbei $\delta = -7$ meV. Die Rabi-Aufspaltung dieser Struktur ist $E_{RS} = 12$ meV und wird durch Anpassen der Gleichung 2.12a an die gemessene Dispersion ermittelt [Zha14]. In Abbildung 6.1 a) ist die Intensität logarithmisch aufgetragen, damit die verschiedenen Moden des unteren Polaritons deutlich sichtbar sind. Die Dispersion zeigt hierbei aufgrund des 3D-Einschlusses im Gegensatz zu einer planaren Mikrokavität keinen kontinuierlichen Verlauf mehr im k_{\parallel} -Raum, sondern diskrete Moden. Die Struktur weist eine Kantenlänge von $5 \mu\text{m}$ auf, was ungefähr der Größe der thermischen De-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} \approx 5 \mu\text{m}$ (Masse des unteren Polaritons: $m_{LP} \approx 5 \cdot 10^{-5} m_e$) entspricht. Dadurch kommt es zu den beobachteten diskreten Moden im Spektrum 6.1 a). Außerdem ist das Exziton bei einer Energie von $E_X = 1550$ meV sichtbar, da durch den Anregungslaser auch ungekoppelte Exzitonen außerhalb des Brechungsindex-Kontrast-Gitters (HCG¹) angeregt werden, die auch durch das Mikroskopobjektiv detektiert werden.

Mit höheren Anregungsleistungen steigt die Besetzung des Grundzustands im Verhältnis zu den anderen Zuständen höherer Energie stärker an. Beim Erreichen der Polariton-Kondensationsschwelle $P = P_S$ in Abbildung 6.1 b) ist die Emission aus dem Grundzustand

¹Abkürzung aus dem Englischen für *high index contrast grating*

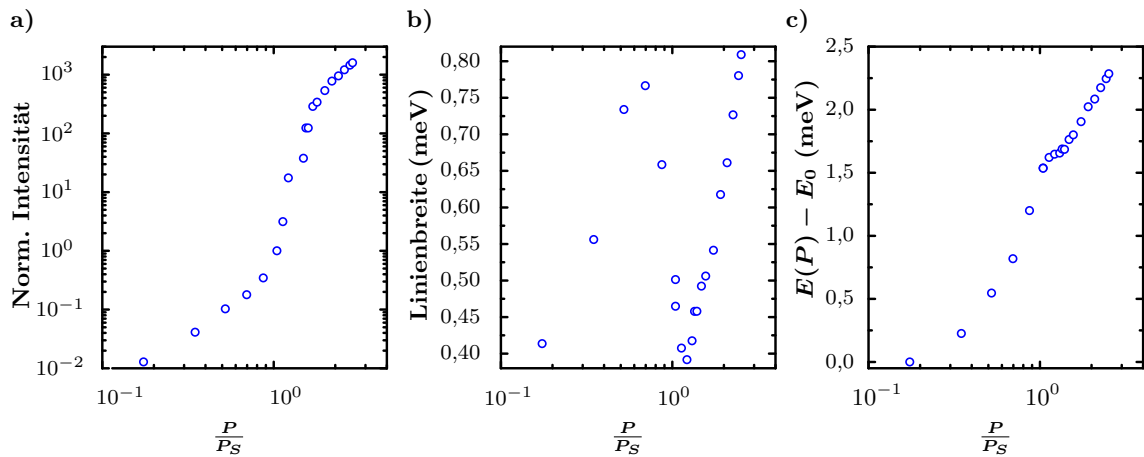


Abbildung 6.2: a) Eingangs-Ausgangs-Kurve und b) leistungsabhängiger Verlauf der Linienbreite der Grundzustandsemission. Die Linienbreite fällt knapp oberhalb der Schwelle auf ein Minimum von 0,39 meV ab, was kleiner ist als für die niedrigste Anregungsleistung. c) Energie-Position in Abhängigkeit von der Anregungsleistung relativ zur Energie bei niedrigster Leistung.

bereits intensiver als für die anderen Moden, aber die höheren Zustände sind weiterhin noch im Emissionsprofil sichtbar. Außerdem zieht sich diese langsam um den Bereich $k_{\parallel} = 0$ zusammen. Oberhalb der Kondensationsschwelle bei $P = 2,5P_S$ ist nur noch der Grundzustand merklich besetzt. Die Emission ist aufgrund von Polariton-Polariton-Wechselwirkung blau verschoben, bleibt aber selbst für die höchste Anregungsleistung unterhalb der 2D-Photon-Mode bei $E_C = 1543$ meV, was für den Erhalt der starken Kopplung spricht, da bei Photonlasing in Mikrokavitäten unter gepulster Anregung die Emission die Energie der Photon-Mode einnimmt [Oha12, Kam12]. Um das Verhalten der Linienbreite, der Energieverschiebung und der Intensität des Grundzustands des unteren Polaritons in Abhängigkeit von der Leistung zu bestimmen, wird aus den Fernfeldspektren um $k_{\parallel} = 0$ herum die Intensität bis $k_{\parallel} = \pm 0,15 \frac{1}{\mu\text{m}}$ integriert und die erhaltenen Linienspektren mittels einer Lorentzkurve angepasst, aus der dann die Intensität, Linienbreite und Energie der Emission bestimmt werden kann (Analog zu Kapitel 5). Die Ergebnisse hierzu sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Abbildung 6.2 a) zeigt die Eingangs-Ausgangskurve, bei der die normierte Intensität gegen die Anregungsleistung in logarithmischer x- und y-Achsenkalierung aufgetragen wird. An der Schwelle $P = P_S = 575 \mu\text{W}$ steigt die Intensität nichtlinear an und zeigt den schweltypischen Verlauf einer S-Kurve, wobei der Hub an der Schwelle typischerweise über 1-2 Größenordnungen geht [Den02, Kas06, Bal07]. Dieser nichtlineare Anstieg ist auf das Einsetzen der stimulierten Grundzustandsstreuung an der Polariton-Kondensationsschwelle P_S zurückzuführen [Ima96, Den10]. In 6.2 b) ist der Verlauf der Linienbreite gegen die Anregungsleistung aufgetragen. Knapp oberhalb der Kondensationsschwelle $P = P_S$ fällt diese auf ein Minimum von 0,39 meV ab, das kleiner als die Linienbreite für die niedrigste Anregungsleistung ist. Dies weist an der Kondensationsschwelle auf einen Anstieg der zeitlichen Kohärenz hin [Por03, Kas06, Bal07]. Wird die Leistung weiter erhöht, wodurch die Grundzustandsbesetzung zunimmt, steigt auch die Linienbreite aufgrund der abstoßenden Polariton-Polariton-Wechselwirkungen, verursacht durch den exzitonischen Anteil der Polaritonen, wieder an [Por03, Kas06, Bal07].

Bei Betrachtung der Grundzustandsenergie in Abbildung 6.2 c) wird eine kontinuierliche Blauverschiebung der Emission beobachtet. Bevor die Kondensation stattfindet, ist der Anstieg linear, während oberhalb der Schwelle P_S die Energie logarithmisch ansteigt, was wiederum auf die Coulomb-Abstoßung der Exzitonen untereinander zurückgeführt werden kann [Baj08, Rou10]. Die Energie bleibt aber über den ganzen Anregungsbereich unterhalb der Kavitätsmode. Diese aufgezählten Eigenschaften der leistungsabhängigen Emission sind charakteristisch für das Polariton-Lasing unter nicht-resonanter Anregung [Kas06, Bal07, Baj08, Rou10], teilt aber mit dem Photonlasing in Mikrokavitätsstrukturen einige Eigenschaften, wie Blauverschiebung der Emission mit ansteigender Leistung und das Schwellverhalten der Intensität [Baj07]. Um sicher zu gehen, dass die starke Kopplung auch oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle erhalten bleibt, werden weitere Merkmale, wie zum Beispiel die Magnetfeldwechselwirkung und das Verhalten der zeitlichen Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung unter verschiedenen Anregungsleistungen in den Abschnitten 6.2 und 6.3 dieser Arbeit herangezogen.

6.2 Magnetfeld-Einfluss auf die Emission der 0D-Strukturen

Um den Materieanteil der Polariton-Emission zu quantifizieren, wird ein Magnetfeld in Faraday-Konfiguration mit einer magnetischen Flussdichte von bis zu $B = 5$ T angelegt. Nach Kapitel 2.3 erfährt das Polariton eine diamagnetische Verschiebung ΔE_{Dia} und eine Zeeman-Aufspaltung ΔE_{Zee} . Bei der hier verwendeten speziellen Hybridkavität kann nur die diamagnetische Verschiebung gemessen werden, da das verwendete HCG wie ein Linearpolarisationsfilter wirkt. Das resultierende untere Polariton hat einen Linearpolarisationsgrad von 92 % [Zha14], wodurch die Zeeman-Aufspaltung (Messung der σ^+ und σ^- -polarisierten Komponente der Emission) nicht messbar ist. In Abbildung 6.3 a) ist in einer Wasserfalldarstellung die $k_{\parallel} = 0$ (Integrationsbereich $k_{\parallel} = \pm 0,15 \frac{1}{\mu\text{m}}$) von $B = 0$ T bis $B = 5$ T dargestellt. Die asymmetrische Linienform der Emission des LP-Kondensats wird auf die gepulste Anregung und die zeitintegrierte Messung (hier: 1 s Integrationszeit) zurückgeführt [Kam12]. Die Emission unterliegt mit steigender magnetischer Flussdichte B einer deutlichen Blauverschiebung. Zum Vergleich hierzu wird auch das QF-Exziton bei niedriger Anregungsleistung direkt neben dem Gitter in Abhängigkeit von B untersucht [Abbildung 6.3 b)], wobei wiederum aufgrund der nicht vorhandenen photonischen Komponente eine stärkerer Blauverschiebung als für das LP-Kondensat, wie es nach Gleichung 2.33 für das QF-Exziton zu erwarten ist, gemessen wird. In Abbildung 6.3 c) sind die aus a) und b) extrahierten Energiepositionen des Polariton-Kondensats (blaue Kreise) und des Exzitons (grüne Rechtecke) in Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte dargestellt. Dabei ist die Energie des QF-Exzitons mit einer Geraden zur Bestimmung des diamagnetischen Koeffizienten $\kappa_X = 57 \mu\text{eV}$ angepasst (schwarze Linie). Für die Anpassung der diamagnetischen Verschiebung des LP-Kondensats muss die verminderte Wechselwirkung der Polaritonen mit dem Magnetfeld aufgrund des zusätzlichen photonischen Anteils $|C(\kappa_X, B, E_{RS})|^2 = 1 - |X(\kappa_X, B, E_{RS})|^2$ beachtet werden:

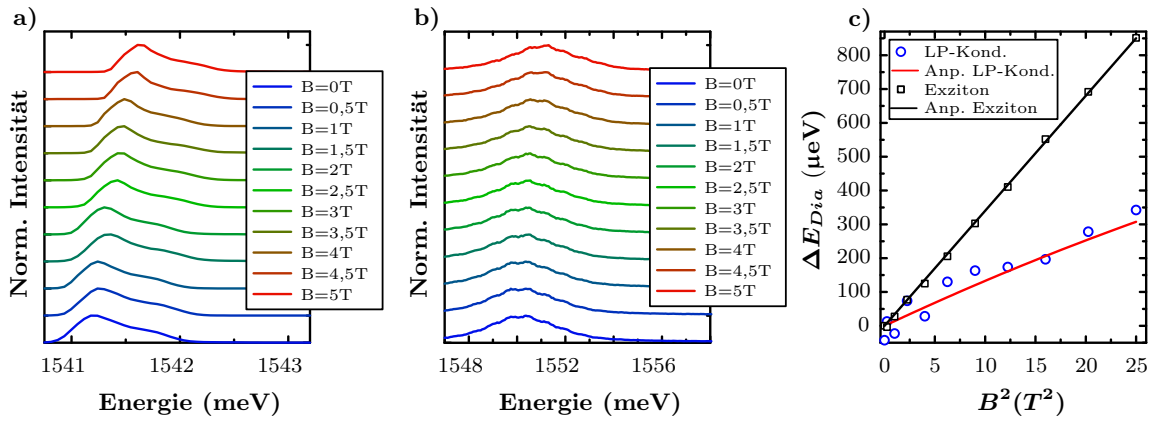


Abbildung 6.3: Linienspektren bei $k_{\parallel} = 0$ für die verschiedenen magnetischen Flussdichten von $B = 0$ T bis $B = 5$ T für a) das Polariton-Kondensat bei $P = 1,4P_S$ und b) das ungekoppelte QF-Exziton. c) Vergleich der diamagnetischen Verschiebung des Polariton-Kondensats (blaue Kreise) und des QF-Exzitons (schwarze Rechtecke).

$$\Delta E_{Dia,LP} = |X(\kappa_X, B, E_{RS})|^2 \kappa_X B^2. \quad (6.1)$$

Bei der hier gemessenen Kavität mit einer Verstimmung $\delta = -7$ meV und einer Rabi-Aufspaltung $E_{RS} = 12$ meV beträgt der exzitonische Hopfield-Koeffizient bei $B = 0$ T $|X(B=0)|^2 = 0,24$. Dieser ändert sich aber mit dem angelegten Magnetfeld, da sich die Verstimmung δ der Exziton- und Photonmode aufgrund der diamagnetischen Verschiebung des QF-Exzitons und die Rabi-Aufspaltung E_{RS} aufgrund der Erhöhung der Oszillatorstärke f im Magnetfeld ändert [Whi95, Fis96, Ber96]. Deshalb gilt für den exzitonischen Hopfield-Koeffizienten im externen Magnetfeld:

$$|X(\kappa_X, B, E_{RS})|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{E_C - (E_X + \kappa_X B^2)}{\sqrt{(E_C - (E_X + \kappa_X B^2))^2 + (E_{RS}(B))^2}} \right). \quad (6.2)$$

Wird nun ein linearer Anstieg der Rabi-Aufspaltung von $E_{RS} = 12$ meV auf $E_{RS} = 12,5$ meV zwischen 0 T und 5 T angenommen [Fis96, Ber96], so kann die diamagnetische Verschiebung des Polariton-Kondensats in Abbildung 6.3 c) mit den Gleichungen 6.1 und 6.2 angepasst werden [rote Linie in 6.3 c)]. Dabei ist der diamagnetische Koeffizient des Quantenfilm-Exziton wiederum $\kappa_X = 57 \mu\text{eV}$, was in guter Übereinstimmung mit der Messung des QF-Exzitons bei niedriger Anregungsleistung ist und direkt den Materieanteil des Exziton-Polaritons bestätigt.

6.3 Zeitliche Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung - $g^{(2)}(\tau)$

Ein weiteres Merkmal, das hilft, den Polariton-Laser von einem Photonlaser zu unterscheiden, stellt das Verhalten der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ dar. Die klassische Definition dieser Funktion lautet [Kas08a]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t+\tau)I(t) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle}, \quad (6.3)$$

wobei $I(t)$ die Polariton-Emission zum Zeitpunkt t und $\langle \dots \rangle$ das Zeitmittel beschreiben. Bei Betrachtung einer thermischen Lichtquelle zum gleichen Zeitpunkt $\tau = 0$ gilt für die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung:

$$1 < g^{(2)}(0) \leq 2. \quad (6.4)$$

Für ein ideales thermalisiertes Photonen-Gas nimmt die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung den Wert 2 an [Kav07]. Im Gegensatz bezeichnet ein $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert von 1 eine kohärente Lichtemission [Kav07]. In dem hier verwendeten Polariton-System liegt unterhalb der Kondensationsschwelle der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert zwischen >1 und 2. Nach der Polariton-Kondensation, wenn die nulldimensionale Kavität kohärentes Licht emittiert, sollte $g^{(2)}(\tau = 0) = 1$ sein. Dieses Verhalten ist aber auch für einen Photonlaser beim Übergang von inkohärenter zur kohärenter Lichtemission zu erwarten. Der Abfall der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Funktion wurde experimentell von *Aßmann et al.* auch für eine Mikrokavität, die bei niedriger Anregungsleistung starke Kopplung zeigt, am Übergang zum Photonlasing nach dem Verlust der starken Kopplung gezeigt [Aßm09]. Im Gegensatz zum monomodigen, photonischen Lasing nach dem Aufbrechen der starken Kopplung muss aber bei einem Polariton-Laser oberhalb der Kondensationsschwelle der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert wieder auf über 1 ansteigen, da es durch die Polariton-Polariton-Wechselwirkung zu inkohärenten Anteilen im System kommt [Kas08a]. Theoretische Untersuchungen haben gezeigt, dass zum Anstieg des $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wertes Streuprozesse von kondensierten (Wellenvektor $k_{\parallel} = 0$) mit nicht kondensierten Polaritonen (Wellenvektoren $k_{\parallel} \neq 0$) beitragen [Sch08]. Prinzipiell kann ein Wiederanstieg der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Funktion auch in einem mehrmodigen Photon-Laser beobachtet werden, bei dem es zu einer Konkurrenz zwischen den Moden kommt und somit die Kohärenz im System abnimmt. Weiterhin kann auch die Rückkopplung des eigenen Lasersignals zu einem chaotischen Verhalten führen [Alb11]. Beides kann hier allerdings ausgeschlossen werden, da oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle nur die Grundmode auftritt [vergleiche Abbildung 6.1 c)] und außerdem keine externe Kavität zur Rückkopplung des Signals aufgebaut wurde.

Experimentell kann die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ mithilfe der *Hanbury Brown und Twiss-* (HBT-) Messanordnung, wie sie in Abbildung 6.4 dargestellt ist, bestimmt werden [HB56]. Die Polariton-Emission in der Fernfeldkonfiguration wird mittels des Monochromators energetisch gefiltert, so dass nur der Grundzustand zur $g^{(2)}(\tau)$ -Messung verwendet wird. Die Auflösung beträgt hierbei ungefähr $\Delta E = 150 \mu\text{eV}$, abhängig von der eingestellten Größe des seitlichen Ausgangspalts des Monochromators (200 μm). Die Emission wird nach der energetischen Filterung durch diesen seitlichen Spalt auf den eigentlichen HBT-Messaufbau gegeben. Dieser besteht aus einem 50:50-Strahlteiler und zwei Einzelphotonen-Detektoren, die an den Enden der beiden geteilten Strahlengänge platziert sind und deren nominelle Zeitauflösung $\Delta t = 40 \text{ ps}$ ist. Diese beiden Detektoren registrieren die ankommenden Photonen und geben elektronische Impulse aus, die mit einer Photon-Korrelationskarte auf die relativen Ankunftszeiten der Photonen auf den

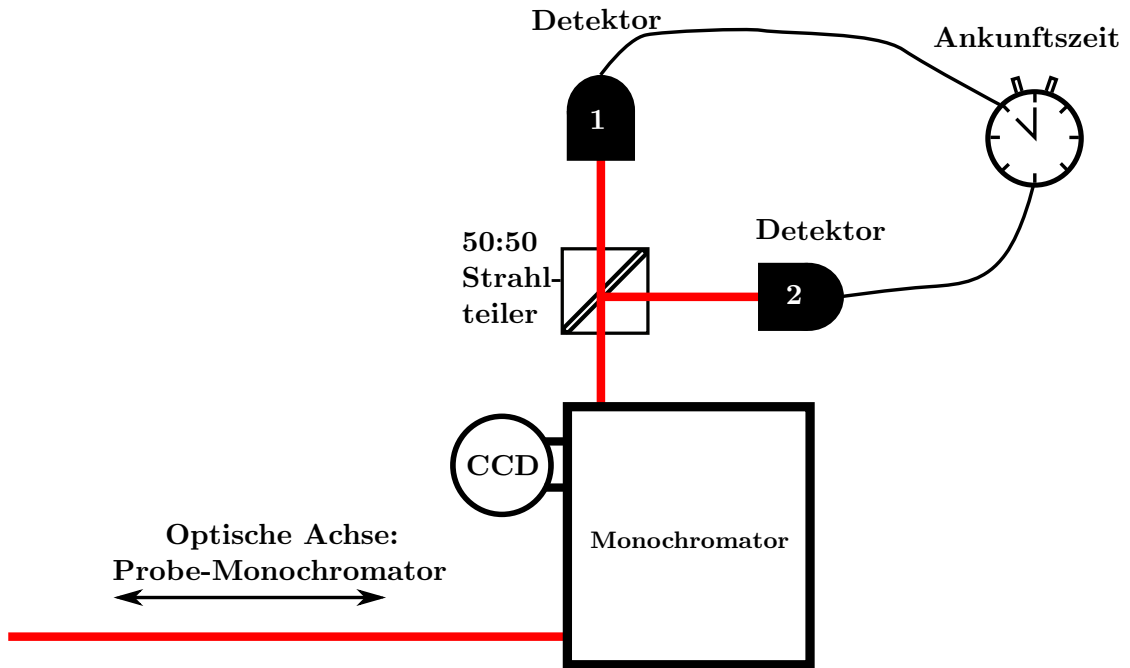


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau der *Hanbury Brown und Twiss*-Messung zur Bestimmung der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Werte. Die Emission wird durch den Monochromator auf den HBT-Messaufbau geschickt, wodurch eine energetische Filterung der Polariton-Emission möglich ist.

beiden Einzelphotonen-Detektoren untersucht und in einem Histogramm aufgetragen werden. Dabei dient das Signal des einen Detektors als Start- und das des zweiten als Stopp-Impuls. Die Auswertekarte (*Becker & Hickel TCSPC-Modul DPC-230*) selbst besitzt einen Zeit-Amplituden-Wandler mit 4096 Kanälen und mittels der dazugehörigen Software ergibt sich die Statistik der emittierten Photonen.

Die eigentliche Messung findet wieder unter gepulster Anregung (Pulsbreite 5 ps) statt. Dies hat den Vorteil, dass man hierbei nicht durch die geringe zeitliche Auflösung der Auswertekarte und der Einzelphotonendetektoren im Gegensatz zu der Polariton-Kohärenzzeit τ_C (2 – 4 ps) limitiert ist [Den02, Kas08a]. Da in diesem Fall die Zeitaufösung des Setups ($T_{res} < 170$ ps) wesentlich geringer als die Zeit zwischen zwei Anregungspulsen $T_{rep} = 12$ ns ist, besteht das gemessene Histogramm aus Pulsen mit gleichen Abständen und Pulsweiten [Den02]. In Abbildung 6.5 a) ist ein solches Histogramm für die Leistung $P = 1,4P_S$ gezeigt, wobei der ($\tau = 0$)-Peak rot und die restlichen blau markiert sind. Der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert wird durch Auswertung der Pulsflächen bestimmt, indem die Fläche des ($\tau = 0$)-Puls durch die gemittelte Fläche der drei Pulse links und rechts davon geteilt wird. Dies wird für viele verschiedene Anregungsleistungen bis zu $P = 12P_S$ durchgeführt und das Ergebnis ist in Abbildung 6.5 b) dargestellt. Unterhalb der Kondensationsschwelle P_S ist der $g^{(2)}$ -Wert deutlich größer als 1. Knapp oberhalb der Schwelle wird der höchste $g^{(2)}$ -Wert 1,33 gemessen. Es wird hierbei nicht der eigentlich erwartete Wert von 2 erreicht. Da allerdings ein Polariton-Kondensat aus zwei Spin-Komponenten $S = \pm 1$ (normalerweise entartet) besteht, die nicht miteinander quantenmechanisch interferieren, da beide nicht mehr ununterscheidbar sind, und hier nicht durch zusätzliche optische Komponenten im Strahlengang eine der beiden Polariton-Spins ausgewählt wird, werden hier beide

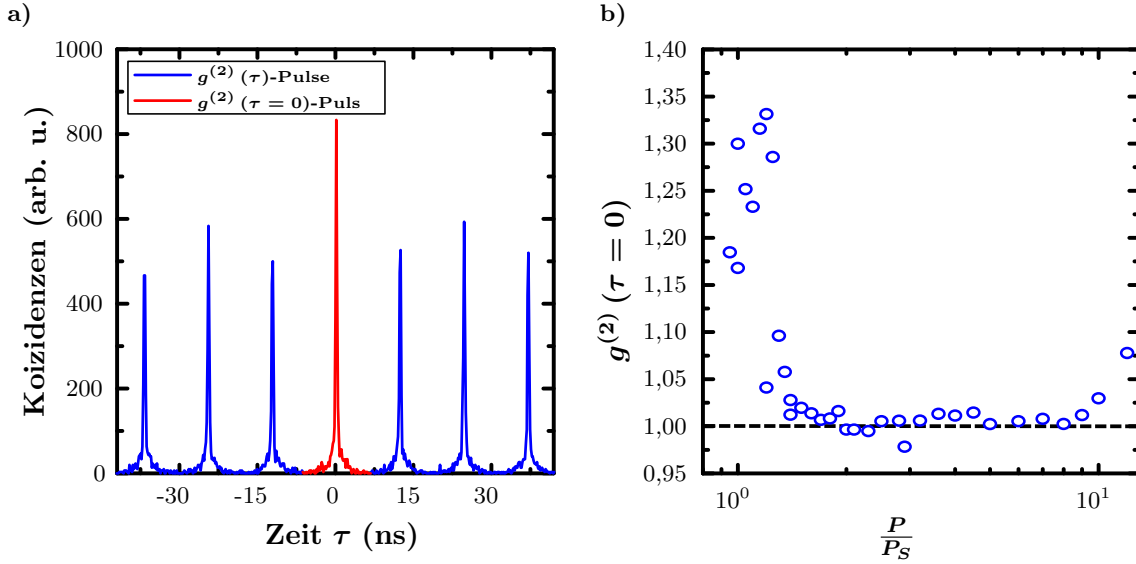


Abbildung 6.5: a) Erhaltene Photonen-Statistik bei einer Anregungsleistung $P = 1,4P_S$. Der rote Puls ist der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Peak und zeigt gegenüber den anderen Peaks eine deutliche Erhöhung. b) $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Werte in Abhängigkeit der Anregungsleistung in Einheiten von P_S .

Spins gleichzeitig mittels des HBT-Aufbaus gemessen. Dies führt dazu, dass man einen maximalen $g^{(2)}$ -Wert von 1,5 messen kann [Aßm11]. Unter Beachtung dessen kann hierbei von thermischer Emission der Hybridkavität gesprochen werden. Nach dem Erreichen des Maximalwertes fällt der Wert steil auf $g^{(2)}(\tau = 0) = 1$ ab und erreicht bei einer Leistung von $P = 2P_S$ den Wert 1 [in Abbildung 6.5 b) durch die schwarze, gestrichelte Linie dargestellt]. Dies indiziert eine kohärente Lichtemission. Dieses Verhalten ist sowohl für den Photonlaser [Aßm09] als auch für den Polariton-Laser [Kas08a, Aßm11] typisch. Aufgrund der Polariton-Polariton-Wechselwirkung und den damit verbundenen Dekohärenzeffekten, steigt der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert aber wieder auf über 1 an [Kas08a, Sch08, Aßm11, Tem12]. Bei einer Leistung von $P > 9P_S$ ist der $g^{(2)}(\tau = 0)$ wieder signifikant größer als 1 und nimmt bei $P = 12P_S$ einen Wert von 1,08 an. Im Gegensatz zu *Kasprzak et al.* [Kas08a], bei dem der $g^{(2)}$ -Wert schon bei $P = 3P_S$ ansteigt, findet der Anstieg um einen Faktor 3 später statt. Das Experiment von *Kasprzak et al.* basiert jedoch auf dem Materialsystem CdTe [Kas08a]. In CdTe-Quantenfilmen ist die Exziton-Exziton-Wechselwirkung um das neunfache größer als in dem hier verwendeten GaAs-System, was zu einer grundsätzlich höheren Polariton-Polariton-Wechselwirkung in CdTe-Systemen führt [Hua02]. Verstärkt wird dies zusätzlich durch die verwendete positive Verstimmung von $\delta = +2 \text{ meV}$ ($|C|^2 < 50\%$), wodurch der exzitonische Anteil dort signifikant höher ist (Experiment von *Kasprzak et al.* $|X|^2 > 50\%$, hier $\delta = -7 \text{ meV}$ und $|X|^2 < 25\%$), was wiederum zu einer höheren Polariton-Polariton-Wechselwirkung führt [Kas08a, Vla10]. Diese beiden Effekte führen zu einem früheren Anstieg des $g^{(2)}$ -Werts bei *Kasprzak et al.* [Kas08a]. Weiterhin spielt auch die Dimensionalität der Kavität eine wichtige Rolle, da durch die 0D-Geometrie die Anzahl der freien Zustände mit endlichen k -Werten, in die die Polaritonen aus dem Kondensat durch Polariton-Polariton-Wechselwirkung gestreut werden können, niedriger ist. Deshalb werden relativ hohe Wechselwirkungsenergien benötigt, um in den nächst höheren Zustand

zu streuen.

Ein weiterer bemerkenswerter Effekt der 0D-Kavität ist, dass, im Gegensatz zu 2D-Experimenten, ein wirklicher Abfall der $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Funktion oberhalb der Polariton-Kondensationsschwelle auf 1 gemessen wird. In den meisten anderen Experimenten wird nur ein sehr langsamer Abfall des $g^{(2)}$ -Werts oberhalb der Schwelle auf Werte deutlich größer 1 ermittelt [Den02, Kas08a, Tem12, RI12]. Auch dies kann durch die verringerte Anzahl von Zuständen mit endlichen k -Werten, verursacht durch die 0D-Geometrie der Kavität, erklärt werden. Dies führt zu einer Unterdrückung der Polariton-Polariton-Streuung und erhöht als direkte Konsequenz hieraus die zeitliche Kohärenz des Polariton-Kondensats. *Horikiri et al.* hat in seinem Experiment an der Polariton-Kondensationsschwelle einen $g^{(2)}$ -Wert von annähernd 1 gemessen. Dies wird in diesem Experiment allerdings auf die sehr kurze Intensitäts-Korrelationszeit gegenüber der Photolumineszenz-Zerfallszeit der Polariton-Emission unter gepulster Anregung zurückgeführt [Hor10].

6.4 Zusammenfassung: 0D-Polariton-Kondensation in einer Hybridkavitätsstruktur

Im Rahmen dieses Kapitels wurden die leistungsabhängige Eigenschaften einer Hybridkavitätsstruktur unter nicht-resonanter, gepulster Anregung untersucht. Es konnte hierbei ein klares Schwellverhalten in der Eingangs-Ausgangs-Kurve und ein scharfer Linienbreiten-Einbruch, gefolgt von einem Wiederanstieg oberhalb der Schwelle gezeigt werden. Außerdem bleibt im Polariton-Kondensats-Regime die Energieverschiebung erhalten. Diese Eigenschaften weisen auf eine Polariton-Kondensation unter nicht-resonanter Anregung hin [Kas06, Bal07, Baj08, Rou10], teilen aber einige Ähnlichkeiten mit einem Photonlaser [Baj07].

Um den Materieanteil oberhalb der Nichtlinearität zu beweisen, wurde ein Magnetfeld in Faraday-Konfiguration angelegt und die diamagnetische Verschiebung gemessen. Ein Vergleich mit der diamagnetischen Verschiebung des Quantenfilms zeigte, dass der Materieanteil der Emission auch oberhalb der Nichtlinearität erhalten sein muss.

Als ein weiterer Beweis für den Erhalt der starken Kopplung auch über der Polariton-Lasing-Schwelle hinaus wurde als letzter Teil dieses Kapitels noch die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung in Abhängigkeit von der Anregungsleistung bestimmt. Auch hier konnten die Materieeigenschaften des Polaritons weit oberhalb der Kondensationsschwelle $P > 10P_S$ durch den Wiederanstieg des $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wertes von 1 auf 1,08 gezeigt werden.

Durch diese drei Messungen konnte zweifelsfrei das Polariton-Lasing in der Hybridkavitätsstruktur mit einem HCG gezeigt werden.

7 Zweidimensionale Polariton-Kondensation im externen Magnetfeld

In diesem Kapitel wird der Einfluss eines externen Magnetfelds auf die drei verschiedenen Emissionsregime einer zweidimensionalen Mikrokavitäts-Struktur untersucht. Dabei wird zuerst auf die leistungsabhängigen Eigenschaften und die Identifizierung der drei verschiedenen Regime (lineares und nichtlineares Polaritonregime sowie Photonlasing) eingegangen. Im Folgenden wird dann der magnetische Einfluss auf die drei unterschiedlichen Bereiche untersucht. Das Hauptaugenmerk hierbei liegt auf dem nicht-linearen Bereich der Polariton-Kondensation, da dort unter Annahme eines vollständig thermalisierten Systems erwartet wird, den „Spin-Meissner“-Effekt (vgl. Kapitel 2.3) zu messen. In den bisherigen Veröffentlichungen zur Magnetfeldwechselwirkung von zweidimensionalen Polariton-Kondensaten unter nicht-resonanter (*Larionov et al.*) [Lar10] und resonanter Anregung (*Walker et al.*) [Wal11] konnte nur ein Teil des vorhergesagten Effekts gezeigt werden. In beiden Experimenten wurde zwar die Unterdrückung der Zeeman-Aufspaltung bis zu einem kritischen Magnetfeld B_C , welche charakteristisch für den „Spin-Meissner“-Effekt ist, gezeigt, aber beide Experimente haben einige nicht erwartete Verhaltensweisen in den Polarisationsseigenschaften. Dies führte zu alternativen Interpretationen der beobachteten Unterdrückung der Zeeman-Aufspaltung. Im resonant angeregten System von *Walker et al.* wird dies mittels eines Zusammenspiels von Larmorpräzession, optischer Unordnung und Phasensynchronisation zwischen den beiden Spin-Komponenten erklärt [Wal11]. *Korenev* zieht zur Erklärung der Unterdrückung der Zeeman-Aufspaltung und der Vorzeichenänderung des zirkularen Polarisationsgrads aus dem Experiment von *Larionov et al.* ein kinetisches Modell heran, welches auf der außergewöhnlichen Annahme beruht, dass Polaritonen mit gleichen Spins sich anziehen [Lar10, Kor12]. Außerdem konnte die Unterdrückung der Zeeman-Aufspaltung in einem elektrisch gepumpten Polariton-Laser gemessen werden, wobei aber wiederum die zunehmende Zirkularpolarisation nicht gezeigt werden konnte [Sch13].

In dieser Arbeit wird im Polariton-Kondensat eine Veränderung des Vorzeichens der Zeeman-Aufspaltung im Vergleich zum linearen Bereich gefunden. Dies kann mithilfe einer Erweiterung der Theorie in Kapitel 2.3 erklärt und reproduziert werden. Außerdem wird gezeigt, dass das Magnetfeld wiederum zur Unterscheidung zwischen Polariton-Kondensation und Photonlasing herangezogen werden kann. Oberhalb der zweiten Schwelle wird im photonischen Regime keine Magnetfeldwechselwirkung mehr registriert, was eine zweifelsfreie Unterscheidung der kohärenten Regime möglich macht.

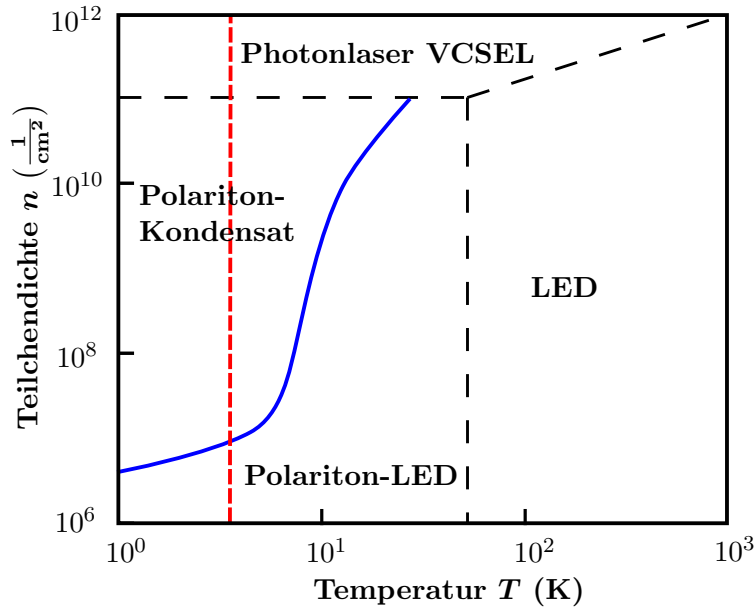


Abbildung 7.1: Schematisches Phasendiagramm für GaAs-Quantenfilm-Mikrokavitäten. Die blaue Linie zeigt die kritische Teilchendichte n_C , die zur Polariton-Kondensation benötigt wird, in Abhängigkeit der Temperatur T (nach [Kav03b]).

7.1 Identifizierung der drei Regime - Leistungsserie

In Abbildung 7.1 ist ein Phasendiagramm für eine Mikrokavität mit GaAs-QF dargestellt. Die blaue Linie zeigt die zur Polariton-Kondensation benötigte kritische Teilchendichte n_C in Abhängigkeit von der Temperatur T des Systems. Zusammen mit den gestrichelten Linien trennt diese die unterschiedlichen Operationsregime der Mikrokavität voneinander ab. Das hier durchgeführte Experiment wird bei konstanter Temperatur $T = 5$ K durchgeführt, d. h. wir bewegen uns im Phasendiagramm in Abbildung 7.1 senkrecht nach oben, was durch die rote, gestrichelte Linie gekennzeichnet ist. In diesem Fall sollten durch Variation der Teilchendichte n im System drei verschiedene Regime der Mikrokavität verwirklicht sein:

1. Polariton-LED¹: Polaritonen im linearen Regime; sie verhalten sich ähnlich einer LED und weisen eine thermische Emissionsverteilung auf.
2. Polariton-Kondensat: Polaritonen kondensieren im Grundzustand des Systems.
3. Photonlasing (VCSEL²): Durch die hohe Teilchendichte im System kommt es in den Quantenfilmen zu einem Elektron-Loch-Plasma. Durch die gegenseitige Abschirmung der Coulombanziehung können keine Exzitonen mehr gebildet werden und es kann Photon-Lasing auftreten. Die kritische Dichte, bei der keine Polaritonen beziehungsweise Exzitonen mehr im System vorhanden sind, kann mittels der Mott-Dichte im Quantenfilm abgeschätzt werden: $n_{Mott} \propto \frac{1}{a_B^3} \propto 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^3}$ (waagrechte, gestrichelte Linie in Abbildung 7.1) [Mot49, Den10].

¹kurz für aus dem Englischen *light emitting diode*

²kurz für aus dem Englischen *vertical-cavity surface-emitting laser*

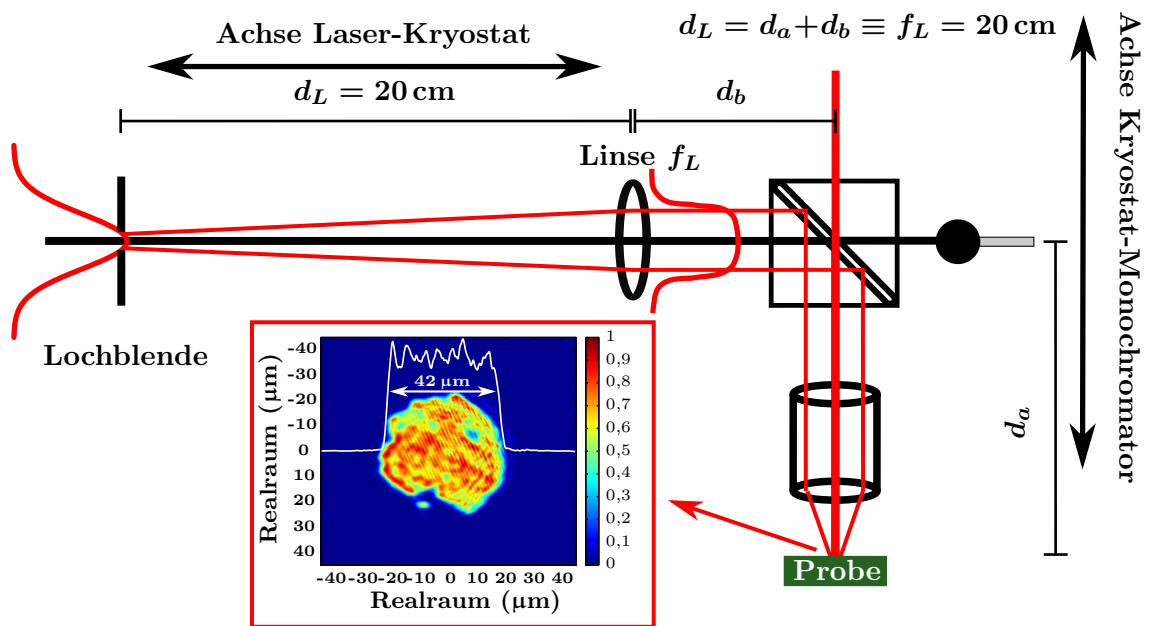


Abbildung 7.2: Schematischer Aufbau zur Konvertierung des gaussförmigen Anregungspots in ein zylinderförmiges Profil.

Wie in den anderen Experimenten davor wird die Ladungsträgerdichte n mittels der Anregungsleistung variiert. Zur Identifikation der drei verschiedenen Regime wird eine Leistungsserie ähnlich denen in Kapitel 5 und 6 unter kontinuierlicher Anregung durchgeführt. Als Verstimmung für dieses Experiment wird $\delta = -6,5 \text{ meV}$ gewählt. Dies stellt einen Kompromiss dar, da hierbei einerseits die photonischen Eigenschaften der Polaritonen hoch und damit die Magnetfeld-Wechselwirkung klein sind, andererseits aber die größeren Linienbreiten für positivere Verstimmungen δ die Messung der erwarteten kleinen Zeeman-Aufspaltung (kleiner als die Linienbreiten) erschweren würde. Bei dieser Verstimmung wird eine hinreichend kleine Linienbreite des Polaritons und eine mit dem Monochromator auflösbare Zeeman-Aufspaltung erwartet. Die Rabi-Aufspaltung dieser Mikrokavität beträgt $E_{RS} = 10,1 \text{ meV}$ (siehe Probe 3, Anhang B), wodurch die gewählte Verstimmung im Bereich einer Rabi-Aufspaltung ist und somit ein signifikanter Materieanteil ($|X|^2 = 23 \%$) des Polaritons vorhanden ist. Dadurch ist die Zeeman-Aufspaltung und die diamagnetische Verschiebung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld mit dem in Kapitel 4 vorgestellten Aufbau messbar. Das Profil des Anregungslasers wird mithilfe einer Linse und einer Lochblende von einem gaussförmigen zu einem zylinderförmigen räumlichen Profil mit einem Durchmesser von ungefähr $40 \mu\text{m}$ auf der Probenoberfläche transformiert (siehe Abbildung 7.2). Dabei wird durch eine Lochblende nur der zentrale Teil des Gaussprofils durchgelassen. Das Abbild der Lochblende wird nun mithilfe der Linse (Brennweite $f_L = 20 \text{ cm}$) in Abbildung 7.2 auf die Probenoberfläche geworfen, wobei der Durchmesser auf der Probe durch die Öffnung der Lochblende oder durch Austausch der Linse in Abbildung 7.2 (andere Brennweite f_L) verändert werden kann. Hierbei muss der Abstand zwischen Lochblende und Linse f_L gleich dem zwischen Linse und Probenoberfläche $d_a + d_b = d_L \equiv f_L = 20 \text{ cm}$ sein. Durch das Zylinderprofil des Anregungslasers wird garantiert, dass sich ein räumlich homogenes Polariton-Kondensat mit hoher Energie und

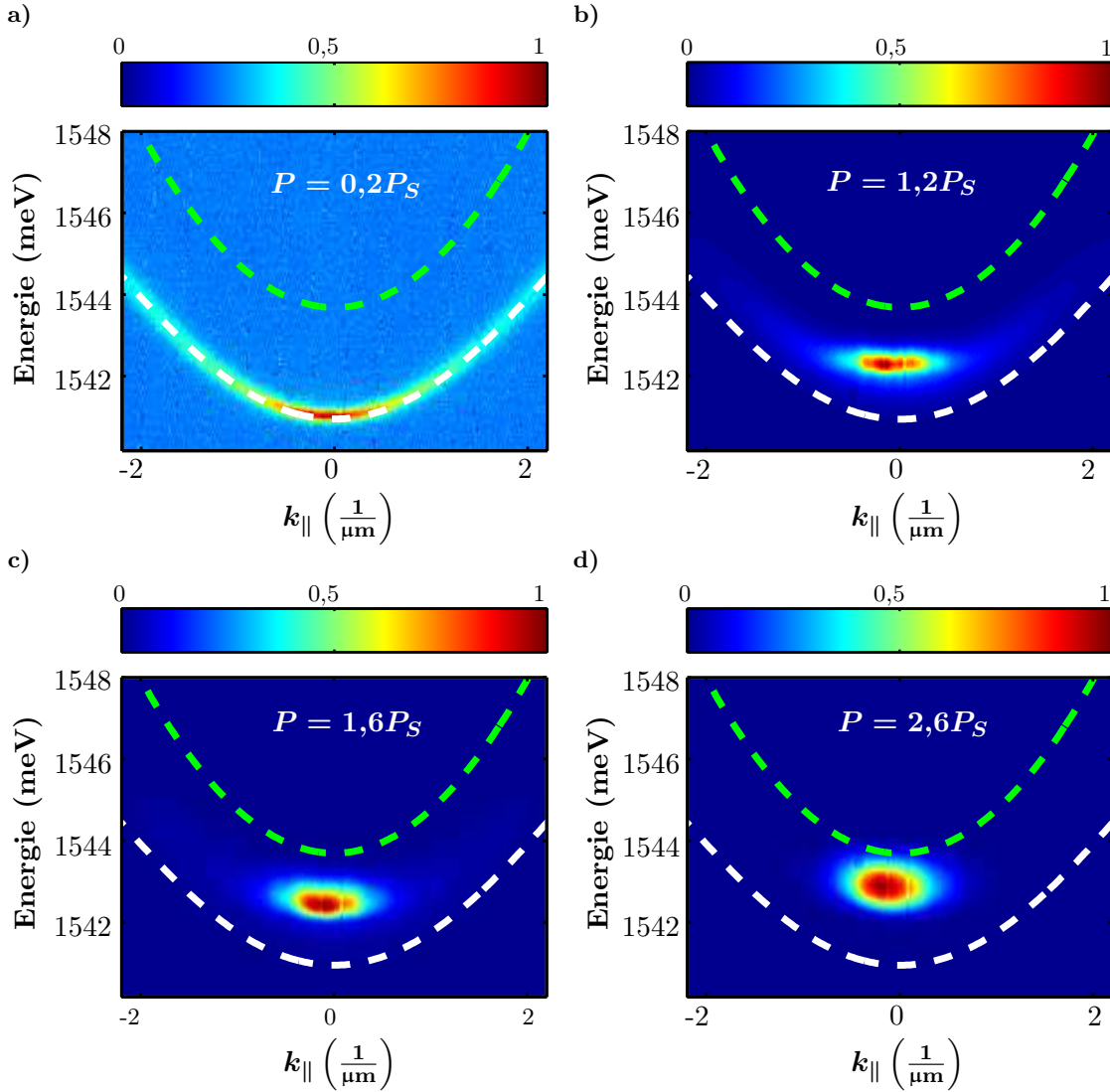


Abbildung 7.3: Fernfeldaufnahmen für a) $P = 0,2P_S$, b) $P = 1,2P_S$, c) $P = 1,6P_S$ und d) $P = 2,6P_S$. Die weiß gestrichelte Linie stellt die durch Anpassung an die in a) ermittelte Dispersion erhaltene untere Polariton-Mode dar und die grün gestrichelte die dazugehörige Photonmode.

Intensitätsstabilität ausbilden kann, was für dieses Experiment bei Messungen von kleinen Aufspaltungen und Polarisations-eigenschaften nötig ist [Kas06, Rou10, Rou12].

In Abbildung 7.3 sind exemplarisch die Fernfeldspektren für die Leistungen a) $P = 0,2P_S$, b) $P = 1,2P_S$, c) $P = 1,6P_S$ und d) $P = 2,6P_S$ dargestellt. Weit unterhalb der Polariton-Kondensationsschwelle P_S ist die volle Dispersion sichtbar. Aus dem Spektrum wird diese extrahiert, mithilfe von Gleichung 2.12a angepasst und in die Spektren von Abbildung 7.3 mit weiß gestrichelter Linie eingetragen. Außerdem ist die dazugehörige Photon-Mode in grün eingezeichnet, um die Blauverschiebung der Emission besser einordnen zu können. Wird die Leistung auf $P = 1,2P_S$ [Abb. 7.3 b)] erhöht, zieht sich die Emission in den Bereich um $k_{||} = 0$ herum zusammen, dabei ist die normale Dispersion im Hintergrund noch leicht besetzt und sichtbar. In den Abbildungen 7.3 c) ($P = 1,6P_S$) und d) ($P = 2,6P_S$) ist nur noch der Grundzustand besetzt.

Auch bei dieser Serie werden wiederum die $k_{||} = 0$ -Schnitte ($k_{||} = \pm 0,25 \frac{1}{\mu\text{m}}$) aus den

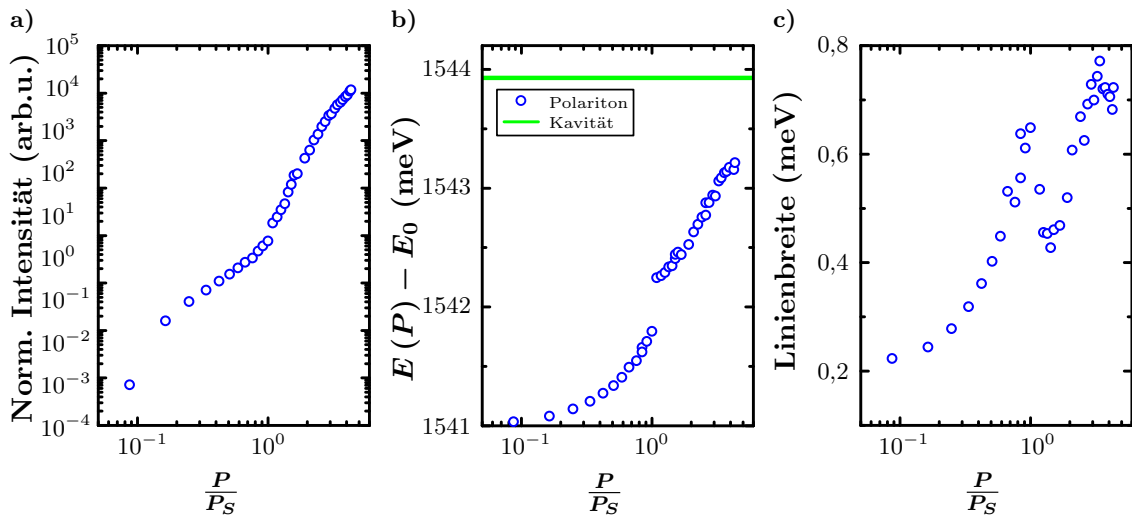


Abbildung 7.4: Aus den Fernfeldspektren durch Integration um den Grundzustand $k_{\parallel} = \pm 0,25 \frac{1}{\mu\text{m}}$ erhaltene a) Eingangs-Ausgangskurve, b) Energieverschiebung und c) Linienbreitenverlauf in Abhängigkeit von der Anregungsleistung. Die grüne Linie in b) zeigt die zum LP gehörige Photon-Mode.

Fernfeldspektren extrahiert. In Abbildung 7.4 a) ist die erhaltene Eingangs-Ausgangs-Charakteristik dargestellt. Es ist hier eine klare Kondensations-Schwelle bei $P_S = 5$ mW sichtbar. Danach kann allerdings keine weitere Schwelle ausgemacht werden, wie es für den Übergang vom Polariton-Kondensat zum Photonlasing typisch ist [Baj08, Tem12, Tso12]. Ein weiteres charakteristisches Merkmal für die Polariton-Kondensation ist die Energie-Verschiebung des Grundzustands mit steigender Anregungsleistung [Abb. 7.4 b)]. Der Grundzustand schiebt auch oberhalb der Kondensations-Schwelle noch blau, was auf die erhöhte Wechselwirkung der Polaritonen untereinander zurückzuführen ist. Die Energie bleibt aber deutlich unterhalb der Kavitäts-Mode [grüne Linie in Abbildung 7.4 b)]. Auch der Linienbreitenverlauf zeigt den Polariton-Kondensations-typischen Einbruch der Linienbreite an der Schwelle und den Wiederanstieg oberhalb davon [Kas06, Bal07, Baj08, Rou11]. Durch die Auswertung der Grundzustandseigenschaften in Abhängigkeit der Anregungsleistung kann Polariton-Kondensation festgestellt werden, aber die zweite Schwelle, zurückführbar auf das Photonlasing, konnte nicht ermittelt werden. Durch das in Abbildung 7.2 dargestellte Prinzip der Strahlformung geht der Großteil der Laserleistung (fast 90%) verloren, da nur der homogene zentrale Bereich des gaussförmigen Emissionsprofil des Lasers durch die Lochblende hindurch gelassen wird. Hierdurch reicht die Leistung unter kontinuierlicher Anregung nicht aus, um die Mott-Dichte in den Quantenfilmen zu erreichen und Photonlasing zu ermöglichen. Deshalb wird zur Realisierung photonischen Lasings der Anregungslaser gepulst (Pulsbreite ungefähr 50 ps) betrieben. Der Vorteil dieses Betriebs ist, dass die mittlere Leistung des Lasers etwa gleich gegenüber dem kontinuierlichen Bereich bleibt, d. h. die kurzen Pulse mit 50 ps Länge und einem An/Aus-Verhältnis von 0,004 haben sehr hohe Peakspitzen von einigen kW, wodurch die Photonlasing-Schwelle überschritten werden sollte. Um dies zu prüfen wird wiederum eine Leistungsserie unter gepulster Anregung durchgeführt. In der Eingangs-Ausgangskurve dieser Serien in Abbildung 7.5 a) sind nun zwei nichtlineare Anstiege sichtbar. Die erste Schwelle, indiziert mit S_1 ,

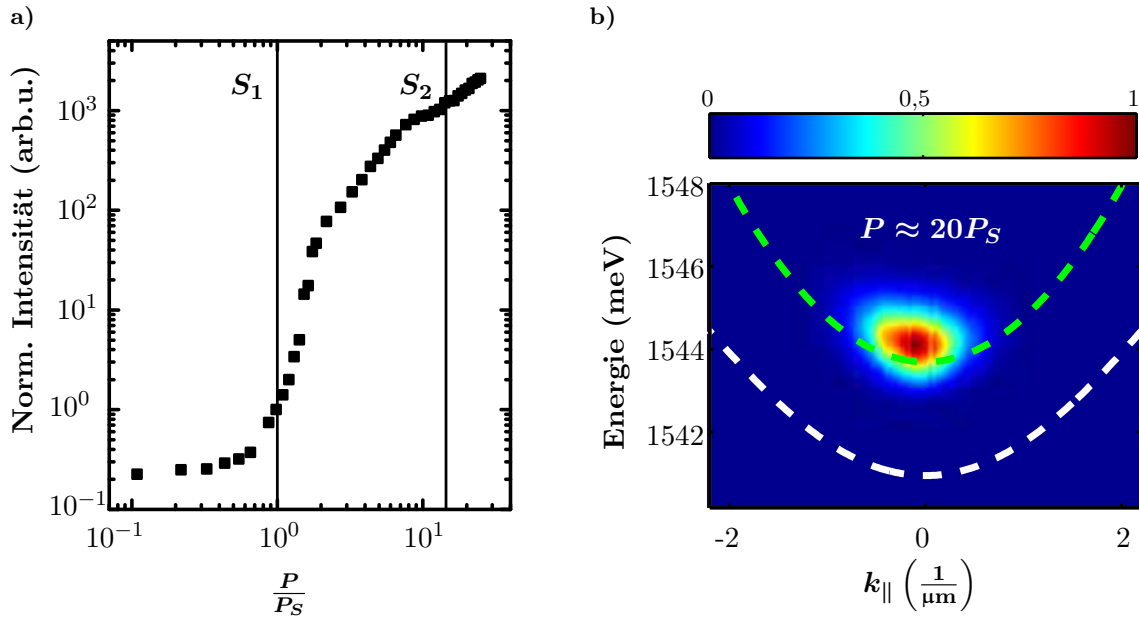


Abbildung 7.5: Leistungsabhängiges Verhalten unter gepulster Anregung mit einer Pulsweite von ungefähr 50 ps. a) zeigt die analog zu Abbildung 7.4 ermittelte Eingangs-Ausgangskurve und b) ein Fernfeldspektrum aufgenommen bei $P = 20P_S$, wobei wieder die LP-Dispersion (weiß) für die niedrigste Anregungsleistung und die dazugehörige Photon-Mode (grün) eingezeichnet sind.

kennzeichnet das Einsetzen der Polariton-Kondensation, während die zweite Schwelle S_2 bei einer Leistung von ungefähr $P = 15P_S$ einsetzt, gekennzeichnet durch eine Sättigung und einem zweiten nichtlinearen Anstieg der Emissionsintensität [Baj08, Tem12, Tso12, Sch13]. Ein weiterer Hinweis auf den Übergang vom Polariton-Kondensat zum Photonlasing liefert das Fernfeldspektrum in Abbildung 7.5 b). Die Emission hierbei kommt oberhalb der zweiten Schwelle von der Kavitäts-Mode (grün, gestrichelt), was wiederum den Übergang vom Polariton-Kondensat zum Photonlasing verdeutlicht [Tso12, Oha12, Kam12, Sch13].

7.2 Verstimmungsabhängige Magnetfeld-Wechselwirkung des linearen Regimes

Nachdem in Kapitel 7.1 die drei verschiedenen Arbeitsregime einer 2D-Mikrokavität gezeigt wurden, wird nun im linearen Regime unter niedriger Anregungsleistung weit unterhalb der Nichtlinearitäten die Wechselwirkung mit einem Magnetfeld in Faraday-Konfiguration (vergleiche Kapitel 6.2) untersucht. Hierbei wird die Zeeman-Aufspaltung in Abhängigkeit von der Verstimmung δ der Photon- und QF-Exziton-Mode gemessen. Die beiden Spin-Komponenten $S_z = \pm 1$ sind leicht experimentell zugänglich, da beim Zerfall der LPs entweder σ^+ oder σ^- -polarisiertes Licht, abhängig vom Spinzustand des Polaritons $S = +1$ oder $S = -1$, von der Kavität ausgesandt wird. Mittels eines $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchens und eines Linearpolarisators können die beiden Komponenten voneinander unterschieden und unabhängig gemessen werden. Aus dem energetischen Unterschied der beiden Moden kann die Zeeman-Aufspaltung ΔE_{Zee} bestimmt werden. In Abbildung 7.6 a) ist die Zeeman-Aufspaltung für drei repräsentative Verstimmungen $\delta = -8,4 \text{ meV}$

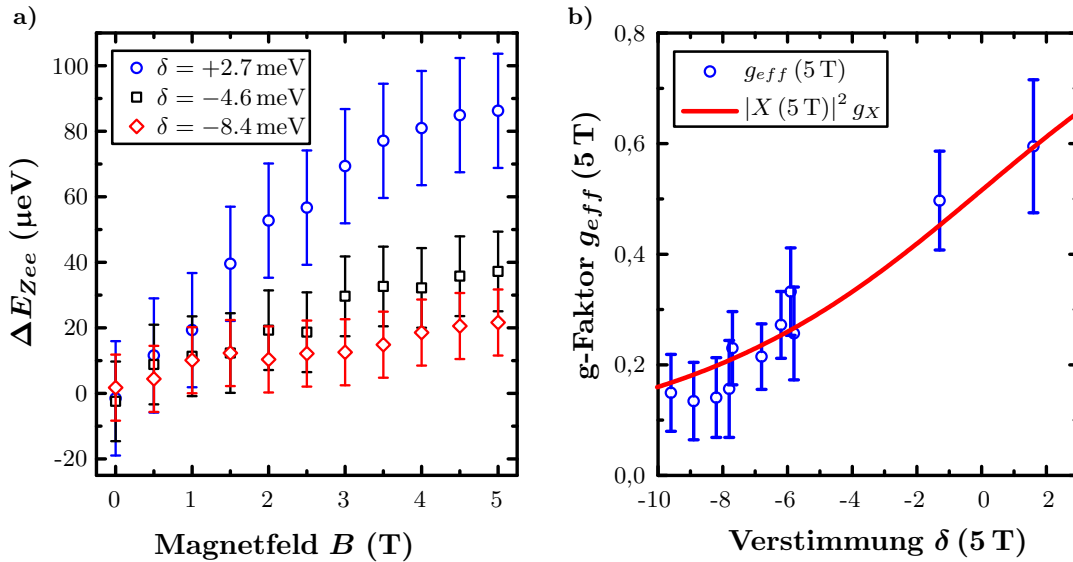


Abbildung 7.6: a) Zeeman-Aufspaltung für drei verschiedene Verstimmungen $\delta = +2,7$ meV, $\delta = -4,6$ meV und $\delta = -8,4$ meV. Mit ansteigendem exzitonischen Anteil $|X(B)|^2$ von negativer zu positiver Verstimmung δ wächst die Zeeman-Aufspaltung von $\Delta E_{Zee} = 18 \mu\text{eV}$ ($\delta = -9,6$ meV) auf $\Delta E_{Zee} = 86 \mu\text{eV}$ ($\delta = +1,6$ meV) an. b) Darstellung des effektiven g-Faktors g_{eff} des unteren Polaritons bei $B = 5$ T in Abhängigkeit von der Verstimmung δ . Die rote Linie zeigt hierbei das theoretisch erwartete Verhalten.

(rote Diamanten), $\delta = -4,6$ meV (schwarze Quadrate) und $\delta = +2,7$ meV (blaue Kreise) in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld B dargestellt. Für die rote Verstimmung $\delta = -8,4$ meV zeigt die Aufspaltung ein näherungsweise lineares Verhalten, wie es nach Gleichung 2.36 erwartet wird. Für $\delta = -4,6$ meV und $\delta = +2,7$ meV kommt die Abhängigkeit des exzitonischen Anteils $|X(B)|^2$ (siehe Gleichung 6.2) vom Magnetfeld stärker zur Geltung, indem die Zeeman-Aufspaltung für $B > 3$ T abflacht und nicht mehr linear anwächst. Dies liegt an der im Vergleich zur roten Verstimmung $\delta = -8,4$ meV höheren relativen Veränderung des exzitonischen Anteils $|X(B)|^2$ durch die diamagnetische Verschiebung des QF-Exzitons $\Delta E_{Dia,X}$ und dem Anstieg der Rabi-Aufspaltung. $\Delta E_{Dia,X}$ wird an der gleichen Struktur gemessen, wobei allerdings der obere DBR abgeätzt ist, um einen Zugang zum ungekoppelten QF-Exziton zu bekommen. Die diamagnetische Verschiebung beträgt hierbei von $B = 0$ T auf $B = 5$ T ungefähr $\Delta E_{Dia,X} = 1,2$ meV (siehe Abbildung 7.7). Der Anstieg der Rabi-Aufspaltung wird als linear mit dem Magnetfeld (von $E_{RS} = 10,1$ meV auf $E_{RS} = 10,5$ meV) angenommen [Whi95, Fis96, Ber96]. Unter Beachtung dieser zwei Veränderungen im Magnetfeld ändert sich die in der Legende von Abbildung 7.6 a) angegebene Verstimmung auf zum Beispiel bei $\delta = +2,7$ meV auf $\delta(B = 5\text{ T}) = +1,6$ meV bei $B = 5$ T, wobei hier die maximale Zeeman-Aufspaltung $\Delta E_{Zee} = 86 \mu\text{eV}$ beträgt. Die minimale in diesem Experiment bei $B = 5$ T gemessene Aufspaltung beträgt $\Delta E_{Zee} = 18 \mu\text{eV}$ bei einer Verstimmung von $\delta(5\text{ T}) = -9,6$ meV. Von diesen durchgeführten Magnetfeldserien werden nun die effektiven g-Faktoren $g_{eff}(5\text{ T})$ bei $B = 5$ T für die unterschiedlichen Verstimmungen extrahiert und in Abbildung 7.6 b) gegen die Verstimmung $\delta(5\text{ T})$ bei $B = 5$ T aufgetragen (blaue Kreise). Die Messwerte werden mithilfe der Verstimmung und dem daraus resultierenden exzitonischen Anteil $|X(5\text{ T})|^2$

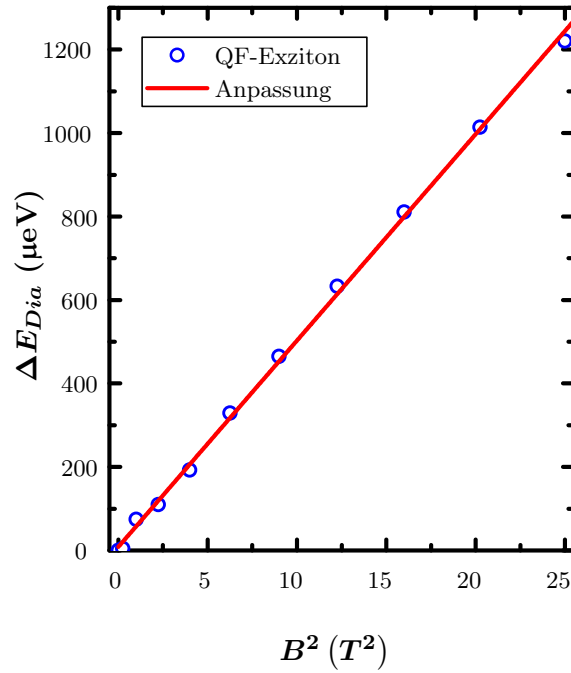


Abbildung 7.7: Diamagnetische Verschiebung des QF-Exzitons. Hierbei ist der obere DBR abgeätzt, um das ungekoppelte QF-Exziton messen zu können. Mit roter Linie ist die Anpassung nach Gleichung 2.33 eingezeichnet.

angepasst (rote Linie):

$$g_{eff}(5 \text{ T}) = |X(5 \text{ T})|^2 g_X. \quad (7.1)$$

Gleichung 7.1 reproduziert die Messwerte für einen exzitonischen g-Faktor $g_X \approx 1$ im Rahmen des Fehlers sehr gut. Es wurde in der Literatur gezeigt, dass die g-Faktoren von QF-Exzitonen eine hohe Abhängigkeit von der Dicke der verwendeten Quantenfilmen und des angelegten Magnetfelds haben [Sne92]. Im Rahmen dessen liegt das Ergebnis von $g_X \approx 1$ gut im erwarteten Bereich des g-Faktors bei $B = 5 \text{ T}$ für die hier verwendeten 13 nm QF und die Abhängigkeit vom exzitonischen Anteil $|X(B)|^2$ (vergleiche Gleichung 2.35) kann bestätigt werden.

7.3 Vergleich der verschiedene Regime im Magnetfeld

In diesem Teil der Arbeit werden nun bei der Verstimmung $\delta = -6,5 \text{ meV}$ die drei in Kapitel 7.1 identifizierten Regime der Mikrokanität im Magnetfeld untersucht. Der lineare Bereich und das Polariton-Kondensat werden unter cw-Anregung untersucht, während das Photon-Lasing-Experiment aus im Abschnitt 7.1 genannten Gründen unter gepulster Anregung durchgeführt wird. Dies wird bei repräsentativen Anregungsleistungen a) $P = 0,1P_S$, b) $P = 1,6P_S$ und c) $P \approx 20P_S$ für die drei Emissionsregime der Mikrokanität in Fernfeldkonfiguration durchgeführt. In Abbildung 7.8 a)-c) sind die Fernfeldspektren für $B = 0 \text{ T}$ auf der linken Seite und für $B = 5 \text{ T}$ auf der rechten Seite des Spektrums dargestellt. Für das lineare Regime und das Polariton-Kondensat [Abb. 7.8 a) und b)] ist eine deutliche diamagnetische Verschiebung zu sehen, während für das Regime des Photonlasings [Abb.

7.8 c)] kein energetischer Unterschied zwischen $B = 0$ T und $B = 5$ T sichtbar ist. Ähnlich verhält sich das für die polarisationsaufgelösten Wasserfalldarstellungen der Grundzustandsenergie in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld in 0,5 T-Schritten von $B = 0$ T bis $B = 5$ T in Abbildung 7.8 d)-e). Diese werden wiederum aus den Fernfeldspektren durch Integration um $k_{\parallel} = \pm 0,25 \frac{1}{\mu\text{m}}$ herum extrahiert. Die schwarze Linie entspricht hierbei der σ^- - und die rot-gestrichelte der σ^+ -Komponente der Mikrokavitätsmission. Für das untere Polariton im linearen Regime [Abb. 7.8 d)] und im Polariton-Kondensat [Abb. 7.8 e)] ergibt sich eine Zeeman-Aufspaltung, abhängig vom angelegten Magnetfeld. Im Fall des unteren Polaritons beträgt die Aufspaltung bei $B = 5$ T $\Delta E_{Zee} = 22 \mu\text{eV}$, passend zur Analyse des verstimmungsabhängigen Verhaltens der Zeeman-Aufspaltung im Diagramm 7.6 b). Das photonische Lasing in Abbildung 7.8 f) weist wiederum keinen Einfluss des Magnetfelds weder auf die Energieposition des Grundzustands (keine Zeeman-Aufspaltung) noch auf die Intensitäten der unterschiedlichen Spin-Komponenten auf. Obwohl in früheren Experimenten ein schwacher Einfluss von axialen Magnetfeldern auf die Energieposition und die Polarisation von VCSEL beobachtet wurde [Doo97], spricht der nicht mehr vorhandene Einfluss des Magnetfelds in diesem Regime dafür, dass der Materieanteil der Emission komplett verloren ist und man wirklich von Photonlasing sprechen kann.

Als nächstes wird die Magnetfeldwechselwirkung des linearen Regimes und des Polariton-Kondensats näher betrachtet. Hierzu werden die Zeeman-Aufspaltung und die Zirkularpolarisation ρ_Z von beiden Bereichen aus den Wasserfalldiagrammen 7.8 d) und e) ausgelesen und in Abbildung 7.9 dargestellt. 7.9 a) zeigt die Zeeman-Aufspaltung für die Leistungen $P = 0,1P_S$ (blaue Quadrate) und $P = 1,6P_S$ (rote Kreise) in Abhängigkeit vom Magnetfeld B . ΔE_{Zee} für die niedrige Anregungsleistung folgt dem in Kapitel 7.2 besprochenen linearen Verlauf, wobei der effektive g-Faktor g_{eff} aufgrund des hohen photonischen Anteils bei dieser Verstimmung ($\delta = -6,5 \text{ meV}$) $g_{eff} = +0,16$ ist. Im Polariton-Kondensat kann die Zeeman-Aufspaltung bis zu einem Magnetfeld $B_C \sim 3$ T nicht experimentell aufgelöst werden [siehe Diagramm 7.9 a)]. Oberhalb dieses Magnetfelds tritt eine weitere Besonderheit auf. Die Zeeman-Aufspaltung ändert das Vorzeichen und ist signifikant erhöht gegenüber dem nicht kondensierten Fall. Dies steht im Widerspruch zu dem im Theorieteil 2.3 vorgestellten Verhalten für ein Polariton-Kondensat im thermischen Gleichgewicht, bei dem zwar auch eine Unterdrückung der Zeeman-Aufspaltung bis zu einem kritischen Magnetfeld B_C beobachtet wird, aber keine Vorzeichenumkehr der Aufspaltung auftreten darf [Rub06]. Auch der Zirkularpolarisationsgrad ρ_Z zeigt ein zu *Rubo et al.* gegenläufiges Verhalten [siehe Abb. 7.9 b)]. In der originalen Theorie steigt ρ_Z von 0 auf 100 % zwischen $B = 0$ T und dem kritischen Magnetfeld B_C linear an, um dann vollständig zirkularpolarisiert zu bleiben. In dem hier vorliegenden Experiment zeigt sich schon bei $B = 0$ T ein schwacher Zirkularpolarisationsgrad $\rho_Z \approx 5$ %, die nur schwach auf 8 % bis zum Magnetfeld $B_C \sim 3$ T ansteigt. Oberhalb dieses Magnetfelds verdoppelt sich dann der Polarisationsgrad auf 18 % bei $B = 5$ T.

Um das im Polariton-Kondensat beobachtete Umdrehen des Vorzeichens bei der Zeeman-Aufspaltung und die unerwartete Polarisationsabhängigkeit zu erklären, kann man bei der hier verwendeten Verstimmung $\delta = -6,5 \text{ meV}$ und der damit verbundenen kurzen Lebensdauer des unteren Polaritons nicht von einem sich im thermischen Gleichgewicht

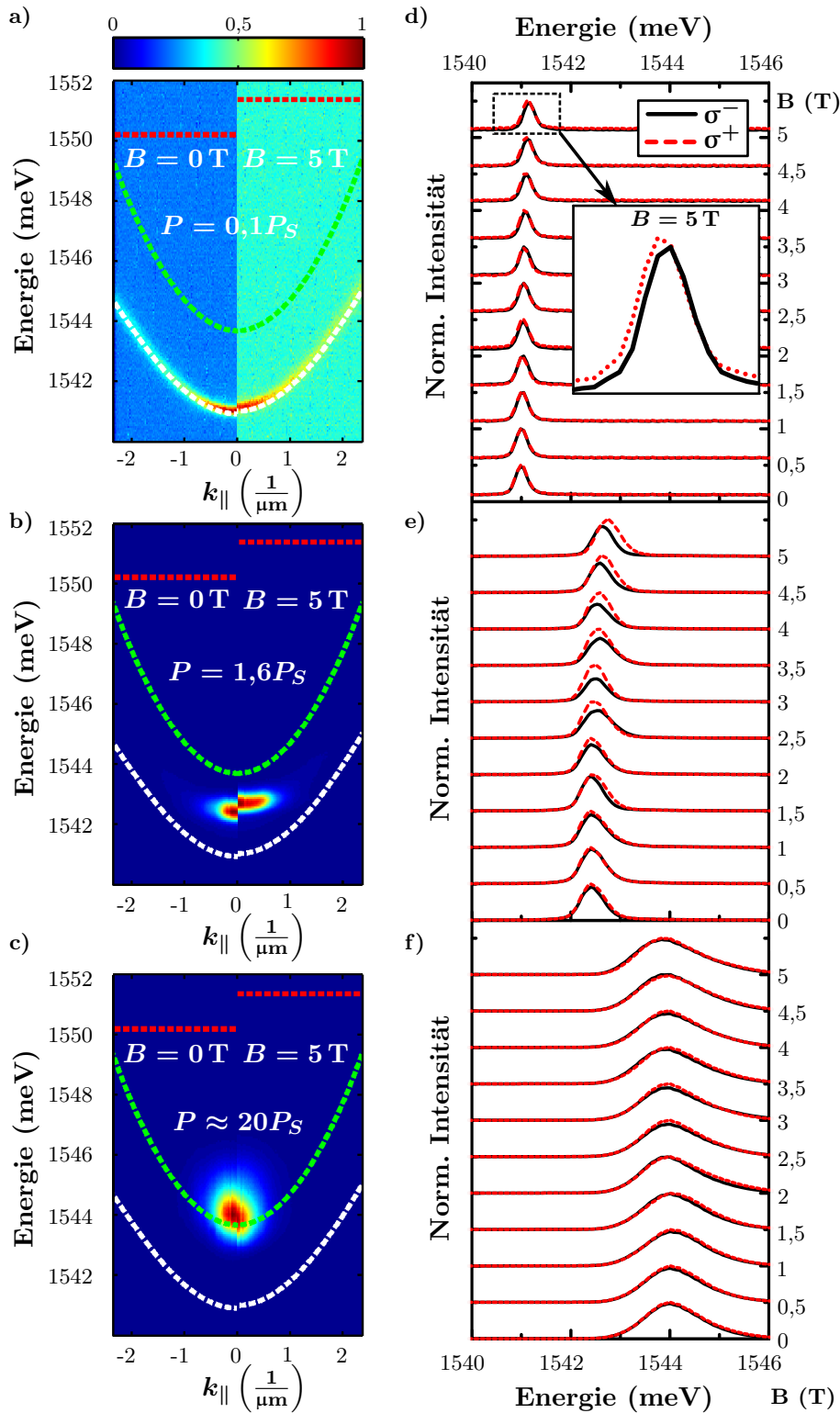


Abbildung 7.8: a)-c) Fernfeldspektren für $B = 0\text{ T}$ und $B = 5\text{ T}$ (linke und rechte Seite) für die drei verschiedenen Operationsbereiche der Mikrokaivität bei den Anregungsleistungen a) $P = 0,1P_S$, b) $P = 1,6P_S$ und c) $P \approx 20P_S$. Die diamagnetische Verschiebung ist für a) und b) deutlich sichtbar, während für das Photonlasing diese nicht ausmachbar ist. d)-f) zeigen die polarisationsaufgelösten Linienspektren des Grundzustands (schwarze σ^- , rot-gestrichelte Linie σ^+) für die korrespondierenden Anregungsleistungen aus a)-c). Auch hier ist für das untere Polariton und das Polariton-Kondensat die Zeeman-Aufspaltung sichtbar. Das Photonlasing zeigt dagegen erneut keinen Einfluss auf die Energie und auf die Intensitäten der beiden Spin-Komponenten.

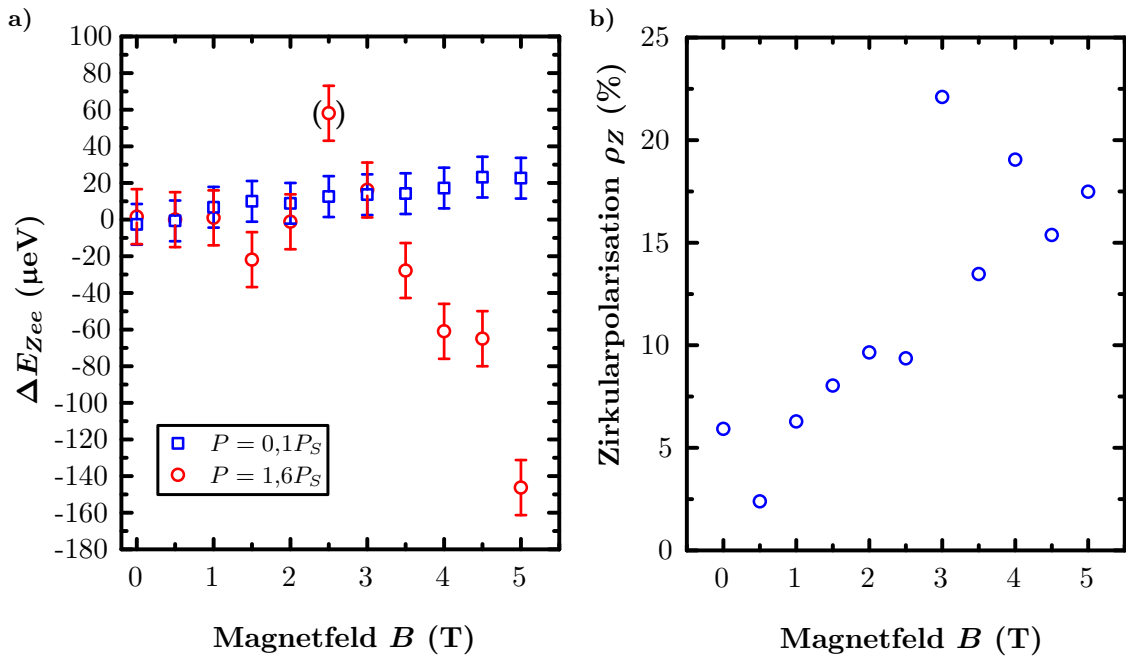


Abbildung 7.9: Gemessene Zeeman-Aufspaltung ΔE_{Zee} für die Anregungsleistungen $P = 0,1P_S$ (blaue Quadrate) und $P = 1,6P_S$ (rote Kreise). In b) wird der Grad der Zirkularpolarisation ρ_Z für das Polariton-Kondensat in Abhängigkeit vom Magnetfeld gezeigt ($P = 1,6P_S$).

befindenden System ausgehen. Die Theorie von *Rubo et al.* muss hierbei auf ein System im thermischen Ungleichgewicht erweitert werden [Rub06]. Bei den hier vorliegenden experimentellen Umständen wird ein Modell angenommen, bei dem sich zwar für jede Spin-Komponente $S = \pm 1$ des Polariton-Kondensats ein thermisches Gleichgewicht ausbilden kann, aber zwischen den beiden Komponenten selbst kein thermisches Gleichgewicht vorhanden ist. Diese Annahme beruht auf einem System, in dem eine schnelle Energie-Relaxation aufgrund von Polariton-Polariton-Wechselwirkung möglich ist, aber nur eine langsame Spin-Relaxation im System vorhanden ist. Bei der hier verwendeten Verstimmung $\delta = -6,5 \text{ meV}$ wird eine Spin-Relaxationszeit von ungefähr 300 ps erwartet [Sol07], während für die Energie-Relaxationszeiten wenige 10 ps angenommen werden können [Tas99]. Diese Relaxationszeiten entsprechen der Annahme von einem thermischen Gleichgewicht in einer Spin-Komponente, aber einem thermischen Ungleichgewicht zwischen den beiden Spins. Betrachtet man nun ein lokalisiertes Polariton-Kondensat im externen Magnetfeld bei $T = 0 \text{ K}$ mit den vorher genannten Eigenschaften, so muss zusätzlich in der normalerweise für die Freie Energie F verwendete Textbuchformel beachtet werden, dass die chemischen Potentiale für die Spins $+1$ μ_+ und -1 μ_- nicht gleich sind [Rub06, Kav07]:

$$F = -\mu_+ n_+ - \mu_- n_- + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{4} n^2 + (\alpha_1 - \alpha_2) S_z^2 - \mu_{B\text{eff}} B S_z. \quad (7.2)$$

Hier bezeichnet n die Gesamtzahl der im System vorhandenen Polaritonen $n = n_+ + n_-$, wobei n_+ und n_- die Anzahl der σ^+ - und σ^- -polarisierten Polaritonen sind. S_z beschreibt die z-Komponente (Wachstumsrichtung) des Pseudospins der Polaritonen: $S_z = \frac{1}{2} (n_- - n_+)$. Außerdem handelt es sich bei α_1 und α_2 um die Wechselwirkungskonstanten für Polaritonen

mit parallelen und antiparallelen Spins, wobei bei der hier verwendeten Struktur $\alpha_1 - \alpha_2 > 0$ gilt. Der dritte und vierte Term in Gleichung 7.2 beschreibt den Beitrag zur Freien Energie, der von der Polariton-Polariton-Wechselwirkung herrührt, während der fünfte Term den Beitrag des angelegten externen Magnetfelds mit g_{eff} als effektiven g-Faktor und μ_B als das Bohrsche Magneton beschreibt.

Weiterhin gilt:

$$-\mu_+ n_+ - \mu_- n_- = (\mu_- - \mu_+) S_z - \frac{1}{2} (\mu_+ + \mu_-) n. \quad (7.3)$$

In diesem Fall wird das Minimum der Freien Energie F entweder für

$$S_z = \frac{\mu_B g_{eff} B + \mu_- - \mu_+}{2(\alpha_1 - \alpha_2)}, \text{ falls } B < \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) n + \mu_+ - \mu_-}{\mu_B g_{eff}}, \quad (7.4)$$

oder für

$$S_z = \frac{n}{2}, \text{ falls } B > \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) n + \mu_+ - \mu_-}{\mu_B g_{eff}}, \quad (7.5)$$

erreicht. Im Fall eines nicht gänzlich spin-polarisierten Systems kann S_z als unabhängig von n betrachtet werden. Deshalb hängt die Freie Energie F von den beiden Parameter S_z und n ab. Gleichung 7.4 wird durch Minimierung der Freien Energie (Gleichung 7.2) über die Pseudospin-Komponenten S_z bestimmt. Wird allerdings ein völlig spin-polarisiertes System angenommen, dann lautet $S_z = \frac{n}{2}$ und ist kein unabhängiger Parameter mehr. Deshalb darf in diesen Fall die Minimierung nur über n erfolgen.

Geht man nun vom Regime aus Gleichung 7.4 (nicht völlig spin-polarisiert) aus, so lautet die Freie Energie F :

$$F = -\mu_+ n_+ - \mu_- n_- + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{4} n^2 + (\alpha_1 - \alpha_2) \left(\frac{n_- - n_+}{2} \right)^2 - \mu_B g_{eff} B \left(\frac{n_- - n_+}{2} \right). \quad (7.6)$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial n_+} &= -\mu_+ + \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} n - (\alpha_1 - \alpha_2) S_z + \frac{1}{2} \mu_B g_{eff} B \\ &= -\mu_+ + \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} n - \frac{\mu_B g_{eff} B + \mu_- - \mu_+}{2} + \frac{1}{2} \mu_B g_{eff} B \\ &= \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} n - \frac{1}{2} (\mu_+ + \mu_-). \end{aligned} \quad (7.7a)$$

$$\frac{\partial F}{\partial n_-} = -\frac{1}{2} (\mu_+ + \mu_-) + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} n. \quad (7.7b)$$

Im Gleichgewicht für jede Spin-Komponente gilt folgende Bedingung:

$$\frac{\partial F}{\partial n_+} = \frac{\partial F}{\partial n_-} = 0, \quad (7.8)$$

weshalb $\frac{1}{2} (\mu_+ + \mu_-) = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} n$ ist. Wenn die beiden Spin-Komponenten im thermischen Gleichgewicht sind, dann folgt, dass $\mu_+ = \mu_- = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} n$ ist. Die benötigte Energie beim Hinzufügen eines σ^+ -Polariton zu dem System ist genauso groß, wie wenn ein

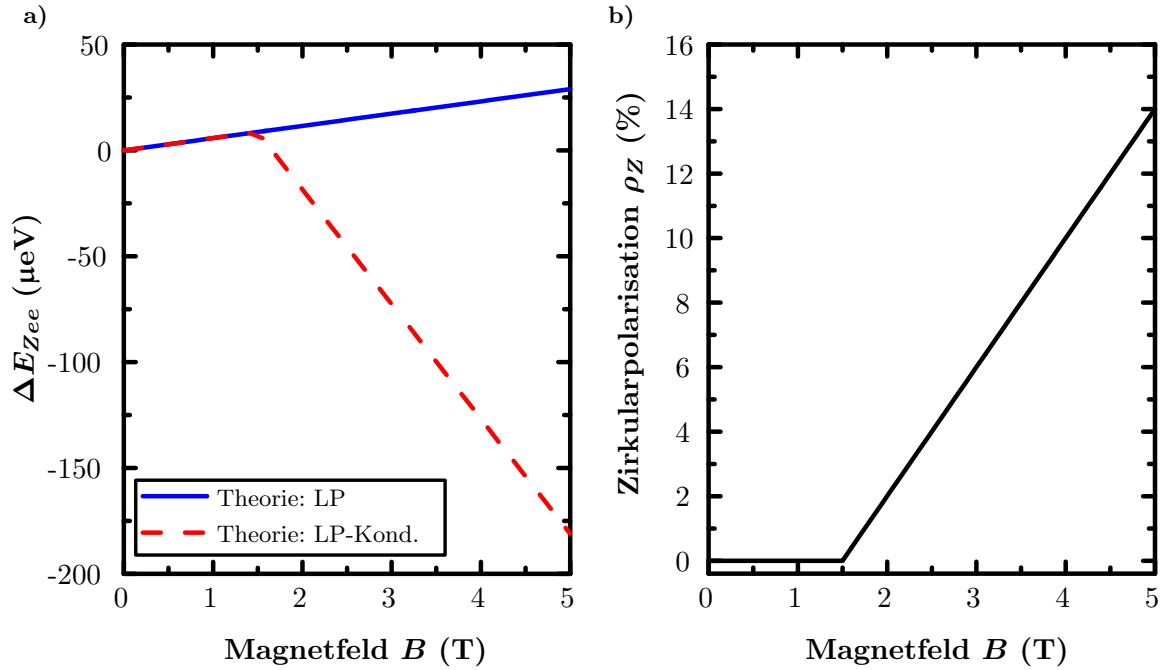


Abbildung 7.10: a) Theoretische Berechnung der Zeeman-Aufspaltung nach Gleichung 7.10 bei nicht vorhandenem thermischen Gleichgewicht zwischen den beiden Spin-Komponenten unter Verwendung der Zirkularpolarisationsgrade ρ_z aus b). Die blaue Linie ist der Fall des linearen Regimes, bei dem gilt: $n \rightarrow 0$.

σ^- -Polariton hinzufügt wird. Daraus folgt, dass das von den beiden Spin-Komponenten emittierte Licht die gleiche Energie aufweist. Dieses Verhalten beschreibt den sogenannten „Spin-Meissner“-Effekt, der theoretisch von *Rubo et al.* vorhergesagt wurde [Rub06].

Auf der anderen Seite können in einem Polariton-Laser die beiden Spin-Komponenten aufgrund der langen Spin-Relaxationszeit als unabhängig voneinander betrachtet werden. Als Konsequenz hieraus ist es möglich, dass die beiden chemischen Potentiale der Spins nicht mehr gleich ($\mu_- \neq \mu_+$) sind. Das Vorzeichen und der Betrag der Differenz zwischen den beiden chemischen Potentialen hängen hierbei vom Polarisationsgrad der Emission und vom extern angelegten Magnetfeld ab:

$$S_z = \frac{n}{2} \rho_z = \frac{\mu_B g_{eff} B + \mu_- - \mu_+}{2(\alpha_1 - \alpha_2)} = \frac{\mu_B g_{eff} B - \Delta}{2(\alpha_1 - \alpha_2)}. \quad (7.9)$$

$\Delta = \mu_+ - \mu_-$ ist die zu messende Zeeman-Aufspaltung der beiden Spin-Komponenten. Aus Gleichung 7.9 folgt dann direkt:

$$\Delta = \mu_B g_{eff} B - (\alpha_1 - \alpha_2) n \rho_z. \quad (7.10)$$

Die Gleichung 7.10 für die Zeeman-Aufspaltung im thermischen Ungleichgewichtsfall besteht nun im Gegensatz zum linearen Regime der Mikrokavität (Gleichung 2.36) aus zwei Termen und kann leicht negativ werden, falls $(\alpha_1 - \alpha_2) \rho_z n > \mu_B g_{eff} B$ ist. Die Inversion kann hierbei durch Veränderung des Magnetfelds oder der Pumpleistung (Teilchendichte n) erfolgen. In Abbildung 7.10 a) ist der theoretische Verlauf der Zeeman-Aufspaltung eines Systems, bei dem zwischen den beiden Spin-Komponenten, berechnet nach Gleichung

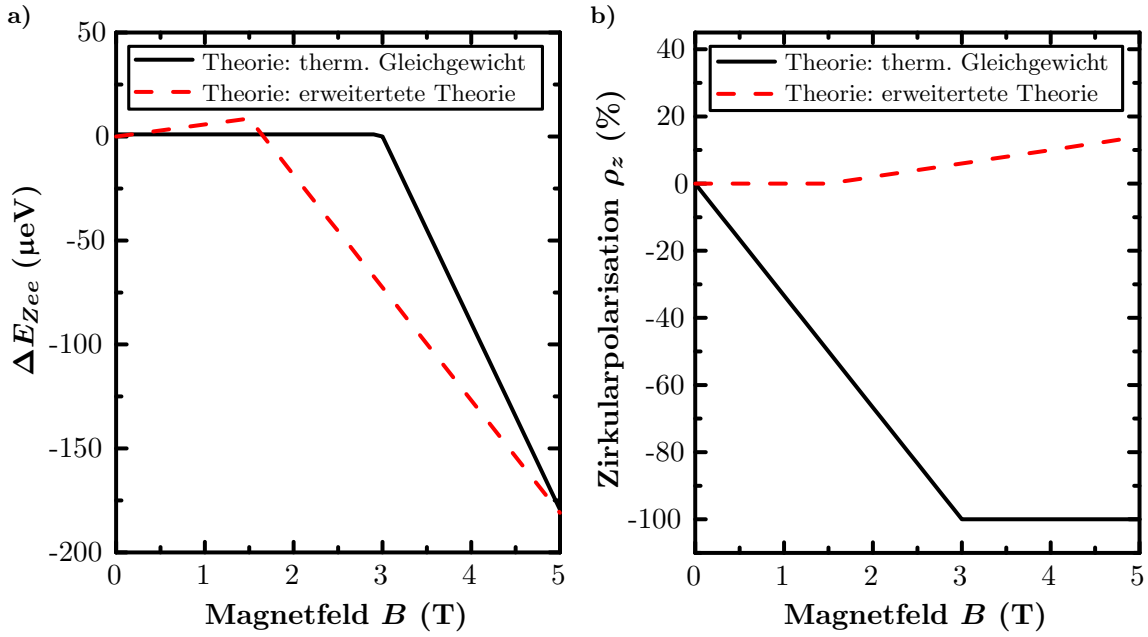


Abbildung 7.11: Erwartete Zeeman-Aufspaltung (a) und Zirkularpolarisation (b) für ein vollständig thermalisiertes System (schwarze Linie) im Vergleich mit einem nicht thermalisierten Polariton-System, bei dem das thermische Gleichgewicht zwischen den Spin-Komponenten nicht vorhanden ist (rote, gestrichelte Linie).

7.10, kein thermisches Gleichgewicht vorhanden ist, gezeigt. Hierzu wird die Abhängigkeit des Zirkularpolarisationsgrads ρ_z vom Magnetfeld in Abbildung 7.10 b) verwendet. Zur Berechnung der Aufspaltung im linearen Regime (blaue Linie) wird die Teilchendichte $n \rightarrow 0$ gesetzt. In diesem Fall erhält man das nach der Theorie in Kapitel 2.3 erwartete und in Abbildung 7.9 a) gemessene Verhalten mit einem effektiven g-Faktor von $+0,16$. Im Fall des Polariton-Kondensats kommt der zweite Term aus Gleichung 7.10 zum Tragen und nach einem erst schwachen Ansteigen der Zeeman-Aufspaltung ähnlich dem linearen Regime dreht sich dieses ab einem Magnetfeld von etwa $B = 2$ T um und wird stark negativ. Der zur Berechnung verwendete Verlauf der Zirkularpolarisation ρ_z [Abb. 7.10 b)] ist in guter Übereinstimmung zu dem Experiment aus Abbildung 7.9 b). Um klar zumachen, dass die Theorie von *Rubo et al.* [Rub06] alleine ohne die vorher getätigte Erweiterung nicht die Messung hier erklären kann, ist in Abbildung 7.11 ein Vergleich der beiden Theorien gezeigt. Im vollständig thermalisierten System (schwarze Linie) kann die Vorzeichenumkehr der Zeeman-Aufspaltung nicht reproduziert werden. In der hier durchgeführten Rechnung wird ein auch für das lineare System gültiger negativer effektiver g-Faktor $g_{eff} = -1,55$ zur Vorzeichenreproduktion der Zeeman-Aufspaltung angenommen. Außerdem zeigt die Polarisation des vollständig thermalisierten Systems ein dem Experiment komplett entgegenlaufendes Verhalten [Abb. 7.11 b)]. In diesem Fall muss die Polarisation auch negativ werden, was in dem hier vorliegenden Experiment nicht beobachtet wird (rot gestrichelte Linie).

Als weitere Parameter werden die diamagnetischen Verschiebungen für das lineare Regime und das Polariton-Kondensat aus den Wasserfalldiagrammen 7.8 d) und e) extrahiert und in Abbildung 7.12 gegen B^2 aufgetragen. Die blauen Quadrate beschreiben die Verschiebung für

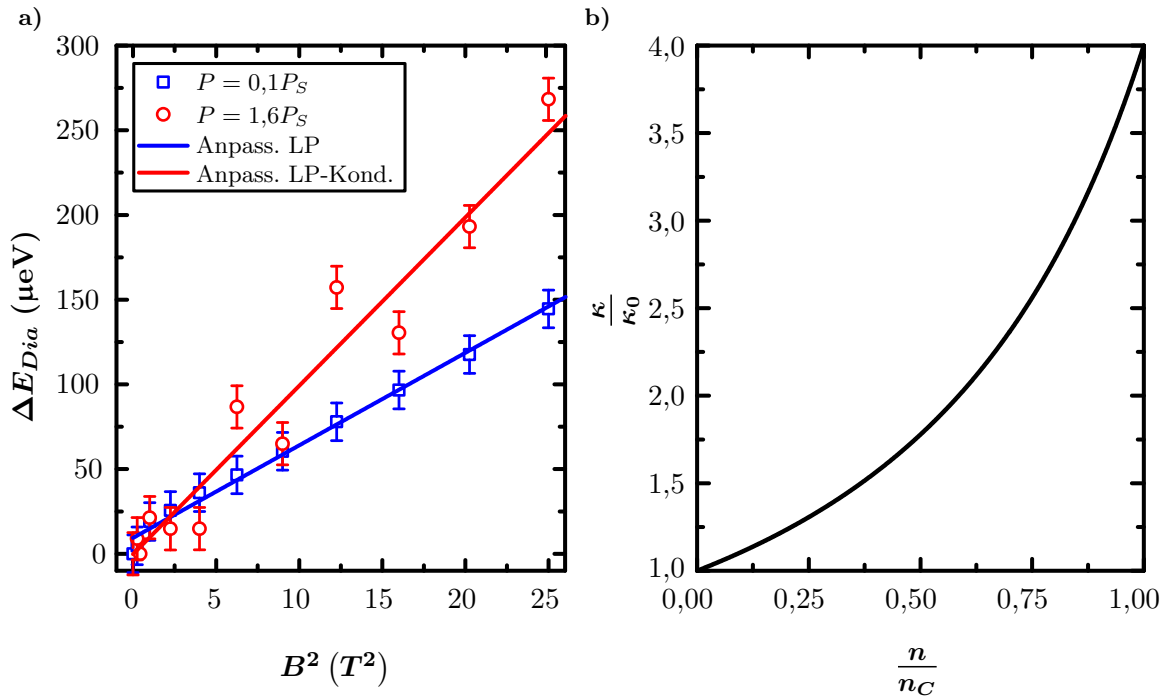


Abbildung 7.12: a) Aus Abbildung 7.8 extrahierte diamagnetische Verschiebung des unteren Polaritons bei $P = 0,1P_S$ (blaue Quadrate) und des Kondensats bei $P = 1,6P_S$ (rote Kreise). b) Theoretisch berechnete relative Veränderung des diamagnetischen Koeffizienten κ in Abhängigkeit von der Teilchendichte normiert auf die Motttdichte n_c .

das untere Polariton im linearen Regime. Die dazugehörige blaue Linie zeigt die Anpassung nach Gleichung 6.1 mit einem diamagnetischen Koeffizienten von $\kappa_{LP} = 6 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}^2}$. Für das Polariton-Kondensat bei $P = 1,6P_S$ (rote Kreise) ergibt sich aus der linearen Anpassung ein erhöhter diamagnetischer Koeffizient von $\kappa_{Cond.} = 10 \frac{\mu\text{eV}}{\text{T}^2}$. Dieser Effekt kann durch Beachtung des Phasenraum-Füllens erklärt werden. Durch das nicht-resonante Anregen werden viele freie Exzitonen in den QF generiert, die dann erst Polaritonen bilden und in den Grundzustand relaxieren können. Durch Erhöhung der Anregungsleistung wird auch die Exziton-Dichte in den Quantenfilmen stark erhöht, so dass die vielen vorhandenen Exzitonen eine Verringerung der Coulomb-Anziehung der zugrundeliegenden Elektronen und Löcher durch Abschirmungseffekte bewirken und der Bohrradius der Exzitonen $a_B = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{2\mu e^2}$ signifikant erhöht wird [Har05]. Dies lässt sich durch die von der Exzitonendichte abhängige Dielektrizitätskonstante $\epsilon(n)$ abschätzen:

$$\epsilon(n) = \frac{\epsilon(0)}{1 - \frac{n}{2n_c}}, \quad (7.11)$$

mit der Motttdichte $n_c = \frac{2}{\pi a_0^2}$ (a_0 : Bohrradius bei niedriger Anregungsleistung) [Hua90]. Mit der im Theoriekapitel 2.3 genannte Formel für den diamagnetischen Koeffizienten kann die Vergrößerung in Abhängigkeit von der Exzitonendichte des Systems berechnet werden [Thi99]:

$$\kappa = 0.5 \frac{(G(\eta) a_B 10^8 \text{m}^{-1})^2}{100 \frac{\mu}{m_e}}, \quad (7.12)$$

mit dem dimensionsabhängigen Parameter $G(\eta) = \frac{(3\eta-1)^4}{2\eta+1\alpha}$, dem Korrelationsfaktor $\eta = 3 - e^{-\frac{L_w}{2a_B}}$ und dem Bohrradius a_B . In Abbildung 7.12 b) ist der Verlauf in Abhängigkeit von der Exzitondichte n , normiert auf die Motttdichte n_c gezeigt. Im Experiment ist der diamagnetische Koeffizient im Kondensat um den Faktor $\kappa_{Cond.}/\kappa_{LP} = 1,67$ erhöht, was bereits für eine Exzitondichte von $n = 0,45n_c$ im System erreicht ist. Diese Dichte entspricht der Polaritondichte, die zur Beschreibung der Zeeman-Aufspaltung bei der Anregungsleistung von $P = 1,6P_S$ verwendet wurde.

Dadurch ist es möglich, die drei verschiedenen experimentellen Beobachtungen (Zeeman-Aufspaltung, Polarisierung und diamagnetische Verschiebung) des Polariton-Gases im externen Magnetfeld für die beiden polaritonischen Regime in einem Modell zu erklären. Die hier zur Berechnung der theoretischen Werte verwendeten Parameter lauten: $a_B = 10 \text{ nm}$ (für niedrige Anregungsleistungen $n \rightarrow 0$), $n = 2,9 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ und die Motttdichte $n_c = 6,4 \cdot 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$. Außerdem wurde für die Wechselwirkungskonstanten der Polaritonen mit parallelen und antiparallelen Spin in Übereinstimmung mit anderen Experimenten $\alpha_1 - \alpha_2 = 5,2 \cdot 10^{-12} \text{ meVcm}^2$ verwendet [Vla10, Bri11].

7.4 Zusammenfassung: Zweidimensionale Polariton-Kondensation im externen Magnetfeld

In diesem Kapitel wurde der Einfluss eines externen Magnetfelds auf Polaritonen in den drei verschiedenen Arbeitsregimen der planaren Mikrokavitätsstruktur untersucht. Zuerst wurde durch eine Leistungsserie die unterschiedlichen Regime für verschiedene Anregungsleistungen ermittelt und die Arbeitspunkte bei $P = 0,1P_S$, $P = 1,6P_S$ (cw-Anregung) und $P \approx 20P_S$ (gepulste Anregung) festgelegt. Im weiteren Verlauf wurde der Einfluss des exzitonen Anteil des Polaritons auf die Zeeman-Aufspaltung im linearen Regime bei niedriger Anregungsleistung $P = 0,1P_S$ untersucht. Dabei konnte der effektive g -Faktor g_{eff} bei $B = 5 \text{ T}$ bestimmt werden und der theoretische erwartete Verlauf in Abhängigkeit von der Verstimmung δ der Polaritonen mittels $g_{eff} = |X(B)|^2 g_X$ bestätigt werden.

Im letzten Teil dieses Kapitels wurde nun die Magnetfeldwechselwirkung auf Polaritonen im linearen Regime, das Polariton-Kondensat und das Photonlasing untersucht. Es konnten signifikante Unterschiede für jedes Regime ausgemacht werden. Im linearen Arbeitsbereich des Mikroresonators wurde das aus der Theorie erwartete Verhalten der diamagnetischen Verschiebung und der Zeeman-Aufspaltung bestätigt, während es im Polariton-Kondensat zu einer größeren diamagnetischen Verschiebung und einer Vorzeichenumkehr der Zeeman-Aufspaltung kam. Für das Photonlasing bei $P \approx 20P_S$ wurde wiederum, der theoretischen Erwartung entsprechend, keine Wechselwirkung mit dem externen Magnetfeld gefunden, was ein Beweis für den Verlust der starken Kopplung und dem rein photonischen Charakters der Emission ist. Im darauf folgenden Teil wurde eine Theorie durch Erweiterung des Ansatzes von *Rubo et al.* („Spin-Meissner“-Effekt) zur Erklärung des anomalen Verhalten der Zeeman-Aufspaltung entwickelt [Rub06]. Im Unterschied zu *Rubo et al.* wurde kein komplettes thermisches Gleichgewicht des Polariton-Kondensats angenommen, sondern

nur ein partielles. Es befinden sich nur die einzelnen Spin-Komponenten $S = \pm 1$ des Polariton-Kondensats im thermischen Gleichgewicht, zwischen den beiden Spins kann sich aber aufgrund der großen Spin-Relaxationszeit von ungefähr 300 ps kein Gleichgewicht ausbilden [Sol07]. Wichtig hierbei ist, dass dann auch die chemischen Potentiale der beiden Komponenten μ_- und μ_+ unterschiedlich sind und der Unterschied zwischen diesen beiden die Zeeman-Aufspaltung ergibt. Mithilfe dieser Theorie konnte das Verhalten der Zeeman-Aufspaltung erklärt und in guter Übereinstimmung theoretisch reproduziert werden.

In einem etwas phänomenologischeren Bild kann das hier beobachtete Verhalten als ein Zusammenspiel der Orientierung der Spins im Magnetfeld und der dichteabhängigen Blauverschiebung von jeder einzelnen Spin-Komponente erklärt werden. In der ursprünglichen Theorie werden die Polaritonen durch Erhöhung des Magnetfelds B zwischen den beiden Spin-Komponenten umverteilt, wodurch die chemische Potentiale der Spins-Niveaus gleich bleiben und die Zeeman-Aufspaltung bis zum kritischen Magnetfeld B_c kompensiert wird [Rub06]. In dem hier verwendeten partiellen thermischen Quasi-Gleichgewicht ist die Besetzung der beiden Spin-Niveaus nicht durch das thermische Gleichgewicht zwischen den Spins gegeben, sondern abhängig vom Zirkularpolarisationsgrad ρ_z des Polariton-Kondensats. ρ_z ist in diesem Fall ein unabhängiger Parameter, der leicht experimentell bestimmt werden kann. Aufgrund dessen wird hier eine Konkurrenz zwischen der Zeeman-Aufspaltung und der Blauverschiebung wegen der Polariton-Polariton-Wechselwirkung beobachtet, die das in Abbildung 7.9 gezeigte Verhalten konsistent erklärt. Dieses hier verwendete Modell kann allerdings nicht zur Erklärung der Messergebnisse von *Larionov et al.* [Lar10], die eine Kompensation der Zeeman-Aufspaltung bei gleichzeitigen negativen Zirkularpolarisationsgrads zeigen, verwendet werden. In diesem Experiment findet die Kondensation zuerst im angeregten Zustand statt und die Annahme eines Quasi-Gleichgewichts, wie es in diesem Kapitel verwendet wurde, ist dabei nicht anwendbar.

Weiterhin konnte der Anstieg der diamagnetischen Verschiebung durch Annahme ähnlicher Exziton-Dichten n , wie in der Berechnung der Zeeman-Aufspaltung verwendet, durch einen leistungsabhängigen Anstiegs des Bohrradius der Exzitonen erklärt und berechnet werden, d. h. alle beobachteten Eigenschaften der drei verschiedenen Regime konnten in einem Modell erklärt werden.

Literaturverzeichnis

- [Alb11] F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel und I. Kanter, *Observing chaos for quantum-dot microlasers with external feedback*, Nat Commun **2**, S. 366 (2011).
- [All38] J. F. Allen und A. D. Misener, *Flow of Liquid Helium II*, Nature **141**, S. 75 (1938).
- [Amo09a] A. Amo, J. Lefrere, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino und A. Bramati, *Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities*, Nat Phys **5**(11), S. 805 (2009).
- [Amo09b] A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, E. d. Valle, M. D. Martín, A. Lemaître, J. Bloch, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, C. Tejedor und L. Viña, *Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity*, Nature **457**(7227), S. 291 (2009).
- [Amo11] A. Amo, S. Pigeon, D. Sanvitto, V. G. Sala, R. Hivet, I. Carusotto, F. Pisanello, G. Leménager, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti und A. Bramati, *Polariton Superfluids Reveal Quantum Hydrodynamic Solitons*, Science **332**(6034), S. 1167 (2011).
- [And95] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**(5221), S. 198 (1995).
- [Ann11] J. Annett, *Supraleitung, Suprafluidität und Kondensate*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag (2011).
- [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).
- [Aßm11] M. Aßmann, J.-S. Tempel, F. Veita, M. Bayer, A. Rahimi-Iman, A. Löffler, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech und A. Forchel, *From polariton condensates to highly photonic quantum degenerate states of bosonic matter*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108**, S. 1804 (2011), proceedings of the National Academy of Science.
- [Bag91] V. Bagnato und D. Kleppner, *Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps*, Phys. Rev. A **44**, S. 7439 (1991).

- [Baj07] D. Bajoni, P. Senellart, A. Lemaître und J. Bloch, *Photon lasing in GaAs microcavity: Similarities with a polariton condensate*, Phys. Rev. B **76**(20), S. 201305 (2007).
- [Baj08] D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître und J. Bloch, *Polariton Laser Using Single Micropillar GaAs-GaAlAs Semiconductor Cavities*, Phys. Rev. Lett. **100**(4), S. 047401 (2008).
- [Bal07] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer und K. West, *Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap*, Science **316**(5827), S. 1007 (2007).
- [Bal09] R. B. Balili, *Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons*, Dissertation, University of Pittsburgh (2009).
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, Phys. Rev. **108**(5), S. 1175 (1957).
- [Ber72] V. L. Berezinskii, *Destruction of Long-range Order in One-dimensional and Two-dimensional Systems Possessing a Continuous Symmetry Group. II. Quantum Systems.*, Journal of Experimental and Theoretical Physics (1972).
- [Ber96] J. D. Berger, O. Lyngnes, H. M. Gibbs, G. Khitrova, T. R. Nelson, E. K. Lindmark, A. V. Kavokin, M. A. Kaliteevski und V. V. Zapasskii, *Magnetic-field enhancement of the exciton-polariton splitting in a semiconductor quantum-well microcavity: The strong coupling threshold*, Phys. Rev. B **54**(3), S. 1975 (1996).
- [Bla62] J. M. Blatt, K. W. Böer und W. Brandt, *Bose-Einstein Condensation of Excitons*, Phys. Rev. **126**(5), S. 1691 (1962).
- [Blo00] I. Bloch, T. W. Hansch und T. Esslinger, *Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition*, Nature **403**(6766), S. 166 (2000).
- [Blo05] J. Bloch, B. Sermage, M. Perrin, P. Senellart, R. André und L. S. Dang, *Monitoring the dynamics of a coherent cavity polariton population*, Phys. Rev. B **71**(15), S. 155311 (2005).
- [Bog60] N. Bogoliubov, *On some problems of the theory of superconductivity*, Physica **26**,(0), S. S1 (1960).
- [Bos24] Bose, *Planks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Z. Phys. **26**, S. 178 (1924).
- [Bot00] J. Botha und A. Leitch, *Temperature dependence of the photoluminescence properties and band gap energy of $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ quantum wells* **29**(12), S. 1362 (2000).
- [Bra95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett und R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**(9), S. 1687 (1995).

- [Bri11] A. S. Brichkin, S. I. Novikov, A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, M. M. Glazov, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel, *Effect of Coulomb interaction on exciton-polariton condensates in GaAs pillar microcavities*, Phys. Rev. B **84**(19), S. 195301 (2011).
- [But12] L. V. Butov und A. V. Kavokin, *The behaviour of exciton-polaritons*, Nat. Phot. **6**(1), S. 2 (2012).
- [Cao08] H. T. Cao, T. D. Doan, D. B. T. Thoai und H. Haug, *Polarization kinetics of semiconductor microcavities investigated with a Boltzman approach*, Phys. Rev. B **77**(7), S. 075320 (2008).
- [Car04] I. Carusotto und C. Ciuti, *Probing Microcavity Polariton Superfluidity through Resonant Rayleigh Scattering*, Phys. Rev. Lett. **93**(16), S. 166401 (2004).
- [Car07] H. J. Carmichael, *Statistical Methods in Quantum Optics 1: Master Equations and Fokker-Planck Equations*, Springer (2007).
- [Cha05] M.-S. Chang, Q. Qin, W. Zhang, L. You und M. S. Chapman, *Coherent spinor dynamics in a spin-1 Bose condensate*, Nat Phys **1**(2), S. 111 (2005).
- [Chr07] S. Christopoulos, G. B. H. von Högersthal, A. J. D. Grundy, P. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Christmann, R. Butté, E. Feltn, J.-F. Carlin und N. Grandjean, *Room-Temperature Polariton Lasing in Semiconductor Microcavities*, Phys. Rev. Lett. **98**(12), S. 126405 (2007).
- [Cri13] P. Cristofolini, A. Dreismann, G. Christmann, G. Franchetti, N. G. Berloff, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis und J. J. Baumberg, *Optical Superfluid Phase Transitions and Trapping of Polariton Condensates*, Phys. Rev. Lett. **110**(18), S. 186403 (2013).
- [Das02] G. Dasbach, M. Schwab, M. Bayer, D. Krizhanovskii und A. Forchel, *Tailoring the polariton dispersion by optical confinement: Access to a manifold of elastic polariton pair scattering channels*, Phys. Rev. B **66**(20), S. 201201 (2002).
- [Das14] K. S. Daskalakis, S. A. Maier, R. Murray und S. Kéna-Cohen, *Nonlinear interactions in an organic polariton condensate*, Nat Mater **13**(3), S. 271 (2014).
- [Dav95] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**(22), S. 3969 (1995).
- [Den02] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch und Y. Yamamoto, *Condensation of Semiconductor Microcavity Exciton Polaritons*, Science **298**(5591), S. 199 (2002).
- [Den03] H. Deng, G. Weihs, D. Snoke, J. Bloch und Y. Yamamoto, *Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA. **100**(26), S. 15318 (2003), proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America.

- [Den07] H. Deng, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog und Y. Yamamoto, *Spatial Coherence of a Polariton Condensate*, Phys. Rev. Lett. **99**(12), S. 126403 (2007).
- [Den10] H. Deng, H. Haug und Y. Yamamoto, *Exciton-polariton Bose-Einstein condensation*, Rev. Mod. Phys. **82**(2), S. 1489 (2010).
- [Doa05] T. D. Doan, H. T. Cao, D. B. Tran Thoai und H. Haug, *Condensation kinetics of microcavity polaritons with scattering by phonons and polaritons*, Phys. Rev. B **72**(8), S. 085301 (2005).
- [Doo97] A. Jansen van Doorn, M. van Exter, M. Travagnin und J. Woerdman, *Polarization behavior of surface-emitting semiconductor lasers in an axial magnetic field*, Optics Communications **133**(1–6), S. 252 (1997).
- [Ein25] Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. 2. Abhandlung*, Sitz. Ber. Preuss. Akad. Wiss. **22**, S. 261 (1925).
- [Fic05] Z. Ficek und S. Swain, *Quantum Interference and Coherence: Theory and Experiments*, Springer Science+Business Media, Inc. (2005).
- [Fis96] T. A. Fisher, A. M. Afshar, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker und J. S. Roberts, *Vacuum Rabi coupling enhancement and Zeeman splitting in semiconductor quantum microcavity structures in a high magnetic field*, Phys. Rev. B **53**(16), S. R10469 (1996).
- [Fla13] H. Flayac und I. G. Savenko, *An exciton-polariton mediated all-optical router*, Applied Physics Letters **103**(20), S. (2013).
- [Fou11] H. Fouckhardt, *Heteroübergänge und Doppelheterostrukturen, pn-Übergänge*, Vieweg+Teubner (2011).
- [Gao12] T. Gao, P. S. Eldridge, T. C. H. Liew, S. I. Tsintzos, G. Stavriniadis, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos und P. G. Savvidis, *Polariton condensate transistor switch*, Phys. Rev. B **85**(23), S. 235102 (2012).
- [Gri95] A. Griffin, D. W. Snoke und S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Cambridge University Press (1995).
- [Had06] Z. Hadzibabic, P. Krüger, M. Cheneau, B. Battelier und J. Dalibard, *Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in a trapped atomic gas*, Nature **441**(7097), S. 1118 (2006).
- [Had11] Z. Hadzibabic und J. Dalibard, *Two-dimensional Bose fluids: An atomic physics perspective*, La Rivista del Nuovo Cimento **6**, S. 0 (2011).
- [Har05] P. Harrison, *Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics of Semiconductor Nanostructures*, Wiley (2005).
- [HB56] R. Hanbury Brown und R. Q. Twiss, *Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light*, Nature **177**, S. 27 (1956).

- [Hoh67] P. C. Hohenberg, *Existence of Long-Range Order in One and Two Dimensions*, Phys. Rev. **158**(2), S. 383 (1967).
- [Hop58] J. J. Hopfield, *Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals*, Phys. Rev. **112**(5), S. 1555 (1958).
- [Hor10] T. Horikiri, P. Schwendimann, A. Quattropani, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Higher order coherence of exciton-polariton condensates*, Phys. Rev. B **81**(3), S. 033307 (2010).
- [Hou94] R. Houdré, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini und M. Illegems, *Measurement of Cavity-Polariton Dispersion Curve from Angle-Resolved Photoluminescence Experiments*, Phys. Rev. Lett. **73**(15), S. 2043 (1994).
- [Hua90] D. Huang, J.-I. Chyi und H. Morkoç, *Carrier effects on the excitonic absorption in GaAs quantum-well structures: Phase-space filling*, Phys. Rev. B **42**(8), S. 5147 (1990).
- [Hua02] R. Huang, Y. Yamamoto, R. André, J. Bleuse, M. Muller und H. Ulmer-Tuffigo, *Exciton-polariton lasing and amplification based on exciton-exciton scattering in CdTe microcavity quantum wells*, Phys. Rev. B **65**(16), S. 165314 (2002).
- [Ima96] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau und Y. Yamamoto, *Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers*, Phys. Rev. A **53**(6), S. 4250 (1996).
- [Kam12] E. Kammann, H. Ohadi, M. Maragkou, A. V. Kavokin und P. G. Lagoudakis, *Crossover from photon to exciton-polariton lasing*, New J. Phys. **14**(10), S. 105003 (2012).
- [Kap38] Kapitza, *Viscosity of Liquid Helium below the λ -Point*, Nature **141**, S. 74 (1938).
- [Kas06] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud und L. S. Dang, *Bose-Einstein condensation of exciton polaritons*, Nature **443**(7110), S. 409 (2006).
- [Kas08a] J. Kasprzak, M. Richard, A. Baas, B. Deveaud, R. André, J.-P. Poizat und L. S. Dang, *Second-Order Time Correlations within a Polariton Bose-Einstein Condensate in a CdTe Microcavity*, Phys. Rev. Lett. **100**(6), S. 067402 (2008).
- [Kas08b] J. Kasprzak, D. D. Solnyshkov, R. André, L. S. Dang und G. Malpuech, *Formation of an Exciton Polariton Condensate: Thermodynamic versus Kinetic Regimes*, Phys. Rev. Lett. **101**(14), S. 146404 (2008).
- [Kav03a] Kavokin und Malpuech, *Cavity Polaritons*, Academic Press (2003).
- [Kav03b] A. Kavokin, G. Malpuech und F. P. Laussy, *Polariton laser and polariton superfluidity in microcavities*, Phys. Lett. A **306**(4), S. 187 (2003).

- [Kav07] A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech und F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press (2007).
- [Kee07] J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska und P. B. Littlewood, *Collective coherence in planar semiconductor microcavities*, *Semiconductor Science and Technology* **22**(5), S. R1 (2007).
- [Ket02] W. Ketterle, *Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser*, *Rev. Mod. Phys.* **74**(4), S. 1131 (2002).
- [Kli05] C. Klingshirn, *Excitons Under the Influence of External Fields*, *Advanced Texts in Physics*, Springer Berlin Heidelberg (2005).
- [Kor12] V. L. Korenev, *Optical orientation of the homogeneous nonequilibrium Bose-Einstein condensate of exciton polaritons*, *Phys. Rev. B* **86**(3), S. 035310 (2012).
- [Kos73] J. M. Kosterlitz und D. J. Thouless, *Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems*, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**(7), S. 1181 (1973).
- [Kri09] D. N. Krizhanovskii, K. G. Lagoudakis, M. Wouters, B. Pietka, R. A. Bradley, K. Guda, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, B. Deveaud-Plédran, M. Richard, R. André und L. S. Dang, *Coexisting nonequilibrium condensates with long-range spatial coherence in semiconductor microcavities*, *Phys. Rev. B* **80**(4), S. 045317 (2009).
- [Kul12] V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, S. V. Novikov, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel und N. A. Gippius, *Magnetic field control of polarized polariton condensates in rectangular microcavity pillars*, *Phys. Rev. B* **85**(15), S. 155322 (2012).
- [Kut98] A. Kuther, M. Bayer, T. Gutbrod, A. Forchel, P. A. Knipp, T. L. Reinecke und R. Werner, *Confined optical modes in photonic wires*, *Phys. Rev. B* **58**(23), S. 15744 (1998).
- [Lag08] K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. Andre, L. S. Dang und B. Deveaud-Plédran, *Quantized vortices in an exciton-polariton condensate*, *Nat Phys* **4**(9), S. 706 (2008).
- [Lai07] C. W. Lai, N. Y. Kim, S. Utsunomiya, G. Roumpos, H. Deng, M. D. Fraser, T. Byrnes, P. Recher, N. Kumada, T. Fujisawa und Y. Yamamoto, *Coherent zero-state and $[pgr]$ -state in an exciton-polariton condensate array*, *Nature* **450**(7169), S. 529 (2007).
- [Lar10] A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech und A. Forchel, *Polarized Nonequilibrium Bose-Einstein Condensates of Spinor Exciton Polaritons in a Magnetic Field*, *Phys. Rev. Lett.* **105**(25), S. 256401 (2010).

- [Lau06] F. P. Laussy, I. A. Shelykh, G. Malpuech und A. Kavokin, *Effects of Bose-Einstein condensation of exciton polaritons in microcavities on the polarization of emitted light*, Phys. Rev. B **73**(3), S. 035315 (2006).
- [Lec13] T. Lecomte, V. Ardizzone, M. Abbarchi, C. Diederichs, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, P. Senellart, J. Bloch, C. Delalande, J. Tignon und P. Roussignol, *Optical parametric oscillation in one-dimensional microcavities*, Phys. Rev. B **87**(15), S. 155302 (2013).
- [Leg01] A. J. Leggett, *Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts*, Rev. Mod. Phys. **73**(2), S. 307 (2001).
- [Lie10] T. C. H. Liew, A. V. Kavokin, T. Ostatnický, M. Kaliteevski, I. A. Shelykh und R. A. Abram, *Exciton-polariton integrated circuits*, Phys. Rev. B **82**(3), S. 033302 (2010).
- [Lie11] T. Liew, I. Shelykh und G. Malpuech, *Polaritonic devices*, Physica E **43**, S. 1543 (2011).
- [Mag11] E. B. Magnusson, I. G. Savenko und I. A. Shelykh, *Bistability phenomena in one-dimensional polariton wires*, Phys. Rev. B **84**(19), S. 195308 (2011).
- [Man11] F. Manni, K. G. Lagoudakis, B. Pietka, L. Fontanesi, M. Wouters, V. Savona, R. André und B. Deveaud-Pédran, *Polariton Condensation in a One-Dimensional Disordered Potential*, Phys. Rev. Lett. **106**(17), S. 176401 (2011).
- [Man12] F. Manni, K. G. Lagoudakis, R. André, M. Wouters und B. Deveaud, *Penrose-Onsager Criterion Validation in a One-Dimensional Polariton Condensate*, Phys. Rev. Lett. **109**(15), S. 150409 (2012).
- [Mei33] W. Meissner und R. Ochsenfeld, *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*, Die Naturwissenschaften **21**(44), S. 787 (1933).
- [Mer66] N. D. Mermin und H. Wagner, *Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models*, Phys. Rev. Lett. **17**(22), S. 1133 (1966).
- [Mos62] S. A. Moskalenko, *Reversible optico-hydrodynamic phenomena in a nonideal exciton gas*, Solid State Commun. **4**, S. 199 (1962).
- [Mot49] N. F. Mott, *The Basis of the Electron Theory of Metals, with Special Reference to the Transition Metals*, Proceedings of the Physical Society. Section A **62**(7), S. 416 (1949).
- [Nar11] G. Nardin, G. Grosso, Y. Leger, B. Pietka, F. Morier-Genoud und B. Deveaud-Plédran, *Hydrodynamic nucleation of quantized vortex pairs in a polariton quantum fluid*, Nat Phys **7**(8), S. 635 (2011).

- [Nit14] W. H. Nitsche, N. Y. Kim, G. Roumpos, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Algebraic order and the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition in an exciton-polariton gas*, Phys. Rev. B **90**(20), S. 205430 (2014).
- [Nor94] T. B. Norris, J.-K. Rhee, C.-Y. Sung, Y. Arakawa, M. Nishioka und C. Weisbuch, *Time-resolved vacuum Rabi oscillations in a semiconductor quantum microcavity*, Phys. Rev. B **50**(19), S. 14663 (1994).
- [Oha12] H. Ohadi, E. Kammann, T. C. H. Liew, K. G. Lagoudakis, A. V. Kavokin und P. G. Lagoudakis, *Spontaneous Symmetry Breaking in a Polariton and Photon Laser*, Phys. Rev. Lett. **109**(1), S. 016404 (2012).
- [Pen51] Penrose, *On the Quantum Mechanics of Helium II*, Phil. Mag. **42**, S. 1373 (1951).
- [Pen56] O. Penrose und L. Onsager, *Bose-Einstein Condensation and Liquid Helium*, Phys. Rev. **104**(3), S. 576 (1956).
- [Pie96] C. Piermarocchi, F. Tassone, V. Savona, A. Quattropani und P. Schwendimann, *Nonequilibrium dynamics of free quantum-well excitons in time-resolved photoluminescence*, Phys. Rev. B **53**(23), S. 15834 (1996).
- [Pit03] L. P. Pitaevskii und S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Oxford University Press (2003).
- [Plu13] J. D. Plumhof, T. Stöferle, L. Mai, U. Scherf und R. F. Mahrt, *Room-temperature Bose-Einstein condensation of cavity exciton-polaritons in a polymer*, Nat Mater **13**, S. (2013).
- [Por02] D. Porras, C. Ciuti, J. J. Baumberg und C. Tejedor, *Polariton dynamics and Bose-Einstein condensation in semiconductor microcavities*, Phys. Rev. B **66**(8), S. 085304 (2002).
- [Por03] D. Porras und C. Tejedor, *Linewidth of a polariton laser: Theoretical analysis of self-interaction effects*, Phys. Rev. B **67**(16), S. 161310 (2003).
- [Rei97] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, A. Forchel, P. A. Knipp und T. L. Reinecke, *Size Dependence of Confined Optical Modes in Photonic Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **78**(2), S. 378 (1997).
- [Rei04] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke und A. Forchel, *Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*, Nature **432**(7014), S. 197 (2004).
- [Rei10] S. Reitzenstein und A. Forchel, *Quantum dot micropillars*, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**(3), S. 033001 (2010).

- [RI11] A. Rahimi-Iman, C. Schneider, J. Fischer, S. Holzinger, M. Amthor, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp und A. Forchel, *Zeeman splitting and diamagnetic shift of spatially confined quantum-well exciton polaritons in an external magnetic field*, Phys. Rev. B **84**(16), S. 165325 (2011).
- [RI12] A. Rahimi-Iman, A. V. Chernenko, J. Fischer, S. Brodbeck, M. Amthor, C. Schneider, A. Forchel, S. Höfling, S. Reitzenstein und M. Kamp, *Coherence signatures and density-dependent interaction in a dynamical exciton-polariton condensate*, Phys. Rev. B **86**(15), S. 155308 (2012).
- [Ric05a] M. Richard, J. Kasprzak, R. André, R. Romestain, L. S. Dang, G. Malpuech und A. Kavokin, *Experimental evidence for nonequilibrium Bose condensation of exciton polaritons*, Phys. Rev. B **72**(20), S. 201301 (2005).
- [Ric05b] M. Richard, J. Kasprzak, R. Romestain, R. André und L. S. Dang, *Spontaneous Coherent Phase Transition of Polaritons in CdTe Microcavities*, Phys. Rev. Lett. **94**(18), S. 187401 (2005).
- [Rou10] G. Roumpos, W. H. Nitsche, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Gain-Induced Trapping of Microcavity Exciton Polariton Condensates*, Phys. Rev. Lett. **104**(12), S. 126403 (2010).
- [Rou11] G. Roumpos, M. D. Fraser, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Single vortex-antivortex pair in an exciton-polariton condensate*, Nature Physics **7**(2), S. 129 (2011).
- [Rou12] G. Roumpos, M. Lohse, W. H. Nitsche, J. Keeling, M. H. Szymańska, P. B. Littlewood, A. Löffler, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Power-law decay of the spatial correlation function in exciton-polariton condensates*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA (2012).
- [Rub06] Y. G. Rubo, A. Kavokin und I. Shelykh, *Suppression of superfluidity of exciton-polaritons by magnetic field*, Phys. Lett. A **358**(3), S. 227 (2006).
- [Sav96] V. Savona, F. Tassone, C. Piermarocchi, A. Quattropani und P. Schwendimann, *Theory of polariton photoluminescence in arbitrary semiconductor microcavity structures*, Phys. Rev. B **53**(19), S. 13051 (1996).
- [Sav11] I. G. Savenko, E. B. Magnusson und I. A. Shelykh, *Density-matrix approach for an interacting polariton system*, Phys. Rev. B **83**(16), S. 165316 (2011).
- [Sav13] I. Savenko, I. Iorsh, M. Kaliteevski und I. Shelykh, *Spatial coherence of polaritons in a 1D channel*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **116**(1), S. 32 (2013).
- [Sch08] P. Schwendimann und A. Quattropani, *Statistics of the polariton condensate*, Phys. Rev. B **77**(8), S. 085317 (2008).

- [Sch13] C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim, J. Fischer, I. G. Savenko, M. Amthor, M. Lermer, A. Wolf, L. Worschech, V. D. Kulakovskii, I. A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto und S. Höfling, *An electrically pumped polariton laser*, Nature **497**(7449), S. 348 (2013).
- [She04] I. Shelykh, G. Malpuech, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin und P. Bigenwald, *Spin dynamics of interacting exciton polaritons in microcavities*, Phys. Rev. B **70**(11), S. 115301 (2004).
- [She06] I. A. Shelykh, Y. G. Rubo, G. Malpuech, D. D. Solnyshkov und A. Kavokin, *Polarization and Propagation of Polariton Condensates*, Phys. Rev. Lett. **97**(6), S. 066402 (2006).
- [She10] I. A. Shelykh, A. V. Kavokin und Y. G. Rubo, *Polariton polarization-sensitive phenomena in planar semiconductor microcavities*, Semicond. Sci. Technol. **25**(1), S. 013001 (2010).
- [Sko98] M. S. Skolnick, T. A. Fisher und D. M. Whittaker, *Strong coupling phenomena in quantum microcavity structures*, Semicond. Sci. Technol. **13**, S. 645 (1998).
- [SM83] J. J. Sanchez-Mondragon, N. B. Narozhny und J. H. Eberly, *Theory of Spontaneous-Emission Line Shape in an Ideal Cavity*, Phys. Rev. Lett. **51**(7), S. 550 (1983).
- [Sne92] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley und C. T. B. Foxon, *Exciton, heavy-hole, and electron g factors in type-I GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **45**(7), S. 3922 (1992).
- [Sol07] D. Solnyshkov, I. Shelykh, M. Glazov, G. Malpuech, T. Amand, P. Renucci, X. Marie und A. Kavokin, *Nonlinear effects in spin relaxation of cavity polaritons*, Semiconductors **41**(9), S. 1080 (2007).
- [Sol08] D. D. Solnyshkov, I. A. Shelykh, N. A. Gippius, A. V. Kavokin und G. Malpuech, *Dispersion of interacting spinor cavity polaritons out of thermal equilibrium*, Phys. Rev. B **77**(4), S. 045314 (2008).
- [Stu14] C. Sturm, D. Tanese, H. Nguyen, H. Flayac, E. Galopin, A. Lemaître, I. Sagnes, D. Solnyshkov, A. Amo, G. Malpuech und J. Bloch, *All-optical phase modulation in a cavity-polariton Mach-Zehnder interferometer*, Nature Communiations **5**, S. 3278 (2014).
- [Tar98] A. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, A. Forchel und J. P. Reithmaier, *Exciton-photon coupling in photonic wires*, Phys. Rev. B **57**(12), S. R6807 (1998).
- [Tas99] F. Tassone und Y. Yamamoto, *Exciton-exciton scattering dynamics in a semiconductor microcavity and stimulated scattering into polaritons*, Phys. Rev. B **59**(16), S. 10830 (1999).

- [Tem12] J.-S. Tempel, F. Veit, M. Aßmann, L. E. Kreilkamp, A. Rahimi-Iman, A. Löffler, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel und M. Bayer, *Characterization of two-threshold behavior of the emission from a GaAs microcavity*, Phys. Rev. B **85**(7), S. 075318 (2012).
- [Thi99] A. Thilagam, *Dimensionality dependence of the diamagnetic shifts of confined excitons*, Physica B: Condensed Matter **262**(3–4), S. 390 (1999).
- [Tos12] G. Tosi, G. Christmann, N. G. Berloff, P. Tsotsis, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis und J. J. Baumberg, *Sculpting oscillators with light within a nonlinear quantum fluid*, Nature Physics **8**, S. 190 (2012).
- [Tra95] N. J. Traynor, R. T. Harley und R. J. Warburton, *Zeeman splitting and g-factor of heavy-hole excitons in $In_xGa_{1-x}As$ /GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **51**(11), S. 7361 (1995).
- [Tri11] A. Trichet, L. Sun, G. Pavlovic, N. Gippius, G. Malpuech, W. Xie, Z. Chen, M. Richard und L. S. Dang, *One-dimensional ZnO exciton polaritons with negligible thermal broadening at room temperature*, Phys. Rev. B **83**(4), S. 041302 (2011).
- [Tri13] A. Trichet, E. Durupt, F. Médard, S. Datta, A. Minguzzi und M. Richard, *Long-range correlations in a 97% excitonic one-dimensional polariton condensate*, Phys. Rev. B **88**(12), S. 121407 (2013).
- [Tso12] P. Tsotsis, P. S. Eldridge, T. Gao, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos und P. G. Savvidis, *Lasing threshold doubling at the crossover from strong to weak coupling regime in GaAs microcavity*, New J. Phys. **14**, S. 023060 (2012).
- [Uts08] S. Utsunomiya, L. Tian, G. Roumpos, C. W. Lai, N. Kumada, T. Fujisawa, M. Kuwata-Gonokami, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Observation of Bogoliubov excitations in exciton-polariton condensates*, Nat Phys **4**(9), S. 700 (2008).
- [Var67] Y. P. Varshni, *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*, Physica **34**, S. 149 (1967).
- [Vla10] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, K. V. Kavokin, A. Miard, A. Lemaître, J. Bloch, D. Solnyshkov, G. Malpuech und A. V. Kavokin, *Polariton-polariton interaction constants in microcavities*, Phys. Rev. B **82**(7), S. 075301 (2010).
- [Wal11] P. Walker, T. C. H. Liew, D. Sarkar, M. Durska, A. P. D. Love, M. S. Skolnick, J. S. Roberts, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin und D. N. Krizhanovskii, *Suppression of Zeeman Splitting of the Energy Levels of Exciton-Polariton Condensates in Semiconductor Microcavities in an External Magnetic Field*, Phys. Rev. Lett. **106**(25), S. 257401 (2011).

- [Wei92] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa und Y. Arakawa, *Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity*, Phys. Rev. Lett. **69**(23), S. 3314 (1992).
- [Wer09] E. Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov, P. Senellart, D. Bajoni, A. Miard, A. Lemaître, G. Malpuech und J. Bloch, *Spontaneous formation of a polariton condensate in a planar GaAs microcavity*, Appl. Phys. Lett. **95**(5), S. 051108 (2009).
- [Wer10] E. Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov, R. Johne, D. Sanvitto, A. Lemaître, I. Sagnes, R. Grousson, A. V. Kavokin, P. Senellart, G. Malpuech und J. Bloch, *Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates*, Nat Phys **6**(11), S. 860 (2010).
- [Whi95] D. Whittaker, T. Fisher, A. Afshar, M. Skolnick, P. Kinsler, J. Roberts, G. Hill und M. Pate, *Vacuum rabi splitting in semiconductor microcavities with applied electric and magnetic fields*, Il Nuovo Cimento D **17**(11), S. 1781 (1995).
- [Whi96] D. M. Whittaker, P. Kinsler, T. A. Fisher, M. S. Skolnick, A. Armitage, A. M. Afshar, M. D. Sturge und J. S. Roberts, *Motional Narrowing in Semiconductor Microcavities*, Phys. Rev. Lett. **77**(23), S. 4792 (1996).
- [Wie89] C. E. Wieman und S. Chu, *Laser Cooling and Trapping of Atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **6**(11), S. 2020 (1989).
- [Wim94] T. Wimbauer, K. Oettinger, A. L. Efros, B. K. Meyer und H. Brugger, *Zeeman splitting of the excitonic recombination in $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ single quantum wells*, Phys. Rev. B **50**(12), S. 8889 (1994).
- [Wou07] M. Wouters und I. Carusotto, *Excitations in a Nonequilibrium Bose-Einstein Condensate of Exciton Polaritons*, Phys. Rev. Lett. **99**(14), S. 140402 (2007).
- [Wou08] M. Wouters, I. Carusotto und C. Ciuti, *Spatial and spectral shape of inhomogeneous nonequilibrium exciton-polariton condensates*, Phys. Rev. B **77**(11), S. 115340 (2008).
- [Yam99] Yamamoto und Imamoğlu, *Mesoscopic Quantum Optics*, John Wiley & Sons (1999).
- [Yan62] C. N. Yang, *Concept of Off-Diagonal Long-Range Order and the Quantum Phases of Liquid He and of Superconductors*, Rev. Mod. Phys. **34**(4), S. 694 (1962).
- [Zha14] B. Zhang, Z. Wang, S. Brodbeck, C. Schneider, M. Kamp, S. Hofling und H. Deng, *Zero-dimensional polariton laser in a subwavelength grating-based vertical microcavity*, Light Sci Appl **3**, S. e135 (2014).

A Anhang

Details zur theoretischen Bestimmung der räumlichen Kohärenzfunktion $g^{(1)}(\Delta r)$ im 1D-Polariton-System

Die theoretische Herleitung und Berechnung der räumlichen $g^{(1)}(\mathbf{r})$ -Funktion im 1D-Fall ist nicht Umfang dieser Arbeit, wird hier aber in groben Zügen zum besseren Verständnis zusätzlich dargelegt. Mehr Details zu dieser Theorie und eine genauere Vorgehensweise können in den Veröffentlichungen von *Magnusson et al.* und *Savenko et al* [Mag11, Sav11, Sav13] gefunden werden.

Die Realraum Dichtematrix wird aus der Fouriertransformation der Dichtematrix im reziproken Raum gewonnen:

$$\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^d \int e^{-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \mathbf{k}'\mathbf{r}')} \chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') d\mathbf{k}d\mathbf{k}', \quad (\text{A.1})$$

wobei gilt:

$$\chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \langle a_{\mathbf{k}}^\dagger, a_{\mathbf{k}'} \rangle. \quad (\text{A.2})$$

d bezeichnet bei diesen Gleichungen die Dimensionalität des Systems (hier: $d = 1$), L die charakteristische Größe des Systems (Länge des Polariton-Drahts: $L = L_x = 200 \mu\text{m}$) und $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ beziehungsweise $a_{\mathbf{k}}$ sind die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren der Polaritonen mit dem Wellenvektor \mathbf{k} . Mittels der Diagonalelemente der Dichtematrix im Impulsraum kann die Besetzung für einen bestimmten \mathbf{k} -Vektor bestimmt werden.

Zuerst wird zur Bestimmung der $g^{(1)}(\Delta r)$ -Funktion für die unterschiedlichen Anregungsleistungen und Temperaturen die Einzelteilchen-Dichtematrix im reziproken Raum definiert und dann durch eine Fouriertransformation in den Realraum überführt (Gleichung A.1).

Die Dichtematrix des Gesamtsystems bei endlicher Temperatur kann in einen polaritonischen und einen phononischen Anteil aufgespalten werden (Born'sche Näherung) $\rho = \rho_{ph} \otimes \rho_{pol}$. Da angenommen wird, dass der phononische Anteil thermalisiert und zeitunabhängig ist, ergibt sich hieraus für $\rho_{ph} = e^{-\beta H_{ph}}$. Der Anteil der Polaritonen dagegen kann nicht als zeitlich unabhängig angesehen werden. Die Dynamik des polaritonischen Teils der Dichtematrix ρ wird durch den Hamilton-Operator des Polariton-Systems H_{pol}

bestimmt:

$$\begin{aligned}
 H_{Pol} = & \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} \left(p_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} + p_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}} \right) + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{p}} \frac{U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\mathbf{p})}{2} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}'}^{\dagger} a_{\mathbf{k}+\mathbf{p}} a_{\mathbf{k}'-\mathbf{p}} \\
 & + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} D_{\mathbf{k}}(\mathbf{q}) a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} \left(b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^{\dagger} \right) + \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{i}} g_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} r_{\mathbf{i}} + g_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}} r_{\mathbf{i}}^{\dagger}. \quad (\text{A.3})
 \end{aligned}$$

Der erste Term der Gleichung A.3 beschreibt die kinetische Energie eines freien Polaritons, der zweite das optische Pumpen, der dritte die Polariton-Polariton-Wechselwirkung und der vierte die inkohärente Wechselwirkung zwischen Polaritonen und Phononen. Der fünfte Term simuliert das nicht-resonante Pumpen durch einen stochastischen Ansatz, der eine beliebige Phase induziert und über dem statistisch gemittelt wird. Weiterhin bezeichnet $E_{\mathbf{k}}$ die normale Polaritondispersion im k -Raum, während $U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\mathbf{p})$ und $D_{\mathbf{k}}(\mathbf{q})$ die Wechselwirkungskonstanten der Polariton-Polariton- beziehungsweise Polariton-Phonon-Interaktion sind. Beide können mittels den korrespondierenden Konstanten für 2D-Exzitonen durch Multiplikation mit dem exzitonen Anteil des Polaritons $|X_{\mathbf{k}}|^2$ (Hopfield Koeffizient) bestimmt werden [Pie96, Tas99, Sol08]:

$$U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\mathbf{p}) \approx 6E_b \frac{a_B^2}{S} |X_{\mathbf{k}}|^2 |X_{\mathbf{k}'}|^2 |X_{\mathbf{k}+\mathbf{p}}|^2 |X_{\mathbf{k}'-\mathbf{p}}|^2, \quad (\text{A.4a})$$

$$D_{\mathbf{k}}(\mathbf{q}) \approx i \sqrt{\frac{\hbar \left(|\mathbf{q}|^2 + q_z^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{2\rho_m V c_s}} (d_e I_e - d_h I_h) |X_{\mathbf{k}}|^2 |X_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}|^2. \quad (\text{A.4b})$$

Zur Berechnung des Polariton-Polariton-Wechselwirkungsterms (Gleichung A.4a) werden die zweidimensionale Bindungsenergie des Exzitons E_b und der 2D-Bohrradius a_B verwendet. Dagegen werden zur Bestimmung der Polariton-Phonon-Wechselwirkung in Gleichung A.4b einige materialspezifische Größen wie die Dichte ρ_m und die Schallgeschwindigkeit c_s des verwendeten Halbleiters benutzt. Weiterhin ist $q_z = \frac{2\pi}{w}$ (Quantenfilmdicke w) der Wellenvektor in z -Richtung, I entspricht der Superpositionsintegralen der Exziton- und Photon-Wellenfunktion im Quantenfilm.

Die optische Anregung wird in der Gleichung A.3 durch den Pumpeterm dargestellt, wobei $p_{\mathbf{k}}$ die Intensität der Anregung darstellt. Physikalisch kann dieser Term als Kopplung des Systems an ein elektromagnetisches Feld mit einer fest definierten Phase, zum Beispiel durch Fokussierung eines Laseranregungsflecks auf der Oberfläche des Polariton-Drahts, interpretiert werden. Um aber die im Experiment verwendete nicht-resonante Anregung zu simulieren, wird eine stochastische Phasenmodulation angenommen, die die Anregungen quasi-nicht-resonant macht. Der Pumpkoeffizient $p_{\mathbf{k}}$ ist dabei die Fouriertransformierte der Anregungsamplitude im Realraum $p(\mathbf{x}, t)$ und lautet im Fall der kontinuierlichen Anregung:

$$p(\mathbf{x}, t) = P(\mathbf{x}) e^{i\mathbf{k}_{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{x}} e^{-i\omega_{\mathbf{p}} t}, \quad (\text{A.5})$$

wobei $P(\mathbf{x})$ das Anregungsfleckprofil im Realraum, $\mathbf{k}_{\mathbf{p}}$ der Anregungs- k -Vektor in der

Quantenfilmebene ist, der analog zur Umrechnung des Winkels der Mikrokavitätsmission in den k_{\parallel} -Vektor (Gleichung 2.18) durch den Einfallswinkel des Lasers bestimmt ist. ω_p ist die Frequenz des Anregungslaser, die hier zur Simulation der nicht-resonanten Anregung stochastisch verändert wird.

In einem weiteren Schritt kann der Hamilton-Operator des Polariton-Systems H_{Pol} (A.3) wiederum in zwei Teile $H_h + H_{th}$ aufgespalten werden. Der erste Teil H_h beschreibt die Entwicklung des Systems, wobei die Terme der kinetischen Energie, der Anregung und der Polariton-Polariton-Wechselwirkung eingeschlossen sind. Beim zweiten Teil H_{th} handelt es sich um den Anteil der Polariton-Phonon-Wechselwirkung, welcher die Thermalisierung des Systems bestimmt. Bei der Betrachtung der zeitlichen Entwicklung können die beiden Anteile unabhängig voneinander betrachtet werden, woraus eine Mastergleichung für die Dichtematrix des Systems folgt, die beide Arten der Prozesse beachtet:

$$\partial_t \rho = (\partial_t \rho)^{(h)} + (\partial_t \rho)^{(th)} . \quad (\text{A.6})$$

Die Entwicklung des kohärenten Anteils wird hierbei durch die Liouville-von-Neumann Gleichung gegeben:

$$i\hbar (\partial_t \rho)^{(h)} = [H_h; \rho] , \quad (\text{A.7})$$

Dagegen wird die Entwicklung des inkohärenten Anteils durch die Lindblad-Gleichung bestimmt [Car07]:

$$\begin{aligned} (\partial_t \rho)^{(th)} &= \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^t \left[H_{th}(t); \left[H_{th}(t'); \rho(t) \right] \right] dt' \\ &= \delta_{\Delta E} \left[2(H^+ \rho H^- + H^- \rho H^+) - (H^+ H^- + H^- H^+) \rho - \rho (H^+ H^- + H^- H^+) \right] , \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

wobei der Koeffizient $\delta_{\Delta E}$ die Energieerhaltung und die Terme $H^{+/-}$ die Prozesse der Erzeugung oder Vernichtung eines externen Reservoirteilchens (hier Phonon) beschreiben. Weiterhin gilt für H^+ :

$$H^+ = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} D_{\mathbf{k}}(\mathbf{q}) a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger a_{\mathbf{k}} b_{-\mathbf{q}}^\dagger . \quad (\text{A.9})$$

Weiterhin werden nun diese Gleichungen kombiniert, um die vollständigen Gleichung der Dynamik des Polariton-Systems zu erhalten, wodurch ein Ausdruck für Einzelteilchen-Dichtematrix gefunden werden kann:

$$\partial_t \chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \text{Tr} \left[(\partial_t \rho) a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'} \right] \equiv \partial_t \langle a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'} \rangle . \quad (\text{A.10})$$

In dieser Gleichung wird die Spur über alle Freiheitsgrade des Systems berechnet. Daraus folgt die Gleichung für die diagonalen und nicht-diagonalen Elementen der Dichtematrix:

$$\begin{aligned}
\left[\partial_t \chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \right] = & + \frac{i}{\hbar} (E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}'}) \chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \\
& + \frac{i}{\hbar} (p_{\mathbf{k}_1}^* \langle a_{\mathbf{k}_2} \rangle - p_{\mathbf{k}_2} \langle a_{\mathbf{k}_1} \rangle^*) - \left(\frac{1}{2\tau_{\mathbf{k}}} + \frac{1}{2\tau_{\mathbf{k}'}} \right) \chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \\
& + i \frac{U}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{p}} \chi(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_1 - \mathbf{p}) \left[\chi(\mathbf{k} - \mathbf{p}, \mathbf{k}') - \chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}' + \mathbf{p}) \right] \\
& + \chi(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \left\{ \sum_{\mathbf{q}', E_{\mathbf{k}} < E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}'}} W(\mathbf{q}') \left[\chi(\mathbf{k} + \mathbf{q}', \mathbf{k} + \mathbf{q}') - n_{\mathbf{q}'}^{pho} \right] \right. \\
& + \sum_{\mathbf{q}', E_{\mathbf{k}} > E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}'}} W(\mathbf{q}') \left[-\chi(\mathbf{k} + \mathbf{q}', \mathbf{k} + \mathbf{q}') - n_{\mathbf{q}'}^{pho} - 1 \right] \\
& + \sum_{\mathbf{q}', E_{\mathbf{k}'} < E_{\mathbf{k}'+\mathbf{q}'}} W(\mathbf{q}') \left[\chi(\mathbf{k}' + \mathbf{q}', \mathbf{k}' + \mathbf{q}') - n_{\mathbf{q}'}^{pho} \right] \\
& \left. + \sum_{\mathbf{q}', E_{\mathbf{k}'} > E_{\mathbf{k}'+\mathbf{q}'}} W(\mathbf{q}') \left[-\chi(\mathbf{k}' + \mathbf{q}', \mathbf{k}' + \mathbf{q}') - n_{\mathbf{q}'}^{pho} - 1 \right] \right\}. \quad (\text{A.11})
\end{aligned}$$

Der erste Term der Gleichung A.11 beschreibt hierbei die kinetische Energie der freien Teilchen, der zweite das optische Pumpen und die endliche Lebenszeit der Polaritonen und der dritte die Polariton-Polariton-Streuung. Die Terme 4 bis 7 definieren die Wechselwirkung der Polaritonen mit dem Reservoir von akustischen Phononen, wobei $n_{\mathbf{q}'}$ die Anzahl der Phononen mit dem Momentum \mathbf{q}' ist, die durch die Bose-Verteilung bestimmt ist. Die Übergangsrate von Prozessen, die durch Phononen begünstigt werden, wird $W(\mathbf{q}')$ genannt.

Aus Gleichung A.11 kann gefolgert werden, dass es sehr wichtig für die Beschreibung der kohärenten Anregung ist, die Dynamik des Ordnungsparameters $\langle a_{\mathbf{k}} \rangle$ zu kennen. Deshalb wird das vorgestellte Gleichungssystem durch Hinzufügen von N zusätzlichen Gleichungen komplettiert:

$$\begin{aligned}
\partial_t \langle a_{\mathbf{k}} \rangle = & - \frac{i}{\hbar} E_{\mathbf{k}} \langle a_{\mathbf{k}} \rangle - \frac{i}{\hbar} p_{\mathbf{k}} - \frac{i}{\hbar} U \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{p}} \chi(\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{p}) \langle a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} \rangle \\
& + \left\{ \sum_{\mathbf{q}', E_{\mathbf{k}} < E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}'}} W(\mathbf{q}') \left(\chi(\mathbf{k} + \mathbf{q}', \mathbf{k} + \mathbf{q}') - n_{\mathbf{q}'}^{pho} \right) \right. \\
& \left. + \sum_{\mathbf{q}', E_{\mathbf{k}} > E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}'}} W(\mathbf{q}') \left(-\chi(\mathbf{k} + \mathbf{q}', \mathbf{k} + \mathbf{q}') - n_{\mathbf{q}'}^{pho} - 1 \right) \right\} \langle a_{\mathbf{k}} \rangle. \quad (\text{A.12})
\end{aligned}$$

Die Gleichungen A.11 und A.12 repräsentieren ein nicht-lineares, konvergentes System der ersten zeitlichen Ordnung. Deshalb kann ein normaler Runge-Kutta numerisch iterativer Ansatz gewählt werden um eine konsistente Lösung zu finden. Als Anfangsbedingung werden hierbei null Polaritonen in der Struktur und nicht vorhandene Polariton-Phonon-Kopplung gewählt. Die Korrelatoren und die Mittelwerte der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren

werden somit auf null gesetzt.

B Verwendete Mikroresonatoren

Proben-Nummer	1	2	3
Spiegelmaterial a	AlAs	AlAs	AlAs
Spiegeldicke d_a	64,5 nm	66 nm	65 nm
Spiegelmaterial b	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$
Spiegeldicke d_b	53,9 nm	56 nm	56 nm
Spiegelpaare unterer DBR	27	36	27
Spiegelpaare oberer DBR	23	32	23
Glättungsschichten	3 nm	keine	keine
Kavitätsgröße	$\frac{\lambda_c}{2}$	$\frac{\lambda_c}{2}$	$\frac{\lambda_c}{2}$
Kavitätsmaterial	AlAs	AlAs	AlAs
Quantenfilmmaterial	GaAs	GaAs	GaAs
Dicke der QF	7 nm	7 nm	13 nm
Anzahl der QF	12	4	12
Anzahl der QF-Stapel	3	1	3
Barriere zwischen den einzelnen QF	4 nm	4 nm	4 nm
Q-Faktor	10000	36000	10000

Tabelle B.1: Aufbau der einzelnen in der Arbeit verwendeten planaren Mikroresonatoren.

Veröffentlichungen des Autors

Veröffentlichungen als Erstautor

- J. Fischer, S. Brodbeck, A. V. Chernenko, I. Lederer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, V. D. Kulakovskii, L. Worschech, M. Kamp, M. Durnev, C. Schneider, A. V. Kavokin, und S. Höfling, „*Anomalies of a Nonequilibrium Spinor Polariton Condensate in a Magnetic Field*“, Physical Review Letters 112, 093902 (2014).
- J. Fischer, S. Brodbeck, B. Zhang, Z. Wang, L. Worschech, H. Deng, M. Kamp, C. Schneider, und S. Höfling, „*Magneto-exciton-polariton condensation in a sub-wavelength high contrast grating based vertical microcavity*“, Applied Physics Letters 104 , 091117 (2014).
- J. Fischer, I. G. Savenko, S. Holzinger, S. Brodbeck, M. Kamp, I. A. Shelykh, C. Schneider, und S. Höfling, „*Spatial Coherence Properties of One-Dimensional Exciton-Polariton-Condensates*“, Physical Review Letters 113, 203902 (2014).

Veröffentlichungen als Koautor

- A. Rahimi-Iman, C. Schneider, J. Fischer, S. Holzinger, M. Amthor, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, und A. Forchel, „*Zeeman splitting and diamagnetic shift of spatially confined quantum-well exciton polaritons in an external magnetic field*“, Physical Review B 84, 165325 (2011).
- A. Rahimi-Iman, A.V. Chernenko, J. Fischer, S. Brodbeck, M. Amthor, C. Schneider, A. Forchel, S. Höfling, S. Reitzenstein, und M. Kamp, „*Coherence signatures and density-dependent interaction in a dynamical exciton-polariton condensate*“, Physical Review B 86, 155308 (2012).
- K. Winkler, C. Schneider, J. Fischer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, A. Forchel, S. Reitzenstein, S. Höfling, und M. Kamp, „*Electroluminescence from spatially confined exciton polaritons in a textured microcavity*“, Applied Physics Letters 102, 041101 (2013).
- C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Young Kim, J. Fischer, I. G. Savenko, M. Amthor, M. Lermer, A. Wolf, L. Worschech, V. D. Kulakovskii, I. A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto, und S. Höfling, „*An electrically pumped polariton laser*“, Nature 497, 348–352 (2013).

- S. Brodbeck, J.P. Jahn, A. Rahimi-Iman, J. Fischer, M. Amthor, S. Reitzenstein, M. Kamp, C. Schneider, und S. Höfling, „*Room temperature polariton light emitting diode with integrated tunnel junction*“, Optics Express 21, pp. 31098-31104 (2013).
- J. Gessler, T. Steinl, A. Mika, J. Fischer, G. Sek, J. Misiewicz, S. Höfling, C. Schneider, und M. Kamp, „*Low dimensional GaAs/air vertical microcavity lasers*“, Applied Physics Letters 104, 081113 (2014).
- M. Rau, T. Heindel, S. Unsleber, T. Braun, J. Fischer, S. Frick, S. Nauerth, C. Schneider, G. Vest, S. Reitzenstein, M. Kamp, A. Forchel, S. Höfling, und Harald Weinfurter, „*Free space quantum key distribution over 500 meters using electrically driven quantum dot single-photon sources: a proof of principle experiment*“, New Journal of Physics 16, 0430034 (2014).
- M. Amthor, S. Weißenseel, J. Fischer, M. Kamp, C. Schneider, und Sven Höfling „*Electro-optical switching between polariton and cavity lasing in an InGaAs quantum well microcavity*“, Opt. Express, 31146 (2014).
- K. Winkler, J. Fischer, A. Schade, R. Dall, J. Geßler, M. Emmerling, E. A. Ostrovskaya, M. Kamp, C. Schneider, und S. Höfling, „*A Polariton condensate in a photonic crystal potential landscape*“, New Journal of Physics 17 (2), 023001 (2015).

Tagungsbeiträge

- J. Fischer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, S. Holzinger, C. Schneider, L. Worschech, S. Reitzenstein, S. Höfling, A. Forchel, und M. Kamp, „*Magnetic field interaction of spatially confined quantum well exciton-polaritons*“, Posterbeitrag auf der International Conference on Spontaneous Coherence in Exzitononic Systems 6, Stanford, U. S. A., August 2012.
- J. Fischer, I. Lederer, A. Chernenko, S. Brodbeck, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, A. Forchel, C. Schneider, M. Kamp, und S. Höfling, „*Magnetic field interaction of exciton-polariton-condensates in a GaAs-quantum-well microcavity*“, Vortrag auf DPG Frühjahrstagung, Regensburg, Deutschland, März 2013.
- J. Fischer, I. Lederer, A. Chernenko, S. Brodbeck, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, C. Schneider, M. Kamp, und S. Höfling, „*Magnetic field interaction of exciton-polariton-condensates in a GaAs-quantum-well microcavity*“, Vortrag auf der International Conference on Modulated Semiconductor Structures 16, Breslau, Polen, Juli 2013.
- J. Fischer, S. Brodbeck, A. Chernenko, I. Lederer, A. Rahimi-Iman, M. Amthor, V. D. Kulakovskii, L. Worschech, M. Kamp, M. Durnev, C. Schneider, A. V. Kavokin, und S. Höfling, „*Anomalies of a non-equilibrium spinor polariton condensate in a magnetic field*“, Posterbeitrag auf dem Sino German Solid State Quantum Information Symposium, Würzburg, Deutschland, September 2013.

-
- J. Fischer, S. Brodbeck, B. Zhang, A. Chernenko, S. Holzinger, M. Amthor, V. D. Kulakovskii, L. Worschech, M. Durnev, H. Deng, M. Kamp, C. Schneider, A. V. Kavokin, und S. Höfling, „*Magnetic field properties of zero- and two-dimensional polariton-condensates*“, Vortrag auf der DPG Frühjahrstagung, Dresden, Deutschland, April 2014.

Danksagung

Meinen herzlichsten Dank gilt all jenen, die zu dieser Arbeit beigetragen haben:

- Meinem Doktorvater Prof. Dr. Sven Höfling für die herausragende wissenschaftliche Betreuung auch über Ländergrenzen hinweg, der auch in anstrengenden Tagen immer das Positive gesehen hat.
- Prof. Dr. Lukas Worschech und Prof. Dr. Martin Kamp für die Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik, der die exzellente wissenschaftliche Umgebung für meine Arbeit bereitstellte.
- Prof. Dr. Bert Hecht für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.
- Meinem Gruppenleiter Dr. Christian Schneider. Vielen Dank für deine wissenschaftliche Unterstützung, insbesondere bei den Veröffentlichungen.
- Meinen ehemaligen Diplomanden Ingo Lederer und Masteranden Steffen Holzinger. Vielen Dank für Eure Unterstützung und Engagement.
- Peter Gold, Ferdinand Albert, Matthias Amthor, Arash Rahimi-Iman und Sebastian Unsleber für das freundliche Arbeitsklima und die gegenseitige Rücksichtnahme im gemeinsamen Spektroskopie-Labor.
- Meinen ehemaligen Bürokollegen, besonders Tristan Braun, für die gegenseitige Hilfestellungen und der tollen Arbeitsatmosphäre.
- Sebastian Brodbeck, Monika Emmerling, Adriana Wolf, allen anderen Mitgliedern der Wachstums- und Prozessierungsgruppe für die Bereitstellung der hervorragenden Proben und den hilfreichen Diskussionen.
- Gerhard Heller für die Unterstützung bei technischen Problemen.
- Allen weiteren Mitarbeitern der TEP.
- Roland Ebert und Cornelius Ziga für die ausgezeichnete Versorgung mit flüssigem Helium.
- Prof. Dr. Vladimir Kulakovskii für die Ermöglichung meiner zwei Forschungsaufenthalte in Chernogolovka und der theoretischen Unterstützung.
- Dr. A. V. Chernenko, Dr. M. Durnev, Prof. Dr. Kavokin für die praktische und theoretische Unterstützung bei den Magnetfeldmessungen.

Danksagung

- Dr. I. G. Savenko, Dr. M. D. Fraser und Prof. Dr. Shelykh für die theoretische Unterstützung bei den Kohärenzmessungen.
- Meiner Frau, meinen Freunden und meiner Familie: Vielen Dank für Eure vielfältige und unermüdliche Unterstützung.