

**Spektroskopische Untersuchungen an  
elektrisch und optisch erzeugten  
Exziton-Polariton-Kondensaten**

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

vorgelegt von

**Martin Klaas**

aus Kassel



Würzburg, 2018

Eingereicht am:

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Sven Höfling
2. Gutachter: Prof. Dr. Karl Brunner
3. Gutachter:  
der Dissertation

Vorsitzende(r): Prof. Dr. Vladimir Dyakonov

1. Prüfer: Prof. Dr. Sven Höfling
  2. Prüfer: Prof. Dr. Karl Brunner
  3. Prüfer: Prof. Dr. Björn Trauzettel
- im Promotionkolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 08.02.2019

Doktorurkunde ausgehändigt am:



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vi</b>
<b>Deutsche Zusammenfassung</b>	<b>ix</b>
<b>English Summary</b>	<b>xv</b>
<b>1. Einleitung in die Entwicklung der Physik von Exziton-Polaritonen</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik</b>	<b>6</b>
2.1. Niedrig-dimensionale Halbleiterstrukturen und Mikrokavitäten . . . . .	6
2.2. Systemzustände im Regime der starken Licht-Materie Wechselwirkung	14
2.3. Polariton-Anregung und -Kondensation . . . . .	18
<b>3. Experimentelle Verfahren</b>	<b>23</b>
3.1. Probenherstellung, Probenaufbau und Prozessierung . . . . .	23
3.2. Methoden der Photolumineszenz-Spektroskopie . . . . .	30
<b>4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential</b>	<b>35</b>
4.1. Charakterisierung des elektrischen Polariton-Lasers . . . . .	35
4.2. Optische Manipulation eines elektrischen Polariton-Kondensats . . . . .	39
<b>5. Das elektrische Kondensat unter verrauschter Anregung</b>	<b>45</b>
5.1. Eine optische elektrisch betriebene Polariton-Bistabilität . . . . .	45
5.2. Rauschanalyse einer elektrischen Polariton-Bistabilität . . . . .	49
5.3. Optisches Schalten eines elektrischen Polariton-Kondensats . . . . .	53
<b>6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften</b>	<b>57</b>
6.1. Josephson-Oszillationen in gekoppelten Wellenleitern . . . . .	58
6.2. Ein Mikroscheibenpotential gekoppelt an zwei Wellenleiter . . . . .	65

<b>7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss</b>	<b>71</b>
7.1. Charakterisierung der Mikrotürmchen in starker Kopplung . . . . .	71
7.2. Autokorrelationsmessungen an eingeschlossenen Kondensaten . . . . .	74
<b>8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats</b>	<b>84</b>
8.1. Photonenzahl-auflösende Detektoren und die Photonstatistik . . . . .	84
8.2. Messung der Photonstatistik eines Polariton-Kondensats . . . . .	89
<b>9. Polarisationskontrolle von Polariton-Kondensaten</b>	<b>98</b>
9.1. Nicht-resonante Spinerhaltung in Polariton-Kondensaten . . . . .	98
9.2. Polarisations-eigenschaften elliptischer Polariton-Kondensate . . . . .	108
<b>10. Zusammenfassung, Fazit und Ausblick</b>	<b>112</b>
<b>Veröffentlichungen des Autors</b>	<b>117</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>120</b>
A.1. Theorie zu Abschnitt 7 . . . . .	120
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>123</b>
<b>Danksagung</b>	<b>154</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1. Schema einer Mikrokavität . . . . .	11
2.2. Transfermatrix-Simulation einer Mikrokavität . . . . .	12
2.3. Reflexions- und Transmissionsspektrum einer Mikrokavität . . . . .	13
2.4. Beispielhafte Polariton-Dispersionen und ihre Hopfield-Koeffizienten .	17
2.5. Schema der Polaritonrelaxationsmechanismen und Bildung des Kon- densatzzustands . . . . .	19
3.1. Probenaufbau der optisch und elektrisch betriebenen Resonatorstruk- turen . . . . .	25
3.2. Beispiel eines prozessierten Mikrotürmchens und Kontaktierschema .	26
3.3. Quantisierte Moden in Mikrotürmchen . . . . .	27
3.4. SEM-Bild der Mikroscheibe gekoppelt an die beiden Wellenleiter . . .	27
3.5. Rasterelektronenmikroskopie-Bild der gekoppelten Wellenleiter . . . .	29
3.6. Beispielhafte Photonmoden in einem Wellenleiter . . . . .	30
3.7. Schema des Spektroskopieaufbaus . . . . .	32
3.8. Abbildungsprozess in der Fourier-Spektroskopie . . . . .	34
4.1. Grundcharakterisierung der Eingangs-Ausgangskennlinie des elektri- schen Polariton-Lasers . . . . .	37
4.2. Dispersion des elektrischen Polariton-Lasers unter und über der Schwelle	38
4.3. Schema der optischen Manipulation der Potentiallandschaft eines elektrischen Polariton-Kondensats . . . . .	40
4.4. Realraumbilder mit und ohne optisch induziertem Potential . . . . .	41
4.5. Dispersionen mit und ohne optischem Potential . . . . .	42
4.6. Emissionsenergieverschiebung mit ansteigender Anregungsleistung . .	44
5.1. Grundlagen der Bistabilität des elektrischen Polariton-Lasers . . . . .	46

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

5.2. Linienbreite der Bistabilität des elektrischen Polariton-Lasers . . . . .	47
5.3. Simulation der Bistabilität mit Ratengleichungen . . . . .	48
5.4. Charakterisierung des Anregungsrauschens . . . . .	50
5.5. Eingangs-Ausgangskennlinien bei stark verrauschter Anregung . . . . .	50
5.6. Linienbreitenverlauf bei stark verrauschter Anregung . . . . .	51
5.7. Hysteresecharakteristiken in Abhängigkeit der Rauschstärke . . . . .	52
5.8. Hysteresezentrum und -breite in Abhängigkeit der Rauschstärke . . . . .	52
5.9. Simulation der verrauschten Anregung . . . . .	53
5.10. Optischer Schaltprozess eines elektrischen Polariton-Kondensats . . . . .	54
5.11. Dispersionen und Realraumbilder des optischen Schaltprozesses . . . . .	55
6.1. Beispielhafte Leistungsserie an einem Wellenleiter mit dem Nachweis der Polariton-Kondensation . . . . .	60
6.2. Josephson-Oszillationen zwischen den beiden Wellenleitern . . . . .	61
6.3. Variation der Josephson Kopplung . . . . .	62
6.4. Theoretische Simulation der Oszillationen zwischen den beiden Wel- lenleitern . . . . .	64
6.5. Moden der Mikroscheibe und des Wellenleiters . . . . .	66
6.6. Transmission durch die Mikroscheibe im Realraum . . . . .	67
6.7. Theoretische Simulation der Mikroscheibenstruktur . . . . .	68
6.8. Energieniveaus der Transmission von zwei Mikroscheiben unterschied- licher Durchmesser . . . . .	69
6.9. Energieaufgelöster polaritonischer Filter . . . . .	70
7.1. Photolumineszenz-Grundcharakterisierung der planaren Probe und der Mikrotürmchen . . . . .	72
7.2. Winkelaufgelöstes Spektrum unter und über der Nichtlinearität in der Planaren- und der Mikrotürmchenprobe . . . . .	74
7.3. $g^{(2)}(\tau)$ Verlauf für verschiedene Lichtquellen . . . . .	76
7.4. $g^{(2)}(\tau)$ Messung an planarem und eingeschlossenem System . . . . .	77
7.5. $g^{(2)}(\tau)$ als Funktion vom Durchmesser . . . . .	78
7.6. Multimodale Emissionsstruktur von Polariton-Kondensaten . . . . .	79
7.7. $g^{(2)}(\tau = 0)$ Temperaturabhängigkeit . . . . .	80

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

7.8. Streukoeffizienten $\gamma_{k_0, k_1}^{ph}$ zwischen Phononen und Polaritonen in Abhängigkeit des Türmchendurchmessers . . . . .	81
7.9. Vergleich Autokorrelation gegen Anregungsleistung: Experiment und Theorie . . . . .	82
7.10. Vergleich Autokorrelation gegen Durchmesser: Experiment und Theorie	82
8.1. Signalspur des Photonenzahlauflösenden Detektors . . . . .	87
8.2. Berechnetes Beispiel von Photonstatistiken . . . . .	88
8.3. Residuum der Anpassungen der Photonstatistik . . . . .	89
8.4. Charakterisierung des gemessenen Mikrotürmchens . . . . .	91
8.5. Photonstatistik eines Polariton-Kondensats an seiner Schwelle . . . . .	92
8.6. Photonstatistik eines Polariton-Kondensats über der Schwelle . . . . .	93
8.7. Photonstatistik eines Polariton-Kondensats bei höherer mittlerer Photonenzahl . . . . .	94
8.8. Kohärenz und thermischer Parameter der Verteilungen . . . . .	94
8.9. Autokorrelationsmomente der Photonstatistik . . . . .	95
8.10. Skalierung der Autokorrelationsmomente höherer Ordnung zur besseren Vergleichbarkeit . . . . .	96
9.1. Vergleich polarisierter Detektion unter zirkularer Anregung . . . . .	101
9.2. Kondensats-Charakterisierung unter polarisierter Anregung . . . . .	103
9.3. Leistungsabhängigkeit der Polarisationserhaltung . . . . .	104
9.4. Theorie der Polarisationserhaltung . . . . .	105
9.5. Elliptische Emission unter linearer Anregung . . . . .	106
9.6. Theorie der Polarisationserhaltung . . . . .	107
9.7. Polarisations-eigenschaften symmetrischer Mikrotürmchen . . . . .	109
9.8. Ellipsen unter polarisierter Anregung . . . . .	111

# Deutsche Zusammenfassung

Eine technologisch besonders vielversprechende Art von Mikrokavitäten [Vah03] besteht aus einem optisch aktiven Material zwischen zwei Spiegeln, wobei das Licht auf Größe seiner Wellenlänge eingesperrt wird. Mit diesem einfachen Konzept Licht auf Chipgröße einzufangen entstand die Möglichkeit neue Phänomene der Licht-Materie Wechselwirkung zu studieren. Der Oberflächenemitter (VCSEL)<sup>1</sup>, welcher sich das veränderte Strahlungsverhalten aufgrund der schwachen Kopplung und stimulierten Emission [Pur46] zu Nutze macht, ist bereits länger kommerziell sehr erfolgreich. Er umfasst ein erwartetes Marktvolumen von ca. 5.000 Millionen Euro bis 2024, welches sich auf verschiedenste Anwendungen im Bereich von Sensorik und Kommunikationstechnologie bezieht [Mar16]. Dauerhaft hohe Wachstumsraten von 15-20 % pro Jahr [Mar16, Mar18] lassen auf weiteres langfristiges Potential von Mikrokavitäten in der technologischen Gesellschaft der nächsten Generation hoffen.

Mit fortschreitender Entwicklung der Epitaxie-Verfahren [Her96] gelang es Kavitäten solcher Qualität herzustellen, dass zum ersten Mal das Regime der starken Kopplung erreicht wurde [Wei92]. Starke Kopplung bedeutet in diesem Fall die Bildung eines neuen Quasiteilchens zwischen Photon und Exziton, dem Exziton-Polariton (Polariton). Dieses Quasiteilchen zeigt eine Reihe interessanter Eigenschaften, welche sowohl aus der Perspektive der Technologie, als auch aus der Sicht von Grundlagenforschung interessant sind. Bei systemabhängigen Teilchendichten erlaubt das Polariton ebenfalls die Erzeugung von kohärentem Licht [Kas06] über den Exziton-Polariton-Kondensatzustand (Kondensat), den Polariton-Laser. Die Eigenschaften des emittierten Lichtes ähneln denen eines VCSELs, allerdings bei einigen Größenordnungen geringerem Energieverbrauch [Den03], bzw. niedrigerer Laserschwelle, bei Wahl geeigneter Verstimmung von Exziton und Photon [Tso12]. Diese innovative Entwicklung kann daher unter anderem neue Möglichkeiten für besonders energie-

---

<sup>1</sup>VCSEL aus dem Englischen Vertical Cavity Surface Emitting Laser

sparende Anwendungen in der Photonik eröffnen.

Die vorliegende Doktorarbeit soll zur Erweiterung des Forschungsstandes in diesem Gebiet zwischen Photonik und Festkörperphysik beitragen und untersucht zum einen den anwendungsorientierten Teil des Feldes mit Studien zur elektrischen Injektion, beleuchtet aber auch den interessanten Phasenübergang des Systems über seine Kohärenz- und Spineigenschaften. Es folgt eine knappe überblicksartige Darstellung der Ergebnisse, die in dieser Arbeit genauer ausgearbeitet werden.

## **Rauschanalyse und die optische Manipulation eines bistabilen elektrischen Polariton-Bauelements**

Aufbauend auf der Realisierung eines elektrischen Polariton-Lasers [Sch13] wurde in dieser Arbeit ein optisches Potential in das elektrisch betriebene Kondensat mit einem externen Laser induziert. Dieses optische Potential ermöglicht die Manipulation der makroskopischen Besetzung der Grundzustandswellenfunktion, welches sich als verändertes Emissionsbild im Realraum darstellt [Kla17a]. Der polaritonische Effekt wird über Verschiebung der Emissionslinie zu höheren Energien durch Wechselwirkung des Exzitonanteils nachgewiesen. Diese experimentellen Beobachtungen konnten mit Hilfe eines Gross-Pitaevskii-Differentialgleichungsansatzes erläutert und theoretisch nachgebildet werden.

Weiterhin zeigt der elektrische Polariton-Laser eine Bistabilität in seiner Emissionskennlinie an der polaritonischen Kondensationsschwelle [Amt15]. Die Hysterese hat ihren physikalischen Ursprung in der Lebenszeitabhängigkeit der Ladungsträger von der Dichte des Ladungsträgerreservoirs durch die progressive Abschirmung des inneren elektrischen Feldes. In dieser Arbeit wird zum tieferen Verständnis der Hysterese ein elektrisches Rauschen über den Anregungsstrom gelegt. Dieses elektrische Rauschen befindet sich auf der Mikrosekunden-Zeitskala und beeinflusst die Emissionscharakteristik, welche durch die Lebensdauer der Polaritonen im ps-Bereich bestimmt wird. Mit steigendem Rauschen wird ein Zusammenfall der Hysterese beobachtet, bis die Emissionscharakteristik monostabil erscheint [Kla17b]. Diese experimentellen Befunde werden mit einem gekoppelten Ratengleichungssystem sowie mit Hilfe einer Gauss-verteiltern Zufallsvariable in der Anregung modelliert und erklärt.

Die Hysterese ermöglicht außerdem den Nachweis eines optischen Schalteffekts über eine zusätzliche Ladungsträgerinjektion mit einem Laser weit über der Bandkante des Systems, um den positiven Rückkopplungseffekt zu erzeugen. Im Bereich der Hysterese wird das System auf den unteren Zustand elektrisch angeregt und dann mit Hilfe eines nicht-resonanten Laserpulses in den Kondensatzustand gehoben.

## **Polaritonfluss geleitet durch Kontrolle der lithographisch definierten Energielandschaft**

Polaritonen können durch den photonischen Anteil weiterhin in Wellenleiterstrukturen eingesperrt werden, worin sie bei der Kondensation gerichtet entlang des Kanals mit nahe Lichtgeschwindigkeit fließen. Dies geschieht mit der Besonderheit über ihren Exzitonanteil stark wechselwirken zu können. Die Möglichkeit durch Lithographie solche eindimensionalen Kanäle zu definieren, wurde bereits in verschiedenen Prototypen für Polaritonen benutzt und untersucht [Ngu13, Wer10, Gao12, Ant13, Suc17]. In dieser Arbeit werden zwei verschiedene, neue Ansätze zur Lenkung von gerichtetem Polaritonfluss vorgestellt: zum einen über die sogenannte Josephson-Kopplung zwischen zwei Wellenleitern, realisiert über halbgeätzte Spiegel und zum anderen über eine Mikroscheibe gekoppelt an zwei Wellenleiter. Der Begriff der Josephson-Kopplung ist hier angelehnt an den bekannten Effekt in Supraleitern, welcher phänomenologische Ähnlichkeiten aufweist. Die Verwendung in der Polaritonik ist historisch gewachsen [Lag10]. Die Josephson-Kopplung ermöglicht die Beobachtung von Oszillationen des Polariton-Kondensats zwischen den Wellenleitern, in Abhängigkeit der verbleibenden Anzahl Spiegelpaare zwischen den Strukturen, wodurch eine definierte Selektion des Auskopplungsarms ermöglicht wird. Die Mikroscheibe funktioniert ähnlich einer Resonanztunneldiode. Sie ermöglicht eine Energieselektion der transmittierten Moden durch die Diskretisierung der Zustände in den niederdimensionalen Strukturen. Es ergibt sich die Bedingung, dass nur energetisch gleiche Niveaus zwischen Strukturübergängen koppeln können. Gleichzeitig erlaubt die Mikroscheibenanordnung eine Umkehrung der Flussrichtung.

# **Kohärenzeigenschaften und die Photonenstatistik von Polariton-Kondensaten unter photonischen Einschlusspotentialen**

Die Kohärenzeigenschaften der Emission von Polariton-Kondensaten ist seit längerem ein aktives Forschungsfeld [Kim16, Nit16, Fis14, RI12, Kas08]. Die noch ausstehenden Fragen betreffen die Beobachtung hoher Abweichungen von traditionellen, auf Inversion basierenden Lasersystemen (z.B. VCSELs). Diese haben selbst bei schwellenlosen Lasern einen Wert der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung von Eins [Str11]. Polariton-Kondensate jedoch zeigen erhöhte Werte in der Autokorrelationsfunktion [Den03], welches auf einen Mischzustand zwischen kohärentem und thermischem Licht hinweist.

In dieser Arbeit wurde ein systematischer Weg untersucht, die Kohärenzeigenschaften des Polariton-Kondensats denen eines traditionellen Lasers anzunähern. Dies geschieht über den lateralen photonischen Einschluss der Kondensate mittels lithographisch definierter Mikrotürmchen mit verschiedenen Durchmessern. In Kohärenzmessungen wird der Einfluss dieser Veränderung der Energielandschaft der Polariton-Kondensate auf die Autokorrelationseigenschaften zweiter Ordnung untersucht. Es wird ein direkter Zusammenhang zwischen großem Einschlusspotential und guten Korrelationseigenschaften nachgewiesen [Kla18a]. Der Effekt wird theoretisch über den veränderten Einfluss der Phononen auf das Polariton-Relaxationsverhalten erklärt. Durch die stärkere Lokalisierung der Polaritonwellenfunktion in kleineren Mikrotürmchen wird die Streuwahrscheinlichkeit erhöht, was eine effizientere Relaxation in den Grundzustand ermöglicht. Dies verhindert zu starke Besetzungsfluktuationen der Grundmode in der Polariton-Lebenszeit, was bisher als Grund für die erhöhte Autokorrelation postuliert wurde [Lov08].

Weiterhin wird eine direkte Messung der Photonenstatistik eines Polaritonkondensats entlang steigender Polaritondichte im Schwellbereich vorgestellt [Kla18b]. Die Photonenstatistik eines thermischen Emitters zeigt einen exponentiellen Verlauf, während ein reiner Laser Poisson-verteilt emittiert. Der Zwischenbereich, der für einen Laser am Übergang zwischen thermischer und kohärenter Lichtquelle vorhergesagt wird, kann durch eine Überlagerung der beiden Zustände beschrieben

werden. Über eine Anpassungsfunktion der gemessenen Verteilungsfunktionen kann der Phasenübergang des Kondensats mit Hilfe dem Anteil der kohärenten Partikel im System verfolgt werden. Dadurch, dass der gemessene Übergang dem Paradigma der thermisch-kohärenten Zustände folgt, wurde nachgewiesen, dass bei rötlicher Verstimmung die Interaktionen keinen signifikanten Anteil an der Ausbildung von Kohärenz im Polaritonsystem spielen.

## **Polarisationskontrolle von Polariton-Kondensaten**

Die Polarisations-eigenschaften des durch Polaritonenzerfall emittierten Lichts korrespondieren zum Spinzustand der Quasiteilchen. Unterhalb der Kondensationsschwelle ist diese Emission durch Spin-Relaxation der Ladungsträger unpolarisiert und oberhalb der Schwelle bildet sich unter bestimmten Voraussetzungen lineare Polarisation als Ordnungsparameter des Phasenübergangs aus. Der Prozess der stimulierten Streuung kann die (zirkulare) Polarisation des Lasers auch bei Anregung auf höheren Energien auf dem unteren Polaritonast erhalten [Den03]. Dies resultiert aus sehr schneller Einnahme des Grundzustands, welche eine Spin-Relaxation verhindert. Bisher wurde, nach unserem Kenntnisstand, nur teilweise Erhaltung zirkularer Polarisation unter nicht-resonanter Anregung beobachtet [Oha12, Kam12]. In dieser Arbeit wird vollständige zirkulare Polarisationserhaltung, energetisch 130 meV vom Kondensatzustand entfernt angeregt, nachgewiesen. Diese Polarisationserhaltung setzt an der Kondensationsschwelle ein, was auf den Erhalt durch stimulierte Streuung hinweist. Unter dieser Voraussetzung der Spinerhaltung erzeugt die linear polarisierte Anregung (als Überlagerung zirkularem Lichts beider Orientierungen) elliptisch polarisiertes Licht. Dies geschieht, weil eine linear polarisierte Anregung durch Fokussierung eines Objektivs leicht elliptisch wird. Der Grad der Elliptizität wird sowohl durch die Verstimmung zwischen Photon und Exziton Mode beeinflusst, als auch durch die Dichte im System. Dies kann erklärt werden über das spezielle Verhalten der Relaxationsprozesse auf dem unteren Polaritonast, welche von der transversal-elektrischen und transversal-magnetischen (TE-TM) energetischen Aufspaltung abhängen.

Weiterhin werden elliptische Mikrotürmchen untersucht, um den Einfluss dieses asymmetrischen photonischen Einschlusses auf die Kondensatseigenschaften heraus-

zuarbeiten. Die Ellipse zwingt das Kondensat zu einer linearen Polarisation, welche sich entlang der langen Achse des Türmchens ausrichtet. In asymmetrischen Mikrotürmchen ist die Grundmode aufgespalten in zwei linear polarisierte Moden entlang der beiden orthogonal zueinander liegenden Hauptachsen, wobei die längere Achse das linear polarisierte Energieminimum des Systems bildet. Der Grad der linearen Polarisation nimmt mit geringerem Mikrotürmchendurchmesser und größerer Elliptizität zu. Dies geschieht durch erhöhten energetischen Abstand der beiden Moden. Bei Ellipsen mit einem langen Hauptachsendurchmesser von  $2\mu\text{m}$  und einem Achsenverhältnis von 3:2 kann ein nahezu vollständig linear polarisierter Zustand eines Polariton-Kondensats nachgewiesen werden.

Damit wurde erforscht, dass auch unter nicht-resonanter Anregung Exziton-Polariton-Kondensate experimentell und theoretisch jeglichen Spinzustand unter entsprechenden Anregungsbedingungen annehmen können.

# English Summary

A technologically especially promising type of microcavities [Vah03] consists of an optical material between two mirrors, whereby light is trapped on the scale of its wavelength. With this simple concept of trapping light on the size of a chip arose the possibility to study new phenomena of light-matter interaction. The VCSEL, which takes advantage of the changed emission behavior due to weak coupling and stimulated emission [Pur46], has been commercially successful for a long time. The market encompasses a volume of approximately 5000 million euros till 2024, which itself encompasses a plethora of different applications in the areas of sensors to communication technology [Mar16]. Continued high growth rates of up to 15-20 % [Mar16, Mar18] per year give rise to hope for an enduring potential of microcavities in the technological society of the next generation.

Continued development of epitaxial methods [Her96] finally allowed to fabricate cavities of such quality that the regime of strong-coupling was reached [Wei92]. Strong coupling means, in this case, the creation of a new quasi-particle between photon and exciton, the exciton-polariton. This quasi-particle shows a series of interesting properties, which are relevant from both the perspective of technology and basic science. At a system dependant particle density, the polariton allows creation of coherent light [Kas06] via the exciton-polariton condensate state, the polariton-laser. The properties of the emitted light resemble those of a VCSEL, albeit at magnitudes less energy consumption [Den03] or laser threshold, at an advantageous detuning between exciton and photon [Tso12]. This innovative development has therefore opened up new possibilities for energy saving applications in photonics.

This doctoral thesis contributes to science in this research area between photonics and solid-state physics and not only looks at the application relevant part of this field with studies regarding electrical injection, but also illuminates the interesting phase transition of the system via exploration of coherence and spin properties. Now

follows a short summary of the results, which are developed in more detail in the main body of the work.

## **Evaluation of noise impact and optical manipulation of a bistable electrical polariton device**

Building on the realisation of an electrical polariton laser [Sch13], this work induces an optical potential with an external laser into the electrically driven condensate. This optical potential enables the manipulation of the macroscopic occupation of the groundstate wavefunction, which manifests itself in a changed emission structure in real space [Kla17a]. The polaritonic effect is proven via the blueshift of the emission with increased interaction of the exciton part of the polariton. These experimental observations can be theoretically explained with a Gross-Pitaevskii equation approach.

Furthermore, the electrical polariton-laser exhibits a bistability behavior at its polaritonic condensation threshold [Amt15]. The hysteresis originates in the lifetime dependence of the carriers on the density of the carrier reservoir by screening of the inner electrical field of the structure. In this work, to get a deeper understanding of the hysteresis, an electrical noise component is superpositioned to the injection current. The electrical noise is on the microsecond time-scale and affects the emission characteristics which are given by the polariton lifetime on the order of picoseconds. With increased noise, the hysteresis progressively vanishes until the emission appears monostable [Kla17b]. These experimental results are modelled with a rate equation approach with a Gaussian random distribution in the excitation.

Moreover, the hysteresis allows the observation of an optical switch effect via additional carrier injection with an energetically far off laser to attain the positive feedback effect. In the region of the hysteresis, the system is positioned at a lower state with electrical injection and then pushed into the condensate regime with a laser pulse.

## **Polariton flow controlled by a lithographically defined energy landscape**

Polaritons can be trapped in waveguide structures due to their photonic part, along which they propagate upon condensation with close to the speed of light. This happens with the special property of being able to strongly interact via their exciton content. The possibility to define such channels has been used in a variety of different prototypes for polaritons [Ngu13, Wer10, Gao12, Ant13, Suc17]. This work presents two new approaches to route polariton flow: first via a Josephson-like coupling between two waveguides, realized by partly etched mirrors and second with a microdisk potential coupled to two waveguides. Josephson coupling refers to the known effect in superconductors which shows some resemblance to the observed effect and which use of is historically motivated [Lag10]. Josephson coupling allows observation of oscillations of the polariton condensate between the waveguides, which depends on the remaining mirrorpairs between the structure, which ultimately allows routing into a specific exit arm. The microdisk functions in a similar way to a resonance tunnel diode. It allows energy selection of the transmitted modes via the discretization of the states in the low-dimensional structures. This results in the condition that only energetically fitting modes are allowed to propagate between the structures. Additionally, the microdisk structure allows counter directional routing of the polariton flow.

## **Coherence properties and the photonstatistics of trapped polariton condensates**

The coherence properties of the emission of polariton-condensates is a long-standing active research area [Kim16, Nit16, Fis14, RI12, Kas08]. The remaining questions regard the observations of high deviations between traditional inversion based systems (e.g. VCSELs). These show, even in thresholdless lasers, a value of the second order autocorrelation function of one [Str11]. Polariton condensates exhibit increased values [Den03], which hint at a mixed state between coherent and thermal light.

In this work a systematic way has been investigated, which tries to approach the coherence properties of polariton condensates to those of a traditional laser.

This happens via the lateral photonic confinement of the condensates in lithographically defined micropillars with different diameters. The influence of the changes of the energy landscape have been evaluated in coherence measurements of the second order autocorrelation function. A direct link between a high trapping potential and good coherence properties has been proven [Kla18a]. The effect is theoretically explained in the changed influence of phonons onto the polariton relaxation mechanisms. Because of the stronger localisation of the polariton wavefunction in smaller micropillars, the probability to scatter is increased, which allows a more efficient relaxation into the ground state. This suppresses strong occupation fluctuations of the ground state in the polariton lifetime, which has been speculated to be the origin of the increased autocorrelation [Lov08].

Additionally, a direct measurement of the photon statistics of the polariton condensate along increased polariton densities is presented [Kla18b]. The photon statistics of a thermal emitter shows an exponential relationship, while the emission of a laser is Poisson distributed. The regime in-between, which is proposed for a laser at its threshold, can be described as a mixture of those two states. By fitting a function to the measured distributions, the phase transition can be tracked via the coherent particle fraction present in the system. Because this transition follows the paradigm of the thermal-coherent mixture states, it was proven that interactions do not play a significant role in establishing coherence in a polariton condensate with a photonic detuning.

## **Polarisation control of polariton condensates**

The polarisation properties of the light originating in decay of polaritons correspond to the spin state of the quasiparticle. Below condensation threshold, this emission is largely unpolarised due to spin relaxation and above threshold, under certain circumstances, linear polarisation can be observed as an order parameter of the phase transition. The process of stimulated scattering can preserve circular polarisation of the laser at excitations positioned on the lower polariton branch [Den03]. This is due to the fast relaxation to the ground state which prevents spin relaxation. Up until now, up to our knowledge, only partial conservation of circular polarisation in non-resonant excitation has been observed [Oha12, Kam12]. In this work, complete

circular polarisation conservation has been proven, at excitation 130 meV above the condensate state. This polarisation conservation starts at condensation threshold, which hints at conservation due to stimulated scattering. Under these conditions, linear excitation (as a superposition between both circular components) creates elliptically polarised light. This happens due to the fact that linear excitation focused via an objective becomes slightly elliptical. The degree of elliptical polarisation is determined by the detuning between exciton and photon and the particle density present in the condensate system. This can be explained with the relaxation processes on the lower polariton branch, which depend on the energy splitting between TE and TM modes.

Additionally, elliptical micropillars have been investigated, to work out the influence of asymmetric photonic confinement on the condensation properties. The elliptical confinement forces the condensate into a linear polarisation, which establishes itself along the long axis of the micropillar. In asymmetric micropillars, the ground state is split into two linear polarised modes along both orthogonal main axes, whereby the long axis determines the energy minimum of the system. The degree of linear polarisation increases with decreasing micropillar diameter and increasing ellipticity. This happens due to increased energy difference between the two modes. The ellipses have a long axis diameter of 2  $\mu\text{m}$  and an axis relation of 3:2, in which nearly fully linearly polarised condensates have been observed.

With this it was investigated that non-resonant excitation of polariton condensates can experimentally and theoretically attain every spin state under fitting excitation conditions.

# 1. Einleitung in die Entwicklung der Physik von Exziton-Polaritonen

Starke Kopplung in Mikrokavitäten wurde zuerst von Weisbuch et al. [Wei92] in 1992 beobachtet. Durch die bosonische Natur dieser Quasiteilchen ist die makroskopische Besetzung eines einzigen Zustandes möglich [Bos24] und der erste Nachweis aller Signaturen einer dynamischen Bose-Einstein-Kondensation wurde in 2006 erbracht [Kas06]. Zum Vergleich wurde 1995 das erste Bose-Einstein Kondensat in einem atomaren Gas erzeugt [And95]. Mittlerweile wurde auch ein Kondensat aus reinen Photonen nachgewiesen [Kla10] und für reine Exzitonen ist dies weiterhin ein langanhaltendes Forschungsfeld, mit verschiedenen beobachteten Hinweisen auf Kondensationseffekte [Bla62, Eis04, Yos11].

Die Hybridisierung von Materie und Licht in Polaritonen hat den Vorteil einer geringen effektiven Masse, welche Kondensation bei Raumtemperatur in bestimmten Materialien erlaubt. Die Quasiteilchen zerfallen dauerhaft unter Abstrahlung von Photonen und müssen daher wiederholt erzeugt werden, was dem System eine dynamische Komponente gibt. Diese Photonen geben sowohl die Möglichkeit polaritonische Emitter auf ihre Eigenschaften zu untersuchen, als auch sie als technologisch interessante Lichtquelle oder als optisches Bauteil basierend auf stark nicht-klassischen Effekten zu benutzen. Der Vorteil von Polaritonsystemen ist die Erzeugung von kohärentem Licht ohne Inversion [Ima96], mit deutlich geringeren Schwellen für den nichtlineare Emissionsübergang als bei herkömmlichen Systemen [Den03]. Dies resultiert aus ihrer bosonischen Teilchennatur, welche den Prozess der stimulierten Streuung hervorruft. Dieser erhöht die Wahrscheinlichkeit bei Vorhandensein eines Teilchens in einem Zustand ein weiteres in diesen Zustand zu streuen. Weiterhin ermöglicht dieses dynamische, mit seiner Umgebung über seine Materie Komponente wechselwirkende System das Studium neuer fundamentaler Effekte der Vielteilchen-

## 1. Einleitung in die Entwicklung der Physik von Exziton-Polaritonen

physik; die Erforschung von Flüssigkeiten aus Licht [Car13].

Während die ersten Kondensate in CdTe bei Tieftemperatur nachgewiesen wurden und das gängigste Materialsystem die herstellungstechnisch weitentwickelte GaAs Plattform ist, gelang 2007 ein Nachweis von Kondensation bei Raumtemperatur basierend auf GaN [Chr07]. Dies war möglich durch die erhöhte Exziton-Bindungsstärke in diesem Material [Lu12]. Mittlerweile ist es ebenfalls in organischen Materialien [Die16, Plu14, Das14] und ZnO [Lu12, Gui16] gelungen den Kondensationszustand zu erreichen. Außerdem ist starke Kopplung möglich in zweidimensionalen Übergangsmetall-Dichalcogeniden [Lun16, Lun17, Liu15, Fla16], hybriden Systemen [Wur17, Fla17a] und offenen Kavitäten [Duf15]. Diese Materialien haben insbesondere durch ihre hohe Exzitonbindungsenergie im Fall von zweidimensionalen Materialien und organischen Materialien, sowie der Möglichkeit Eigenschaften im Falle von hybriden Ansätzen maßzuschneidern, hohes Potential für elektrische Raumtemperatur-Polaritonik, welche das große Ziel aus technologischer Sicht darstellt. Erwähnt werden sollte hier, dass ein elektrisches Kondensat bei Raumtemperatur bereits in einem Prototyp auf GaN-Basis realisiert wurde [Bha14], wobei der Nachweis in dieser aus technologischer Sicht nicht einfachen Struktur umstritten ist [Dev16].

Während zunächst mit rein optischer Anregung durch Lasern gearbeitet wurde, gelang elektrische Injektion ebenfalls in Probenaufbauten mit Kontaktierung der aktiven Zone [Baj07, Tsi08, Win13, Bro13]. Die Beobachtung des nichtlinearen Regimes unter starker Kopplung war durch Fortschritte in Epitaxie und Spektroskopiemethoden erst 2013 möglich [Sch13, Bha13]. Der Nachweis gelang durch das Anlegen eines Magnetfeldes an das System in starker Kopplung, welches eine messbare Zeemanaufspaltung induziert; ein deutlicher Unterschied zwischen einem Exzitonanteil behafteten Polariton-Laser und einem Photon-Laser.

In der Kondensat-Phase des Polaritons ließen sich eine Reihe nicht klassischer Eigenschaften nachweisen: Superfluidität [Uts08, Amo09, Amo11], ganz- und halbzahlige Quantenvortizes [Rou11, San10, San11, Lag08, Lag09, Nar11] (sogar mit der Möglichkeit elektrischer Erzeugung [Fla12]) und Gitterbildung [Tos12a]). Polaritonensysteme können weiterhin Solitonen [Sic12] und Josephson-Oszillationen [Lag10] zeigen.

Mikrokavitäten mit hohen Photonlebenszeiten ermöglichen mittlerweile die Beob-

## 1. Einleitung in die Entwicklung der Physik von Exziton-Polaritonen

achtung von vollständig thermalisierten Systemen, in denen sich die Besetzung nach der Bose-Einstein Verteilungsfunktion ausrichtet [Sun17b]. Diese hohen Photonlebenszeiten können für makroskopische Propagationsexperimente benutzt werden; sogenanntes „langames Licht“ [Ste13, Ste15, Sun17a].

Ein signifikantes Forschungsfeld in der Polaritonik besteht in der Möglichkeit die Energielandschaft des Polaritons zu verändern. Hier kann sowohl auf den Exziton- als auch den Photonanteil des Polaritons eingewirkt werden. Beispielsweise gibt es durch mechanischen Druck erzeugte Fallen [Bal07], akustische Wellen [CM10], Metall auf der Mikrokapazität [Lai07], Gitter als oberer Spiegel [Zha14] oder geätzte Mikrotürmchen [Baj07], wobei heute eine Vielfalt an Möglichkeiten besteht das photonische Potential nach Belieben zu formen [Sch17]. Insbesondere eindimensionale Fallen, als Wellenleiter für Polaritonpropagation, sind gut erforscht in verschiedenen Konfigurationen [Ant15, Ant13, Wer12, Wou10, Wer10, Tos12b, Win17, Mag11]. Auch sind Polaritonen in der Lage durch eine Anordnung von photonischen Gittern die Auswirkungen komplexer Potentiale zu simulieren, was zum möglichen Nachweis eines optischen topologischen Isolators vorgeschlagen ist [Nal15], wobei kollektive Veränderung der Systemzustände schon vielfach nachgewiesen worden sind [Kus13, Sch17].

Das Thema der praktischen Anwendung der Polaritonstrukturen ist heute bei nochmal stark gesteigener Probenqualität noch mehr als zu Beginn des Forschungsfeldes von großem Interesse, um quantenmechanische Phänomene wie beispielsweise die Superfluidität in alltägliche praktische Anwendungen zu überführen [Sno17]. Mit Polariton-Elementen wurde etwa ultra effizientes elektrisches Schalten des Polaritonspins mit Energieaufwand im Femto-Joule-Bereich nachgewiesen [Dre16], ein Interferometer [Stu14] gebaut und Schaltkreise mit Logikoperationen entwickelt [Lie08, EO13, Ant14]. Zu Logikanwendungen sind bereits einige Prototypen durch optische und elektrische Transistoren, Schalter, Router und Verstärker bereits experimentell realisiert worden [Bal13, Suc17, Gio12, Ant13, Mar15, Ngu13, Nie16].

Für die Verwendung von Polaritonen als Lichtquelle außerhalb des kohärenten Regimes zeigen theoretische Betrachtungen, dass auch eine Einzelphotonenquelle über die Photonblockade möglich ist [Ver06, Lie10, Lem14, Fla17b], wobei erste Signaturen experimentell nachgewiesen wurden [MM18, Del18]. Da sich die innerpolaritonischen Übergänge im Bereich der Terahertz-Strahlung befinden, gibt es auch Vorschläge für das Polaritonensystem als Terahertz Quelle [Kyr13, del11]. Weiterhin ist

## 1. Einleitung in die Entwicklung der Physik von Exziton-Polaritonen

Supraleitung induziert durch starke Kopplung zwischen Exzitonen und Photonen theoretisch möglich, für welches sich zweidimensionale Systeme besonders auszeichnen [Lau10, Kav16].

Polaritonen besitzen außerdem einen Spin, der an die Polarisation der emittierten Photonen über die Erhaltung des Bahndrehimpulses gekoppelt ist. Diese Eigenschaft wurde unter anderem auf ihr Potential für spintronische Anwendungen in Spin Transport [Adr11, Kam12] und Spin Schaltprozessen [Amo10, Ask16] untersucht.

Damit umfasst das Feld der Polaritonik einen weiten, sehr aktiven Bereich, der sich in fortlaufend relativ hohen Publikationszahlen zu dieser Thematik niederschlägt. Einen allgemeinen Überblick über polaritonische Anwendungen und Perspektiven bieten unter anderem die Referenzen [Lie11, San16, Fra16] und einen allgemeinen Einstieg in die Physik der Exziton-Polaritonen bietet folgende Literatur [San12, Car13, Byr14, Kav17].

Die vorliegende Arbeit soll nun an verschiedenen dieser bereits eröffneten Forschungsgebiete anknüpfen und den Stand der Forschung erweitern. Der erste Teil präsentiert die theoretischen Grundlagen der Physik von Exziton-Polaritonen in Kapitel 2 und den Probenaufbau sowie experimentelle Verfahren in Kapitel 3. Der zweite Teil zeigt die Ergebnisse dieser Forschung, Kapitel 4 präsentiert die Reaktion eines elektrisch erzeugten Polariton-Kondensats auf ein externes optisches Potential. Danach wird in Kapitel 5 eine Rauschanalyse eines bistabilen elektrischen Polariton-Lasers durchgeführt und die Möglichkeit eines optischen Schalters durch die Hysteresecharakteristik erforscht. Kapitel 6 zeigt eine Oszillation im Ort durch eine Josephson Kopplung zwischen zwei polaritonischen Wellenleitern durch halbgeätzte Spiegel. Des Weiteren wird eine photonische Resonanztunneldiode realisiert, durch eine Mikroscheibe verbunden mit zwei Wellenleitern, welche außerdem die Propagationsrichtung des Kondensats umdreht. Kapitel 7 eröffnet einen systematischen Weg um mit Hilfe der Potentiallandschaft der Polaritonen ihre Kohärenzeigenschaften im nichtlinearen Regime zu beeinflussen. Weiterhin beschäftigt sich Kapitel 8 mit einer direkten Messung der Photonenstatistik eines Polaritonkondensats mit Hilfe eines neuartigen Sensors, der in der Lage ist Photonenzahlen direkt aufzulösen. Das letzte Ergebniskapitel 9 zeigt die Möglichkeit der nicht-resonanten Polarisationskontrolle von optisch erzeugten Kondensaten. Dies geschieht durch Erhaltung von

## *1. Einleitung in die Entwicklung der Physik von Exziton-Polaritonen*

zirkularer Polarisation unter stimulierter Streuung, weiterhin wird über die spezifischen Eigenschaften von Polariton-Kondensaten unter linearer Anregung elliptisches Licht generiert. Schlussendlich werden in dem Kapitel die linearen Polarisations-eigenschaften von elliptisch eingeschlossenen Polariton-Kondensaten untersucht. Das letzte Kapitel [10](#) bietet eine Zusammenfassung, ein Fazit und den Ausblick für die vorgestellten Themenfelder.

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

Dieses Kapitel wird sich mit den theoretischen Grundlagen zum Verständnis der vorgestellten Polaritonphysik befassen. Zuerst werden in Sektion 2.1 die Grundbausteine der Mikrokavität in starker Kopplung vorgestellt: das niedrig-dimensionale Halbleitersystem und die Bragg-Spiegel. Sektion 2.2 stellt die Licht-Materie-Wechselwirkung vor, unter welcher sich die Polaritondispersion ausbildet und Abschnitt 2.3 beschreibt die Relaxationsdynamiken in diesem System, welche das Kondensat bilden.

### 2.1. Niedrig-dimensionale Halbleiterstrukturen und Mikrokavitäten

Ein Polariton ist ein bosonisches Quasiteilchen, bei dem Exzitonzustände mit Photonzuständen durch starke Kopplung wechselwirken. Dabei befindet sich in den hier verwendeten Mikrokavitäten das Exziton in einem Quantenfilm (Doppelheterostruktur im Bereich der De-Broglie-Wellenlänge) und das Photon ist in einem optischen Resonator, gebildet aus zwei Bragg-Spiegeln, räumlich eingesperrt. Im Folgenden wird auf die Physik von Halbleiterstrukturen (Grundlagenliteratur bspw. [Kit05, Yu10]) und Mikrokavitäten [Den10, Dev07, Kav17] eingegangen.

Ein Halbleitermaterial hat aufgrund der Periodizität des Festkörpers eine Bandstruktur, hier wird von der Bandstruktur von Gallium Arsenid (GaAs) ausgegangen. Im Bändermodell ist das höchste besetzte Band bei Null Kelvin das Valenzband. Das Leitungsband ist das darüber liegende, erste unbesetzte Band. Bei einem Halbleitermaterial verwendet in optischen Anwendungen spielt die energetische Lücke zwischen den beiden Bändern, sowie die genaue Lage im  $k$ -Raum eine entscheidende

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

de Rolle. GaAs ist ein direkter Halbleiter bei dem das Leitungsbandminimum und Valenzbandmaximum übereinanderliegen und bei dem daher keine Impulsübertragungsprozesse für optische Rekombination im Bereich der Bandlücke (GaAs 1.52 eV bei 0K [Kit05]) gebraucht werden.

Vom Valenzband aus kann ein Elektron in das Leitungsband angeregt werden, die zurückbleibende Lücke wird Loch genannt. Ein Exziton besteht aus einem gebundenen Elektron-Loch Paar. Ist das Paar schwach gebunden, wie bei in dieser Arbeit verwendeten GaAs Strukturen, hat das Exziton einen großen Bohr-Radius und wird Wannier-Mott-Exziton genannt, ein Exziton mit geringem Bohr-Radius und damit starker Bindung ist das Frenkel-Exziton. Elektronen und Löcher sind durch ihre halbzahligen Spinquantenzahlen/Drehimpulsquantenzahlen jeweils Fermionen, daher ist das zusammengesetzte Exziton ein Boson (ganzzahliger Spin). Diese schwach gebundenen Exzitonen können mathematisch analog dem Wasserstoff Problem behandelt werden [Kit05].

Wird eine Halbleitermaterialschiicht (ungefähr in der Dicke der De-Broglie Wellenlänge der entsprechenden Exzitonen) zwischen zwei weiteren Halbleitermaterialien mit größerer Bandlücke eingeschert, ist es möglich einen zweidimensionalen Einschluss des Exzitons zu erreichen, analog eines Potentialtopfs. Dieser hat Auswirkungen auf das System, sobald die Energielücke zwischen Grundzustand und erstem angeregten Zustand größer als die thermische Energie ist.

Die Schrödingergleichung zur Lösung des Eigenwertproblems eines solchen Exzitons lässt sich schreiben als [Kav17]

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \nabla_h^2 + V_e(z_e) + V_h(z_h) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0|r_e - r_h|} \right) \Psi = E\Psi, \quad (2.1)$$

wobei die Indizes  $h$  das Loch und  $e$  das Elektron bezeichnen.  $m^*$  ist die effektive Masse,  $\hbar$  das Planksche Wirkungsquantum dividiert durch  $2\pi$ ,  $V$  das Potential,  $r$  die Ortskoordinate und  $E$  die Energie. Diese Gleichung setzt sich aus der Bewegung der Elektronen und Löcher, dem Einschlusspotential für Valenz- und Leitungsband, sowie der eigentlichen Bindungsenergie des Exzitons zusammen.

Die genauen Bindungsenergien des Exzitons werden u.a. durch das verwendete Material und die Dimensionalität des Systems bestimmt und sind entscheidend für ihre thermische Stabilität. Bei schwach gebundenen Exzitonen muss daher bei

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

kryogenen Temperaturen gemessen werden, da die thermische Energie bei Raumtemperatur ausreicht, um sie zu dissoziieren. Der Einschluss wirkt sich auch auf die Bandkonfiguration aus. In einem drei dimensionalen GaAs Halbleiter gibt es durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung (bei  $k = 0$ ) drei Bänder im Valenzband, bei der das Schwer- und Leichtlochband entartet sind. In einem Quantenfilm wird diese Entartung durch die unterschiedlichen effektiven Massen und in realen experimentellen Situationen Verspannung aufgehoben, wobei das Schwerlochband energetisch höher liegt. In dieser Arbeit wird es somit um Schwerlochbandexzitonen gehen, welche an Photonen koppeln. Der Einschluss wirkt sich auf die Oszillatorstärke des Exzitons positiv aus, indem es seinen Bohrradius verkleinert. Allgemein kann die Oszillatorstärke eines elektrischen Dipols, welcher mit dem E-Feld des Lichts interagiert, geschrieben werden als [Den10]

$$f = \frac{2m\omega}{\hbar} |\langle u_v | \mathbf{r} \mathbf{e} | u_c \rangle|^2 \frac{V}{\pi a_B^3}. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $m$  die effektive Masse des Exzitons,  $u_v$  und  $u_c$  die Wellenfunktionen von Loch und Elektron,  $V$  ist das aktive Volumen,  $a_B$  der Exziton-Bohrradius und  $\omega$  die Lichtfrequenz. In einer für starke Kopplung vorgesehenen Struktur muss dieser Wert also optimiert werden.

Ein optischer Resonator ist eine Struktur in der Photonen eingesperrt werden, um die Licht-Materie-Wechselwirkung zu erhöhen. Hier wird die Fabry-Perot-Kavität verwendet. Das Licht wird zwischen zwei parallelen reflektierenden Oberflächen eingesperrt. Die reflektierenden Schichten werden von den Bragg-Spiegeln gebildet (DBRs)<sup>1</sup>. Die DBRs sind ein Schichtsystem aus abwechselnden Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Für maximale Reflektivität muss eine Interferenzbedingung erfüllt sein. Die Schichtdicken entsprechen einer viertel Wellenlänge des Lichts, geteilt durch den Brechungsindex des verwendeten Materials. Das bedeutet, dass reflektierte Wellen konstruktiv miteinander interferieren unter Berücksichtigung des Phasensprungs an den Grenzflächen. Weiterhin bestimmen der Brechungsindexkontrast und die Anzahl Spiegel die Reflektivität, wodurch sehr hohe Gesamtreflektivitäten erreicht werden können. Der Reflexionskoeffizient kann für  $N$  Spiegelpaare

---

<sup>1</sup>DBRs aus dem Englischen Distributed Bragg Reflectors

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

berechnet werden [Kav17]

$$r = \frac{\left(\frac{n_b}{n_a}\right)^{2N} - \frac{n_s}{n_0}}{\left(\frac{n_b}{n_a}\right)^{2N} + \frac{n_s}{n_0}} \quad (2.3)$$

mit  $n_0$  dem Brechungsindex des ersten Materials und  $n_s$  dem Brechungsindex des Substrats, bzw. letzten Materials und  $n_a$  und  $n_b$  dem niedrigen und hohen Brechungsindex der beiden die Spiegel konstituierenden Materialien.

Diese Struktur bildet ein Stoppband, einen Wellenlängenbereich mit sehr hoher Reflektivität, dessen Breite ( $\Delta$ ) ebenfalls durch die Brechungsindizes der beiden Spiegelmaterialien gegeben ist [Kav17]

$$\Delta \approx \frac{8c}{\lambda} \frac{n_b - n_a}{n_b + n_a} \quad (2.4)$$

Die Qualität des Schichtsystems wird mit dem Qualitätsfaktor (Q-Faktor) angegeben, der (bei Vernachlässigung anderer Verlustkanäle) die Lebenszeit des Photons in der Kavität impliziert

$$Q = \frac{E}{\Delta E} = \omega_0 \tau, \quad (2.5)$$

mit  $E$  der Emissionsenergie,  $\Delta E$  der Linienbreite der Mode,  $\tau$  der Lebenszeit und  $\omega_0$  der Kreisfrequenz der Mode. Theoretisch ist der Qualitätsfaktor gegeben durch die Reflektivität der beiden Spiegel  $R_1$  und  $R_2$  [Den10]

$$Q \approx \frac{\pi(R_1 R_2)^{\frac{1}{4}}}{1 - (R_1 R_2)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.6)$$

wobei praktisch weitere Verlustkanäle wie Seitenwandverluste hinzukommen.

Das eingespernte Photon erhält in der Kavität eine parabelförmige Dispersion [Den10]

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2}, \quad k_{\perp} = \frac{2\pi n_c}{\lambda_c}, \quad (2.7)$$

mit  $n_c$  dem Brechungsindex der Kavität und  $k_{\parallel}/k_{\perp}$  dem Wellenvektor parallel und orthogonal zur Struktur. Diese kann genähert werden ( $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ ) zu [Den10]

$$E(\mathbf{k}) \approx E(\mathbf{k} = 0) + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{cav,eff}} \quad (2.8)$$

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

mit der effektiven Masse des Kavitätsphotons [Den10]

$$m_{cav,eff} = \frac{E(\mathbf{k}_{\parallel} = 0)}{c^2/n_c^2} \approx 10^{-5}m_e \quad (2.9)$$

im Fall von  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ . Diese Dispersion wird relevant bei der Kopplung an das Exziton.

Abbildung 2.1 zeigt die Struktur von Kapitel 7, 8 und 9 im Rasterelektronenmikroskop. Die Quantenfilme werden zwischen das Spiegelsystem positioniert und das Licht der zerfallender Exzitonen wird dann zurück in den Quantentopf reflektiert.

Für möglichst große Licht-Materie-Wechselwirkung ist die Verteilung des elektrischen Feldes in der Struktur von Interesse, um die Quantenfilme an den Maxima der stehenden Welle innerhalb des Resonators zu platzieren. Simuliert werden kann diese Feldverteilung mit der Transfer-Matrix-Methode [Kav17].

Eine Beispielsimulation der in dieser Arbeit verwendeten, optisch angeregten Struktur kann in Abbildung 2.2 a) und b) gefunden werden <sup>2</sup>. b) zeigt eine Vergrößerung der Quantenfilmregion. Ersichtlich ist eine erhöhte Resonatorlänge durch Eindringen der Feldverteilung in die Spiegel. Diese effektive Kavitätslänge ist gegeben durch [Den10]

$$L_{eff} = \frac{\lambda_c n_1 n_2}{2n_c(n_2 - n_1)} + L_c, \quad (2.10)$$

mit  $\lambda_c$  der Resonatorwellenlänge,  $n_1$  und  $n_2$  der Brechungsindizes der beiden Halbleitermaterialien, welche den Spiegel bilden,  $n_c$  dem Brechungsindex der Kavität und  $L_c$  der nominellen Kavitätslänge. Das resultierende Transmissions- und Reflektivitätsspektrum befindet sich in Abbildung 2.3 a) und b) respektive. Zu sehen ist das Stoppband mit einem Minimum bzw. Erhöhung bei  $\lambda_c$ .

Damit sind Exzitonen in Quantenfilmen und Photonen in Mikrokavitäten als die einzelnen Komponenten des Polaritons erläutert, was zur nächsten Sektion der starken Kopplung zwischen den Teilchen führt.

---

<sup>2</sup>Mein Dank gilt Sebastian Brodbeck für das Wachsen der Probe und diese Simulation

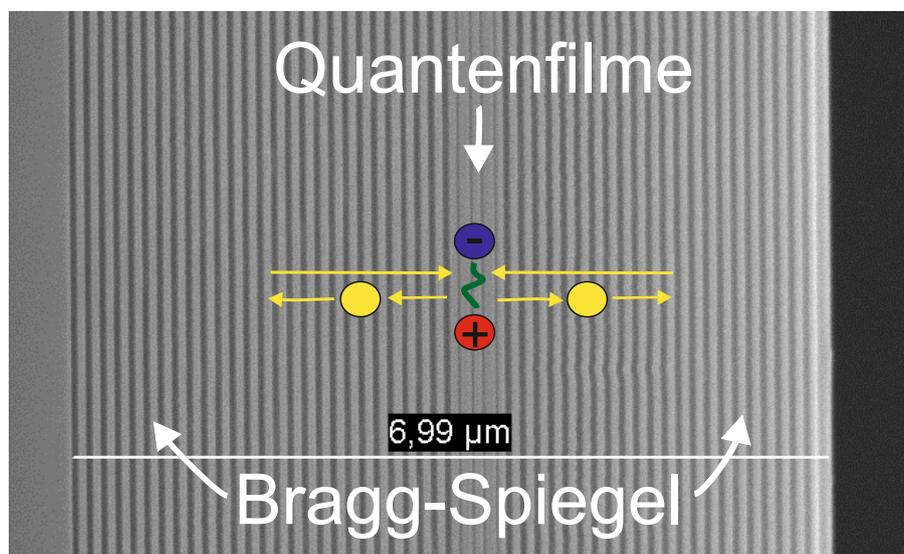


Abbildung 2.1.: Diese Abbildung zeigt ein Rasterelektronenmikroskopiebild der verwendeten Probe. Zu sehen sind die Quantenfilme in denen sich die Exzitonen bilden, sowie das Schichtsystem um die Kavität herum, welches die Spiegel bildet und die Photonen der zerfallenden Exzitonen reflektiert.

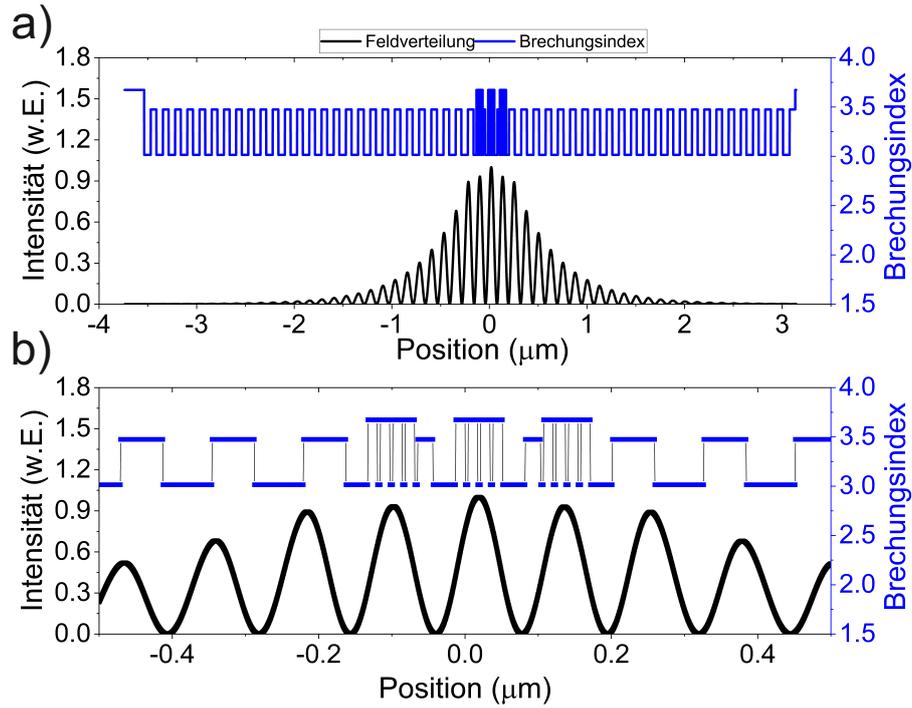


Abbildung 2.2.: a) Transfermatrix-Berechnung der Feldverteilung der Intensität (schwarz) in der verwendeten Mikrokavität. In lila ist die periodische Brechungsindexvariation der Materialien zu sehen. Die höchsten Feldmaxima werden zur Wechselwirkung durch den Aufbau der Probe bei den Quantenfilmen lokalisiert. b) zeigt eine Vergrößerung des Quantentopfbereichs, in dem drei Anordnungen zu je vier Quantenfilmen bei je einem anderen Maximum des elektrischen Feldes zu sehen sind.

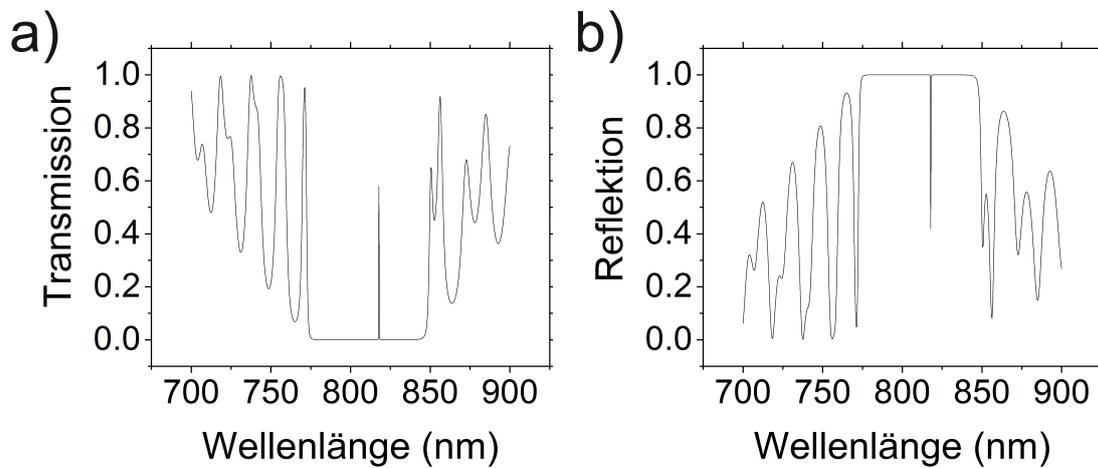


Abbildung 2.3.: a) Theoretisches Transmissionsspektrum der verwendeten Resonatorprobe. b) zugehöriges Reflektionsspektrum. In dem Wellenlängenbereich ist bei dieser Struktur ein Stopband zwischen 775 nm und 850 nm. Das erste Bragg-Minimum ist bei ca. 770 nm bei dem auch die nicht-resonante Injektion erfolgen kann. Die Kavitätsmode ist im vorliegenden Fall bei ca. 820 nm. Die Position des Stopbands und damit der Kavitätswellenlänge kann auf dem Probenstück über den Wachstumsgradienten variiert werden.

## 2.2. Systemzustände im Regime der starken Licht-Materie Wechselwirkung

Dieser Abschnitt beschreibt die Bildung von Polaritonen in dem Mikrokavitätssystem unter den Voraussetzungen der starken Kopplung. Die Bedingung für starke Kopplung ist, dass die mittleren Verlustraten von Photon und Exziton geringer sind als ihre Kopplungsraten (bzw. Rabi-Frequenz) zueinander.

$$\Omega_R \gg \gamma_x, \gamma_c; \quad \tau_R \ll \tau_x, \tau_c \quad (2.11)$$

$\Omega_R$  ist die Rabi-Frequenz mit  $\gamma_x$  und  $\gamma_c$ , sowie  $\tau_x$  und  $\tau_c$  den jeweiligen Verlustraten und Lebenszeiten. Bevor das Photon, emittiert durch den Zerfall eines Exzitons, die Mikrokavität verlassen kann, wird es reabsorbiert und bildet erneut ein Exziton, kollektiv verhält sich das System dann als neues Quasiteilchen. Das bedeutet weiterhin, dass die Rabi-Aufspaltung des Systems größer ist als die Linienbreiten der beiden Moden. Diese Aufspaltung ist ein definierender Parameter der Licht-Materie-Kopplung und ist, unter der Voraussetzung der Positionierung der Quantenfilme in den Feldmaxima, gegeben als [Sav95, Sko98]

$$\hbar\Omega \approx 2\hbar \sqrt{\frac{2cN\gamma_x}{n_{eff}L_{eff}}} \quad (2.12)$$

mit  $n_{eff}$  dem effektiven Brechungsindex der Kavität (als Mittelung der verschiedenen Materialien) und  $N$  der Anzahl der Quantenfilme. Die Rabi-Aufspaltung kann daher als Parameter zur Optimierung der starken Kopplung der Mikrokavität verwendet werden.

Die Anzahl an Quantenfilmen kann damit ebenfalls benutzt werden um die Rabi-Aufspaltung zu erhöhen [Chr08] (die optisch untersuchte Probe in dieser Arbeit hat 12).

Hier wird der quantenmechanische Ansatz zur Lösung des Systems nach den Referenzen [Den10, Kav17] benutzt. Dieser beginnt mit dem Hamiltonian in der zweiten

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

Quantisierung [Den10] ,

$$H = \hat{H}_{cav} + \hat{H}_{exc} + \hat{H}_l = \sum E_{cav}(k_{\parallel}, k_c) \hat{a}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{a}_{k_{\parallel}} + \sum E_{exc}(k_{\parallel}) \hat{b}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{b}_{k_{\parallel}} + \sum g_0 (\hat{a}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{b}_{k_{\parallel}} + \hat{a}_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}}^{\dagger}).$$

$\hat{H}_{cav}$  beschreibt das Lichtfeld,  $\hat{H}_{exc}$  das Exziton,  $\hat{H}_l$  die Kopplung der beiden Komponenten und  $g_0$  den Kopplungsparameter. Weiterhin ist  $\hat{a}^{\dagger}$  der Photon Erzeugungsoperator und  $\hat{b}^{\dagger}$  der Exziton Erzeugungsoperator,  $\hat{a}$  und  $\hat{b}$  sind die entsprechenden Vernichtungsoperatoren.

Dieser Hamiltonian kann mit Hilfe folgender Operatoren diagonalisiert werden [Den10]

$$\hat{P}_{k_{\parallel}} = X_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}} + C_{k_{\parallel}} \hat{a}_{k_{\parallel}} \quad (2.13)$$

und

$$\hat{Q}_{k_{\parallel}} = -C_{k_{\parallel}} \hat{b}_{k_{\parallel}} + X_{k_{\parallel}} \hat{a}_{k_{\parallel}}, \quad (2.14)$$

was zu

$$\hat{H}_{pol} = \sum E_{LP}(k_{\parallel}) \hat{P}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{P}_{k_{\parallel}} + \sum E_{UP}(k_{\parallel}) \hat{Q}_{k_{\parallel}}^{\dagger} \hat{Q}_{k_{\parallel}} \quad (2.15)$$

führt, mit  $E_{LP}$  der Energie der nieder energetischen Polaritonmode und  $E_{UP}$  der höher energetischen Polaritonmode. Die sogenannten Hopfield-Koeffizienten [Hop58] lauten

$$|X_{k_{\parallel}}|^2 + |C_{k_{\parallel}}|^2 = 1, \quad (2.16)$$

mit der Einführung der Exziton-Photon Verstimmung

$$\Delta E(k_{\parallel}) = E_{exc}(k_{\parallel}) - E_{cav}(k_{\parallel}, k_c), \quad (2.17)$$

gibt es folgenden Ausdruck für die beiden Koeffizienten

$$|X_{k_{\parallel}}|^2 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\Delta E(k_{\parallel})}{\sqrt{\Delta E(k_{\parallel})^2 + 4g_0^2}} \right) \quad (2.18)$$

und

$$|C_{k_{\parallel}}|^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\Delta E(k_{\parallel})}{\sqrt{\Delta E(k_{\parallel})^2 + 4g_0^2}} \right), \quad (2.19)$$

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

Die gesuchten Eigenwerte des Hamiltonians sind damit

$$E_{LP,UP}(k_{\parallel}) = \frac{1}{2} \left( E_{exc}(k_{\parallel}) + E_{cav}(k_{\parallel}) \pm \sqrt{4g_0^2 + (E_{exc}(k_{\parallel}) - E_{cav}(k_{\parallel}))^2} \right). \quad (2.20)$$

Wenn die ungekoppelten Moden die gleiche Energie haben, ist die Energie zwischen oberem und unterem Polaritonenzweig minimal. Dies ist wiederum proportional zur RabiAufspaltung.

Die Hopfield-Koeffizienten stellen eine einfache Möglichkeit der Darstellung der beiden Zustände dar. Abbildung 2.4 präsentiert exemplarisch drei verschiedene Verstimmungen zwischen Photon- und Exzitonmode anhand experimenteller Daten und die daraus resultierenden Polaritonmoden. Nähert sich der untere Polaritonenzweig dem Exziton an, ist dies positive Verstimmung zwischen Exziton und Photon. Nähert sich der Polaritonenzweig dem Photon an, ist das System negativ verstimmt. Dies macht deutlich, dass durch die geeignete Wahl der Verstimmung ein dominant photonisches, oder exzitonisches Verhalten des Systems erreicht werden kann. Technisch bedingt wird die Probe intrinsisch mit einem Schichtdickengradienten gewachsen, welcher verschiedene Verstimmungsregime über eine Verschiebung der Photonmode auf derselben Probe ermöglicht. Die Lebensdauer des Polaritons setzt sich anteilmäßig aus seinen beiden Teilen zusammen [Den10]

$$\frac{1}{\tau_{LP}} = \frac{|C|^2}{\tau_C} + \frac{|X|^2}{\tau_X}. \quad (2.21)$$

Damit sind die relevanten Themen der starken Kopplung und der Polaritondispersion erläutert (weitere Details sind in der Literatur zu finden [Kav17]), was nun zur Diskussion der makroskopischen Besetzung eines Zustands auf diesen Dispersionen in der nächsten Sektion führt.

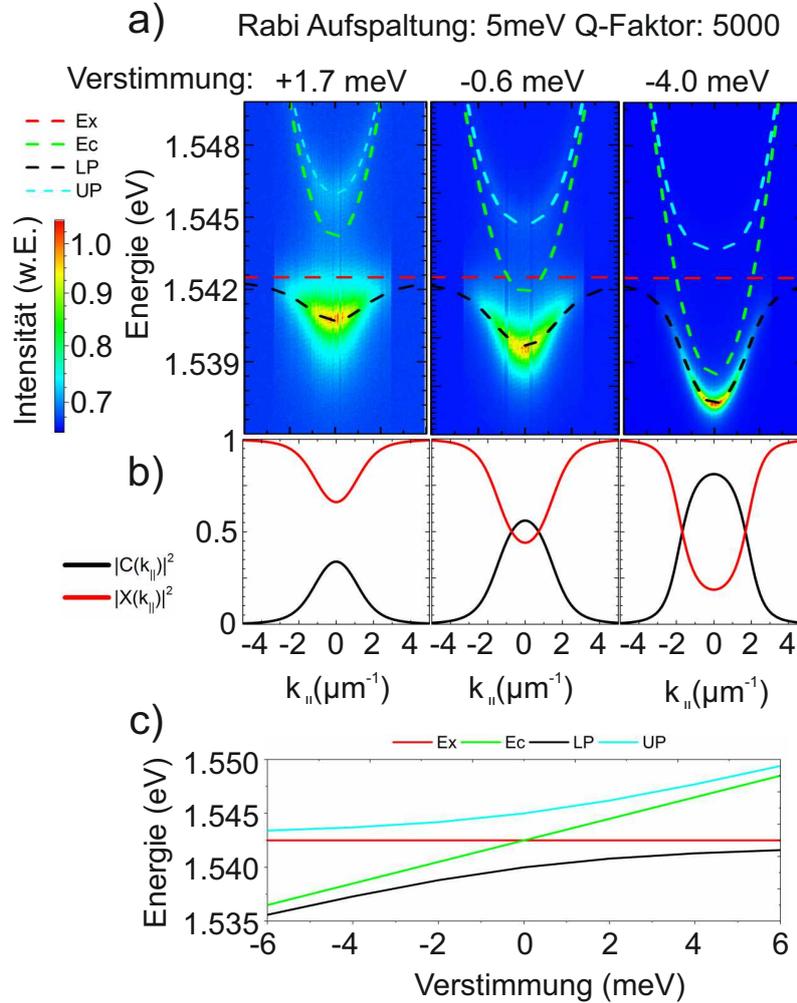


Abbildung 2.4.: a) Drei verschiedene Verstimmungen (exzitonisch, nahe  $\Delta E = 0$ , photonisch gewichtet) einer Probe in starker Kopplung. Die angepassten experimentellen Daten sind in intensitätskodierter Falschfarbendarstellung gezeigt. b) zeigt die korrespondierenden Hopfieldkoeffizientenverläufe entlang des Wellenvektors. c) enthält das extrapolierte, typische Antikreuzen (bei  $k_{\parallel} = 0$ ) der beiden gekoppelten Polaritonmoden entlang der Verstimmung, charakteristisches Anzeichen von starker Kopplung.

### 2.3. Polariton-Anregung und -Kondensation

In diesem Abschnitt der theoretischen Grundlagen wird die konkrete Anregung der Polaritonen erläutert, sowie die Relaxationsdynamik, welche schlussendlich das Kondensat erzeugt. Anregung von Polaritonen kann sowohl elektrisch als auch optisch erfolgen. Hierbei gibt es resonante (optisch) und nicht-resonante Anregung. Bei der resonanten Anregung wird die Wellenlänge und der Winkel des Anregungslasers direkt auf den Polaritonenzweig eingestellt. Die nicht-resonante Anregung hingegen erzeugt Ladungsträger auf einer Energie über dem Polaritonenzustand (etwa 130 meV in den vorliegenden Proben). Von dieser Energie ausgehend findet ein Relaxationsprozess hauptsächlich über Streuung mit Phononen, Exzitonen und anderen Polaritonen im System statt [Per05, Lag03, Doa05], welche auch von der Verstimmung abhängt [Wer09]. Abbildung 2.5 zeigt ein Schema der Relaxation von Polaritonen. Nach Anregung eines heißen Ladungsträgerreservoirs durch optische Injektion in der ersten Bragg-Mode relaxieren die Teilchen durch Streuprozesse, deren Art abhängig von Material und Temperatur ist, in Richtung Exzitonreservoir. Von dort gelangen sie entlang der Polaritonmode durch Streuung an akustischen Phononen, sowie Exzitonen und anderen Polaritonen in den Grundzustand. Elektrisch wird das Reservoir durch Ladungsträgerinjektion durch die beiden unterschiedlich dotierten Spiegelseiten realisiert, was durch hochgradig nicht-resonante Anregung modelliert werden kann.

Von großer Bedeutung zur Bildung des Polaritonkondensats ist die Relaxationsdynamik auf dem unteren Polaritonast. Diese wird dominiert von der Lebenszeit der Polaritonen. Diese setzt sich zusammen aus der Lebensdauer des Exzitons, abhängig von der Strukturqualität in GaAs ungefähr 1 ns [Le 98] und der Lebenszeit des Photons, abhängig vom Q-Faktor wenige Pikosekunden. Aus dem vorherigen Kapitel ist bekannt, dass der exzitonische Hopfieldkoeffizient sich entlang der Polaritondispersion ändert. Ein charakteristisches Merkmal ist daher der Flaschenhalseffekt, der sich durch den hohen photonischen Anteil und damit einer geringen Lebenszeit bei bestimmten Wellenvektoren in einer photonischen Verstimmung ergibt. Dies geschieht unter anderem durch die abnehmende Streueffizienz der akustischen Phononen durch die Wellenvektor Bedingung [Tar00, Tas97]. Dadurch gelangen die Polaritonen nicht in ihren Grundzustand, weil sie vorher zerfallen und die Struktur

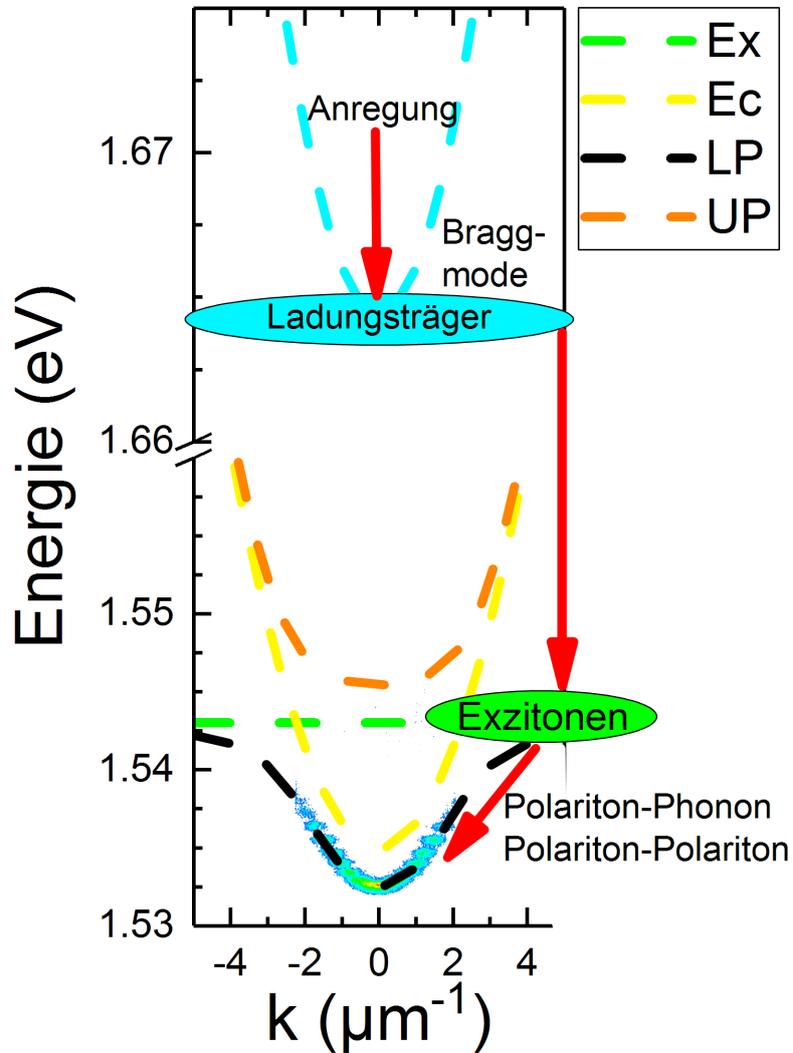


Abbildung 2.5.: Relaxationsschema durch Streuprozesse der Polaritonen mit den verschiedenen Teilchen des Systems, dargestellt an einer falschfarben intensitätskodierten Messung an der hier verwendeten optischen Probe. Im Fall der nicht-resonanten Anregung wird der Anregungslaser auf der Bragg-Mode positioniert, von dort relaxiert das heiÙe Ladungsträgerreservoir durch LO-Phononen in das Exzitonreservoir, und dann anschließend mit Hilfe von Polariton-Polariton und Polariton-akustische Phonon-Streuung in Richtung Polariton-Grundzustand.

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

emittiert nur bei hohen Wellenvektoren. Dies verhindert damit auch die Ausbildung eines Kondensats, bei der eine große Dichte in nur einem Zustand benötigt wird. Der Flaschenhalseffekt kann mit besserer Strukturqualität überwunden werden [Mal02]. Die Probe des elektrischen Polariton-Lasers in dieser Arbeit zeigt bei niedrigen Anregungsdichten und bei hohen Magnetfeldern einen solchen Flaschenhalseffekt. Hier wurde exemplarisch auf die Grundzustandskondensation eingegangen, prinzipiell ist die quasi-Kondensation aber auch auf angeregten Zuständen oder in komplexen Geometrien wie Gittern möglich, wobei die Relaxationsmechanismen nochmal deutlich komplexer werden.

Die bosonische Natur der Quasiteilchen (bei geringen Teilchendichten) äußert sich im Prozess der stimulierten Streuung. Diese Streuung erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass bei Besetzung eines Polaritonzustands ein weiteres Teilchen in diesen Zustand streut. Dies geschieht mit einer Abhängigkeit von der Besetzungszahl ( $\propto N + 1$ ) [Tas99, Sab01, Baa06].

Bei einer systemabhängigen Dichte beginnt sich der Grundzustand auf der Größenordnung der Polaritonlebenszeit zu füllen und die Relaxationsdynamik wird durch dessen hohe Besetzung bestimmt. Das führt zu einem Phasenübergang in der Ausbildung einer makroskopischen Besetzung der Grundzustandswellenfunktion des Systems und damit dazu, dass sich (nahezu) alle Teilchen in einem Energiezustand befinden, dem Polariton-Kondensat. Ein solcher Polariton-Kondensationsvorgang als Phasenübergang geht mit der Ausbildung einer langreichweitigen Ordnung einher. Allgemein kann ein solcher Zustand mit nur einer Wellenfunktion  $\Psi(r)$  beschrieben werden [Kav17]

$$\langle \Psi(r) \rangle = \sqrt{n_{cond}(r)} e^{i\Theta(r)}, \quad (2.22)$$

wobei  $\langle \Psi(r) \rangle$  als Ordnungsparameter des Phasenübergangs bezeichnet wird und  $n_{cond}$  die Dichte des Kondensats ist. Dieser ist Null überhalb der kritischen Temperatur und nimmt einen finiten Wert unterhalb an. Der Ordnungsparameter im Falle des Polaritonensystems ist die lineare Polarisierung [Lau06], welche sich spontan nach der Schwelle ausbildet [Kas08].

Das Hohenberg-Theorem postuliert die Unmöglichkeit von einer solchen langreichweitigen Ordnung (also einem Kondensatzustand) in strikt zweidimensionalen Systemen [Hoh67]. Polaritonensysteme weisen allerdings in der Praxis häufig Defekte durch die Wachstumsprozesse auf, welche lokale Potentiale erzeugen. Solche Poten-

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

tiale können auch absichtlich durch photonischen Einschluss herbeigeführt werden, wie in dieser Arbeit zum Einschluss von Polaritonen benutzt. In einem solchen geschlossenen 2D System mit Ausdehnung  $L$  ist, nach einer kritischen Teilchendichte, ein Phasenübergang wiederum möglich [Den10]

$$n_{crit} = \frac{2}{\lambda_T^2} \ln\left(\frac{L}{\lambda_T}\right) \quad \lambda_T(T) = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}, \quad (2.23)$$

hierbei ist  $\lambda_T$  die thermische De-Broglie-Wellenlänge. Erleichtert wird diese Kondensationsbedingung durch die geringe effektive Masse des Polaritons, genauer gesagt durch seinen photonischen Anteil, der für den unteren Polaritonast gegeben ist durch [Den10]

$$\frac{1}{m_{LP}} = \frac{|X|^2}{m_{exc}} + \frac{|C|^2}{m_{ph}}, \quad (2.24)$$

mit  $m_{exc}$  der Exzitonmasse und  $m_{ph}$  der Photonmasse.

Weiterhin existieren Signaturen eines BKT<sup>3</sup>-Übergangs in Polaritonensystemen hin zu einer superfluiden Phase [Kos73]. Dies geschieht theoretisch mit der Bildung von gebundenen Vortex-Antivortex-Paaren, welche oberhalb der kritischen Temperatur ungebunden sind. Außerdem wurde der für diesen Übergang charakteristische Abfall der Kohärenzlänge nach einem Exponentialgesetz auf kurzer Längenskala nachgewiesen [Rou12]. Kürzlich wurden auch Signaturen für eine BKT Phase nahe thermischem Gleichgewicht gefunden [Nit14, Cap18]. Eine detaillierte Beschreibung der Thematik findet sich in [Kav17]. Für diesen Übergang kann ebenfalls eine kritische Dichte angegeben werden: [Den10]

$$n_{crit} \lambda_T(T_{crit})^2 = 4. \quad (2.25)$$

$k_B$  ist die Boltzmann-Konstante und  $T_{crit}$  die kritische Temperatur. Eine Besetzung der Bose-Einstein-Funktion folgend findet aufgrund fehlender Thermalisierung oft nicht statt. Bei sehr hohen Photonlebenszeiten kann eine Verteilung vollständig nach der Bose-Einstein-Formel

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} - 1} \quad (2.26)$$

beobachtet werden, wie kürzlich für das Polaritonensystem geschehen [Sum17b].  $\mu$  ist

---

<sup>3</sup>Berezinsky-Kosterlitz-Thouless-Übergang

## 2. Theoretische Grundlagen der Polaritonphysik

hierbei das chemische Potential, welches gegen die Energie im Falle eines BEC Systems strebt, womit die Besetzung dieses Zustands divergiert. Während bei thermischer Besetzung ( $\frac{E-\mu}{k_B T} \gg 1$ ) die Maxwell-Boltzmann Verteilung gilt:

$$f(E) = 2\sqrt{\frac{E}{\pi}} \left(\frac{1}{k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-E}{k_B T}} \quad (2.27)$$

Bei höherer Teilchendichte [Roc00] findet im System der Mott-Übergang statt [Hou95], bei dem die Exzitonen gegenseitig die eigene Oszillatorstärke abschirmen und in ein Elektron-Loch-Plasma zerfallen. Dies führt schlussendlich zur Inversion und dem Photon-Laser auf der Photonmode [Kap05], welcher im Gegensatz zu Systemen in starker Kopplung nur noch durch Brechungsindexänderung durch Ladungsträgerinjektion oder Erhitzung der Gitterstruktur energetisch schieben kann. In manchen Proben kann daher ein für polaritonische Systeme charakteristisches Zwei-Schwellen-Verhalten beobachtet werden [Tem12, Le 98]. Insgesamt ist dem Mikrokavitätssystem in starker Kopplung damit ein Phasendiagramm mit den Parametern Temperatur und Dichte zuzuordnen, bei dem es die drei Zustände Polaritondiode, Polariton-Laser und Photon-Laser annehmen kann [Mal03].

## 3. Experimentelle Verfahren

In diesem Kapitel werden die benutzten experimentellen Verfahren erklärt. Zuerst wird in Abschnitt 3.1 die Probenherstellung und Probenprozessierung thematisiert, sowie der genaue Schichtaufbau der verwendeten Proben erläutert. Abschnitt 3.2 erklärt die verschiedenen Techniken der benutzten Photolumineszenz-Spektroskopie mit Winkelauflösung.

### 3.1. Probenherstellung, Probenaufbau und Prozessierung

Das Verfahren zur Herstellung der Proben ist die Molekularstrahlepitaxie (MBE) [Her96]<sup>1</sup>. Diese basiert darauf die Schichten der Mikrokapazität aus einzelnen Atomen in einem Hochvakuumssystem über kinetische Prozesse epitaktisch herzustellen.

Abbildung 3.1 zeigt exemplarisch den Schichtaufbau von zwei verwendeten Proben in a) und b). Der Aufbau der elektrischen Polariton-Laser Probe [Sch13] in a) besteht aus 23 GaAs/AlAs Spiegel oberhalb und 27 GaAs/AlAs Spiegel unterhalb der GaAs  $\lambda$ -Kavität. In der Kavität sind vier 8 nm breite  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  Quantenfilme an den theoretischen Feldmaxima positioniert (simuliert über die Transfermatrixmethode [Kav17]). Der obere Spiegel ist p-dotiert und der untere Spiegel n-dotiert, um die Strominjektion durch die Bragg-Spiegel über Anlegung einer Spannung zu ermöglichen. Das Dotierprofil nimmt symmetrisch ab von  $3 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$  zu  $1 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . Jede zweite Grenzfläche wurde zusätzlich mit einer Konzentration von  $10^{12}\text{cm}^{-2}$   $\delta$ -dotiert. Die Probe hat einen Q Faktor von 6000, optisch gemessen an einem Mikrotürmchen in photonischer Verstimmung und eine Rabi aufspaltung von 5.5 meV, extrahiert aus Weißlicht Reflexionsmessungen [RI11]. Die optisch unter-

---

<sup>1</sup>Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden alle am Lehrstuhl der Technischen Physik der Universität Würzburg simuliert und gewachsen.

### 3. Experimentelle Verfahren

suchte Probe [Kla18b] in b) ist aufgebaut aus 23 (27) AlGaAs/AlAs Spiegeln ober- (unterhalb) der Kavität. Diese ist eine  $\lambda/2$ -Kavität mit 12 GaAs Quantenfilme mit 13 nm Breite, angeordnet in drei Stapeln je 4. Der Q-Faktor beträgt 12500 und die Rabi-Aufspaltung 10 meV.

Nach der epitaktischen Herstellung der Proben werden diese prozessiert. Dazu stehen verschiedene Techniken wie Elektronenstrahlolithographie und optische Lithographie zur Verfügung, sowie die Möglichkeit die geätzten Strukturen mit einem Polymer (Benzozyklobuten) zu passivieren und die Probenoberfläche zu planarisieren.

Für diese Arbeit wurden verschieden-dimensionale Strukturen hergestellt, um ein photonisches Einschlusspotential für die Polaritonen zu generieren. Dies lokalisiert die Polaritonen räumlich und erzeugt eine diskrete Modenstruktur [Kai06, El 06]. Dies ermöglicht daher die Erzeugung einer definierten Energielandschaft. Weiterhin verbessern Fallenstrukturen die Schwellwerte für Kondensationsprozesse [Fer11].

Auf der elektrischen Probe wurden 20  $\mu\text{m}$  (Durchmesser) Mikrotürmchen in die Struktur geätzt. Auf der optischen Probe wurden sowohl Mikrotürmchen vom Durchmesser zwischen 6 und 12  $\mu\text{m}$  geätzt, als auch elliptische Strukturen mit Achsenverhältnissen von 3:2 und 5:4, sowie Durchmessern der langen Hauptachse der Struktur zwischen 2 und 12  $\mu\text{m}$ .

Abbildung 3.2 zeigt das Bild eines verwendeten 6  $\mu\text{m}$  Mikrotürmchens in a), sowie ein Weißlichtbild der elektrischen Mikrotürmchens bei dotierten Proben in b). Zur homogenen Ladungsinjektion ist auf den geätzten 20  $\mu\text{m}$  Türmchen ein ringförmiger Ti-Au Kontakt aufgedampft. Der Kontakt hat eine 10  $\mu\text{m}$  Apertur in der Mitte, welche zur optischen Anregung und Detektion benutzt werden kann.

Die Lage der diskreten photonischen Moden in den Mikrotürmchen (genähert als Zylinder) können berechnet werden nach [Gut98]

$$E = \sqrt{E_0^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{\epsilon} \frac{x_{n_\phi, n_r}^2}{R^2}} \quad (3.1)$$

mit  $E_0$  der Grundmode, mit  $x_{n_\phi, n_r}$  der  $n_r$ ten Nullstelle der Bessel-Funktion  $J_{n_\phi}(x_{n_\phi, n_r} r/R)$  und  $R$  dem Radius des betrachteten Mikrotürmchens.  $\epsilon$  wird als effektive Dielektrizitätskonstante der Kavität als Durchschnitt der Materialien genähert. Der polaritonische Charakter des Systems kann dann über einen Stauchungs-

### 3. Experimentelle Verfahren

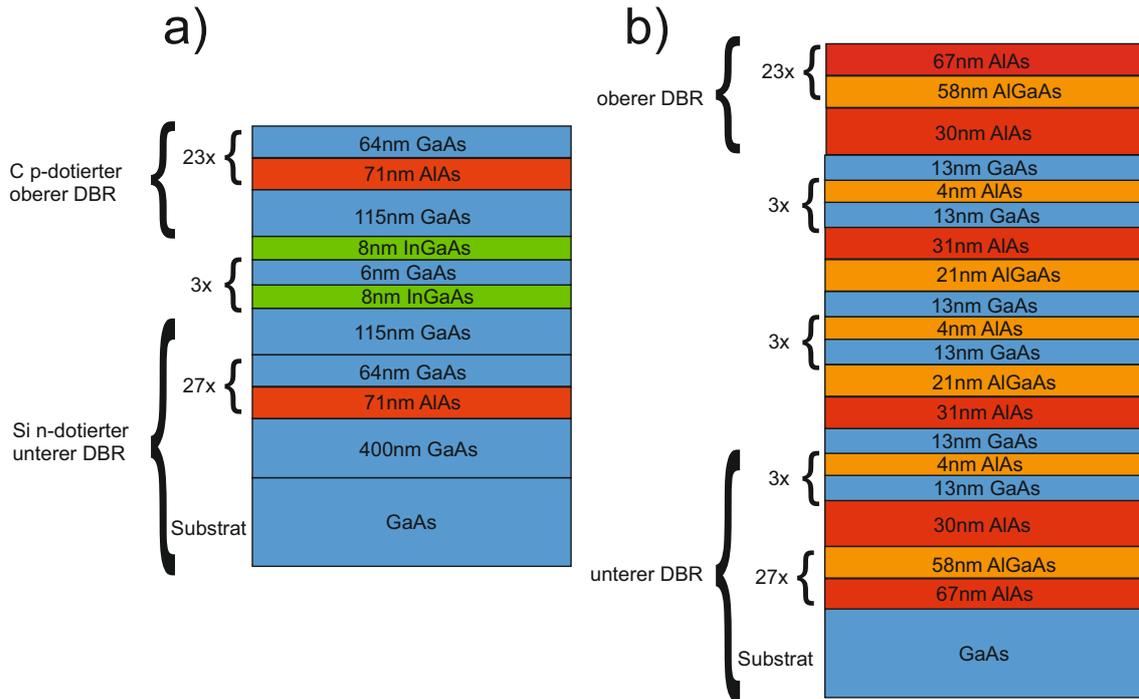


Abbildung 3.1.: Diese Abbildung zeigt in a) und b) den Probenaufbau der verwendeten Mikrokavitäten. a) ist der elektrische Polariton-Laser mit C p-dotiertem oberem Spiegel mit 23 GaAs/AlAs Spiegelpaaren, sowie einem Si n-dotierten unteren Spiegel mit 27 Spiegelpaaren und einer GaAs Kavität mit InGaAs Quantenfilme. b) zeigt die optische Probe mit 23/27 GaAs/AlGaAs Spiegeln und 12 Quantenfilmen mit 13 nm Dicke. Die Farbkodierung der Materialien ist: GaAs (blau), AlAs (rot), InGaAs (grün), AlGaAs (orange).

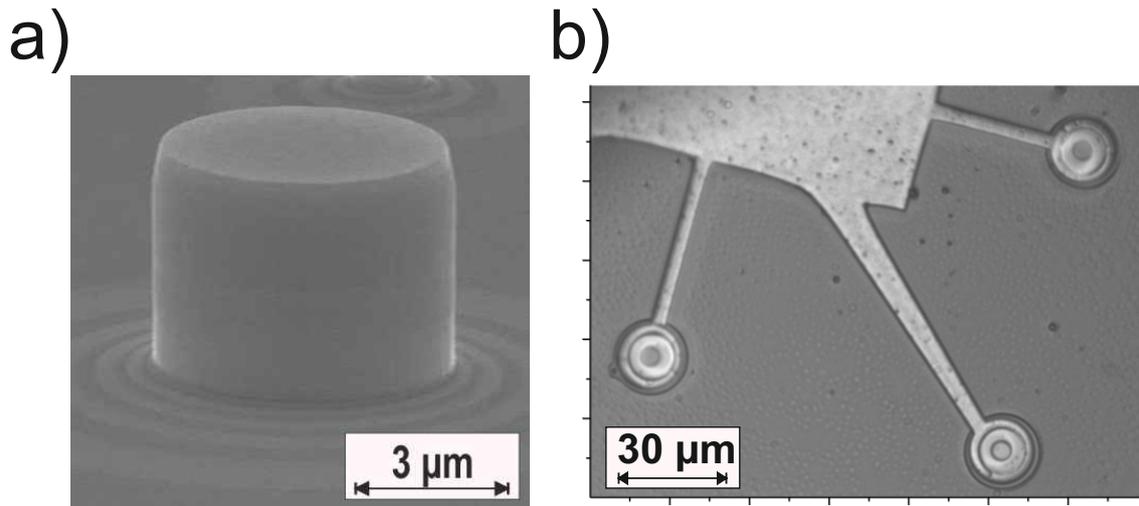


Abbildung 3.2.: Abbildung a) zeigt ein Rasterelektronenmikroskopie-Bild eines prozessierten 6 µm Mikrotürmchens. b) Zeigt ein Weißlichtbild des Goldkontakts für die elektrische Injektion von Polaritonen auf einem 20 µm Mikrotürmchen mit einer 10 µm Apertur für optische Messungen. Das im Bild sichtbare Goldfeld wird über einen Golddraht mit einem Ball-Bonder kontaktiert um einen geschlossenen Stromkreis aus dem Kryostaten heraus herzustellen.

faktor aus dem photonischen Hopfieldkoeffizienten berücksichtigt werden. Die ersten fünf Moden wurden in Abbildung 3.3 für in dieser Arbeit vorkommende GaAs Parameter gegen den Durchmesser aufgetragen. Der große Abstand zwischen den Moden der kleineren Mikrotürmchen in Relation zur typischen Linienbreite von Kondensaten wird im Ergebnisteil große Relevanz bekommen, insofern dadurch Beeinflussungen und Besetzungsveränderungen durch höhere Moden vermieden werden können.

Weitere Proben wurden in Kapitel 6 verwendet um den Fluss von Polaritonen unter optischer nicht-resonanter Anregung in eindimensionalen Wellenleitern und beim Übergang zwischen Systemen verschiedener Dimensionalität zu untersuchen. Auf der ersten Probe wurden an Mikroscheiben gekoppelte Wellenleiter geätzt, um die Möglichkeit zu untersuchen, das Polaritonsignal gezielt zu leiten. Abbildung 3.4 zeigt ein Rasterelektronenmikroskopie-Bild des untersuchten Systems. Die Mikroscheiben umfassen Durchmesser von 10, 20 und 40 µm mit Wellenleitern mit einer Breite von 2 und 4 µm.

Die Probe besteht aus 32 (36) Spiegelpaaren aus  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Al}$  oberhalb (unterhalb) der Kavität mit 13nm Quantenfilmen mit 4 nm Barrieren auf GaAs Substrat.

Auf der zweiten Probe zur Untersuchung von Flusseigenschaften von Polaritonen wurden durch ortsabhängige Ätzraten gekoppelten Wellenleiter fabriziert. Die Probe

### 3. Experimentelle Verfahren

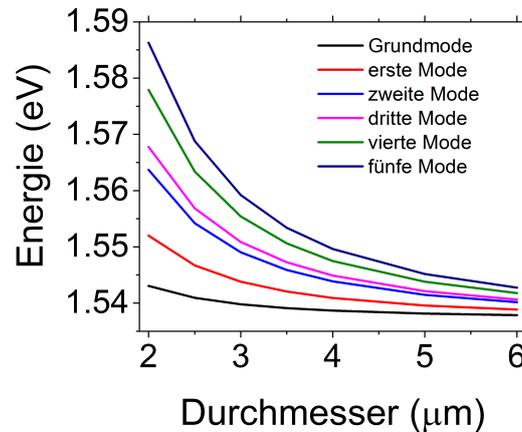


Abbildung 3.3.: Berechnete und linear interpolierte quantisierte photonische Moden in einem runden Mikrotürmchen aufgetragen gegen beispielhafte Durchmesser für Parameter des in dieser Arbeit untersuchten GaAs Systems.

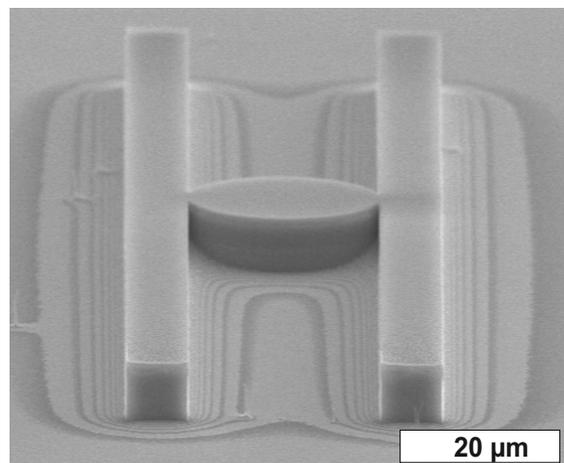


Abbildung 3.4.: Die Abbildung zeigt ein Rasterelektronenmikroskopie-Bild der Mikroscheibe, welche an zwei Wellenleiter gekoppelt wird. Durch die photonisch definierte Landschaft wird eine Propagation entlang des Wellenleiters ermöglicht, welche zu einer Einkopplung in die Mikroscheibe und schlussendlich eine modenselektive Auskopplung in den anderen Wellenleiter führt.

### 3. Experimentelle Verfahren

hat einen Aufbau mit 23 (27)  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{AlAs}$  Spiegelpaaren oberhalb (unterhalb) der Kavität, mit drei mal vier 7nm Quantenfilmen aus GaAs in AlAs Barrieren (4nm Breite). Die Kopplung entsteht durch einen speziellen lithographischen Prozess, welcher es ermöglicht die entsprechende Abschnitt nicht vollständig zu ätzen. Durch die noch überbleibenden Spiegelpaare entsteht eine dissipative Kopplung zwischen den beiden Abschnitten mit vollständig intakten Spiegeln.

Aufgrund der Bedeutung des Prozessschrittes wird hier genauer auf die Elektronenstrahlolithographie eingegangen mit deren Hilfe die Kopplungsstärke eingestellt werden kann; genauer über den Prozess des örtlich selektiven Ätzens. Der auf der Probe aufgetragene gehärtete Lack (PMMA) wird mit Hilfe des Elektronenstrahls beschrieben. Der Elektronenstrahl kann dosiert werden mit Hilfe der Einstellung von Belichtungszeit und Strom, was die Löslichkeit des PMMA beeinflusst. Dieses wird danach mit Hilfe des Entwicklungsschritts entfernt. Danach wird eine Metallschicht aufgetragen, deren Dicke nach den jeweiligen Ätztiefen bestimmt wird. Nach dem Lift-off-Prozess wird die Probe dann durch Ionenätzen strukturiert. Es erfolgt die Einstellung der Ätzraten über den Abstand der Maske (zwischen den beiden Wellenleitern) und der anisotropen Ätzcharakteristik des reaktiven Ionenätzens. Dies erlaubt schlussendlich die Kontrolle über die Anzahl Spiegelpaare welche bestehen bleiben.

Die Abbildung 3.5 a) zeigt ein SEM-Bild von oberhalb der Struktur, in der man die beiden aneinander liegenden Wellenleiter sehen kann. b) zeigt die Wellenleiter von der Seite, hier sieht man die beiden voneinander getrennten Wellenleiter und eine ansteigende Anzahl noch stehender Spiegelpaare in Richtung des gekoppelten Bereichs. c) und d) zeigen den Ätzprozess mit zwei verschiedenen Distanzen zwischen den Wellenleitern. Bei einer größeren Distanz werden mehr Spiegelpaare geätzt, welches die Kopplungsstärke verringert.

Im Gegensatz zu den vorangegangenen Proben ist der photonische Einschluss hier nicht nulldimensional sondern ein-dimensional. Das Feld ist also orthogonal zum Wellenleiter in Abhängigkeit des Durchmessers quantisiert. Dies hat keine rein diskreten Moden zur Folge sondern Modenbänder, die Kavitätsenergie kann für die verschiedenen Moden berechnet werden nach [Tar98]

$$E_{c,m}(k_x) = \sqrt{E_{c,0}^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{\epsilon_{eff}} \left( k_x^2 + \frac{(m+1)^2 \pi^2}{L_y^2} \right)}. \quad (3.2)$$

### 3. Experimentelle Verfahren

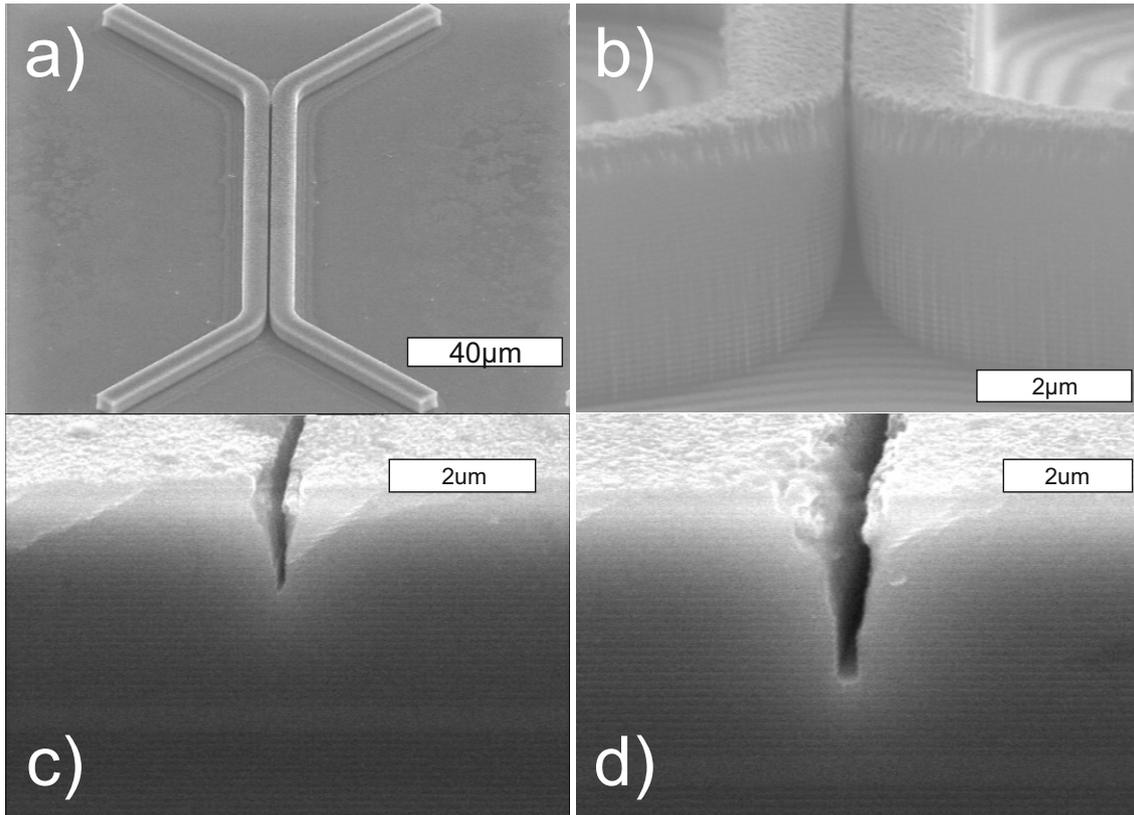


Abbildung 3.5.: a) zeigt ein Rasterelektronenmikroskopie-Bild der gekoppelten Wellenleiter. Die Kopplung wird durch die teils-geätzten Spiegel zwischen den beiden Wellenleitern realisiert. c) und d) zeigen zwei unterschiedliche Distanzen zwischen den Wellenleitern und damit unterschiedlich tief geätzte Zwischenräume, welche letztendlich eine unterschiedliche Kopplungskonstante zeigen.

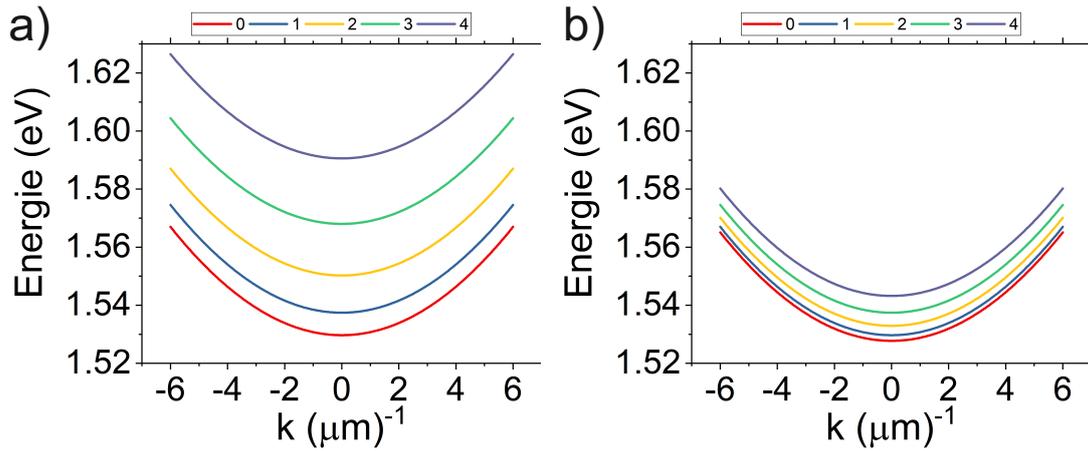


Abbildung 3.6.: a) Beispiel für Photonmoden in einem 2  $\mu\text{m}$  Wellenleiter b) Moden in einem 4  $\mu\text{m}$  Wellenleiter. Diese wurden berechnet mit Gleichung 3.2. In eindimensionalen Einschluss bilden sich verschiedene Photonmodenbänder aus durch die Diskretisierung der Moden orthogonal zum Wellenleiter.

Abbildung 3.6 zeigt beispielhafte Moden für Parameter der verwendeten Strukturen in dieser Arbeit in a) einem 2  $\mu\text{m}$  Wellenleiter und b) einem 4  $\mu\text{m}$  Wellenleiter.

## 3.2. Methoden der Photolumineszenz-Spektroskopie

Dieser Abschnitt behandelt die grundlegenden in allen Experimenten verwendeten spektroskopischen Techniken. Speziellere Spektroskopie-Details und -Aufbauten werden zu Beginn der entsprechenden Ergebniskapitel diskutiert. In allen Experimenten wird die Probe mit Hilfe von Silberleitlack auf ein Kupferplättchen geklebt und dann in einen heliumdurchflossenen Kryostaten fixiert. Der Kryostat wird unter Hochvakuum von  $10^{-6}$  mbar gehalten. Die Probe kann durch Mikrometerschrauben und Piezokristalle positioniert werden. Die Temperatur ( $T$ ) wird auf 5 K gehalten, wenn nicht anders angegeben und kann durch Einstellung einer Heizung im Kryostat variiert werden. Außerdem steht eine Kryostatvariante mit einem Magnetfeld von bis zu 5 Tesla zur Verfügung, welches über supraleitende Spulen erzeugt wird. Die Anregung geschieht optisch über Lasersysteme, wobei sowohl Dauerstrichanregung als auch gepulste Anregung zur Verfügung stehen. Für diese Titan:Saphir-Laser kann die Wellenlänge zwischen 700 und 900 nm variiert werden. Der Puls laser erzeugt 2 ps Pulse mit einer Wiederholungsrate von 82 MHz. Außerdem führen elektrische Kontakte in die Kryostate, wodurch Strominjektion entweder über einen Vorwiderstand

### 3. Experimentelle Verfahren

bei Gleichstrom oder über eine Impedanzanpassung bei Wechselstrom möglich ist. Eine intensitätsstabilisierte Quartz-Wolfram-Halogen-Weißlichtquelle steht für Photoreflexionsmessungen zur Verfügung. Der gesamte Versuchsaufbau des Experiments ist schematisch in Abbildung 3.7 festgehalten <sup>2</sup>.

In dieser Arbeit wird nur in der Reflexionskonfiguration (konfokale Konfiguration) gemessen, bei der dasselbe Objektiv zur Anregung und Detektion benutzt wird. Sowohl im Injektions- als auch im Detektionspfad stehen lineare Polarisatoren und  $\lambda/2$ , sowie  $\lambda/4$  Plättchen zur Verfügung für Polarisationsexperimente. Es befindet sich ein Chopperrad mit einem Auswahlverhältnis von 1:12 in der Anregung, um das Aufheizen der Probe zu minimieren. Über Linsen verschiedener Brennweite, welche auf die Brennebene des Objektivs fokussieren, können Strahldurchmesser zwischen 2 und 40  $\mu\text{m}$  auf der Probe erreicht werden. Eine Lochblende erlaubt dabei noch das Strahlprofil zuzuschneiden, um eine zylinderförmige Intensitätsverteilung auf der Probe zu ermöglichen.

Das durch den Anregungsprozess erzeugte Signal wird durch das Objektiv in den Detektionspfad geleitet. Das Linsensystem führt zu einem Czerny-Turner-Spektrometer mit einer nominellen spektralen Auflösung von bis zu 120  $\mu\text{eV}$  <sup>3</sup>, welches das Signal spektral aufgelöst auf eine CCD<sup>4</sup> Kamera mit 1024x1024 Pixeln schickt (13  $\mu\text{m}$  Pixellänge). Durch das Linsensystem kann sowohl im Realraum als auch im Fourierraum Energie-aufgelöst gemessen werden. Es steht eine weitere CCD Kamera ohne Spektralauflösung für Realraumbilder zur Verfügung.

Das Linsensystem ermöglicht sowohl eine Abbildung des Realraums, als auch eine Abbildung des Impulsraums über die rückfokale Ebene des Objektivs. Abbildung 3.8 zeigt ein Schema der beiden möglichen Spektroskopiearten und des Abbildungsprozesses. Weiterhin sind in der Abbildung beispielhafte CCD-Rohdaten für die verschiedenen auftretenden Situationen gezeigt. b) zeigt den Realraum eines Mikrotürmchens. c) zeigt die Emission im linearen Anregungsbereich unterhalb der Schwelle ohne Energieauflösung, dies ist eine Ebene der Fourierraumkugel. Energieauflösung sieht man in d), bei der die diskretisierte Modenstruktur sichtbar wird. Im Kondensatsregime (e)) ist die Emission in der Mitte der Scheibe lokalisiert, welches sich unter Energieauflösung in f) als Besetzung in einem Zustand zeigt. Die verwen-

---

<sup>2</sup>Danke an Johannes Beierlein, dessen Grundschemata für diese Arbeit erweitert wurde

<sup>3</sup>Angabe des Herstellers

<sup>4</sup>aus dem Englischen Charge Coupled Device

### 3. Experimentelle Verfahren

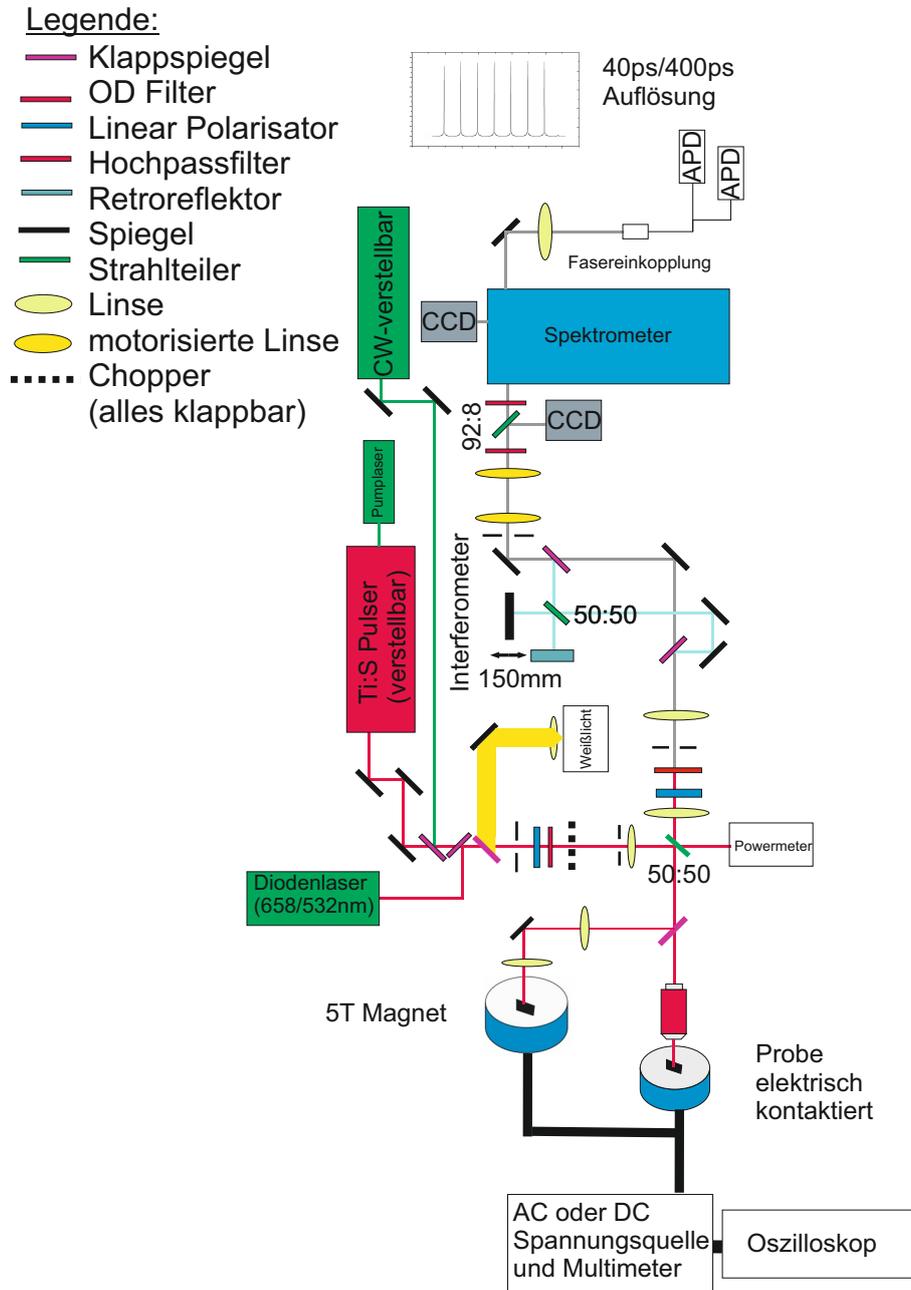


Abbildung 3.7.: Schema des verwendeten Spektroskopieaufbaus. Mit Hilfe der Laser, des Weißlichtes oder der elektrischen Kontakte wird die erzeugte Lumineszenz der Probe entweder orts aufgelöst oder winkelaufgelöst per Spektrometer/Autokorrelations- oder Interferometer analysiert. Es steht außerdem ein Kryostat mit einem 5 T Magnet zur Verfügung.

### 3. Experimentelle Verfahren

deute numerische Apertur des Objektivs gibt den aufgesammelten Winkelbereich an und wird je nach Anforderungen des Experiments variiert. Die Anregungsleistung wird mit Hilfe eines Diodenmesskopfes über den 50:50 Strahlteiler vor dem Objektiv gemessen. Hierbei sind durchschnittliche Anregungsleistungen von Nano- bis hunderte Milliwatt möglich. Durch die Fokussierung von Zwischenebenen, können durch scharfe Blenden nur bestimmte Teile des  $k$ -Raums oder des Real-Raums abgebildet werden. Der Rest des Bildes wird abgeschnitten.

Dem Polariton kann über einen Zerfallswinkel ein Wellenvektor zugewiesen werden, womit die Dispersion im eingesammelten Winkelbereich zugänglich wird [Den10]

$$k_{\parallel} = \frac{2\pi n_c}{\lambda} \tan\left(\arcsin\left(\frac{\sin(\theta)}{n_c}\right)\right) \approx \frac{2\pi}{\lambda_c} \Theta \quad k_{\parallel} \ll k_{\perp}. \quad (3.3)$$

mit  $\theta$  dem Austrittswinkel. Bei dem in dieser Arbeit standardmäßig verwendeten 20x Objektiv entspricht dem ein Winkelbereich von ca. 23 Grad.

Über motorisierte Abbildungslinsen können konsekutiv Schnitte des Realraums und des Impulsraums aufgenommen werden, um diese in einer Tomographie zusammensetzen. Dies erlaubt beispielsweise ein Energie-aufgelöstes Realraumbild zu erzeugen.

Im Spektrometer kann über einen Klappspiegel ein zweiter Ausgang für das Signal gewählt werden, an dem ein Hanbury Brown Twiss Setup angeschlossen ist. Für dieses stehen Lawinenphotodioden mit 40 und 400 ps Auflösung zur Verfügung. Diese ermöglichen Einzelphotonen-Detektion und werden hier für Autokorrelationsmessungen verwendet.

### 3. Experimentelle Verfahren

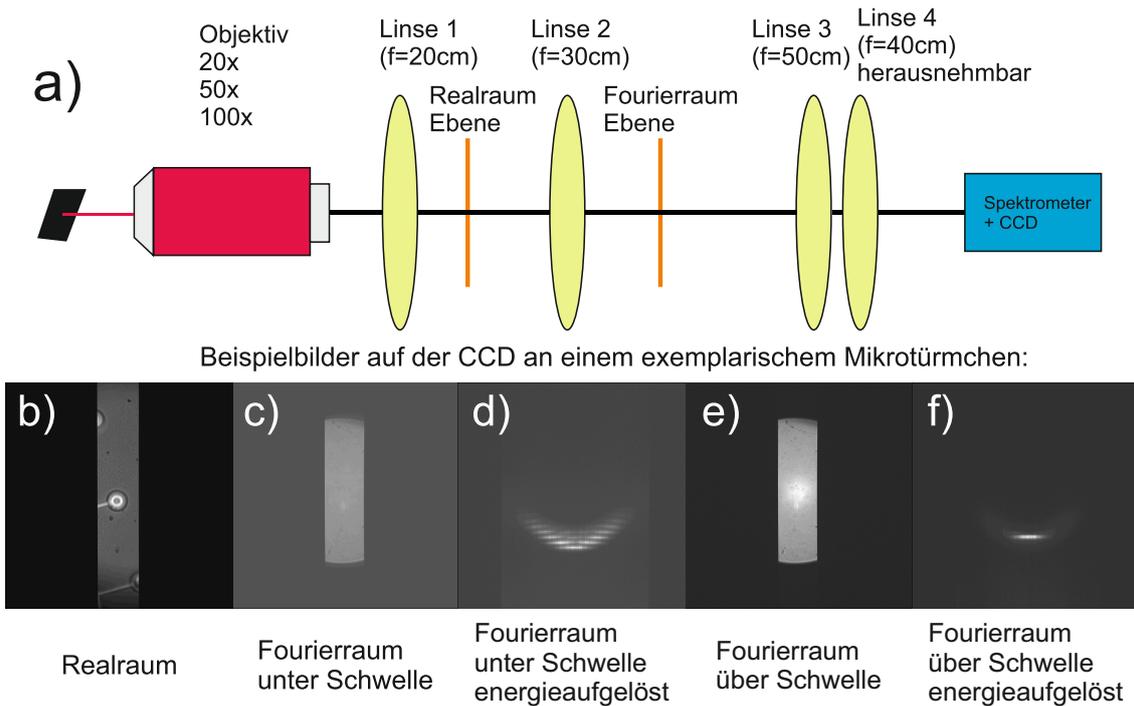


Abbildung 3.8.: a) Optischer Abbildungsprozess durch das Linsensystem mit Möglichkeit zur Fourierebenenabbildung durch hereinklappen von Linse 4. Die Zwischenebenen ermöglichen Selektion der gewünschten Emission durch Lochblenden. Beispielmessungen an Mikrotürmchen: b) Realraumsignal, c) Fourierraumsignal ohne Energieauflösung unterhalb der Polariton-Kondensation, d) Energieaufgelöst, e) oberhalb der Schwelle ohne Energieauflösung und f) Energieaufgelöst.

# 4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential

Das erste Ergebniskapitel behandelt das elektrische Polariton-Kondensat unter zusätzlicher optischer Anregung und setzt damit an der bisherigen Literatur [Sch13] mit einem weiterführenden Experiment zum Charakter des Materianteils des Lasers an. In Abschnitt 4.1 wird die Grundcharakterisierung des Polariton-Lasers präsentiert, während Abschnitt 4.2 die Erforschung der Reaktion eines elektrischen Polariton-Kondensats bei Superposition mit einem optischen Potential zeigt. Die wesentlichen Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [Kla17a] publiziert und die Probe wurde in Abschnitt 3.1 beschrieben.

## 4.1. Charakterisierung des elektrischen Polariton-Lasers

In diesem Abschnitt werden die bisher bekannten Grundcharakteristiken des elektrischen Polariton-Lasers vorgestellt, auf denen in den nächsten Abschnitten aufgebaut wird. Die bisherige Literatur zu elektrischen Polariton-Lasern [Sch13, Bha13] führt das Magnetfeld als entscheidendes Diagnosewerkzeug zur Unterscheidung des Photon- und des Polariton-Laserbereichs ein. Nur in der starken Kopplung kann über den exzitonischen Hopfield-Koeffizient eine Zeeman-Aufspaltung gemessen werden. In diesem Kapitel sind daher alle Experimente bei 5 Tesla durchgeführt worden. Allgemein können durch den Materieanteil des Polaritons externe E- und B-Felder Einwirkung auf Dispersion und Relaxationsverhalten nehmen [Koc16, Hay12, Wal11, Cou13, Stu15, Bro15, Tso14, Amt14, Can14, Kul12, Lar10, Arm97, Tan96]. In dieser Arbeit wird das Magnetfeld hauptsächlich dazu verwendet die Licht-Materie Wechselwirkung zu verstärken [Pie15], wodurch die exzitonische Wellenfunktion zusam-

#### 4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential

mengedrückt und die Oszillatorstärke erhöht wird. Die Rabiaufspaltung verändert sich zu [Ber96]

$$E_R(B) \approx E_R(0) \frac{a_B(0)}{a_B(B)}, \quad (4.1)$$

mit dem Magnetfeld  $B$ . Dies führt zu  $E_R(5T) = (6.0 \pm 0.2) \text{meV}$  [Sch13] in der hier verwendeten Probe. Weiterhin verschiebt sich die Verstimmung [RI11] durch den effektiven diamagnetischen Koeffizient  $\kappa_X$

$$\Delta E = |X(B)|^2 \kappa_X B^2. \quad (4.2)$$

Entscheidend für den Nachweis von Polariton-Kondensation des Systems ist die Emissionscharakteristik mit steigender Strominjektion. Abbildung 4.1 a) und b) zeigen eine solche Eingangs-Ausgangs Kennlinie als Funktion der injizierten Stromdichte. Die Ordinate (Intensität, Linienbreite, Energie) wird hierbei aus einer Lorentzianpassung der integrierten Grundzustandsemission aus den winkelaufgelösten Spektren extrahiert. Der Gleichstrombetrieb wird mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes über den Abfall am Vorwiderstand berechnet zu einer Stromdichte [Sch13]. Hierbei wird ein nomineller Radius von  $10 \mu\text{m}$  angenommen und unter der Annahme gerechnet, dass sich der Strom gleichmäßig auf alle 9 Mikrotürmchen aufteilt.

$$j = \frac{I}{9(10 \cdot 10^{-6})^2 \pi 10^4} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}, \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.1 a) sieht man die erste Intensitätsschwelle sehr deutlich bei ca.  $90 \text{ A/cm}^2$  anhand eines Intensitäts-Sprungs, auf welchen im nächsten Kapitel genauer im Rahmen der Hysterese-Eigenschaften eingegangen wird. Die zweite Intensitätsschwelle ist bei ca.  $200 \text{ A/cm}^2$ . Die erste Schwelle wird der Polariton-Kondensation und die Zweite dem Übergang ins konventionelle, inversionsbasierte Lasing zugeordnet. b) zeigt für jede injizierte Teilchendichte eine Emissionsenergie und Linienbreite. In Relation zum Intensitätssprung wäre das eine Wechselwirkungskonstante von  $2.34 \mu\text{eV}$  pro Polariton. Hierbei sieht man weiterhin nach der Schwelle die für Polaritonen charakteristische Blauverschiebung [Ciu98], während die Emissionsenergie nach der zweiten Schwelle fix ist, typisch für Photon-Lasing. Die Blauverschiebung ist logarithmisch, ein in der Literatur oft beobachteter Verlauf [Rou10], welcher auf der mit der Dichte zunehmenden Abschirmung zusätzlicher Ladungsträger basiert. Die

#### 4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential

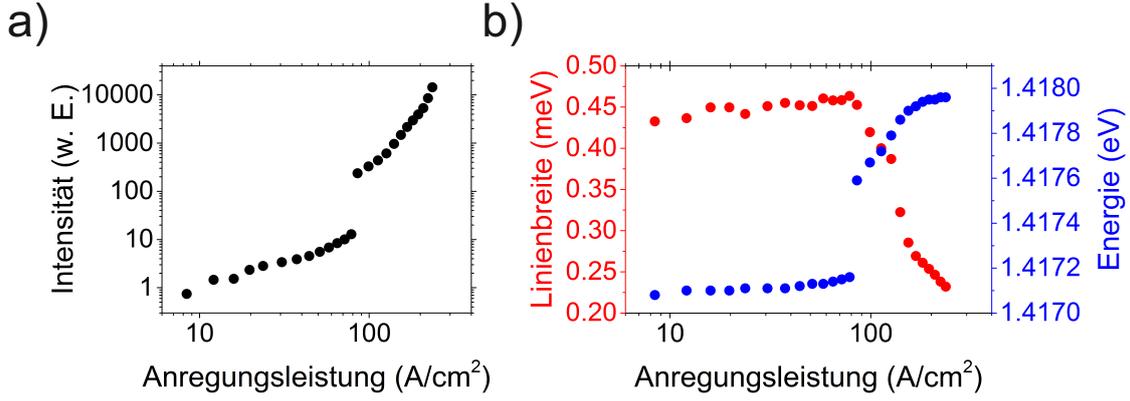


Abbildung 4.1.: Diese Abbildung zeigt in a) die emittierte Intensität des Grundzustandes der elektrischen Probe in Abhängigkeit der Stromdichte und in b) die Energieposition und Linienbreite des Grundzustands. Diese Werte wurden aus einer Lorentzanzpassung des integrierten Grundzustandes extrahiert und zeigen die elektrische Polariton-Kondensation.

insgesamte Blauverschiebung beträgt ca. 0.4 meV. Die Linienbreite fällt ein, was einem Anstieg der Kohärenzzeit zugeschrieben werden kann [Wie64]. Ebenfalls im stark unterschiedlichen Verhalten der Linienbreiten sind zwei Emissionsregime und damit Schwellen zu erkennen.

Abbildung 4.2 a) und b) zeigen winkelaufgelöste Spektren unter und über der Kondensationsschwelle. Unterhalb der Kondensationsschwelle sieht man das diskrete Modenspektrum eines eingeschlossenen Polaritonemitters mit ausgeprägtem Flaschenhalseffekt. Überhalb der Schwelle zeigt sich ein monochromatisches Signal, charakteristisch für den Kondensationsvorgang, auf den detaillierter in den Kapiteln über die Ausbildung von Kohärenz in optisch erzeugten Polariton-Kondensaten eingegangen wird. In diesem Regime beginnt die Relaxationsdynamik des Systems von der stimulierten Streuung dominiert zu werden.

Die Verstimmung lässt sich aus dem unteren Polaritonast und der Exzitonenergie über die errechnete Position der Photonmode extrahieren. Das häufig verwendete Oszillatormodell zur Anpassung der hier gemessenen Polaritonmoden funktioniert mit Hilfe des experimentell aus Weißlichtmessungen des Antikreuzens extrahierten Rabi Aufspaltung und lautet in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} E_{ex} & V \\ V & E_{ph} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X \\ C \end{pmatrix} E \quad (4.4)$$

#### 4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential

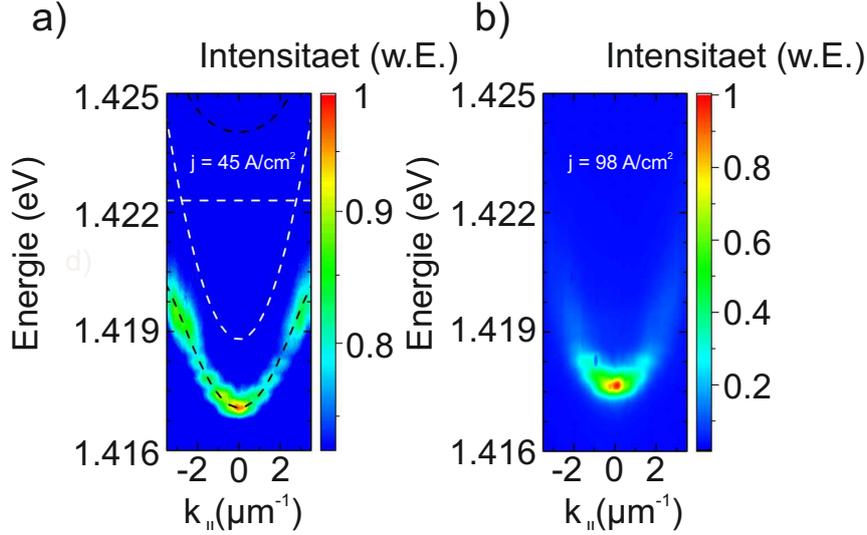


Abbildung 4.2.: a) Polariton-Dispersion unterhalb der Kondensationsschwelle. Die gestrichelte weiße Linie ist das Exziton und die Parabel die Kavitätsmode. Die schwarzen gestrichelten Linien zeigen die angepassten Dispersionen des unteren- und oberen Polaritonasts. b) Polariton-Dispersion oberhalb der Kondensationsschwelle.

mit der Kopplungsstärke  $V$ .

Dabei wird die Exzitonenergie extern experimentell zu 1.4223 eV und die Photonmode zu 1.4188 eV bestimmt, was zu der Energie nach der zweiten Schwelle in Abbildung 4.1 passt. Die Verstimmung beträgt -3.5 meV bei einem Magnetfeld von 5T und wurde extrahiert aus einem Spektrum bei niedrigen Polaritondichten. Dies bedeutet einen Anteil von 25% Exziton und 75% Photon bei  $k = 0 \mu\text{m}^{-1}$ .

Der Modenabstand von Grundmode zur ersten Mode ist 0.35 meV, was nicht genau den nominellen  $20 \mu\text{m}$  des Mikrotürmchens entspricht. Die Abweichung von den nominellen  $20 \mu\text{m}$  kann mit den Ungenauigkeiten des Ätzverfahrens und dem vom Goldkontakt induzierten Potential erklärt werden und wurde genauer untersucht in einer vorangegangenen Doktorarbeit [Amt17].

Der obere Polaritonast ist nicht sichtbar, bedingt durch den hohen Q-Faktor der Probe in Kombination mit der in Relation großen Rabiaufspaltung.

In der Kondensationsphase ist ebenfalls ein schwaches Signal von höheren Moden zu sehen. Das ist in eingeschlossenen Systemen schon beobachtet worden und kann mit Streuung der Polaritonen aus dem Grundzustand oder unvollständiger Relaxation erklärt werden [Lai07]. Dies bildet sich auch in einer Emissionsverteilung im Realraum ab, welche nicht genau einer Mode um Grundzustand entspricht. Der An-

teil der oberen Moden wurde zu 2% der gesamten Emission abgeschätzt und wird daher vernachlässigt.

## 4.2. Optische Manipulation eines elektrischen Polariton-Kondensats

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen eines zusätzlichen optischen Potentials auf die Energielandschaft innerhalb des elektrischen Polariton-Kondensats charakterisiert. Das Ziel ist es, den exzitonischen Charakter der Emission weiter zu untersuchen. Ein traditionelles VCSEL System würde bei zusätzlicher Ladungsträger Injektion weder seine Emissionsenergie maßgeblich verändern (unter Vernachlässigung der kleinen Veränderung des Brechungsindex), noch wäre ein durch eine Coulomb-Wechselwirkung induzierter Repulsionseffekt im Realraumbild sichtbar.

In der Polaritonliteratur ist sowohl im planaren als auch im Falle von ein- und nulldimensionalen Fallen die Auswirkung von optischer Potentialmodulierung auf die makroskopische Polaritonwellenfunktion des Kondensatzustandes untersucht worden [Sch15, Ask13, San11, Fer11, Bri11, Amo10]. Diese Literatur beschäftigt sich allerdings mit optisch erzeugten Kondensaten, während in diesem Kapitel zum ersten Mal elektrische Kondensate untersucht werden. Diese können sich durch veränderte Anregungs- und Relaxationsbedingungen, sowie Reservoirdichten deutlich von herkömmlichen optischen Kondensaten unterscheiden [Sch13]. Motiviert wird dieses Forschungsfeld unter anderem durch die Möglichkeit komplexe Potentiale in die Energielandschaft zu schreiben. Dies erlaubt nichtlineare kollektive Effekte zu beobachten, sowie die Aussicht über die große Nichtlinearität von Polaritonen technologisch interessante Schaltprozesse zu beobachten.

Ein gaussförmiges Strahlpotential, fokussiert auf ca. 2  $\mu\text{m}$ , wird mittels der 10  $\mu\text{m}$  Apertur des Goldkontaktes in das 20  $\mu\text{m}$  große elektrische Kondensat fokussiert. Damit wird die ringförmige elektrische Injektion mit dem optischen Potential überlagert. Durch die Anregungswellenlänge von 658 nm, welche weit entfernt vom Kondensatzustand bei ca. 870 nm ist, ist Kondensation nur mit dem Laser nicht möglich und es werden zusätzliche Exzitonen und unkondensierte Polaritonen erzeugt. Der Laser wird über einen Hochpassfilter herausgeschnitten. Ein Schema des Experiments wird in Abbildung 4.3 gezeigt.

#### 4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential

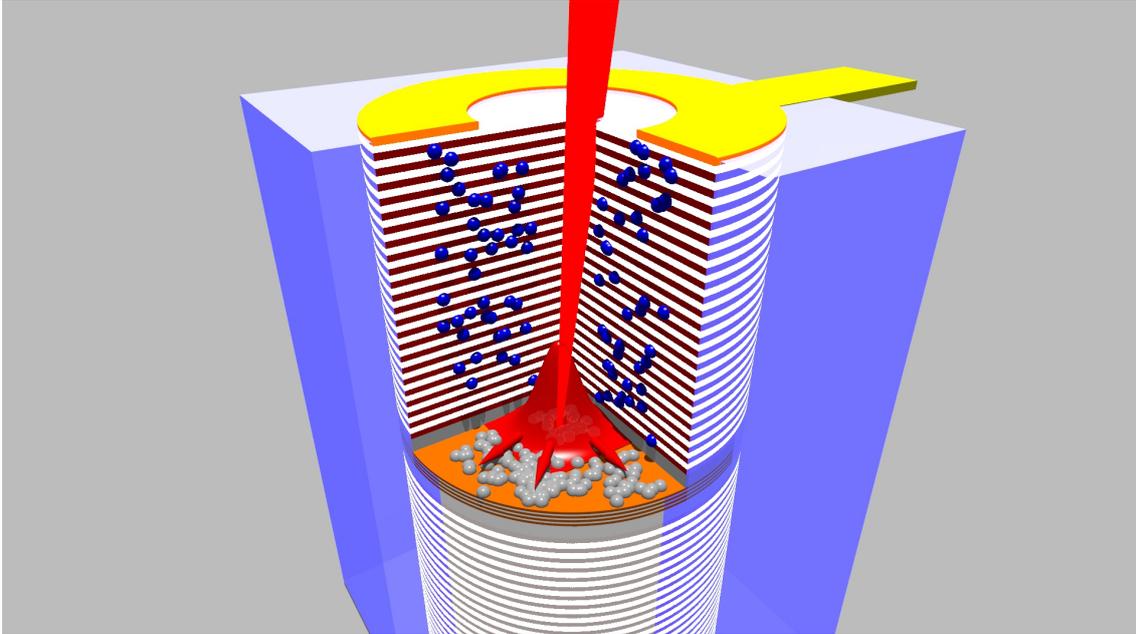


Abbildung 4.3.: Diese Abbildung zeigt ein Schema des vorgestellten Experiments. Ein Laser wird innerhalb eines elektrisch erzeugten Kondensats fokussiert. Dieser erzeugt lokal zusätzliche Ladungsträger, welche ein gaussförmiges Potential entsprechend dem Intensitätsprofil der Anregung induzieren, auf welches das elektrische Kondensat mit einer veränderten Realraumemission reagiert.

Abbildung 4.4 zeigt in a) und d) das Realraumbild des einfachen Kondensats bei  $100 \text{ A/cm}^2$ , experimentell und theoretisch simuliert [Gro61, Pit03, Wou07]<sup>1</sup>. Dieses zeichnet sich durch eine fast rotationssymmetrische Struktur aus, welche etwas von der theoretischen Gaussform durch den Anteil höherer Moden abweicht. Weiterhin sieht man in b) und c) sowie e) und f) nun das veränderte Realraumbild unter dieser zusätzlichen optischen Injektion, sowie die theoretische Nachbildung. Experimentell wird deutlich, dass eine gaussartige symmetrische Realraummode sich in a) ausbildet. Dieses Realraumbild wird nun durch Positionierung eines Lasers an zwei unterschiedlichen Stellen verändert. Die optische Anregung (5mW) erzeugt ein Repulsionspotential, welches das Kondensat symmetrisch um den Anregungspunkt wegschiebt. Die zwei Positionen verdeutlichen, dass dies an jedem Punkt innerhalb des Kondensats geschehen kann.

Abbildung 4.5 zeigt beispielhafte Dispersionen ohne optisches Potential a), mit 5mW optischem Potential b) und mit 14 mW optischem Potential in c). Ohne den

<sup>1</sup>Die vorgestellte Theorie wurde von Prof. Timothy Liew der Nanyang Universität in Singapur entwickelt.

4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential

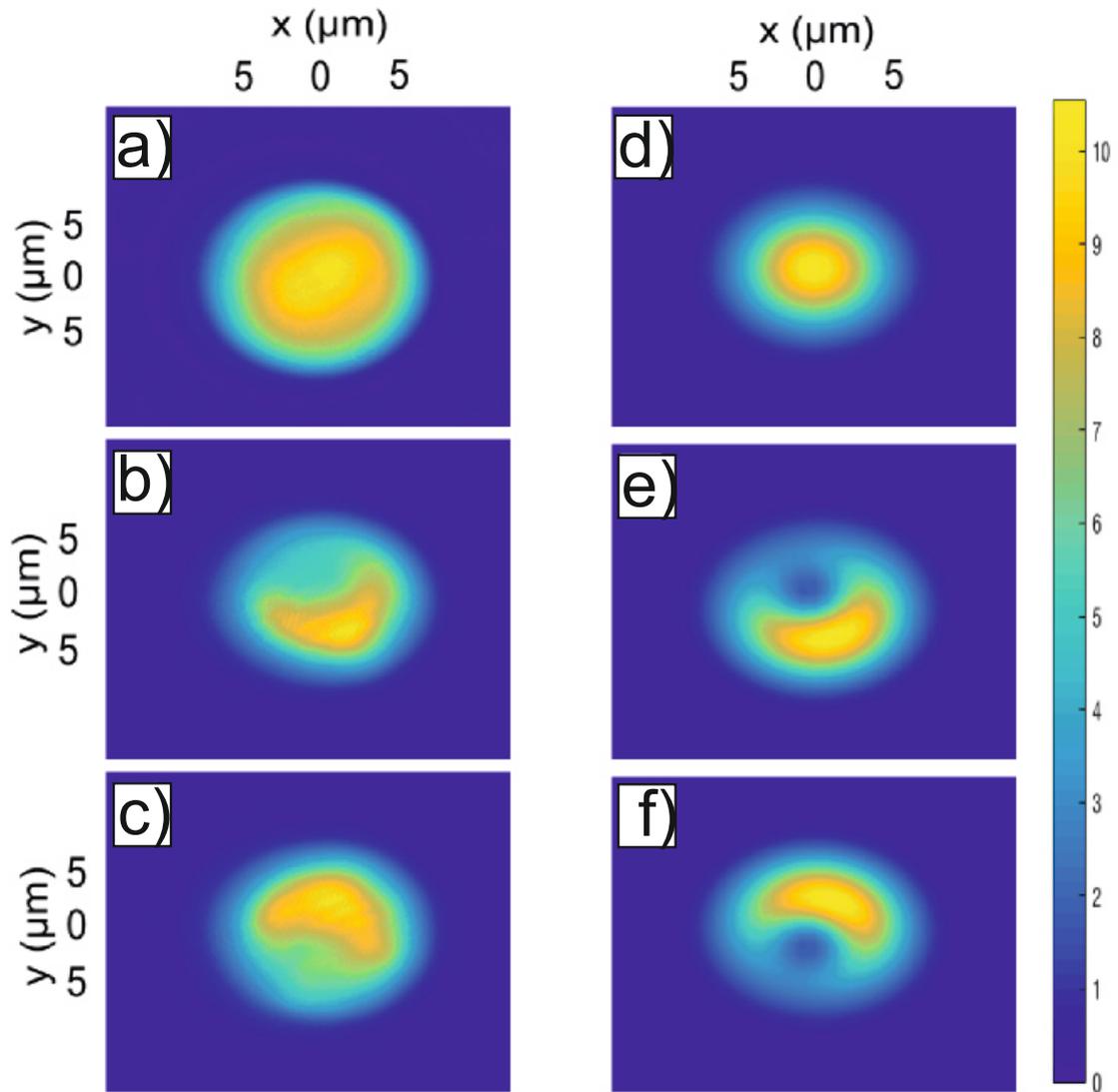


Abbildung 4.4.: a) zeigt ein Realraumbild von elektrischer Injektion eines Polariton-Kondensats bei  $100 \text{ A/cm}^2$ . b) und c) addieren jeweils ein optisches Potential (5 mW) an zwei verschiedenen Positionen, an denen ein Repulsionseffekt nachgewiesen werden kann. d) zeigt eine theoretische Berechnung der Kondensationsmode im Realraum. e) und f) reproduzieren den beobachteten Repulsionseffekt mit Hilfe eines Gross-Pitaevskii Ansatzes.

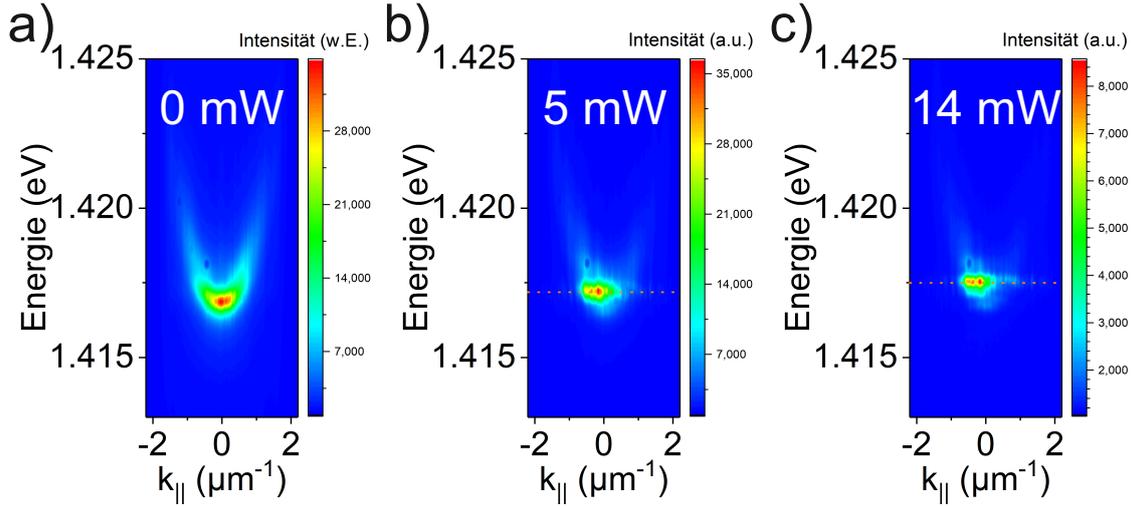


Abbildung 4.5.: a) Dispersion des elektrischen Polariton Kondensats ohne optischem Potential. b) ein optisches Potential mit 5mW bewirkt eine Blauverschiebung über Wechselwirkungen des exzitonischen Anteils, weiterhin hat sich die Abstrahlcharakteristik hin zu höheren Winkeln bzw. der ersten angeregten Mode verändert. c) Bei weiterer Verstärkung der optischen Anregung gibt es konsekutiv weitere Blauverschiebung auf der ersten angeregten Mode.

externen Laser ist die Abstrahlcharakteristik des elektrischen Polariton-Kondensats zu großem Anteil auf der Grundmode lokalisiert. Durch das optische Potential befindet sich ein großer Anteil der Besetzung auf der ersten angeregten Mode. Mit höherer Intensität des Lasers verschiebt sich die erste angeregte Mode und die verbliebene Besetzung auf der Grundmode in Richtung höherer Energien.

Zum Beweis fortdauernder starker Kopplung wird in Abbildung 4.6 die Blauverschiebung der Grundmode in Abhängigkeit der externen optischen Anregungsintensität untersucht. Hierbei zeigt sich der Verlauf in a) experimentell und b) theoretisch <sup>2</sup> nachvollziehbar. Schwach interagierende Bose-Gase, und damit näherungsweise Polariton-Kondensate, können theoretisch mit dem Gross-Pitaevskii-Ansatz behandelt werden [Gro61, Pit03, Wou07]. Die klassischen Gleichungen werden durch Terme, welche die Polaritonanregungs- und Verlustrate, sowie das externe Potential widerspiegeln, modifiziert und gelöst [Kee08, Wou07, Kha16].

$$E_n \psi_n(\mathbf{x}) = \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_{\text{eff}}} + \left( g_R + \frac{i}{2} \right) P(\mathbf{x}) - \frac{i\Gamma}{2} \right) \psi_n(\mathbf{x}), \quad (4.5)$$

<sup>2</sup>Die vorgestellte Theorie wurde von Prof. Timothy Liew der Nanyang Universität in Singapur entwickelt.

#### 4. Das elektrische Kondensat unter optisch definiertem Potential

hierbei ist  $P$  die Anregungsstärke,  $E_n$  die Eigenenergien,  $\psi_n$  die Wellenfunktion des Systems,  $g_R$  die Wechselwirkungsstärke zwischen Exzitonreservoir und den Polaritonen,  $m_{eff}$  die effektive Polariton Masse und  $\Gamma$  die Verlustrate. Die Anregungsstärke wird zusammengesetzt aus einer ringförmigen elektrischen Anregung und einer gaussförmigen optischen Anregung.

Die folgenden Parameter wurden in der Simulation benutzt:  $m_{eff} = 8.3310^{-6}m_e$ ,  $g_R = 45.95$ ,  $P_{peak} = 1.3meV$ ,  $\Gamma = 0.13meV$  und das zusätzliche optische Potential hatte eine Stärke von  $18meV$ . Mit diesem Ansatz und diesen Parametern kann das experimentell beobachtete Phänomen gut repliziert werden.

Die Abnahme der zusätzlichen Blauverschiebung und ihr damit logarithmischer Verlauf ist durch die progressive Reduzierung der Überlappung der Wellenfunktionen des elektrischen Kondensats und der optisch erzeugten Ladungsträger erklärbar, durch welche die zusätzliche Interaktionsstärke abnimmt und schlussendlich fast sättigt.

Mit diesem Experiment konnte also der Coulomb Charakter der konstituierenden Elektronen und Löcher der Exzitonen im optisch kontrollierten Reservoir und des exzitonischen Anteils der Polaritonen des elektrischen Kondensats durch die Repulsion weiter untermauert werden. Die makroskopische Wellenfunktion wurde mit einem optischen Potential modifiziert, was die Möglichkeit elektrisch betriebener und optisch manipulierbarer Polariton-Logikelemente eröffnet.

Offene Fragen betreffen nach diesem Experiment die genaue Interaktionskonstante von elektrischen Polariton-Lasern, durch den exzitonischen Anteil des hybriden Systems. Diese ist in der Literatur noch debattiert, insofern Werte zwischen 2 und  $50 \frac{\mu eV}{\mu m^2}$  gemessen werden konnten [Fer11, Bri11, Wal11]. Höhere Werte im Bereich von bis zu einigen  $meV$  wurden in speziellen Proben und Anregungsgeometrien ebenfalls nachgewiesen [Sun17b]. Spekuliert werden kann, dass dies durch in unterschiedlichen Materialsystemen verschiedene Ausbreitung der Exzitonwellenfunktion gegeben wird. Weiterhin wird es von der Qualität der Struktur und den Anregungsbedingungen abhängen, insofern auch diese den Überlapp der Wellenfunktionen der Teilchen beeinflussen. Die Polariton-Interaktionskonstante ist allerdings schwer zu messen, da sie in Türmchenstrukturen nicht vom den Exziton- und Ladungsträgerreservoirs zu trennen ist. Eine genaue Messung erfordert daher ein elektrisches

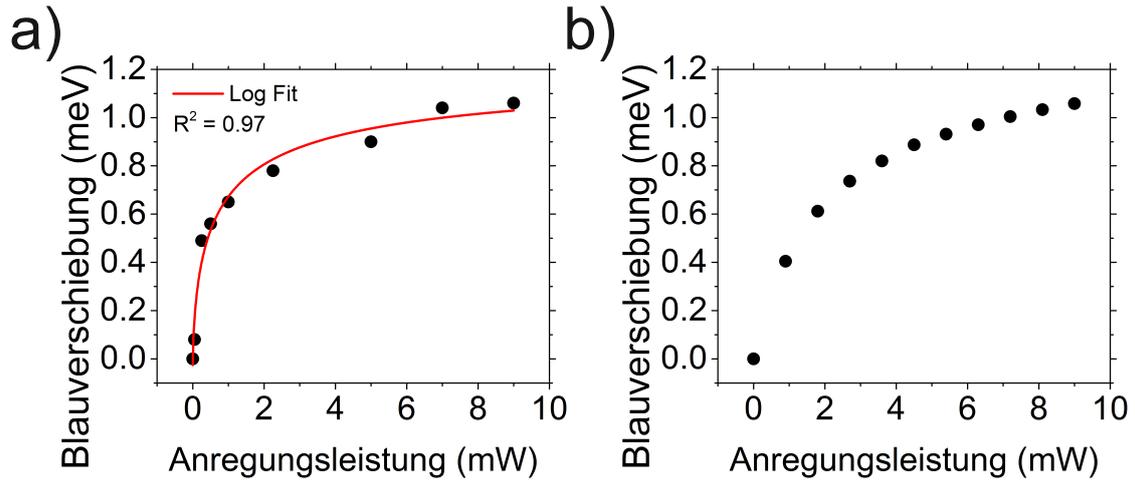


Abbildung 4.6.: a) zeigt die Emissionsenergie der Grundzustandsmode extrahiert aus einer Lorentz-anpassung des winkelintegrierten Signals in Abhängigkeit der Laseranregungsintensität. Hierbei wird ein logarithmischer Verlauf gemessen (Anpassung in rot mit Anpassungsmaß  $R^2$ ), welcher den polaritonischen Charakter des Systems widerspiegelt. b) zeigt eine theoretische Simulation des Energieverlaufs mit steigender Anregung.

Propagationsexperiment, bei dem die Polaritonen weit genug von den Reservoiren weg sind um diese Interaktionen getrennt zu untersuchen, analog dem optischen Experiment in der Literatur [Sun17a].

# 5. Das elektrische Kondensat unter verrauschter Anregung

Die schon im letzten Kapitel angesprochene Hysterese des elektrischen Polariton-Lasers wird in diesem Kapitel genauer erläutert und weiterführend untersucht. Deren grundlegende Eigenschaften wurden in Referenz [Amt15] vorgestellt und werden in dem ersten Abschnitt 5.1 zusammenfassend dargestellt. Der zweite Abschnitt 5.2 geht über diese Basiseigenschaften hinaus, indem eine Analyse des Verhaltens der Bistabilität unter Rauschen im Injektionsstrom durchgeführt wird. Im dritten Teil 5.3 wird die Möglichkeit untersucht, mit Hilfe der Hysterese ein elektrisches Kondensat mit einem optischen Puls zu schalten. Die wesentlichen Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [Kla17b] publiziert.

## 5.1. Eine optische elektrisch betriebene Polariton-Bistabilität

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der Bistabilität des elektrischen Polaritonlasers untersucht und sowohl experimentelle Daten als auch die theoretische Beschreibung vorgestellt.

Optische Bistabilitäten gibt es auch in anderen photonischen Systemen und sind für eine Vielzahl von Anwendungen, etwa sehr schnelle Schalter und Logikkodierungen, vorgeschlagen in der Literatur in den Referenzen [Mil79, Tan96, Alm04, Gib12, Tan05]. Auch das Polaritonssystem kennt verschiedene Möglichkeiten eine Bistabilität zu erzeugen, unter anderem durch resonante Injektion in Kombination mit der dichteabhängigen Blauverschiebung des Systems [Baa04, Sar10, Cer13, Baj10, ADR10]. Multistabilität kann ebenfalls erzeugt werden [Gip07, Gav13, Par10]. Weiterhin gibt es einen theoretischen Vorschlag für eine optische nicht-resonante Bistabili-

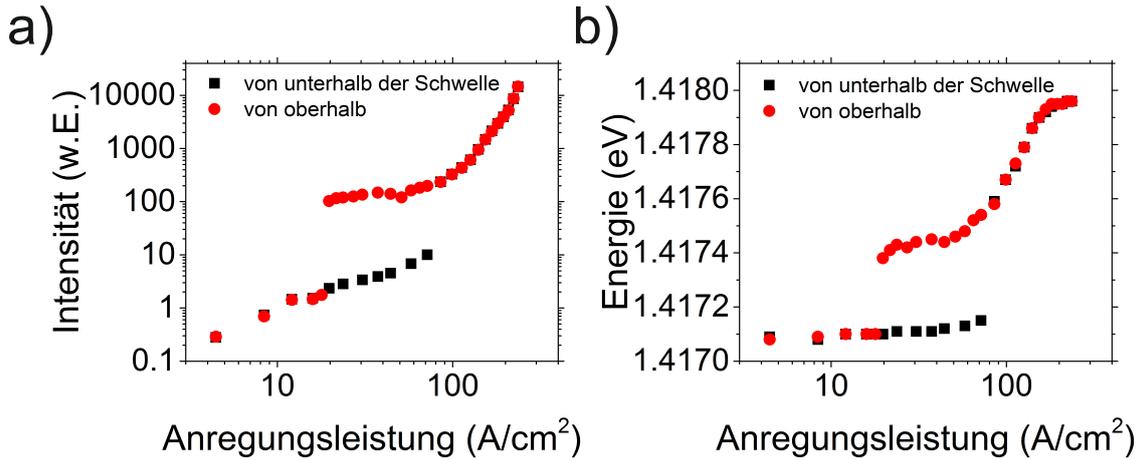


Abbildung 5.1.: a) integrierte Intensität der Emission extrahiert aus einer Lorentz Anpassung der Grundzustandsemission in Abhängigkeit der injizierten Stromdichte. b) Energieposition der Grundmode. Dies zeigt die Hystereseecharakteristik, indem die Kennlinie sowohl von oberhalb der Kondensation als auch von unterhalb der Kondensationsschwelle aufgenommen wurde.

tät [Kyr14].

Die hier beobachtete Bistabilität ist durch die nicht-resonante elektrische Injektion von Ladungsträgern hervorgerufen. Nicht-resonant in Kombination mit elektrischer Injektion bietet dabei einen Vorteil für tatsächliche skalierbare Anwendungen.

Diese bistabile Charakteristik wird in einer Untersuchung der Strominjektion von oberhalb und unterhalb der Schwelle kommend in Abbildung 5.1 bestätigt. Von oben kommend wird das Kondensationsregime länger aufrechterhalten (bis  $\approx 20 A/cm^2$ ), was auf einen positiven Rückkopplungseffekt hinweist. Die Hysteresebreite ist  $\approx 50 A/cm^2$ , was nicht der gesamten zugrundeliegenden Hysterese des Systems entspricht, insofern sich in jedem System ein Maß an (elektrischem-) Rauschen und Fluktuationen befindet. Abbildung 5.2 zeigt die Linienbreiten an der Hysterese am Polariton-Kondensationsvorgang. Während die Linienbreiten oberhalb der Schwelle identisch verlaufen, ist die Linienbreite im Bereich der Bistabilität durch die beginnende Instabilität des Emissionszweigs deutlich erhöht.

Die Theorie hinter dem Rückkopplungseffekt [Amt15] basiert darauf, eine Abhängigkeit der Teilchen-Lebenszeit von der Reservoirdichte der Ladungsträger anzunehmen und diese Dynamik mit einem gekoppelten Ratengleichungssystem zu lösen. Ratengleichungssysteme sind auch anderweitig zur Modellierung von elektrischen Polaritonensystemen benutzt worden [Ior12]. Physikalisch resultiert dieser Effekt

## 5. Das elektrische Kondensat unter verrauschter Anregung

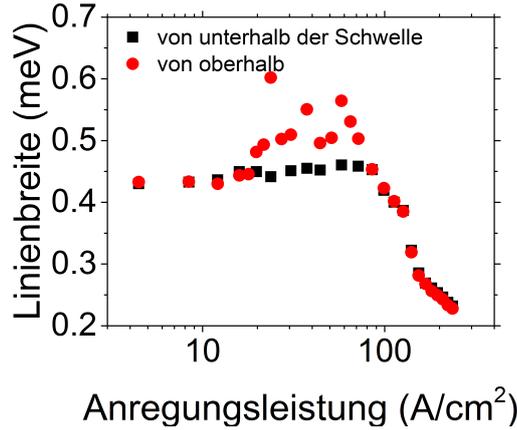


Abbildung 5.2.: Linienbreitenverhalten bei Anregungsstromvariation von oberhalb und unterhalb der Kondensationsschwelle. Auch hier ist eine eindeutige Hysterese in der Emission zu erkennen, bei der die Linienbreite des Kondensats zunimmt.

aus einer progressiven Abschirmung des inneren elektrischen Feldes in der Struktur mit der zunehmenden Dichte der Ladungsträger. Diese Abschirmung wiederum wirkt sich auf die Lebenszeit der Teilchen aus. Dieses Modell kann die in Referenz [Amt15] beobachteten Effekte gut reproduzieren, auf welchen in dieser Arbeit aufgebaut wird. Die Ratengleichungen modellieren hier die Dynamik zwischen Ladungsträgerreservoir, Exzitonreservoir und Polaritonbesetzung [Amt15, Kla17a]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P - W_1 n^2 + W_2 n_x - \gamma n + dP, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial n_x}{\partial t} = W_1 n^2 - W_2 n_x - \gamma_x n_x - r(n_p + 1)n_x, \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = r(n_p + 1)n_x - \gamma_p n_p \quad (5.3)$$

Hierbei sind Ladungsträger  $n$ , Exzitonen  $n_x$ , Polaritonen im Kondensat  $n_p$ ,  $P$  ist die Anregungsrate,  $W_1$  die Erzeugungsrate von Exzitonen,  $W_2$  die Exzitonzerfallsrate und  $\gamma$  die Ladungsträgerzerfallsrate,  $r$  ist die Kondensationsrate,  $dP$  wird zur Modellierung des Rauschens verwendet und  $p$  die Polaritonzerfallsrate. Die Verlustrate der Ladungsträger (zusammengefasst aus strahlend und nichtstrahlend) ist dichteabhängig durch Abschirmung des inneren elektrischen Feldes (durch die pin

## 5. Das elektrische Kondensat unter verrauschter Anregung

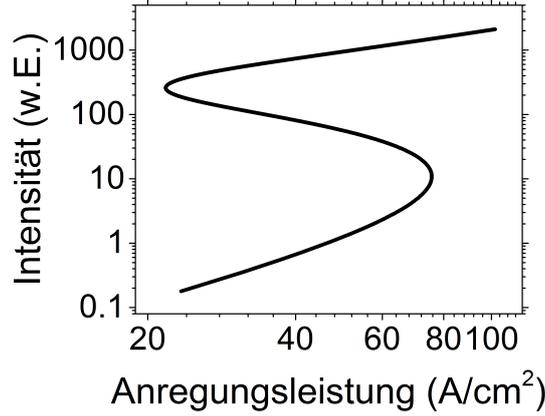


Abbildung 5.3.: Simulation der optischen Bistabilität des elektrischen Polariton-Lasers mit Hilfe eines Ratengleichungsansatzes und einer Lebenszeitabhängigkeit der Ladungsträger von der Ladungsträgerdichte, eine klare Bistabilitätscharakteristik ist zu erkennen.

Struktur der Diode) zu [Amt15]

$$\gamma = \gamma_0 e^{-cn}. \quad (5.4)$$

mit  $c$  und  $\gamma_0$  Konstanten. Die stationäre Lösung ist dann [Amt15]:

$$P = W_1 n^2 - W_2 n_x + \gamma_0 e^{-cn} n, \quad (5.5)$$

$$n = \sqrt{\frac{n_x}{W_1} (W_2 + \gamma_x + r(n_p + 1))}, \quad (5.6)$$

$$n_p = \frac{rn_x}{\gamma_p - rn_x}. \quad (5.7)$$

Abbildung 5.3 zeigt diese Lösung dieses Ratengleichungssystems und damit die reine Hysteresekurve des ungestörten Systems. Die Parameter der Simulation sind hierbei  $r = 10^{-3} \text{ ps}^{-1}$ ,  $\gamma_p = 1/15 \text{ ps}^{-1}$ ,  $\gamma_x = 0.5 \text{ ps}^{-1}$ ,  $W_1 = 2.93 \times 10^{-5} \text{ ps}^{-1}$ ,  $W_2 = 0.168 \text{ ps}^{-1}$ ,  $\gamma_0 = 0.274 \text{ ps}^{-1}$ ,  $c = 0.0273$ .  $W_1$ ,  $W_2$ ,  $\gamma_0$ , and  $c$  wurden mit Hilfe eines Anpassungsalgorithmus ermittelt [Amt15] indem eine lineare Beziehung zwischen  $n_p/P$  und der gemessenen Intensität/Anregung angenommen wird.

Die Abwesenheit der Hysterese unter optischer Injektion wird mit einer deutlich geringeren Dichte im Ladungsträgerreservoir erklärt, welcher den Abschirmungseffekt des elektrischen Feldes nicht in genügendem Maße hervorruft.

## 5.2. Rauschanalyse einer elektrischen Polariton-Bistabilität

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse einer Rauschanalyse im Anregungsstrom eines elektrischen Polaritonkondensats präsentiert.

Optisch angeregte Polaritonkondensate sind bereits auf Rauscheigenschaften in der Anregung untersucht worden [Abb15b], insbesondere auf stochastische Resonanz in der Intensität der Emission [Abb14] und in den Spineigenschaften [Abb15a]. Auch das Rauschen in der Emission des Polariton-Lasers wurde untersucht [Ryz16].

Da elektrische Anregung für Anwendungen unabdingbar ist und Rauschen sich unter realen Bedingungen im System befindet, soll in diesem Kapitel die Auswirkung von Rauschen auf die Hysteresecharakteristik von elektrisch injizierten Kondensaten erforscht werden.

Graph a) und b) in Abbildung 5.4 zeigen das Gaussförmige Rauschen, welches über den Injektionsstrom gelegt wird. Die Rauschfrequenz ist 20 MHz (Model 3390 Keithley in einer Fernspeiseweiche mit einer Standardstromquelle) und die Rauschamplitude wird im Experiment variiert. Während die Rauschspitze zwischen 0 und 8 V variiert wird, definieren wir die Rauschstärke als Standardabweichung der Gausskurve des Rauschens im Verhältnis zur Hysteresenbreite  $\Delta A$ , wie die bisherige Literatur zu Rauschen in Polaritonssystemen [Abb15b]. Im Fall des höchsten Rauschens entspricht dies einer Rauschstärke bei dem Wert der Standardabweichung von ca.  $8.65 A/cm^2$ .

Die Eingangs-Ausgangskennlinien wurden von oberhalb und unterhalb des Kondensats in Abbildung 5.5 a) und b) erneut gemessen mit einem sehr hohen Rauschen von 8 V (0.21 Hysteresenbreiten). In dieser Konfiguration verändert sich das Emissionsverhalten drastisch. Die Hysteresecharakteristik ist nicht mehr ersichtlich und der Energie und Intensitätssprung ist einer graduellen Änderung gewichen. Den Verlauf der Linienbreite zeigt Abbildung 5.6. Die Linienbreite steigt an der Kondensationschwelle durch das Rauschen stark an, und nimmt über den Kondensationsvorgang kontinuierlich ab. Durch das Rauschen ist also die Emission des Systems monostabil in der gemessenen Emissionscharakteristik geworden. Der Übergang ins Photon-Laser-Regime hat sich auch durch das Rauschen und die damit höhere mittlere Dichte an Ladungsträgern im System auf ca.  $150 A/cm^2$  abgesenkt.

## 5. Das elektrische Kondensat unter verrauschter Anregung

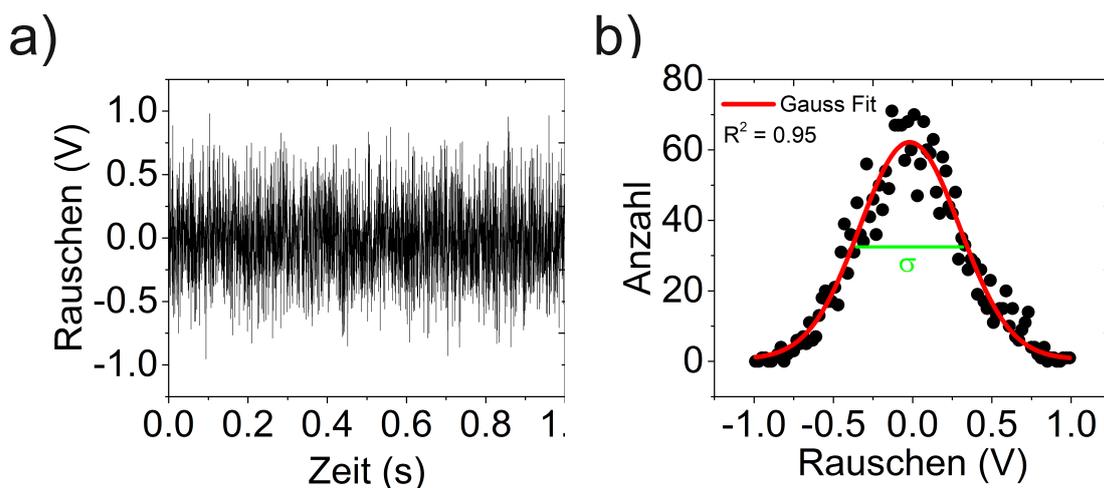


Abbildung 5.4.: a) zeit aufgelöste Rauschamplitude, welche über eine Fernspeiseweiche mit der Gleichstromanregung überlagert wird (Amplitude hier zu 1 V gewählt) b) das Rauschen zeigt eine gaussförmige Verteilung der Rauschereignisse (Gaussianpassung in rot). Die Standardabweichung ( $\sigma$  in grün) wird in Relation zur Hysteresenbreite gesetzt um die Rauschstärke zu charakterisieren.

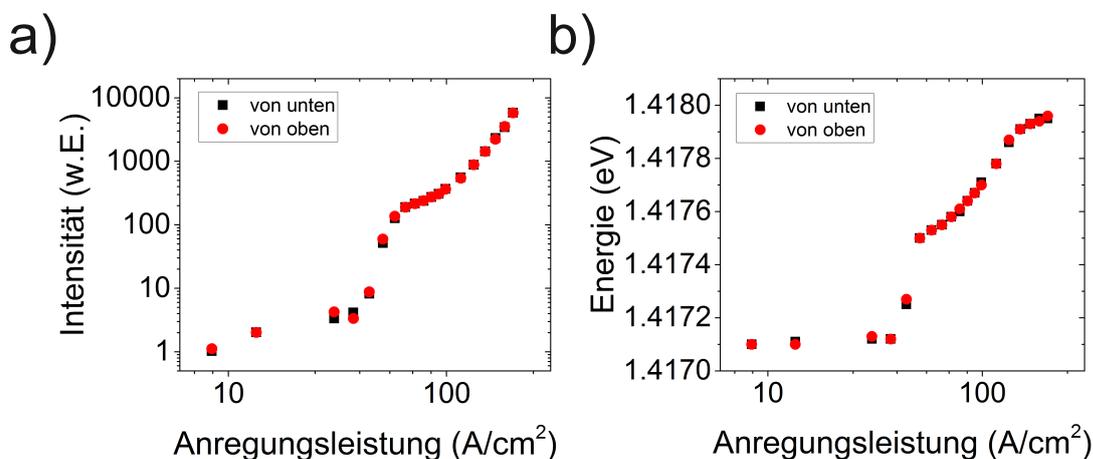


Abbildung 5.5.: a) Intensitätskennlinie bei Strominjektion von ober- und unterhalb der Bistabilität unter 8 V Rauschen. b) Energiekennlinie unter den selben Bedingungen. Beide Werte wurden aus einer Lorentz-anpassung des Grundzustandes der winkelaufgelösten Photolumineszenzmessung extrahiert. Das Rauschen verändert die Kennlinien insofern, als keine Hysteresis mehr beobachtet werden kann und Messwerte innerhalb der Sprungcharakteristik aufgenommen werden können.

## 5. Das elektrische Kondensat unter verrauschter Anregung

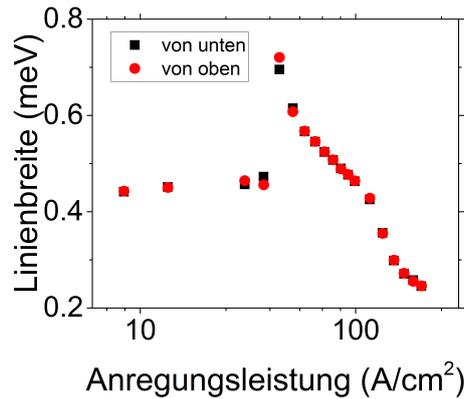


Abbildung 5.6.: Die Linienbreiten des Bauteils unter starkem Rauschen von 0.21 Hysteresenbreiten. Man sieht an der Kondensationsschwelle durch das hohe Rauschen einen Linienbreitensprung (in der Mitte der ursprünglichen Hysterese) zu einer Verbreiterung, von der die Linienbreite kontinuierlich abnimmt um dem ursprünglichen Verlauf zu folgen.

Um den progressiven Übergang zwischen dem bistabilen und dem monostabilen System zu beobachten, wurde in Abbildung 5.7 a) und b) die Energie und Intensität unter steigendem Rauschen in der Anregung und von beiden Seiten der Hysterese aufgenommen. Die beiden Graphen zeigen den graduellen Einfall der Hysterese sowohl in Intensität als auch in Energie, bis bei 0.13 Hysteresenbreiten Rauschen, keine Hysterese mehr messbar ist.

Abbildung 5.8 evaluiert nun den Hysteresenzusammenfall in Hinsicht auf das Hysteresezentrum und die Hysteresenlänge. Ersteres ist konstant, das heißt die Hysterese wird symmetrisch reduziert und letzteres nimmt experimentell beobachtet linear ab. Die maximale Abweichung von  $2 A/cm^2$  von der theoretischen Hysteresemitte bzgl. des Zentrums ist im Rahmen des experimentellen Fehlers.

Die theoretische Beschreibung <sup>1</sup> reproduziert dieses Verhalten der Abnahme der Hysteresenbreite mit ansteigendem Rauschen mit Hilfe eines Ratenmodells in Abbildung 5.9. Hierbei wird das Ratengleichungsmodell mit einer gaussverteilten Variable in der Ladungsträgererzeugung modifiziert. Dabei wird, um die experimentellen Bedingungen nachzubilden, das Rauschen ab einer gewissen Stärke abgeschnitten. Die theoretische Modellierung zeigt kongruente Ergebnisse mit der experimentellen Auswertung, insofern sich Rauschen in der Anregung ebenfalls in einer progressiv einfallenden Hysteresesecharakteristik niederschlägt.

<sup>1</sup>Die vorgestellte Theorie wurde von Timothy Liew der Nanyang Universität entwickelt.

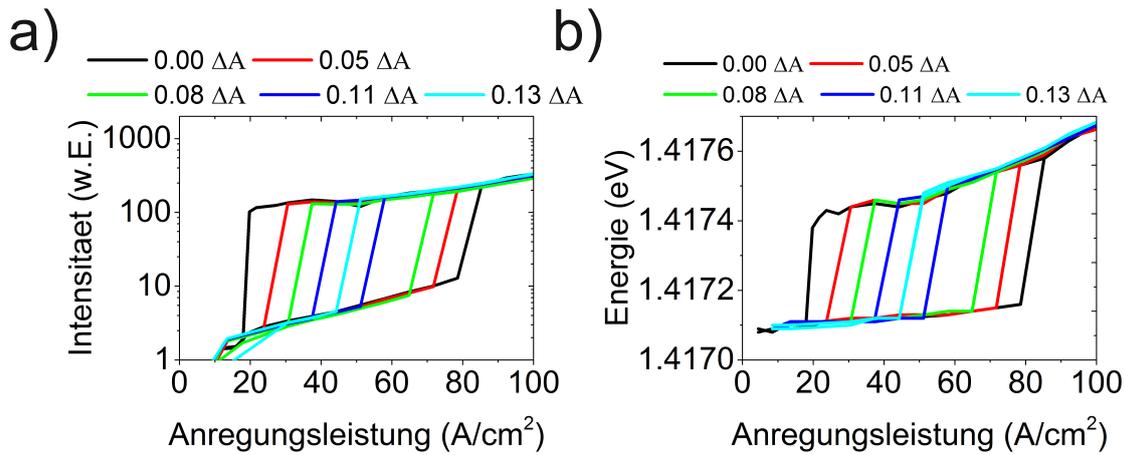


Abbildung 5.7.: a) Intensitäts-Charakteristik extrahiert aus der Emission des Grundzustands unter ansteigendem Rauschen. b) Energie-Charakteristik der Hysterese unter ansteigendem Rauschen. Das Rauschen ist im Verhältnis zur Hysteresenbreite gegeben. Bei ca. 0.13 Hysteresebreiten ist der Übergang zu einem monostabilen System zu beobachten.

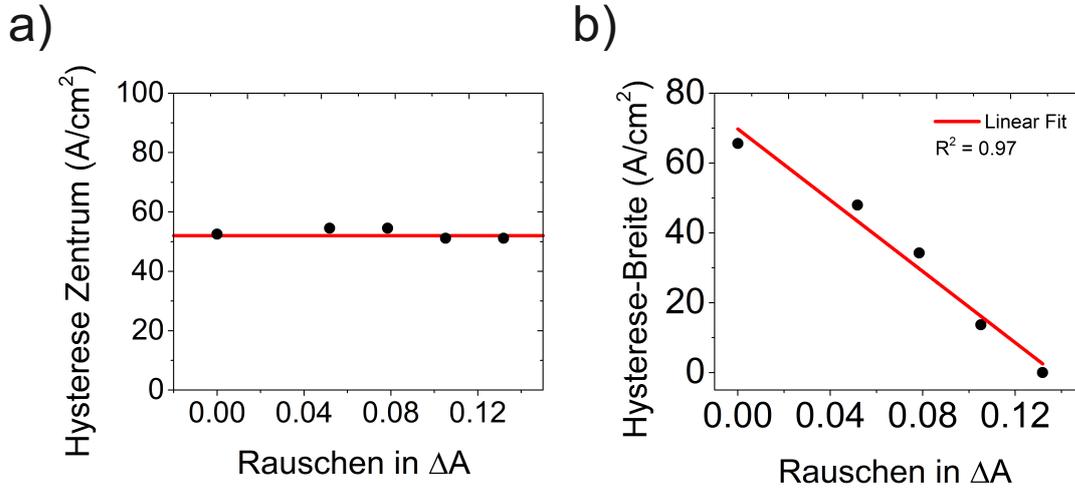


Abbildung 5.8.: a) Aus den Werten dargestellt in Abbildung 5.7 wird für jeden Rauschwert das Zentrum der Hysterese ermittelt und gegen das Rauschen aufgetragen. Das Zentrum verschiebt sich nicht mit Rauschamplitude. b) Hysteresenbreiten-Reduktion mit ansteigendem Rauschen. Die Hysterese fällt mit einer linearen Abhängigkeit zusammen. Auf Darstellung von Fehlerbalken wurde aufgrund geringer Werte verzichtet, die maximale Abweichung in a) beträgt 4 %.

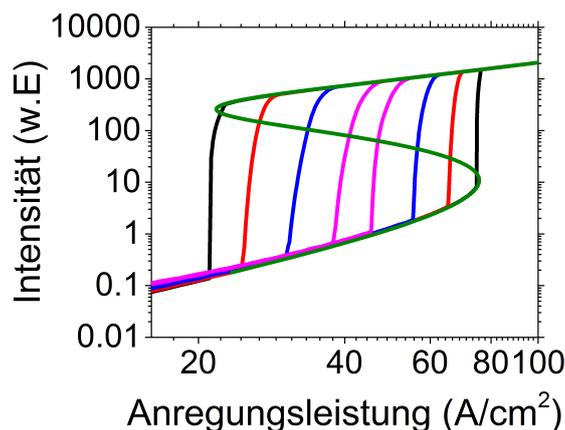


Abbildung 5.9.: Theoretische Simulation der Hysteresekurven mit ansteigendem gaussverteilterm Rauschen (schwarz kein Rauschen und pink höchstes simuliertes Rauschen). Hierbei wurde das Ratengleichungsmodell der vorigen Abschnitt benutzt und erweitert um eine gaussverteilte Variable im Anregungsstrom, bei einem erweiterten Bereich der Verteilung dieser Variable, was einem größeren Rauschen entspricht, fällt die Hysterese immer mehr zusammen.

### 5.3. Optisches Schalten eines elektrischen Polariton-Kondensats

In diesem Abschnitt wird der Einsatz der optischen Bistabilität als optischer Schalter besprochen. Ein externer Laser (cw, 5 mW, 658 nm) wird benutzt um dem Kondensat Ladungsträger zuzuführen. Diese erzeugen eine positive Rückkopplung durch eine größere Abschirmung des inneren elektrischen Feldes. Dieses Feld beeinflusst die Lebenszeit der geladenen Teilchen negativ. Die elektrische Injektion wird dazu auf einen Punkt auf der unteren Hysterese gefahren. Nach Schalten des Kondensats kann der Laser blockiert werden und der Kondensatzustand bleibt bestehen.

Abbildung 5.10 zeigt in a) die experimentellen Ergebnisse und in b) eine theoretische Reproduktion des Schaltvorgangs. Die in a) in blau mit Hilfe von Pfeilen eingezeichneten Zustände werden vom unteren Hystereseast aus erzeugt und haben identische Eigenschaften zu den Zuständen, welche man durch Herunterfahren der Strominjektion von oben erzeugen kann. In b) wird der Schaltvorgang simuliert und durch einen optischen Puls bei  $t = 500$  ps reproduziert, bei gleichzeitiger Daueranregungsleistung im Bereich des unteren Astes der Hysterese.

Ein resonantes Testexperiment wurde durchgeführt, welches den Schalteffekt nicht nachweisen konnte. Damit wird die Ursache des Rückkopplungseffektes im Ladungs-

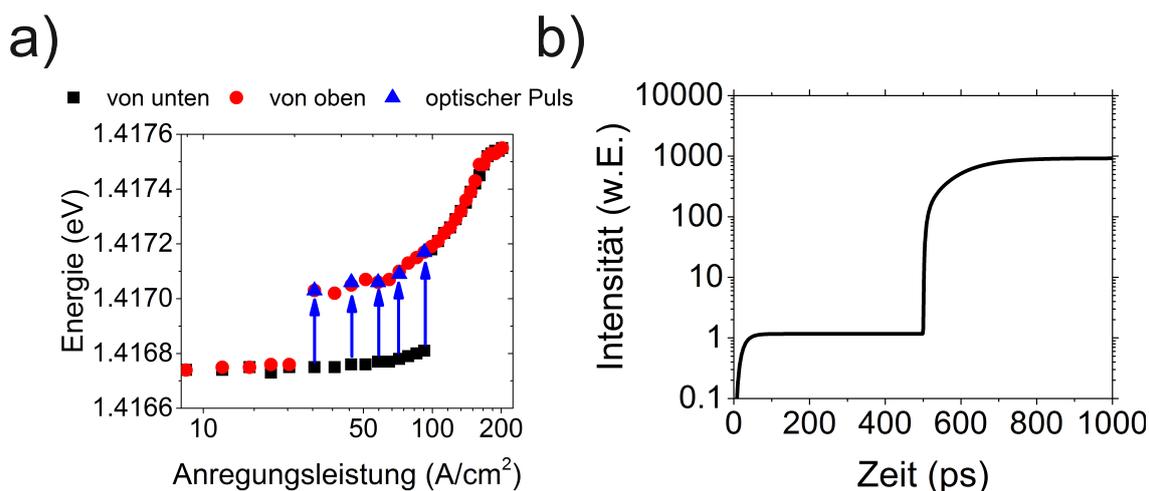


Abbildung 5.10.: a) Hysteresekarakteristik in Strominjektion von oben und von unten, zusätzlich wird in blau die Anregung des elektrischen Kondensats vom unteren Bistabilitätsast mit Hilfe eines optischen Schaltpulses dargestellt. b) theoretischer Zeitverlauf der Emissionsintensität, bei  $t=500$  ps schaltet ein kurzer optischer Puls das Kondensat mit Hilfe der Hysterese an.

trägerreservoir untermauert, denn durch einen resonanten Puls werden nur Polari- tonen an energetisch genau den Zuständen mit einem Wellenvektor passend zum eintreffenden Winkel der optischen Anregung erzeugt. Der essentielle Charakter der Hysterese wird deutlich, wenn wie in dem vorherigen Abschnitt mittels Rauschen die Hysteresekarakteristik ausgeschaltet wird. Denn ohne diese Hysterese kann der gezeigte Schalteffekt nicht beobachtet werden.

Abbildung 5.11 zeigt sowohl die Dispersion vor und nach dem optischen Puls, als auch den Realraum der Emission von dem elektrisch betriebenen Mikrotürmchen. Es ist ein eindeutiger monochromatischer Kondensatzustand im Vergleich zu den diskretisierten Moden und dem Flaschenhalseffekt unter der Schwelle zu sehen. Des Weiteren zeigt die relativ zum Weißlicht stark gestiegene Lumineszenz im Realraum- bild den Kondensatzustand an.

Damit konnte in diesem Kapitel mit dieser Reihe von Experimenten das Verständ- nis der Bistabilität des elektrischen Polaritonlasers erweitert werden. Die Rauschana- lyse zeigt ein erwartetes Hystereseverhalten, wie etwa bei herkömmlichen Schmitt- Triggern bekannt, obwohl das Rauschen auf einer viel langsameren Zeitskala als die Polariton-Dynamik abläuft.

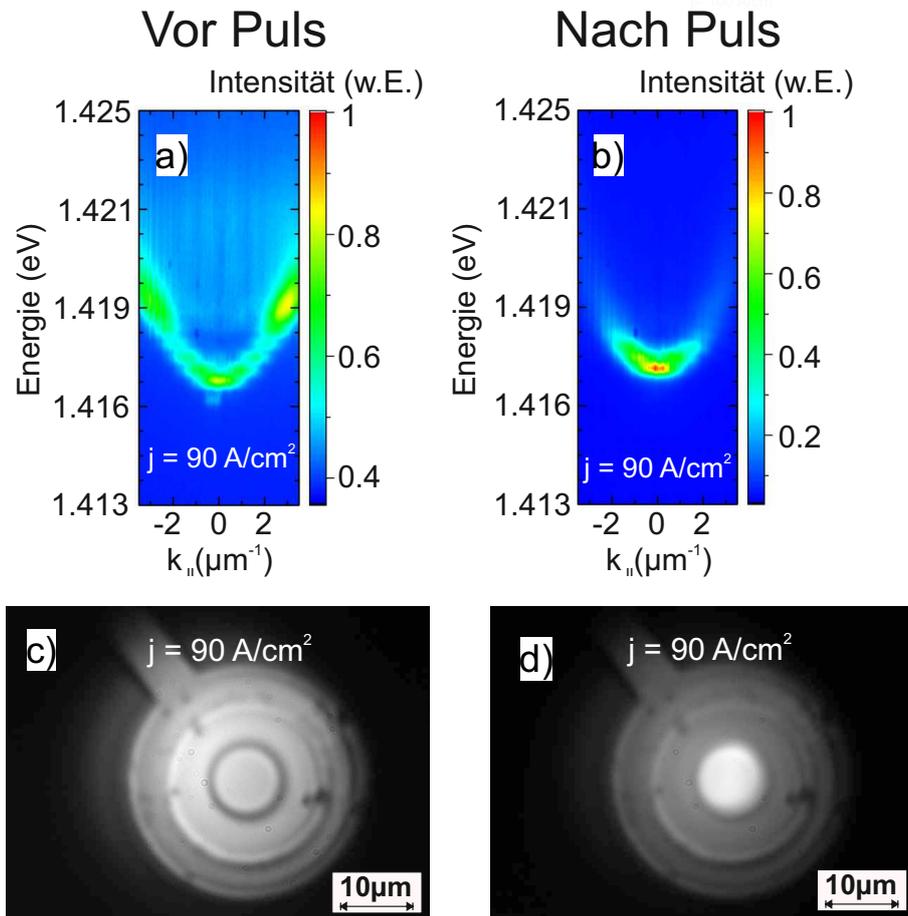


Abbildung 5.11.: a) Lineare Dispersion vor dem optischen Puls. b) Kondensats-Dispersion nach dem optischen Puls, welcher den Rückkopplungseffekt des Ladungsträgerreservoirs aktiviert hat. c) Realraumemission mit Weißlicht aufgenommen, nur schwaches Leuchten des Mikrotürmchens. d) Realraumemission nach optischem Puls zeigt den aktivierten Kondensatzustand in einem hohen relativen Anstieg der Intensität aus dem Mikrotürmchen.

## *5. Das elektrische Kondensat unter verdrauschter Anregung*

Offene Fragen betreffen die Benutzung der Bistabilität mit ihren Eigenschaften für eine tatsächliche Logikanwendung in der Polaritonik, beispielsweise indem mit dem optischen Schalter ein weiteres Kondensat geschaltet wird. Weiterhin wäre eine Untersuchung der Bistabilitätseigenschaften bei Raumtemperatur in einem Material mit höheren Exziton-Bindungsstärken von Interesse, insofern hier die Dynamik des Reservoirs sich durch Phononen-Einfluss verändern könnte.

## 6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften

In diesem Kapitel wird die Propagation von optisch angeregten Polariton-Kondensaten in lithographisch definierten Energielandschaften untersucht. Im Gegensatz zu den letzten beiden Kapiteln werden die Polariton-Kondensate optisch über einen externen Laser erzeugt, weiterhin werden anstatt nulldimensionale, eindimensionale Strukturen betrachtet. Die Charakterisierung von neuartigen Effekten durch solche Einschlusspotentiale für Polaritonen dient damit als fortlaufendes Thema dieser Arbeit. Die bisherige Literatur zu polaritonischen Wellenleitern zeigt insbesondere aktiv kontrollierte, propagierende Kondensate in eindimensionalen Strukturen [Ngu13, Wer10, Gao12, Ant13]. In diesen Experimenten wird der Polaritonfluss mit einem Laser angeregt und ein zweiter Laser erzeugt einen Kontrollparameter, beispielsweise ein Exziton-Reservoir. Hier wird es um neue passive Möglichkeiten gehen, den Polaritonfluss zu beeinflussen, bei dem nur ein Laser eingesetzt wird. Die erste Abschnitt 6.1 stellt zwei polaritonische Wellenleiter vor, welche mit Hilfe von teilgeätzten Spiegeln miteinander gekoppelt sind. Diese Kopplung erzeugt eine Schwingung im Realraum zwischen den beiden Leitern; eine Josephson-Oszillation. Diese bilden den zweiten großen Punkt des Kapitels, da sie auch aus fundamental physikalischer Sicht interessant sind. Die zweite Abschnitt 6.2 zeigt eine Mikroscheibe, welche zwei Wellenleiter miteinander verbindet. Diese kombinierte Struktur fungiert als energetischer Filter (polaritonische Resonanztunneldiode) für die durch den photonischen Einschluss des Ausgangswellenleiters und der Mikroscheibe definierten Moden. Weiterhin wird die Flussrichtung des propagierenden Kondensats gedreht. Dies kann in kompakten Schaltkreisen nützlich sein. Ergebnisse dieses Kapitels sind zur Veröffentlichung vorgesehen. <sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Mein Dank gilt in dieser Abschnitt dem damaligen Masteranden Johannes Beierlein, mit dem diese Experimente realisiert worden sind.

## 6.1. Josephson-Oszillationen in gekoppelten Wellenleitern

In diesem Abschnitt werden die Oszillationen zwischen zwei gekoppelten Polariton-Kondensaten entlang eindimensionalen Kanälen untersucht. Historisch leiten sich die Beobachtungen von Josephson ab [Jos62], der einen ähnlichen Effekt zwischen zwei supraleitenden Materialien, verbunden durch eine dünne Isolatorschicht vorhergesagt hatte. Dieser konnte kurze Zeit später nachgewiesen werden [AND66]. Weiterhin gibt es einen Josephson-Effekt in Helium [Per97, Bac97] und atomaren Bose-Einstein Kondensaten [Lev07, Sme97, Gat06, Gat07, Alb05, Cat01], welches dann bosonische Josephson-Verbindung genannt wird. Gerade im letzteren System können durch die Möglichkeit zur Modulierung von Barrierenhöhen und Energielandschaften viele physikalische Eigenschaften herausgearbeitet werden. Generalisiert ist der hier betrachtete Effekt ein Tunneln zwischen zwei schwach verbundenen Wellenfunktionen. In diesem Kapitel wird dieser realisiert durch Polariton-Kondensate. Die Kondensate überlappen im Realraum und können dort als eine makroskopische Phase angesehen werden. Im Experiment sind sie getrennt durch eine dissipative Barriere; ein Areal mit teilweise geätzten Spiegeln zwischen den Wellenleitern. Theoretisch wurde ein solcher Zustand von Leggett [Leg01] beleuchtet, in dem er die für Polari-tonen besonders wichtige Verbindung zwischen Interaktionen und Tunneln herausstellte und drei Regime für die Oszillationen einführte Rabi (nicht-interagierend), Josephson (schwach-interagierend) and Fock (stark-interagierend). Die erste experimentelle Realisation im Polaritonsystem stammt von Referenz [Lag10], aufgelöst in der Zeitdomäne zwischen zwei Potentialsenken. Im Gegensatz zu der vorliegenden Arbeit sind die beiden Kondensate dort stationär eingeschlossen und propagieren nicht. Weiterhin wurden Josephson-Oszillationen von Referenz [Abb13] untersucht und der Effekt des Selbsteinschlusses über die Polariton-Interaktionen nachgewiesen. Damit wurde eine Besonderheit im Vergleich zu rein photonischen Systemen darstellt, bei der sich das hybride System als besonders interessant zeigt.

Begonnen wird mit den beispielhaften Signaturen einer Kondensation in eindimensionalen Strukturen mit Propagation in Abbildung 6.1. Diese zeigen einige Abweichungen im Vergleich zu den nulldimensionalen Systemen des letzten Kapitels. a) und b) zeigen die Dispersionen unter und oberhalb der Schwelle entlang des

## 6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften

Wellenleiters. a) zeigt im Grundzustand das typisch parabel-artige Spektrum einer planaren Probe (photonische Verstimmung -23 meV, Exziton 7.5 %, Photon 92.5 %, gemessen entlang des Wellenleiters). Die Anpassung erfolgte nach Gleichung 3.2. Der photonische Einschluss äußert sich in der Ausprägung einer höheren Mode (eine Anpassung der Moden in weiß), welches eine Diskretisierung des Spektrums in eine Richtung (orthogonal zur Propagation) signalisiert. b) zeigt die Emission oberhalb der Schwelle, welche sich auf zwei  $k$  Punkten lokalisiert hat. Diese Wellenvektorkomponenten zeigen die Propagation entlang des Wellenleiters (in beide Richtungen) und ihr absoluter Wert (die Propagationsgeschwindigkeit) hängt von den Systemparametern ab (wie etwa der Repulsion durch das Exzitonreservoir und die Verstimmung). c) und d) zeigen eine Leistungsserie, bei der man die für Kondensation typischen Signaturen (Nichtlinearität in der Intensität, Blauverschiebung) erfasst. Der Unterschied liegt in der Lokalisation des  $k$  Schnittes und damit der Lorentz-Anpassung bei  $k = 1.9 \mu\text{m}^{-1}$  anstatt der Grundmode. Die Auswertung bezieht sich auf nur einen exakten  $k$ -Wert um nicht die Blauverschiebung mit dem Effekt der Propagation auf höherem  $k$ -Wert mit größerer Anregung zu vermischen. Die Linienbreite wird hier nicht betrachtet, weil überlagernde Effekte von Linienbreiteneinfall an der Schwelle und gleichzeitig aber auch Propagation durch verschiedene Verstimmungen entlang des Wellenleiters vorliegen und die Effekte schwierig zu trennen sind.

Nun werden die Realraumeigenschaften von gekoppelten Wellenleitern, also zwei sich über einen teilgeätzten Bereich berührende eindimensionale Strukturen, behandelt. Abbildung 6.2 a) zeigt ein Realraumbild der Oszillationen. Diese sind nur sichtbar im Kondensatsregime über der Schwelle. Unterhalb der Schwelle ist die Emission am Anregungspunkt lokalisiert, da die Polaritonen nur wenig im linearen Regime propagieren (nachgewiesen in der Intensitätsverteilung im Realraum). Die Anregungsbedingungen sind ein ps gepulster Ti:Sa Laser bei einer nicht-resonanten Anregungsenergie im ersten Bragg-Minimum der jeweiligen Strukturen. Die Position der Anregung ist auf dem im Bild unteren Wellenleiter. Diese erzeugt ab einer Schwellleistung ein Polaritonen-Kondensat, welches Impuls durch die Repulsion des am Anregungsspot erzeugten Exziton Reservoirs bekommt. Propagiert dieses Kondensat in die verbundenen Wellenleiter, findet eine Kopplung über die teilweise geätzte Region zwischen den Kanälen statt. Diese evaneszente Kopplung durch die Randbedingungen der Strukturen erzeugt die beobachteten Oszillationen. Um

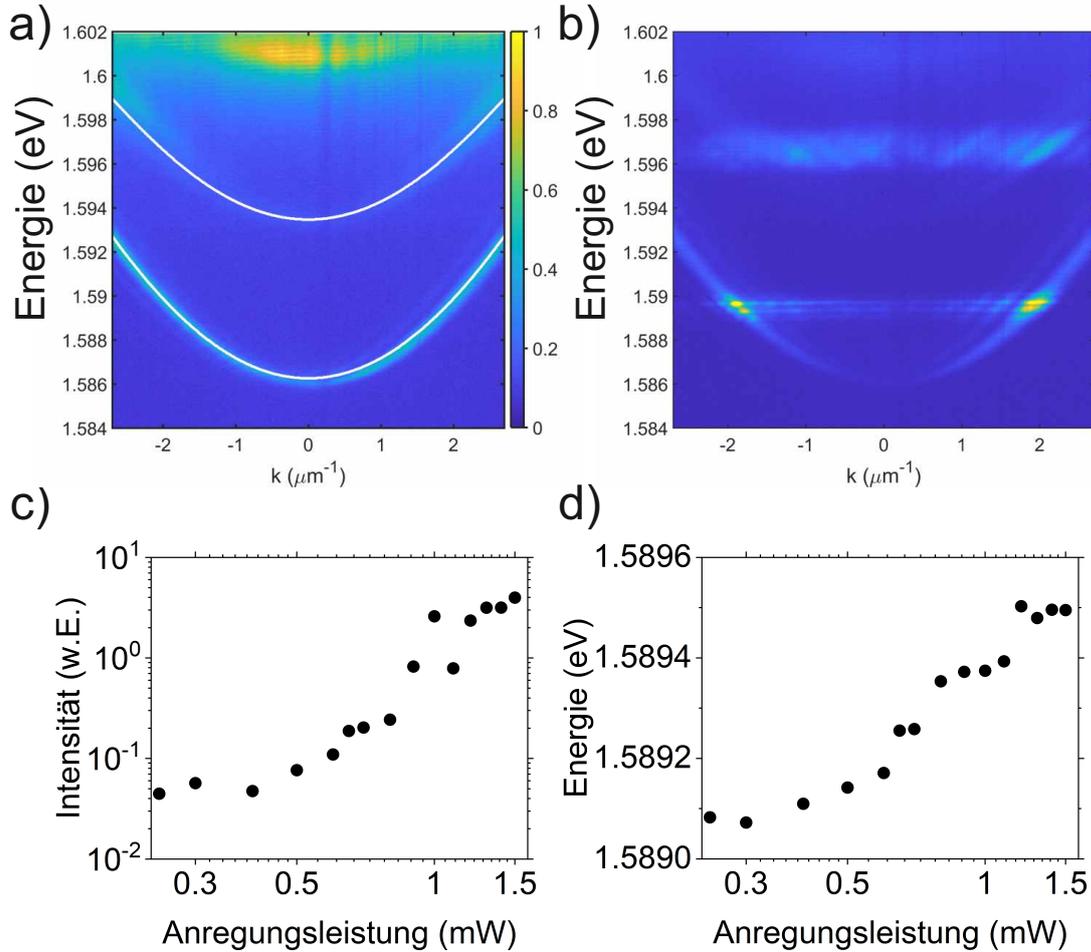


Abbildung 6.1.: a) Dispersion einer eindimensionalen Struktur unterhalb der Kondensationschwelle. b) Dispersion im Kondensat; die Besetzung bei höheren Wellenvektoren zeigt die Propagation entlang des Wellenleiters an. c)/d) Leistungsserie einer Lorentzianpassung um  $k = 1.9 \mu\text{m}^{-1}$ , welche eine Kondensation durch eine Nichtlinearität der Intensität und die Energieverschiebung zeigt.

## 6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften

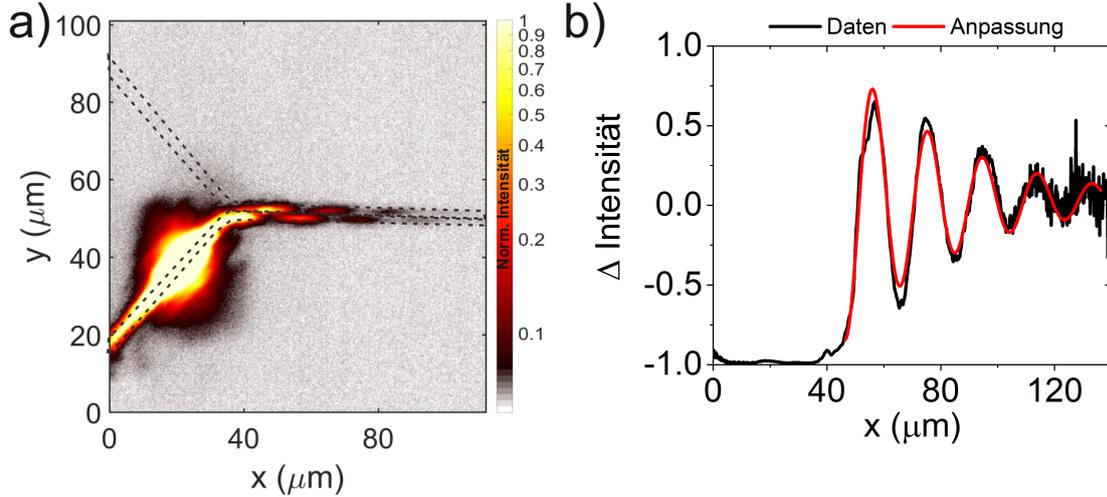


Abbildung 6.2.: a) Realraumbild der Oszillationen zwischen den beiden Wellenleitern. b) Intensitätsdifferenz der beiden Wellenleiterarme, welche eine Oszillation entlang der Wellenleiter zeigt. In rot ist eine Anpassung der Schwingung mit exponentieller Abnahme zu sehen.

die Oszillationen genauer herauszuarbeiten, wurden in b) die Intensität im oberen Wellenleiter und im unteren Wellenleiter integriert und voneinander abgezogen. Hier sieht man deutlich eine Oszillation und eine durch den Polaritonzerfallsprozess bedingten exponentiellen Abfall dieser Schwingung. Dieser Verlauf kann quantifiziert werden, indem folgende Anpassung vorgenommen wird

$$F = Ae^{\frac{-x}{\tau_m}} \sin(\omega_x(x - x_p)). \quad (6.1)$$

$A$  ist die Amplitude,  $x$  die Position auf dem Wellenleiter,  $\tau_m$  die Polaritonverlustrate,  $\omega_x$  die Oszillationsfrequenz der Schwingung und  $x_p$  die Verschiebung bzgl. des Beginns der Oszillation. Dies erlaubt die Extraktion der Parameter des Experiments und ihr Vergleich über verschiedene Systemvariation. Im vorliegenden Fall ergibt sich eine Oszillationsfrequenz von  $0.34 \mu\text{m}^{-1}$ .

Bei einer größeren Distanz der Wellenleiter, definiert durch die lithographische Maske, nimmt die Kopplungsstärke ab. Die Abbildungen 6.3 a)-c) zeigen nun Realraummessungen an Wellenleiterkopplern mit nominellen Distanzen von 300, 400 und 500 nm. Das Oszillationsmuster ändert sich sichtbar zwischen den verschiedenen Kopplern. Abbildung 6.3 d) zeigt daher die Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz von der Distanz zwischen den Wellenleitern (für zwei Systeme unterschiedlicher Kanallänge). Die Fehlerbalken geben den Anpassungsfehler an. Die Abnahme der Oszil-

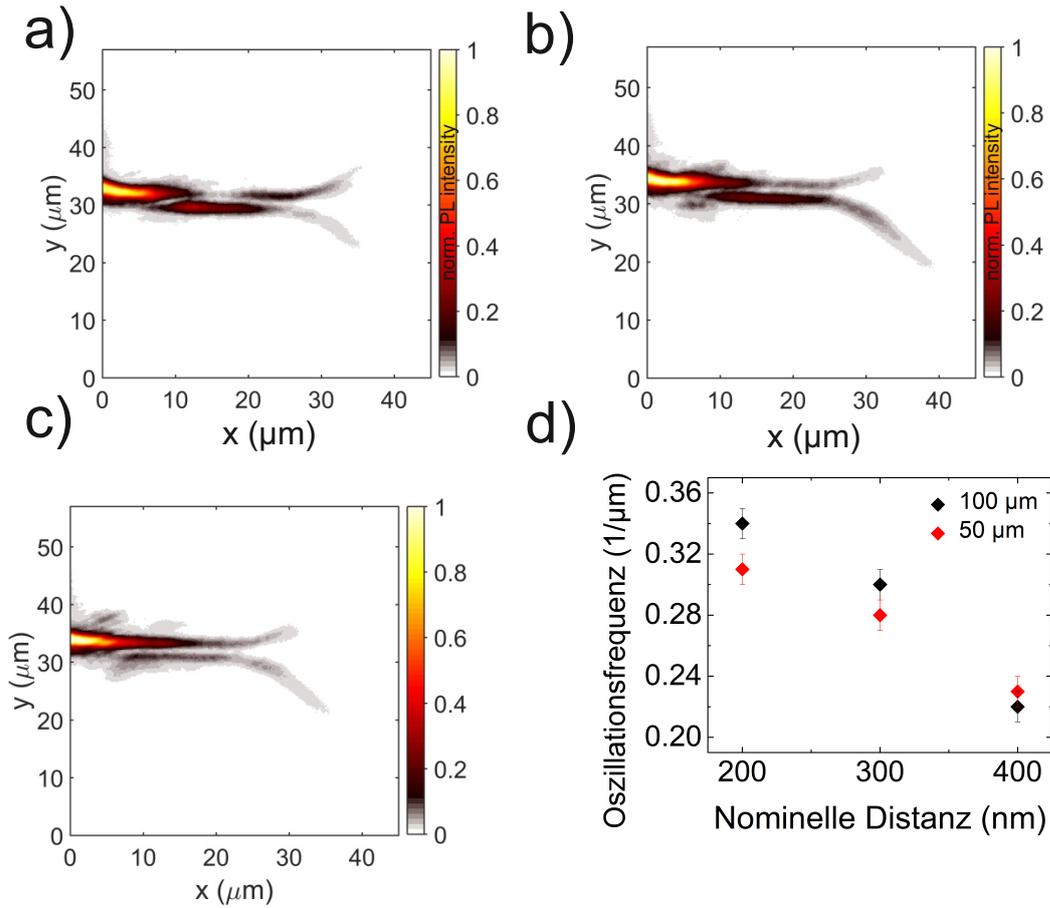


Abbildung 6.3.: a)-c) Realraumbilder von Kopplern (für Distanzen von 300 nm, 400 nm und 500 nm), die eine unterschiedliche Oszillation durch unterschiedliche Kopplung zeigen. Dadurch kann der Ausgangsport für den Polaritonfluss gewählt werden. d) Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz zwischen den Wellenleitern von der lithographisch definierten Distanz zwischen ihnen. Durch die größere Distanz wird die Kopplung verringert.

lationsfrequenz durch die geringere Kopplung ist ersichtlich und die Kanallänge zeigt im Rahmen des Fehlers keine Auswirkungen auf die Oszillationsfrequenz. Dies ermöglicht daher eine gezielte lithographische Steuerung der Josephson-Oszillationen. Es erlaubt weiterhin die Möglichkeit den Polaritonfluss in den gewählten Ausgangsport des Wellenleiterpaars zu lenken. Exemplarisch sieht man dies im Vergleich von Bild a) und Bild b), beim ersteren endet die Oszillation im unteren Wellenleiter, während sie beim Letzteren im oberen endet.

Theoretisch <sup>2</sup> kann diese Kopplung über einen Parameter  $J$  beschrieben werden, welcher zwei eindimensionale Schrödingergleichungen verbindet. Der Schrödinger-

<sup>2</sup>Mein Dank für die Theorie der Wellenleiter und Mikroscheibe gilt Hugo Flayac von der EPFL

## 6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften

gleichungsansatz ist durch die niedrige Dichte der Polaritonen in den Wellenleitern motiviert.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_1(k, t) = E(k)\Psi_1(k, t) - i\kappa\Psi_1(k, t) + J\Psi_2(k, t) + Pe^{-i\omega_0 t}, \quad (6.2)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_2(k, t) = E(k)\Psi_2(k, t) - i\kappa\Psi_2(k, t) + J\Psi_1(k, t). \quad (6.3)$$

hierbei ist  $\kappa = \hbar/\tau$  die Verlustrate und  $P$  die Anregung mit Frequenz  $\omega_0$ . Die Dispersion wird, berechtigt durch die photonische Verstimmung, parabolisch genähert zu  $E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$ . Lösen lässt sich das Gleichungssystem mit dem Ansatz:  $\Psi_{1,2}(x, t) = \Phi_{1,2}(x)e^{-i\omega_0 t}$

$$\Phi_1(k) = -F \frac{E(k) - E_0 - i\kappa}{(E(k) - E_0 - J - i\kappa)(E(k) - E_0 + J - i\kappa)} \quad (6.4)$$

$$\Phi_2(k) = \frac{FJ}{(E(k) + E_0 - J - i\kappa)(E(k) + E_0 + J - i\kappa)} \quad (6.5)$$

mit  $E_0 = \hbar\omega_0$ . Im Realraum lässt sich dies mit einer Fouriertransformation  $\Phi_{1,2}(x) = \int dk \Phi_{1,2}(k)e^{ikx}$  schreiben zu

$$\Phi_1(x) = A_+ e^{-ik_+ |x|} + A_- e^{-ik_- |x|} \quad (6.6)$$

$$\Phi_2(x) = A_+ e^{-ik_+ |x|} - A_- e^{-ik_- |x|} \quad (6.7)$$

hierbei ist  $k_{\pm} = \sqrt{2m(E_0 \pm J + i\kappa)}/\hbar$  und  $A_{\pm} = Fm/\hbar k_{\pm}$ . Über  $I_{1,2}(x) \propto |\Phi_{1,2}(x)|^2$  gelangt man an die Intensitätsverteilung im Realraum, welche die experimentellen Ergebnisse abbilden soll:

$$I_1(x) = A_+^2 + A_-^2 + 2A_+ A_- \cos((k_+ - k_-)x) \quad (6.8)$$

$$I_2(x) = A_+^2 + A_-^2 - 2A_+ A_- \cos((k_+ - k_-)x). \quad (6.9)$$

mit

$$k_{\pm} = \sqrt{2m(E_0 \pm J)} \quad (6.10)$$

Die transversale ( $y$ ) Richtung wird über einen unendlichen Potentialtopf mit der Länge  $L_y$  und dem Ansatz  $\Phi(x, y) = \Phi(x)\Phi(y)$  gelöst zu  $\Phi_n(y) = A_y \sin(n\pi/L_y y)$ . Folgende Parameter wurden für die Simulation verwendet:  $E_0 = 1.5eV$ , Anregungs-

## 6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften

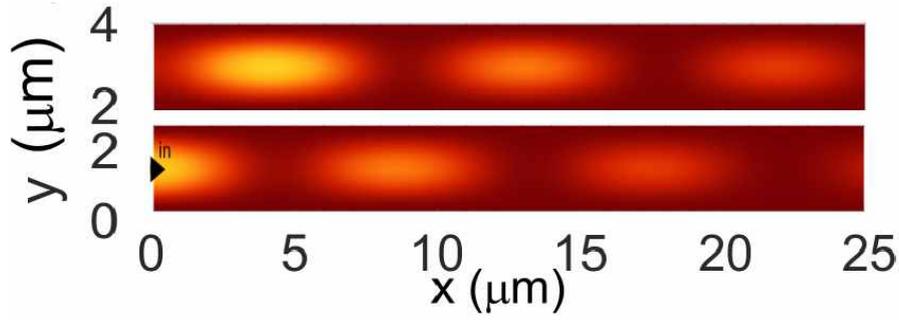


Abbildung 6.4.: Theoretisch nachgebildete Oszillationen zwischen den beiden Wellenleitern, bedingt durch die lithographisch erzeugte Kopplung (Anregung unten durch den Pfeil markiert). Erzeugt wurde dieses Bild über einen Ansatz von zwei gekoppelten Schrödingergleichungen verbunden mit einem Kopplungsparameter  $J$ .

punkt  $x = 0$ ,  $L_x \approx 26.6 \mu\text{m}$ ,  $L_y = 2 \mu\text{m}$   $J = 1\text{meV}$  und  $\tau = 10\text{ps}$ . Das Ergebnis der Modellierung ist in Abbildung 6.4 dargestellt. In dieser sieht man die zwei Wellenleiter und ein oszillierendes Verhalten der Intensität, welches überlagert wird mit einem exponentiellen Abfall der Intensität durch den Zerfallsprozess. Damit können die experimentellen Daten der Josephson-Oszillationen in Abbildung 6.2 über den Parameter  $J$  gut nachgebildet werden.

In den vorliegenden Experimenten kann durch die große photonische Verstimmung das interagierende Regime der Oszillationen nicht erreicht werden (Interaktion bezieht sich in diesem Fall nicht auf die Kopplung zwischen den beiden Wellenleitern, sondern die Interaktion zwischen den Polaritonen). Allgemein unterscheidet man für solche gekoppelten Systeme zwischen Josephson- und Rabiregime [Leg01], wobei bei ersterem die Eigenwechselwirkungen einen Einfluss auf das System haben, was das Polaritonensystem als besonders geeignete Plattform zur Untersuchung solcher Effekte macht. Dies wurde mit Hilfe der Auswirkungen einer Leistungsserie auf den Fluss untersucht. Würde die Interaktion (also die Energieverschiebung des Niveaus) ausreichen um die Kopplung zwischen den Wellenleitern zu überwinden (Interaktion  $> J$ ), so könnte hier ein Falleneffekt beobachtet werden, bei dem der Fluss ab einer gewissen Leistung nur durch den Anregungskanal fließt. Ein Effekt der für Polaritonen in nulldimensionalen Fallen nachgewiesen wurde [Abb13]. Dies konnte aber in den vorliegenden Strukturen nicht gefunden werden, was einen zukünftigen Fokus auf Materialsysteme mit stärkeren Wechselwirkungen legen könnte.

## 6.2. Ein Mikroscheibenpotential gekoppelt an zwei Wellenleiter

In diesem Abschnitt wechselt die Thematik von gekoppelten eindimensionalen Strukturen zur Kopplung von Strukturen verschiedener Dimensionalität. Es wird eine Mikroscheibenstruktur behandelt, welche eindimensionale mit nulldimensionalen Systemen verbindet. Hierbei ist die Dimensionalität durch die Veränderung der energetischen Niveaus der photonischen Mode der Struktur definiert. Diese werden durch den Einschluss diskretisiert. Die relevanten Eigenschaften der beobachteten polaritonischen Resonanztunnelndiodenfunktion können insbesondere über die Modenaufspaltung im linearen Regime erklärt werden. Die wesentlichen Ergebnisse dieses Kapitels werden zur Veröffentlichung vorbereitet.

Abbildung 6.5 a) zeigt dafür die Moden der Mikroscheibe (10  $\mu\text{m}$  Durchmesser) und b) die Moden des Wellenleiters (2  $\mu\text{m}$  Durchmesser) unter nichtresonanter optischer Anregung bei niedrigen Polaritondichten. In a) ersichtlich ist die Diskretisierung hervorgerufen durch das photonische Einschlusspotential (0.3 meV Aufspaltung der ersten Mode). Die Asymmetrie des Einschlusspotentials durch die beiden angrenzenden Wellenleiter erzeugt ein komplexeres Modenspektrum durch unterschiedliche Randbedingungen entlang der beiden orthogonalen Achsen (Ellipse). Die Moden in b) zeigen im Grundzustand eine kontinuierliche Parabel (entlang des Wellenleiters). Durch den großen photonischen Einschluss des Wellenleiters mit nomineller Breite von 2  $\mu\text{m}$  existiert noch ein zweites Band energetisch etwa 6 meV getrennt, die erste angeregte Mode der Struktur. Die theoretische Anpassung der beiden Moden ergibt einen energetischen Abstand der ersten angeregten Mode, welcher mit Fabrikationsungenauigkeiten erklärt werden kann. In diesem Abschnitt wird es um die Kopplung dieser beiden Strukturarten im Kondensatsregime gehen. Dies wird untersucht in einer Parametervariation des Durchmessers von 10, 20 und 40  $\mu\text{m}$  für die Mikroscheibe und 2 und 4  $\mu\text{m}$  für die Wellenleiter. Beim Übergang des Kondensatsflusses zwischen den Strukturen müssen die energetischen Niveaus übereinstimmen, hiervon kann sich die Funktion einer Resonanztunnelbarriere ableiten. Anhand der beiden beispielhaften Spektren kann man sehen, dass über die genaue Größe des Einschlusspotentials bestimmte Moden selektiert werden können. Wird beispielsweise der Wellenleiter von 2  $\mu\text{m}$  auf 4  $\mu\text{m}$  Breite erhöht, passen zwei anstatt nur

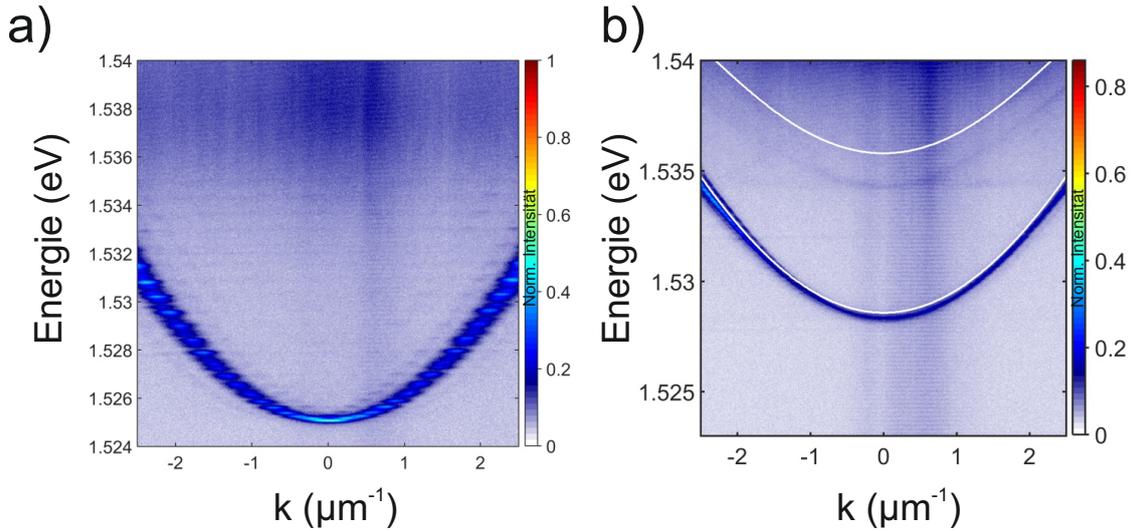


Abbildung 6.5.: a) Lineares Spektrum einer Mikroscheibe. b) Lineares Spektrum eines Wellenleiters. Die unterschiedlichen Dimensionalitäten des photonischen Einschlusses erzeugen verschiedene Spektren, welche schlussendlich die erlaubten Energien für propagierende Moden im Kondensatsregime festlegen. In b) kann weiterhin eine theoretische Anpassung des Wellenleiters mit Grundmode und erster angeregter Mode als weiße Linie gesehen werden. Die Ungenauigkeit der Anpassung in Bezug auf die Modenposition der ersten angeregten Mode kann mit Fabrikationsungenauigkeiten erklärt werden.

eine Mode in die Modenstruktur der Mikroscheibe.

Abbildung 6.6 a) zeigt ein Realraumbild einer solchen Struktur (40  $\mu\text{m}$  Mikroscheibendurchmesser, 4  $\mu\text{m}$  Wellenleiterdurchmesser und 100  $\mu\text{m}$  Wellenleiterlänge) angeregt im Kondensatsregime (1.3 mW, 2  $P_{th}$ ). Das Bild ist über eine Tomographie-Technik Energie-aufgelöst ( $1.5316 \text{ eV} \pm 0.0001 \text{ eV}$ ), um die modensensitiven Effekte deutlicher herauszuarbeiten. Der Anregungspunkt ist bei größter Intensität im oberen Wellenleiter, im Kondensatsregime beginnt das Kondensat entlang des Wellenleiters zu propagieren und fließt in die Mikroscheibenstruktur. Durch den exponentiellen Abfall der Intensität war ein Filter für die Intensität (10x) nötig, um alle Bereiche miteinander zu vergleichen. In der Mikroscheibe dreht sich die Propagationsrichtung des Kondensats und es tritt in den gegenüberliegenden Wellenleiter ein. Dort wird ein Oszillationsmuster beobachtet, das einer Modenschwebung aus zwei Moden entspricht. Diese Modenstruktur stammt aus der Propagationsbedingung von der Mikroscheibe in den Wellenleiter, bei der zwei Moden selektiert werden.

Der Übergang von Moden zwischen Strukturen verschiedener Dimensionalität wurde in Referenz [Win17] bereits in einer anderen Konfiguration untersucht. Die

## 6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften

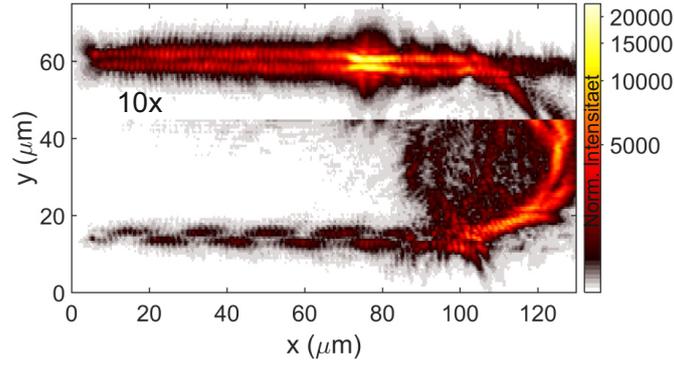


Abbildung 6.6.: Energie-aufgelöstes Realraumbild der Propagation durch die Mikroscheibe. Das Kondensat propagiert durch den Wellenleiter der Anregung in den Bereich der Mikroscheibe, in der die Flussrichtung gedreht wird wodurch das Kondensat schlussendlich in den gegenüberliegenden Wellenleiter geleitet wird. Weiterhin kann im Ausgangswellenleiter eine Modenschwebung beobachtet werden.

Theorie zur Beschreibung von Kondensaten, in durch photonischen Einschluss erzeugten Modenstrukturen, beschreibt das System im Rahmen einer Ginzburg-Landau-Gleichung. In einem vorherigen Kapitel wurde in Bezug auf ein ähnliches Modell von einer Gross-Pitaevskii Gleichung geschrieben [Wou07]. Diese beiden Ansätze sind in der Behandlung von Polariton-Kondensaten letztendlich äquivalent und die Namensgebung hängt vom praktizierenden Theoretiker ab.

$$(i - \eta)\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} \Psi + U(x)\Psi + \alpha |\Psi|^2 \Psi + \frac{i\hbar}{2} (P - \gamma - \Gamma |\Psi|^2) \Psi. \quad (6.11)$$

$U(x)$  ist hierbei das photonische Potential der Struktur. Die Parameter der Simulation [Win17] sind  $\alpha = 10^{-3} \text{meV}\mu\text{m}$  als Polariton-Streurate,  $\gamma = 5 * 10^{-2} \text{ps}^{-1}$  und die Relaxationstrate  $\eta = 10^{-2} \gamma$ . Die nicht-resonante Anregung wird mit einem Gauss-Profil modelliert  $P(x) = 50\gamma e^{-\frac{(x-x_0)^2}{dx^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{dy^2}}$  mit  $\Gamma = 0.1\gamma$  und  $\eta=10^{-2}\gamma$ . Damit kann dieser Ansatz für eine ganze Reihe von Systemen über die genaue Gestalt von  $U(x)$  angewandt werden, unter anderem hier für ein Potential gegeben von zwei Wellenleitern gekoppelt an eine Mikroscheibe. Das Resultat der Simulation sieht man in Abbildung 6.7. Die Simulation bildet die experimentellen Ergebnisse der Mikroresonatorstruktur gut nach und kann auch den Effekt der Schwebung reproduzieren. Dieser Effekt alleine lässt sich auch schlicht beschreiben durch zwei Moden im Real-

## 6. Polaritonfluss in lithographisch definierten Energielandschaften

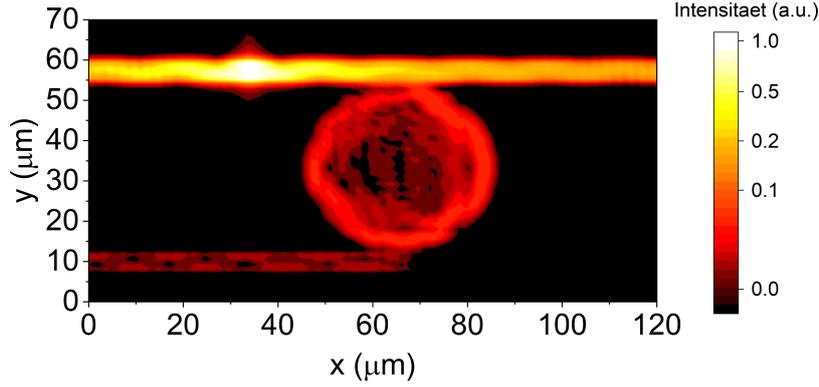


Abbildung 6.7.: Simulation der Mikroschreibenstruktur (Parameter Mikroscheibendurchmesser  $40\mu\text{m}$ , Wellenleiterbreite  $4\mu\text{m}$  und Wellenleiterlänge  $100\mu\text{m}$ ) mit einem Ginzburg-Landau Ansatz. Die experimentell beobachteten Effekte einer gezielten Leitung des Polaritonflusses in den anderen Arm, sowie die Umdrehung der Propagationsrichtung in Kombination mit der Modenschwebung können somit theoretisch nachvollzogen werden.

raum mit unterschiedlicher Oszillationsfrequenz und einer Phasenverschiebung

$$u_1 = A_1 \sin\left(\frac{m_1 \pi y}{L_y}\right) e^{ek_1 x} \quad u_2 = A_2 \sin\left(\frac{m_2 \pi y}{L_y}\right) e^{ek_2 x}. \quad (6.12)$$

Bei einer  $2\mu\text{m}$  Wellenleiterstruktur ist die Energiedifferenz der Grundmode und angeregten Mode zu groß, als dass derselbe Effekt der Modenschwebung wie bei einer  $4\mu\text{m}$  Breite beobachtet werden kann (siehe auch Abbildung 6.5). Nach der Variation des Wellenleiterdurchmessers, wird eine Veränderung des Mikroscheibendurchmessers untersucht.

Neben der gezeigten Beobachtung des besonderen Modenbildes erlaubt die untersuchte Struktur auch die Funktionalität einer photonischen Resonanztunneldiode. Diese zeigt sich durch resonante Transmission des Polariton-Kondensats zwischen den beiden Arealen verschiedener Energieniveaus. Durch Verkleinerung der Mikroscheibe kann die durchgelassene Mode ausgewählt bzw. gefiltert werden. Zu sehen ist dies in Abbildung 6.8 mit einem Transmissionsspektrum im Kondensatsregime am Ausgangspunkt der Mikroscheibe, selektiert durch einen Realraumfilter und für zwei verschiedene Durchmesser. Im Fall der größeren Mikroscheibe, ergibt sich ein fast kontinuierliches Spektrum mit Diskretisierung in der Größenordnung der Linibreite. Die kleinere Mikroscheibe hingegen bildet eine stärker diskretisierte Modenstruktur aus, bei dem es Bereiche von sehr geringer Transmission gibt.

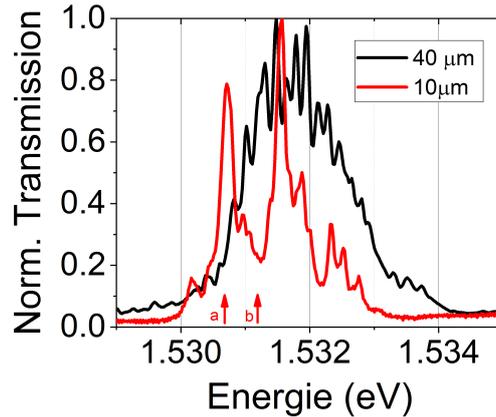


Abbildung 6.8.: Transmissionsspektrum von zwei Mikroscheiben unterschiedlicher Durchmesser. Über den verschiedenen photonischen Einschluss der Mikroscheiben wird ein unterschiedlich diskretisiertes Spektrum erzeugt. Dies äußert sich auch im Kondensatsregime, in der Besetzung nur dieser Moden und erzeugt damit schlussendlich einen polaritonischen Filter über die Verbindung von ein- mit nulldimensionalen Strukturen.

Vergleicht man nun diese verschiedenen Emissionsbereiche über ein Energieaufgelöstes Realraumbild des Ausgangswellenleiters zeigt sich der Effekt des Modenfilters. Dies geschieht alles im Vergleich zur größeren Mikroscheibe, bei der eine fast kontinuierliche Besetzung der Moden beobachtet wurde. Abbildung 6.9 a) selektiert die Energie a aus Abbildung 6.8 und Abbildung 6.9 b) die Energie b. a korrespondiert zu einer besetzten Mode und b zu einem Bereich geringer Besetzung bei dem gewählten Mikroscheibendurchmesser. Bei ersterem zeigt sich klare Propagation in den Wellenleiter, während bei letzterer deutlich weniger Propagation festzustellen ist. Damit erlaubt der stärkere photonische Einschluss der Mikroscheibe über eine Resonanzbedingung mit dem Wellenleiter einen Filtereffekt der einer polaritonischen Resonanztunnelndiode gleicht.

Im vorangegangenen Kapitel wurden zwei neue Arten gezeigt Polariton-Kondensate entlang eindimensionaler Kanäle zu leiten. Offene Fragen betreffen ein anwendungsorientierter Vergleich von solchen Prototypen mit anderen Systemen. Weiterhin steht die Realisation von Polariton-Kondensats-Wellenleitern bei Raumtemperatur und makroskopischer Propagationsdistanz aus. Bezüglich der Josephson-Oszillationen gibt es theoretische Simulationen, welche einen Vortextzustand zwischen den gekoppelten Wellenleitern vorhersagen, was genauer zu erforschen ist.

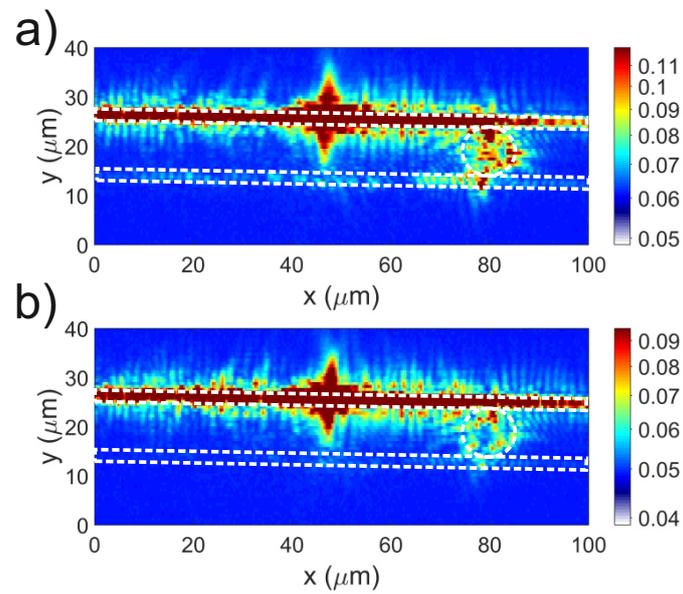


Abbildung 6.9.: a) Realraumbild energetisch gefiltert für ein durch die Mikroscheibe erlaubtes Energieniveau mit Propagation in den Wellenleiter, b) nicht erlaubter Zustand ohne Propagation. Damit kann eine polaritonische Resonanztunnelodiode realisiert werden. Die gestrichelte weiße Linie zeigt einen Sketch des Umrisses der Struktur.

# 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

In diesem Kapitel kommen wir von den optisch angeregten eindimensionalen Strukturen zu nulldimensionalen zurück. Hier wird es allerdings um nicht mehr nur durch einfache Bildgebung zu erfassende Effekte gehen, sondern um die zeitliche Kohärenz zweiter Ordnung in der Intensität der Emission ( $g^2(\tau = 0)$ ) von Polariton-Kondensaten. Für die Messung dieser wird der Hanbury Brown-Twiss Aufbau benötigt. Das Ziel ist es, den Einfluss der Stärke des photonischen Potentials, erzeugt durch die lithographisch definierten Mikrotürmchen, auf die Ausbildung des kohärenten Laserzustands herauszuarbeiten. Zu Beginn des Kapitels wird in Abschnitt 7.1 die Photolumineszenz-Charakterisierung des Kondensationsvorgangs der Systeme präsentiert. Abschnitt 7.2 behandelt die Kohärenzmessungen in denen sich zeigt, dass die Kohärenzeigenschaften von Polariton-Kondensaten in stärker photonisch eingeschlossenen Systemen besser werden. Die wesentlichen Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [Kla18a] publiziert. Der verwendete Probenaufbau ist beschrieben in Abschnitt 3.1.

## 7.1. Charakterisierung der Mikrotürmchen in starker Kopplung

Dieser Abschnitt behandelt die Grundcharakterisierung der untersuchten Mikrotürmchen und der planaren Probe. Hierbei steht der Beweis der starken Kopplung des Systems und der Polariton-Kondensation unter den verschiedenen Anregungsleistungen im Vordergrund. Die planare Probe wurde mit einem über das Linsensystem in der Anregung aufgeweiteten Gaussprofil mit einer Halbwertsbreite von 40  $\mu\text{m}$  angeregt, bei einer Wellenlänge von 745 nm mit 1.5 ps Pulsen. Diese besonders

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

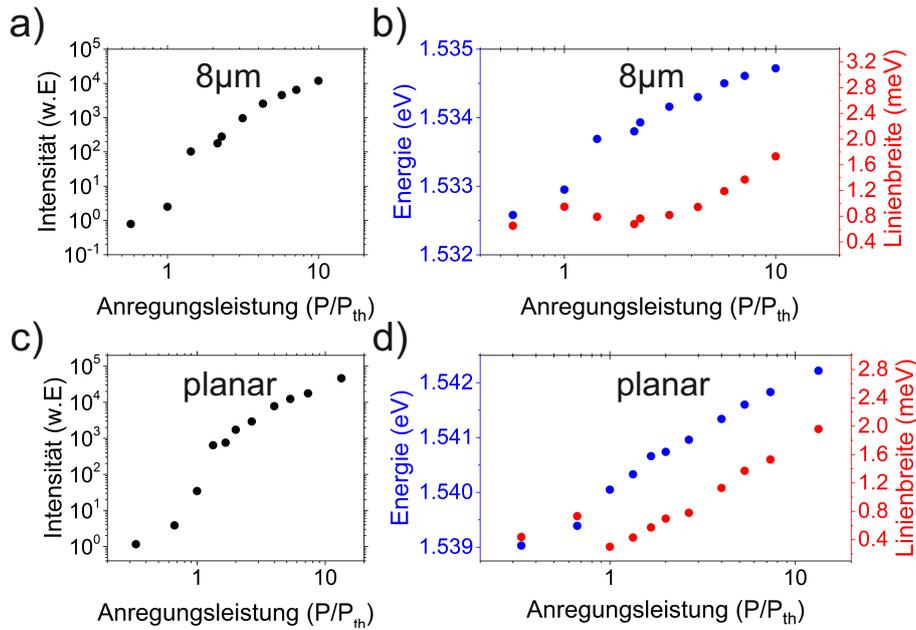


Abbildung 7.1.: a)-d) Eingangs-Ausgangskennlinie von einem 8  $\mu\text{m}$  Mikrotürmchen und der planaren Probe, extrahiert aus einer Lorentz-Anpassung der integrierten Grundzustandsmode betrachteten Systeme. Die Polaron-Kondensation ist ersichtlich aus der Nichtlinearität in der Intensität, dem Zusammenfall der Linienbreite und der Blauverschiebung nach der Schwelle.

homogenen Anregungsbedingungen (für das in der Mitte eingeschlossene Polaron-Kondensat ein zylinderartiges Potential) verbessern die Kondensation im Grundzustand des Polaritonsystems. Bei Strahldurchmessern geringer als das Mikrotürmchen werden durch Repulsionseffekte häufig höhere Moden bei finitem  $k$  besetzt (selbst in einem Mikrotürmchen [Baj08, Fer11]) und insbesondere mono-modige Kondensation ist schwer zu beobachten. Die Besetzung verschiedener Moden verschlechtert die Kohärenzeigenschaften des Emitters. Weiterhin wurde eine Lochblende in Kombination mit einer Linse verwendet, um dem Strahl außen abzuschneiden, im Fall der planaren Struktur. Die pulsierte Anregung wird mit einem Verhältnis von 1:12 mechanisch über ein rotierendes Blatt selektiert um ein Aufheizen der Probe zu minimieren.

Abbildung 7.1 a)-d) präsentiert die Emissionscharakteristik mit ansteigender Anregungsleistung für (beispielhaft) ein Mikrotürmchen mit einem Radius von 8  $\mu\text{m}$  und die planare Probe. Im Vergleich zu vorherigen Kapiteln zeigen sich einige Unterschiede, nicht nur weil hier optisch angeregt wird, sondern auch weil gepulste Anregung im Vergleich zu kontinuierlicher Anregung eine zusätzliche Dynamik im

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

System induziert, über welche bei herkömmlichen CCD Messungen gemittelt wird. Dies zeigt sich insbesondere durch den Anstieg der Linienbreiten nach der Kondensationsschwelle. In allen Systemen zeigt sich der für Polariton-Kondensate charakteristische Einfall der Linienbreite, die Verschiebung der Emissionswellenlängen zu höheren Energien nach der Kondensationsschwelle und den nichtlinearen, s-förmigen Anstieg der integrierten Emissionsintensität. Hierbei steht der Einbruch der Linienbreite mit einer Ausbildung von zeitlicher Kohärenz in Zusammenhang über das Wiener Khinchin Theorem [Wie64]. Die Verschiebung der Energie ist ein Hinweis auf die Wechselwirkungen des Kondensats mit sich selbst, den linearen Polaritonen und dem Exzitonreservoir [Ciu98]. Hierbei wird in verschiedenen Modellen davon ausgegangen, dass oberhalb der Schwelle Polariton-Polariton Wechselwirkung dominiert, während unterhalb der Schwelle das Reservoir für die Verschiebung zu höheren Energien verantwortlich ist [Fer11]. Der logarithmische Energieverlauf ist ein in der Literatur schon beobachtetes Phänomen [Rou10], welches auf Abschirmungseffekte mit zunehmender Kondensatdichte hinweist, über welche die Coulomb Wechselwirkung abnimmt und schließlich sättigt. Der s-förmige Intensitätsverlauf ist ein aus klassischen Lasersystemen bekannter Verlauf, der hier auf den Kondensationsvorgang und nicht auf Inversion zurückgeführt wird. Hierbei markiert  $P_{thr}$  den Beginn der Nichtlinearität, in der integrierten Intensität der Grundmode. Die Nichtlinearität umfasst dabei 3 Größenordnungen in der Intensität und nach der Schwelle gibt es eine Blauverschiebung von bis zu 2 meV bei den untersuchten Systemen.

Abbildung 7.2 zeigt korrespondierend zu der Anregungsleistungsserie winkelaufgelöste Spektren bei hoher und niedriger Anregungsleistung in Bezug auf die Kondensationsschwelle der verschiedenen Systeme. In c) ist hierbei deutlich die kontinuierliche parabelartige Dispersion der photonisch verstimmtten planaren Probe zu sehen, in starkem Kontrast zu der diskretisierten Dispersion des Mikrotürmchens.

Über eine Berechnung der Modenabstände kann der tatsächliche Mikrotürmchendurchmesser ermittelt werden, da dieser durch Ungenauigkeiten in den Ätzprozessen abweichen kann, welches exemplarisch im nächsten Kapitel bei einem Mikrotürmchen durchgeführt wird [Gut98].

Das Lumineszenzband des linearen Regimes über dem unteren Polaritonzweig ist ein Resultat des Ätzens des aktiven Mediums [Sch17].

Die Verstimmung des 8  $\mu\text{m}$  Mikrotürmchen bestimmt sich bei 5 K zu -8 meV. Die

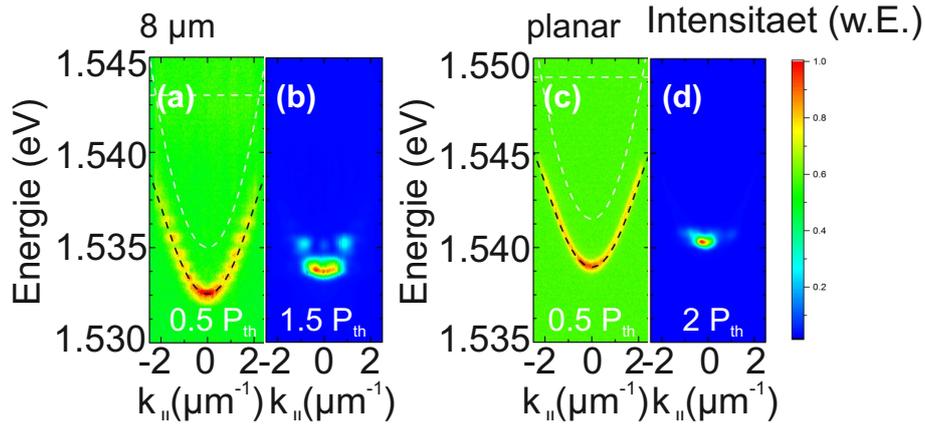


Abbildung 7.2.: a) bis d) zeigen jeweils ein Paar an winkelaufgelösten Spektren für ein  $8\ \mu\text{m}$  Mikrotürmchen und die planare Probe. Das erste Bild zeigt hierbei die Dispersion im linearen Bereich unter der Schwelle, bei der die gesamte Modenstruktur sichtbar ist. Das zweite Bild zeigt den makroskopisch besetzten Grundzustand bei einer Anregungsleistung über der Kondensationsschwelle. Die planare Probe zeigt ein kontinuierliches Spektrum, während die Moden im Mikrotürmchen diskretisiert werden. Bei dem  $8\ \mu\text{m}$  Mikrotürmchen ist ebenfalls die erste Mode besetzt. Das Oszillatormodell zeigt in gestrichelt weiß Exziton und Photonmode und in schwarz die untere Polaritonmode.

planare Probe hat eine Verstimmung von  $-7.8\ \text{meV}$ .

Die Mikrotürmchen mit höherem Durchmesser zeigen analoges Verhalten in der Eingangs-Ausgangskennlinie. Damit ist die optische Polariton Kondensation in den betrachteten Systemen nachgewiesen.

## 7.2. Autokorrelationsmessungen an eingeschlossenen Kondensaten

In diesem Abschnitt werden die Autokorrelationsmessungen an den Kondensaten in verschiedenen photonischen Einschlusspotentialen vorgestellt.

Lichtquellen können anhand ihrer Kohärenzeigenschaften charakterisiert werden, diese messen das Rauschen in einer Lichtquelle [Kav17]. Die Kohärenz erster Ordnung ist die Korrelation von Feldern bzw. Amplituden und die Kohärenz zweiter Ordnung ist die Kohärenz von Intensitäten. Diese Klassifikation wurde zuerst von Glauber insofern als wichtig dargestellt, als dass die höheren Ordnungen quantenmechanische Effekte beinhalten und nicht-klassische Lichtquellen identifizieren können [Gla63, Gla06]. In dieser Arbeit wird es um die Intensitätskorrelationseigenschaf-

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

ten von Polariton-Kondensaten gehen. Allgemein Kohärenz (sowohl zeitlich als auch räumlich) von Polaritonkondensaten ist in der Literatur in Experiment und Theorie intensiv erforscht worden [Rou11, Hau12, Den07, Spa12, Lov08, Den06, Den02], da einer der Hauptmerkmale des Systems eine Laser-artige Emission ist, ohne dafür eine Inversionsbedingung erfüllen zu müssen. Ein Laser zeichnet sich durch seine guten Kohärenzeigenschaften aus, das heißt eine schmale Linienbreite, bzw hohe Kohärenz erster Ordnung (in Ort und Zeit) und eine Intensitätskorrelation zweiter Ordnung von Eins. Die klassische Definition der Autokorrelation zweiter Ordnung ist

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t+\tau)I(t) \rangle}{\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle}, \quad (7.1)$$

mit  $t$  und  $\tau$  dem Korrelationszeitpunkt und der Verzögerung. Polariton-Kondensate interagieren über ihren Materieanteil mit ihrer Umgebung, diese Interaktionen sind Prozesse, welche zu Energiefluktuationen führen und die Kohärenz im System zerstören können [Whi09, Por03].

In der Literatur wird darauf verwiesen, dass Polaritonemission einen  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert größer als 1 auch weit über der Schwelle zeigt [Den03]. Hierbei wurde sowohl ein langsamer Abfall, ein erneuter Anstieg, als auch ein Plateau beobachtet [Lov08, Kas08, Hor10]. Als Gründe für dieses Verhalten werden die erwähnten Teilchenfluktuation durch Streuprozesse, sowie Modenkonkurrenz angeführt. Modenkonkurrenz entsteht wenn verschiedene photonische Moden die Verstärkung des Mediums beanspruchen. Die Kohärenz zweiter Ordnung wurde auch zeitaufgelöst gemessen [Adi15].

Als Hypothese für dieses Experiment war angedacht, dass der positive Einfluss auf die Kondensationseigenschaften durch photonischen Einfluss insofern gegeben ist, als die Energiedifferenz zwischen Grundmode und den höheren Moden durch einen tieferen Potentialtopf steigt. Diese Energiedifferenz unterdrückt Streuprozesse aus dem Polariton-Kondensat, welche die Kohärenz negativ beeinflussen. Der Energieabstand schützt also vor dem Umgebungsrauschen. Schon vorher wurde photonischer Einschluss zur Verbesserung der Kondensationseigenschaften des Polaritonsystems verwendet [Das02, Baj07, Kle15]. Außerdem wurde bereits mit einer CdTe Probe mit großer photonischer Variation in der Potentiallandschaft, hervorgerufen durch Defekte mit bis zu 2 meV Tiefe [Kri09], ein  $g^{(2)}(0)$  Wert von 1.1 erreicht [Lov08]. Durch

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

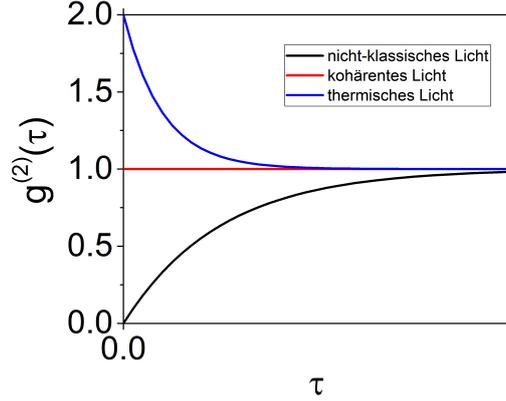


Abbildung 7.3.:  $g^{(2)}(\tau)$  als Funktion der Verzögerung in willkürlichen Einheiten für eine lorentzförmige Mode in verschiedenen Emissionsregimes. Thermisches Licht hat bei keiner Verzögerung einen Wert von 2, kohärentes Licht 1 und eine Einzelphotonenquelle 0, welche für große  $\tau$  zu 1 abfallen; keiner Korrelation.

die Defekte wird für das Polariton-Kondensat eine natürliche Falle gebildet, welche es einsperrt.

Für die Charakterisierung wird ein Standard Hanbury Brown-Twiss Setup verwendet. Dieses funktioniert mit zwei Lawinenphotodioden, welche Einzelphoton aufgelöst, Koinzidenzen messen. Für thermisches Licht, beispielsweise einer Glühlampe wird nun ein  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert von 2 gemessen, das sogenannte bunching. Laserlicht hat einen  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert von 1 und Einzelphotonenquellen einen  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert von 0. Damit können verschiedene Emissionsregimes über ihren Autokorrelationswert klassifiziert werden. Abbildung 7.3 zeigt ein gängiges Schema der verschiedenen reinen Emissionsregime von Licht für  $g^{(2)}(\tau)$ . In dieser Arbeit wird also der Bereich zwischen thermischen und kohärenten Zuständen untersucht.

Das Signal des Polariton-Kondensats wird durch den Monochromator mit einer nominellen Energieauflösung von 0.2 meV in die Lawinenphotodioden geleitet. Wegen der Energieverschiebung mit ansteigender Anregungsleistung wurde darauf geachtet, dass bei jeder Anregungsleistung um den Grundzustand Lumineszenz eingesammelt wird, das heißt das Gitter des Monochromators wurde mit der Anregungsleistung verschoben.

Die Ergebnisse der Studie des Einflusses des photonischen Einschlusses auf die Autokorrelation von Polariton-Kondensaten sind in Abbildung 7.4 a) zu sehen. Diese zeigt hierbei exemplarisch eine Messung der Autokorrelation zum Vergleich zwi-

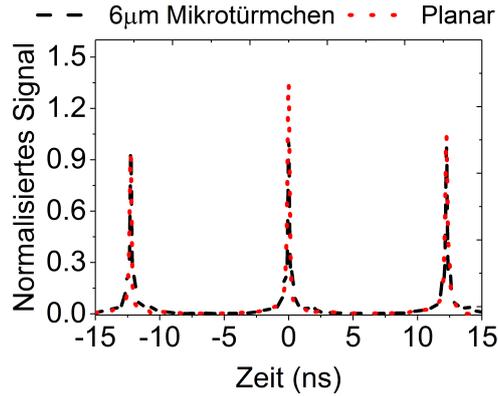


Abbildung 7.4.: Beispielhaftes Messergebnis des Hanbury Brown-Twiss Interferometers für ein Mikrotürmchen und eine planare Probe. Deutlich zu sehen ist bei normiertem Signal ein Höhenunterschied zwischen den zentralen Peaks beider Messungen bei  $\tau = 0$ . Dies schlägt sich in einem unterschiedlichen  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert nieder und signalisiert damit verschiedene Emissionscharakteristiken der beiden Polariton-Kondensate trotz ähnlicher relativer Anregungsintensität.

schen Mikrotürmchen und planarer Probe bei gleicher relativer Anregungsleistung zur Schwelle ( $7 P_{thr}$ ). Der zentrale Peak wird hierbei Autokorrelationspeak genannt, der die erhöhte Wahrscheinlichkeit für Autokorrelationsereignisse erfasst. Diese erhöhte Wahrscheinlichkeit bedeutet eine nicht vollständig kohärente Emission. Die Nebenpeaks dienen der Normalisierung der Messung. Durch Summierung der Ereignisse in den jeweiligen Peaks kann der  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert extrahiert werden, indem der Durchschnitt des auf-integrierten Signals dieser Nebenpeaks (bei  $\tau \neq 0$  mit einem Abstand gegeben durch die Pulsfrequenz von 12 ns) durch das Hauptsignal bei  $\tau = 0$  geteilt wird

Deutlich sieht man hierbei die Höhenunterschiede zwischen den beiden Messwerten. Die Signatur des in einem 6 Mikrometer Türmchen eingeschlossenen Kondensats befinden sich etwa auf der Höhe der Nebenpeaks, was einem traditionellen Laser mit einem  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert von nahe 1 entspricht. Die planare Probe zeigt eine deutliche Erhöhung und damit einen erhöhten  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert von etwa 1.4, was auf verbleibende thermische Emissionscharakteristiken oder verschiedene Moden im Laserregime hinweist.

Abbildung 7.5 zeigt nun die gesamten auf diese Weise extrahierten Autokorrelationswerte für eine planare Probe und Türmchen mit Durchmessern von 6 bis 12  $\mu\text{m}$ . Der Übergang zwischen thermischem und kohärentem Emissionsregime wird

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

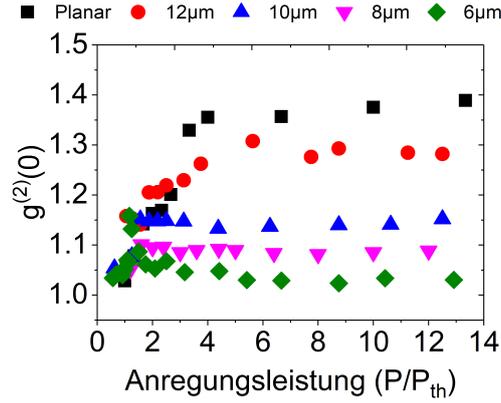


Abbildung 7.5.: Aus den Autokorrelationsmessungen extrahierte  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Werte gegen zur Schwelle normierte Anregungsleistung für Systeme mit unterschiedlichem photonischem Einschluss. Alle Systeme enden in einem Plateau für hohe Anregungsleistungen. Das planare System (schwarz) zeigt hierbei die höchsten Autokorrelationswerte, was der höchsten Abweichung von einem kohärenten Zustand entspricht. Die Mikrotürmchen zwischen 6 und 12  $\mu\text{m}$  Durchmesser (grün, pink, blau rot) zeigen ansteigende Autokorrelationswerte.

zunehmend durch den Anstieg des  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Werts zu Beginn ausgedrückt. Unterhalb der Schwelle wird mit diesem Versuchsaufbau ein  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert von 1 gemessen, da die Kohärenzzeit der Polaritondiode (wenige ps) nicht ausreicht um die eigentlich für thermische Emission vorgesehenen  $g^{(2)}(0) = 2$  aufzulösen [Wie09] durch die Benutzung von Lawinenphotodioden mit einer nominellen Auflösung von 40 ps. Das Problem von Systemen mit noch besserer Auflösung ist die geringere Detektionseffizienz, welche die Charakterisierung von Lichtquellen auf mikroskopischer Ebene bedeutend schwieriger macht. Durch den Anstieg der Kohärenzzeit im Polaritonsystem durch Kondensationsbildung ist es dann möglich nach der Schwelle den tatsächlichen  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert zu messen. Die Autokorrelation der Systeme steigt an, bis auf ein Plateau was über mindestens 10 Schwellwerte der Anregungsleistung konstant bleibt. Nur das kleinste Türmchen zeigt davon ein abweichendes Verhalten indem es nach dem Anstieg der Kondensationsschwelle abfällt und einen vollständig kohärenten Zustand bildet.

Es kann angenommen werden, dass das gemessene Plateau des  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Werts in Mikrotürmchen über 6  $\mu\text{m}$  Größe durch den Modenwettbewerb hervorgerufen wird. Abbildung 7.6 zeigt bei vergleichbarer relativer Anregungsleistung die winkelaufgelöste Modenbesetzung von 6 und 8  $\mu\text{m}$ . Es ist ersichtlich, dass die multi-modale

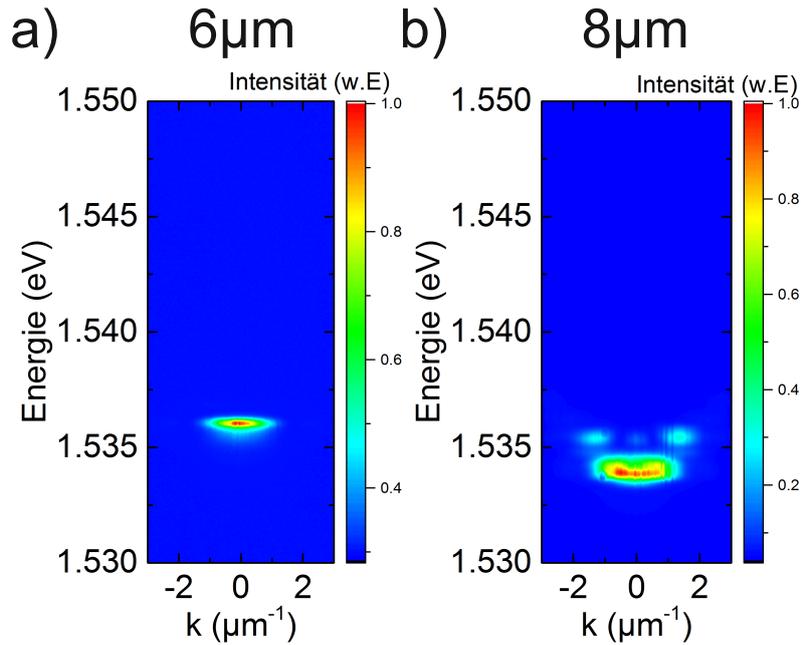


Abbildung 7.6.: a) und b) Multimodale Emissionsstruktur der betrachteten Proben im Kondensationsregime bei vergleichbarer relativer Anregungsleistung ( $3 P_{th}$ ). Während der kleinste Türmchen nur von einer Mode emittiert, zeigen andere größere Türmchen über der Kondensationschwelle ab einer gewissen Anregungsleistung Besetzung in mehreren Moden.

Struktur mit größerem Durchmesser zunimmt. Diese Effekte treten insbesondere durch die gepulste Anregung auf, welche bei jedem Puls eine eigene Dynamik erzeugt und nie in eine Gleichgewichtssituation kommt.

Abbildung 7.7 untersucht experimentell die Autokorrelationsunterschiede durch erhöhte Temperatur, exemplarisch an dem schon vorgestellten 6 Mikrometer Mikrotürmchen. Die Temperaturfluktuationen verschlechtern die Kohärenzeigenschaften merklich, indem auch das qualitative Verhalten vom beobachteten Abfall Richtung eins bei 5 K zu einem Anstieg auf ein Plateau bei 40 K gewichen ist.

Es gibt verschiedene theoretische Ansätze zur Berechnung und Simulation von Autokorrelation in Polaritonkondensaten, welche versuchen die Dephasierungseffekte die das Kondensat beeinflussen mit einzubeziehen [Sav13, Hau12, Wou09, Doa08].

Hier wird der in Referenz [Fla15] entwickelte Ansatz <sup>1</sup> basierend auf der Monte-Carlo-Jump Methode benutzt, um das beobachtete unterschiedliche Verhalten in verschieden stark eingeschlossenen Kondensaten zu erklären. Die mathematischen

<sup>1</sup>Die hier vorgestellte Theorie wurde von Hugo Flayac von der Universität Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne entwickelt und angewandt.

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

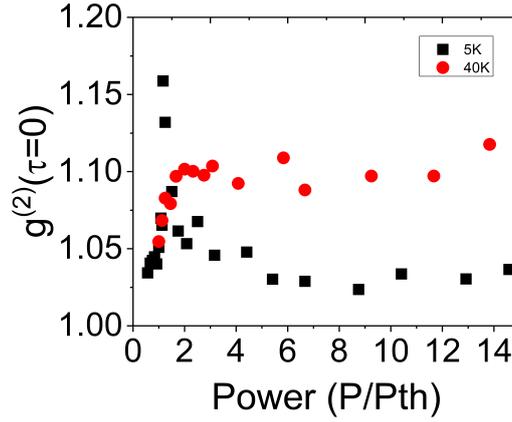


Abbildung 7.7.: Temperaturabhängigkeit der  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Funktion in Abhängigkeit der Anregungsleistung. Eine deutliche Erhöhung und damit Verschlechterung der Kohärenz ist bei dem Vergleich zwischen 40 K und 5K festzustellen, was durch höhere, thermisch induzierte, Fluktuationen im System bedingt ist.

Details sind im Anhang [A.1](#) wiedergegeben.

Der Schlüssel zur Erklärung der experimentellen Daten ist in den verschiedenen Streuwahrscheinlichkeiten (in Abhängigkeit des Mikrotürmchendurchmessers) und damit den Relaxationseffizienzen der verschiedenen Mikrotürmchen zu finden, sobald auch theoretisch die multimodale Emissionsstruktur berücksichtigt wird. Diese wurden berechnet nach [Pie96]. Abbildung 7.8 zeigt die Streukoeffizienten in Abhängigkeit der Modenseparation und damit des Türmchendurchmessers. Eine starke Zunahme von bis zu zwei Größenordnungen für kleinste Türmchen ist zu beobachten, bei denen eine Energiedifferenz von 0.5 meV zwischen den beiden untersten Moden vorliegt. Experimentell wurden noch kleinere Türmchen als 6  $\mu\text{m}$  daher nicht untersucht, da bei Türmchen dieser Größe die negativen Ätzeffekte sich in niedrigeren Q-Faktoren niederschlagen und daher ein sinnvoller Vergleich zwischen Kondensationsverhalten nicht möglich ist. Durch die Zunahme des Streukoeffizienten werden in der Polaritonzerfallszeit die Fluktuationen des Polaritonkondensats durch verbesserte Relaxation unterdrückt. Physikalisch kommt dieser Effekt von einer stärkeren Lokalisierung der Polaritonwellenfunktion in kleineren Türmchen. Weiterhin verhindert ein großer Energieabstand zwischen den Moden des Systems, induziert durch kleine Türmchen, Modenkompetition wie experimentell durch die unterschiedliche Besetzung der höheren Moden bewiesen.

Die Theorie führt schlussendlich zu einer guten Übereinstimmung der experimen-

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

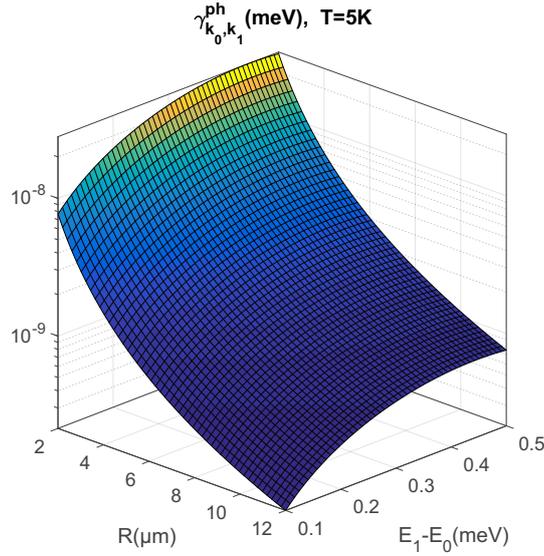


Abbildung 7.8.: Der Streukoeffizient  $R$  nimmt 2 Größenordnungen zu zwischen einem quasi-planaren System von  $12 \mu\text{m}$  Durchmesser und einem sehr kleinen Türmchen mit  $2 \mu\text{m}$  Durchmesser. Dies wirkt sich auf die Kondensationseigenschaften und letztlich auf die Kohärenzeigenschaften aus.

tellen Daten in Abbildung 7.9. a) zeigt hierbei erneut die experimentellen Ergebnisse des  $6 \mu\text{m}$  Mikrometer Türmchen, diesmal mit der Theorie in b) daneben. Der Anstieg an der Schwelle und der darauffolgende Abfall Richtung Eins sind gut reproduziert. In der Theorie rührt der Anstieg von der Berücksichtigung der Detektoraufösung in der Simulation, wie im Anhang A.1 dargelegt.

Abbildung 7.10 zeigt für alle Durchmesser den  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wert bei einer vergleichbaren Emissionsintensität des integrierten Grundzustands. Zusätzlich werden die theoretischen Werte darübergerlegt, welche sehr gut übereinstimmen. Die größte Abweichung findet sich bei  $10 \mu\text{m}$  zu  $0.037$ . Damit kann die Theorie die beobachteten Phänomene gut reproduzieren und den großen Einfluss der Relaxationseigenschaften auf die Kohärenzeigenschaften und Formation von Polaritonkondensaten zeigen.

Offene Fragen in diesem Themenbereich betreffen die Unterschiede von verschiedenen Materialsystemen, sowie systematische Untersuchung des Einflusses von Verstimmung und die Realisation von vollständig kohärenten Zuständen bei Raumtemperatur. Interessant ist auch die Frage inwiefern stark höhere Lebenszeiten und damit Kondensate im Gleichgewicht effizientere Relaxation hinfällig machen. Wei-

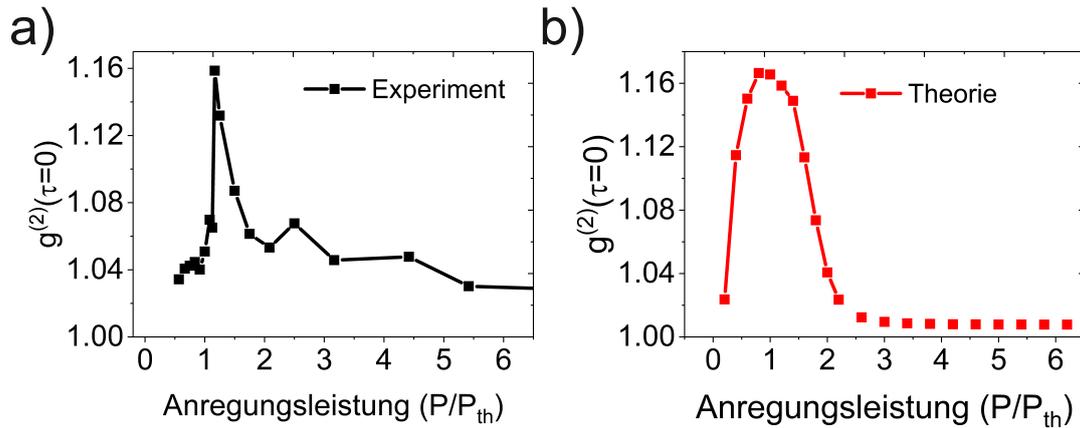


Abbildung 7.9.: a) zeigt die experimentellen Autokorrelationsdaten für verschiedene Anregungsleistungen eines  $6 \mu\text{m}$  Mikrotürmchens im Kondensatzustand. b) zeigt die theoretische Nachbildung der experimentellen Bedingungen mit dem Monte-Carlo Ansatz. Die experimentellen Daten können von der Theorie gut reproduziert werden in dem Anstieg nach der Schwelle durch Berücksichtigung der Detektorauflösung und dem Abfall durch den Kondensationsmechanismus.

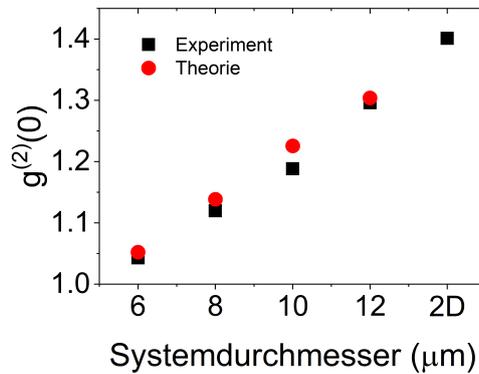


Abbildung 7.10.: In dieser Abbildung wird ein Vergleich der Autokorrelationswerte zwischen Experiment und beschriebener Theorie durchgeführt. Für eine approximativ fixe Intensität der Emission des Kondensats werden die Autokorrelationswerte des Experiments mit denen der Theorie für verschiedene Türmchendurchmesser verglichen. Hierbei zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Werte auf dem  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Plateau.

## 7. Autokorrelation von Kondensaten unter photonischem Einschluss

terhin ist die Messung und Bedeutung von Autokorrelationsmomenten höherer Ordnung von Interesse, welche noch einmal zusätzliche Information über die Kohärenzeigenschaften in Polaritonkondensaten liefern können. Dies wird im nächsten Kapitel adressiert.

Damit konnte mit dieser Reihe von Experimenten das Verständnis der Kohärenz und ihrer Ausbildung in Polaritonkondensaten in lithographisch definierten Energielandschaften erweitert werden.

# 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

Nachdem im letzten Kapitel über die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung gezeigt wurde, dass sich in stark photonisch eingeschlossenen Polariton-Kondensaten gute Kohärenzeigenschaften ausbilden, wird dieses Kapitel eine Messung der kompletten Photonstatistik eines solchen Mikrotürmchens an seiner Kondensationschwelle und im Übergang bis zum vollen Kondensatzustand präsentieren.

In dem beginnenden Abschnitt 8.1 wird erstens der besondere Detektor vorgestellt, mit dem es möglich ist, die genaue Photonenzahl und damit die komplette Photonverteilung aufzulösen und zweitens eine kurze Einführung in die Physik der Photonstatistik gegeben. Abschnitt 8.2 zeigt dann die Messungen eines Übergangs der Photonstatistik einer Mikrokavität in starker Kopplung von exponentiell zu poissonisch über die thermisch-kohärenten Zustände. Die wesentlichen Ergebnisse dieses Kapitels wurden in [Kla18b] publiziert. <sup>1</sup>

## 8.1. Photonenzahl-auflösende Detektoren und die Photonstatistik

Der in dieser Abschnitt vorgestellte Sensor <sup>2</sup> ist gleichzeitig in der Lage Einzelphotonen mit hoher Effizienz über einen breiten Energiebereich zu detektieren [Lit08] und ihre Anzahl aufzulösen [Cab98]. Dies versetzt ihn in der Lage Messungen durchzuführen, die mit herkömmlichen Einzelphoton Detektoren (etwa APDs wie im letzten

---

<sup>1</sup>Mein Dank gilt meiner gleichberechtigten Koautorin E. Schlottmann und den Kollaborationen mit der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Reitzenstein der TU Berlin und der physikalisch-technischen Bundesanstalt.

<sup>2</sup>Mein Dank gilt der physikalisch-technischen Bundesanstalt, welche den Sensor zu Verfügung gestellt hat.

## 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

Abschnitt benutzt) nicht durchführbar sind. Dies ist eine relativ neue Erfindung, welche sich den feinen Übergang zwischen zwei verschiedenen Leitungsarten zu Nutze macht [Ens05, Hei17]. Der Sensor [Transition edge sensor (TES)] kann damit mikroskopische Lichtquellen auf ihre gesamte Emissionsstatistik hin charakterisieren, wie etwa die bisherigen in dieser Arbeit vorgestellten Polariton-Kondensate. Er basiert darauf eine sehr kleine Temperaturänderung einer bestimmten Photonanzahl zuzordnen. Das ankommende Photon wird vom Elektronenbad des Detektors absorbiert und das Material befindet sich genau an einem Übergang zwischen normaler Leitung und Supraleitung. Dies bedeutet, dass die Absorption von nur einem oder wenigen Photonen eine Temperaturveränderung hervorruft, welche einen Widerstandsunterschied von vielen Ohm erzeugt. Dieser Widerstandsunterschied durch die absorbierten Photonen kann dann ganz genau (Auflösung von pA) über supraleitende Quanteninterferenzeinheiten (SQUIDS) ausgelesen werden. SQUIDS dienen eigentlich zur sensitiven Messung von Magnetfeldern, können aber prinzipiell jede physikalische Größe messen, die eine Änderung von Magnetfeldern erzeugt, wie ein Stromfluss. Über das resultierende Signal kann dann eine Zuordnung zu einer bestimmten Photonenzahl durchgeführt werden [Had16].

Die Motivation liegt zum einen in einer genaueren Charakterisierung der Lichtquelle, insbesondere am Übergang zwischen thermischer und kohärenter Emission, da die volle Statistik auch Aufschluss über die Fluktuationen am Übergang gibt. Zum anderen erlaubt die Auflösung eines solchen Zustands auch die erste Messung der Statistik eines Phasenüberganges der optisch verfolgt werden kann und in der Ausbildung einer makroskopisch besetzten Wellenfunktion im Kondensat eine messbare Änderung der Statistik der Emission erfährt. Da Polaritonen eine Mischung aus Licht und Materie darstellen, ist es nicht einfach zu sagen, wie genau der Übergang zwischen dem thermischen und dem kohärenten Regime stattfindet. Er kann ähnlich einem traditionellen inversions-basierten Laser stattfinden [Lau04], oder sich verhalten wie in atomaren Kondensaten, welche stark abweichendes Verhalten zeigen [Sch08].

Historisch erfolgten die ersten Messungen der gesamten Photonstatistik eines Lasers in 1965 [Are65], welche gut der Theorie folgten. Atomare Kondensate wurden ebenfalls als Atom-Laser charakterisiert [Ott05], diese zeigen größere Abweichungen unter und über der Schwelle von dem für photonische Systeme charakteristischen

## 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

Übergang zwischen thermisch zu kohärent (was einem Übergang von Exponential- zur Poisson-Verteilung entspricht, siehe detailliertere Diskussion im Anschluss). In atomaren Bose Einstein Kondensaten zeigen sich weitere Abweichungen des traditionellen Laserbildes in den Korrelationen höherer Ordnung [Blo08] durch Vielteilchen-Dynamiken [Bur97] und Verschränkungen [Gri06]. Die bisherigen Charakterisierungen von Polariton-Lasern mit den Autokorrelationen insbesondere erster und zweiter Ordnung sind für eine Festlegung auf eine Theorie des Phasenübergangs daher nicht ausreichend, da unterschiedliches Verhalten über eine Vielzahl von Materialien und Systemen beobachtet wurde [Kav17]. Hierfür braucht man die Information der gesamten Statistik, um deren Messung es in diesem Kapitel gehen wird. Die volle Statistik erlaubt insbesondere die Rolle von Interaktionen im Aufbau der Kohärenz im System besser zu verstehen. Wir finden in diesem Kapitel, dass in einem photonisch verstimmtten Polaritonensystem der Phasenübergang einem Laser ähnelt (wenig-interagierendes Bild von Polaritonen), in einem direkten Übergang zwischen thermisch zu kohärent über die thermisch-kohärenten Mischzustände. Die trotzdem gefundenen geringen Abweichungen müssen noch theoretisch genauer beleuchtet werden, um den Anteil der Interaktionen an der Kohärenzbildung herauszuarbeiten.

Eine Beispielmessung, anhand derer das eigentliche Prinzip zur Extraktion der Statistik aus dem TES Signal erläutert wird, zeigt Abbildung 8.1 a). Hierbei entsprechen verschieden hohe Signalsignaturen verschiedenen Photonenzahlen in den Emissionspulsen, welche schon visuell gut voneinander getrennt werden können. Die Signale können dann aufintegriert werden, um in Abbildung 8.1 b) eine Zuordnung von Signal zu Photonzahl zu bekommen. Diese Bereiche werden dann integriert und durch die Gesamtanzahl geteilt, um die finale Verteilung  $P(n)$  zu bekommen.

Der TES hat eine thermische Erholzeit auf der Mikrosekunden Skala. Der Anregungslaser wird mit 80 Mhz Pulsrate betrieben mit 1.5 ps Pulsen, das heißt die Pulse müssen so ausgeschnitten werden, dass pro Sensor-Intervall nur ein Puls am Sensor ankommt, sonst würde die Statistik durch weiteres Signal verzerrt. Dies wird mit Hilfe eines akustooptischen Modulators (AOM) gemacht. Die Funktionsweise eines solchen Modulators erlaubt über brechungsindexändernde akustische Wellen in einem Kristall, mit einer definierten Frequenz optische Pulse in eine abweichende Richtung zu lenken. Dies ermöglicht die Verwendung nur des ausgewählten Pulses zur Probenanregung. Inhärent in diesem Modulatorverfahren ist eine Anpassung

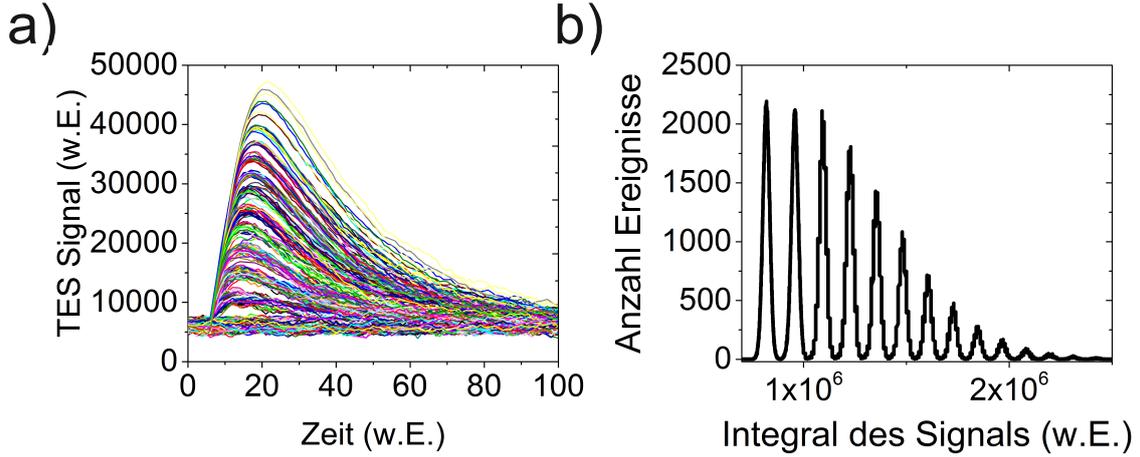


Abbildung 8.1.: a) Signalspuren des Detektors aus einer Polaritonlichtquelle über der Kondensationsschwelle integriert über 1000 Laserpulse. Jede Spur korrespondiert zu einem Anregungsereignis und beinhaltet eine definierte Anzahl von Photonen. b) das Signal in a) wurde für jede Spur integriert. Hier ist eine deutliche Trennung zwischen verschiedenen Photonanzahlen zu sehen, welche eine Rekonstruktion der gesamten Statistik möglich macht.

der Intensität, sodass die Intensität des jeweiligen Pulses an einer Photodiode mitgemessen werden muss. Diese wird dann dem entsprechenden Puls zugeordnet und ermöglicht eine finale Zuordnung der Anregungsleistung zur Photonstatistik mit einem Fehler in der Sensitivität der Photodiode.

Die Physik der Photonstatistik soll hier ebenfalls kurz erläutert werden. Thermisches Licht entspricht einer exponentiellen Verteilung der Photonanzahlen ( $g^{(2)}(0) = 2$ ), kohärentes Licht bildet eine Poissonverteilung ( $g^{(2)}(0) = 1$ ) und nicht-klassisches Licht würde sich in einer Sub-Poisson Verteilung zeigen ( $g^{(2)}(0) < 1$ ). Mathematisch werden diese Reinzustände jeweils geschrieben zu (e.g. [Fox06])

$$P_n^{th} = \frac{1}{1 + \langle n_{th} \rangle} \left( \frac{\langle n_{th} \rangle}{1 + \langle n_{th} \rangle} \right)^n, \quad (8.1)$$

$$P_n^{co} = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!}, \quad (8.2)$$

mit  $P_n^{th}$  der thermischen und  $P_n^{co}$  der kohärenten Statistik.  $\alpha$  ist ein Kohärenzparameter, für den gilt  $\alpha^2 = n_{coh}$ ; die kohärente Besetzung und  $n_{th}$  ist die thermische Besetzung.

Laser an ihrer Schwelle emittieren sogenannte thermisch-kohärente Mischzustände [OV91], eine Überlagerung von thermischen und kohärenten Eigenschaften, welche

## 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

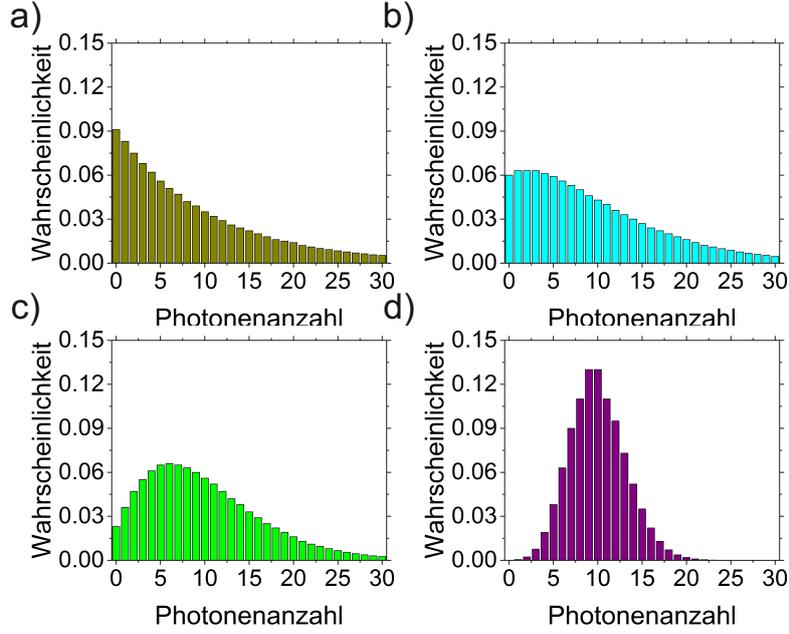


Abbildung 8.2.: a)-d) Berechnete Entwicklung eines thermischen Emitters zu einem kohärenten Emitter über thermisch-kohärente Zwischenzustände im Bereich der Laserschwelle.

mit folgender Verteilung angegeben werden kann [Are66]

$$P_n = \frac{\langle n_{th} \rangle^n}{(1 + \langle n_{th} \rangle)^{n+1}} e^{-\frac{|\alpha|^2}{1 + \langle n_{th} \rangle}} L_n \left( \frac{|\alpha|^2}{\langle n_{th} \rangle + \langle n_{th} \rangle^2} \right). \quad (8.3)$$

Hierbei ist die Durchschnittsbesetzung  $\langle \hat{n} \rangle = \langle n_{th} \rangle + |\alpha|^2$ , die Varianz gegeben als  $\langle \Delta \hat{n}^2 \rangle = |\alpha|^2 (2\langle n_{th} \rangle + 1) + \langle n_{th} \rangle^2 + \langle n_{th} \rangle$  und  $L_n$  sind die Laguerre-Gauss Polynome.

Anhand dieser drei Gleichungen für die verschiedenen Lichtzustände wurden in Abbildung 8.2 beispielhaft für eine mittlere Photonenzahl von  $\langle n \rangle = 10$ , ein reiner thermischer Zustand in a), in b) ein Mischzustand mit  $\langle n_{th} \rangle = 4$  und  $\langle n_{coh} \rangle = 6$ , in c) ein Mischzustand mit  $\langle n_{th} \rangle = 2$  und  $\langle n_{coh} \rangle = 8$ , sowie ein reiner kohärenter Zustand in d) aufgetragen.

Das von uns betrachtete System, ein Mikrotürmchen in starker Kopplung, hat ebenfalls verschiedene Emissionsregime, was sich in einer Änderung der Photonstatistik niederschlägt. Unterhalb der Schwelle ist es ein thermischer Strahler, was sich in einem exponentiellen Photonstatistik Verlauf äußert. Im Bereich der Schwelle erwartet man wenn sich das System analog zu einem klassischen Laser verhält, thermisch-kohärente Mischzustände und für einen perfekten kohärenten Zustand weit über der Schwelle einen poissonischen Verlauf.

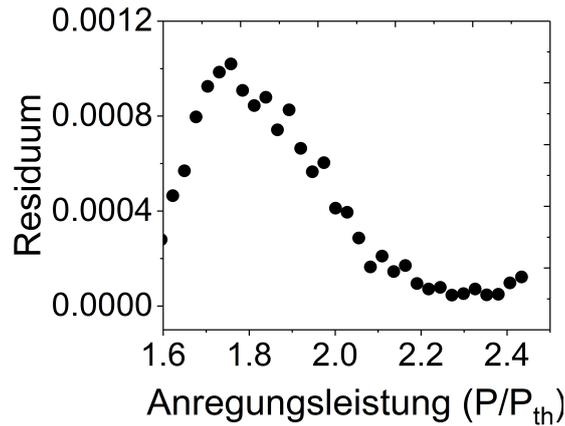


Abbildung 8.3.: Die Anpassungsfehler der Photonstatistik Messung an einem Polaritonkondensat. Dies zeigt sehr genaue Übereinstimmung der Anpassungen mit den experimentellen Daten.

Allgemein wird in diesem Kapitel auf weitere Fehlerrechnung verzichtet, da die Bestimmung der Photonzahlen bei nicht gesättigtem Sensor exakt sind (außer im sehr geringen Grenzbereich der Zuordnungen, siehe Abbildung 8.3. Die Anpassungsfehler der thermisch-kohärenten Zustände sind ebenfalls sehr gering mit einem Residuum von  $10^{-4}$ ). Diskutierungswürdig sind allerdings zusätzliche Photonen durch Raumlicht und unzureichend gefilterte zusätzliche Pulse, da das AOM die Anregungspulse nur mit einem Verhältnis 1:1000 abschwächt. Der sensitive Detektor wird diese registrieren und damit ist die Statistik leicht aber nicht signifikant verzerrt (da die abgeschwächten Pulse unterhalb der Schwelle viel weniger Photonen erzeugen als der selektierte Puls oberhalb der Laserschwelle wird die Messung mit ansteigender Anregungsleistung theoretisch exakter).

## 8.2. Messung der Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse einer Photonenzahl aufgelösten Messung eines Polariton-Kondensats präsentiert.

Das untersuchte  $6 \mu\text{m}$  Mikrotürmchen hat ähnliche Eigenschaften wie das in Abschnitt 7.1 vorgestellte (gleiche Probe), befindet sich allerdings bei einer Verstimmung von  $-4.5 \text{ meV}$  ( $-0.45$  in Relation zur Rabiaufspaltung, 30 % Exziton, 70 % Photon im Grundzustand), die Charakterisierung und der Beweis der Polariton-

## 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

Kondensation wird in Abbildung 8.4 vorgestellt. Der Grund für den Wechsel des Mikrotürmchens war die experimentell beobachtete niedrigere Kondensationsschwelle, welches für die Anregungsbedingungen durch die niedrige Zerstörschwelle des AOMs von Vorteil war. Die Abbildung zeigt in a) und b) die Dispersion unter und über der Schwelle, sowie in c) und d) die Auswertung des Grundzustands in Bezug auf Intensität, Energie und Linienbreite mit ansteigender Anregungsleistung. Details zur Beschreibung der Bedeutung dieser für den Polariton-Kondensationsvorgang charakteristischen Verläufe sind in vorherigen Kapiteln erläutert worden. Zusammenfassend ergibt sich eine Intensitäts-Nichtlinearität, einen Zusammenfall der Linienbreite an der Schwelle und eine Verschiebung zu höheren Emissionsenergien mit größerer Anregungsleistung, was eine Polariton-Kondensation bedeutet.

Abbildung 8.5 und 8.6 zeigen die Photonstatistik für Anregungsleistungen relativ zur Kondensationsschwelle. In dieser Arbeit wird die Schwelle als Beginn der Intensitäts-Nichtlinearität gelegt. Die Photonstatistiken für niedrigere Anregungsleistungen können hier nicht bestimmt werden aufgrund des zum Signal hohen Rauschens unterhalb der Kondensationsschwelle. Die Photonstatistik verändert sich von einer exponentiellen Funktion zu einer Poisson-Funktion mit steigender Anregungsleistung. Dies spiegelt den Aufbau der Kohärenz im System wider. In a) bis f) sieht man daher einen ansteigenden Kohärenzanteil in der Statistik.

In Figur 8.7 a) bis d) wird nochmals am selben System unter nominell ähnlichen Bedingungen für höhere mittlere Photonenzahlen der Emission wiederholt (ohne Intensitätsfilter), hier zeigt sich eine nach beiden Flanken symmetrische Poissonfunktion. Man sieht eine etwas mehr von den thermisch-kohärenten Zuständen abweichende Verteilung, durch eine zweite Flanke. Diese kann erklärt werden durch einen stärkeren Einfluss der angeregten Moden durch nicht symmetrische Anregungsbedingungen des Türmchens. Solche höheren Moden würden zur Messung einer Superposition der beiden Zustände führen, was vorliegende Statistik abbildet.

Die in Abbildung 8.5 und 8.6 gemessenen Zwischenregime können mit den thermisch-kohärenten Zuständen angepasst werden<sup>3</sup>. Diese Anpassung erlaubt den Übergang des thermischen zum kohärenten Regime anhand der relativen thermisch und kohärenten Besetzung der Zustände zu messen und damit den Kondensations-

---

<sup>3</sup>Diese Theorie wurde von Hugo Flayac von der Universität Lausanne auf die experimentellen Daten angewandt.

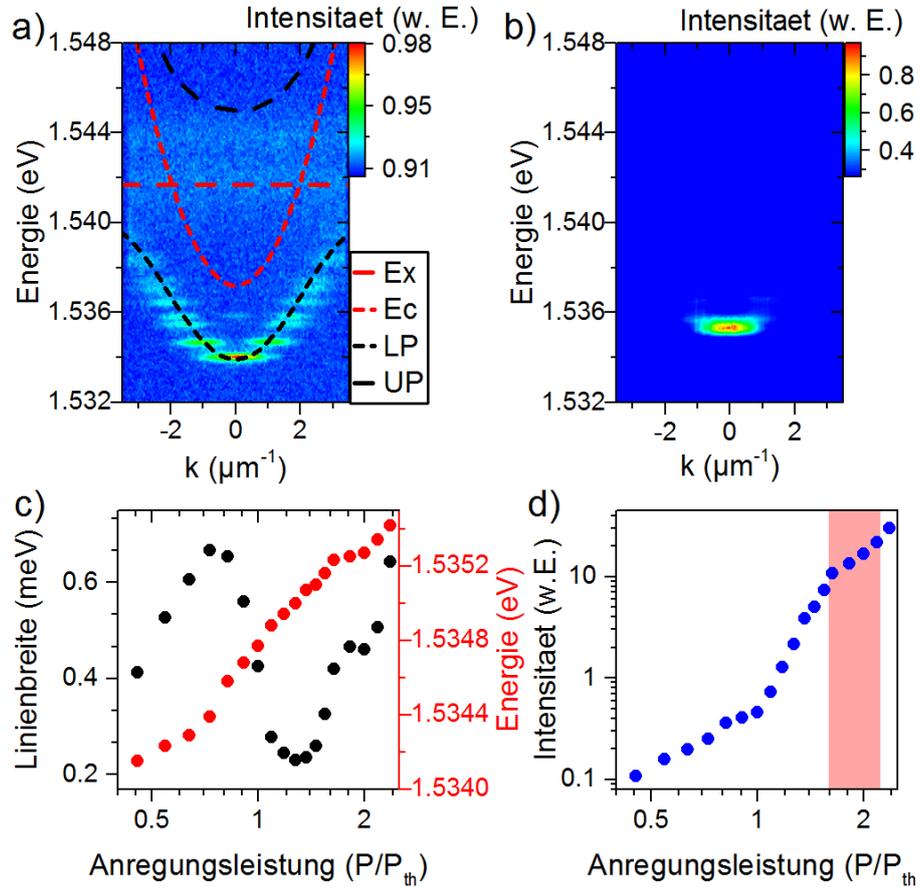


Abbildung 8.4.: a) Zeigt ein winkelaufgelöstes Spektrum unter der Kondensationschwelle für das  $6 \mu\text{m}$  Mikrotürmchen mit Exziton, Photon, sowie einer Anpassung des unteren und oberen Polaritons. b) Winkelaufgelöstes Spektrum in der Kondensationsphase. c) Eingangsausgangskennlinie der Intensität und der Linienbreite extrahiert aus einer Lorentz-Anpassung des Grundzustands. d) Eingangsausgangskennlinie der Emissionsenergie.

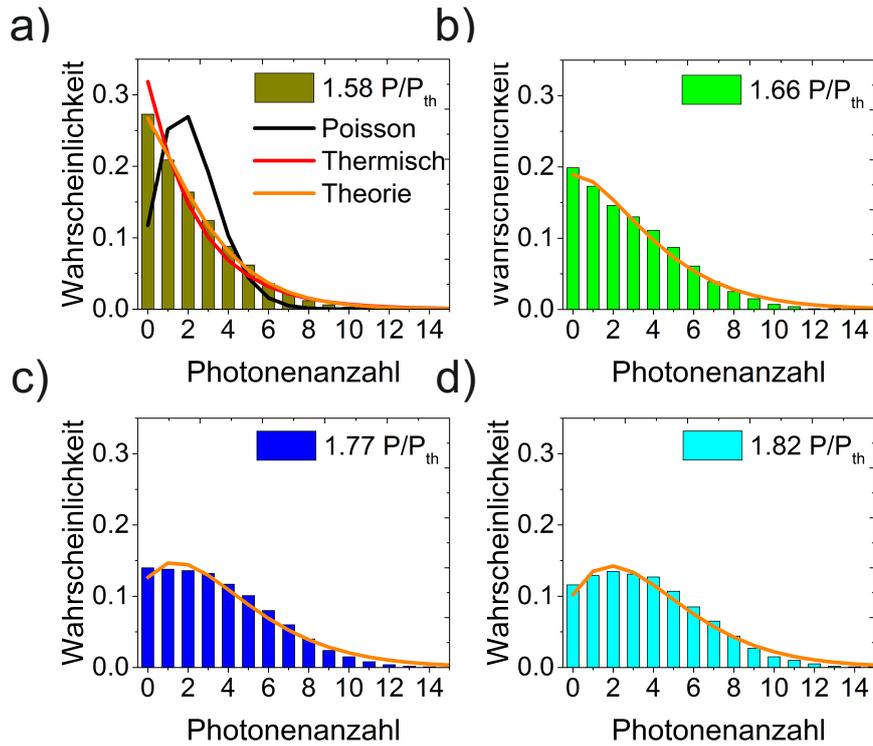


Abbildung 8.5.: a) bis d) Veränderung der Photonstatistik der Emission eines Polaritonkondensats mit steigender Polariton-Dichte an der Kondensationschwelle [Fortführung der Messergebnisse in Abbildung 8.6]. Bei niedriger Anregungsleistung zeigt sich thermische Emission durch die exponentielle Gestalt der Statistik, welche sich zu einem Poisson über die thermisch-kohärenten Zwischenregime durch den Kondensationsmechanismus entwickelt. In orange sind die Theorie Anpassungen (thermisch-kohärente Mischzustände) zu sehen, schwarz und rot zeigen den Poisson- und thermischen Reinzustand.

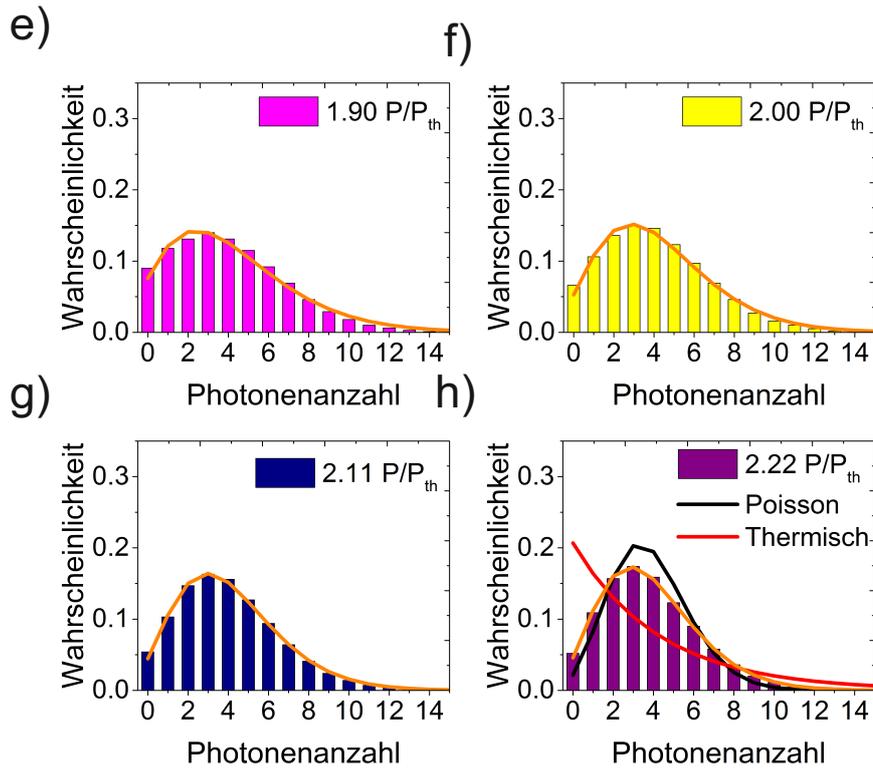


Abbildung 8.6.: e) bis h) Bei hohen Anregungsleistungen deutlich über der Schwelle ähnelt die Statistik des Polariton-Kondensats einer Poisson-Verteilung. [Fortführung von Messergebnissen der Abbildung 8.5]

mechanismus entlang der injizierten Dichte der Polaritonen im System zu verfolgen. Aus den Anpassungsparametern kann der durchschnittliche thermische und kohärente Partikelanteil ermittelt werden. Abbildung 8.8 zeigt in a) den aus den Anpassungen in Abbildung extrahierten Anteil thermischer und kohärenter Emission und in b) das Verhältnis der beiden. Hier kann man den Mechanismus des Kohärenzaufbaus in einem exponentialen Verhältnis mit steigender Anregungsintensität sehen, bis der fast vollständig kohärente Zustand erreicht ist. Es wird ein mittlerer Anteil kohärenter Teilchen von über 90 % beobachtet. Ein Teil thermischer Emission bleibt auch bei hohen Anregungsleistungen relativ zur Schwelle bestehen, charakteristisch und vielfach beobachtet für mit ihrer Umgebung interagierende fluktuierende Polariton-Kondensate [Lov08, Den02]. Außerdem muss die Mittlung über die pulsierte Anregung berücksichtigt werden. Es muss auch in Betracht gezogen werden, dass die höheren Zustände des Mikrotürmchens die Kohärenz verschlechtern.

Aus den so gemessenen Statistiken, können über folgende Formel [Bar02] die hö-

## 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

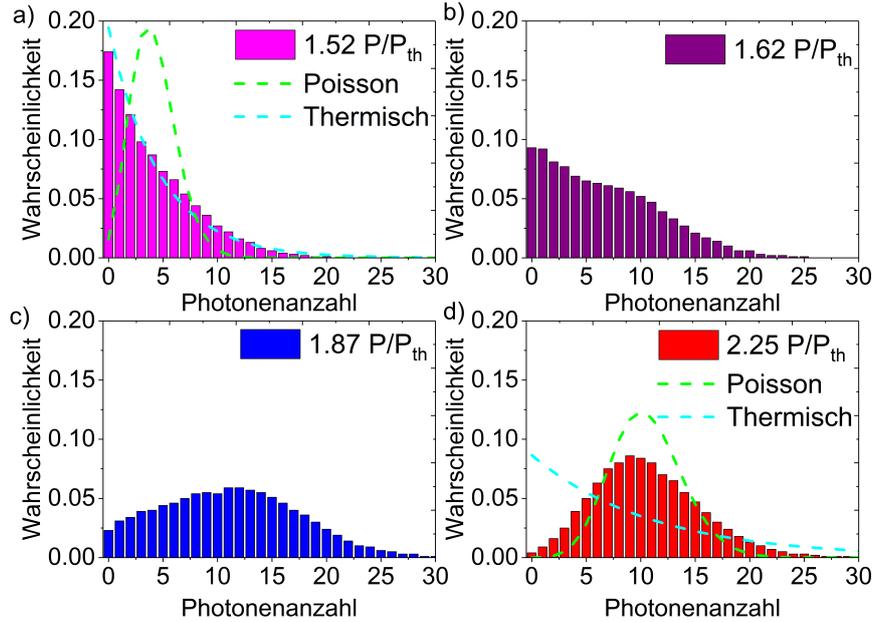


Abbildung 8.7.: Messung der Photonstatistik bei höherer mittlerer Photonenzahl. a) exponentieller Verlauf zu Beginn der Kondensationsschwelle. c) und b) Übergang zwischen den beiden Regimen, mit stärkeren Abweichungen von thermisch-kohärenten Zuständen. d) größtenteils Poisson-verteilte Statistik repräsentativ für einen kohärenten Zustand mit geringer überbleibender thermischer Emissionscharakteristik. Im Vergleich zur vorherigen Messung ist die Poisson-Verteilung symmetrisch durch die hohe mittlere Photonenzahl.

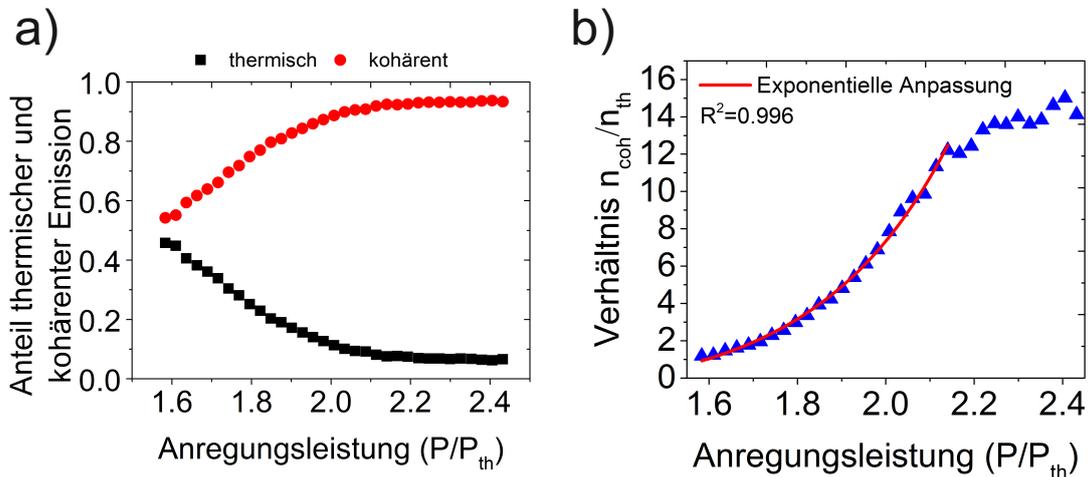


Abbildung 8.8.: a) Anteil der thermischen (rot) und kohärenten (schwarz) Emission entlang steigender Anregungsleistungen, extrahiert aus der durchschnittlichen Besetzung der beiden Regime aus den Rohdaten der Statistik. Der Anteil kohärenter Emission nimmt stark an der Kondensationsschwelle zu. b) Verhältnis der thermischen und kohärenten Besetzung, ein exponentieller Anstieg (rote Anpassung) mündet in eine Sättigung am Ende des Kondensationsvorgangs.

## 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

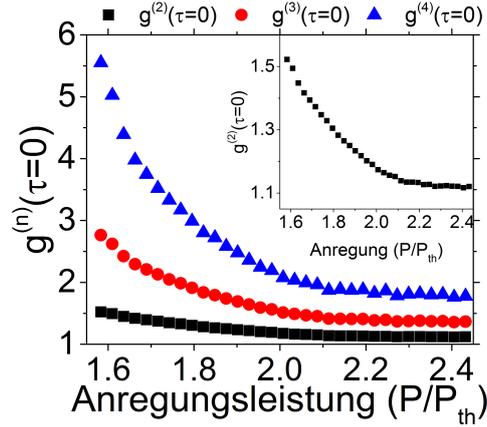


Abbildung 8.9.: Aus den Photonstatistiken wurden die Autokorrelationsmomente zweiter, dritter und vierter Ordnung extrahiert (schwarz, rot, blau). Der Einsatz zeigt nochmal  $g^{(2)}(0)$  vergrößert und damit einen vergleichbaren Verlauf wie in Abschnitt 7.2, ohne Begrenzung durch die Detektoraufösung. Der Kondensationsvorgang hat in allen Autokorrelationsmomenten eine ähnlich exponentiell fallende Gestalt mit  $g^{(k)}(0)$  gegen einen durch den Rest der thermischen Emission/der Einfluss der höheren Moden begrenzten Wert strebend.

heren Autokorrelationsmomente berechnet werden:

$$g^{(k)}(0) = \frac{\sum_n \prod_{i=0}^{k-1} (n-i) P_n}{(\sum_n n P_n)^k}, \quad (8.4)$$

was in Abbildung 8.9 geschehen ist. Theoretisch sind so bestimmte Autokorrelationsmomente bis zur höchsten gemessenen Photonanzahl möglich. In dieser Arbeit wurden aus Gründen der Anschaulichkeit nur die Momente bis zur vierten Ordnung in Abbildung 8.9 bestimmt.

Der Sinn der Bestimmung höherer Autokorrelationsmomente wird in der Literatur [Ass11, Hor10] in einer genaueren Charakterisierung des Übergangs zwischen dem thermischen und dem kohärenten Regime der Emission einerseits und einer besseren Unterscheidung zwischen einem vollständig kohärenten Zustand und einem Zustand mit noch minimaler thermischer Emission angegeben.

Die aus dem Kondensationsvorgang extrahierten Autokorrelationen der zweiten Ordnung sind vergleichbar mit den in Kapitel 7.2 mit dem Hanbury Brown-Twiss Experiment gemessenen. Theoretisch sollten beide Experimenten die gleichen Ergebnisse zeigen. Da das hier untersuchte 6  $\mu\text{m}$  Mikrotürmchen eine andere Verstimmung und einen etwas anderen Q Faktor hat, sind leichte Diskrepanzen zu erwarten. Qualitativ entspricht der Verlauf der dritten Ordnung denen die in Referenz [Hor10, Ass09]

## 8. Die Photonstatistik eines Polariton-Kondensats

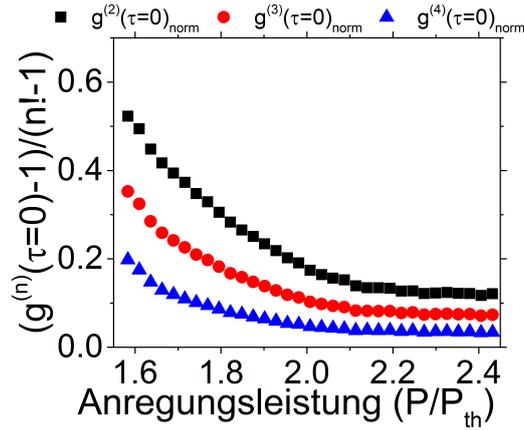


Abbildung 8.10.: Die Abb. zeigt die Autokorrelationen höherer Ordnung, extrahiert aus den vollen Photonstatistiken des Polariton-Kondensats bei verschiedenen Anregungsdichten. Diese werden hier zur besseren Vergleichbarkeit skaliert, sodass ein kohärenter Zustand in jeder Ordnung zu 0 und ein thermischer Zustand in jeder Ordnung zu 1 korrespondiert.

gemessenen wurden. Die höheren Momente zeigen ähnliche Verläufe bei höheren Werten, was nach den Teilchen-Fluktuationen konsistent ist. Insgesamt ist die Abweichung von einem kohärenten Zustand über der Schwelle höher in den höheren Momenten.

Des Weiteren wurde vorgeschlagen die Autokorrelationen höherer Momente mit  $(g^{(n)}(\tau=0) - 1)/(n! - 1)$  zu normieren, um sie vergleichbar zu machen [Ass11]. Dies wurde in Abbildung 8.10 durchgeführt. Vergleichbar daher, um die Aussagekraft der höheren Autoorrelationsmomente der Photonstatistik bzgl. der Lichtquelleneigenschaften herauszuarbeiten. Ein thermischer Strahler wird so für Autokorrelationen beliebiger Ordnung auf 1 abgebildet, während ein Laser (Poisson) den Wert 0 in dieser Skalierung annimmt. Die niedrigste Autokorrelation zeigt die höchste Abweichung vom kohärenten Zustand, was vorherigen Messungen der Autokorrelation dritter und vierter Ordnung mit einer Streak-Kamera Methode widerspricht [Ass09]. Die dort verwendete Probe verliert aber entlang der Messung ihre starke Kopplung, daher ist ein unterschiedliches Verhalten zu erwarten. Daraus folgt etwas ambivalent, dass es nicht genau klar ist, welche Autokorrelationsmomente allein zur besten Charakterisierung von Lichtquellen dienen. Da bei der Photonstatistik alle Momente

extrahiert werden können, bietet diese Messung mehr Möglichkeiten.

Damit konnte in diesem Kapitel die erste Messung der Photonstatistik eines Polariton-Kondensats an seiner Schwelle gezeigt werden, was ebenfalls zum ersten Mal ermöglicht hat Autokorrelationen sehr hoher Ordnung ( $\geq 4$ ) experimentell zu bestimmen. Damit wurde das Verständnis des Kondensationsmechanismus in der Evolution der thermisch und kohärenten Besetzung, sowie der Autokorrelationen in Abhängigkeit der Dichte erweitert.

Offene Fragen betreffen die genaue Deutung der Skalierung der Momente auf einen Wert für thermisch und kohärente Zustände und die Deutung der Autokorrelationsmomente höherer Ordnung. Insbesondere von der theoretischen Seite könnte dies genauer beleuchtet werden, inwiefern die Momente zusätzliche Informationen über die untersuchte Lichtquelle geben. Interessant ist auch eine genauere Charakterisierung des multi-modalen Emissionscharakters in der Statistik durch gezieltes filtern der Emission. Allgemein der Phasenübergang zeigt eine Gestalt die charakteristisch ist für einen Polariton-Laser, mit wenig Einfluss von Interaktionen. Man kann außerdem untersuchen, inwiefern dies verstimmungsabhängig ist, da das vorliegende System bei signifikant photonischem Anteil (70%) untersucht wurde. Es ist zu spekulieren, dass die Interaktionen und ihr Einfluss auf die Kohärenzbildung stark zunehmen bei dominierend exzitonischen Kondensaten. Ebenso bieten sich andere verwandte Systeme an, wie photonische Kondensate [Kla10], Kondensate im Gleichgewicht [Sun17b], Frenkel Exziton Kondensate [Die16], Proben mit starker Polaritonwechselwirkung [Sun17a] oder Superradianz [Jah16] mit einer Messung der Photonstatistik charakterisiert zu werden. Nichtsdestotrotz zeigen auch die vorliegenden Daten Abweichungen des traditionellen Laserbildes, welche theoretisch bzgl. ihrer Abweichungen in schwach- und stark interagierenden Bosegas-Modellen untersucht werden können.

# 9. Polarisationskontrolle von Polariton-Kondensaten

Im letzten Ergebniskapitel wechselt das Thema von Kohärenzeigenschaften zu Spineigenschaften von Polariton-Kondensaten. Diese werden durch die Polarisations-eigenschaften der Emission von nicht-resonant optisch angeregten Strukturen in verschiedenen experimentellen Konfigurationen untersucht. Abschnitt 9.1 stellt hierbei die Grundcharakterisierung der verwendeten Probe unter polarisierter Anregung vor. Weiterhin gibt es eine kurze Einführung in die Polarisations-eigenschaften von Licht in Hinsicht auf Stokes-Parameter, sowie die bisherige Forschung zur Spinbesetzung in Polaritonensystemen. Danach befasst sich der Abschnitt mit den neuen Effekten der vollständigen Erhaltung von zirkularer Polarisation unter zirkularer Anregung des Kondensats und der Emission von elliptisch polarisiertem Licht unter linearer Anregung in Abhängigkeit der Verstimmung zwischen Photon und Exziton. Zuletzt behandelt Abschnitt 9.2 die Erzeugung linear polarisierter Zustände durch Einschluss des Kondensats in elliptischen Mikrotürmchen. Die wesentlichen Ergebnisse sind zur Veröffentlichung eingereicht.

## 9.1. Nicht-resonante Spinerhaltung in Polariton-Kondensaten

Die Motivation sich mit Spineigenschaften von Polariton-Kondensaten zu beschäftigen findet sich aus der anwendungsorientierten Sicht in der Spintronik. In diesem Gebiet wird der Spin als Informationsträger betrachtet, wo herkömmliche Elektronik die Ladung von Teilchen benutzt. Die Spintronik ist zuerst signifikant in Erscheinung getreten über die neue Generation an Festplatten, welche auf dem Riesenmagneto-widerstandseffekt basieren [Cha07]. Es ist außerdem möglich einen auf Spineigen-

schaften basierenden Transistor zu bauen [Dat90]. Dieser ermöglicht, theoretisch vorhergesagt, energieeffiziente und schnelle logische Operationen und könnte die der elektronischen Technologie inhärenten Grenzen (insbesondere durch Hitzeentwicklung) überwinden [Žut04]. Erst kürzlich wurden die nötigen Signaturen für einen Spintransistor experimentell nachgewiesen [Koo09].

Es gibt verschiedene Systemkonfigurationen und Materialien, welche sich für solche spin-basierten Anwendungen auszeichnen. Beispielsweise ferromagnetische Materialien [Bad10, Ohn98], organische Materialien [Ded02] und auch Kohlenstoffnanoröhrchen [Zha02] werden erforscht. Ein System zeichnet sich durch besonders gute und effiziente (elektrische) Spininjektion, einen Betrieb bei Raumtemperatur und gute Parameter der Spindekohärenz und Spinpropagation als zu erfüllende Qualitätskriterien aus [Aws07].

Für das in dieser Arbeit betrachtete System der Mikrokavität in starker Kopplung wurde ebenfalls das Äquivalent eines Datta-und-Das Transistors theoretisch entworfen. Dies basiert auf dem Pseudospin des zusammengesetzten Teilchens [She10]. Für das vorgeschlagene Schema wird ein komplett zirkular polarisiertes Kondensat benötigt, was bisher unter nicht-resonanter Anregung nicht nachgewiesen werden konnte (ohne extern angelegtes Magnetfeld). Erreicht wurden bisher 40-60 % in verschiedenen Proben [Oha12, Ask16]. Außerdem gibt es Interesse an Systemen mit zwei gekoppelten Spinbesetzungen, etwa zur Erforschung neuer Energielandschaften, deshalb wird hier die Kontrolle von Spinzuständen in Polariton-Kondensaten untersucht.

In dieser Arbeit war bisher die optische Anregung durch den Laser linear polarisiert und mit Ausnahme der Polarisation sind die Anregungsbedingungen in diesem Kapitel vergleichbar mit Kapitel 7.  $\lambda/4$  Verzögerungsplättchen werden dazu benutzt den Laser zirkular zu polarisieren. Hierbei gibt es zwei zirkuläre Richtungen,  $\sigma+$  und  $\sigma-$ , oder links und rechts zirkular. Der Anregungspfad besteht aus einer Anordnung von einem linear Polarisierer und dahinter ein  $\lambda/4$  Verzögerungsplättchen, dessen Achsen mit Hilfe eines kommerziellen Polarimeters auf die beiden zirkulären Richtungen eingestellt werden. In dem Detektionspfad befindet sich zuerst ein  $\lambda/4$  Plättchen ( $\lambda/2$  Plättchen bei Messungen der reinen linearen Polarisation) und dann ein linear Polarisierer. Damit ist gewährleistet immer dieselbe Polarisation in Relation zum Spektrometer zu messen. Dies ist von Bedeutung, da das Gitter innerhalb

## 9. Polarisationskontrolle von Polariton-Kondensaten

des Spektrometers polarisationssensitiv ist. Die Verzögerungsplättchen befinden sich in einer motorisiert rotierbaren Vorrichtung, welche bei der Messung um 360 Grad automatisch gedreht wird. Aus so einer Messung können über eine Auftragung des Winkels ( $\Theta$  des  $\lambda/4$ -Plättchens) gegen den Verlauf der Grundzustandsintensität des Polariton-Kondensats die vier Stokes Parameter ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ) der Emission extrahiert werden [Sch07]. Dies geschieht über die Anpassung der experimentellen Daten mit

$$\frac{S_0}{2}(1 + S_1(\cos(2\Theta))^2 + S_2\sin(2\Theta)\cos(2\Theta) + S_3\sin(2\Theta)).$$

Die Intensität ( $S_0$ ) wird hierbei über eine Anpassung des Grundzustands mit einer Lorentzfunktion ermittelt (die Fläche der Anpassung). Die drei Stokes Vektoren sind eine Möglichkeit die Polarisationszustände von Licht vollständig zu beschreiben und sie werden zur Intensität  $S_0$  normiert angegeben.  $S_1$  und  $S_2$  sind die beiden linearen Komponenten, während  $S_3$  die zirkulare Komponente darstellt. Das Vorzeichen gibt die Drehrichtung an (links- oder rechtszirkular). Eine Mischung ist folglich elliptisch polarisiertes Licht. Der Grad der Polarisation ist damit direkt über diese Werte zugänglich.

Um den Effekt der Polarisationserhaltung unter zirkular polarisierter Anregung [Oha12, Ask16] vorzustellen, zeigt Abbildung 9.1 in a) und b) zwei Fourierspektren, jeweils bei einer zirkular polarisierten Anregung von 124.4 pJ/Puls aufgenommen. Der Unterschied liegt in der Detektion bei der in a) dieselbe Komponente detektiert wird und in b) die orthogonal dazu polarisierte. Evident in der Emissionsintensität und Modenstruktur ist, dass sich in a) kein Kondensatzustand befindet (diskrete und besetzte Modenstruktur) und in b) ein Kondensat detektiert wird. Dieses Kondensat besteht damit nur aus einer, der Anregung folgenden, Spinkomponente, während sich die andere Komponente noch im linearen Emissionsregime befindet. c) zeigt ein Linienspektrum aus der integrierten Emission um  $k = 0 \pm 0.1 \mu\text{m}^{-1}$ . Dieses zeigt einen Intensitätsunterschied von zwei Größenordnungen der beiden Messungen, sowie eine Emission bei unterschiedlichen Modenenergien.

Die Wechselwirkung in Polariton-Kondensaten ist abhängig von der Spinbesetzung der Quasiteilchen [Vla10]. In diesem Sinne werden in Abbildung 9.2 die Emissionscharakteristiken einer Leistungsserie unter linear und zirkular polarisierter Anregung

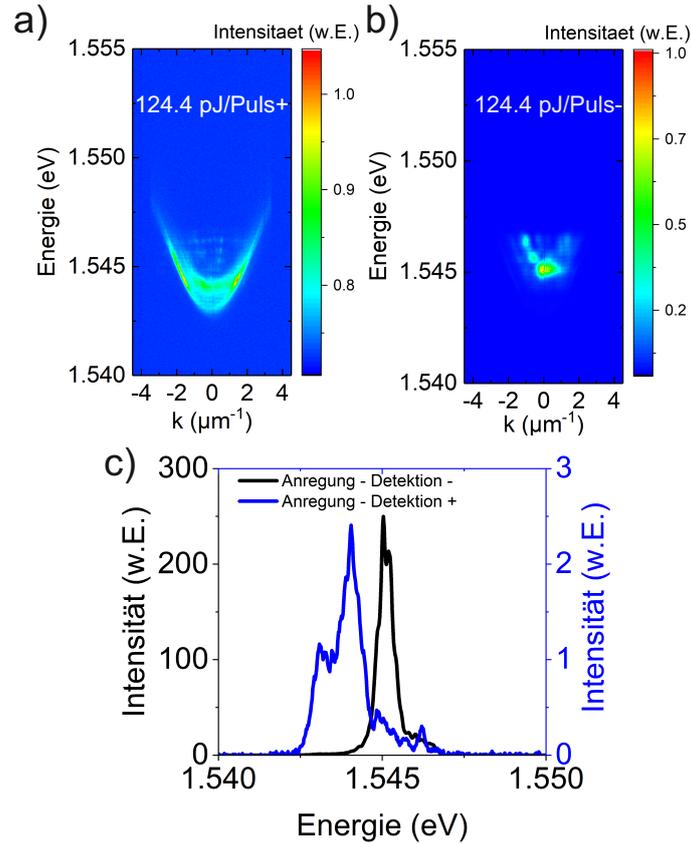


Abbildung 9.1.: a) Detektion von  $\sigma+$  unter  $\sigma-$  Anregung von  $124.4 \text{ pJ/Puls}$ . b) Detektion von  $\sigma-$ . Die eine Spinkomponente ist im Kondensatsregime, während die andere noch unter der Schwelle emittiert. c) Linienspektrum der beiden Detektionsrichtungen integriert um  $k = 0 \pm 0.1 \mu\text{m}^{-1}$ , deutlich ist der Faktor 100 zwischen der Emissionsintensität zu sehen. Die verschobene Modenposition gibt einen weiteren Hinweis darauf, dass sich nur eine Spinkomponente im Kondensat befindet.

verglichen. Die Probe ist identisch mit der im vorherigen Abschnitt verwendeten und die Verstimmung der untersuchten Stelle war  $-6.4$  meV. a) zeigt den Intensitätsverlauf in Abhängigkeit der polarisierten Anregung. Hierbei fällt auf, dass die Nichtlinearität der Intensität unter zirkularer Anregung bei niedrigeren Anregungsleistungen beginnt als unter linearer Anregung. Außerdem emittiert die Mikrokavität bei gleicher Anregungsleistung unter zirkularer Anregung signifikant mehr Licht. Dies deutet auf eine Verstärkung der stimulierten Streuung hin, welche auftritt, wenn nur eine Spinrichtung besetzt ist. Diese starke Besetzung wirkt sich auch in b) auf die Energieverschiebung durch die Wechselwirkungen aus. Diese sind verstärkt bei Besetzung von nur einer Spinrichtung, durch unterschiedliche Wechselwirkungskoeffizienten zwischen unterschiedlicher ( $\alpha_2$ ) und gleicher ( $\alpha_1$ ) Spinorientierung. Parallel orientierte Spins stoßen sich deutlich stärker voneinander ab [Vla10].

Um die Polarisationserhaltung explizit nachzuweisen, wird eine Stokeskomponenten aufgelöste Messung in Abbildung 9.3 a) unterhalb und oberhalb der Kondensationschwelle für beide Anregungsrichtungen gezeigt. Hierbei sieht man unterhalb der Schwelle einen geringen Grad an zirkularer Polarisation, während sich oberhalb ein Verlauf von fast vollständig zirkularer Polarisation ergibt (verschiedene Messungen zeigen einen zirkularen Polarisationsgrad [She10] von deutlich über 90%, da sich nur eine Komponente im Kondensatzustand befindet). Diese Erhaltung von zirkularer Polarisation, welche sich in nur einer vorhandenen Spinrichtung im Kondensat niederschlägt (die andere Komponente emittiert im linearen Regime), erklärt die starken Differenzen in Intensitäts- und Energieverlauf der Eingangs-Ausgangskennlinie unter zirkularer und linearer Anregung.

Weiterhin wird in Abbildung 9.3 b) der Grad der zirkularen Polarisation in Abhängigkeit der Anregungsleistung gezeigt. Der Grad der Polarisation steigt sprunghaft an der Kondensationsschwelle und bleibt auf fast konstant hohem Niveau, was auf den Prozess der stimulierten Streuung hinweist. Phänomenologisch kann dies erklärt werden durch die schnelle Relaxation der nicht-resonant erzeugten Ladungsträger, dadurch haben diese keine Möglichkeit in der Relaxationszeit ihre Spinorientierung durch Streuprozesse zu verlieren. Außerdem sind durch die Qualität der Probe (wenige geladene Störstellen) diese Streuprozesse unterdrückt und damit die mittlere Streuzeit erhöht. Dies äußert sich in Summe in der hohen Erhaltung der zirkularen Polarisation.

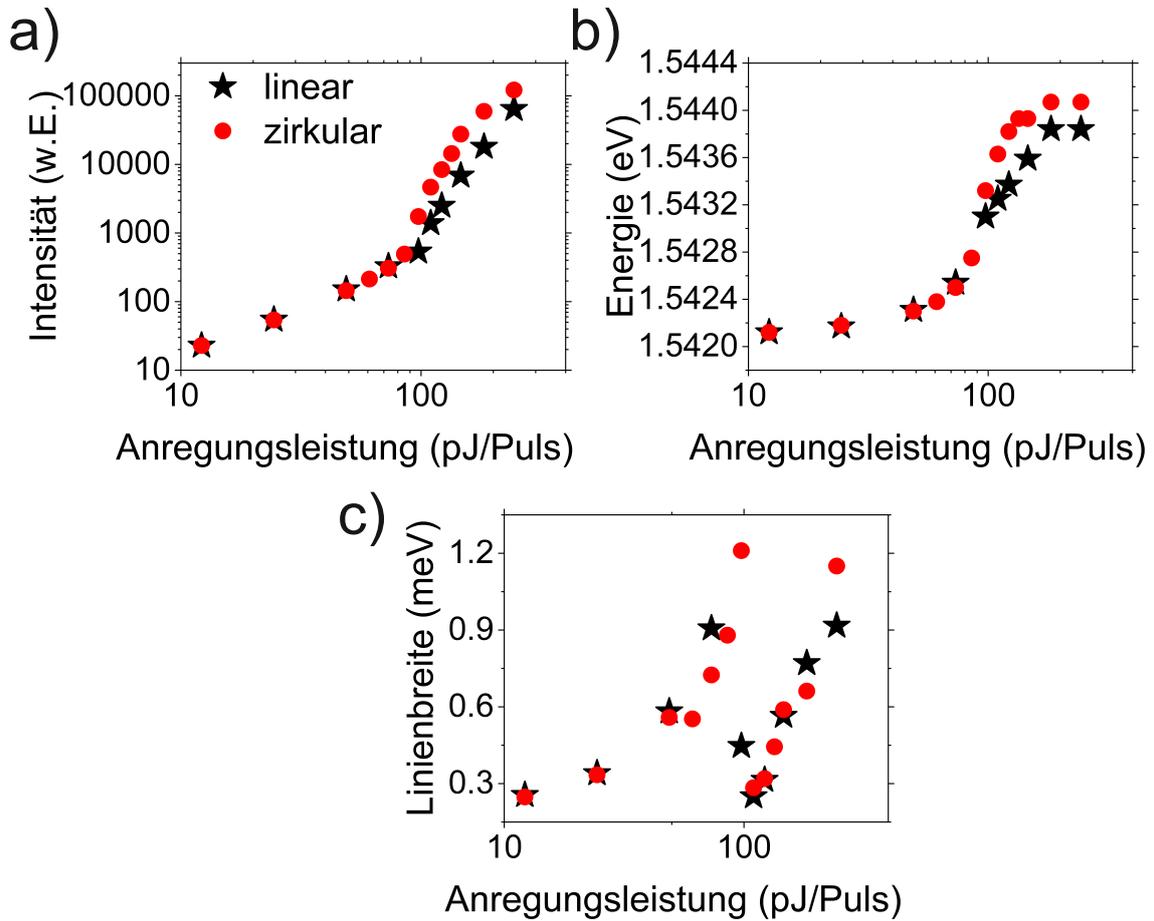


Abbildung 9.2.: a)/b)/c) Intensität-/Linienbreiten-/Energieverlauf in Abhängigkeit von Anregungsleistung und Polarisation. Unter zirkularer Polarisation beginnt der Kondensationsprozess früher durch eine Verstärkung der stimulierten Streuung bei Vorhandensein nur einer Spin-Komponente. Die Energieverschiebung ist stärker ausgeprägt durch höhere Wechselwirkung zwischen gleichgerichteten Spins.

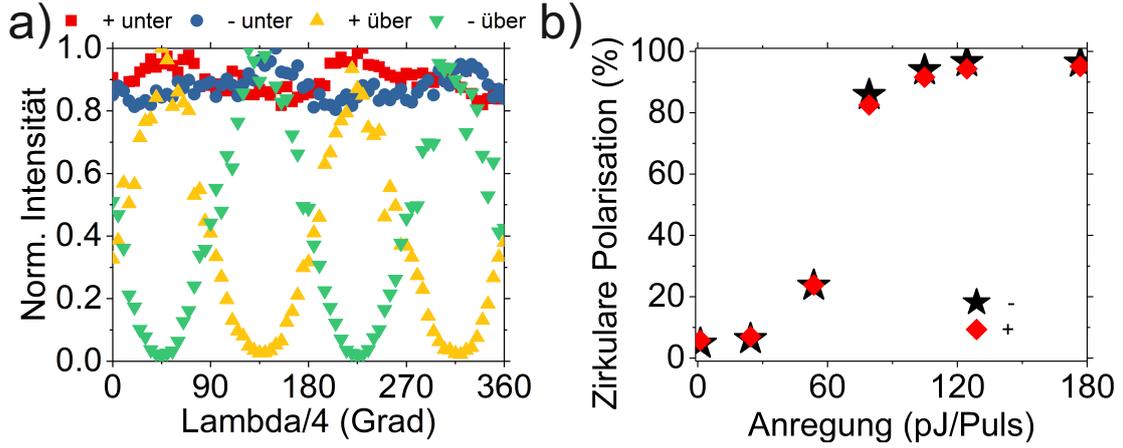


Abbildung 9.3.: a) Zeigt Polarisations-aufgelöste Messungen von unter/über der Schwelle eines planaren Kondensats unter zirkular polarisierter Anregung. Unter/über der Schwelle zeigt sich eine geringe/hohe Polarisationserhaltung. b) Grad der Polarisation in Abhängigkeit der Anregungsleistung. Die Polarisationserhaltung nimmt durch den Prozess der stimulierten Streuung stark an der Schwelle zu.

Modelliert <sup>1</sup> werden können der Erhalt der zirkularen Polarisation und die Beobachtung von stärkerer Blauverschiebung mit einem spinabhängigen Boltzmann Modell (im Gegensatz zu einem vorherigen Kapitel, wo spinunabhängig gerechnet wurde):

$$\begin{aligned} \frac{dN_r^\pm}{dt} &= P^\pm - WN_r^\pm (N_c^\pm + 1) - \gamma_r N_r^\pm \\ &\quad - \gamma_{rs} (N_r^\pm - N_r^\mp), \\ \frac{dN_c^\pm}{dt} &= WN_r^\pm (N_c^\pm + 1) - \gamma_c N_c^\pm, \end{aligned} \quad (9.1)$$

hierbei sind  $N_c^\pm$  die beiden polarisierten Komponenten des Kondensats und  $N_r^\pm$  die jeweiligen Reservoirs.  $W$  ist der Übergangskoeffizient zwischen Reservoir und Kondensat.  $\gamma_c$  and  $\gamma_r$  sind die Zerfallsraten bezogen auf Kondensat und Reservoir.  $\gamma_{rs}$  enthält die Spinrelaxation.  $P$  ist die jeweils polarisierte Anregung, lineare Polarisation ist eine Überlagerung gleicher Pumpstärke der beiden zirkularen Komponenten. Die Blauverschiebung ist dann gegeben durch:

$$\Delta \sim N_r^+ + |X|^2 N_c^+, \quad (9.2)$$

<sup>1</sup>Diese Theorie wurde von Dr. Anton Nalitov der University of Southampton entwickelt.

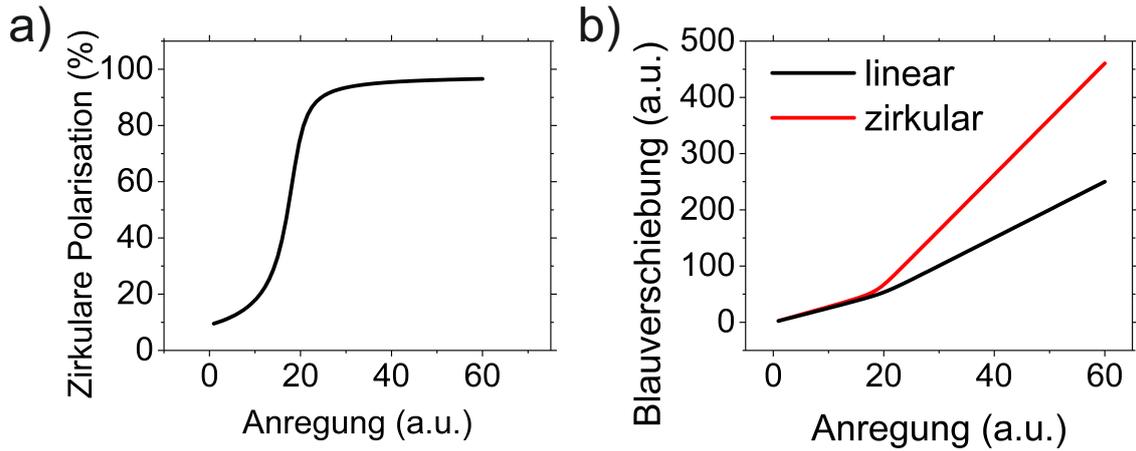


Abbildung 9.4.: a) Boltzmann modellierter Erhalt der zirkularen Polarisation in Abhängigkeit der Anregungsleistung. b) Theoretische Blauverschiebung der Emission durch die Polaritonwechselwirkung unter Berücksichtigung von verschiedenen Spinbesetzungen.

Abbildung 9.4 zeigt das Resultat dieses Modells, in a) zeigt sich der Erhalt der Polarisation, analog zum Experiment setzt dieser ein an der Polaritonschwelle. b) zeigt die Blauverschiebung der Emission durch die unterschiedliche Wechselwirkung der Spinkomponenten untereinander.

Es folgt die Behandlung von linearer Polarisation, diese ist eine Überlagerung der beiden zirkular polarisierten Komponenten. Durch einfache Überlegungen müsste daraus folgen, dass linear polarisierte Anregung bei keinerlei Spinrelaxation ebenfalls ein linear polarisiertes Kondensat erzeugt. Hier müssen allerdings weiterhin die Kopplung der beiden Spin-Komponenten und die Tatsache, dass durch ein Objektiv hoher numerischer Apertur ein linear polarisierter Laser leicht elliptisch die Probe anregt, beachtet werden. In der Literatur [Kas06] wird auch die spontane Ausbildung von linearer Polarisation häufig entlang der Kristallachsen beobachtet. Dies wird mit einer Symmetriebrechung an der Kondensationsschwelle erklärt und unterscheidet sich von dem hier beobachteten Effekt, bei dem die Anregungspolarisation erhalten bleibt.

Experimentell sieht man dies in Abbildung 9.5. a) zeigt eine Beispielmessung der Stokes Parameter eines Kondensats (131.7 pJ/Puls) mit besonders elliptischer Polarisation ( $S_3 \approx 0.3$ ). Hierbei ist die theoretische Anpassung in blau dargestellt und rot sind die extrahierten Grundzustandsintensitäten. b) zeigt nun eine Messserie der zirkularen Stokes Komponente  $S_3$  gegen die Anregungsleistung für verschiedene Verstimmungen. Man sieht eine deutliche Abnahme des zirkularen Anteils der Emis-

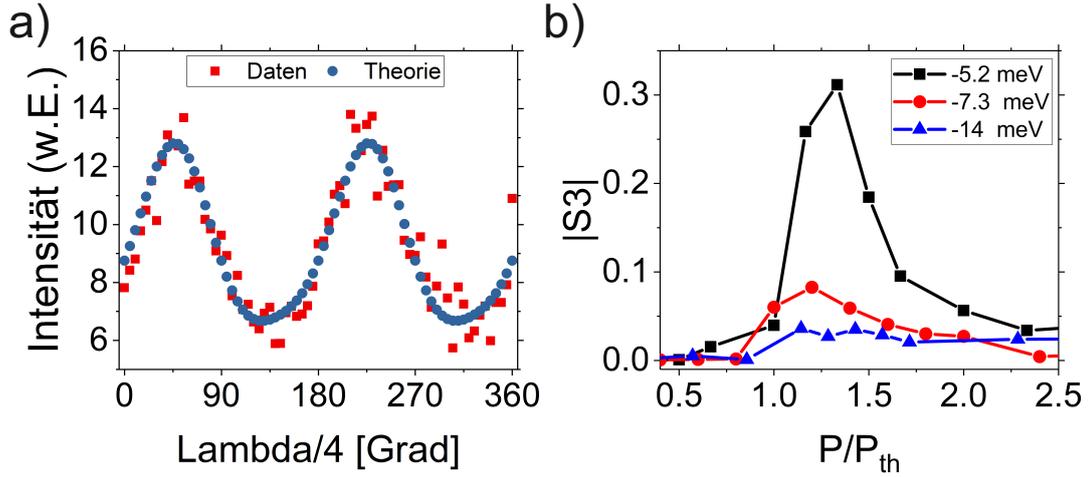


Abbildung 9.5.: a) Beispielmessung der Stokesparameter unter linear polarisierter Anregung in dem Intensitätsverlauf der Emission des Kondensatzustands in Abhängigkeit der  $\lambda/4$  Orientierung (rot), die Anpassung aus der die Stokes Parameter extrahiert sind in blau. b) Messung der zirkularen Komponente in Abhängigkeit von Anregungsleistung und Exziton-Photon Verstimmung. Durch exzitonischer Kondensate wird elliptischeres Licht erzeugt.

sion mit größerer photonischer Verstimmung. Weiterhin steigt die zirkulare Polarisation an der Schwelle an und nimmt mit steigender Anregungsleistung wieder ab. Theoretisch wurden diese Phänomene in zwei verschiedenen Ansätzen [Li15, Ask16] erläutert.

Hier <sup>2</sup> wird das Boltzmann Modell um ein weiteres Reservoir erweitert, um ein aktives (welches in den Grundzustand streut) und ein inaktives Reservoir zu betrachten. Ein in der Polaritonik verbreiteter Ansatz, da sobald stimulierte Streuung einsetzt das aktive Reservoir instantan geleert wird [Lag11]. Das Modell kann in einer mean-field Näherung analytisch gelöst werden, um die zirkulare Stokes Komponente zu erhalten:

$$S_3 = \begin{cases} 1, & \text{for } P_2 \geq P_0 > P_1 \\ \frac{S_{3P}(1+\gamma_l\tau_r)}{(1+\gamma_l\tau_r+2\tau_r\tau_s^{-1})} \left( \frac{P_0}{P_0-P_{thr}} \right), & \text{for } P_0 > P_2 \end{cases} \quad (9.3)$$

<sup>2</sup>Diese Theorie wurde von Dr. Oleg Egorov der Universität Jena entwickelt.

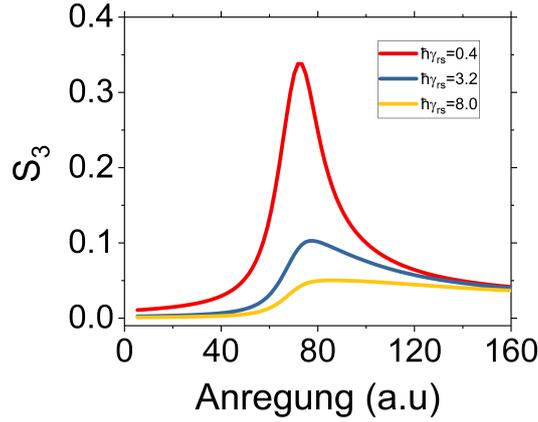


Abbildung 9.6.: Ergebnis des Boltzmannmodells, welches die Entstehung von elliptischem Licht bei nominell linearer Anregung erklärt. Die experimentellen Ergebnisse in Abbildung 9.5 sind qualitativ reproduziert.

mit den polarisationsabhängigen Schwellwerten gegeben durch

$$P_{thr} \equiv \frac{2\gamma_r\gamma_c}{R}(1 + \gamma_l\tau_r),$$

$$P_{1,2} \equiv P_{thr} \left( 1 \pm \frac{S_{3P}(1 + \gamma_l\tau_r)}{(1 + \gamma_l\tau_r + 2\tau_r\tau_s^{-1})} \right)^{-1}.$$

Der Kern des Modells sind die Spinrelaxationskonstanten  $\tau_s^{-1}$  und  $\gamma_{rs}$ . Die Spinrelaxation auf dem unteren Polaritonast wird von der TE-TM Aufspaltung stark beeinflusst [Ley07]. Diese Aufspaltung ist ein allgemeines Phänomen in Mikrokavitäten, welches eine Energiedifferenz für die verschiedenen Polarisierungen für einen Wellenvektor ungleich null beinhaltet. Diese Aufspaltung vergrößert sich für größere Wellenvektoren ( $\sim k^2$ ) und auch für einen größeren photonischen Anteil des unteren Polaritons, da es ein rein photonischer Effekt ist [Kav17]. Dies impliziert eine größere Spinrelaxation für photonischere Polaritonensysteme.

Um nun die Beobachtung von elliptischer Polarisation in diesem Modell nachzuvollziehen, muss berücksichtigt werden, dass ein durch ein Objektiv hoher numerischer Apertur fokussierter Laserstrahl seine lineare Polarisation zu einem gewissen Grad verliert [Ask16]. Da diese Größe experimentell schwer zugänglich ist, geben wir hier eine beispielhafte Rechnung mit 5% an. Danach wird ein 2 ps Anregungspuls modelliert um schlussendlich zu Abbildung 9.6 zu gelangen. Diese zeigt qualitativ gut übereinstimmende Ergebnisse im Vergleich zum Experiment in Abbildung 9.5, wenn man die phänomenologische Natur des Modells berücksichtigt.

Damit konnte in Polariton-Kondensaten, erzeugt in planaren Strukturen, zirkuläre Polarisationserhaltung und die Erzeugung von elliptischem Licht durch lineare Anregung nachgewiesen werden.

## 9.2. Polarisations-eigenschaften elliptischer Polariton-Kondensate

In diesem Abschnitt werden Polarisations-eigenschaften kombiniert mit dem Thema der lithographischen Kontrolle von polaritonischen Systemen untersucht. Hierbei wird das Polariton-Kondensat asymmetrisch eingeschlossen in elliptisch geformten Mikrotürmchen. Diese Kondensate werden insbesondere auf ihre linearen Polarisationscharakteristiken untersucht. Dies geschieht unter der Hypothese, dass die energetische Aufspaltung der beiden linearen Polarisationsrichtungen entlang der beiden Achsen der Ellipse zu sowohl einem hohen Polarisationsgrad des Polariton-Kondensats als auch zu einer Ausrichtung der Polarisation entlang der gewählten Achse führt.

Allgemein wurden in der Literatur elliptisch geformte Mikrotürmchen zuerst in Bezug auf Quantenpunkte untersucht [Gay98]. Sie sind von Vorteil in Einzelphotonenquellen und Kryptographieanwendungen [Rei10]. Außerdem kann der Q Faktor der Grundmode erhöht werden, indem die Entartung der beiden Polarisationsrichtungen des Grundzustands aufgehoben wird [Whi07].

Durch die Asymmetrie im Mikrotürmchen wird die Modenstruktur aufgespalten in orthogonal zu einander linear polarisierte Zustände. Durch die makroskopische Besetzung nur eines Zustands im Kondensat muss so mit ausreichendem Abstand der unteren beiden linear polarisierten Moden ein vollständig polarisierter Zustand erzeugt werden können. Der Abstand der Moden skaliert mit der Elliptizität, diese ist definiert durch  $e = \sqrt{\frac{a}{b}} - 1$ . Je größer der Grad der Elliptizität und je kleiner das Mikrotürmchen, desto höher die energetische Aufspaltung der beiden linear polarisierten Moden des Grundzustandes.

Bisher gibt es in der Literatur noch keine Untersuchungen zu elliptischen Mikrotürmchen in der starken Kopplung. Untersucht wurden rechteckige Mikrotürmchen [Kul12], in denen ebenfalls Polarisations-effekte beobachtet wurden, jedoch keine ausgerichtete strikte lineare Polarisation im Kondensat. Rechteckige Mikrotürmchen

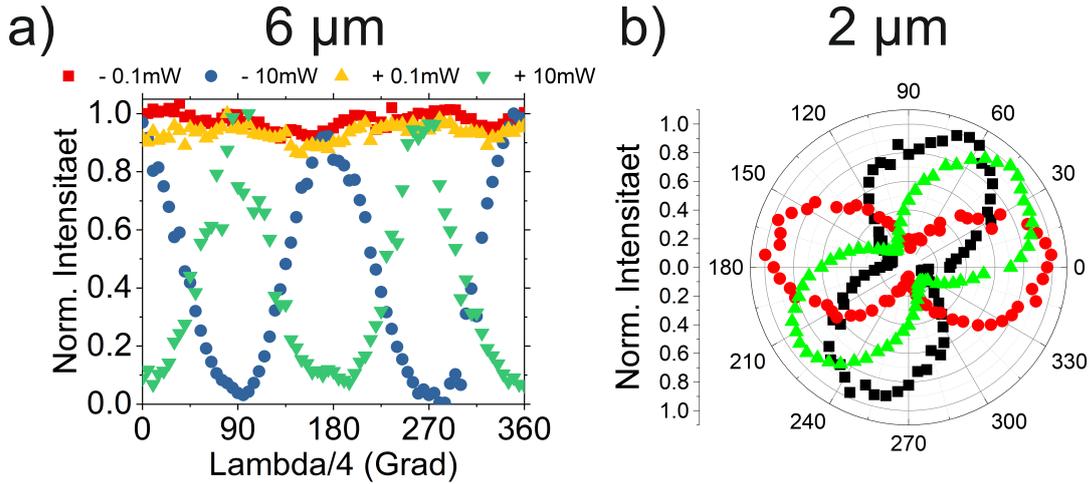


Abbildung 9.7.: a) Messung des Grades der zirkularen Polarisation in einem 6  $\mu\text{m}$  Mikrotürmchen unterhalb/oberhalb der Kondensationsschwelle für  $\sigma$  +/- Anregung. Im Kondensat wird die Anregungspolarisation erhalten. b) Messung der linearen Polarisation von 2  $\mu\text{m}$  Mikrotürmchen unter linearer Anregung. Bei kleineren Durchmessern gibt es keine Erhaltung der zirkularen Polarisation und es bildet sich lineare Polarisation unterschiedlicher Orientierung.

erzeugen prinzipiell dieselbe Art der Modenaufspaltung entlang der beiden Achsen, in der Referenz waren die Türmchen allerdings relativ groß (10x15  $\mu\text{m}$ ), was zu einer niedrigen Modenaufspaltung (e.g. in Relation zur Linienbreite) der beiden linear Polarisationen führt.

Bei zu großen Elliptizitäten und zu kleinen Mikrotürmchendurchmessern geraten die vorhandenen Fabrikationsmöglichkeiten an ihre Grenzen, insbesondere der Q Faktor nimmt bei kleineren Mikrotürmchen durch Vergrößerung des Verhältnisses von Rand zu aktiver Fläche ab. In dieser Studie wurden Ellipsen mit einem Durchmesser der langen Achse von 2  $\mu\text{m}$  und einem Verhältnis der Achsen von 3:2 untersucht, dies ergibt eine berechnete Elliptizität von 0.225.

Um die speziellen Eigenschaften von elliptischen Türmchen herauszuarbeiten, werden zu Beginn die Eigenschaften von klassisch runden Mikrotürmchen vorgestellt. Abbildung 9.7 a) zeigt dieselbe Messung wie im letzten Kapitel (zirkuläre Anregung) an einem 6  $\mu\text{m}$  runden Mikrotürmchen. In diesem Fall wird derselbe Effekt der fast vollständig zirkularen Emission oberhalb der Kondensationsschwelle beobachtet. Werden die Mikrotürmchen verkleinert (nomineller Durchmesser 2  $\mu\text{m}$ ) kann der Effekt der vollständigen zirkularen Polarisationserhaltung nicht mehr beobachtet werden (über verschiedene Mikrotürmchen werden Grade um die 50 % gemessen).

## 9. Polarisationskontrolle von Polariton-Kondensaten

Stattdessen zeigt sich unter linearer Anregung, lineare Emission [Abbildung 9.7 b)]. Diese lineare Emission zeigt verschiedene Größen (in den gezeigten  $> 80\%$ ) und vor allem verschiedene Orientierungen. Die Vermutung hierbei ist, dass die Orientierungen durch energetische Vorzugsrichtungen zustande kommen. Diese werden durch den lithographischen Prozess erzeugt, bei dem das Türmchen leicht asymmetrisch ist. Deshalb wird man über viele Iterationen von Mikrotürmchen verschiedene Grade und Orientierungen der Polarisation messen. Beobachtet wurden auch sehr niedrige Grade von fast keiner Polarisation, womit eine hohe Streuung der linearen Polarisationsgrade vorliegt. Dieser Effekt wird nun vorsätzlich in der Fabrikation von elliptischen Türmchen herbeigeführt.

Abbildung 9.8 a) zeigt eine Messung eines solchen  $2\ \mu\text{m}$  elliptischen Mikrotürmchens (Verstimmung  $-5\ \text{meV}$ ) im Kondensatzustand unter Anregung ( $0.1\ \text{mW}$ ) aller drei Polarisationen. Es zeigt sich fast vollständig und gleich linear polarisierte Emission (indiziert durch die vier anstatt zwei Perioden der Stokesparametermessung). Unter den beiden zirkularen Komponenten gibt es eine Restkomponente von  $S_3$  von ca.  $5\%$ . Dies bedeutet, dass die in größeren Mikrotürmchen oder planaren Systemen nachgewiesene Spinerhaltung durch die Modulierung der Energielandschaft in Abhängigkeit der Polarisation aufgehoben ist. Folglich zeigt b) eine Messung der Polarisationsrichtung über ein  $\lambda/2$  Plättchen (reine Messung der linearen Polarisation) von zwei weiteren Ellipsen, hier ergibt sich bei orthogonal zu einander orientierten langen Achsen eine orthogonal zueinander fast vollständig ( $>99\%$ ) linear polarisierte Emission. Weiterhin zeigt die Betrachtung der Orientierung, dass diese  $90^\circ$  zueinander gedreht ist, dies folgt aus der orthogonal zueinander fabrizierten Achsen der Ellipsen. Dies beweist, dass die Spinorientierung des Kondensats der langen Achse (und damit dem Grundzustand des Systems) folgt und etabliert elliptische Mikrotürmchen als eine Möglichkeit einen in eine vorgegebene Richtung linear polarisierten Zustand im Kondensat zu erzeugen.

Damit wurde in diesem Kapitel nachgewiesen, dass über die zirkulare Spinerhaltung und über Beeinflussung der Energielandschaft in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung jeder Polarisationszustand von Polariton-Kondensaten deterministisch erreicht werden kann.

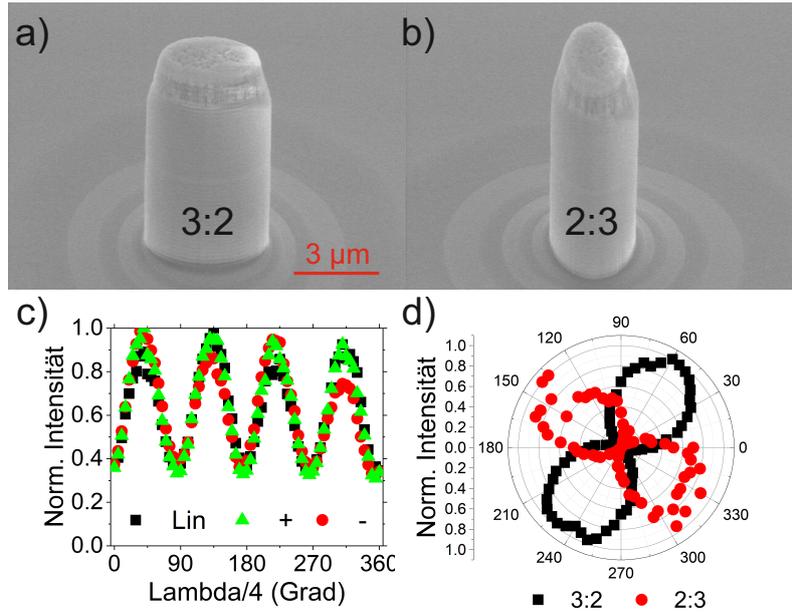


Abbildung 9.8.: a) und b) REM-Bilder von elliptischen Mikrotürmchen. c) Anregung der Ellipse mit den drei verschiedenen Anregungspolarisationen (zirkular links/rechts und linear). Unabhängig von Anregungspolarisation ist die Emission dominant linear polarisiert, was auf einen Effekt des asymmetrischen photonischen Einschluss hindeutet. d) Messung der Orientierung der linearen Polarisation des Kondensats mit einer 360 Grad Messung eines  $\lambda/2$  Plättchens an zwei Ellipsen mit orthogonal zueinander orientierter langer Achse. Die lineare Polarisation der Kondensate richtet sich entsprechend der langen Hauptachse der Ellipsen aus.

# 10. Zusammenfassung, Fazit und Ausblick

Im Folgenden werden die neuen Erkenntnisse dieser Doktorarbeit wertend knapp zusammengefasst und es wird auf generelle noch ausstehende, aus dieser Forschung resultierende Fragestellungen und ihre Zukunftsperspektiven eingegangen.

Im ersten Ergebniskapitel 4 ging es um Eigenschaften eines bistabilen elektrischen Polariton-Lasers. Begonnen wurde mit der Erforschung der exzitonischen Eigenschaften der makroskopischen Wellenfunktion des elektrischen Polariton Kondensats durch Superposition eines externen optisch erzeugten Potentials. Es gelang die Messung eines Repulsionseffekts durch die lokal erzeugten Exzitonen unter der fortwährenden starken Kopplung des Systems, nachgewiesen durch die energetische Verschiebung der Emission mit höherer Injektionsdichte.

Die Bistabilität des Bauelements wurde mit kontrolliert addiertem Rauschen in Kapitel 5 untersucht. Es zeigt sich, dass das Rauschen die Hysterese zusammenfallen lässt, bis ein Übergang zu einem rein monostabilen Emissionsverhalten beobachtet werden kann. Weiterhin erlaubt die Hysterese die Beobachtung eines optischen Schaltprozesses in das Polaritonkondensat, indem das System elektrisch auf dem unteren Hystereseast des Polaritonensystems positioniert wird, um dem System dann nicht-resonant zusätzliche Ladungsträger mit einem Laserpuls zuzuführen, welche einen positiven Rückkopplungseffekt im System hervorrufen.

In Kapitel 6 ermöglichte der technologische Prozess des teilweise-Ätzens der Spiegel der Mikrokavität zwei polaritonische Wellenleiter zu koppeln und damit Oszillationen im Josephson Regime im Realraum zu beobachten. Diese Oszillationen erlauben das Polaritonensignal gezielt in verschiedene Ausgangsports zu leiten. Weiterhin wurden zwei Wellenleiter an eine Mikroscheibe gekoppelt. Diese fungiert in dieser Konfiguration wie eine photonische Resonanztunneldiode, die gleichzeitig die

Richtung des Polaritonflusses umdreht. Die erlaubten Zustände sind durch die stark diskretisierten Moden des eingeschlossenen Ausgangswellenleiters von  $2\ \mu\text{m}$  Breite gegeben. Auf diese trifft der Polaritonfluss von der Mikroscheibe der dort ein fast kontinuierliches Modenspektrum durch das deutlich geringere Einschlusspotential besetzt und kann nur in die erlaubten Zustände des Wellenleiters propagieren. Werden nun durch stärkeres Einschlusspotential die Moden der Mikroschreibe ebenfalls genau angepasst, kann hier eine feine Selektion der Propagation vorgenommen werden.

Im nächsten Kapitel 7 wurde eine quantitative Studie der Auswirkung des Systemdurchmessers auf die Kohärenzeigenschaften in der Autokorrelation zweiter Ordnung vorgestellt. Diese experimentellen Ergebnisse sind mit einer mikroskopischen Monte-Carlo Theorie untermauert, welche die multimodale Emissionsstruktur der Mikrotürmchen in die Erklärung mit einbezieht. Das Ergebnis ist eine konsekutive Verbesserung des  $g^{(2)}(\tau = 0)$  Wertes hin zu einem Zustand mit einem annäherend vollständige Kohärenz anzeigenden Autokorrelationswert von 1 in stärker photonisch eingeschlossenen Systemen. Diese Kohärenzunterschiede in Mikrotürmchen mit unterschiedlichem Durchmesser werden theoretisch auf eine verbesserte Relaxierung der Polaritonen durch Phononenstreuprozesse durch eine in einem kleineren Mikrotürmchen stärker lokalisierte Wellenfunktion zurück geführt. Dies unterdrückt sowohl die Teilchenfluktuationen des Grundzustands im interagierenden Polaritonensystem als auch die multimodale Emission, welche zu einem großen Teil für schlechtere Kohärenz verantwortlich sind.

Weiterhin gelang die Messung der gesamten Photonstatistik eines Polaritonkondensats, eingeschlossen in einem 6 Mikrometer Mikrotürmchen, im Bereich der Kondensationsschwelle in Kapitel 8. Dies geschah mit einem neuartigen Sensor der physikalisch technischen Bundesanstalt. Hierbei ist eine eindeutige Entwicklung von exponentieller zu poissonischer Statistik entlang steigender Teilchendichte für das Polaritonsystem nachgewiesen worden. Diese Teilchendichte kann mit Hilfe der extrahierten Statistik über eine theoretische Anpassung mit den thermisch-kohärenten Zuständen insofern genauer untersucht werden, als dass eine durchschnittliche Besetzung kohärenter und thermischer Teilchen und damit die jeweiligen relativen Besetzungen im Kondensat in Abhängigkeit zur Anregungsleistung berechnet werden können. Dies führt zu einem Anteil kohärenter Emission von über 90 % weit über

der Schwelle. Die Photonstatistik ermöglichte auch eine Berechnung der Autokorrelationen höherer Ordnung des Systems, welche eine genauere Charakterisierung des Phasenübergangs ermöglichen. Durch die Übereinstimmung der Verteilung mit den thermisch-kohärenten Zuständen zeigt sich das Polaritonsystem bei photonischer Verstimmung im Übergang der Phasen als wenig-interagierend, weil ein stark interagierendes System Abweichungen von diesen Verteilungen erzeugen würde.

Im letzten Kapitel 9 wurde die Möglichkeit der Kontrolle der Spinausrichtung und damit der Polarisationskontrolle in Polariton-Kondensaten untersucht. Die sehr schnelle Relaxation ins Polariton-Kondensat durch stimulierte Streuung ermöglichte die Beobachtung eines komplett zirkular polarisierten Kondensats unter zirkularer nicht-resonanter Anregung. Diese Erhaltung des Spins ermöglicht die Erzeugung elliptisch polarisierter Emission in linear polarisierter Anregung. Dies geschieht durch ein leichtes Ungleichgewicht der Polarisation der Anregung. Die Elliptizität der Emission des Kondensats kann über die Dichte des Kondensats und die Verstimmung zwischen Exziton und Photonmode variiert werden. Weiterhin wurden elliptische Mikrotürmchen fabriziert und die Ausrichtung der Polarisation des Polariton-Kondensats entlang der langen Achse von elliptischen Mikrotürmchen in starker Kopplung nachgewiesen. Dies ermöglicht eine vollständig linear polarisierte Emission in Ellipsen mit einem Durchmesser von  $2\mu\text{m}$  und einer Elliptizität von 3:2. Dies geschah aufgrund der großen energetischen Aufspaltung der Grundmode in den beiden linearen Polarisationsrichtungen. Damit wurde eine deterministische Erzeugung von Spinzuständen in Polariton-Kondensaten bei genauer Auswahl der nicht-resonanten Anregungsbedingungen gezeigt.

Zukünftige Forschungsentwicklungen auf diesen Gebieten könnten eine Reihe von Möglichkeiten sowohl in der Grundlagenforschung als auch technologische Chancen umfassen.

In Bezug auf den elektrischen Polariton-Laser steht die Realisation einer Probe mit kompetitiven Kohärenzeigenschaften bei Raumtemperatur noch aus, auch wenn erste Signaturen eines Polariton-Lasers in GaN nachgewiesen wurden. Dies kann am besten durch höhere Exzitonbindungsstärken erreicht werden, daher ist ein Wechsel des Materialsystems auf II-VI Halbleiter wie ZnO, GaN, organische Materialien oder 2D-Materialien unausweichlich, wobei sowohl die elektrische Injektion als auch

das Erreichen des Kondensatzustands eine signifikante Hürde darstellt. Eine solche Lichtquelle müsste sich dann in einem tatsächlichen Vergleich mit herkömmlichen VCSEL Systemen beweisen. Dies stellt aus meiner Sicht die einzige realistische Anwendung des Polariton-Forschungsgebietes da, ein Einsatz als kohärenter Emitter bei niedrigen Schwellen. Weiterhin schätze ich langfristig die Möglichkeiten von organische Materialien aufgrund der einfachen Fabrikation als gut ein (beispielsweise im Vergleich zu 2D Materialien, auch wenn hier in den letzten Jahren epitaktische Fortschritte erzielt wurden). Hier ist allerdings die hohe Degradation ein Problem, was insbesondere die Polaritonik mit hohen Anforderungen an Verluste stark betrifft. Aufbauend auf der Hysterese unseres Systems kann ein rein elektrisches polaritonisches Logikbauteil attraktiv für Anwendung sein, auch wenn ich dies als eher unrealistisch einschätze, da das Feld der Logik und der Berechnungen sich wohl eher Richtung Quantencomputer oder rein photonische Schemata bewegt.

Die aufgezeigten Möglichkeiten durch lithographische Strukturierung passiv den Polaritonfluss gezielt nicht nur zu leiten sondern auch zu filtern sind erste Schritte in Richtung von funktionsfähigen Logikarchitekturen, welche sich die besonderen Eigenschaften von einer Mischung aus Licht und Materie zu Nutze macht. Die hohen Nichtlinearitäten des exzitonischen Anteils sind für effiziente Schaltprozesse besonders attraktiv. Eine tatsächliche Umsetzung braucht allerdings elektrische Injektion bei Raumtemperatur. Durch die Kombination von schon nachgewiesenen energieeffizienten, hohen Schaltgeschwindigkeiten und Propagationsgeschwindigkeiten, scheint eine Logikarchitektur der nächsten Generation basierend auf Mikrokavitäten in der starken Kopplung überhalb ihres polaritonischen Phasenübergangs möglich, sofern die Betriebsparameter (insbesondere die Temperatur) verbessert werden können. Die beobachteten Oszillationen zwischen den Wellenleitern waren im nicht-interagierenden Regime aufgrund des hohen nötigen Photongehalts der propagierenden Kondensate, um die spezifischen Eigenschaften von Polaritonen zu nutzen, wäre es interessant über Materialien mit stärkerer Interaktionskonstante oder einem höheren exzitonischen Gehalt in den interagierenden Bereich zu kommen um etwa den selbst-Einschluss Effekt zum ersten Mal in gerichteter Propagation im Polaritonensystem nachzuweisen.

In Bezug auf die Kohärenzeigenschaften und der Photonenstatistik von optisch erzeugten Polariton-Kondensaten fehlt noch eine rigorose mikroskopische Theorie,

die die große Variation der Messergebnisse über die verschiedenen Materialsysteme quantitativ erläutern kann, diese würde auch die Entwicklung von Polaritonproben mit noch besseren Kohärenzeigenschaften begünstigen. Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Monte-Carlo basierenden Ansatz, der die gemessenen Daten gut erläutert und auch eine Vielzahl von Moden im System berücksichtigt, ist hier ein erster Schritt getan. Weiterhin bietet sich zukünftig eine genauere Charakterisierung der Autokorrelationen höherer Ordnung durch die Messung der Photonenstatistik über den TES Sensor in verschiedenen Systemen und Materialien insbesondere bei Raumtemperatur an der Kondensationsschwelle an. Hier ist die genaue Deutung dieser höheren Momente in der Statistik weiterhin von Interesse, inwiefern sie mehr Informationen enthalten als niedrigere Photonkorrelationen. Weiterhin wäre eine Messung an einem Polariton-Kondensat mit hohem Exzitonanteil interessant, ob sich hier am Phasenübergang Abweichungen vom Paradigma der thermisch-kohärenten Zustände ergeben. Der Vergleich von traditionellen Quantenpunkt und Quantenfilm basierten VCSEL, Kondensaten weit außerhalb des Gleichgewichts, Kondensaten im Gleichgewicht und reinen Photon-Kondensaten könnte zu weiteren universellen Einsichten in Phasenübergänge von photonischen Systemen führen, vielleicht sogar zu einer universellen Theorie.

Bei den Polarisations-eigenschaften von Polariton-Kondensaten ist eine genauere Prüfung der Anforderung zur Verwendung der neuen Proben in der Spin-Optoelektronik interessant. Hierbei ist insbesondere zu erforschen, inwiefern elektrische Spininjektion in Polaritonensystemen möglich ist. Weiterhin ist in Theoriearbeiten zu solchen interagierenden bosonischen Systemen mit zwei Spinrichtungen und nicht-resonanter Polarisationserhaltung die Möglichkeit vorgeschlagen, komplexe Spinstrukturen wie etwa Vortizes über räumlich asymmetrische Anregungsbedingungen oder elliptische Anregungspolarisation zu generieren. Auch ist es interessant durch die Erzeugung vieler gekoppelter Kondensate unter solcher Spinerhaltung die Interaktion und Kopplung von bestimmten Spinzuständen angeordnet zu Ketten oder Gittern zu untersuchen, um die Eigenarten von solchen gekoppelten Pseudospins herauszuarbeiten.

Hiermit schließt diese Arbeit im Feld der Polaritonik.

# Veröffentlichungen des Autors im Rahmen dieser Arbeit

## Hauptautor

- **M. Klaas**, S. Mandal, T. C. H. Liew, M. Amthor, S. Klemmt, L. Worschech, C. Schneider, and S. Höfling, *Optical probing of the Coulomb interactions of an electrically pumped polariton condensate*, Appl. Phys. Lett. **110**, 151103 (2017).
- **M. Klaas**, H. Sigurdsson, T. C. H. Liew, S. Klemmt, M. Amthor, F. Hartmann, L. Worschech, C. Schneider, and S. Höfling, *Electrical and optical switching in the bistable regime of an electrical polariton laser*, Phys. Rev. B **96** 041301 (2017).
- **M. Klaas**, H. Flayac, M. Amthor, I. G. Savenko, S. Brodbeck, T. Ala-Nissila, S. Klemmt, C. Schneider, and S. Höfling, *Evolution of Temporal Coherence in Confined Exciton-Polariton Condensates*, Phys. Rev. Lett. **120**, 017401 (2018).
- **M. Klaas**, E. Schlottmann, H. Flayac, F. Gericke, M. Schmidt, M. v. Helversen, J. Beyer, S. Brodbeck, H. Suchomel, S. Höfling, S. Reitzenstein, and C. Schneider, *Photon number-resolved measurement of an exciton-polariton condensate*, Phys. Rev. Lett. **121**, 047401 (2018).
- **M. Klaas**, O. Egorov, T.C.H. Liew, A. Nalitov, V. Markovic, H. Suchomel, T. H. Harder, S. Betzold, E. Ostrovskaya, A. Kavokin, S. Klemmt, S. Höfling, and C. Schneider, *Non-resonant Spin Selection Methods and Polarization Control in Exciton-Polariton Condensates*, eingereicht.

- **M. Klaas**, J. Beierlein, E. Rozas, S. Klembt, H. Suchomel, T. Harder, K. Winkler, M. Emmerling, H. Flayac, M. D. Martin, L. Vina, S. Höfiling, and C. Schneider, *Counter-directional polariton coupler*, in *Vorbereitung*.

## Koautor

- N. Lundt, S. Klembt, E. Cherotchenko, S. Betzold, O. Iff, A. V. Nalitov, **M. Klaas**, C. P. Dietrich, A. V. Kavokin, S. Höfiling, and C. Schneider, *Room-temperature Tamm-plasmon exciton-polaritons with a WSe<sub>2</sub> monolayer*, Nat. Comm. **7**, 13328 (2016).
- S. Brodbeck, S. De Liberato, M. Amthor, **M. Klaas**, M. Kamp, L. Worschech, C. Schneider, and S. Höfiling, *Experimental Verification of the Very Strong Coupling Regime in a GaAs Quantum Well Microcavity*, Phys. Rev. Lett. **119** 027401 (2017).
- H. Suchomel, S. Brodbeck, T. C. H. Liew, M. Amthor, **M. Klaas**, S. Klembt, M. Kamp, S. Höfiling, and C. Schneider, *Prototype of a bistable polariton field-effect transistor switch*, Sci. Rep. **7**, 5114 (2017).
- M. Wurdack, N. Lundt, **M. Klaas**, V. Baumann, A. Kavokin, S. Höfiling, and C. Schneider, *Observation of hybrid Tamm-plasmon exciton-polaritons with GaAs quantum wells and a MoSe<sub>2</sub> monolayer*, Nat. Comm. **8**, 259 (2017).
- M. Waldherr, N. Lundt, **M. Klaas**, S. Betzold, M. Wurdack, E. Estrecho, A. V. Kavokin, S. Tongay, S. Höfiling and C. Schneider, *Observation of bosonic condensation in a hybrid monolayer MoSe<sub>2</sub>-GaAs microcavity*, Nat. Comm. **9**, 3286 (2018).
- H. Suchomel\*, S. Klembt\*, T. Harder, **M. Klaas**, O. A. Egorov, K. Winkler, M. Emmerling, S. Höfiling, and C. Schneider, *A plug and play platform for electrically pumped polariton simulators and topological lasers*, arXiv:1803.08306.

## Tagungsbeiträge

- **M. Klaas**, M. Amthor, H. Flayac, I. G. Savenko, S. Brodbeck, S. Klembt, C. Schneider, and S. Höfling, *Evolution of temporal coherence in confined polariton condensates*, Posterbeitrag auf dem International Nano-Optoelectronics Workshop, Würzburg und München, August 2016.
- **M. Klaas**, H. Flayac, M. Amthor, I. G. Savenko, S. Brodbeck, T. Ala-Nissila, S. Klembt, C. Schneider, and S. Höfling, *Evolution of temporal coherence in confined polariton condensates*, Posterbeitrag auf der International School of Polaritonics and Photonics, Campofelice di Rocella, September 2017.
- **M. Klaas**, E. Schlottmann, H. Flayac, F. Gericke, M. Schmidt, M. v. Helversen, J. Beyer, S. Brodbeck, H. Suchomel, S. Höfling, S. Reitzenstein, and C. Schneider, *Photon number-resolved measurement of an exciton-polariton condensate*, Vortrag auf der International Conference on the Physics of Semiconductors, Juli 2018.

# A. Anhang

## A.1. Theorie zu Abschnitt 7

Hier wird im Folgenden die mathematische Vorgehensweise des in den Referenzen [Fla15, Kla18a] entwickelten Monte-Carlo Quantensprung-Ansatzes zur Berechnung von Autokorrelationen in Polariton-Kondensaten mit durch photonischem Einschluss hervorgerufener diskreter Modenstruktur wiedergegeben. Diese wurde dazu benutzt, die Ergebnisse in Kapitel 7 theoretisch zu verstehen.

Der allgemeine Hamiltonoperator, welcher die Interaktionen des polaritonischen Systems berücksichtigt, lässt sich schreiben als [Kla18a]

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_k E(k_n) \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \sum_{k_1, k_2, p} U_{k_1 k_2 p} \hat{a}_{k_1}^\dagger \hat{a}_{k_2}^\dagger \hat{a}_{k_1+p} \hat{a}_{k_2-p}, \quad (\text{A.1})$$

mit  $\hat{a}_k$  und  $\hat{a}_k^\dagger$  den Erzeugungs-/Vernichtungsoperatoren auf dem unteren Polari-tonast. Dieser ist im vorliegenden Fall diskretisiert durch die Randbedingungen des Mikrotürmchens (Energien von Photon und Exziton sind jeweils  $E^{\text{ph}}(k_n) = \delta + \hbar^2 k_n^2 / 2m_{\text{ph}}$  and  $E^{\text{ex}}(k_n) = \hbar^2 k_n^2 / 2m_{\text{ex}}$ ). Die Eigenenergien des Systems sind dann gegeben als [Kla18a]:

$$2E(k_n) = E^{\text{ph}}(k_n) + E^{\text{ex}}(k_n) \pm \sqrt{\left[ E^{\text{ph}}(k_n) + E^{\text{ex}}(k_n) \right]^2 + \Omega_R^2}. \quad (\text{A.2})$$

Die benutzten Parameter der Simulation sind  $m_{\text{ph}} = 10^{-5}m_0$  und  $m_{\text{ex}} = 0.25m_0$  mit  $k_n$  der  $n^{\text{th}}$  Nullstelle der Besselfunktion  $J_0(k, R)$ , sowie eine Rabi-Aufspaltung von 10 meV und Verstimmung von -8 meV entsprechend der experimentellen Bedingungen.  $U_{k_1 k_2 p}$  bildet die Polariton-Polariton Streuung ab. Die eigentliche Berechnung basiert darauf die Wellenfunktion des Systems durch die Entwicklung der folgenden

Schrödingergleichung unter den Quantensprüngen zu modellieren [Kla18a]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\tilde{\psi}\rangle = \hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} |\tilde{\psi}\rangle, \quad (\text{A.3})$$

mit den folgenden Operatoren

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = & \hat{\mathcal{H}} - \frac{i\hbar}{2} \sum_{\mathbf{k}} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}}^{+\dagger} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}}^+ - \frac{i\hbar}{2} \sum_{\mathbf{k}} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}}^{-\dagger} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}}^- \\ & - \frac{i\hbar}{2} \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^{+\dagger} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^+ - \frac{i\hbar}{2} \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^{-\dagger} \hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^-, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

und [Kla18a]

$$\hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}}^+ = \sqrt{\gamma_{\mathbf{k}} \bar{n}_{\text{P}}(E_{\mathbf{k}})} \hat{a}_{\mathbf{k}}^\dagger, \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}}^- = \sqrt{\gamma_{\mathbf{k}} [\bar{n}_{\text{P}}(E_{\mathbf{k}}) + 1]} \hat{a}_{\mathbf{k}}, \quad (\text{A.6})$$

$$\hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^+ = \sqrt{\gamma_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^{\text{ph}} \bar{n}_{\text{ph}}(E_{\mathbf{k}_1} - E_{\mathbf{k}_2})} \hat{a}_{\mathbf{k}_1}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}_2}, \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{\mathcal{J}}_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^- = \sqrt{\gamma_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2}^{\text{ph}} [\bar{n}_{\text{ph}}(E_{\mathbf{k}_1} - E_{\mathbf{k}_2}) + 1]} \hat{a}_{\mathbf{k}_1} \hat{a}_{\mathbf{k}_2}^\dagger. \quad (\text{A.8})$$

Die Gleichungen (A.5) und (A.6) beschreiben hierbei die Anregungs- und Verlustraten der Polaritonen  $\gamma_k = \hbar/\tau_k$ . Gleichungen (A.7) und (A.8) beschreiben die Übergänge zwischen den Moden durch das Reservoir der Phononen.

Der Quantensprung wird dadurch simuliert, dass eine Zufallszahl  $\eta$  erzeugt wird, und auf dieser aufbauend, die folgende Bedingung bzgl. der Schrödingergleichung abgefragt wird  $\langle \tilde{\psi}(t) | \tilde{\psi}(t) \rangle \leq \eta$ . Ist dies positiv, erfolgt ein Sprung, eine Serie solcher Sprünge bildet dann die gesamte Entwicklung des Systems  $|\tilde{\psi}(t)\rangle_j$ , mit  $j = 1, 2, \dots, N$ .

Schlussendlich kann der Erwartungswert  $\langle \hat{\mathcal{O}}(t) \rangle$  der Observable  $\hat{\mathcal{O}}$  (in unserem Fall die Autokorrelation) berechnet werden nach

$$\langle \hat{\mathcal{O}}(t) \rangle = \text{Tr} [\hat{\mathcal{O}} \hat{\rho}(t)] \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \text{Tr} [\hat{\mathcal{O}} \hat{\rho}(t)] = \langle \hat{\mathcal{O}}(t) \rangle. \quad (\text{A.9})$$

Insgesamt erlaubt dieser Ansatz damit die Berücksichtigung der inelastischen Polaritoninteraktionen mit einem Phononenreservoir zu berücksichtigen (mit der durchschnittlichen Besetzung  $\bar{n}_{th}(T)$  nach der Bose–Einstein Verteilung), sowie die Relaxation von dem Exzitonreservoir ( $P$ ), und der Polaritonzerfallsrate ( $\kappa_k = \hbar/\tau_k$ )

## A. Anhang

mit einzubeziehen.

Weiterhin ist es essentiell die Zeitauflösung des verwendeten Hanbury Brown-Twiss Aufbaus, bzw. der APDs mit einzubeziehen um den experimentell gemessenen Verlauf theoretisch nachzuvollziehen. Die finite Auflösung ist verantwortlich dafür, dass unterhalb der Schwelle nicht ein  $g^{(2)}(0)$  von 2 gemessen wird sondern 1. Hierfür gilt Gleichung [Fla14]

$$g_k^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}_k^\dagger(0) \hat{a}_k^\dagger(\tau) \hat{a}_k(\tau) \hat{a}_k(0) \rangle}{\langle \hat{a}_k^\dagger(\tau) \hat{a}_k(\tau) \rangle \langle \hat{a}_k^\dagger(0) \hat{a}_k(0) \rangle}. \quad (\text{A.10})$$

mit Einbezug der Zeitauflösung  $T_{res}$  [Kla18a]

$$g_{k,res}^{(2)}(0) = \frac{\int_0^{T_{res}} G_k^{(2)}(\tau) d\tau}{\int_0^{T_{res}} n_k(\tau) n_k(0) d\tau}, \quad (\text{A.11})$$

Außerdem wurde im Besonderen die multimodale Emissionsstruktur berücksichtigt, indem die Korrelation  $g_{out}^{(2)}(0)$  über die gesamte Emission  $\hat{a}_{out} = \sum_k \sqrt{\kappa_k} \hat{a}_k + \hat{a}_{in}$  berechnet wurde, nach der Theorie von Referenz [Col84].

# Literaturverzeichnis

- [Abb13] M. Abbarchi, A. Amo, V. G. Sala, D. D. Solnyshkov, H. Flayac, L. Ferrier, I. Sagnes, E. Galopin, A. Lemaître, G. Malpuech und J. Bloch, *Macroscopic quantum self-trapping and Josephson oscillations of exciton polaritons*, Nature Physics **9**(5), S. 275 (2013).
- [Abb14] H. Abbaspour, S. Trebaol, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli und B. Deveaud, *Stochastic resonance in collective exciton-polariton excitations inside a GaAs microcavity*, Physical Review Letters **113**(5), S. 057401 (2014).
- [Abb15a] H. Abbaspour, G. Sallen, S. Trebaol, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli und B. Deveaud, *Effect of a noisy driving field on a bistable polariton system*, Physical Review B **92**(16) (2015).
- [Abb15b] H. Abbaspour, S. Trebaol, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli und B. Deveaud, *Spinor stochastic resonance*, Physical Review B **91**(15) (2015).
- [Adi15] A. F. Adiyatullin, M. D. Anderson, P. V. Busi, H. Abbaspour, R. André, M. T. Portella-Oberli und B. Deveaud, *Temporally resolved second-order photon correlations of exciton-polariton Bose-Einstein condensate formation*, Applied Physics Letters **107**(22), S. 221107 (2015).
- [Adr10] C. Adrados, A. Amo, T. C. H. Liew, R. Hivet, R. Houdré, E. Giacobino, A. V. Kavokin und A. Bramati, *Spin rings in bistable planar semiconductor microcavities*, Physical Review Letters **105**(21), S. 216403 (2010).
- [Adr11] C. Adrados, T. C. H. Liew, A. Amo, M. D. Martín, D. Sanvitto, C. Antón, E. Giacobino, A. Kavokin, A. Bramati und L. Viña, *Motion of spin po-*

## LITERATURVERZEICHNIS

- lariton bullets in semiconductor microcavities*, Physical Review Letters **107**(14), S. 146402 (2011).
- [Alb05] M. Albiez, R. Gati, J. Fölling, S. Hunsmann, M. Cristiani und M. K. Oberthaler, *Direct observation of tunneling and nonlinear self-trapping in a single bosonic Josephson junction*, Physical Review Letters **95**(1), S. 010402 (2005).
- [Alm04] V. R. Almeida und M. Lipson, *Optical bistability on a silicon chip*, Optics Letters **29**(20), S. 2387 (2004).
- [Amo09] A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, E. del Valle, M. D. Martin, 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).
- [Amo10] A. Amo, T. C. H. Liew, C. Adrados, R. Houdré, E. Giacobino, A. V. Kavokin und A. Bramati, *Exciton–polariton spin switches*, Nature Photonics **4**(6), S. 361 (2010).
- [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 (New York, N.Y.) **332**(6034), S. 1167 (2011).
- [Amt14] M. Amthor, S. Weißenseel, J. Fischer, M. Kamp, C. Schneider und S. Höfling, *Electro-optical switching between polariton and cavity lasing in an In-GaAs quantum well microcavity*, Optics express **22**(25), S. 31146 (2014).
- [Amt15] M. Amthor, T. C. H. Liew, C. Metzger, S. Brodbeck, L. Worschech, M. Kamp, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, C. Schneider und S. Höfling, *Optical bistability in electrically driven polariton condensates*, Physical Review B **91**(8), S. 248 (2015).
- [Amt17] M. Amthor, *Spektroskopie an räumlich eingeschränkten Exziton-Polariton-Kondensaten*, Dissertation, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Würzburg (2017).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [AND66] P. W. ANDERSON, *Considerations on the Flow of Superfluid Helium*, Reviews of Modern Physics **38**(2), S. 298 (1966).
- [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 (New York, N.Y.) **269**(5221), S. 198 (1995).
- [Ant13] C. Antón, T. C. H. Liew, J. Cuadra, M. D. Martín, P. S. Eldridge, Z. Hatzopoulos, G. Stavrinidis, P. G. Savvidis und L. Viña, *Quantum reflections and shunting of polariton condensate wave trains: Implementation of a logic AND gate*, Physical Review B **88**(24) (2013).
- [Ant14] C. Antón, T. C. H. Liew, D. Sarkar, M. D. Martín, Z. Hatzopoulos, P. S. Eldridge, P. G. Savvidis und L. Viña, *Operation speed of polariton condensate switches gated by excitons*, Physical Review B **89**(23) (2014).
- [Ant15] C. Antón, S. Morina, T. Gao, P. S. Eldridge, T. C. H. Liew, M. D. Martín, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, I. A. Shelykh und L. Viña, *Optical control of spin textures in quasi-one-dimensional polariton condensates*, Physical Review B **91**(7) (2015).
- [Are65] F. T. Arecchi, *Measurement of the Statistical Distribution of Gaussian and Laser Sources*, Physical Review Letters **15**(24), S. 912 (1965).
- [Are66] F. T. Arecchi, A. Berné und P. Bulamacchi, *High-Order Fluctuations in a Single-Mode Laser Field*, Physical Review Letters **16**(1), S. 32 (1966).
- [Arm97] A. Armitage, T. A. Fisher, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, P. Kinsler und J. S. Roberts, *Exciton polaritons in semiconductor quantum microcavities in a high magnetic field*, Physical Review B **55**(24), S. 16395 (1997).
- [Ask13] A. Askitopoulos, H. Ohadi, A. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis und P. G. Lagoudakis, *Polariton condensation in an optically induced two-dimensional potential*, Physical Review B **88**(4) (2013).
- [Ask16] A. Askitopoulos, K. Kalinin, T. C. H. Liew, P. Cilibrizzi, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, N. G. Berloff und P. G. Lagoudakis, *Nonresonant optical control of a spinor polariton condensate*, Physical Review B **93**(20) (2016).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Ass09] M. Assmann, F. Veit, M. Bayer, M. van der Poel und J. M. Hvam, *Higher-order photon bunching in a semiconductor microcavity*, Science (New York, N.Y.) **325**(5938), S. 297 (2009).
- [Ass11] M. Assmann, J.-S. Tempel, F. Veit, 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*, Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America **108**(5), S. 1804 (2011).
- [Aws07] D. D. Awschalom und M. E. Flatté, *Challenges for semiconductor spintronics*, Nature Physics **3**(3), S. 153 (2007).
- [Baa04] A. Baas, J. P. Karr, H. Eleuch und E. Giacobino, *Optical bistability in semiconductor microcavities*, Physical Review A **69**(2), S. 3314 (2004).
- [Baa06] A. Baas, J.-P. Karr, M. Romanelli, A. Bramati und E. Giacobino, *Quantum degeneracy of microcavity polaritons*, Physical Review Letters **96**(17), S. 176401 (2006).
- [Bac97] S. Backhaus, *Direct Measurement of the Current-Phase Relation of a Superfluid  $^3\text{He-B}$  Weak Link*, Science **278**(5342), S. 1435 (1997).
- [Bad10] S. D. Bader und S. Parkin, *Spintronics*, Annual Review of Condensed Matter Physics **1**(1), S. 71 (2010).
- [Baj07] D. Bajoni, E. Peter, P. Senellart, J. L. Smir, I. Sagnes, A. Lemaître und J. Bloch, *Polariton parametric luminescence in a single micropillar*, Applied Physics Letters **90**(5), S. 051107 (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*, Physical Review Letters **100**(4), S. 047401 (2008).
- [Baj10] D. Bajoni, E. Semenova, A. Lemaître, S. Barbay, R. Kuszelewicz und J. Bloch, *Phenomenological theory of bistability in polariton diodes*, Applied Physics Letters **97**(9), S. 091107 (2010).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Bal07] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer und K. West, *Bose-Einstein condensation of microcavity polaritons in a trap*, Science (New York, N.Y.) **316**(5827), S. 1007 (2007).
- [Bal13] D. Ballarini, M. de Giorgi, E. Cancellieri, R. Houdré, E. Giacobino, R. Cingolani, A. Bramati, G. Gigli und D. Sanvitto, *All-optical polariton transistor*, Nature communications **4**, S. 1778 (2013).
- [Bar02] S. M. Barnett und P. M. Radmore, *Methods in theoretical quantum optics*, Band 15 von *Oxford series in optical and imaging sciences*, Clarendon and Oxford University Press, Oxford and Oxford and New York (2002).
- [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. Zapas-kii, *Magnetic-field enhancement of the exciton-polariton splitting in a semiconductor quantum-well microcavity: The strong coupling threshold*, Physical Review B **54**(3), S. 1975 (1996).
- [Bha13] P. Bhattacharya, B. Xiao, A. Das, S. Bhowmick und J. Heo, *Solid state electrically injected exciton-polariton laser*, Physical Review Letters **110**(20), S. 206403 (2013).
- [Bha14] P. Bhattacharya, T. Frost, S. Deshpande, M. Z. Baten, A. Hazari und A. Das, *Room temperature electrically injected polariton laser*, Physical Review Letters **112**(23), S. 236802 (2014).
- [Bla62] J. M. Blatt, K. W. Böer und W. Brandt, *Bose-Einstein Condensation of Excitons*, Physical Review **126**(5), S. 1691 (1962).
- [Blo08] I. Bloch, J. Dalibard und W. Zwerger, *Many-body physics with ultracold gases*, Reviews of Modern Physics **80**(3), S. 885 (2008).
- [Bos24] Bose, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Z. Physik (Zeitschrift für Physik) **26**(1), S. 178 (1924).
- [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*, Physical Review B **84**(19) (2011).

- [Bro13] 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**(25), S. 31098 (2013).
- [Bro15] S. Brodbeck, H. Suchomel, M. Amthor, A. Wolf, M. Kamp, C. Schneider und S. Höfling, *Impact of lateral carrier confinement on electro-optical tuning properties of polariton condensates*, Applied Physics Letters **107**(4), S. 041108 (2015).
- [Bur97] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell und C. E. Wieman, *Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay*, Physical Review Letters **79**(3), S. 337 (1997).
- [Byr14] T. Byrnes, N. Y. Kim und Y. Yamamoto, *Exciton-polariton condensates*, Nature Physics **10**(11), S. 803 (2014).
- [Cab98] B. Cabrera, R. M. Clarke, P. Colling, A. J. Miller, S. Nam und R. W. Romani, *Detection of single infrared, optical, and ultraviolet photons using superconducting transition edge sensors*, Applied Physics Letters **73**(6), S. 735 (1998).
- [Can14] E. Cancellieri, A. Hayat, A. M. Steinberg, E. Giacobino und A. Bramati, *Ultrafast Stark-induced polaritonic switches*, Physical Review Letters **112**(5), S. 053601 (2014).
- [Cap18] D. Caputo, D. Ballarini, G. Dagvadorj, C. Sánchez Muñoz, M. de Giorgi, L. Dominici, K. West, L. N. Pfeiffer, G. Gigli, F. P. Laussy, M. H. Szymańska und D. Sanvitto, *Topological order and thermal equilibrium in polariton condensates*, Nature materials **17**(2), S. 145 (2018).
- [Car13] I. Carusotto und C. Ciuti, *Quantum fluids of light*, Reviews of Modern Physics **85**(1), S. 299 (2013).
- [Cat01] F. S. Cataliotti, S. Burger, C. Fort, P. Maddaloni, F. Minardi, A. Trombettoni, A. Smerzi und M. Inguscio, *Josephson junction arrays with Bose-Einstein condensates*, Science (New York, N.Y.) **293**(5531), S. 843 (2001).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Cer13] R. Cerna, Y. Léger, T. K. Paraíso, M. Wouters, F. Morier-Genoud, M. T. Portella-Oberli und B. Deveaud, *Ultrafast tristable spin memory of a coherent polariton gas*, Nature communications **4**, S. 2008 (2013).
- [Cha07] C. Chappert, A. Fert und F. N. van Dau, *The emergence of spin electronics in data storage*, Nature materials **6**(11), S. 813 (2007).
- [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. Felten, J.-F. Carlin und N. Grandjean, *Room-temperature polariton lasing in semiconductor microcavities*, Physical Review Letters **98**(12), S. 126405 (2007).
- [Chr08] G. Christmann, R. Butte, E. Felten, J.-F. Carlin und N. Grandjean, *Room temperature polariton lasing in a GaN/AlGaIn multiple quantum well microcavity*, Applied Physics Letters **93**(5), S. 051102 (2008).
- [Ciu98] C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani und P. Schwendimann, *Role of the exchange of carriers in elastic exciton-exciton scattering in quantum wells*, Physical Review B **58**(12), S. 7926 (1998).
- [CM10] E. A. Cerda-Méndez, D. N. Krizhanovskii, M. Wouters, R. Bradley, K. Biermann, K. Guda, R. Hey, P. V. Santos, D. Sarkar und M. S. Skolnick, *Polariton condensation in dynamic acoustic lattices*, Physical Review Letters **105**(11), S. 116402 (2010).
- [Col84] M. J. Collett und C. W. Gardiner, *Squeezing of intracavity and traveling-wave light fields produced in parametric amplification*, Physical Review A **30**(3), S. 1386 (1984).
- [Cou13] C. Coulson, G. Christmann, P. Cristofolini, C. Grossmann, J. J. Baumberg, S. I. Tsintzos, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos und P. G. Savvidis, *Electrically controlled strong coupling and polariton bistability in double quantum wells*, Physical Review B **87**(4) (2013).
- [Das02] G. Dasbach, M. Schwab, M. Bayer, D. N. Krizhanovskii und A. Forchel, *Tailoring the polariton dispersion by optical confinement: Access to a ma-*

## LITERATURVERZEICHNIS

- nifold of elastic polariton pair scattering channels*, Physical Review B **66**(20), S. 553 (2002).
- [Das14] K. S. Daskalakis, S. A. Maier, R. Murray und S. Kéna-Cohen, *Nonlinear interactions in an organic polariton condensate*, Nature materials **13**(3), S. 271 (2014).
- [Dat90] S. Datta und B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*, Applied Physics Letters **56**(7), S. 665 (1990).
- [Ded02] V. Dediu, M. Murgia, F. C. Matocotta, C. Taliani und S. Barbanera, *Room temperature spin polarized injection in organic semiconductor*, Solid State Communications **122**(3-4), S. 181 (2002).
- [del11] E. del Valle und A. Kavokin, *Terahertz lasing in a polariton system: Quantum theory*, Physical Review B **83**(19), S. 37 (2011).
- [Del18] A. Delteil, T. Fink, A. Schade, S. Höfling, C. Schneider und A. Imamoglu, *Quantum correlations of confined exciton-polaritons*, arXiv:1805.04020 (2018).
- [Den02] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch und Y. Yamamoto, *Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons*, Science (New York, N.Y.) **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*, Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America **100**(26), S. 15318 (2003).
- [Den06] H. Deng, D. Press, S. Götzinger, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog und Y. Yamamoto, *Quantum degenerate exciton-polaritons in thermal equilibrium*, Physical Review Letters **97**(14), S. 146402 (2006).
- [Den07] H. Deng, G. S. Solomon, R. Hey, K. H. Ploog und Y. Yamamoto, *Spatial coherence of a polariton condensate*, Physical Review Letters **99**(12), S. 126403 (2007).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Den10] H. Deng, H. Haug und Y. Yamamoto, *Exciton-polariton Bose-Einstein condensation*, *Reviews of Modern Physics* **82**(2), S. 1489 (2010).
- [Dev07] B. Deveaud, *The physics of semiconductor microcavities: From fundamentals to nanoscale devices*, Wiley-VCH, Weinheim (2007).
- [Dev16] B. Deveaud, *Comment on "Room Temperature Electrically Injected Polariton Laser"*, *Physical Review Letters* **117**(2), S. 029701 (2016).
- [Die16] C. P. Dietrich, A. Steude, L. Tropic, M. Schubert, N. M. Kronenberg, K. Ostermann, S. Höfling und M. C. Gather, *An exciton-polariton laser based on biologically produced fluorescent protein*, *Science advances* **2**(8), S. e1600666 (2016).
- [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*, *Physical Review B* **72**(8) (2005).
- [Doa08] T. D. Doan, H. T. Cao, D. B. T. Thoai und H. Haug, *Coherence of condensed microcavity polaritons calculated within Boltzmann-Master equations*, *Physical Review B* **78**(20), S. 367 (2008).
- [Dre16] A. Dreismann, H. Ohadi, Y. Del Valle-Inclan Redondo, R. Balili, Y. G. Rubo, S. I. Tsintzos, G. Deligeorgis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis und J. J. Baumberg, *A sub-femtojoule electrical spin-switch based on optically trapped polariton condensates*, *Nature materials* **15**(10), S. 1074 (2016).
- [Duf15] S. Dufferwiel, S. Schwarz, F. Withers, A. A. P. Trichet, F. Li, M. Sich, O. Del Pozo-Zamudio, C. Clark, A. Nalitov, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, K. S. Novoselov, J. M. Smith, M. S. Skolnick, D. N. Krizhanovskii und A. I. Tartakovskii, *Exciton-polaritons in van der Waals heterostructures embedded in tunable microcavities*, *Nature communications* **6**, S. 8579 (2015).
- [Eis04] J. P. Eisenstein und A. H. Macdonald, *Bose-Einstein condensation of excitons in bilayer electron systems*, *Nature* **432**(7018), S. 691 (2004).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [El 06] O. El Daïf, A. Baas, T. Guillet, J.-P. Brantut, R. I. Kaitouni, J. L. Staehli, F. Morier-Genoud und B. Deveaud, *Polariton quantum boxes in semiconductor microcavities*, Applied Physics Letters **88**(6), S. 061105 (2006).
- [Ens05] C. Enss, *Cryogenic particle detection*, Band v. 99 von *Topics in applied physics*, Springer, Berlin and New York (2005).
- [EO13] T. Espinosa-Ortega und T. C. H. Liew, *Complete architecture of integrated photonic circuits based on and and not logic gates of exciton polaritons in semiconductor microcavities*, Physical Review B **87**(19), S. 26112 (2013).
- [Fer11] L. Ferrier, E. Wertz, R. Johne, D. D. Solnyshkov, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, G. Malpuech und J. Bloch, *Interactions in confined polariton condensates*, Physical Review Letters **106**(12), S. 126401 (2011).
- [Fis14] J. Fischer, I. G. Savenko, M. D. Fraser, 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**(20), S. 203902 (2014).
- [Fla12] H. Flayac, G. Pavlovic, M. A. Kaliteevski und I. A. Shelykh, *Electric generation of vortices in polariton superfluids*, Physical Review B **85**(7), S. 249 (2012).
- [Fla14] H. Flayac und V. Savona, *Heralded preparation and readout of entangled phonons in a photonic crystal cavity*, Physical Review Letters **113**(14), S. 143603 (2014).
- [Fla15] H. Flayac, I. G. Savenko, M. Möttönen und T. Ala-Nissila, *Quantum treatment of the Bose-Einstein condensation in nonequilibrium systems*, Physical Review B **92**(11) (2015).
- [Fla16] L. C. Flatten, Z. He, D. M. Coles, A. A. P. Trichet, A. W. Powell, R. A. Taylor, J. H. Warner und J. M. Smith, *Room-temperature exciton-polaritons with two-dimensional WS<sub>2</sub>*, Scientific reports **6**, S. 33134 (2016).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Fla17a] L. C. Flatten, D. M. Coles, Z. He, D. G. Lidzey, R. A. Taylor, J. H. Warner und J. M. Smith, *Electrically tunable organic-inorganic hybrid polaritons with monolayer WS<sub>2</sub>*, Nature communications **8**, S. 14097 (2017).
- [Fla17b] H. Flayac und V. Savona, *Unconventional photon blockade*, Physical Review A **96**(5) (2017).
- [Fox06] M. Fox, *Quantum optics: An introduction / Mark Fox*, Band 6 von *Oxford master series in physics*, Oxford University Press, Oxford (2006).
- [Fra16] M. D. Fraser, S. Höfling und Y. Yamamoto, *Physics and applications of exciton-polariton lasers*, Nature materials **15**(10), S. 1049 (2016).
- [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*, Physical Review B **85**(23) (2012).
- [Gat06] R. Gati, M. Albiez, J. Fölling, B. Hemmerling und M. K. Oberthaler, *Realization of a single Josephson junction for Bose–Einstein condensates*, Applied Physics B **82**(2), S. 207 (2006).
- [Gat07] R. Gati und M. K. Oberthaler, *A bosonic Josephson junction*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **40**(10), S. R61 (2007).
- [Gav13] S. S. Gavrilov, A. V. Sekretenko, N. A. Gippius, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel und V. D. Kulakovskii, *Spin multistability of cavity polaritons in a magnetic field*, Physical Review B **87**(20) (2013).
- [Gay98] B. Gayral, J. M. Gérard, B. Legrand, E. Costard und V. Thierry-Mieg, *Optical study of GaAs/AlAs pillar microcavities with elliptical cross section*, Applied Physics Letters **72**(12), S. 1421 (1998).
- [Gib12] H. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light With Light*, Elsevier Science (2012).
- [Gio12] M. de Giorgi, D. Ballarini, E. Cancellieri, F. M. Marchetti, M. H. Szymanska, C. Tejedor, R. Cingolani, E. Giacobino, A. Bramati, G. Gigli und D. Sanvitto, *Control and ultrafast dynamics of a two-fluid polariton switch*, Physical Review Letters **109**(26), S. 266407 (2012).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Gip07] N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, S. S. Gavrilov, Y. G. Rubo, A. V. Kavokin, S. G. Tikhodeev und G. Malpuech, *Polarization multistability of cavity polaritons*, Physical Review Letters **98**(23), S. 236401 (2007).
- [Gla63] R. J. Glauber, *Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*, Physical Review **131**(6), S. 2766 (1963).
- [Gla06] R. J. Glauber (Herausgeber), *Quantum Theory of Optical Coherence*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany (2006).
- [Gri06] V. Gritsev, E. Altman, E. Demler und A. Polkovnikov, *Full quantum distribution of contrast in interference experiments between interacting one-dimensional Bose liquids*, Nature Physics **2**(10), S. 705 (2006).
- [Gro61] E. P. Gross, *Structure of a quantized vortex in boson systems*, Il Nuovo Cimento **20**(3), S. 454 (1961).
- [Gui16] T. Guillet und C. Brimont, *Polariton condensates at room temperature*, Comptes Rendus Physique **17**(8), S. 946 (2016).
- [Gut98] T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke, S. Rudin und P. A. Knipp, *Weak and strong coupling of photons and excitons in photonic dots*, Physical Review B **57**(16), S. 9950 (1998).
- [Had16] R. H. Hadfield und G. Johansson (Herausgeber), *Superconducting Devices in Quantum Optics*, SpringerLink : Bücher, Springer, Cham, 1st ed. 2016 Auflage (2016).
- [Hau12] H. Haug, T. D. Doan, H. T. Cao und D. B. T. Thoi, *Temporal first- and second-order correlations in a polariton condensate*, Physical Review B **85**(20) (2012).
- [Hay12] A. Hayat, C. Lange, L. A. Rozema, A. Darabi, H. M. van Driel, A. M. Steinberg, B. Nelsen, D. W. Snoke, L. N. Pfeiffer und K. W. West, *Dynamic Stark effect in strongly coupled microcavity exciton polaritons*, Physical Review Letters **109**(3), S. 033605 (2012).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Hei17] T. Heindel, A. Thoma, M. von Helversen, M. Schmidt, A. Schlehahn, M. Gschrey, P. Schnauber, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, J. Beyer, S. Rodt, A. Carmele, A. Knorr und S. Reitzenstein, *A bright triggered twin-photon source in the solid state*, Nature communications **8**, S. 14870 (2017).
- [Her96] M. A. Herman und H. Sitter, *Molecular beam epitaxy: Fundamentals and current status*, Band 7 von *Springer series in materials science*, Springer, Berlin, 2nd, rev. and updated ed. Auflage (1996).
- [Hoh67] P. C. Hohenberg, *Existence of Long-Range Order in One and Two Dimensions*, Physical Review **158**(2), S. 383 (1967).
- [Hop58] J. J. Hopfield, *Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals*, Physical Review **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*, Physical Review B **81**(3) (2010).
- [Hou95] R. Houdré, J. L. Gibernon, P. Pellandini, R. P. Stanley, U. Oesterle, C. Weisbuch, J. O’Gorman, B. Roycroft und M. Ilegems, *Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity: Free-carrier bleaching of cavity polaritons*, Physical Review B **52**(11), S. 7810 (1995).
- [Ima96] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau und Y. Yamamoto, *Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers*, Physical Review A **53**(6), S. 4250 (1996).
- [Ior12] I. Iorsh, M. Glauser, G. Rossbach, J. Levrat, M. Cobet, R. Butté, N. Grandjean, M. A. Kaliteevski, R. A. Abram und A. V. Kavokin, *Generic picture of the emission properties of III-nitride polariton laser diodes: Steady state and current modulation response*, Physical Review B **86**(12), S. 132 (2012).
- [Jah16] F. Jahnke, C. Gies, M. Aßmann, M. Bayer, H. A. M. Leymann, A. Foerster, J. Wiersig, C. Schneider, M. Kamp und S. Höfling, *Giant photon bun-*

## LITERATURVERZEICHNIS

*ching, superradiant pulse emission and excitation trapping in quantum-dot nanolasers*, Nature communications **7**, S. 11540 (2016).

- [Jos62] B. D. Josephson, *Possible new effects in superconductive tunnelling*, Physics Letters **1**(7), S. 251 (1962).
- [Kai06] R. I. Kaitouni, O. El Daïf, A. Baas, M. Richard, T. Paraiso, P. Lugan, T. Guillet, F. Morier-Genoud, J. D. Ganière, J. L. Staehli, V. Savona und B. Deveaud, *Engineering the spatial confinement of exciton polaritons in semiconductors*, Physical Review B **74**(15), S. 915 (2006).
- [Kam12] E. Kammann, T. C. H. Liew, H. Ohadi, P. Cilibrizzi, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin und P. G. Lagoudakis, *Nonlinear optical spin Hall effect and long-range spin transport in polariton lasers*, Physical Review Letters **109**(3), S. 036404 (2012).
- [Kap05] L. Kappei, J. Szczytko, F. Morier-Genoud und B. Deveaud, *Direct observation of the mott transition in an optically excited semiconductor quantum well*, Physical Review Letters **94**(14), S. 147403 (2005).
- [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 S. Le Dang, *Bose-Einstein condensation of exciton polaritons*, Nature **443**(7110), S. 409 (2006).
- [Kas08] J. Kasprzak, M. Richard, A. Baas, B. Deveaud, R. André, J.-P. Poizat und S. Le Dang, *Second-order time correlations within a polariton Bose-Einstein condensate in a CdTe microcavity*, Physical Review Letters **100**(6), S. 067402 (2008).
- [Kav16] A. Kavokin und P. Lagoudakis, *Exciton-polariton condensates: Exciton-mediated superconductivity*, Nature materials **15**(6), S. 599 (2016).
- [Kav17] A. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech und F. P. Laussy, *Microcavities*, Band no. 21 von *Series on semiconductor science and technology*, Oxford University Press, Oxford, second edition Auflage (2017).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Kee08] J. Keeling und N. G. Berloff, *Spontaneous rotating vortex lattices in a pumped decaying condensate*, Physical Review Letters **100**(25), S. 250401 (2008).
- [Kha16] S. Khan und H. E. Türeci, *Non-Hermitian coupled-mode theory for incoherently pumped exciton-polariton condensates*, Physical Review A **94**(5) (2016).
- [Kim16] S. Kim, B. Zhang, Z. Wang, J. Fischer, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling und H. Deng, *Coherent Polariton Laser*, Physical Review X **6**(1) (2016).
- [Kit05] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, John Wiley, Hoboken, N.J., 8th ed. Auflage (2005).
- [Kla10] J. Klaers, J. Schmitt, F. Vewinger und M. Weitz, *Bose-Einstein condensation of photons in an optical microcavity*, Nature **468**(7323), S. 545 (2010).
- [Kla17a] M. Klaas, S. Mandal, T. C. H. Liew, M. Amthor, S. Klemmt, L. Worschech, C. Schneider und S. Höfling, *Optical probing of the Coulomb interactions of an electrically pumped polariton condensate*, Applied Physics Letters **110**(15), S. 151103 (2017).
- [Kla17b] M. Klaas, H. Sigurdsson, T. C. H. Liew, S. Klemmt, M. Amthor, F. Hartmann, L. Worschech, C. Schneider und S. Höfling, *Electrical and optical switching in the bistable regime of an electrically injected polariton laser*, Physical Review B **96**(4) (2017).
- [Kla18a] M. Klaas, H. Flayac, M. Amthor, I. G. Savenko, S. Brodbeck, T. AlaNissila, S. Klemmt, C. Schneider und S. Höfling, *Evolution of Temporal Coherence in Confined Exciton-Polariton Condensates*, Physical Review Letters **120**(1), S. 017401 (2018).
- [Kla18b] M. Klaas, E. Schlottmann, H. Flayac, F. P. Laussy, F. Gericke, M. Schmidt, M. V. Helversen, J. Beyer, S. Brodbeck, H. Suchomel, S. Höfling, S. Reitzenstein und C. Schneider, *Photon-Number-Resolved Mea-*

## LITERATURVERZEICHNIS

- surement of an Exciton-Polariton Condensate*, Physical Review Letters **121**(4), S. 047401 (2018).
- [Kle15] T. Klein, S. Klemmt, E. Durupt, C. Kruse, D. Hommel und M. Richard, *Polariton lasing in high-quality selenide-based micropillars in the strong coupling regime*, Applied Physics Letters **107**(7), S. 071101 (2015).
- [Koc16] V. P. Kochereshko, M. V. Durnev, L. Besombes, H. Mariette, V. F. Sapega, A. Askitopoulos, I. G. Savenko, T. C. H. Liew, I. A. Shelykh, A. V. Platonov, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, V. A. Lukoshkin, C. Schneider, M. Amthor, C. Metzger, M. Kamp, S. Hoeffling, P. Lagoudakis und A. Kavokin, *Lasing in Bose-Fermi mixtures*, Scientific reports **6**, S. 20091 (2016).
- [Koo09] H. C. Koo, J. H. Kwon, J. Eom, J. Chang, S. H. Han und M. Johnson, *Control of spin precession in a spin-injected field effect transistor*, Science (New York, N.Y.) **325**(5947), S. 1515 (2009).
- [Kos73] J. M. Kosterlitz und D. J. Thouless, *Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems*, Journal of Physics C: Solid State Physics **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 S. Le Dang, *Coexisting nonequilibrium condensates with long-range spatial coherence in semiconductor microcavities*, Physical Review B **80**(4) (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*, Physical Review B **85**(15) (2012).
- [Kus13] K. Kusudo, N. Y. Kim, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Stochastic formation of polariton condensates in two degenerate orbital states*, Physical Review B **87**(21) (2013).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Kyr13] O. Kyriienko, A. V. Kavokin und I. A. Shelykh, *Superradiant terahertz emission by dipolaritons*, Physical Review Letters **111**(17), S. 176401 (2013).
- [Kyr14] O. Kyriienko, E. A. Ostrovskaya, O. A. Egorov, I. A. Shelykh und T. C. H. Liew, *Bistability in microcavities with incoherent optical or electrical excitation*, Physical Review B **90**(12) (2014).
- [Lag03] P. G. Lagoudakis, M. D. Martin, J. J. Baumberg, A. Qarry, E. Cohen und L. N. Pfeiffer, *Electron-polariton scattering in semiconductor microcavities*, Physical Review Letters **90**(20), S. 206401 (2003).
- [Lag08] K. G. Lagoudakis, M. Wouters, M. Richard, A. Baas, I. Carusotto, R. André, S. Le Dang und B. Deveaud-Plédran, *Quantized vortices in an exciton-polariton condensate*, Nature Physics **4**(9), S. 706 (2008).
- [Lag09] K. G. Lagoudakis, T. Ostatnický, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo, R. André und B. Deveaud-Plédran, *Observation of half-quantum vortices in an exciton-polariton condensate*, Science (New York, N.Y.) **326**(5955), S. 974 (2009).
- [Lag10] K. G. Lagoudakis, B. Pietka, M. Wouters, R. André und B. Deveaud-Plédran, *Coherent oscillations in an exciton-polariton Josephson junction*, Physical Review Letters **105**(12), S. 120403 (2010).
- [Lag11] K. G. Lagoudakis, F. Manni, B. Pietka, M. Wouters, T. C. H. Liew, V. Savona, A. V. Kavokin, R. André und B. Deveaud-Plédran, *Probing the dynamics of spontaneous quantum vortices in polariton superfluids*, Physical Review Letters **106**(11), S. 115301 (2011).
- [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 pi-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*

## LITERATURVERZEICHNIS

- spinor exciton polaritons in a magnetic field*, Physical Review Letters **105**(25), S. 256401 (2010).
- [Lau04] F. P. Laussy, G. Malpuech, A. Kavokin und P. Bigenwald, *Spontaneous Coherence Buildup in a Polariton Laser*, Physical Review Letters **93**(1), S. 198 (2004).
- [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*, Physical Review B **73**(3) (2006).
- [Lau10] F. P. Laussy, A. V. Kavokin und I. A. Shelykh, *Exciton-polariton mediated superconductivity*, Physical Review Letters **104**(10), S. 106402 (2010).
- [Le 98] S. Le Dang, D. Heger, R. André, F. Bœuf und R. Romestain, *Stimulation of Polariton Photoluminescence in Semiconductor Microcavity*, Physical Review Letters **81**(18), S. 3920 (1998).
- [Leg01] A. J. Leggett, *Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts*, Reviews of Modern Physics **73**(2), S. 307 (2001).
- [Lem14] M.-A. Lemonde, N. Didier und A. A. Clerk, *Antibunching and unconventional photon blockade with Gaussian squeezed states*, Physical Review A **90**(6) (2014).
- [Lev07] S. Levy, E. Lahoud, I. Shomroni und J. Steinhauer, *The a.c. and d.c. Josephson effects in a Bose-Einstein condensate*, Nature **449**(7162), S. 579 (2007).
- [Ley07] C. Leyder, M. Romanelli, J. P. Karr, E. Giacobino, T. C. H. Liew, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. Malpuech und A. Bramati, *Observation of the optical spin Hall effect*, Nature Physics **3**(9), S. 628 (2007).
- [Li15] G. Li, T. C. H. Liew, O. A. Egorov und E. A. Ostrovskaya, *Incoherent excitation and switching of spin states in exciton-polariton condensates*, Physical Review B **92**(6) (2015).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Lie08] T. C. H. Liew, A. V. Kavokin und I. A. Shelykh, *Optical circuits based on polariton neurons in semiconductor microcavities*, Physical Review Letters **101**(1), S. 016402 (2008).
- [Lie10] T. C. H. Liew und V. Savona, *Single photons from coupled quantum modes*, Physical Review Letters **104**(18), S. 183601 (2010).
- [Lie11] T. Liew, I. A. Shelykh und G. Malpuech, *Polaritonic devices*, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **43**(9), S. 1543 (2011).
- [Lit08] A. E. Lita, A. J. Miller und S. W. Nam, *Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency*, Optics Express **16**(5), S. 3032 (2008).
- [Liu15] X. Liu, T. Galfsky, Z. Sun, F. Xia, E.-c. Lin, Y.-H. Lee, S. Kéna-Cohen und V. M. Menon, *Strong light-matter coupling in two-dimensional atomic crystals*, Nature Photonics **9**(1), S. 30 (2015).
- [Lov08] A. P. D. Love, D. N. Krizhanovskii, D. M. Whittaker, R. Bouchekioua, D. Sanvitto, S. A. Rizeiqi, R. Bradley, M. S. Skolnick, P. R. Eastham, R. André und S. Le Dang, *Intrinsic decoherence mechanisms in the microcavity polariton condensate*, Physical Review Letters **101**(6), S. 067404 (2008).
- [Lu12] T.-C. Lu, Y.-Y. Lai, Y.-P. Lan, S.-W. Huang, J.-R. Chen, Y.-C. Wu, W.-F. Hsieh und H. Deng, *Room temperature polariton lasing vs. photon lasing in a ZnO-based hybrid microcavity*, Optics express **20**(5), S. 5530 (2012).
- [Lun16] N. Lundt, S. Klemmt, E. Cherotchenko, S. Betzold, O. Iff, A. V. Nalitov, M. Klaas, C. P. Dietrich, A. V. Kavokin, S. Höfling und C. Schneider, *Room-temperature Tamm-plasmon exciton-polaritons with a WSe<sub>2</sub> monolayer*, Nature communications **7**, S. 13328 (2016).
- [Lun17] N. Lundt, A. Maryński, E. Cherotchenko, A. Pant, X. Fan, S. Tongay, G. Şek, A. V. Kavokin, S. Höfling und C. Schneider, *Monolayered MoSe<sub>2</sub>: A candidate for room temperature polaritonics*, 2D Materials **4**(1), S. 015006 (2017).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Mag11] E. B. Magnusson, I. G. Savenko und I. A. Shelykh, *Bistability phenomena in one-dimensional polariton wires*, Physical Review B **84**(19), S. 031110 (2011).
- [Mal02] G. Malpuech, A. Kavokin, A. Di Carlo und J. J. Baumberg, *Polariton lasing by exciton-electron scattering in semiconductor microcavities*, Physical Review B **65**(15), S. 3314 (2002).
- [Mal03] G. Malpuech, Y. G. Rubo, F. P. Laussy, P. Bigenwald und A. V. Kavokin, *Polariton laser: Thermodynamics and quantum kinetic theory*, Semiconductor Science and Technology **18**(10), S. S395 (2003).
- [Mar15] F. Marsault, H. S. Nguyen, D. Tanese, A. Lemaître, E. Galopin, I. Sagnes, A. Amo und J. Bloch, *Realization of an all optical exciton-polariton router*, Applied Physics Letters **107**(20), S. 201115 (2015).
- [Mar16] MarketResearch, *Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSELs) Market [...] Forecast 2016 - 2024. (November 2016). Retrieved from <https://www.transparencymarketresearch.com/vertical-cavity-surface-emitting-laser-market>* (2016).
- [Mar18] MarketsandMarket, *VCSEL Market by Material [...] Global Forecast to 2023. (July 2018). Retrieved from <https://www.marketsandmarkets.com/Market-Reports/vcse-market-206588268.html>* (2018).
- [Mil79] D. Miller, S. D. Smith und A. Johnston, *Optical bistability and signal amplification in a semiconductor crystal: Applications of new low-power nonlinear effects in InSb*, Applied Physics Letters **35**(9), S. 658 (1979).
- [MM18] G. Muñoz-Matutano, A. Wood, M. Johnson, X. V. Asensio, B. Baragiola, A. Reinhard, A. Lemaître, J. Bloch, A. Amo, B. Besga, M. Richard und T. Volz, *Quantum-correlated photons from semiconductor cavity polaritons*, arXiv:1712.05551 (2018).
- [Nal15] A. V. Nalitov, G. Malpuech, H. Terças und D. D. Solnyshkov, *Spin-orbit coupling and the optical spin Hall effect in photonic graphene*, Physical Review Letters **114**(2), S. 026803 (2015).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Nar11] G. Nardin, G. Grosso, Y. Leger, B. Pietka, F. Morier-Genoud und B. Deveaud-Pledran, *Hydrodynamic nucleation of quantized vortex pairs in a polariton quantum fluid*, Nature Physics **7**(8), S. 635 (2011).
- [Ngu13] H. S. Nguyen, D. Vishnevsky, C. Sturm, D. Tanese, D. Solnyshkov, E. Galopin, A. Lemaître, I. Sagnes, A. Amo, G. Malpuech und J. Bloch, *Realization of a double-barrier resonant tunneling diode for cavity polaritons*, Physical Review Letters **110**(23), S. 236601 (2013).
- [Nie16] D. Niemietz, J. Schmutzler, P. Lewandowski, K. Winkler, M. Aßmann, S. Schumacher, S. Brodbeck, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling und M. Bayer, *Experimental realization of a polariton beam amplifier*, Physical Review B **93**(23) (2016).
- [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*, Physical Review B **90**(20), S. 1144 (2014).
- [Nit16] W. H. Nitsche, N. Y. Kim, G. Roumpos, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Spatial correlation of two-dimensional bosonic multimode condensates*, Physical Review A **93**(5), S. 610 (2016).
- [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*, Physical Review Letters **109**(1), S. 016404 (2012).
- [Ohn98] H. Ohno, *Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic*, Science **281**(5379), S. 951 (1998).
- [Ott05] A. Ottl, S. Ritter, M. Köhl und T. Esslinger, *Correlations and counting statistics of an atom laser*, Physical Review Letters **95**(9), S. 090404 (2005).
- [OV91] J. Oz-Vogt, A. Mann und M. Revzen, *Thermal Coherent States and Thermal Squeezed States*, Journal of Modern Optics **38**(12), S. 2339 (1991).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Par10] T. K. Paraïso, M. Wouters, Y. Léger, F. Morier-Genoud und B. Deveaud-Plédran, *Multistability of a coherent spin ensemble in a semiconductor microcavity*, *Nature materials* **9**(8), S. 655 (2010).
- [Per97] S. V. Pereverzev, A. Loshak, S. Backhaus, J. C. Davis und R. E. Packard, *Quantum oscillations between two weakly coupled reservoirs of superfluid  $^3\text{He}$* , *Nature* **388**(6641), S. 449 (1997).
- [Per05] M. Perrin, P. Senellart, A. Lemaître und J. Bloch, *Polariton relaxation in semiconductor microcavities: Efficiency of electron-polariton scattering*, *Physical Review B* **72**(7) (2005).
- [Pie96] C. Piermarocchi, F. Tassone, V. Savona, A. Quattropani und P. Schwen-dimann, *Nonequilibrium dynamics of free quantum-well excitons in time-resolved photoluminescence*, *Physical Review B* **53**(23), S. 15834 (1996).
- [Pie15] B. Piętka, D. Zygmont, M. Król, M. R. Molas, A. A. L. Nicolet, F. Morier-Genoud, J. Szczytko, J. Łusakowski, P. Zięba, I. Tralle, P. Stepnicki, M. Matuszewski, M. Potemski und B. Deveaud, *Magnetic field tuning of exciton-polaritons in a semiconductor microcavity*, *Physical Review B* **91**(7) (2015).
- [Pit03] L. P. Pitaevskiĭ und S. Stringari, *Bose-Einstein condensation*, Band 116 von *International series of monographs on physics*, Clarendon Press, Oxford (2003).
- [Plu14] 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*, *Nature materials* **13**(3), S. 247 (2014).
- [Por03] D. Porras und C. Tejedor, *Linewidth of a polariton laser: Theoretical analysis of self-interaction effects*, *Physical Review B* **67**(16), S. 1547 (2003).
- [Pur46] E. M. Purcell, H. C. Torrey und R. V. Pound, *Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid*, *Physical Review* **69**(1-2), S. 37 (1946).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Rei10] S. Reitzenstein und A. Forchel, *Quantum dot micropillars*, Journal of Physics D: Applied Physics **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, *Zee-man splitting and diamagnetic shift of spatially confined quantum-well exciton polaritons in an external magnetic field*, Physical Review B **84**(16) (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*, Physical Review B **86**(15) (2012).
- [Roc00] G. Rochat, C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani und P. Schwendimann, *Excitonic Bloch equations for a two-dimensional system of interacting excitons*, Physical Review B **61**(20), S. 13856 (2000).
- [Rou10] G. Roumpos, W. H. Nitsche, S. Höfling, A. Forchel und Y. Yamamoto, *Gain-induced trapping of microcavity exciton polariton condensates*, Physical Review Letters **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. Szymanska, 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*, Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America **109**(17), S. 6467 (2012).
- [Ryz16] I. I. Ryzhov, M. M. Glazov, A. V. Kavokin, G. G. Kozlov, M. Aßmann, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, M. Bayer und V. S. Zapasskii, *Spin noise of a polariton laser*, Physical Review B **93**(24), S. 1824 (2016).
- [Sab01] M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, S. Le Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J. L. Staehli und B. Deveaud,

*High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities*, Nature **414**(6865), S. 731 (2001).

- [San10] D. Sanvitto, F. M. Marchetti, M. H. Szymańska, G. Tosi, M. Baudisch, F. P. Laussy, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, L. Marrucci, A. Le-maître, J. Bloch, C. Tejedor und L. Viña, *Persistent currents and quantized vortices in a polariton superfluid*, Nature Physics **6**(7), S. 527 (2010).
- [San11] D. Sanvitto, S. Pigeon, A. Amo, D. Ballarini, M. de Giorgi, I. Carusotto, R. Hivet, F. Pisanello, V. G. Sala, P. S. S. Guimaraes, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, A. Bramati und G. Gigli, *All-optical control of the quantum flow of a polariton condensate*, Nature Photonics **5**(10), S. 610 (2011).
- [San12] D. Sanvitto und V. Timofeev, *Exciton polaritons in microcavities: New frontiers / Daniele Sanvitto, Vladislav Timofeev, editors*, Band 172 von *Springer series in solid-state sciences*, Springer, Heidelberg and London (2012).
- [San16] D. Sanvitto und S. Kéna-Cohen, *The road towards polaritonic devices*, Nature materials **15**(10), S. 1061 (2016).
- [Sar10] D. Sarkar, S. S. Gavrilov, M. Sich, J. H. Quilter, R. A. Bradley, N. A. Gippius, K. Guda, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick und D. N. Krizhanovskii, *Polarization bistability and resultant spin rings in semiconductor microcavities*, Physical Review Letters **105**(21), S. 216402 (2010).
- [Sav95] V. Savona, L. C. Andreani, P. Schwendimann und A. Quattropani, *Quantum well excitons in semiconductor microcavities: Unified treatment of weak and strong coupling regimes*, Solid State Communications **93**(9), S. 733 (1995).
- [Sav13] I. G. Savenko, T. C. H. Liew und I. A. Shelykh, *Stochastic Gross-Pitaevskii equation for the dynamical thermalization of Bose-Einstein condensates*, Physical Review Letters **110**(12), S. 127402 (2013).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Sch07] B. Schaefer, E. Collett, R. Smyth, D. Barrett und B. Fraher, *Measuring the Stokes polarization parameters*, American Journal of Physics **75**(2), S. 163 (2007).
- [Sch08] P. Schwendimann und A. Quattropani, *Statistics of the polariton condensate*, Physical Review B **77**(8) (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).
- [Sch15] J. Schmutzler, P. Lewandowski, M. Aßmann, D. Niemietz, S. Schumacher, M. Kamp, C. Schneider, S. Höfling und M. Bayer, *All-optical flow control of a polariton condensate using nonresonant excitation*, Physical Review B **91**(19), S. 282 (2015).
- [Sch17] C. Schneider, K. Winkler, M. D. Fraser, M. Kamp, Y. Yamamoto, E. A. Ostrovskaya und S. Höfling, *Exciton-polariton trapping and potential landscape engineering*, Reports on progress in physics. Physical Society (Great Britain) **80**(1), S. 016503 (2017).
- [She10] I. A. Shelykh, R. Johne, D. D. Solnyshkov und G. Malpuech, *Optically and electrically controlled polariton spin transistor*, Physical Review B **82**(15), S. 692 (2010).
- [Sic12] M. Sich, D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, A. V. Gorbach, R. Hartley, D. V. Skryabin, E. A. Cerda-Méndez, K. Biermann, R. Hey und P. V. Santos, *Observation of bright polariton solitons in a semiconductor microcavity*, Nature Photonics **6**(1), S. 50 (2012).
- [Sko98] M. S. Skolnick, T. A. Fisher und D. M. Whittaker, *Strong coupling phenomena in quantum microcavity structures*, Semiconductor Science and Technology **13**(7), S. 645 (1998).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Sme97] A. Smerzi, S. Fantoni, S. Giovanazzi und S. R. Shenoy, *Quantum Coherent Atomic Tunneling between Two Trapped Bose-Einstein Condensates*, Physical Review Letters **79**(25), S. 4950 (1997).
- [Sno17] D. W. Snoke und J. Keeling, *The new era of polariton condensates*, Physics Today **70**(10), S. 54 (2017).
- [Spa12] R. Spano, J. Cuadra, G. Tosi, C. Antón, C. A. Lingg, D. Sanvitto, M. D. Martín, L. Viña, P. R. Eastham, M. van der Poel und J. M. Hvam, *Coherence properties of exciton polariton OPO condensates in one and two dimensions*, New Journal of Physics **14**(7), S. 075018 (2012).
- [Ste13] M. Steger, G. Liu, B. Nelsen, C. Gautham, D. W. Snoke, R. Balili, L. Pfeiffer und K. West, *Long-range ballistic motion and coherent flow of long-lifetime polaritons*, Physical Review B **88**(23) (2013).
- [Ste15] M. Steger, C. Gautham, D. W. Snoke, L. Pfeiffer und K. West, *Slow reflection and two-photon generation of microcavity exciton-polaritons*, Optica **2**(1), S. 1 (2015).
- [Str11] S. Strauf und F. Jahnke, *Single quantum dot nanolaser*, Laser & Photonics Reviews **424**, S. n/a (2011).
- [Stu14] C. Sturm, D. Tanese, H. S. 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 communications **5**, S. 3278 (2014).
- [Stu15] C. Sturm, D. Solnyshkov, O. Krebs, A. Lemaître, I. Sagnes, E. Galopin, A. Amo, G. Malpuech und J. Bloch, *Nonequilibrium polariton condensate in a magnetic field*, Physical Review B **91**(15), S. 3581 (2015).
- [Suc17] H. Suchomel, S. Brodbeck, T. C. H. Liew, M. Amthor, M. Klaas, S. Klemmt, M. Kamp, S. Höfling und C. Schneider, *Prototype of a bistable polariton field-effect transistor switch*, Scientific reports **7**(1), S. 5114 (2017).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Sun17a] Y. Sun, P. Wen, Y. Yoon, G. Liu, M. Steger, L. N. Pfeiffer, K. West, D. W. Snoke und K. A. Nelson, *Bose-Einstein Condensation of Long-Lifetime Polaritons in Thermal Equilibrium*, Physical Review Letters **118**(1), S. 016602 (2017).
- [Sun17b] Y. Sun, Y. Yoon, M. Steger, G. Liu, L. N. Pfeiffer, K. West, D. W. Snoke und K. A. Nelson, *Direct measurement of polariton–polariton interaction strength*, Nature Physics **13**(9), S. 870 (2017).
- [Tan96] T. Tanaka, Z. Zhang, M. Nishioka und Y. Arakawa, *Magnetic field dependence of exciton oscillator strength by measurements of magnetoexciton–polariton mode splitting in quantum wells with a microcavity*, Applied Physics Letters **69**(7), S. 887 (1996).
- [Tan05] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya und E. Kuramochi, *Fast bistable all-optical switch and memory on a silicon photonic crystal on-chip*, Optics Letters **30**(19), S. 2575 (2005).
- [Tar98] A. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, A. Forchel und J. P. Reithmaier, *Exciton-photon coupling in photonic wires*, Physical Review B **57**(12), S. R6807 (1998).
- [Tar00] A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg und J. S. Roberts, *Relaxation bottleneck and its suppression in semiconductor microcavities*, Physical Review B **62**(4), S. R2283 (2000).
- [Tas97] F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani und P. Schwendimann, *Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons*, Physical Review B **56**(12), S. 7554 (1997).
- [Tas99] F. Tassone und Y. Yamamoto, *Exciton-exciton scattering dynamics in a semiconductor microcavity and stimulated scattering into polaritons*, Physical Review 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

## LITERATURVERZEICHNIS

- M. Bayer, *Characterization of two-threshold behavior of the emission from a GaAs microcavity*, Physical Review B **85**(7) (2012).
- [Tos12a] G. Tosi, G. Christmann, N. G. Berloff, P. Tsotsis, T. Gao, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis und J. J. Baumberg, *Geometrically locked vortex lattices in semiconductor quantum fluids*, Nature communications **3**, S. 1243 (2012).
- [Tos12b] 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**(3), S. 190 (2012).
- [Tsi08] S. I. Tsintzos, N. T. Pelekanos, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos und P. G. Savvidis, *A GaAs polariton light-emitting diode operating near room temperature*, Nature **453**(7193), S. 372 (2008).
- [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 Journal of Physics **14**(2), S. 023060 (2012).
- [Tso14] P. Tsotsis, S. I. Tsintzos, G. Christmann, P. G. Lagoudakis, O. Kyriienko, I. A. Shelykh, J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P. S. Eldridge und P. G. Savvidis, *Tuning the Energy of a Polariton Condensate via Bias-Controlled Rabi Splitting*, Physical Review Applied **2**(1) (2014).
- [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*, Nature Physics **4**(9), S. 700 (2008).
- [Vah03] K. J. Vahala, *Optical microcavities*, Nature **424**(6950), S. 839 (2003).
- [Ver06] A. Verger, C. Ciuti und I. Carusotto, *Polariton quantum blockade in a photonic dot*, Physical Review B **73**(19), S. 2145 (2006).
- [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*, Physical Review B **82**(7), S. 233 (2010).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [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*, Physical Review Letters **106**(25), S. 257401 (2011).
- [Wei92] Weisbuch, Nishioka, Ishikawa und Arakawa, *Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity*, Physical Review Letters **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*, Applied Physics Letters **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*, Nature Physics **6**(11), S. 860 (2010).
- [Wer12] E. Wertz, A. Amo, D. D. Solnyshkov, L. Ferrier, T. C. H. Liew, D. Sanvitto, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, A. V. Kavokin, G. Malpuech und J. Bloch, *Propagation and amplification dynamics of 1D polariton condensates*, Physical Review Letters **109**(21), S. 216404 (2012).
- [Whi07] D. M. Whittaker, P. S. S. Guimaraes, D. Sanvitto, H. Vinck, S. Lam, A. Daraei, J. A. Timpson, A. M. Fox, M. S. Skolnick, Y.-L. D. Ho, J. G. Rarity, M. Hopkinson und A. Tahaoui, *High Q modes in elliptical microcavity pillars*, Applied Physics Letters **90**(16), S. 161105 (2007).
- [Whi09] D. M. Whittaker und P. R. Eastham, *Coherence properties of the microcavity polariton condensate*, EPL (Europhysics Letters) **87**(2), S. 27002 (2009).
- [Wie64] N. Wiener, *Extrapolation, interpolation, and smoothing of stationary time series: With engineering applications*, Band 9 von *M.I.T. paperback*

## LITERATURVERZEICHNIS

*series*, Technology Press of the Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., fifth printing Auflage (1964).

- [Wie09] J. Wiersig, C. Gies, F. Jahnke, M. Assmann, T. Berstermann, M. Bayer, C. Kistner, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, C. Kruse, J. Kalden und D. Hommel, *Direct observation of correlations between individual photon emission events of a microcavity laser*, Nature **460**(7252), S. 245 (2009).
- [Win13] 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**(4), S. 041101 (2013).
- [Win17] K. Winkler, H. Flayac, S. Klemmt, A. Schade, D. Nevinskiy, M. Kamp, C. Schneider und S. Höfling, *Exciton-polariton flows in cross-dimensional junctions*, Physical Review B **95**(20) (2017).
- [Wou07] M. Wouters und I. Carusotto, *Excitations in a nonequilibrium Bose-Einstein condensate of exciton polaritons*, Physical Review Letters **99**(14), S. 140402 (2007).
- [Wou09] M. Wouters und V. Savona, *Stochastic classical field model for polariton condensates*, Physical Review B **79**(16), S. 279 (2009).
- [Wou10] M. Wouters, T. C. H. Liew und V. Savona, *Energy relaxation in one-dimensional polariton condensates*, Physical Review B **82**(24), S. 199 (2010).
- [Wur17] M. Wurdack, N. Lundt, M. Klaas, V. Baumann, A. V. Kavokin, S. Höfling und C. Schneider, *Observation of hybrid Tamm-plasmon exciton-polaritons with GaAs quantum wells and a MoSe<sub>2</sub> monolayer*, Nature communications **8**(1), S. 259 (2017).
- [Yos11] K. Yoshioka, E. Chae und M. Kuwata-Gonokami, *Transition to a Bose-Einstein condensate and relaxation explosion of excitons at sub-Kelvin temperatures*, Nature Communications **2**, S. 328 (2011).

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Yu10] P. Y. Yu und M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties*, Graduate Texts in Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg (2010).
- [Zha02] B. Zhao, I. Mönch, H. Vinzelberg, T. Mühl und C. M. Schneider, *Spin-coherent transport in ferromagnetically contacted carbon nanotubes*, Applied Physics Letters **80**(17), S. 3144 (2002).
- [Zha14] B. Zhang, Z. Wang, S. Brodbeck, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling und H. Deng, *Zero-dimensional polariton laser in a subwavelength grating-based vertical microcavity*, Light: Science & Applications **3**(1), S. e135 (2014).
- [Žut04] I. Žutić, J. Fabian und S. Das Sarma, *Spintronics: Fundamentals and applications*, Reviews of Modern Physics **76**(2), S. 323 (2004).

# Danksagung

Ich möchte danken

- Prof. Dr. Sven Höfling
- Dr. Christian Schneider
- Mitgliedern der Spektroskopie und Epitaxie der Technischen Physik
- Prof. Dr. Karl Brunner
- meiner Familie

die diese Arbeit mit ihrer Hilfe und Betreuung möglich gemacht haben.